

Lehrstuhl für Thermodynamik
Technische Universität München

Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen

Jassin Fritz

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Maschinenwesen
der Technischen Universität München
zur Erlangung des akademischen Grades eines
DOKTOR – INGENIEURS
genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr.-Ing., Dr.-Ing. habil. R. Friedrich

Prüfer der Dissertation: 1. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Th. Sattelmayer
2. Univ.-Prof. Dr.-rer. nat. M. Pfitzner,
Universität der Bundeswehr München

Die Dissertation wurde am 03.06.2003 bei der
Technischen Universität München eingereicht und durch
die Fakultät für Maschinenwesen am 18.09.2003 angenommen.

Für Julia

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand am Lehrstuhl für Thermodynamik der Technischen Universität München im Rahmen des Forschungsvorhabens „Flammenausbreitung in verdrallten Rohrströmungen“, das zunächst durch die Asea Brown Boveri AG und später durch die Alstom Power AG gefördert wurde.

Mein ganz herzlicher Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. T. Sattelmayer für die Betreuung und sein großes Interesse an der Arbeit. Ebenso möchte ich mich für seine stete Unterstützung und die zahlreichen interessanten Gespräche bedanken, die häufig weit über rein fachliche Inhalte hinausgingen. Die Arbeit am Lehrstuhl für Thermodynamik wird mir eine wertvolle Erfahrung bleiben, an die ich gerne zurückdenke.

Herrn Prof. Dr.-rer. nat. M. Pfitzner danke ich für das große Interesse bei der Durchsicht meiner Arbeit und die freundliche Übernahme des Koreferats. Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. R. Friedrich danke ich für den Vorsitz bei der mündlichen Prüfung.

Herzlicher Dank gilt natürlich meinen Kolleginnen und Kollegen für die Zusammenarbeit und die gute Atmosphäre am Lehrstuhl. Insbesondere danke ich Martin Kröner, Christian Pankiewitz, Thomas Lex und Rene Schneider für deren Freundschaft und die zahlreichen Diskussionen. Hervorheben möchte ich Herrn Dr.-Ing. Martin Kröner mit dem ich gemeinsam das Forschungsprojekt bearbeitete, in dessen Rahmen diese Arbeit entstand. Für die stets partnerschaftliche Zusammenarbeit bedanke ich mich herzlich. Auch geht mein Dank an Herrn Prof. Ph.D. (CCNY) W. Polifke und Herrn Dr.-Ing. Christoph Hirsch für die fachlichen Diskussionen und Anregungen.

Weiterhin kommt mein Dank allen Studenten zu, die an dieser Arbeit beteiligt waren. Exemplarisch seien Anton Winkler, Thomas Steinhilber, Peter Zimmermann, Johannes Markmiller und Bernhard Endisch genannt, die durch ihren tatkräftigen Einsatz zum Gelingen der Experimente beitrugen.

Meinen Eltern und meiner Freundin Julia danke ich für den Rückhalt und ihre Unterstützung während der gesamten Arbeit.

München, November 2003

Jassin Fritz

Inhaltsverzeichnis

1	EINLEITUNG	1
2	PHYSIKALISCHE UND CHEMISCHE GRUNDLAGEN	4
2.1	Eigenschaften verdrahter Strömungen	4
2.1.1	Wirbelformen	4
2.1.2	Reynoldsgleichungen	6
2.1.3	Drallstärke	8
2.1.4	Zweidimensionaler Zwang	10
2.1.5	Rayleigh-Kriterium	10
2.1.6	Instabilitäten	12
2.2	Vortex Breakdown	13
2.2.1	Erscheinungsform und Struktur	14
2.2.2	Theoretische Erklärung des Phänomens	18
2.3	Ausbreitung vorgemischter Flammen	30
2.3.1	Laminare Flammenausbreitung	30
2.3.2	Turbulenzeinfluss auf die Flammenausbreitung	36
2.4	Flammenrückschlagsursachen bei Vormischflammen	44
2.4.1	Flammenausbreitung in der Kernströmung	45
2.4.2	Flammenausbreitung in der Wandgrenzschicht	47
2.4.3	Flammenrückschlag durch Verbrennungsinstabilitäten	55
2.4.4	Flammenrückschlag in Drallbrennern	57
2.5	Flammenausbreitung in Wirbelröhren	59
2.5.1	Experimentelle Untersuchungen	60
2.5.2	Modellierung und physikalische Effekte	63
3	VERSUCHSANLAGE	72
3.1	Beschreibung der Versuchsanlage	72
3.2	Versuchsablauf	77
3.3	Brennerkonfigurationen	78

4	OPTISCHE MESSTECHNIKEN	80
4.1	Flammensensor	80
4.2	Laser-Doppler-Anemometrie	84
4.2.1	Messprinzip	84
4.2.2	Streupartikel und deren Folgevermögen	87
4.2.3	Einfluss der zylindrischen Grenzflächen	93
4.2.4	Messaufbau und Signalverarbeitung	100
4.3	Laserinduzierte Fluoreszenz	105
4.4	Hochgeschwindigkeitsvideotechnik	109
4.4.1	Simultaner Einsatz mit der Laser-Doppler-Anemometrie	110
4.4.2	Digitale Bildverarbeitung	111
5	VERSUCHSERGEBNISSE UND INTERPRETATION	113
5.1	Isotherme Drallströmung	113
5.1.1	Wirbelkerneinfluss auf das mittlere Strömungsfeld	113
5.1.2	Wirbelkerneinfluss auf die Geschwindigkeitsschwankungen	125
5.1.3	Integrale Kenngrößen	134
5.2	Flammenrückschlagscharakteristik	137
5.3	Lokale Untersuchung des Flammenrückschlags	141
5.3.1	Zeitverläufe der axialen und azimuthalen Strömungsgeschwindigkeit während eines Flammenrückschlags	141
5.3.2	Strömungsverlauf im flammenfesten Bezugssystem	149
5.3.3	Physikalischer Mechanismus des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens: CIVB	153
5.3.4	Struktur der Flamme und Ablauf des CIVBs	165
5.3.5	Länge und Stärke der Rückströmzone	176
5.4	Lokale Untersuchung der Regeneration der Drallströmung	183
5.4.1	Zeitlicher Verlauf der instationären Strömung	183
5.4.2	Struktur stagnierender und ausgespülter Flammen	186
5.5	Globales Flammenverhalten	193
5.5.1	Einfluss des Luftverhältnisses	194
5.5.2	Einfluss des Wirbelkerns	197

5.6	Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten	203
5.6.1	Experimentelle Ergebnisse.....	204
5.6.1.1	Abhängigkeit vom Dichteverhältnis	205
5.6.1.2	Abhängigkeit von der maximalen Umfangsgeschwindigkeit.....	207
5.6.2	Berechnungsmodell für die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit in einer eingeschlossenen Rankine-Wirbelströmung	209
5.6.3	Berechnungsmodell für die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit in der untersuchten Drallströmung	222
6	ZUSAMMENFASSUNG	226
7	LITERATURVERZEICHNIS	230

Nomenklatur

Lateinische Buchstaben

A	$[m^2]$	Fläche
BK		Brennerkonfiguration
C_i		Konstante
c	$[m/s]$	Absolute Wellenausbreitungsgeschwindigkeit
c	$[m/s]$	Lichtgeschwindigkeit / Schallgeschwindigkeit
D	$[m]$	Mischrohrinnendurchmesser, Brennerdurchmesser
D	$[m^2/s]$	Diffusionskoeffizient
\dot{D}	$[Nm]$	Axialer Drehimpulsstrom
Da	$[-]$	Damköhlerzahl
d_p	$[m]$	Engl.: „penetration distance“
d_q	$[m]$	Löschabstand
\dot{E}	$[W]$	Mechanischer Energiestrom
f	$[Hz]$	Frequenz
Fr	$[-]$	Froudezahl
g_f	$[1/s]$	Kritischer Geschwindigkeitsgradient
g_t	$[1/s]$	Turbulenter Wandgeschwindigkeitsgradient
h	$[Js]$	Planck'sches Wirkungsquantum
H	$[J/kg]$	Totalenergie
\dot{I}	$[N]$	Axialimpulsstrom
k	$[1/m]$	Wellenzahl
L	$[m]$	Längenmass
l_s	$[m]$	Kolmogorov'sches Längenmaß
\dot{m}	$[kg/s]$	Massenstrom
N	$[-]$	Anzahl der Realisationen
n	$[-]$	Brechungsindex
p	$[bar]$	Statischer Druck
\tilde{p}	$[bar]$	Amplitude der Druckoszillation
Pe	$[-]$	Pecletzahl
p_{ref}	$[bar]$	Referenzdruck
p_t	$[bar]$	Totaldruck
r	$[m]$	Radiale Koordinate
R	$[m]$	Mischrohrinnenradius
Re	$[-]$	Reynoldszahl

Ro	$[-]$	Rossbyzahl
r_{vc}	$[m]$	Wirbelkernradius (engl. vortex core)
S	$[-]$	Drallzahl
S_l	$[m/s]$	Laminare Flammengeschwindigkeit
S_t	$[m/s]$	Turbulente Flammengeschwindigkeit
t	$[s]$	Zeit
T	$[^{\circ}C]$	Temperatur
T_i	$[^{\circ}C]$	Zündtemperatur
T_{ad}	$[^{\circ}C]$	Adiabate Flammentemperatur
T_M	$[^{\circ}C]$	Frischgastemperatur
u	$[m/s]$	Momentane axiale Geschwindigkeit
u'	$[m/s]$	Axiale Schwankungsgeschwindigkeit
u'_{rms}	$[m/s]$	R. m. s. der axialen Geschwindigkeitsschwankung
\tilde{u}	$[m/s]$	Amplitude der Geschwindigkeitsoszillation
U	$[m/s]$	Zeitgemittelte axiale Geschwindigkeit
U_f	$[m/s]$	Flammenausbreitungsgeschwindigkeit auf der Wirbelachse (positiv in negative z-Richtung!)
$U_{f,abs}$	$[m/s]$	Absolute Flammenausbreitungsgeschwindigkeit auf der Wirbelachse im raumfesten Koordinatensystem (positiv in negative z-Richtung!)
U_m	$[m/s]$	Massengemittelte Strömungsgeschwindigkeit im Misch- rohr
U_{ref}	$[m/s]$	Referenzgeschwindigkeit
v	$[m/s]$	Momentane radiale Geschwindigkeit
v'	$[m/s]$	Radiale Schwankungsgeschwindigkeit
v'_{rms}	$[m/s]$	R. m. s. der radialen Geschwindigkeitsschwankung
V	$[m/s]$	Zeitgemittelte radiale Geschwindigkeit
\dot{V}	$[m^3/s]$	Volumenstrom
w	$[m/s]$	Momentane azimuthale Geschwindigkeit
w'	$[m/s]$	Azimuthale Schwankungsgeschwindigkeit
w'_{rms}	$[m/s]$	R. m. s. der azimuthalen Geschwindigkeitsschwankung
W	$[m/s]$	Zeitgemittelte azimuthale Geschwindigkeit
x	$[m]$	Koordinate
X	$[-]$	Molenbruch
\vec{x}	$[m]$	Ortsvektor
Δx	$[m]$	Interferenzstreifenabstand
z	$[m]$	Axiale Koordinate

Griechische Buchstaben

δ	[m]	Laminare Flammendicke
δ_v	[m]	Dicke der Vorwärmzone
δ_r	[m]	Dicke der Reaktionszone
δ_U	[m]	Dicke der laminaren Unterschicht
$\dot{\epsilon}$	[$1/s$]	Reaktionsrate
$\tilde{\epsilon}$	[m^2/s^3]	Dissipationsrate
η	[$Pa\ s$]	Dynamische Viskosität
η_1, η_2	[-]	Radienverhältnis
Θ	[$^\circ$]	Halber Laserstrahlschnittwinkel
λ	[-]	Luftverhältnis
λ	[m]	Wellenlänge
λ_T	[m]	Taylorsches Mikromaß
ν	[m^2/s]	Kinematische Viskosität
ρ	[kg/m^3]	Dichte
σ	[-]	Dichteverhältnis ρ_u / ρ_b
τ	[s]	Zeitmass
φ	[rad]	Azimutale Koordinate
φ_i	[$^\circ$]	Winkel zum Lot der Grenzfläche
χ	[$^\circ$]	Winkel des Geschwindigkeitsvektors der Strömung zur Flammenfront
ψ	[m^3/s]	Stromfunktion (inkompressibel)
ψ	[kg/s]	Stromfunktion
$\vec{\omega}$	[$1/s$]	Wirbelstärke
Ω	[$1/s$]	Winkelgeschwindigkeit

Indices

a	Außenströmung betreffend
A	Anregung / Außenströmung
<i>abs</i>	Absolutwert
<i>ad</i>	adiabat
<i>b</i>	verbrannt (engl. burned)
<i>B</i>	Bewegtes Koordinatensystem
<i>BK</i>	Brennerkonfiguration
<i>Br</i>	Brennstoff
c	chemisch

<i>char</i>	charakteristisch
<i>CIVB</i>	Verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen (engl. C ombustion I nduced V ortex B reakdown)
<i>f</i>	Flamme
F	Fluoreszenz
<i>FFB</i>	Finaler Flammenrückschlag (engl. final flashback). Definition siehe Kapitel 5.2
<i>ges</i>	gesamt
<i>HS</i>	Hochgeschwindigkeitskamera
<i>I</i>	Ortsfestes Inertialsystem
K	Kernströmung
<i>krit</i>	kritisch; kritischer Zustand
<i>l</i>	laminar
<i>L</i>	Luft
<i>LIF</i>	Laserinduzierte Fluoreszenz
<i>M</i>	Frischgemisch (Mixture)
max	Maximalwert
min	Minimalwert
MR	Mischrohr
<i>MV</i>	Messvolumen
n	normal
<i>p</i>	Partikel
<i>r</i>	relativ / radial
<i>rms</i>	Root-Mean-Square (RMS-Wert)
<i>rot / ir</i>	rotationsbehaftet / rotationsfrei
<i>rück</i>	CIVB-Rückströmzone
s	shift
S	Stromlinie / Strömung
SP	Spalt
<i>t</i>	turbulent
<i>u</i>	unverbrannt (engl. unburned)
<i>U</i>	Untersuchungsbereich / Unterschicht / axiale Geschw.
w	Wand
ZYL	Zylinder

1 Einleitung

Die bisherige weltweite Energieversorgung wird klar durch die Verbrennung fossiler Energieträger dominiert. Auch bei den derzeitigen Anstrengungen, fossile Brennstoffe durch nachwachsende Rohstoffe zu substituieren oder Wasserstoff als Energieträger einzusetzen [EUC02], kommt der Verbrennungstechnik ein tragender Stellenwert zu. Die hohen Anforderungen, die an moderne Verbrennungssysteme hinsichtlich Schadstoffemissionen und Wirkungsgrad gestellt werden, sind nur über eine optimierte Verbrennungsführung zu erreichen.

Aus der Evolution der Verbrennungstechnik ist die magere Vormischverbrennung als außerordentlich schadstoffarmes und erfolgversprechendes Konzept hervorgegangen. Es beruht auf der nahezu homogenen Mischung von Brennstoff und Luft bereits stromauf der Brennkammer. Die Luftmenge übersteigt dabei den notwendigen Anteil welcher für die vollständige Verbrennung des Brennstoffes notwendig wäre. Auf diese Weise werden niedrige Verbrennungstemperaturen unter 1800K erreicht, die die Bildung thermischer Stickoxide (NO_x) weitgehend verhindern. Anstrengungen den NO_x -Ausstoß zu reduzieren sind aus ökologischen Überlegungen heraus zwingend nötig um u. a. den sauren Regen und den photochemischen Smog zu verringern. Der mageren Vormischverbrennung kommt daher bereits heute, insbesondere bei der Erdgasverbrennung in stationären Gasturbinen, eine große Bedeutung zu. Für die Zukunft ist von einer weiteren Ausweitung der Anwendung dieser Technologie auszugehen, obwohl Prinzip bedingt einige Schwierigkeiten zu überwinden sind.

Moderne Brenner prägen dem Gemisch eine Drallströmung auf (Abbildung 1.1 links), um das Abblasen der Flamme beim mageren Betrieb zu verhindern und eine hohe Leistungsdichte bei hohem Ausbrand zu erzielen. Die Wirbelströmung treibt Mischungsprozesse an und ermöglicht durch Wirbelaufplätzen (engl. Vortex Breakdown) in der Brennkammer die Rezirkulation heißer Verbrennungsprodukte für eine aerodynamische Flammenstabilisierung. Durch die Vormischung von Brennstoff und Luft liegt ein zündfähiges Gemisch bereits stromauf der Brennkammer vor. Es besteht daher grundsätzlich

die Gefahr der Flammenausbreitung stromauf in die Vormischzone (Abbildung 1.1 rechts). Dieser Störfall, der zur thermischen Überlastung der Bauteile führt, wird als Flammenrückschlag (engl. Flashback) bezeichnet. Entscheidend für die Betriebssicherheit ist die Fähigkeit des Brenners, die Flammenausbreitung stromauf grundsätzlich zu verhindern oder bereits rückgezündete Bereiche wieder auszuspülen. In der vorliegenden Arbeit wird diese Problematik behandelt.

Ursachen des Flammenrückschlags in drallfreien Brennern sind bekannt und durch geeignete Korrelationen beschrieben worden. Das Rückschlagsverhalten von Drallbrennern weicht jedoch meist erheblich von drallfreien Konzepten ab. Bisher war unklar, welche physikalischen Mechanismen hier die Rückzündung dominieren. Insbesondere bei Drallbrennern, die auf einer rein aerodynamischen Flammenstabilisierung beruhen (Abbildung 1.1), also auf zusätzliche Flammenhalter verzichten, kommen diese Eigenheiten besonders ausgeprägt zum Vorschein.

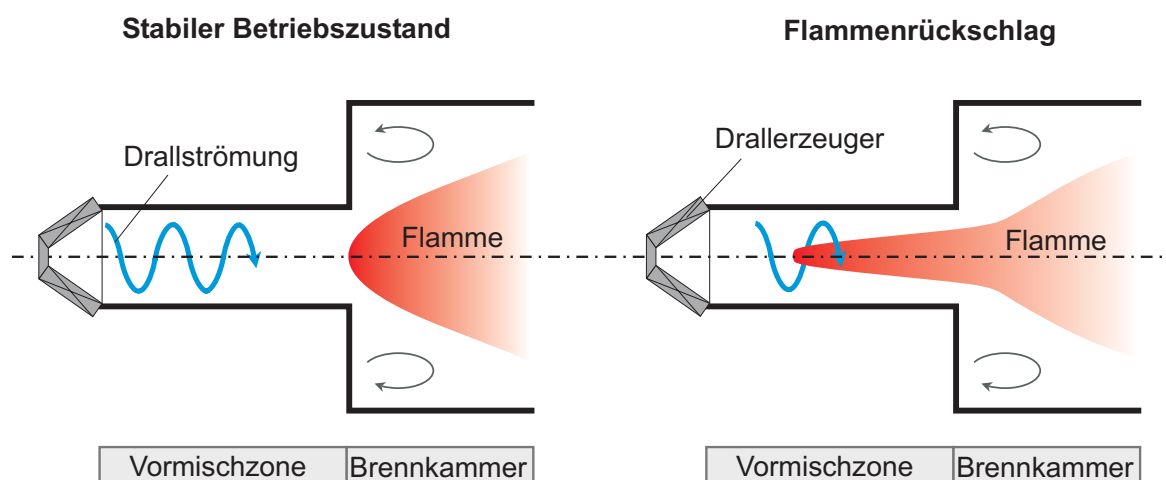


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung des stabilen Betriebszustandes (links) und des Flammenrückschlags nach Kapitel 5.2 (rechts).

Wesentliches Ziel dieser Arbeit war daher, den Flammenrückschlag in einem solchen Drallbrenner mit Hilfe optischer Messmethoden detailliert zu untersuchen. Das globale Flammenverhalten, die Flammenstrukturen, die instationäre Drallströmung sowie die Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten während der Rückzündung wurden ermittelt. Es wird beschrieben, auf welche Weise der Flammenrückschlag im Zentrum der Wirbelströmung (Abbildung

1.1 rechts), ausgehend von einem stabilen Betriebszustand (Abbildung 1.1 links), abläuft. Im Fokus der lokalen Untersuchungen steht dabei zunächst die Identifikation der Flammenrückschlagsursache und die Beschreibung des vorherrschenden physikalischen Mechanismus (Kapitel 5.3). Anhand der experimentellen Ergebnisse und der entwickelten Modellvorstellung wird gezeigt, dass das Phänomen des Wirbelaufplatzens beim Flammenrückschlag eine essentielle Rolle spielt. Zusätzlich werden auch die Effekte beleuchtet, die für die Fähigkeit des Verbrennungssystems bereits rückgezündete Bereiche wieder auszuspülen von Bedeutung sind (Kapitel 5.4). Die lokalen Vorgänge bestimmen das globale Flammenverhalten, das für drei Brennerkonfigurationen in Kapitel 5.5 analysiert wird.

Als Grundlage zum Verständnis der physikalischen Mechanismen werden im Rahmen der Literaturübersicht (Kapitel 2) zunächst Eigenschaften der Drallströmungen, insbesondere das Wirbelaufplatzen, erläutert. Anschließend sind in Kapitel 2, neben der Diskussion der bekannten Flammenrückschlagsursachen, experimentelle Untersuchungen und theoretische Modelle zur Flammenausbreitung in Wirbelröhren zu finden. Diese Studien gehen aus dem Bestreben hervor, die schnelle Flammenausbreitung in kleinen Turbulenzwirbeln zu erklären. Ausgehend von den daraus bekannten Modellen, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Berechnungsverfahren für die Flammenausbreitung in eingeschlossenen Drallströmungen entwickelt (Kapitel 5.6).

2 Physikalische und chemische Grundlagen

2.1 Eigenschaften verdrallter Strömungen

Gleichermaßen in der Natur und in der Technik sind Dreh- und Wirbelströmungen häufig anzutreffen. Manche Naturereignisse, wie Wirbelstürme (Tornados, Hurrikane) und Tiefdruckgebiete, sind durch besondere Eigenschaften der Wirbelströmungen geprägt. Auch Vögel, wie der Kalifornische Kondor, nehmen durch spezielle Federn an der Flügelspitze direkt Einfluss auf Wirbelstrukturen und erhöhen so ihren Flugwirkungsgrad [VANY93]. In der Technik kommt den Drallströmungen beispielsweise in Zyklonen eine große Bedeutung zu. In Zusammenhang mit dieser Arbeit stehen sie wegen ihrer guten Mischungseigenschaften und der Fähigkeit, eine Rückströmzone auszubilden (Wirbelaufplatzen), die zur Flammenstabilisierung genutzt werden kann.

Verdrallte Strömungen bringen eine Vielzahl von Effekten mit sich ([LUG79], [GRE69]) von denen die wichtigsten nachfolgend beschrieben werden. Dem Phänomen des Vortex Breakdowns ist, aufgrund der besonderen Bedeutung für diese Arbeit, ein gesondertes Kapitel gewidmet.

2.1.1 Wirbelformen

Je nach der Entstehung der Drallströmung können sich die Wirbelformen erheblich unterscheiden. Zur analytischen Beschreibung der radialen Verteilung der azimuthalen Geschwindigkeit realer Drallströmungen eignen sich häufig idealisierte Wirbelformen. Die Eigenschaften der drei bedeutenden Wirbelformen: Potentialwirbel, Festkörperwirbel und Rankine-Wirbel werden im Folgenden diskutiert.

Eine Wirbelform der reibungsfreien Strömung ist der Potentialwirbel [ZIE79], der alleine durch die radiale Bewegung von Fluidelementen mit anfänglichem Umfangsimpuls $\rho W r$ durch die Impulserhaltung zustande kommt und eine hyperbolische Umfangsgeschwindigkeitsverteilung besitzt (Gleichung (2.1)).

$$W = \frac{\Gamma_0}{2\pi r} \quad (2.1)$$

Die Wirbelstärke $\vec{\omega}$ (engl. Vorticity) gemäß Gleichung (2.3) zeigt für eine ebene rotationssymmetrische Strömung, dass dieser Wirbel mit konstanter Zirkulation (Gleichung (2.2)) drehungsfrei ist ($r > 0$).

$$\Gamma = \oint_C \vec{u} d\vec{l} = 2\pi W(r)r = \Gamma_0 \quad (1) \quad (2.2)$$

$$\vec{\omega} = \text{rot}\vec{U} = 2\vec{\dot{\varphi}}; \quad \omega_z = \frac{1}{r} \left[\frac{\partial(Wr)}{\partial r} \right] = \frac{1}{2\pi r} \left[\frac{\partial(\Gamma)}{\partial r} \right] = 0; \quad (2.3)$$

Potentialwirbel in Newton'schen Fluiden erzeugen trotz der Drehungsfreiheit viskose Schubspannungen gemäß Gleichung (2.4).

$$\tau_{\varphi r} = \mu \left(\frac{\partial W}{\partial r} - \frac{W}{r} \right) = -\frac{\mu}{\pi} \frac{\Gamma_0}{r^2} \quad (2.4)$$

Bei Annäherung an das Wirbelzentrum steigt die Schubspannung stark an, bis sie im Drehzentrum unendliche Werte erreicht. In der Realität formt sich daher der Potentialwirbel aufgrund der Dissipation im Wirbelkern in einen Festkörperwirbel um [ZIE79]. Dieser ist durch eine lineare Abhängigkeit zwischen Radius und Umfangsgeschwindigkeit gekennzeichnet, besitzt eine vom Radius quadratisch abhängige Zirkulation und eine konstante Wirbelstärke (Gleichung (2.5)). Derartige Wirbel sind zwar drehungsbehaftet, aber nicht dissipativ, da keine Schubspannungen auftreten $\tau_{\varphi r} = 0$.

$$W = Cr; \quad \Gamma = 2\pi Cr^2; \quad \omega_z = 2C \quad (2.5)$$

Eine idealisierte Beschreibung eines Wirbels, dessen potentialwirbelähnliche Verteilung im Wirbelkern (Wirbelkernradius r_{vc}) aufgrund der Reibung in

¹ Für die folgenden Kapitel wird die häufig verwendete Definition der lokalen Zirkulation $\Gamma = W \cdot r$ verwendet.

einen Starrkörperwirbel übergeht, stellt der Rankine-Wirbel dar (Gleichung (2.6)). Wegen seiner einfachen mathematischen Beschreibung kommt er häufig in analytischen Modellen zum Einsatz (vgl. Kapitel 2.5).

$$W = W_{\max} \left(\frac{r}{r_{vc}} \right)^n \quad \text{mit} \quad \begin{cases} n = 1 & \text{für } 0 \leq r \leq r_{vc} \\ n = -1 & \text{für } r > r_{vc} \end{cases} \quad (2.6)$$

Mit einem Burgerswirbel nach Gleichung (2.7) ist es möglich, eine dem Rankine-Wirbel ähnliche Geschwindigkeitsverteilung mit stetigem Übergang zwischen Außen- und Kernbereich zu beschreiben.

$$W = \frac{C_1}{r} \left(1 - e^{-C_2 r^2} \right); \quad \Gamma = 2\pi C_1 \left(1 - e^{-C_2 r^2} \right); \quad (2.7)$$

Welche Wirbelform sich in einer Drallströmung einstellt, wird durch die Art der Drallerzeugung und die darauf folgende Strömungsführung bestimmt ([MUN91], [SCH91]). In Kapitel 5.1 wird ausführlich auf die Wirbelform des in dieser Arbeit verwendeten Drallerzeugers eingegangen.

2.1.2 Reynoldsgleichungen

Die mathematische Beschreibung viskoser verdrallter Strömungen erfolgt mit Hilfe der Navier-Stokes-Gleichungen. Technische Strömungen sind in der Regel turbulent, d. h. die Geschwindigkeiten an einem Ort sind stochastisch und zeitabhängig (vgl. auch Kapitel 2.3.2). Um diese komplexen Strömungen dennoch mathematisch zu erfassen, werden die axiale u , radiale v und azimutale Komponente w der momentanen Geschwindigkeit in ihren zeitlichen Mittelwert (U, V, W) und die Schwankungsgeschwindigkeit (u', v', w') zerlegt.

$$\begin{aligned} u(t, \vec{x}) &= U(\vec{x}) + u'(t, \vec{x}) \\ v(t, \vec{x}) &= V(\vec{x}) + v'(t, \vec{x}) \\ w(t, \vec{x}) &= W(\vec{x}) + w'(t, \vec{x}) \end{aligned} \quad (2.8)$$

Die Navier-Stokes-Gleichungen lassen sich damit unter anderem durch zeitliche Mittelung in die Reynoldsgleichungen ((2.9)-(2.11)) umformen [SCHL79]. Vereinfachend wird nachfolgend von Axialsymmetrie und einer stationären inkompressiblen Strömung ausgegangen.

Axiale Impulsgleichung:

$$U \frac{\partial U}{\partial z} + V \frac{\partial U}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tau_{zr}) + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \right) \quad (2.9)$$

Radiale Impulsgleichung:

$$U \frac{\partial V}{\partial z} + V \frac{\partial V}{\partial r} - \underbrace{\frac{W^2}{r}}_{\text{Querdruckgleichung}} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tau_{rr}) - \frac{\tau_{\varphi\varphi}}{r} + \frac{\partial \tau_{zr}}{\partial z} \right) \quad (2.10)$$

Tangentielle Impulsgleichung:

$$U \frac{\partial W}{\partial z} + V \frac{\partial W}{\partial r} + \frac{VW}{r} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \tau_{\varphi r}) + \frac{\partial \tau_{\varphi z}}{\partial z} \right) \quad (2.11)$$

Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial (rV)}{\partial r} = 0 \quad (2.12)$$

Zu den so genannten Reynoldsspannungen τ_{ij} tragen einerseits die aus den Navier-Stokes-Gleichungen bekannten viskosen Spannungen und andererseits die nichtlinearen konvektiven Anteile bei (Gleichung (2.13)). Letztere sind die Folge des turbulenten Impulsaustausches, der effektiv wie eine Spannung wirkt. Sie übersteigen normalerweise bei voll ausgebildeten turbulenten Strömungen die viskosen Kräfte bei weitem.

$$\begin{aligned}
\tau_{zz} &= 2\mu \frac{\partial U}{\partial z} - \overline{\rho u'^2}; & \tau_{zr} &= \mu \left(\frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial V}{\partial z} \right) - \overline{\rho u'v'} \\
\tau_{rr} &= 2\mu \frac{\partial V}{\partial r} - \overline{\rho v'^2}; & \tau_{\varphi r} &= \mu \left(\frac{\partial W}{\partial r} - \frac{W}{r} \right) - \overline{\rho v'w'} \\
\tau_{\varphi\varphi} &= 2\mu \frac{V}{r} - \overline{\rho w'^2}; & \tau_{\varphi z} &= \mu \frac{\partial W}{\partial z} - \overline{\rho u'w'}
\end{aligned} \tag{2.13}$$

Theoretische Überlegungen basieren oft auf reibungsfreien inkompressiblen und axialsymmetrischen Strömungen, deren Eulersche Bewegungsgleichungen mit $\tau_{ij} = 0$ aus den Gleichungen (2.9) bis (2.11) folgen. Weiterhin sind häufig sehr kleine axiale Axialgeschwindigkeitsgradienten und damit sehr kleine radiale Geschwindigkeiten bereichsweise in Drallströmungen anzutreffen. Es ist dann zulässig, die Bewegungsgleichungen zu den quasi-zylindrischen Gleichungen zu vereinfachen. Die danach verbleibenden Terme laminarer Strömungen (vgl. [HLL72]) sind in den Gleichungen (2.9)-(2.12) grau hinterlegt.

2.1.3 Drallstärke

Entscheidend für die Einschätzung des zu erwartenden Verhaltens der Drallströmung und der dominanten Effekte ist die Drallstärke. Sie wird häufig durch dimensionslose Kennzahlen erfasst.

Bei geeigneter Wahl einer charakteristischen Winkelgeschwindigkeit Ω , einer massengemittelten Geschwindigkeit U und einer charakteristischen Länge L_{char} setzt die Rossbyzahl Ro die Massenträgheitskraft und die Coriolis-Kraft ins Verhältnis (Gleichung (2.14)). Die Herleitung dieser Kennzahl ist in [SCH91] zu finden.

$$Ro = \frac{\rho U^2 L_{char}^2}{\rho \Omega U L_{char}^3} = \frac{U}{\Omega L_{char}} \tag{2.14}$$

Sehr kleine Rossbyzahlen ($Ro \rightarrow 0$) stehen für stark verdrallte Strömungen, in denen unter anderem der im nächsten Kapitel beschriebene zweidimensionale Zwang beobachtet wird.

Zur Charakterisierung von Drallströmungen wird auch das Verhältnis der über den Strömungsquerschnitt integrierten axialen und azimuthalen kinetischen Energieströme verwendet [RIST96]. Als Kennzahl für technische Strömungen besitzt jedoch die Drallzahl S große Bedeutung. Sie ist als der Quotient aus dem integralen axialen Drehimpulsstrom (Gleichung (2.16)) zum integralen Axialimpulsstrom (Gleichung (2.17)) definiert. Das Verhältnis wird mit einem charakteristischen Längenmaß L_{char} , in der Verbrennungsforschung üblicherweise dem halben Brenneraustrittsdurchmesser $L_{char} = D/2 = R$, dimensionslos gemacht (Gleichung (2.15)).

$$S = \frac{\dot{D}}{\dot{I} R} \quad (2.15)$$

$$\dot{D} = 2\pi \int_0^{r_{max}} \rho (UW + \overline{u'w'}) r^2 dr \quad (2.16)$$

$$\dot{I} = 2\pi \int_0^{r_{max}} (p(r) - p_{ref} + \rho(U^2 + u_{rms}'^2)) r dr \quad (2.17)$$

Im Gegensatz zu den erstgenannten Kennzahlen, ist die so definierte Drallzahl in Drallfreistrahlen eine Erhaltungsgröße ([HIL88], [HOF94b]). Auch in zylindrischen Rohren kann sie unter Vernachlässigung der Wandreibung als solche betrachtet werden. Nachdem jedoch in eingeschlossenen Strömungen das statische Druckfeld meist unbekannt und schwer zugänglich ist, verwendet man in der Regel eine vereinfachte Variante der Drallzahl (Gleichung (2.18)), die den Druckterm in Gleichung (2.17) nicht berücksichtigt. Der axiale Impulsstrom \dot{I}_z (Gleichung (2.19)) und damit auch die Drallzahl S ändern sich daher im Allgemeinen in Hauptströmungsrichtung.

$$S = \frac{\dot{D}}{\dot{I}_z R} \quad (2.18)$$

$$\text{mit } \dot{I}_z = 2\pi \int_0^{r_{\max}} \rho(U^2 + u_{rms}^2) r dr \quad (2.19)$$

Häufig finden darüber hinaus die turbulenten Anteile keine Berücksichtigung, was in vielen Drallströmungen nur zu kleinen Fehlern führt. Auf die Drallzahlen der in dieser Arbeit untersuchten Strömung wird in Kapitel 5.1.3 eingegangen.

2.1.4 Zweidimensionaler Zwang

Zur theoretischen Beschreibung des zweidimensionalen Zwangs werden die reibungsfreien, rotationssymmetrischen und stationären Bewegungsgleichungen in ein mit konstanter Winkelgeschwindigkeit rotierendes Koordinatensystem transformiert ([SCH91], [BAT00]). Für sehr große Rossbyzahlen Ro bzw. sehr große Drallzahlen S dominieren die Corioliskräfte, die zur Drehachse parallele Geschwindigkeitsänderungen unterdrücken. Dieses Phänomen wurde erstmals von Proudman 1916 [PRO16] beschrieben. Taylor konnte 1921 Proudmans Überlegungen experimentell bestätigen [LUG79]. Er brachte ein feststehendes Hindernis teilweise in einen Festkörperwirbel ein und beobachtete, dass sich die Strömung so umformt, als ob das Hindernis über die gesamte Wirbellänge vorhanden wäre. Es entstehen so genannte Taylor-Proudman-Säulen. Durch die starke Kopplung in axialer Richtung wird die Strömung also zweidimensional. Man spricht vom zweidimensionalen Zwang oder auch vom Taylor-Proudman-Theorem.

In stark verdrallten Strömungen kann der zweidimensionale Zwang erhebliche Auswirkungen auf das Strömungsfeld haben. Die Dominanz der Corioliskräfte führt beispielsweise bei plötzlichen Querschnittsverengungen bereits weit stromauf zur Kontraktion der Strömung [HIR95].

2.1.5 Rayleigh-Kriterium

Ein wichtiges Kriterium zur Beurteilung der Stabilität einer Drallströmung stellt das Rayleigh-Kriterium dar. Das der Drallströmung inhärente Zentrifugalfeld neigt, je nach der Umfangsgeschwindigkeitsverteilung, dazu, turbulente Schwankungen und Sekundärströmungen hervorzurufen oder zu dämp-

fen. Wird ein Fluidelement auf einer Kreisbahn, auf das im Gleichgewichtszustand die spezifische Zentrifugalkraft $F_1(r) = \rho \Gamma^2(r)/r^3$ wirkt (siehe Gleichung (2.10)), in radiale Richtung um Δr ausgelenkt, ändert sich die Zentrifugalkraft entsprechend der Umfangsimpulserhaltung zu $F_1(r + \Delta r) = \rho \Gamma^2(r)/(r + \Delta r)^3$. Auf das ungestörte Fluid in diesem Bereich wirkt jedoch eine der Zirkulationsverteilung entsprechende Zentrifugalkraft $F_2(r + \Delta r) = \rho \Gamma^2(r + \Delta r)/(r + \Delta r)^3$, die mit dem radialen Druckgradienten im Gleichgewicht steht (siehe quasizylindrischer Anteil von Gleichung (2.10)). Ist $F_2(r + \Delta r) > F_1(r + \Delta r)$ dämpft daher eine Rückstellkraft die Bewegung des Fluidballens. Andernfalls wird die radiale Auslenkung weiter forciert. Es folgt damit das nach Lord Rayleigh 1917 [RAYL17] benannte Stabilitätskriterium für inkompressible Wirbel:

$$\text{Stabil : } \frac{\partial}{\partial r}(rW(r))^2 > 0$$

$$\text{Indifferent: } \frac{\partial}{\partial r}(rW(r))^2 = 0 \quad (2.20)$$

$$\text{Instabil: } \frac{\partial}{\partial r}(rW(r))^2 < 0$$

Die rückstellende Kraft kann auch mit der Corioliskraft beschrieben werden, was nach Schmid [SCH91] auf das gleiche Kriterium führt. Wie Schmid [SCH91] anhand einer reibungsfreien Festkörperwirbelströmung mit kleinen Rossbyzahlen zeigt, führen einmalig ausgelenkte Fluidelemente kreisförmige Drehbewegungen aus. Sie können daher Energie in Form von Trägheitswellen speichern, obwohl das Rayleigh-Kriterium auf Stabilität hinweist. Diese Sekundärströmungen klingen jedoch in realen Fluiden durch Reibungseffekte ab.

Mit dem Radius zunehmende Umfangsgeschwindigkeiten und konstante Umfangsgeschwindigkeiten sind nach Gleichung (2.20) stabil, Potentialwirbel, d. h. Rankinewirbel im Außenbereich dagegen indifferent. Reibungsbehaftete Drallströmungen weisen aufgrund der Haftbedingung immer eine instabile wandnahe Zone auf.

2.1.6 Instabilitäten

Wie im letzten Kapitel bereits angesprochen, neigen Drallströmungen grundsätzlich zu Instabilitäten, da die Corioliskraft und das Zentrifugalfeld die notwendige Rückstellkraft für periodische Bewegungen bereitstellen. Es existieren häufig zeitabhängige und im Allgemeinen dreidimensionale kohärente Strukturen, die zu erheblichen lokalen Geschwindigkeitsschwankungen führen können und der turbulenten Strömung überlagert sind. In Drallflammen werden dadurch einerseits Mischungsprozesse angetrieben ([PARK93], [SYRE96]), andererseits besteht aber auch die Gefahr von Verbrennungsschwüngen [SYRE73], die in jedem Fall unerwünscht sind (vgl. auch Kapitel 2.4.3).

Ein bereits in zylindrischen Rohrströmungen beobachtetes Phänomen ist die instabile Lage des Wirbelzentrums. Der Wirbelkern führt dabei quasi zweidimensionale Bewegungen um das geometrische Zentrum aus, sodass an einem festen Ort in diesem Bereich, bedingt durch hohe mittlere Geschwindigkeitsgradienten, hohe Fluktuationen auftreten [STE95]. Auch in dieser Arbeit wurden derartige instationäre Effekte beobachtet (Kapitel 5.1.2). Nachdem bereits kleine Unsymmetrien in der Drallerzeugung die Nutationsbewegungen des Wirbelkerns hervorrufen können [HOL96], treten sie in technischen Strömungen häufig auf. Auch durch Tragflügel induzierte Wirbelströmungen weisen ähnliche Erscheinungsformen auf. Man spricht in diesem Fall von „Vortex Wandering“ ([BAK73], [BACK97]).

Turbulenzuntersuchungen werden durch die Nutationsbewegungen erheblich erschwert. Es gibt zwar die Möglichkeit über Korrekturansätze ([BAK73], [BACK97], [FLO02]) oder bei ausgeprägtem periodischen Verhalten mit phasengetriggerten Messungen, Turbulenz und Instabilität weitgehend zu separieren, die Wechselwirkungen sind jedoch bis heute ungeklärt.

Von besonders großer technischer Bedeutung ist die Eigenschaft von Drallströmungen sich plötzlich im Kern aufzuweiten und eine zentrale Rückströmzone auszubilden. Dieses Phänomen, das Wirbelaufplatzen (engl. Vortex Breakdown), wird ausführlich im nächsten Kapitel behandelt. Eine weitere Form der Instabilität steht im Zusammenhang mit dem Vortex Breakdown [SYRE96]. Sie ist gekennzeichnet durch umlaufende Wirbelkerne, den so genannten Precessing Vortex Cores (PVC). Dieser Begriff wird häufig ganz allgemein als Bezeichnung für dreidimensionale zeitabhängige Instabilitäten

in Drallströmungen verwendet, meint aber im engeren Sinne nach Syred und Beer [SYRE74] sowie Gupta et al. [GUP84] die Auslenkung des Festkörperwirbelkerns und dessen Präzession um die Symmetrieachse. Die kohärente Struktur kann zwischen der Nullgeschwindigkeitslinie und der Nullstromlinie der Rückströmzone umlaufen [CLAY80]. Sie verlagert damit gleichzeitig die innere Rückströmzone ([FROU95], [SYRE96]). Andere Autoren interpretieren die Instabilitäten als umlaufende Wirbelfäden, die in der Scherschicht zwischen Außenströmung und Rückströmzone entstehen (Primärliteratur siehe z. B.: [HOL96]). Bei der Untersuchung der Reynoldsspannungen nahe und in der Rezirkulationszone sind diese zeitabhängigen kohärenten Strukturen zu berücksichtigen und von der Turbulenz zu unterscheiden. Über Leistungsdichtespektren der Druck- und Geschwindigkeitsfluktuationen können die Vorzugsfrequenzen der Instabilitäten ermittelt werden (z. B.: [SAM87]). Es ist aber auch davon auszugehen, dass in den hochturbulenten Drallströmungen ebenfalls nicht periodische Anteile auf den Precessing Vortex Core zurückzuführen sind [SYRE74]. In Drallströmungsfeldern mit vorgemischter Verbrennung nehmen die Fluktuationen in der Regel zu, wohingegen Diffusionsflammen dämpfend wirken können ([CLAY80], [SYRE94], [SYRE73]).

2.2 Vortex Breakdown

Erste wissenschaftliche Arbeiten zum Phänomen des Wirbelaufplatzens (engl. Vortex Breakdown) wurden bereits vor 50 Jahren veröffentlicht. Wie erwähnt dient das Wirbelaufplatzen der Flammenstabilisierung in schadstoffarmen Brennern (Kapitel 2.4.4), wird aber beispielsweise auch in den Randwirbeln von Flugzeugen mit Deltaflügeln und in Tornados beobachtet. Trotz einer enormen Fülle an Publikationen zum Vortex Breakdown, gibt es bis heute keine umfassende Theorie, die allen experimentellen Beobachtungen gerecht wird.

In diesem Kapitel werden die grundsätzlichen experimentellen Beobachtungen im Überblick dargestellt und die grundlegenden Theorien zur Erklärung des Phänomens eingeführt. Ein umfangreicher Übersichtsartikel zum Thema Wirbelaufplatzen ist in Lucca-Negro et al. [LUC01] zu finden. Dort sind Tabellen mit chronologisch geordneten experimentellen, theoretischen und numerischen Veröffentlichungen enthalten. Ein Vergleich der Ergebnisse numerischer Simulationen mit den experimentellen Erkenntnissen wird in dem

Artikel von Althaus et al. [ALT95] gezogen. Als weitere zusammenfassende Arbeiten sind beispielsweise Hall [HLL72], Leibovich [LEI78], [LEI84] und Escudier [ESC88] zu nennen.

2.2.1 Erscheinungsform und Struktur

Das Phänomen des Wirbelaufplatzens ist nach Sarpkaya [SAR71b] und Benjamin ([BEN65], [BEN62]) als ein abrupter Übergang eines Wirbels in eine andere Struktur zu sehen. Eine genauere und allgemein akzeptierte Definition wurde von Leibovich [LEI78] festgehalten. Er charakterisiert den Vortex Breakdown als eine Störung in der Drallströmung, die sich durch die Ausbildung eines Staupunktes und einer darauf folgenden Rückströmzone mit begrenzter axialer Länge auszeichnet.

Ob eine Drallströmung zum Aufplatzen neigt, wird mit Hilfe von kritischen Drallzahlen S_{krit} quantifiziert. Wie bereits aus theoretischen Überlegungen zum Vortex Breakdown (vgl. Kapitel 2.2.2) hervorgeht, ist es jedoch nicht möglich, eine allgemeine kritische Drallzahl für beliebige Wirbelformen anzugeben. Bei gleicher Drallzahl und gleichem Massenstrom kommt es, je nach radialer Verteilung der Umfangsgeschwindigkeit, unter Umständen zu einer völlig anderen axialen Entwicklung der Strömung [FAR89]. Es verwundert daher nicht, dass kritische Drallzahlen aus der einschlägigen Literatur stark voneinander abweichen ($0,35 < S_{krit} < 1$). Beim Vergleich ist auch zu berücksichtigen, auf welcher charakteristischen Länge L_{char} (Kapitel 2.1.3) die Kennzahl basiert.

Das Wirbelaufplatzen kann sich in seiner Erscheinungsform erheblich unterscheiden. Ausführliche Studien in Rohr- bzw. Diffusorströmungen, wurden von Harvey [HAR62], Sarpkaya (z. B.: [SAR71a], [SAR71b], SAR74) und von Faler und Leibovich [LEI77] durchgeführt. Sarpkaya [SAR71b] unterscheidet in einem Reynoldszahlbereich von $1000 < Re < 11000$ für verschiedene Zirkulationszahlen ($\Gamma/(U_m D)$) drei Typen des Wirbelaufplatzens: das doppelhelixförmige Wirbelaufplatzen, das spiralige Wirbelaufplatzen und das blasenförmige Wirbelaufplatzen. Faler und Leibovich [FAL77] verfeinern die Differenzierung auf sechs Zustände der Wirbelströmung. Im oberen Reynoldszahlbereich $Re > 3500$ werden jedoch ausschließlich die zwei häufigsten Transitionen, das spiralige und das blasenförmige Aufplatzen, beobachtet. Die folgenden Ausführungen konzentrieren sich auf diese Formen, nachdem

für technische Drallbrenner grundsätzlich hohe Reynoldszahlen in der Größenordnung von 50000-100000 typisch sind. Ergänzend sei darauf hingewiesen, dass auch an Deltaflügeln (z. B.: [PAY88]) und an geschlossenen Gefäßen mit rotierender Scheibe (z. B.: [LOP90], [FUJ97], [SPO98]) experimentelle Untersuchungen zum Vortex Breakdown durchgeführt wurden, die jedoch nicht Fokus dieser Arbeit sind.

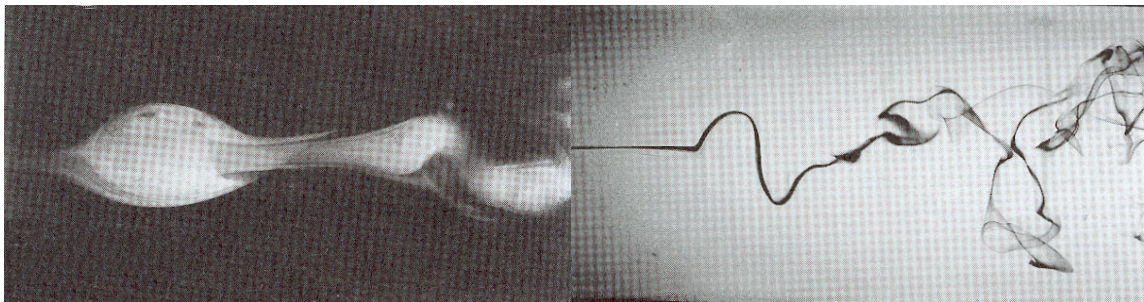


Abbildung 2.1: Blasenförmiges (links) [NAK87] und spiralförmiges Wirbelaufplatzen (rechts) [NAK87]. Die Strömungsrichtung ist von links nach rechts.

Blasenförmiges Wirbelaufplatzen

Hohe Drallzahlen bzw. Zirkulationszahlen begünstigen das blasenförmige Wirbelaufplatzen. Es wird durch die Ausbildung eines Staupunktes auf der Achse des ungestörten Wirbels und einer abrupten Wirbelkernexpansion charakterisiert (Abbildung 2.1). Das Fluid aus dem Wirbelkern umgibt eine Rückströmzone mit hoher Axialsymmetrie, die an der stromab liegenden Seite jedoch verloren geht. Hier erfolgt das Befüllen und Entleeren der Blase nach Sarpkaya [SAR71b], Faler et al. [FAL77], und Brücker [BRÜ93] über einen gekippten Ringwirbel, der sich um die Blasenachse dreht. Mit zunehmendem turbulenten Charakter der Strömung läuft dieser Vorgang jedoch nicht mehr streng auf diese geordnete Weise ab. Es kommt zu einer unregelmäßigen Struktur des Wirbelaufplatzens und einem schnellen Zerfall in grobballige Turbulenz.

Ergebnisse der Strömungsuntersuchungen innerhalb der Rückströmblase unterscheiden sich teilweise erheblich. Während beispielsweise Faler und Leibovich [FAL78] eine Zweizellenstruktur mit vier Staupunkten im Inneren der Blase ermitteln, findet Brücker [BRÜ93] eine durchgehende Rückströmzone (Abbildung 2.2).

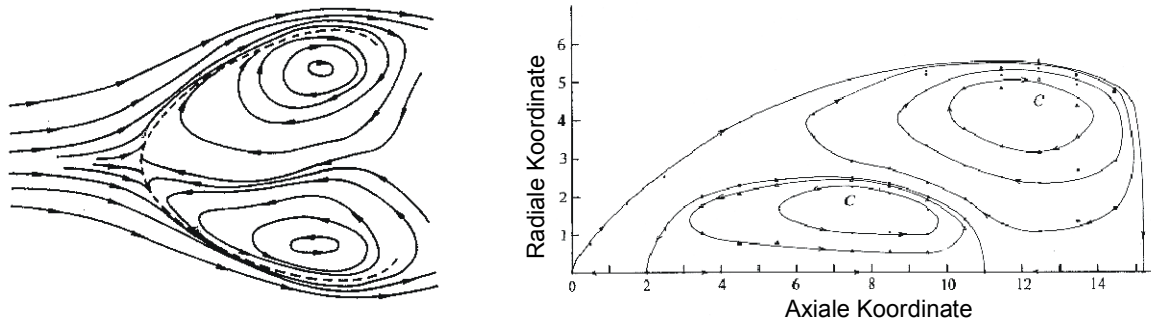


Abbildung 2.2: Links: Momentane Strömungsstruktur des blasenförmigen Wirbelaufplatzens nach [BRÜ93]; rechts: Stromlinien der Doppelringstruktur nach [FAL78].

Spiralförmiges Wirbelaufplatzen

Das spiralförmige Wirbelaufplatzen wird vorwiegend bei niedrigen Zirkulationszahlen beobachtet. Dem in Abbildung 2.1 dargestellten Erscheinungsbild eines auf der Wirbelachse eingebrachten Tintenfadens entsprechend, kommt es zu einer schnellen Stagnation der Strömung auf der Wirbelachse, gekennzeichnet durch den Knick des Fadens und einer anschließenden spiralförmigen, korkenzieherartigen Form. Die Windungen der Spirale können der Drallströmung folgen ([FAL77]), aber auch entgegengesetzt verlaufen ([ESC82], [BRÜ93]). Bereits nach wenigen Windungen zerfällt die geordnete Wirbelstruktur in ungeordnete turbulente Bewegungen. Durch die zusätzliche Rotation der Spirale im Drehsinn der Hauptströmung um die ungestörte Wirbelachse, wird eine instationäre Strömung induziert. Nakamura und Uchida [NAK87] weisen auf periodische Anteile in der Strömung hin und stellen mit Hilfe von LDA-Messungen große Ähnlichkeiten zum blasenförmigen Wirbelaufplatzen hinsichtlich der radialen mittleren Geschwindigkeitsprofile fest. Auf der Rohrachse stellt sich demnach auch beim spiralförmigen Wirbelaufplatzen eine Rückströmzone ein.

Der Staupunkt ist nach Brücker [BRÜ93] eine Folge der Induktionswirkung der Spirale (siehe Abbildung 2.3). Im Unterschied zum blasenförmigen Aufplatzen, liegt der Staupunkt dadurch mehr oder weniger weit von der Rohrachse entfernt, wobei die radiale Auslenkung von der Steigung der Windungen, insbesondere aber von der der ersten Windung, bestimmt wird.

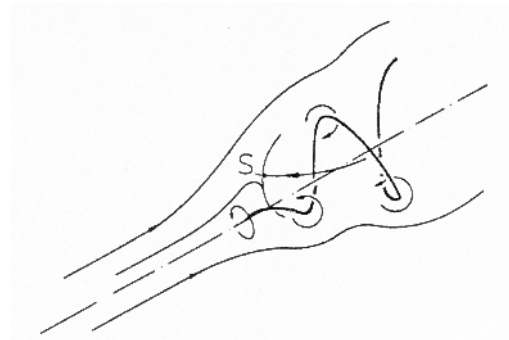


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung des spiralförmigen Wirbelaufplatzens und des induzierten Staupunktes S nach [BRÜ93].

Das spiralförmige bzw. das blasenförmige Wirbelatzen kann unter bestimmten Bedingungen bei konstanten Einflussparametern periodisch oder zufällig in den anderen Typ übergehen. Es ergibt sich jedoch kein einheitliches Bild darüber, ob beide Aufplatzformen ein und dasselbe Phänomen darstellen. Beispielsweise geht Leibovich [LEI83] von grundsätzlich unterschiedlichen Störungen der Strömung aus. Hingegen interpretiert Escudier [ESC88] das blasenförmige Aufplatzen als grundlegendes Phänomen, aus dem durch die Instabilität der Blase der spiralförmige Zustand hervorgeht. Sehr anschaulich und mit vielen experimentellen Beobachtungen konform ist die von Brücker [BRÜ93] entwickelte Vorstellung des instabilen blasenförmigen Aufplatzens, das aus einer komprimierten und symmetrisch ausgerichteten Spirale entsteht. Bei der Evolution der Blasenform werden die Windungen der Spirale zunehmend durch Eigeninduktion symmetrisch zur Rohrachse umorientiert. Dadurch nimmt deren Induktionswirkung zu, und das Gleichgewicht verschiebt sich stromauf. Darüber hinaus neigen die Windungen zum Zusammenschluss und damit zur Kompression der Spirale. Dieses Modell liefert eine Erklärung für die allgemein beobachtete Verschiebung der axialen Position des Wirbelaufplatzens beim Wechsel der Aufplatzformen [FAL77].

2.2.2 Theoretische Erklärung des Phänomens

Die theoretischen Ansätze zur Erklärung des Wirbelaufplatzens können nach Escudier [ESC88] im Wesentlichen in drei Gruppen eingeteilt werden:

- Der Vortex Breakdown wird über Wellen-Phänomene erklärt.
- Das Wirbelaufplatzen ist die Folge einer hydrodynamischen Instabilität.
- Die Stagnation der Strömung beim Vortex Breakdown kann in Analogie zur Grenzschichtablösung betrachtet werden.

Die Verknüpfung des Vortex Breakdowns mit der Existenz von Wellen in Drallströmungen geht auf Squire [SQU60] und Benjamin [BEN62] zurück. Benjamin beschreibt den Vortex Breakdown, analog dem hydraulischen Sprung in Flachwassergerinnen, als einen Übergang zwischen zwei konjugierten Strömungszuständen, einem überkritischen und einem unterkritischen. Eine Drallströmung ist dann überkritisch, wenn kleine Störungen in Form von Wellen nicht stromauf propagieren können, also eine kleinere relative Ausbreitungsgeschwindigkeit C als die Strömungsgeschwindigkeit U vorliegt. Entsprechend der Froudezahl Fr für Strömungen mit freier Oberfläche wird eine Kennzahl N für die beiden Strömungszustände definiert, wobei c_+ und c_- die absolute Wellenausbreitungsgeschwindigkeit stromab bzw. stromauf darstellt ($c_+ = U + C$, $c_- = U - C$).

$$N = \frac{c_+ + c_-}{c_+ - c_-} = \frac{U}{C} \quad (2.21)$$

Der Zustand $N = 1$ liegt bei einer kritischen Drallzahl S_{krit} vor. Eine stärkere Verdrallung $S > S_{krit}$ führt zu einem unterkritischen Strömungszustand ($N < 1$). Überkritische Strömungen nahe der Kritikalität neigen dazu, in den subkritischen Zustand überzugehen und Energie in Form von stehenden Wellen zu speichern [SCH91]. Benjamin [BEN62] zeigt auf, dass der axiale Impulsstrom (incl. Druckterm) der reibungsfreien unterkritischen Drallströmung größer als der der konjugiert überkritischen Strömung ist. Bei einer schwachen Transition kann der Wellenwiderstand der stehenden Wellen das Kräftegleichgewicht ohne größere Verluste herstellen (Fall 1). Plötzliches starkes Wirbelaufplatzen erfordert allerdings, um das Ungleichgewicht zu kompensieren

sieren, einen Totaldruckverlust, der mit einer Turbulenzproduktion einhergeht (Fall 2). Das Analogon in Flachwassergerinnen ist in Abbildung 2.4 für beide Fälle dargestellt.

Stromab der Transition im subkritischen Bereich können sich Störungen und die Strömungsführung auf das gesamte Strömungsfeld bis zum Strömungsumschlag auswirken. Escudier und Keller [ESC85] weisen dies nach, indem Sie experimentell eine eindeutige Abhängigkeit der Strömungsform des Wirbelaufplatzens von der Auslasskontraktion feststellen. Die starke Kopplung mit den stromabseitigen Bedingungen liegt dagegen nicht vor, wenn die Strömung durch Verbrennung (Dichteabsenkung) oder Dissipation wieder superkritisch wird.

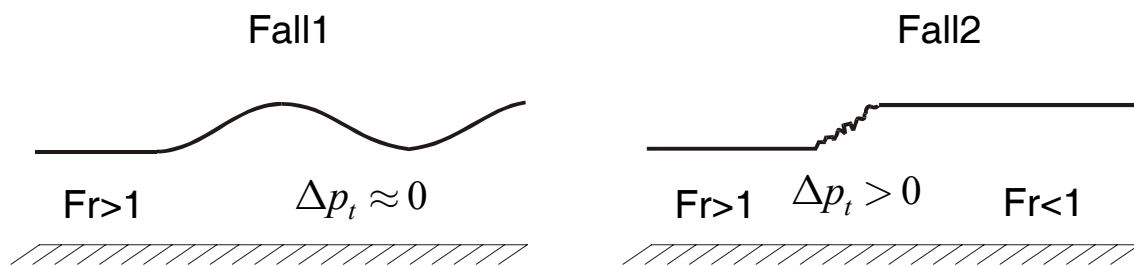


Abbildung 2.4: Vortex-Breakdown: Analogie zum hydraulischen Sprung für eine schwache und starke Transition nach [BEN62].

Zur Bestimmung des Strömungszustandes bzw. der kritischen Drallzahl S_{krit} für eine bestimmte Drallströmung verwendet Benjamin [BEN62] folgenden Störungsansatz für die Stromfunktion, der für $\gamma = i\alpha$ eine rotationssymmetrische stehende Welle mit der Wellenlänge $2\pi/\alpha$ beschreibt:

$$\psi(z, y) = \Psi(y) + \varepsilon \phi(y) e^{\gamma z}. \quad (2.22)$$

Die mit einer Störung überlagerte Stromfunktion ψ ist, ebenso wie die Stromfunktion Ψ , eine Lösung der reibungsfreien, stationären und rotationssymmetrischen Bewegungsgleichung, der Long-Squire-Gleichung ([BAT00]). Mit $y = 1/2r^2$, der Axialgeschwindigkeitsverteilung $U(y)$, der Umfangsgeschwindigkeitsverteilung $W(y)$ und unter Vernachlässigung der Terme höherer Ordnung folgt nach einigen Umformungen für eine zylindrische Strömung, dass $\phi(y)$ Gleichung (2.23) erfüllen muss.

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \left[\frac{\gamma^2}{2y} - \frac{1}{U(y)} \frac{\partial^2 U(y)}{\partial y^2} + \frac{1}{2y^2 U(y)^2} \frac{\partial(yW^2(y))}{\partial y} \right] \phi = 0 \quad (2.23)$$

Eine gegebene Zirkulations- und Axialgeschwindigkeitsverteilung ist dann überkritisch, wenn alle Eigenwerte γ^2 größer Null und damit keine stehenden Wellen möglich sind. Für den Grenzfall, an dem gerade stehende Wellen auftreten, gilt $\gamma^2 = 0$ ([BEN65], [BEN62]). Dann folgt aus Gleichung (2.23) die Differentialgleichung (2.24) zur Bestimmung der Testfunktion ϕ_{krit} .

$$\frac{\partial^2 \phi_{krit}}{\partial y^2} - \left[\frac{1}{U(y)} \frac{\partial^2 U(y)}{\partial y^2} - \frac{1}{2y^2 U(y)^2} \frac{\partial(yW^2(y))}{\partial y} \right] \phi_{krit} = 0 \quad (2.24)$$

Die Lösung ϕ_{krit} der Gleichung (2.24) erfüllt dabei eine der Randbedingungen (2.25).

$$\phi(0) = 0, \quad \phi(1/2 \cdot R^2) = 0 \quad (2.25)$$

Wie Benjamin zeigt, besitzen Testfunktionen unterkritischer Strömungen im Bereich $0 < y < 1/2 \cdot R^2$ mindestens eine Nullstelle, wohingegen superkritische Strömungen keinen Nulldurchgang haben. Dadurch kann jede Strömungsform auf ihren Strömungszustand geprüft werden.

Die Vorstellung, dass stromauf des Wirbelaufplatzens eine überkritische Strömung und stromab ein unterkritischer Zustand vorliegt, wird von zahlreichen experimentellen Arbeiten bestätigt ([LEI78], [ESC88]). Numerische Berechnungen liefern jedoch keine einheitliche Aussage. Grabowski und Berger [GRA76] finden in ihrer zweidimensionalen reibungsbehafteten Simulation keinen eindeutigen Zusammenhang zwischen den Strömungszuständen und dem Auftreten des Wirbelaufplatzens. Dreidimensionale, instationäre und reibungsbehaftete Berechnungen von Breuer [BRE91] führen zu dem Schluss, dass die Strömungstransition lediglich ein notwendiges aber kein hinreichendes Kriterium für das Wirbelaufplatzen ist, wobei Brücker [BRÜ93] aber anmerkt, dass die Gleichung (2.24) auf einem nicht viskosen Fluid basiert und unter Berücksichtigung der Reibungseffekte vielleicht ein hinreichendes Kriterium zu erwarten ist.

In seinem Übersichtsartikel [HLL72] erwähnt Hall eine Schwachstelle der Analogie zum hydraulischen Sprung unter Bezug auf Harvey's Erkenntnisse [HAR62]. Er konnte einen heftigen reversiblen Vortex Breakdown, gekennzeichnet durch einen Staupunkt und große axiale Gradienten, feststellen, der um die Rezirkulationszone einen sehr „glatten“ Strömungsverlauf und selbst stromab keine wesentlichen turbulenten Schwankungen aufwies. Wie bereits erwähnt fordert Benjamins Analogie jedoch für diesen Fall ein hoch dissipatives Wirbelaufplatzen. Das Zweistufenmodell (Abbildung 2.5) von Escudier und Keller [ESC83] schließt diese Lücke, denn das Wirbelaufplatzen in Rohrströmungen wird dabei zunächst als eine isentrope Transition zwischen zwei konjugiert superkritischen Strömungszuständen interpretiert. Dieser Bereich umfasst die Rückströmblase, idealisiert als Stagnationszone. Erst in einem zweiten Schritt findet ein Strömungsumschlag ins Unterkritische analog dem hydraulischen Sprung statt.

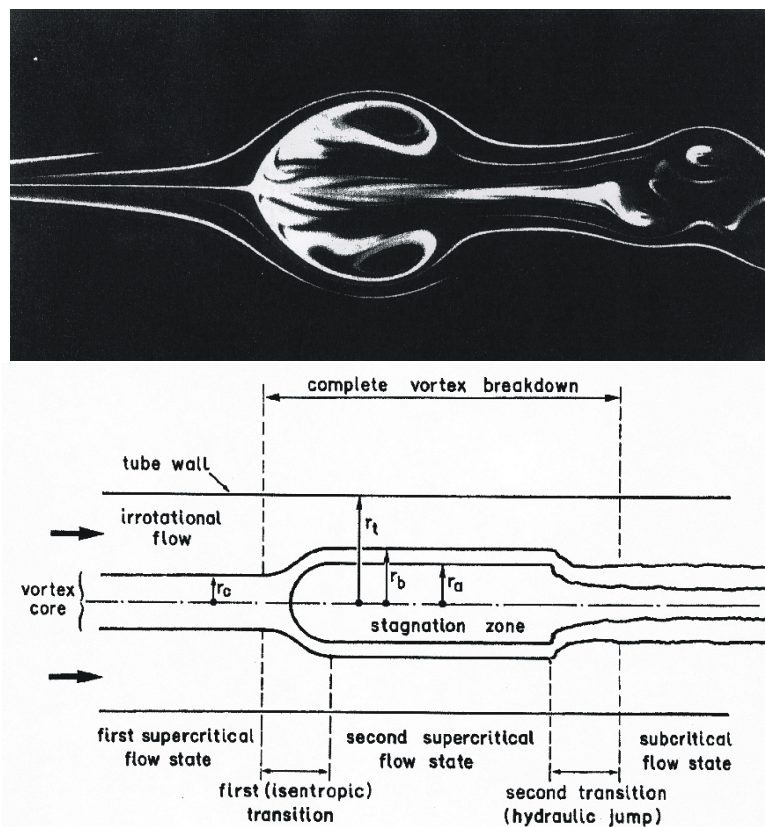


Abbildung 2.5: Der idealisierte Vortex Breakdown nach dem Zweistufenmodell von [ESC83].

Die bisherigen Betrachtungen gehen von einer rotationssymmetrischen Strömung aus und können lediglich das blasenförmige Wirbelaufplatzen erklären. Der spiralige Zustand wird als Sekundäreffekt interpretiert ([BEN67], [HLL72], [ESC88], [BRE91]). Er ist demnach eine Folge von Instabilitäten, die aus nicht-axialsymmetrischen Störungen hervorgehen und das blasenförmige in das spiralige Aufplatzen überführen. Große grundsätzliche Bedeutung als physikalischem Mechanismus und Ursache für das Wirbelaufplatzen wird den hydrodynamischen Instabilitäten jedoch von Ludwig ([LUD62], [LUD65], [LUD70]) beigemessen. Bei einer Verstärkung anfänglicher spiralförmiger Störungen, können Asymmetrien im Wirbelkern die Ausbildung einer Rückströmzone einleiten. Instabilitäten verursachen aber nicht zwingend einen Vortex Breakdown [HEL87]. In Kapitel 2.1.5 wurde bereits das Rayleighkriterium als Stabilitätskriterium für Drallströmungen erläutert. Eine Übersicht über weitere Kriterien wird von Escudier [ESC88] gegeben.

In ihren zusammenfassenden Arbeiten geben Hall [HLL72] und Escudier [ESC88] Schwachstellen der Instabilitätstheorie an, von denen einige nachstehend aufgeführt sind:

- Das Wirbelaufplatzen ist mit hohen Geschwindigkeitsgradienten verbunden, die eine grundsätzliche Neigung zu Instabilitäten bedingen. Damit sind die Instabilitäten als Breakdown-Ursache schwer nachzuweisen bzw. zu widerlegen.
- Aus den experimentellen Untersuchungen ist ein rein blasenförmiges Wirbelaufplatzen mit hoher Symmetrie bekannt (z. B.: [HAR62], vgl. Kapitel 2.2.1). Nachdem verdrahte Strömungen eine höhere Stabilität gegenüber axialsymmetrischen Störungen im Vergleich zu spiraligen Störungen besitzen, können die hydrodynamischen Instabilitäten nicht als Ursache für das blasenförmige Aufplatzen gesehen werden.
- Das mit starken axialen Gradienten verbundene abrupte Wirbelaufplatzen erscheint als schlecht mit dem für hydrodynamische Instabilitäten typischen kontinuierlichen Übergang vereinbar.

Viele Autoren (z. B.: [LUC01], [HLL72], [BRE91]) sehen daher die hydrodynamischen Instabilitäten nicht als vorherrschenden Mechanismus und allgemeine Ursache für das Wirbelaufplatzen an. Stattdessen wird ihnen ein großer Einfluss auf den Übergang vom blasenförmigen in das spiralige Aufplatzen [BRE91] zugeschrieben.

Zweifellos ist das Wirbelaufplatzen mit divergierenden Stromlinien und der Stagnation der Strömung verbunden. Stromauf der Transition sind die axialen Gradienten jedoch gegenüber den radialen klein und können in der Regel vernachlässigt werden. Näherungsweise parallele Stromflächen kennzeichnen die Strömung in diesem Bereich, was eine Vereinfachung der Bewegungsgleichungen zu den quasi zylindrischen Gleichungen erlaubt (siehe Kapitel 2.1.2). Bei dem dritten Erklärungsansatz für das Wirbelaufplatzen wird diese Tatsache genutzt und die Strömung stromauf mit der quasi-zylindrischen Approximation berechnet. Kommt es zu merklichen axialen Geschwindigkeitsgradienten an einem Ort im Strömungsfeld, verliert die Berechnungsgrundlage ihre Gültigkeit. In Analogie zur Ablösung zweidimensionaler Grenzschichten, ist das Versagen der zylindrischen Approximation das Kriterium für das Wirbelaufplatzen [HLL67]. Dieses Verfahren ermöglicht die Vorhersage des Vortex Breakdowns und dessen ungefähre wahrscheinliche Position. Dabei wird die Abhängigkeit von beeinflussenden Parametern wie der Drallzahl und der Reynoldszahl berücksichtigt. Hall [HLL67] konnte zeigen, dass, den experimentellen Beobachtungen entsprechend ([SAR74], [SAR71a], [SAR71a]), ein stärkerer Druckgradient bzw. eine größere Konizität eines Diffusors eine geringere Drallzahl für das Versagen der quasi-zylindrischen Approximation erfordert. Grundsätzlich ist dieses Verfahren jedoch nicht in der Lage, stromauf liegende Einflüsse zu berücksichtigen. Ebenfalls ist es nicht möglich, einen Einblick in die Strömungsstruktur des Wirbelaufplatzens zu gewinnen.

Wie Ludwig [LUD70] und Hall [HLL72] für eine reibungsfreie Strömung zeigten, fällt das Versagen der quasi-zylindrischen Approximation exakt mit dem kritischen Zustand $N=1$ nach der oben eingeführten Definition von Benjamin [BEN62] zusammen. Shi et al. [SHI87] wenden ein, dass es für eine nicht kritische Strömung lediglich eine triviale Lösung der reibungsfreien parabolischen Bewegungsgleichungen gibt, nämlich die exakt zylindrische Lösung. Für den reibungsbehafteten Fall finden sie mit dem Erreichen des kritischen Zustands eine Singularität für die radiale Geschwindigkeit, weshalb die quasi-zylindrische Approximation an diesem Punkt versagt. Demnach besteht in jedem Fall eine Beziehung zwischen den beiden Theorien, obwohl sie von völlig anderen Annahmen ausgehen. Die beiden Kriterien widersprechen sich nicht [KEL95].

Trotz der Analogie zwischen der Grenzschichtablösung und dem Wirbelaufplatzen kann der physikalische Mechanismus nicht über diese Parallele erklärt werden. Durch die Zerlegung des axialen Druckgradienten auf der Wirbelachse in zwei Anteile, einen äußeren Druckgradienten an der Strömungsberandung ($r = R$) und einen Beitrag der Umfangsgeschwindigkeit (Gleichung (2.26)), wies Hall [HLL72] jedoch, ausgehend von einer quasi zylindrischen Betrachtung, auf einen grundsätzlichen bedeutenden Effekt hin.

$$\left. \frac{\partial p}{\partial z} \right|_0 = \left. \frac{\partial p}{\partial z} \right|_R - \int_0^R \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho \Gamma^2}{r^3} \right) dr = \left. \frac{\partial p}{\partial z} \right|_R - 2\rho \int_0^R \frac{W}{r} \frac{\partial W}{\partial z} dr \quad (2.26)$$

Ein äußerer, mit der Aufweitung der Stromlinien verbundener positiver Druckgradient wird demnach zum Zentrum hin durch den radialen Transport von Umfangsimpuls und die entsprechende Reduktion der Umfangsgeschwindigkeit $\partial W / \partial z < 0$ verstärkt. Folglich kommt es zu einer stärkeren Verzögerung auf der Wirbelachse. Diese wiederum hat einen weiteren positiven radialen Transport zur Folge, der erneut zum Druckgradienten beiträgt. Dieser Feedbackmechanismus liefert eine Erklärung für das plötzliche Wirbelaufplatzen.

Der Einfluss des Dralls auf den axialen Druckgradienten in Gleichung (2.26) wurde aus der Radialimpulsgleichung für eine reibungsfreie, axialsymmetrische und inkompressible Strömung unter der Annahme quasizylindrischer Stromflächen bestimmt (Gleichung (2.10), grau hinterlegt). Mit Hilfe der Tangentialimpulsgleichung kann Gleichung (2.26) weiter in Gleichung (2.27) übergeführt werden.

$$\left. \frac{\partial p}{\partial z} \right|_0 = \left. \frac{\partial p}{\partial z} \right|_R + 2\rho \int_0^R \frac{W}{r^2} \frac{V}{U} \frac{\partial(Wr)}{\partial r} dr \quad (2.27)$$

Außerhalb des Wirbelkerns ist der Beitrag des Integranden in Gleichung (2.27) zu vernachlässigen, wenn in diesem Bereich ein Potentialwirbelcharakter vorliegt ($W \cdot r = \text{const}$). Ausgehend von Gleichung (2.27) gibt Escudier [ESC88] für einen schlanken Rankinewirbel Gleichung (2.28) an, die sehr anschaulich die wesentlichen Parameter verdeutlicht. Die axiale Entwicklung des Wirbelkerns bestimmt demnach entscheidend den Einfluss des Dralls auf den axialen Druckgradienten.

$$\left. \frac{\partial p}{\partial z} \right|_0 = \left. \frac{\partial p}{\partial z} \right|_{R \rightarrow \infty} + \frac{2\rho}{r_{vc}^3} \left(\frac{\Gamma_0}{2\pi} \right)^2 \frac{dr_{vc}}{dz} \quad (2.28)$$

Insbesondere Wirbel mit kleinen Wirbelkernradien r_{vc} und hoher Zirkulation im Außenbereich leisten bei einer Wirbelkernaufweitung $dr_{vc}/dz > 0$ einen erheblichen Beitrag zum positiven axialen Druckgradienten auf der Wirbelachse.

Der zweite Term in den Gleichungen (2.26) bis (2.28) steht in direktem Zusammenhang mit der Umverteilung der im Kern konzentrierten axialen in die azimutale Wirbelstärke. Anhand der Transportgleichung für die Wirbelstärke einer reibungsfreien inkompressiblen Strömung (Gleichung (2.29)) wird dies im Folgenden aufgezeigt.

Die rechte Seite in Gleichung (2.29)a beschreibt die Änderung der Wirbelstärke durch Strecken und Umorientieren der Wirbelfäden.

$$\frac{D\vec{\omega}}{Dt} = \frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} + (\vec{U} \cdot \nabla) \vec{\omega} = (\vec{\omega} \cdot \nabla) \vec{U} \quad (2.29)a$$

$$\text{mit} \\ \vec{\omega} = \nabla \times \vec{U} =$$

$$\frac{1}{r} \left[\left(\frac{\partial U}{\partial \varphi} - \frac{\partial(rW)}{\partial z} \right) \vec{r} + r \left(\frac{\partial V}{\partial z} - \frac{\partial U}{\partial r} \right) \vec{\varphi} + \left(\frac{\partial(rW)}{\partial r} - \frac{\partial V}{\partial \varphi} \right) \vec{z} \right] \quad (2.29)b$$

Ausformuliert ergibt sich Gleichung (2.30) für die azimutale Komponente.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \omega_\varphi}{\partial t} + V \frac{\partial \omega_\varphi}{\partial r} + \frac{W}{r} \frac{\partial \omega_\varphi}{\partial \varphi} + U \frac{\partial \omega_\varphi}{\partial z} + \frac{W \omega_r}{r} \\ & = \omega_r \frac{\partial W}{\partial r} + \frac{\omega_r}{r} \frac{\partial W}{\partial \varphi} + \omega_z \frac{\partial W}{\partial z} + \frac{\omega_\varphi V}{r} \end{aligned} \quad (2.30)$$

Mit der Definition der totalen Ableitung für eine axialsymmetrische Strömung

$$\frac{D}{Dt} = V \frac{\partial}{\partial r} + U \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial t} \quad (2.31)$$

kann Gleichung (2.30) in Gleichung (2.32) [DAR93] übergeführt werden.

$$\frac{D\omega_\varphi}{Dt} = \underbrace{\frac{V\omega_\varphi}{r}}_S + \underbrace{\frac{1}{r^3} \frac{\partial(\Gamma^2)}{\partial z}}_U \quad (2.32)$$

Strecken *Umorientieren*

Der Vergleich des Terms (U) mit Gleichung (2.26) zeigt, dass die Umverteilung der Wirbelstärke durch Umorientieren der Wirbelfäden (engl.: vortex tilting) exakt dem Beitrag des axialen Umfangsgeschwindigkeitsgradienten auf den axialen Druckgradienten bei einer quasi zylindrischen Betrachtung entspricht [DAR93]. Umverteilung der Wirbelstärke und Druckfeld sind demnach gekoppelt.

Erstmals wurde von Brown und Lopez [BRO90] auf die Bedeutung der azimuthalen Wirbelstärke für das Wirbelaufplatzen hingewiesen. Wesentlicher Grundlage ihrer Theorie ist Gleichung (2.33), wonach jedes beliebige Strömungsfeld aus einem drehungsbehafteten und einem drehungsfreien Anteil besteht [SHER90].

$$\vec{U}(\vec{x}) = \vec{U}_{rot}(\vec{x}) + \vec{U}_{ir}(\vec{x}) \quad (2.33)$$

Die drehungsbehaftete Strömung $\vec{U}_{rot}(\vec{x})$ wird durch die Induktionswirkung der Wirbelstärke nach dem Biot-Savartschen Gesetz bestimmt (Gleichung(2.34)),

$$\vec{U}_{rot}(\vec{x}) = \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{\vec{\omega}(\vec{x}') \times \vec{\xi}}{|\vec{\xi}|^3} dV \quad (2.34)$$

wobei $\vec{\xi} = \vec{x} - \vec{x}'$ den Vektor vom Ort der Wirbelstärke \vec{x}' zum Ort \vec{x} der induzierten Geschwindigkeit darstellt. Negative azimuthale Wirbelstärke induziert demnach in der Kernströmung eine negative axiale Geschwindigkeit und leistet somit einen Beitrag zum positiven axialen Druckgradienten bzw. zur

Verzögerung der Strömung. Liegt in einer rotationssymmetrischen Wirbelströmung ($\partial/\partial\varphi = 0$) zum Zeitpunkt $t=0$ keine azimuthale und radiale Wirbelstärke ($\omega_\varphi(t=0) = 0; \omega_r(t=0) = 0$) vor, folgt aus Gleichung (2.30) der für die anfängliche Entwicklung negativer azimuthaler Wirbelstärke verantwortliche physikalische Mechanismus: die Umverteilung von axialer Wirbelstärke in die azimuthale Komponente [BRE91] (Gleichung (2.35)).

$$\left. \frac{\partial\omega_\varphi}{\partial t} \right|_{t=0} = \omega_z \frac{\partial W}{\partial z} \quad (2.35)$$

Wenn die Umfangsgeschwindigkeit in axialer Richtung abnimmt, fällt demnach die azimuthale Wirbelstärke ebenfalls ab ($\partial\omega_\varphi/\partial t < 0$). Die Induktionswirkung bedingt die Verzögerung der Kernströmung und führt zu einem radialen Transport an Umfangsimpuls aus dem Wirbelkern. Damit ist entsprechend der Umfangsimpulserhaltung erneut ein negativer axialer Umfangsgeschwindigkeitsgradient verbunden, der die azimuthale Wirbelstärke weiter reduziert. Analog zum oben anhand Gleichung (2.26) beschriebenen Feedbackmechanismus, liefert diese Rückkopplung eine Erklärung für das plötzliche Wirbelaufplatzen.

Offensichtlich ist zur Einleitung des Rückkopplungsprozesses ein anfänglich negativer axialer Umfangsgeschwindigkeitsgradient erforderlich. Zwei Hauptursachen sind dafür in Rohrströmungen bekannt.

- Die anfängliche Abnahme der Umfangsgeschwindigkeit wird in zylindrischen Strömungen mit der Wirbeldiffusion erklärt ([GRA76], [BRO90], [BRE91]). Sie ist auf Scherkräfte zurückzuführen, die zu einem positiven radialen Transport an axialer Wirbelstärke und damit zu einem negativen axialen Umfangsgeschwindigkeitsgradienten führen.
- Eine anfängliche Verzögerung der Strömung durch einen äußeren positiven Druckgradienten führt, entsprechend der Massenerhaltung, zu einem radialen Transport an Umfangsimpuls. Dies bedingt durch die Drehimpulserhaltung einen axialen negativen Umfangsgeschwindigkeitsgradienten, der die positive Rückkopplung einleitet. Positive äußere Druckgradienten können sich durch die Verzögerung der Außenströmung z.B. durch eine divergente Strömungsberandung ausbilden.

Abbildung 2.6 zeigt den Feedbackmechanismus wie er von Althaus et al. [ALT95] für eine Rohrströmung postuliert wurde. Er beinhaltet neben dem beschriebenen positiven auch den negativen Zyklus, der das Schließen der Rückströmblase erklären kann. Mit der Aufweitung des Wirbelkerns ist eine axiale Beschleunigung der Strömung auf großen Radien verbunden. In direkter Konsequenz wird der äußere positive Druckgradient reduziert, was der Verzögerung auf der Achse entgegen wirkt und zu einer Reduktion der radialen Geschwindigkeit führt. Schließlich erfolgt die Umverteilung der azimuthalen Wirbelstärke zurück in die axiale Komponente. Mit der Einleitung des negativen Feedbacks schließt sich die Blase durch die abnehmende negative Induktionswirkung, die zur positiven axialen Beschleunigung des Fluids führt. Bei Rotationssymmetrie entsteht auf diese Weise eine ringwirbelähnliche Struktur entsprechend dem blasenförmigen Wirbelaufplatzen mit einer ausgeprägten Rückströmzone (vgl. Kapitel 2.2.1).

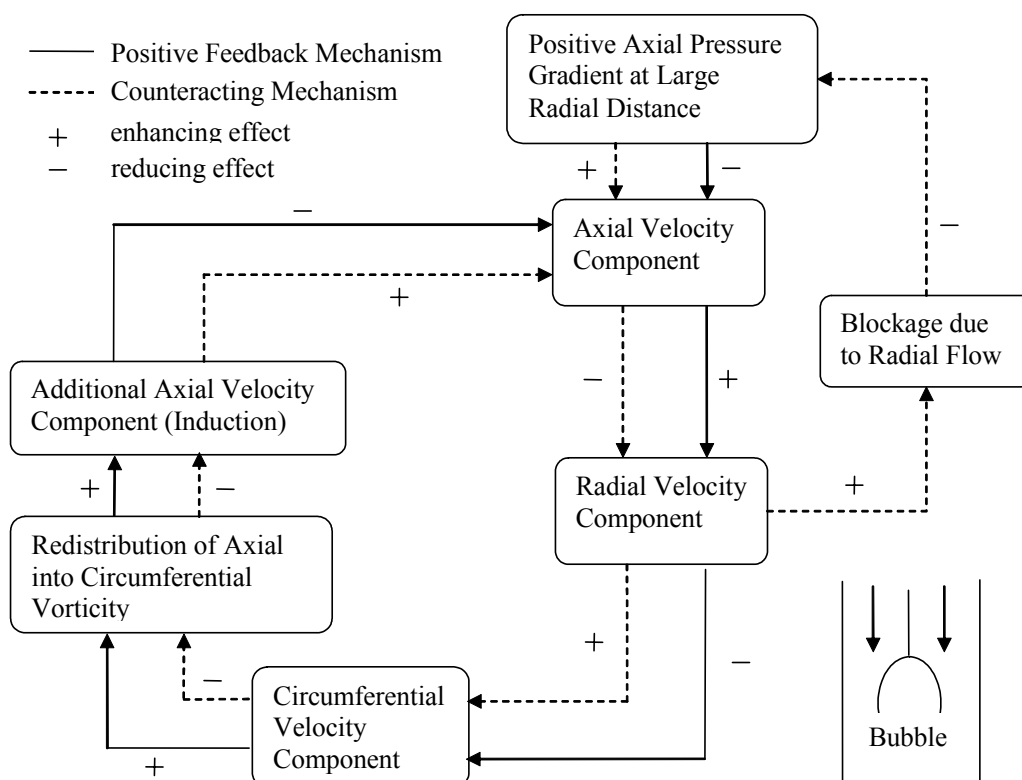


Abbildung 2.6: Feedbackmechanismus zur Erklärung des blasenförmigen Wirbelaufplatzens nach [ALT95].

Ausgehend von einer reibungsfreien axialsymmetrischen stationären Strömung leiten Brown und Lopez [BRO90] ein notwendiges Kriterium für das Wirbelaufplatzen ab. Den obigen Betrachtungen äquivalent, interpretieren Sie das Wirbelaufplatzen in einer zylindrischen reibungsbehafteten Rohrströmung als zweistufigen Vorgang. Bis die Stromflächen merklich divergieren, dominiert die Wirbeldiffusion die Reduktion der Umfangsgeschwindigkeit. Mit der Wirbelkernaufweitung bestimmt das idealisiert reibungsfreie Strecken und Umorientieren der Wirbelfäden (engl. „vortex line“) den weiteren Fortgang des Wirbelaufplatzens. Auf einer Kurve der Stromfläche S kann die azimutale Wirbelstärke als Funktion des Radius r_S unter den oben genannten Vereinfachungen angegeben werden (Gleichung (2.36) nach [BRO90]).

$$\frac{\omega_\varphi}{\omega_{\varphi,0}} = \frac{r_{S,0}}{r_S} \left(\frac{\alpha_0}{\beta_0} \right) - \frac{r_S}{r_{S,0}} \left(\frac{\alpha_0}{\beta_0} - 1 \right) \quad \text{für } \omega_{\varphi,0} \neq 0 \quad (2.36)$$

Der Index 0 kennzeichnet den Strömungszustand vor der Strömungsaufweitung auf der betrachteten Stromfläche. Das Verhältnis der Helixwinkel $\alpha_0 = W_0 / U_0$ und $\beta_0 = \omega_{\varphi,0} / \omega_{z,0}$ für die Geschwindigkeit bzw. die Wirbelstärke bestimmt demnach entscheidend die Entwicklung der azimutalen Wirbelstärke. Diese Abhängigkeit ist in Abbildung 2.7 graphisch dargestellt. Zur Ausbildung eines Staupunktes oder einer Rückströmzone bedarf es zumindest in Bereichen der Strömung einer negativen azimutalen Wirbelstärke, die über die Induktionswirkung der Hauptströmung ausreichend entgegengewirkt. Wie aus Abbildung 2.7 und Gleichung (2.36) hervor geht, kann die Aufweitung der Stromflächen nur dann zu einer Vorzeichenumkehr der Wirbelstärke führen, wenn der Helixwinkel der Geschwindigkeit den der Wirbelstärke überwiegt ($\alpha_0 > \beta_0$). Als notwendiges Kriterium für das Wirbelaufplatzen muss, zumindest auf einigen Strömflächen, diese Bedingung erfüllt sein.

Ingesamt ist für die technische Anwendung festzuhalten, dass durch eine erzwungene Aufweitung der Stromlinien das Wirbelaufplatzen gezielt eingeleitet werden kann. Dies macht man sich in Drallbrennern zu Nutze, um am Brennermund eine stabile Rezirkulationszone zu erzeugen. In diesem Bereich bewirken Diffusoren oder plötzliche Querschnittserweiterungen gezielt die notwendige anfängliche Umverteilung der axialen in die azimutale Wirbelstärke (vgl. Kapitel 2.4.4). Über den beschriebenen Rückkopplungsmechanismus entsteht die gewünschte Rezirkulationszone.

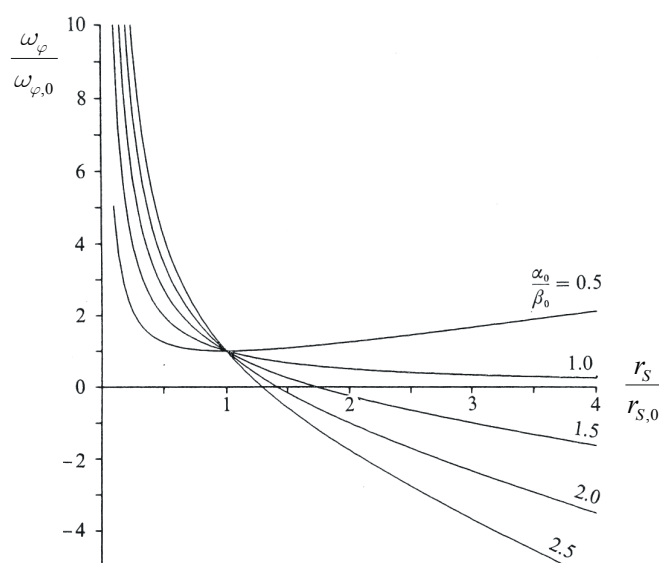


Abbildung 2.7: Azimutale Wirbelstärke nach Gleichung (2.36) [BRO90].

2.3 Ausbreitung vorgemischter Flammen

Obwohl hohe Reynoldszahlen in technischen Systemen in der Regel turbulente Strömungen bedingen, bilden die laminaren Flammen eine wichtige Grundlage für die Analyse der turbulenten Verbrennung. Sie werden daher in diesem Kapitel zunächst behandelt.

2.3.1 Laminare Flammenausbreitung

Technische Bedeutung besitzen laminare Flammen beispielsweise in Gasthermen oder Kochstellenbrennern. Sie brennen sehr geräuscharm, da keine turbulenten Schwankungsbewegungen zu Strömungslärm und zu Verbrennungsschwingungen führen (vgl. Kapitel 2.4.3). Die Flammenausbreitung erfolgt allein durch molekulare Transportprozesse.

Anhand einer ebenen und adiabaten Flamme kann die Flammenausbreitung sehr gut beschrieben werden. In Abbildung 2.8 sind Temperaturverlauf und Speziesverlauf über die Flammenfront, die Frischgemisch und Abgas trennt, schematisch aufgetragen. Die Flamme propagiert normal zur Flammenfront mit der laminaren Flammengeschwindigkeit S_l , die in Abbildung 2.8 mit der Anströmung gerade im Gleichgewicht steht.

Für die idealisierte theoretische Analyse unterteilt man die Flammenfront in zwei Regionen, die Vorwärmzone und die Reaktionszone. In der erstgenannten findet keine chemische Umsetzung statt. Das Frischgemisch wird lediglich über die Wärmeleitung oder Diffusion bis auf Zündtemperatur T_i vorgewärmt. In Wirklichkeit tritt bereits teilweise ein Abbau der Reaktanden ein, den die schematischen Verläufe der Molenbrüche in Abbildung 2.8 veranschaulichen. Die mit den geringen Temperaturen gekoppelten kleinen Reaktionsgeschwindigkeiten rechtfertigen jedoch die vereinfachende Annahme. Weiter stromab steigt die Temperatur bis auf die adiabate Flammentemperatur T_{ad} durch die exotherme chemische Reaktion an.

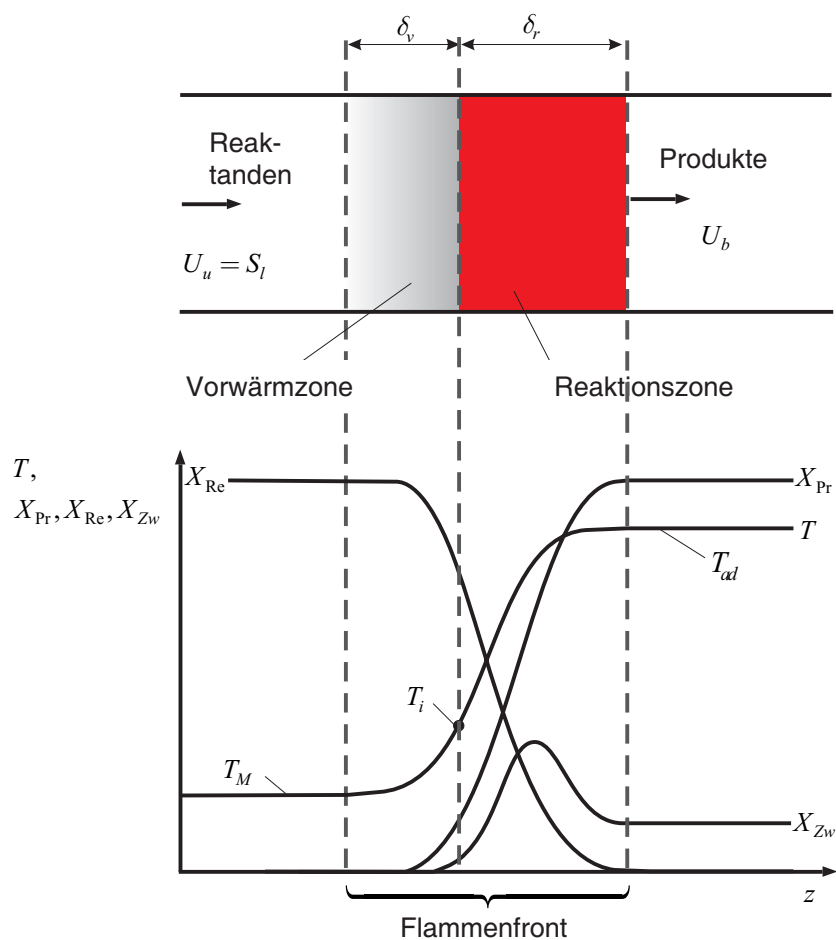
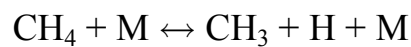


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung des Temperaturverlaufs T und der Molenbruchverläufe von Frischgemisch X_{Re} , Reaktionsprodukten X_{Pr} und Zwischenprodukten X_{Zw} in einer ebenen adiabaten laminaren Flammenfront.

Diese wird häufig durch eine Globalreaktion beschrieben. Tatsächlich besteht sie aus einer Vielzahl von Einzelreaktionen, in denen neben den Reaktanden und Produkten der Globalreaktion zahlreiche Zwischenprodukte und Radikale² (X_{zw} , Abbildung 2.8) auftreten.

Eingeleitet wird die chemische Umsetzung durch so genannte Startreaktionen, die bei ausreichender Aktivierungsenergie stabile Moleküle in aktive Spezies überführen. Die Methanverbrennung beginnt mit der Pyrolyse der CH₄-Moleküle. Beispielsweise kann folgende Reaktion, in Verbindung mit der Kollision eines Stoßpartners M eintreten:



Die Wasserstoffradikale, aber auch Sauerstoff- und Hydroxylradikale, greifen den stabilen Brennstoff an. Unter anderem baut folgende Reaktion den Brennstoff ab:



Anschließende Reaktionen erhöhen die Konzentration der Radikale, halten sie aufrecht oder reduzieren sie. Dabei kommt den Kettenverzweigungsreaktionen besondere Bedeutung zu, denn sie führen zu einem exponentiellen Anstieg der Konzentration aktiver Spezies und beschleunigen damit die Reaktion explosionsartig. Die Reaktionspfade, die bei der Verbrennung durchschritten werden, lassen sich durch globale Reaktionsflussdiagramme veranschaulichen. Warnatz [WAR99] zeigt für die magere Methanverbrennung einen Hauptpfad auf, der vom stabilen CH₄-Molekül über Methyl CH₃, Formaldehyd CH₂O, Formyl CHO und Kohlenmonoxid CO zum Kohlendioxid CO₂ führt. Bemerkenswert ist dabei, dass 60% der fühlbaren Wärme beim letztgenannten Reaktionsschritt freigesetzt werden.

Zur Berechnung der Speziesverläufe, Flammentemperaturen und Flammgeschwindigkeiten werden in numerischen Berechnungsprogrammen (z.B. CHEMKIN-PREMIX [KEE92]) komplexe Reaktionsmechanismen verwendet, die eine große Fülle an Einzelreaktionen berücksichtigen. Als Beispiel sei der komplexe Mechanismus GRI-Mech 2.11 genannt, dessen Einzelreaktionen z. B. in Turns [TUR00] beschrieben sind. Für einen typischen Be-

² Radiale sind Atome oder Moleküle mit freien ungepaarten Valenzelektronen. Sie sind daher besonders reaktiv und spielen eine wichtige Rolle bei der Verbrennung.

triebszustand dieser Arbeit sind die mit dem GRI-Mech 3.0 [SMI99] berechneten, auf die Maximalwerte bezogenen Konzentrationsverläufe einiger ausgewählter Spezies der Methanflamme in Abbildung 2.9 dargestellt. Nachdem in dieser Arbeit die Hydroxylradikale mit Hilfe der laserinduzierten Fluoreszenz zur Analyse der Flammenstruktur eingesetzt wurden, gilt ihnen besondere Beachtung. Deren Konzentration sinkt stromab der Flammenfront durch Rekombination deutlich, beträgt aber im Gleichgewichtszustand noch rund ein Drittel des Maximalwertes. Abgase hoher Temperatur beinhalten also noch eine beträchtliche Menge an Radikalen, was bei der Interpretation der Messergebnisse zu berücksichtigen ist.

Für die theoretische Analyse der Flammenausbreitung ist, neben der Betrachtung der lokal ablaufenden Vorgänge, eine globale Betrachtung hilfreich, die von der idealisierten Flammenfront und der strikten Trennung von Vorwärmzone und Reaktionszone ausgeht. Unter der Annahme eines linearen Temperaturverlaufs über die gesamte Flammenfront und $Le = a/D_d \approx 1$ sind laminare Flammengeschwindigkeit und Dicke der Flammenfront über eine einfache Energiebilanz miteinander verknüpft (z.B.: [TUR00], [LIU91]). Für die Dicke der Vorwärmzone folgt damit Gleichung (2.37), wobei mit $Pr = \nu/a \approx 1$ häufig die Temperaturleitfähigkeit durch die kinematische Viskosität ersetzt wird.

$$\delta_v = \frac{a}{S_l} \quad (2.37)$$

Das lineare Temperaturprofil führt weiterhin auf Gleichung (2.38) für die Dicke der Reaktionszone [LIU91].

$$\delta_r = \frac{a}{S_l} \frac{T_a - T_i}{T_i - T_M} \quad (2.38)$$

Zur Abschätzung der gesamten Flammenfrontdicke $\delta = \delta_v + \delta_r$ wird auch von $\delta_v = \delta_r$ bzw. nach Gleichung (2.38) von $T_a - T_i = T_i - T_M$ ausgegangen [TUR00]. Es folgt dann $\delta = 2a/S_l$. Obwohl experimentelle Ergebnisse von diesen vereinfachten Gleichungen teilweise erheblich abweichen, ist dennoch

die Proportionalität $\delta \sim a/S_l$ eine wichtige Korrelation für die Verbrennungstechnik, die häufig auch zur Betrachtung von Größenordnungen als $\delta = a/S_l$ Verwendung findet (siehe Gleichung (2.40) und Kapitel 2.3.2).

Die laminare Flammgeschwindigkeit S_l wird, wie bereits erwähnt, zum einen durch den molekularen Wärme- und Stofftransport und zum anderen durch die Reaktionskinetik festgelegt. Es besteht daher eine Abhängigkeit von den Reaktanden, dem Luftverhältnis sowie Druck und Temperatur [WAR99]. In dem für diese Arbeit relevanten Temperaturbereich ist die mit CHEMKIN-PREMIX und nach Peters [PET94] berechnete Luftverhältnisabhängigkeit für Methan in Abbildung 2.10 dargestellt. Ein Vergleich dieser Rechnungen mit den Ergebnissen anderer Autoren wird von Kröner et al. [KRÖ02] angestellt.

Die laminare Flammgeschwindigkeit S_l ist eine Kenngröße dafür, mit welcher auf die Flammenfläche bezogenen volumetrischen Rate die chemische Umsetzung abläuft. Mit Hilfe der durch die Dicke der Reaktionszone gegebenen charakteristischen Länge kann daher eine Reaktionsrate und eine chemische Reaktionszeit definiert werden:

$$\tau_{c,r} = \frac{1}{\dot{\epsilon}} = \frac{\delta_r}{S_l} \sim \frac{a}{S_l^2}. \quad (2.39)$$

Wie im nächsten Kapitel gezeigt wird, ist das auf Basis der gesamten Flammendicke bestimmte chemische Zeitmaß nach Gleichung (2.40) eine wichtige Vergleichsgröße zur Beurteilung der Struktur turbulenter Flammen.

$$\tau_c = \frac{\delta}{S_l} \sim \frac{a}{S_l^2} \quad (2.40)$$

Das chemische Zeitmaß τ_c findet auch zur Beurteilung der Flammenstabilität beim Flammenrückschlag in Kapitel 5.3.5 Anwendung.

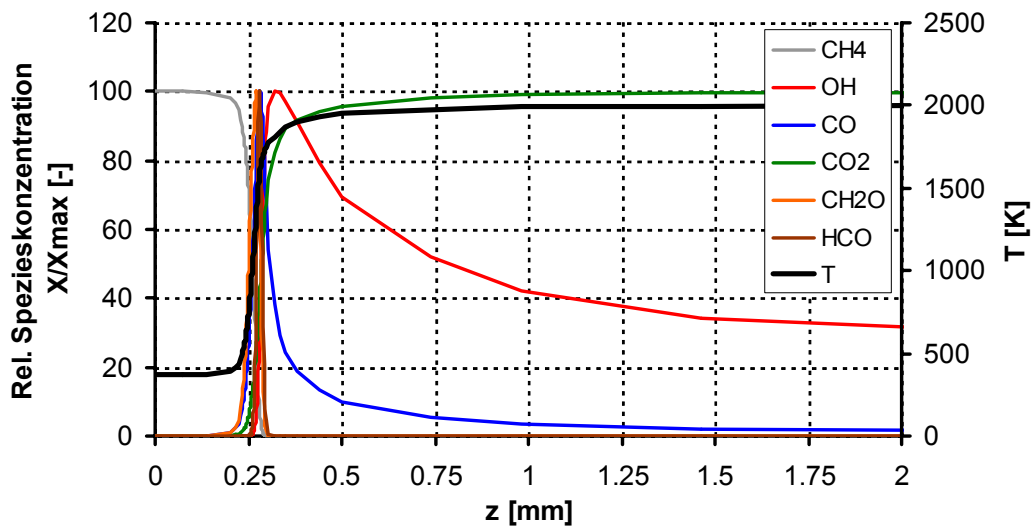


Abbildung 2.9: Relativer Konzentrationsverlauf und Temperaturverlauf in einer laminaren eindimensionalen Methanflamme bei $\lambda = 1,3$, $T_M = 100^\circ\text{C}$, $S_l = 0,38 \text{ m/s}$.

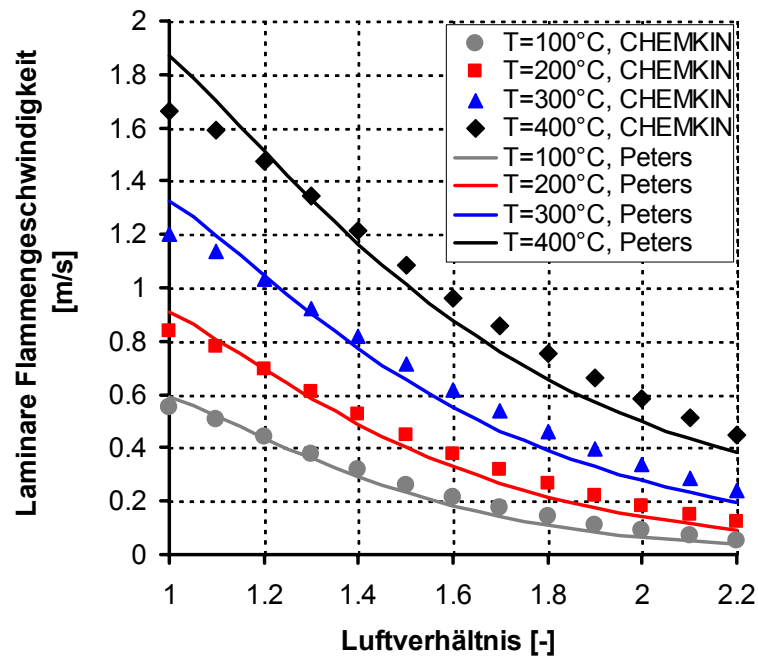


Abbildung 2.10: Mit CHEMKIN-PREMIX [KRÖ02] und nach Peters [PET94] berechnete Temperatur- und Luftverhältnisabhängigkeit der laminaren Flammengeschwindigkeit für Methan-Luft-Gemische.

2.3.2 Turbulenzeinfluss auf die Flammenausbreitung

Turbulente Strömungen und Struktur turbulenter Flammen

In Strömungen mit größeren Reynoldszahlen $Re = U_m D / \nu$, bei denen die Trägheitskräfte gegenüber den viskosen Kräften deutlich dominieren, treten zeitliche und räumliche Unregelmäßigkeiten auf. Man spricht dann von turbulenten Strömungen, deren Charakteristikum instationäre, stochastische und dreidimensionale Fluidbewegungen sind [ROT72]. Diese interagieren mit der Flammenfront und beeinflussen die Flammenausbreitung erheblich. Bevor der Einfluss der Turbulenz auf die Flammenausbreitung diskutiert wird, werden zunächst einige relevante Eigenschaften der Strömung ([KUO86], [EDE98]) erläutert.

Um turbulente Strömungen zu erfassen, bedient man sich häufig statistischer Methoden. Hierzu kann, wie bereits in Kapitel 2.1.2 eingeführt, die momentane Strömungsgeschwindigkeit an einem Ort in ihren zeitlichen Mittelwert $U(\vec{x})$ und eine zeitabhängige Geschwindigkeitsschwankung $u'(t, \vec{x})$ zerlegt werden (Gleichung (2.8)). Der Mittelwert $U(\vec{x})$ existiert dann, wenn keine weiteren instationären Effekte, wie z. B. akustische Schwingungen, der turbulenten Strömung überlagert sind.

Als ein Maß für die Stärke der turbulenten Bewegungen wird häufig die Turbulenzintensität bzw. die Wurzel des quadratischen Mittelwerts der Geschwindigkeitsschwankungen angegeben (RMS-Wert, engl.: Root Mean Square, Gleichung (2.41)).

$$u'_{rms}(\vec{x}) = \sqrt{\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u'^2(t, \vec{x}) dt} \quad (2.41)$$

Eine weitere essentielle Eigenschaft turbulenter Strömungen, die mit den genannten Mittelwerten jedoch nicht erfasst wird, ist deren Wirbelcharakter. Die Strömung transportiert eine Vielzahl von Wirbeln unterschiedlichster Größe, die sich überlagern und fortlaufend ändern. Jeder Wirbel besitzt eine begrenzte Lebensdauer und zerfällt in immer kleinere Wirbelelemente. Dabei wird Energie von den großen auf die kleineren Wirbel übertragen (Energiekaskade). Dies kann sehr anschaulich über die Streckung der Wirbelfäden bei Drehimpulserhaltung gezeigt werden [HIR95]. Mit abnehmender Wirbelgröße nehmen die Geschwindigkeitsgradienten und die Scherung zu. Es gibt

daher in ihrer Größe nach unten begrenzte Wirbel, die so genannten Kolmogorovschen Wirbel, bei denen die viskosen Kräfte die Größenordnung der Trägheitskräfte annehmen. Die über die gesamte Wirbelkaskade transportierte Energie wird also letztlich in innere Energie dissipiert. Um diesen Prozess aufrecht zu halten, müssen die turbulenten Schwankungen ständig durch die Hauptströmung genährt werden. Diese führt Energie über die größeren Wirbel zu.

Auswirkungen auf die Flammenausbreitung hat, neben der Turbulenzintensität, die Größenverteilung der Wirbel. Informationen darüber können aus Korrelationen und der spektralen Analyse der Turbulenzenergie gewonnen werden. Ein typisches turbulentes Energiespektrum ist in Abbildung 2.11 schematisch dargestellt. Die Abszisse bildet die Wellenzahl $k = 2\pi/\lambda$. Bei kleinen Wellenzahlen wird das Spektrum durch die größten Wirbel begrenzt. Deren charakteristisches Längenmaß liegt in der Größenordnung der die Strömung begrenzenden Geometrie. Statistisch gesehen ist diese Wirbelklasse sehr selten [EDE98]; sie trägt auch nur mit einem geringen Anteil zur gesamten turbulenten kinetischen Energie bei. Es schließt sich der Bereich der energietragenden Wirbel an. Hier ist das über die Autokorrelationsfunktion $\Re(\vec{x}, \vec{r})$ nach Gleichung (2.42) berechnete integrale Längenmaß ([REY74], [ROT72]) einzuordnen, welches ein Maß für die durchschnittliche Wirbelgröße darstellt ([BRA71], [TUR00]).

$$L = \int_0^\infty \Re(r) dr \quad \text{mit} \quad \Re(\vec{x}, \vec{r}) = \frac{\overline{u'(\vec{x}, t)u'(\vec{x} + \vec{r}, t)}}{\sqrt{\overline{u'^2(\vec{x}, t)}}\sqrt{\overline{u'^2(\vec{x} + \vec{r}, t)}}} \quad (2.42)$$

Häufig wird nur die zeitliche Korrelation durch eine Punktmessung an einem Ort \vec{x} experimentell ermittelt. Direkt kann dann lediglich das integrale Zeitmaß T_L bestimmt werden. Beide Größen sind jedoch über die Taylorsche Hypothese, die von „eingefrorenen Wirbeln“ ausgeht, miteinander verknüpft (Gleichung (2.43)). Nach Reynolds [REY74] besitzt diese Annahme Gültigkeit für $u'_{rms} < 0,1U$.

$$L = U T_L \quad (2.43)$$

Für diese Wirbelklasse folgt weiterhin aus Gleichung (2.44) eine charakteristische Lebensdauer τ_L [TUR00].

$$\tau_L = \frac{L}{u'_{rms}} \quad (2.44)$$

Zwischen der Größe l_s der kleinsten Wirbel und dem integralen Längenmass ist das Taylorsche Mikromaß λ_T anzusiedeln (Abbildung 2.11). Ihm ist keine bestimmte Wirbelklasse zuzuordnen, vielmehr eignet es sich zur Abschätzung der Schubspannungen [TEN87].

$$\lambda_T = \frac{u'_{rms}}{\sqrt{\left(\frac{\partial u'}{\partial x}\right)^2}} \quad (2.45)$$

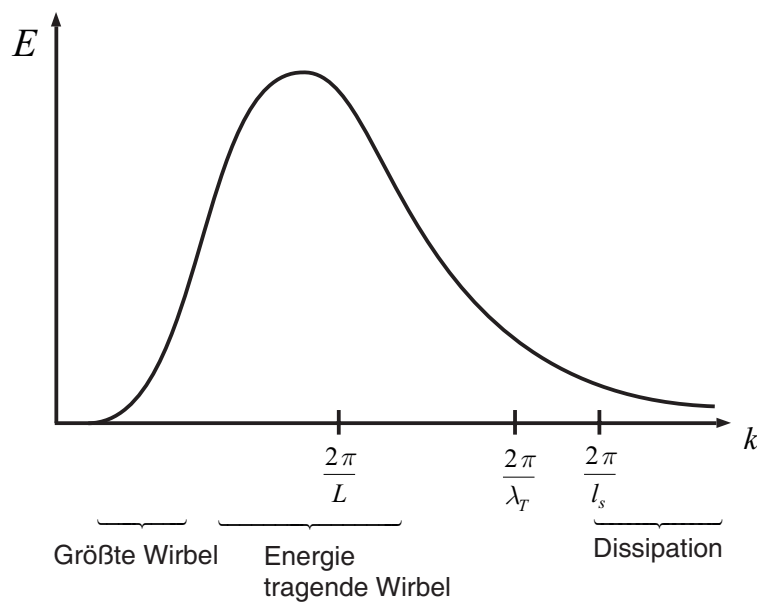


Abbildung 2.11: Schematische Darstellung des Energiespektrums (Wellenzahlspektrums) einer turbulenten Strömung.

Das Kolmogorov'sche Längenmaß l_s für die kleinsten Wirbel hängt von der turbulenten Dissipationsrate³ $\tilde{\varepsilon}$ und hauptsächlich von der kinematischen Viskosität ν des Fluids ab (Gleichung (2.46)). Basierend auf diesen Parametern können auch eine charakteristische Zeit τ_s und eine Geschwindigkeit u_s angegeben werden.

$$l_s = \sqrt[4]{\frac{\nu^3}{\tilde{\varepsilon}}}; \quad \tau_s = \sqrt{\frac{\nu}{\tilde{\varepsilon}}}; \quad u_s = \sqrt[4]{\nu \tilde{\varepsilon}} \quad (2.46)$$

Es leuchtet ein, dass die Wirbel unterschiedlicher Größe eine zunächst gedachte laminare Flammenfront wellen, falten, zerreißen oder innerhalb der Reaktionsfront den Wärme- und Stofftransport erheblich beschleunigen können. Je nachdem welche Effekte dominieren, hat dies unterschiedliche Auswirkungen auf die Flammenausbreitung. Um eine grobe Einschätzung der zu erwartenden Flammenstruktur und den dominanten Effekten zu gewinnen, wird das Borghi-Diagramm verwendet (Abbildung 2.12). Es unterscheidet fünf Bereiche unter Zuhilfenahme dreier dimensionloser Kennzahlen: der Damköhlerzahl Da , der Karlovitzzahl Ka und der turbulenten Reynoldszahl Re_L (Gleichung (2.47)).

$$Da = \frac{\tau_L}{\tau_c} = \frac{L S_l}{u'_{rms} \delta}; \quad Ka = \frac{\tau_c}{\tau_s} = \frac{\delta}{S_l} \sqrt{\frac{\tilde{\varepsilon}}{\nu}}; \quad Re_L = \frac{u'_{rms} L}{\nu} = \frac{u'_{rms} L}{S_l \delta} \quad (2.47)$$

Die Damköhlerzahl vergleicht die charakteristische Lebensdauer τ_L der großen energietragenden Wirbel (siehe oben) mit dem in Kapitel 2.3.1 definierten chemischen Zeitmaß τ_c . Sie beschreibt damit den Einfluss der großen Wirbel. Im Gegensatz dazu basiert die Karlovitzzahl auf den kleinsten Kolmogorov'schen Wirbeln, deren Zeitmaß ebenfalls mit dem chemischen Zeitmaß ins Verhältnis gesetzt ist. Bei der Bereichseinteilung geht man davon aus, dass immer beim Unterschreiten ($Da < 1$) bzw. Überschreiten ($Ka > 1$) der Parität der Zeitmasse einer Kennzahl die jeweilige Wirbelklasse in die Flammenfront eindringt. Es ist jedoch anzumerken, dass diese Grenzen als fließend und aufgrund der Vereinfachungen hauptsächlich qualitativ zu sehen sind.

³ Dissipation der kinetischen Energie pro Zeiteinheit

Die generelle Bedeutung der Turbulenz auf die Flammenausbreitung wird mit der turbulenten Reynoldszahl beurteilt. Ausgehend von einer laminaren Flammenfront kann für turbulente Reynoldszahlen von $Re_L < 1$ keine wesentliche Deformierung durch die turbulente Strömung erfolgen. Den Bereich 1 der laminaren Flammen trennt die Gerade $Re_L = 1$ im Borgi-Diagramm ab. Ist für $Re_L > 1$ der RMS-Wert der Geschwindigkeitsschwankungen u'_{rms} kleiner als die laminare Flammengeschwindigkeit, das integrale Längenmaß jedoch weit größer als die laminare Flammendicke, wellt sich die Flammenfront (Bereich 2: gewellte Flammen). Übersteigen die Geschwindigkeitsschwankungen die laminare Flammengeschwindigkeit, werden zunehmend gefaltete Flammen mit der Bildung von Taschen aus unverbranntem Gemisch beobachtet. Für diesen Bereich 3 läuft die chemische Reaktion noch so schnell ab, dass selbst die kleinsten Wirbel nicht in die Flammenfront eingreifen ($Ka < 1$). Die momentane Flammenfront kann daher bis zu diesem Bereich lokal als quasilaminar gesehen werden (Flamelets). Nimmt die Größe der Kolmogorov'schen Wirbel weiter ab bis unter die laminare Flammendicke ($l_s < \delta$, $Ka > 1$), dringt die Feinturbulenz in die Flammenfront ein und erhöht damit den Wärme- und Stofftransport (Bereich 4: Dicke turbulente Flamme). Die momentane Reaktionszone besitzt dann keinen laminaren Charakter mehr. Es können auch lokale Löscheffekte auftreten. Greifen zudem die großen Wirbel in die Flammenfront ein ($Da < 1$), findet durch nahezu alle Wirbel eine intensive Durchmischung statt. Diese Region wird daher als homogener Reaktor (Bereich 5, engl. „well stirred reactor“) bezeichnet, in dem im engeren Sinne keine ausgeprägte Flammenfront mehr existiert. Vielmehr erfolgt in der stark verdickten Reaktionszone eine Volumenreaktion. In realen Verbrennungssystemen kann selbstverständlich keine perfekte Durchmischung erfolgen; eine, auf ein ganzes Volumen mehr oder weniger gleichmäßig verteilte Reaktion, bei der jedoch molekulare und turbulente Transportprozesse noch von Bedeutung sind, wird dennoch beobachtet ([JOR99], [HOF94b]). Vormischflammen in Gasturbinenbrennern sind typischerweise in den Bereichen 5 und 4 anzusiedeln [SAT98]. Wobei unter atmosphärischen Testbedingungen ebenfalls die Charakteristika der Bereiche 2 und 3 ermittelt wurden [SAT98].

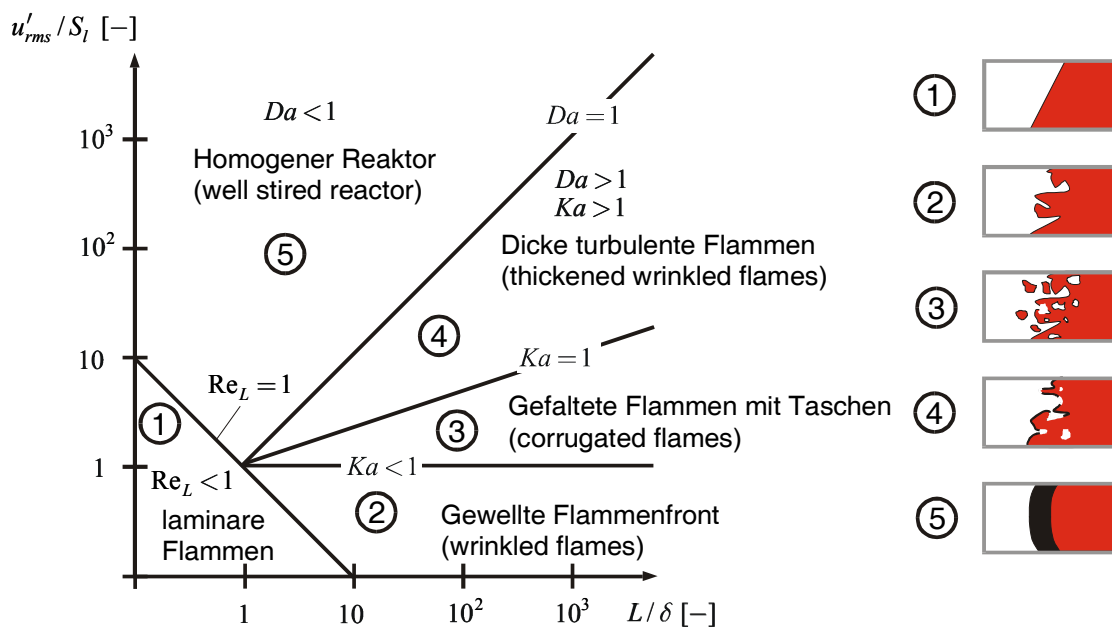


Abbildung 2.12: Borghi-Diagramm.

Turbulente Flammengeschwindigkeit

Analog zur laminaren Flammengeschwindigkeit wird eine turbulente Flammengeschwindigkeit S_t als die auf die Flammenfläche bezogene volumetrische chemische Umsatzrate $\dot{V}_{c,t}$ definiert (Gleichung (2.48)). Die Fläche A_t bezieht sich dabei auf die zeitlich gemittelte turbulente Flammenfront.

$$S_t = \frac{\dot{V}_{c,t}}{A_t} \quad (2.48)$$

Die oben genannten unterschiedlichen Strukturen der turbulenten Flammen haben erhebliche Auswirkungen auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Reaktionszone. Für die unterschiedlichen Bereiche des Borghi-Diagramms wurden zahlreiche Korrelationen vorgeschlagen, die teilweise erheblich voneinander abweichen. Eine ausführliche Übersicht ist beispielsweise in Glassmann [GLA96], Kuo [KUO86], Bradley [BRAD92] und Schmid [SCHM95] zu finden.

Zwei bedeutende Effekte, die die turbulente Flammengeschwindigkeit S_t gegenüber der laminaren erhöhen, wurden von Damköhler [DAM40] beschrieben, der mit seiner Modellvorstellung einen bedeutenden Grundstein

für alle weiteren Betrachtungen lege. Zum einen führt der durch die feinballige Turbulenz bedingte erhöhte Wärme- und Stoffaustausch in der Flammenfront zur Zunahme der Flammengeschwindigkeit und zum anderen wird die effektive Brennfläche durch die grobballige Turbulenz vergrößert. Beide Mechanismen können zusammenwirken. Die Folge ist eine zerklüftete momentane Flammenfront, die die chemische Umsatzrate erhöht. Der schnellen Flammenausbreitung entgegen wirken die bereits erwähnten Löscheffekte durch die turbulente Flammenstreckung, die die Flammengeschwindigkeit nach oben begrenzen ([WAR99], [KUO86], [GLA96], [ABD84-89], [KAR53]).

Durch ein dem laminaren Fall entsprechendes Vorgehen kann formal ebenfalls eine turbulente Flammendicke nach Gleichung (2.49) mit der turbulenten Temperaturleitfähigkeit a_t definiert werden.

$$\delta_t \sim \frac{a_t}{S_t} \quad (2.49)$$

Es folgt dann eine turbulente Umsatzrate $\dot{\epsilon}_t$ (zeitlich gemittelte Rate der reaktionskinetischen Energieumwandlung, Gleichung (2.50)),

$$\frac{1}{\dot{\epsilon}_t} = \frac{\delta_t}{S_t} \sim \frac{a_t}{S_t^2} \quad (2.50)$$

bzw. für die turbulente Flammengeschwindigkeit:

$$S_t \sim \sqrt{a_t \dot{\epsilon}_t} . \quad (2.51)$$

Wird die „turbulente Temperaturleitfähigkeit“ nach Damköhler [DAM40] durch die Schwankungsgeschwindigkeit und das integrale Längenmaß ersetzt (Prandtlscher Mischungswegansatz), gilt:

$$S_t \sim \sqrt{u'_{rms} L \dot{\epsilon}_t} . \quad (2.52)$$

Die so bestimmte Proportionalität bildet die Grundlage für das von Schmidt [SCHM95] vorgeschlagene Verbrennungsmodell, das im gesamten Borghi-Diagramm Gültigkeit besitzt und sich gut mit zahlreichen experimentellen

Ergebnissen deckt. Es führt in den Extremfällen $Da \ll 1$ und $Da \gg 1$ auf die Gleichungen von Damköhler [DAM40] und soll daher im Folgenden in aller Kürze exemplarisch für die zahlreichen vorgeschlagenen Korrelationen erläutert werden.

Den mittleren turbulenten Reaktionsumsatz $\dot{\epsilon}_t$ in Gleichung (2.52) berechnet Schmidt durch Überlagerung zweier Ansätze für die Reaktionsrate. Ein Anteil wird bestimmt durch das chemische Zeitmaß, wohingegen der andere durch den turbulenten Mischungsprozess beeinflusst wird. Ergebnis seiner Überlegungen ist Gleichung (2.53) für die turbulente Flammengeschwindigkeit.

$$\frac{S_t}{S_l} = 1 + \frac{u'_{rms}}{S_l} \left(1 + Da^{-2}\right)^{-\frac{1}{4}} \quad (2.53)$$

Der Einfluss der chemischen Reaktion auf den turbulenten Term der Flammengeschwindigkeit findet durch die Damköhlerzahl Berücksichtigung.

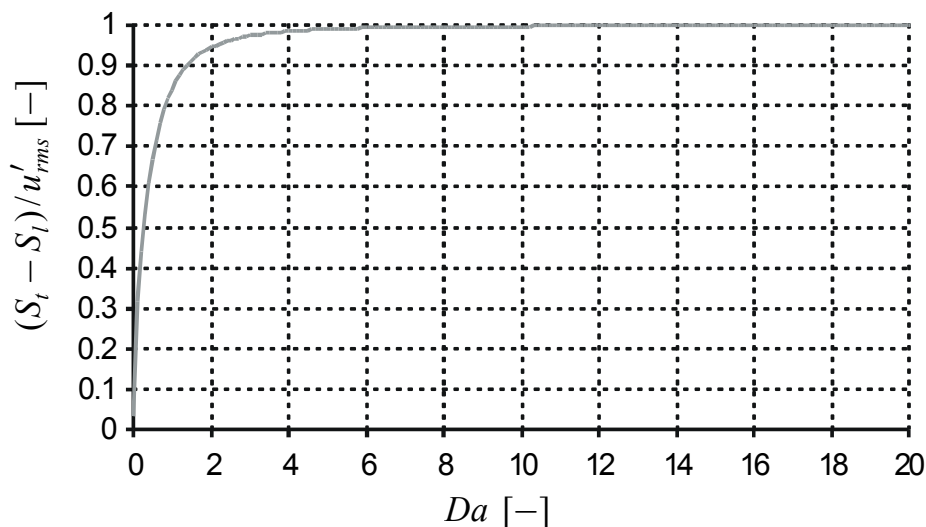


Abbildung 2.13: Zur Abhängigkeit der turbulenten Flammengeschwindigkeit von der Damköhlerzahl nach Gleichung (2.36) [SCH95].

Abbildung 2.13 zeigt, dass für ausreichend große Damköhlerzahlen kein Einfluss der Reaktionskinetik auf den turbulenten Anteil besteht. Der Grenzwert von Gleichung (2.53) für $Da \gg 1$ entspricht exakt Damköhlers Ansatz für grobballige Turbulenz:

$$S_t = S_l + u'_{rms}. \quad (2.54)$$

Gemäß Abbildung 2.13 wird die Asymptote mit zunehmender Damköhlerzahl sehr schnell erreicht. Um eine Größenordnung der turbulenten Flammengeschwindigkeit zu ermitteln, ist daher Gleichung (2.54) bereits für Damköhlerzahlen $Da \geq 1$ geeignet.

Bei sehr langsamer chemischer Reaktion ($Da \ll 1$), wird die turbulente Flammengeschwindigkeit maßgeblich durch die Reaktionskinetik beeinflusst, da, wie bereits erwähnt, nahezu alle Wirbel in die Flammenfront eingreifen und einen Zustand wie in einem ideal gerührten Behälter herbeiführen („well stirred reactor“). Gleichung (2.53) geht dann in Gleichung (2.55) über.

$$S_T = S_L + S_L \sqrt{\frac{u'_{rms} L_T}{a}} \approx S_L \sqrt{\frac{u'_{rms} L_T}{a}} \quad (2.55)$$

Unter Vernachlässigung des rein laminaren Terms entspricht Gleichung (2.55) der von Damköhler [DAM40] vorgeschlagenen Korrelation für feinkugelige Turbulenz.

Für viele technische Flammen gilt in guter Näherung $Da \geq 1$, sodass mit Gleichung (2.54) die Größenordnung der turbulenten Flammengeschwindigkeit abgeschätzt werden kann. Auch in dieser Arbeit kommt diese Korrelation zur Anwendung, um die grundsätzliche Bedeutung der turbulenten Flammengeschwindigkeit für den Flammenrückschlag zu beurteilen.

2.4 Flammenrückschlagsursachen bei Vormischflammen

Aus zahlreichen Untersuchungen in drallfreien Vormischbrennern gehen, Selbstzündeffekte ausgenommen, drei wesentliche in Abbildung 2.14 schematisch dargestellte Flammenrückschlagsursachen hervor:

- Flammenausbreitung in der Kernströmung (1)
- Flammenrückschlag in der Wandgrenzschicht (2)
- Flammenrückschlag durch Verbrennungsinstabilitäten (3)

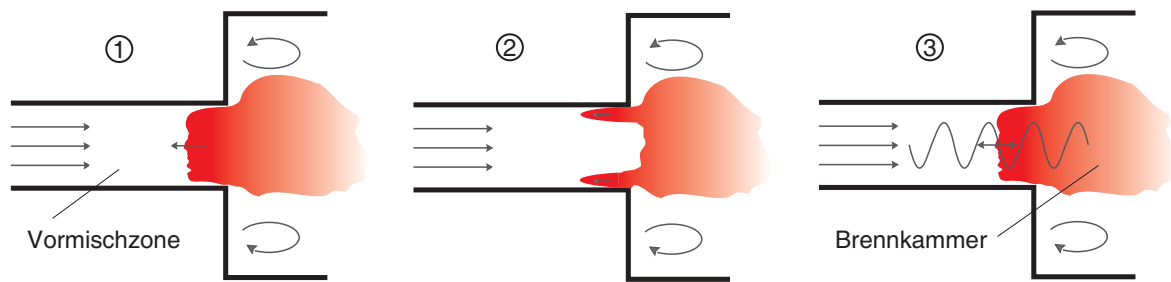


Abbildung 2.14: Illustration der Flammenrückschlagsursachen in drallfreien Vormischbrennern.

Ganz allgemein liegen dem Flammenrückschlag Transportprozesse gegen die Hauptströmung zugrunde, die nur dann zur Rückzündung führen, wenn innerhalb der Vormischzone lokal die Flammengeschwindigkeit die Strömungsgeschwindigkeit überschreitet. Für eine stabile Flamme ist dies nicht der Fall. Hier muss am Ort der Flammenstabilisierung ein Gleichgewicht zwischen Gegenströmung und Flammenausbreitung herrschen, um ein Abblasen der Flamme (engl.: blow off) zu verhindern.

Nachfolgend werden die oben genannten Flammenrückschlagsursachen und die zugrunde liegenden physikalischen Effekte erläutert. Auf die Besonderheiten in Drallströmungen wird in Kapitel 2.4.4 eingegangen.

2.4.1 Flammenausbreitung in der Kernströmung

Ausgehend von einer stabilen Flamme kann ein Flammenrückschlag in der Kernströmung nur dann auftreten, wenn durch geänderte Betriebsbedingungen die Flammengeschwindigkeit lokal über die Strömungsgeschwindigkeit anwächst (Gleichung (2.56), [LEF83], [PLE78]).

$$\begin{aligned}
 S_l(r, \varphi, z) &\geq U(r, \varphi, z) \text{ (laminar)} \\
 S_t(r, \varphi, z) &\geq U(r, \varphi, z) \text{ (turbulent)}
 \end{aligned}
 \tag{2.56}$$

In laminaren Flammen sind als Ursache dafür zum Beispiel fette Gemischstrahlen bei nicht perfekter Vormischung, die Reduktion der Strömungsgeschwindigkeiten, hohe Gemischtemperaturen oder eine Erhöhung der Brennerleistung durch global höhere Brennstoffkonzentrationen zu nennen. In turbulenten Strömungen sind diese Effekte häufig nicht von Bedeutung

[PLE78]. Dies kann leicht anhand Gleichung (2.54) aus Kapitel 2.3.2 gezeigt werden. Der RMS-Wert der turbulenten Schwankungen u'_{rms} beträgt in technischen Systemen meist zwischen 10 und 20 % der massengemittelten Geschwindigkeit U_m [SCHM95]. Zudem ist die laminare Flammengeschwindigkeit von Kohlenwasserstoffen in der Regel um Größenordnungen kleiner als U_m . Peters [PET94] gibt beispielsweise für Methan trotz hoher Temperatur von 400°C maximal eine Flammengeschwindigkeit von $S_l \approx 1.9 [m/s]$ an (siehe Abbildung 2.10). Aus Gleichung (2.54) folgt demnach, dass die turbulente Flammengeschwindigkeit weit kleiner als die massengemittelte Geschwindigkeit ist. Bei den für technische Verbrennungssysteme typischen hohen Massendurchsätzen gilt dann:

$$(U_m - S_t) \gg S_l. \quad (2.57)$$

Solange die Strömungsgeschwindigkeiten in der Vormischzone den volumetrischen Mittelwert lokal nicht wesentlich unterschreiten $U(r, \varphi, z) \rightarrow U_m$, ist ein turbulenter Flammenrückschlag in der Kernströmung unwahrscheinlich. Wegen Gleichung (2.57) ändert daran auch die Zunahme der laminaren Flammengeschwindigkeit durch die oben genannten Effekte nichts. Nicht in dieser Weise eindeutig sind die Verhältnisse bei Wasserstoffflammen, die eine sehr schnelle Reaktionskinetik besitzen. Die maximale laminare Flammengeschwindigkeit beträgt bei einer Vorwärmtemperatur von 400°C nach Peters [PET94] $S_l \approx 13 [m/s]$. Gleichung (2.57) kann daher nicht in jedem Fall vorausgesetzt werden.

Rückschlagsgefahr besteht grundsätzlich, wenn die lokale Strömungsgeschwindigkeit teilweise weit unter dem volumetrischen Mittel liegt ($U(r_i, \varphi_i, z_i) < U_m$) oder sogar Rückströmgebiete in der Vormischzone existieren. Strömungsstörungen durch Einbauten, Gegenstrom, Brennstoffeindüsung, plötzliche Querschnittserweiterungen sowie divergente Strömungsberandungen können die Ursache dafür sein ([PLE78]). Interagieren Rezirkulationsgebiete bzw. Regionen geringer Geschwindigkeit in der Vormischzone mit der Flamme in der Brennkammer in geeigneter Weise, führt dies zum Flammenrückschlag ([PLE78]).

2.4.2 Flammenausbreitung in der Wandgrenzschicht

Die niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten in Grenzschichten beinhalten grundsätzlich ein großes Potential zum Flammenrückschlag. Andererseits erlöschen Flammen aufgrund des Wärmeentzugs aus der Reaktionszone in unmittelbarer Nähe einer Rohrwand geringer Temperatur (engl. „wall quenching“). Aktive Spezies werden zudem durch die Kollision mit kalten Flächen abgebaut [GLA96]. Zur Rohrwand hin fällt daher die laminare Flammengeschwindigkeit S_l abrupt ab (Abbildung 2.15).

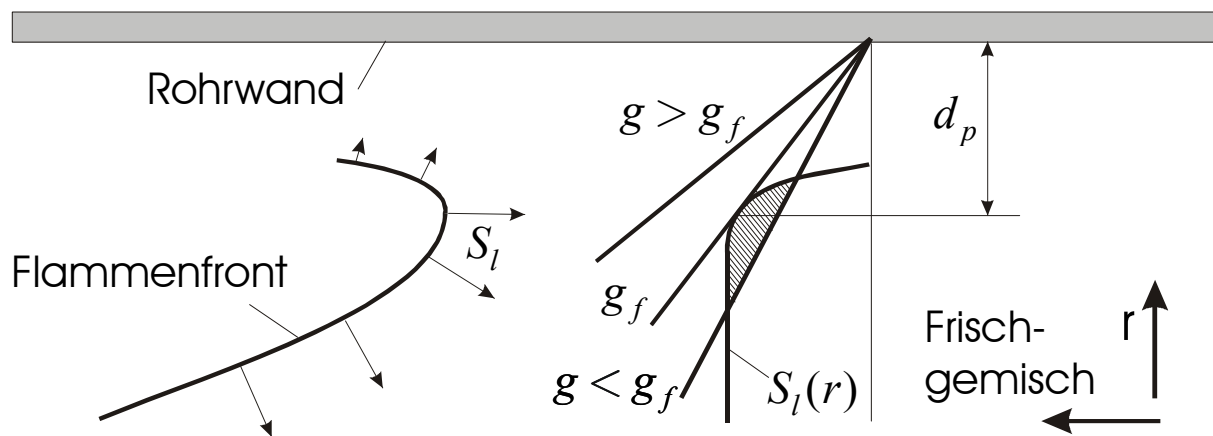


Abbildung 2.15: Strömungsgeschwindigkeit, Flammenform und Flammengeschwindigkeit in der Wandgrenzschicht. Flammenrückschlag: $g < g_f$; Ausspülen der Reaktionszone: $g > g_f$.

Im Allgemeinen ist das Flammenlöschen in Wandnähe ebenfalls durch die Flammenstreckung infolge hoher Geschwindigkeitsgradienten möglich [KURD00]. Das thermische Flammenlöschen durch die Brennerwand wird jedoch als dominanter Einfluss gesehen, der erst mit zunehmender Adiabasie der Wand an Bedeutung verliert.

Für ausreichend große Rohrabmessungen kann das Geschwindigkeitsprofil in Wandnähe als linear angenommen werden. Die Rückschlagsgrenzen laminarer Vormischflammen (Betriebsparameter die gerade zum Flammenrückschlag führen) lassen sich dann nach Lewis und von Elbe [LEWI87] in Form von kritischen Geschwindigkeitsgradienten g_f quantifizieren, bei denen Strömungsgeschwindigkeit und laminare Flammgeschwindigkeit gerade an einem Ort im Gleichgewicht stehen (Abbildung 2.15). Dieser Abstand von

der Wand wird im Englischen als „penetration distance“ d_p bezeichnet und steht für den Bereich, in dem das „Quenching“ spürbaren Einfluss auf die Flammengeschwindigkeit nimmt. Unter der Annahme einer konstanten Flammengeschwindigkeit S_l im Bereich $r \geq R - d_p$ gilt Gleichung (2.58) für den kritischen Geschwindigkeitsgradienten g_f . Nachdem das Verhältnis S_l/d_p im Allgemeinen unbekannt ist, wird g_f experimentell bestimmt. Gradienten $g > g_f$ spülen die Flamme aus, hingegen führt $g < g_f$ zum Flammenrückschlag (vgl. Abbildung 2.15).

$$g_f = - \left. \frac{\partial U}{\partial r} \right|_R = \frac{S_l}{d_p} \quad (2.58)$$

In einer laminaren Rohrströmung ist der Geschwindigkeitsgradient an der Rohrwand durch die Poiseuille-Strömung gegeben.

$$- \left. \frac{\partial U}{\partial r} \right|_R = 8 \frac{U_m}{D} \quad (2.59)$$

Mit Gleichung (2.58) folgt Gleichung (2.60), die den Einfluss von Rohrdurchmesser und massengemittelter Strömungsgeschwindigkeit angibt.

$$g_f = 8 \left. \frac{U_m}{D} \right|_{krit} = \frac{S_l}{d_p} \quad (2.60)$$

Nachteilig ist an Gleichung (2.60) nach wie vor die unbekannte Größe d_p , die eine Vorhersage der kritischen Gradienten nicht ermöglicht. Zur Entwicklung von Korrelationen werden die Erkenntnisse aus Flammenausbreitungsversuchen in ruhenden Gemischen in zylindrischen Rohren oder Spalten genutzt. Hieraus ist bekannt, dass ab einem bestimmten Durchmesser $d_{q,ZYL}$, bzw. einer Spaltweite $d_{q,SP}$, dem so genannten Löschabstand (engl. „quenching distance“), die Reaktion zusammenbricht. Der Wärmeentzug aus der Reaktionszone durch die Wärmeleitung an die kalte Wand übersteigt dabei den durch die exotherme Reaktion freigesetzten Wärmestrom. Wegen dem geringeren Flächen-Volumenverhältnis ist der Löschabstand zweier Platten kleiner als $d_{q,ZYL}$ und wird von Berlad und Potter [BERL55] mit Gleichung (2.61) angegeben.

$$d_{q,SP} = \sqrt{\frac{12}{32}} d_{q,ZYL} \approx \frac{2}{3} d_{q,ZYL} \quad (2.61)$$

Aufgrund des gleichen physikalisch-chemischen Hintergrundes von d_p und d_q wird häufig eine lineare Beziehung zwischen den beiden Größen zur Korrelation der Rückschlagsparameter angenommen. In diesem Zusammenhang ist das von Turns [TUR00] über eine vereinfachte Energiebilanz hergeleitete Löschkriterium von Bedeutung, das auf die Proportionalität zwischen Löschanstand und laminarer Flammendicke führt. Den experimentellen Beobachtungen entsprechend fällt die laminare Flammendicke dabei kleiner aus. Die Gleichungen (2.62) und (2.63) fassen die genannten Korrelationen zusammen.

$$d_p = C_1 \frac{d_{q,SP}}{2} \approx C_1 \frac{d_{q,ZYL}}{3} \quad (2.62)$$

$$= C_2 \delta_v = C_2 \frac{a}{S_l} \quad (2.63)$$

Nach Lewis und von Elbe [LEWI87] entspricht der halbe Löschanstand zweier Platten $d_{q,SP}$ näherungsweise dem Abstand d_p ($C_1 \approx 1$); Gleichung (2.60) kann dann in Gleichung (2.64) umgeformt werden.

$$g_f \approx 3 \frac{S_l}{d_{q,ZYL}} \quad (2.64)$$

Berlad und Potter [BERL57] zeigen durch die Auswertung einer Vielzahl von Experimenten mit unterschiedlichen Brennstoffzusammensetzungen, dass Gleichung (2.64) die kritischen Geschwindigkeitsgradienten für $10^2 < g_f < 10^3$ in guter Näherung wiedergibt. Typische Werte für Erdgas-Luftflammen liegen in diesem Bereich ([GRUM58], [LEWS87]). In Abbildung 2.16 sind die Rückschlagsgrenzen, abhängig von der Brennstoffkonzentration und dem Brennerdurchmesser, dargestellt. Gemäß dem Gradientenansatz nach Gleichung (2.64) besteht weitgehend keine Abhängigkeit vom Brennerdurchmesser. Zu Abweichungen kommt es für große und sehr kleine Rohrdurchmesser in der Größenordnung des Löschanstandes. Im letztgenannten Fall liegt der Wandabstand d_p außerhalb des idealisierten linearen

Strömungsprofils. Bei großen Durchmessern kann durch den Flammenrückdruck der axiale Geschwindigkeitsgradient lokal an einer Winkelposition am Brennermund unter den der ungestörten Poiseuille-Strömung abfallen [LEWI87]. Im noch ungezündeten Bereich steigt dagegen der Geschwindigkeitsgradient an, was zu einer stark unsymmetrischen, gekippten Flamme (englisch: „tilted flame“) und den aus Abbildung 2.16 ersichtlichen größeren kritischen Gradienten g_f führt.

Für stöchiometrisches Gemisch ist aus Abbildung 2.16, bei Invarianz mit dem Rohrdurchmesser, ein Geschwindigkeitsgradient von $g_f \approx 450 \text{ 1/s}$ zu entnehmen. Methan-Sauerstoffflammen, wie sie von Khitritin et al. [KHIT65] untersucht wurden, weisen einen stöchiometrischen Gradienten von etwa $g_f \approx 65000 \text{ 1/s}$ auf. Eine noch höhere Rückschlagsgefahr besteht in Wasserstoff-Luftflammen mit kritischen Werten bis zu $g_f \approx 100000 \text{ 1/s}$ [BERL57].

Neben der Brennstoffzusammensetzung sind die kritischen Gradienten auch von Druck und Temperatur abhängig. Der oben genannte Wert für das Methan-Sauerstoffgemisch erhöht sich beispielsweise bei einer Temperatur von 400°C auf $g_f \approx 140000 \text{ 1/s}$ [KHIT65]. Die Darstellung nach Abbildung 2.16 gilt daher für einen Brennstoff bei konstanter Frischgastemperatur T_M , konstantem Druck und einer isothermen Wand mit $T_w = T_M$.

Eine Verallgemeinerung des Gradientenansatzes durch eine auf dimensionslosen Kennzahlen beruhende Korrelation wurde erstmals von Putnam und Jensen [PUT49] vorgeschlagen. Sie folgt mit Gleichung (2.63) aus Gleichung (2.60).

$$\left. \frac{U_m}{D} \right|_{krit} = \frac{1}{8C_2} \frac{S_l^2}{a} \quad (2.65)$$

Erweitert man beide Seiten von Gleichung (2.65) mit D^2/a führt dies auf zwei Pecletzahlen Pe_U und Pe_{Sl} , die über die Konstante C_2 verknüpft sind.

$$Pe_U = \frac{1}{8C_2} Pe_{Sl}^2 \quad (2.66)$$

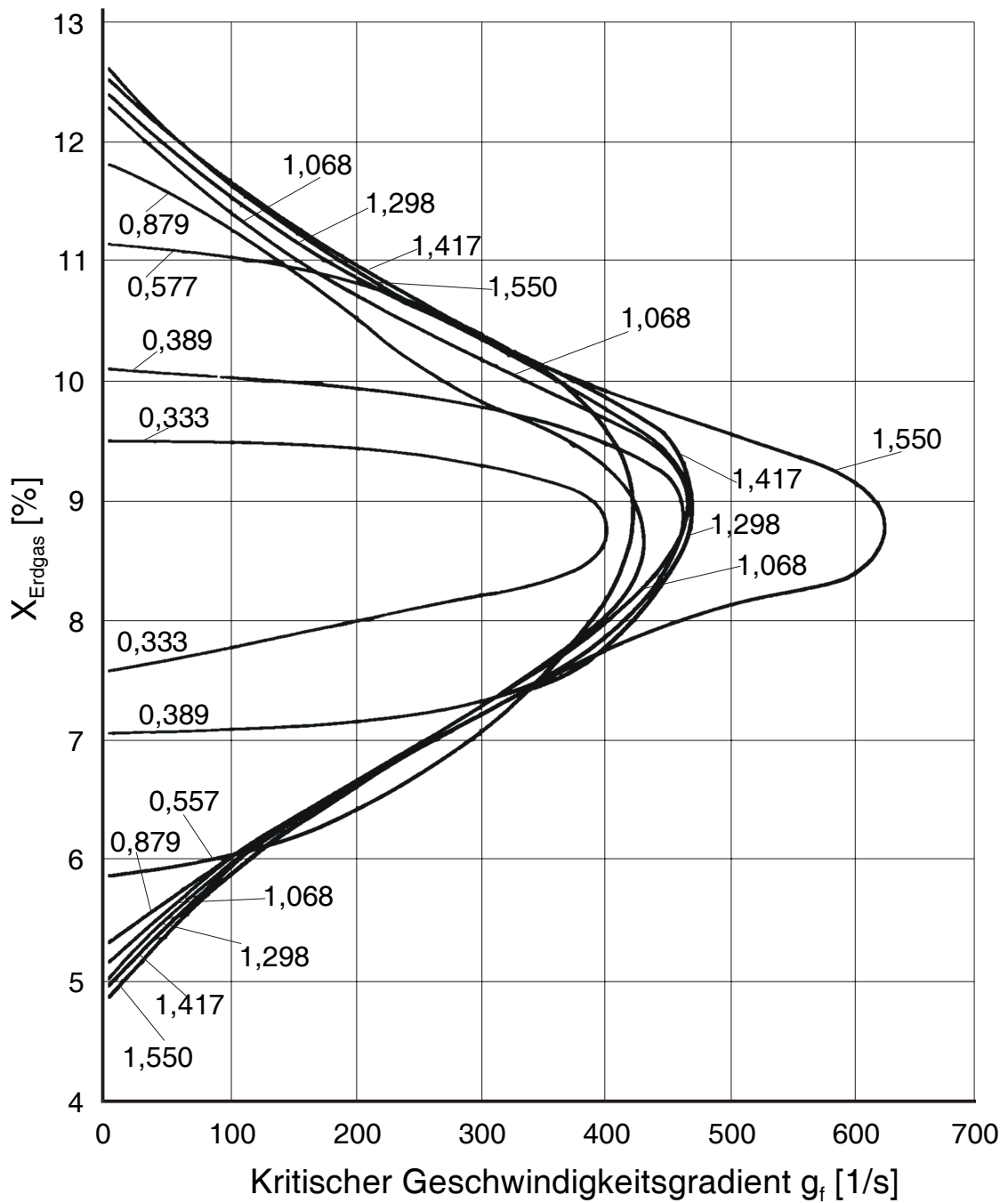


Abbildung 2.16: Kritischer Geschwindigkeitsgradient für das Rückschlagen von laminaren Erdgas-Luftflammen in Rohren unterschiedlichen Durchmessers bei Raumtemperatur.

Gleichung (2.66) wird als Pecletzahlmodell bezeichnet, dem bei Stabilitätsbetrachtungen von Vormischflammen grundsätzlich eine große Bedeutung zukommt. Die Löschgrenzen durch Strecken der Flammenfront lassen sich auch mit dieser Beziehung korrelieren [KRE71].

Abbildung 2.17 enthält die Rückschlagsgrenzen vorgemischter Methan-Luft- und Sauerstoffflammen von Khitrin et al. [KHIT65] für Temperaturen bis zu 400°C. Die experimentellen Daten werden demnach in einem weiten Bereich recht gut mit dem Pecletzahlmodell und einer Konstante von $C_2 = 12.5$ beschrieben. Zusätzlich markiert die gestrichelte Gerade die experimentellen Ergebnisse von Putnam und Jensen [PUT49] ($C_2 = 10$), die auf Methan-Luft-, Acetylen-Sauerstoff- und Ethylen-Luftgemischen basieren.

Die bisherigen Betrachtungen beschränken sich auf laminare Strömungen. In technischen Brennern liegen jedoch meist turbulente Flammen vor, bei denen der Gradientenansatz nicht in jedem Fall appliziert werden kann. Die Flammenausbreitung nahe der Rohrwand hängt wesentlich davon ab, ob sich die Flammenwurzel in der laminaren Unterschicht oder weiter entfernt von der Brennerwand befindet. Dies bestimmt im Wesentlichen das Verhältnis von Löschabstand und Dicke der Unterschicht δ_U , die mit Gleichung (2.67) [KHIT65] berechnet werden kann.

$$\delta_U = 62,2 D \text{Re}^{-7/8} \quad (2.67)$$

Reicht das Flammenlöschen durch die Rohrwand über die Unterschicht hinaus ($d_p > \delta_U$), greift die lokale Turbulenzstruktur in den Flammenausbreitungsprozess beim Flammenrückschlag ein. Die turbulente Diffusion erhöht die Flammengeschwindigkeit gegen die Hauptströmung. Kritische Gradienten für die turbulente Rückzündung liegen dann deutlich über den laminaren Werten ([WHOL53], [GRUM58], [BOYE57]). Ist $d_p < \delta_U$ erfolgt die Flammenausbreitung in der laminaren Zone. Gleichung (2.68) approximiert den Geschwindigkeitsgradienten an der Rohrwand in turbulenten Strömungen im Reynoldszahlbereich von 5000-200000 [WOHL49]. Im Vergleich zur laminaren Strömung ist der Einfluss des Rohrdurchmessers gering.

$$g_t = 0,023 \frac{U_m^{1,8}}{D^{0,2} \nu^{0,8}} = 0,023 \frac{U_m}{D} \text{Re}^{0,8} \quad (2.68)$$

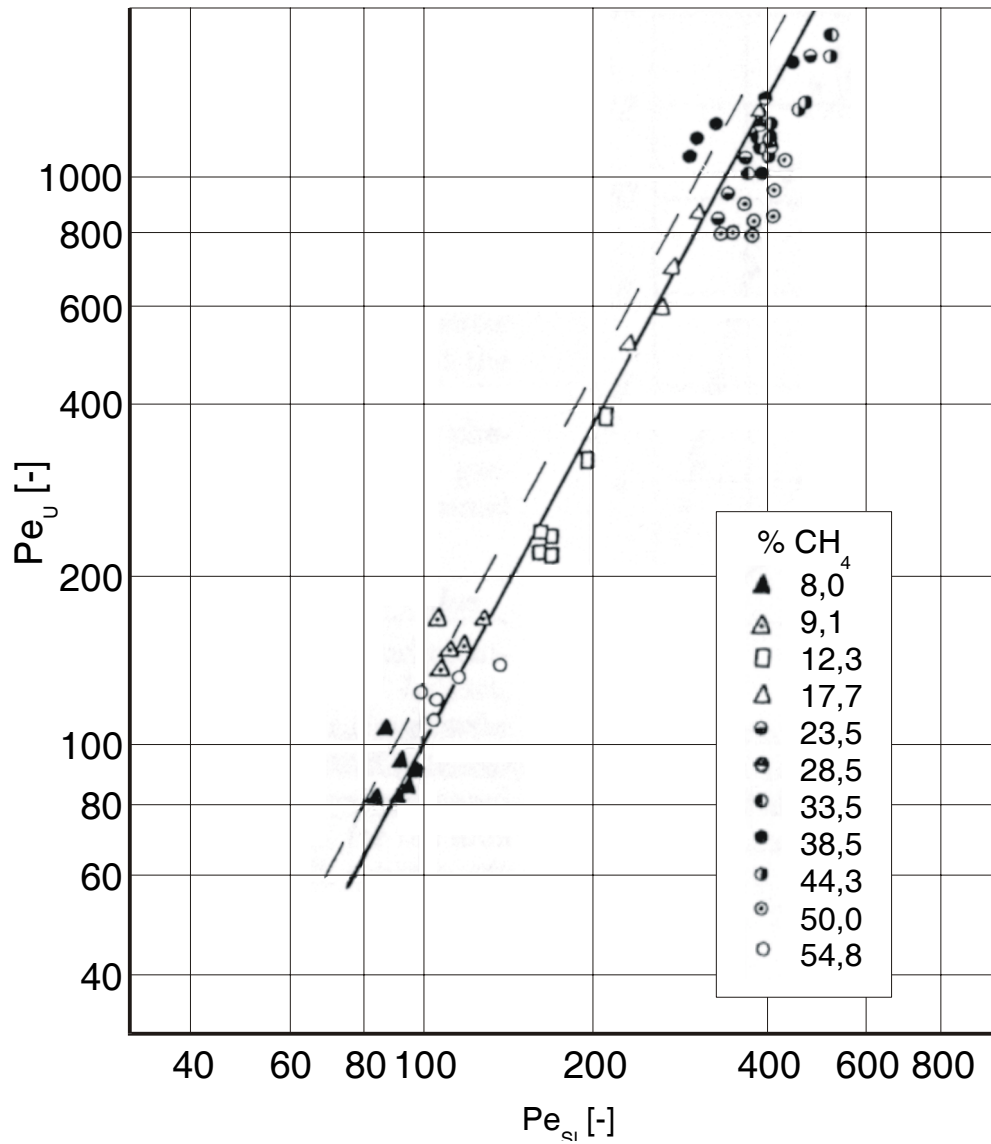


Abbildung 2.17: Korrelation der Rückschlagsgrenzen laminarer Flammen mit dem Pecletzahlmodell nach Gleichung (2.66) [KHIT65].

Durchgezogene Gerade [KHIT65]: Methan-Sauerstoff- und Methan-Luftgemische; $T = 20 - 400^\circ\text{C}$

Gestrichene Gerade [PUT49]: Methan-Luft-, Acetylen-Sauerstoff- und Ethylen-Luftgemische, Raumtemperatur; $p = 400 - 500 \text{ mmHg}$.

Die formale Anwendung des Gradientenansatzes führt auf Gleichung (2.69), die letztendlich wieder auf ein Pecletzahlmodell zurückgeführt werden kann [KRE71].

$$0,023 \frac{U_m}{D} \text{Re}^{0,8} = \frac{S_l}{d_p} \quad (2.69)$$

Bei konstanter Prandtlzahl folgt mit Gleichung (2.63) aus Gleichung (2.69) die Beziehung (2.70) zwischen Reynoldszahl und Pecletzahl, die Khitrin et al. [KHIT65] zur Korrelation der Rückschlagsgrenzen von turbulenten Methan-Sauerstoff- und Methan-Luftgemischen erfolgreich anwenden. Bei allen Parametern dieser Studie liegt der aus laminaren Rückschlagsversuchen bestimmte Abstand d_p unterhalb der Unterschichtdicke nach Gleichung (2.67).

$$\text{Re} = C \text{Pe}_{S_l}^{1,1} \quad (2.70)$$

Wohl et al. [WOHL49] und Schäfer [SCHÄ01] kommen ebenfalls zu dem Schluss, dass unter der Voraussetzung von $d_p < \delta_U$ die Stabilitätsgrenzen turbulenter Flammen mit dem Gradientenansatz beschrieben werden können. Es bleibt in diesem Zusammenhang zu erwähnen, dass Poinot et al. mittels einer direkten numerischen Simulation ähnliche Lösabstände in turbulenter und laminarer Strömung ermitteln, wobei sie lediglich Wandwärmeverluste berücksichtigen; Streckungseffekte gehen nicht in die Berechnung ein. Nach deren Überlegungen reicht für die meisten praktischen Anwendungen die Flammenlöschung durch die Rohrwand nicht über die laminare Unterschicht hinaus, was die Anwendbarkeit der Gradientenmethode stützt.

Im Widerspruch zu diesen Arbeiten stimmen bei den Messungen von Fine [FINE58] laminare und turbulente Wandgradienten nicht überein, obwohl vom Flammenrückschlag in der laminaren Unterschicht ausgegangen wird. Als mögliche Ursache für die rund dreifachen turbulenten Gradienten führt er eine um diesen Faktor kleinere Eindringtiefe d_p an. Numerische Berechnungen von Lee und T'ien [LEE82] zeigen zudem auf, dass in laminaren Strömungen durch die Druck-Flammeninteraktion höhere Flammengeschwindigkeiten als S_l auftreten können, die die Anwendbarkeit des Gradientenansatzes einschränken.

Abschließend ist festzuhalten, dass zur Vermeidung des Flammenrückschlags in turbulenten und laminaren Wandgrenzschichten grundsätzlich hohe Wandgeschwindigkeitsgradienten anzustreben sind. Nach dieser einfachen Gestaltungsregel sollte in der Vormischzone keine Verzögerung der Strömungen erfolgen, die zu einer starken Verdickung der Grenzschicht und zur Strömungsablösung führt. Bewährt hat sich eine in Strömungsrichtung leicht konisch zulaufende oder zylindrische Strömungsführung.

2.4.3 Flammenrückschlag durch Verbrennungsinstabilitäten

Verbrennungsinstabilitäten treten auf, wenn Schwankungen der Wärmefreisetzung in der Reaktionszone angeregt werden und Druck und Geschwindigkeit oszillieren. Dem turbulenten Strömungsfeld ist dann eine instationäre Strömung überlagert, deren Amplitude bei hohen Pulsationspegeln die Strömungsgeschwindigkeit periodisch weit absenkt. Obwohl bei einer sicheren aerodynamischen Brennerauslegung die mittleren Strömungsgeschwindigkeiten in der Vormischzone ausreichend oberhalb der Flammengeschwindigkeiten liegen (vgl. Kapitel 2.4.1), sind tieffrequente Instabilitäten zur Modulation der Flammenposition bis zum Flammenrückschlag in der Lage. Die Flammenausbreitung stromauf ist dabei sowohl in der Wandgrenzschicht ([KELL81], [GUI98], [VAN82]), als auch in der Kernströmung möglich.

Grundsätzlich können vier physikalische Mechanismen Verbrennungsinstabilitäten hervorrufen [SAT00].

Turbulente Strömungen liefern einen breitbandigen Lärmpegel, der in den Frequenzen, die den Eigenfrequenzen des akustischen Systems entsprechen, erheblich verstärkt werden kann. Bereits dadurch sind beträchtliche Druckschwankungen möglich. Einen weiteren Antriebsmechanismus stellen kohärente Strömungsstrukturen dar, welche insbesondere in Drallströmungen beobachtet werden. Dies sind beispielsweise präzedierende Wirbelkerne (Kapitel 2.1.6) oder Wirbel, die aus der Strömungsführung zwischen Vormischzone und Brennkammer hervorgehen. Bereits in der isothermen Strömung treten dadurch bei bestimmten Strouhalzahlen Strömungssoszillationen auf, die mit einsetzender Verbrennung in den Eigenfrequenzen des Systems zu Verbrennungsschwingungen führen. Beim dritten Mechanismus sind die kohärenten Strömungsstrukturen nicht von vornherein vorhanden, sondern entstehen erst durch Geschwindigkeitsstörungen. Instabilitäten entwickeln sich

dann über die Rückkopplung bei gleicher Phasenlage. Weder Strömungslärm noch kohärente Strukturen der Strömung sind beim vierten Mechanismus, der klassischen Selbsterregung, von Bedeutung.

Keller et al. [KELL81] beobachten Verbrennungsinstabilitäten als Ursache für Flammenrückschläge in einem rechteckigen Kanal, in dem die Stabilisierung der Reaktion über eine plötzliche Querschnittserweiterung erfolgt. Die Flammenausbreitung stromauf in Wandnähe wird durch die Interaktion der Hinterkantenwirbel mit der Rezirkulationszone im Nachlauf der Stufe erklärt. Es bildet sich ein Sekundärwirbel aus, der die Grenzschicht an der Kante mit einer Rückströmzone ablöst und damit den Flammenrückschlag unter heftigen Druckpulsationen von rund 7kPa einleitet. Thibaut und Candel [THI98] berechnen später diese Brennerkonfiguration mit einer Large-Eddy-Simulation und bestätigen die Rückzündung als Antwort starker Strömungsstörungen. In Anlehnung an die Experimente von Keller et al. [KELL81] stellen Vanefeld et al. [VAN82] fest, dass eine erneute Querschnittsverengung zwar die Rückschlagsgefahr dämpft, die grundsätzlichen Charakteristika aber erhalten bleiben. Zugehörige numerische Simulationen von Najm und Ghoniem [NAJM89] zeigen, wie eine stromabseitige Anregung über niederfrequente Druckoszillationen nahe der Eigenfrequenz des Verbrennungssystems mit zunehmender Wärmefreisetzung die Instabilitäten, bis hin zum Flammenrückschlag, verstärkt. Schwingungen hoher Frequenz sind dazu nicht in der Lage. Auch Guin [GUI98] beobachtet experimentell in einem Gasturbinendrallbrenner schwingungsinduzierte Flammenrückschläge in der Wandgrenzschicht, die nur bei Pulsationen geringer Frequenz auftreten. Er gibt an, dass Amplituden der Druckschwingungen, die den dynamischen Druck überschreiten, zur Strömungsumkehr und damit zum Flammenrückschlag führen. In den Experimenten von Keller et al. läge demnach die kritische Druckamplitude auf Basis der massengemittelten Strömungsgeschwindigkeit in der Größenordnung von 100 Pa. Tatsächlich wurden bereits im stabilen Betriebszustand Druckschwankungen von rund 700 Pa gemessen, die bei Verbrennungsinstabilitäten, die noch nicht zum Rückschlag führen, auf ca. 2 kPa ansteigen. Mit diesem Kriterium kann daher die Rückschlaggrenze nicht vorhergesagt werden. Eine auf der linearen Akustik beruhende Beziehung zur Abschätzung der Kopplung von Geschwindigkeits- und Druckschwankungen wurde von Thibaut und Candel [THI98] verwendet:

$$\tilde{u} = \frac{\tilde{p}}{\rho c}. \quad (2.71)$$

Die Amplituden der Schnelleschwankungen \tilde{u} für die oben genannten Druckschwankungen von $\tilde{p} = 7 \text{ kPa}$ überschreiten die massengemittelte Geschwindigkeit am Eintritt. Es ist deshalb davon auszugehen, dass bei starken Schwingungen die Druckpulsationen an der Rückschlagsgrenze die Strömungsrichtung periodisch umkehren. Dies stimmt mit den Beobachtungen von Vanefeld et al. [VAN82] und Keller et al. [KELL81] überein.

2.4.4 Flammenrückschlag in Drallbrennern

Abbildung 2.18 zeigt das Funktionsprinzip eines Drallbrenners mit zentraler Lanze und mit ringförmiger Vormischzone. Drallströmungen werden nicht nur wegen ihrer hervorragenden Mischungseigenschaften in Verbrennungssystemen eingesetzt; durch das Wirbelaufplatzen (Kapitel 2.2) erzeugen sie auch eine innere Rezirkulationszone, die heiße Verbrennungsprodukte rückführt und das Frischgas auf Zündtemperatur erwärmt (aerodynamische Flammenstabilisierung). Die zentrale Lanze und der plötzliche Querschnittsprung erleichtern die Ausbildung der inneren Rückströmzone. In dieser Arbeit wurde ein Drallbrenner ohne zentrale Lanze eingesetzt, der eine spezielle Strömungsform benötigt, um eine stabile Rezirkulationszone am Brennermund zu erzeugen (siehe Kapitel 3.3).

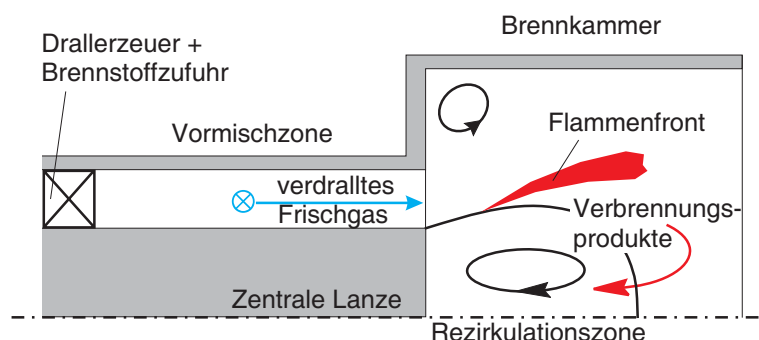


Abbildung 2.18: Schematische Darstellung des Funktionsprinzips eines Drall-Vormischbrenners mit zentraler Lanze.

Das Rückschlagsverhalten von Drallbrennern kann sich erheblich von dem drallfreier Verbrennungskonzepte unterscheiden. Dennoch existieren kaum Studien zu diesem Thema. Döbbling et al. [DÖB97] beobachteten in einem Abbildung 2.18 ähnlichen Drallbrenner den Flammenrückschlag entlang der zentralen Lanze und führten ihn auf die Flammenausbreitung in der Wandgrenzschicht (vgl. Kapitel 2.4.2) zurück. Anzumerken ist jedoch, dass die Rückzündung erst mit zunehmender Verdrallung auftrat. Offen bleibt daher, welcher auf die Drallströmung angewiesene Effekt in Zusammenhang mit der Flammenausbreitung stromauf stand.

Guin [GUI98] untersuchte den Flammenrückschlag in unterschiedlichen lanzenfreien Drallbrennern durch Wandtemperaturmessung und faseroptische Detektion der Flamme in der Vormischzone. In einer Konfiguration wurde trotz des Flammenrückschlags kein wesentlicher Wandtemperaturanstieg festgestellt. Die Flammenausbreitung ist daher auf Vorgänge im Wirbelzentrum zurückzuführen, deren physikalische Ursache Guin [GUI98] jedoch nicht aufzeigen konnte. In einem Brenner, in dem die axiale isotherme Kernströmung in der Vormischzone über dem volumetrischen Mittel lag, brachte Guin [GUI98] den Flammenrückschlag mit der Flammenausbreitung in der Wandgrenzschicht in Verbindung. Die hohen Strömungsgeschwindigkeiten in technischen Verbrennungssystemen haben jedoch meist bei geeigneter Strömungsführung hohe Wandgeschwindigkeitsgradienten zur Folge, die den Flammenrückschlag in der Grenzschicht verhindern. Auf Grundlage der Ergebnisse dieser Arbeit (siehe Kapitel 5) muss daher hinterfragt werden, ob nicht auch bei dieser Konfiguration die Vorgänge im Zentrum der Drallströmung die Flammenausbreitung stromauf bewirkten.

Zusammenfassend ist festzuhalten, dass über die in den Kapiteln 2.4.1-2.4.3 beschriebenen Flammenrückschlagsursachen hinaus weitere drallbrennerspezifische Effekte zu berücksichtigen sind. Die ursächlichen physikalischen und chemischen Mechanismen sind jedoch bisher unklar. Vor diesem Hintergrund sind Studien interessant, die durchgeführt wurden, um die schnelle Flammenausbreitung in Turbulenzwirbeln zu erklären. In ihnen werden physikalische Effekte angeführt, die grundsätzlich auch in reagierenden turbulenten Drallströmungen möglich sind. Das nächste Kapitel geht daher auf diese Arbeiten ein.

2.5 Flammenausbreitung in Wirbelröhren

Nach der Modellvorstellung von Tennekes [TEN68] zur Feinstruktur der Turbulenz, existieren zufällig verteilte Wirbelröhren, in denen die Dissipation mechanischer Energie vonstatten geht. Deren Durchmesser liegt in der Größenordnung des Kolmogorov'schen Längenmaßes und deren Ausdehnung in der des Taylor-Mikromaßes. Diese Regionen konzentrierter Wirbelstärke sind insbesondere bei hoher Reynoldszahl nicht raumfüllend ([CHO79], [ASH93]), sondern erscheinen in Clustern (Abbildung 2.19).

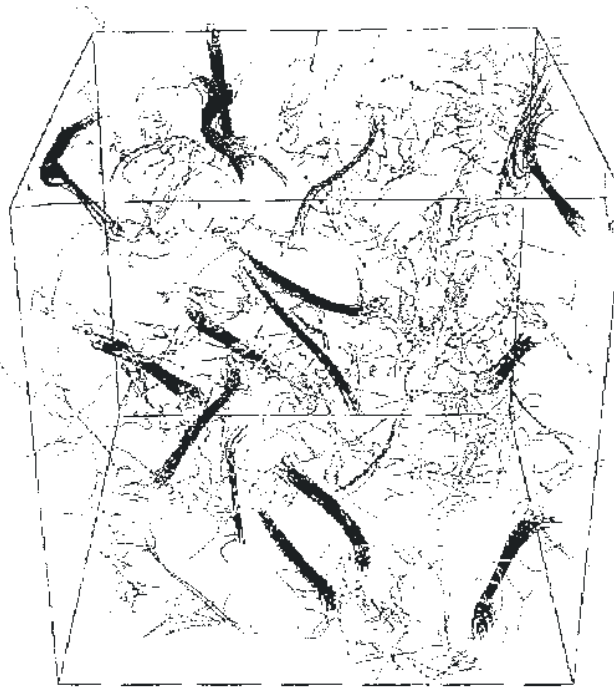


Abbildung 2.19: Direkte numerische Simulation isotroper Turbulenz von [SHE91], Quelle: [TUR00].

Aufbauend auf diesen Beobachtungen wurden theoretische Ansätze zur Beschreibung hoher turbulenter Flammengeschwindigkeiten entwickelt, die alleine auf hydrodynamischen Effekten beruhen und mit den beschriebenen Wirbelröhren zusammenhängen. Grundsätzlich unterscheidet man zwischen der Bewegung der dissipativen Regionen selbst, an die die Flamme in diesem Fall gebunden ist und der Flammenausbreitung längs der Wirbelschläuche

[CHO79]. Beim letzt genannten Flammenausbreitungsvorgang dominiert die Interaktion von Flamme und Wirbelröhre als treibender Mechanismus, der zu außerordentlich hohen Flammengeschwindigkeiten führen kann und daher im Folgenden näher beschrieben wird.

2.5.1 Experimentelle Untersuchungen

Zur Bestimmung der maßgebenden Einflussparameter sind in der Literatur drei Gruppen von Parameterstudien zu finden. Die Flammenausbreitung wurde untersucht in

- freien Wirbelringen
bzw. geraden freien Wirbelröhren,
- rotierenden Rohren
- und einer eingeschlossenen Drallströmung.

Aus den generischen Studien gehen das Dichteverhältnis σ und die maximale Umfangsgeschwindigkeit W_{\max} als bedeutende hydrodynamische Parameter für die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit U_f hervor:

$$U_f = f(W_{\max}, \sigma) \text{ mit } \sigma = \frac{\rho_u}{\rho_b} = \frac{T_{ad}}{T_M}. \quad (2.72)$$

Erste experimentelle Untersuchungen zur Flammenausbreitung in Wirbelringen wurden von McCormack et al. [MCC72] durchgeführt. Bei dieser Art von Versuchen drückt ein Kolben das Brennstoffluftgemisch einmalig und stoßartig durch eine kreisförmige Düse in die Umgebung, sodass ein Wirbelring entsteht. Nach der Zündung propagiert die Flammenfront symmetrisch zur Zündebene entlang der Wirbelachse. Die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit U_f liegt weit über der laminaren Flammgeschwindigkeit S_l und korreliert weitgehend linear mit der Zirkulation des Wirbels [MCC72]. Ishizuka et. al. ([ISH98a], [ISH00], [ISH98b]) finden eine ebenfalls näherungsweise lineare Abhängigkeit von der maximalen Umfangsgeschwindigkeit W_{\max} in einem turbulenten Wirbelring. Neuere Studien von Hasegawa et al. [HAS02] zur Flammenausbreitung in geraden Wirbelröhren bestätigen

diese Proportionalität. In anderen Studien wird aber auch von einem Sättigungseffekt berichtet, der die Korrelation zu $U_f \sim W_{\max}^n$ mit $n < 1$ ändert ([ASA97], [ISH98a]).

Charakteristisch für die untersuchten freien Wirbel ist eine Umfangsgeschwindigkeitsverteilung, die durch einen Rankine-Wirbel bzw. einen Burgerswirbel (vergleiche Kapitel 2.1.1) angenähert werden kann. In rotierenden Rohren liegt hingegen ein Festkörperwirbel vor. Auch bei dieser Wirbelform in einem beidseitig geöffneten Rohr breitet sich die Flamme mit einer zur maximalen Umfangsgeschwindigkeit proportionalen Geschwindigkeit U_f aus [SAK96].

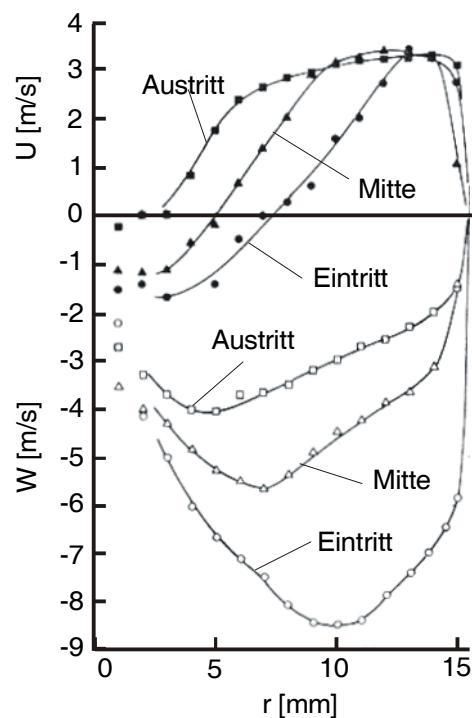


Abbildung 2.20: Strömungsform der eingeschlossenen isothermen Drallströmung zur Untersuchung der Flammenausbreitung von [ISH90].

Die Flammenausbreitung in einer eingeschlossenen Drallströmung mit hohen axialen Geschwindigkeitsgradienten wurde von Ishizuka untersucht [ISH90]. In Abbildung 2.20 ist die radiale Verteilung der axialen und azimuthalen Geschwindigkeit am Eintritt, Austritt und in der Mitte der Messstrecke dargestellt. Demnach erzeugt der verwendete Tangentialdrallerzeuger über die gesamte Messstrecke eine annulare Strömungsform mit einer ausgeprägten

Rückströmzone im Wirbelkern. Die Zündung des Gemisches erfolgt am offenen Rohrende auf der Wirbelachse. Wie in den Wirbelringen wird die Flammenausbreitung durch die Umfangsgeschwindigkeitskomponente erheblich beschleunigt. Ihr ist jedoch die ebenfalls mit der Umfangsgeschwindigkeit zunehmende Rückströmgeschwindigkeit auf der Wirbelachse überlagert. Zu den oben genannten Untersuchungen konform besteht eine lineare Beziehung zwischen Umfangsgeschwindigkeit und Flammenausbreitungsgeschwindigkeit.

Über den Einfluss des Dichteverhältnisses σ ergibt sich kein einheitliches Bild. Asato et al. [ASA97] bestimmten für unterschiedliche Brennstoffe eine Proportionalität der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit zu $\sqrt{\sigma}$, fanden jedoch eine Brennstoffabhängigkeit der Proportionalitätskonstante. Dies führen sie hauptsächlich auf Änderungen des Durchmessers der Flammenspitze zurück, erwähnen aber den potentiellen Einfluss von barokliner Wirbelstärke (siehe unten), Instationaritäten und Unterschieden in der Flammenstruktur. Von einer weitgehenden Unabhängigkeit vom Dichteverhältnis gehen Ishizuka et al. ([ISH98b], [ISH00]) bei magerem und stöchiometrischem Gemisch in Wirbelringen aus, finden hingegen in der eingeschlossenen Strömung nach Abbildung 2.20 eine starke Zunahme der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit mit sinkendem Luftverhältnis (Brennstoff: CH₄ und C₃H₈). Die Untersuchungen von Hasegawa et al. [HAS02] ergeben mit dem Dichteverhältnis σ linear zunehmende Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten in freien geraden Wirbelröhren (Gleichung (2.73)).

$$U_f = \underbrace{0,18(\sigma - 1) W_{\max}}_{T1} + \underbrace{\sigma S_l}_{T2} \quad (2.73)$$

Demnach ist die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit aus der kugelförmigen Flammenausbreitung im ruhenden Fluid T2 ([LEWI87]) und dem wirbeldynamisch bestimmten Anteil T1 zusammengesetzt.

In rotierenden Rohren wurde eine luftverhältnis- und brennstoffabhängige Proportionalitätskonstante zwischen W_{\max} und U_f festgestellt, die jedoch nicht mit dem Dichteverhältnis korreliert werden konnte. Sakay et al. [SAK96] führen das Verhalten auf die Unterschiede in der lateralen Ausdehnung der Flamme zurück (s. u. Tabelle 2.1, Faktor k).

2.5.2 Modellierung und physikalische Effekte

Als Ursache für die schnelle Flammenausbreitung in freien Wirbelröhren sind in der Literatur zwei grundsätzlich unterschiedliche treibende Kräfte zu finden:

- Die Volumenexpansion über die Flammenfront beeinflusst die Druckverteilung im Wirbel. Die Folge ist ein Druckanstieg auf der Wirbelachse in der verbrannten Zone (Abbildung 2.21 links), der die Flammenausbreitung beschleunigt.
- Sind Druckgradient und Dichtegradienten an der Flammenfront nicht parallel ausgerichtet, wird das Fluid derart in Rotation versetzt, dass sich eine tangential zur Flammenfront orientierte Wirbelstärke (engl. baroclinic vorticity) ergibt. Die nach dem Biot-Savartschen Gesetz induzierte axiale Strömung trägt zur Flammenausbreitungsgeschwindigkeit bei (Abbildung 2.21 rechts).

In Tabelle 2.1 sind alle im Folgenden näher erläuterten, expliziten und auf den genannten Mechanismen basierenden Gleichungen für die Flammengeschwindigkeit in einer Übersicht angegeben. Die meisten theoretischen Analysen beschreiben die schnelle Flammenausbreitung durch die Betrachtung der Druckverteilung in einem Rankine-Wirbel. Bei bekannter Wirbelform und Dichteverteilung wird diese aus der Querdruckgleichung (Gleichung (2.10)) durch Integration bestimmt.

Basierend auf den o. g. experimentellen Ergebnissen von McCormack et al. [MCC72] stellte Chomiak [CHO77] erstmals Gleichung (2.74) für die Flammengeschwindigkeit in Turbulenzwirbeln (Abbildung 2.19) auf („Vortex Bursting Mechanism“).

$$U_f = C \sqrt{\sigma} W_{\max} = C \sqrt{\sigma} u'_{rms} \quad (2.74)$$

Er geht dabei von einer mittleren Druckdifferenz $\Delta p = W_{\max}^2 \rho_u$ über die Flammenfront aus und fordert die vollständige Umsetzung in den Axialimpulsstrom $I/A = \rho_b U_f^2$. Dies führt auf die Konstante $C = 1$. Unter Vernachlässigung radialer Druckunterschiede im verbrannten Fluid, folgt eine mittlere Druckdifferenz über die ebene unstetige Flammenfront von $\Delta p \approx 1/3 \cdot W_{\max}^2 \rho_u$ wenn nur der wirbelkernnahe Bereich $r < 2r_{vc,u}$ betrach-

tet wird. Daneshyar und Hill [DAN87] setzen diese Druckdifferenz der kinetischen Energie $1/2 \rho_b U_f^2$ gleich und bestimmen damit eine Konstante $C = \sqrt{2/3}$ für Gleichung (2.74). In einem weiteren Berechnungsansatz gehen Daneshyar und Hill [DAN87] von einer Verbrennung im gesamten Rankinewirbel aus ($r_b \rightarrow \infty$, Abbildung 2.21). Die Druckdifferenz auf der Wirbelachse über die unstetige Flammenfront kann damit unter der Annahme einer rein radialen Expansion $r_{vc,b}/r_{vc,u} = \sqrt{\sigma}$ ermittelt werden:

$$\Delta p(r=0) = \rho_u W_{\max}^2 \left[1 - \frac{1}{\sigma^2} \right] \approx \rho_u W_{\max}^2. \quad (2.75)$$

Mit Gleichung (2.75) folgt aus dem Bernoulli-Theorem die Konstante $C = \sqrt{2}$.

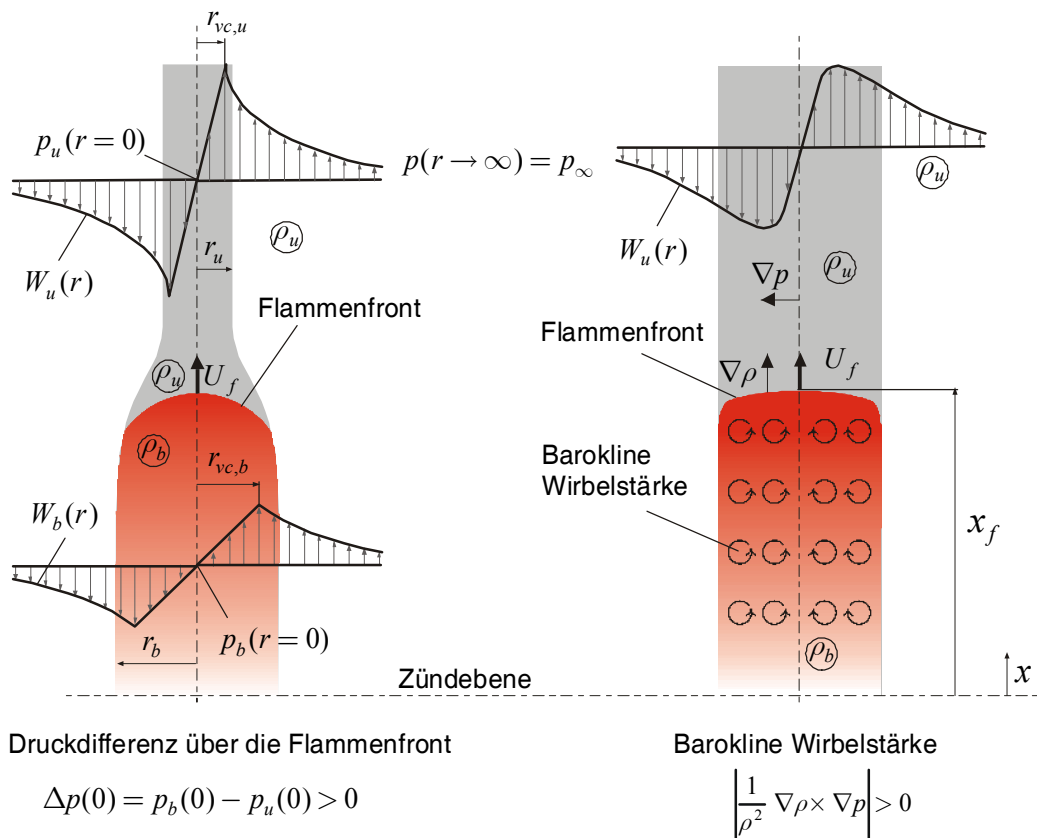


Abbildung 2.21: Physikalische Mechanismen zur Flammenausbreitung in freien Wirbelröhren. Links: Druckdifferenz über die Flammenfront, rechts: Entwicklung der baroklinen Wirbelstärke.

Um den in Kapitel 2.5.1 erwähnten Sättigungseffekt $U_f \sim W_{\max}^n$ mit $n < 1$ und die beobachtete Brennstoffabhängigkeit der Proportionalitätskonstante C qualitativ zu beschreiben, leiten Asato et al. [ASA97] eine vom Radius der Flammenspitze abhängige Gleichung her. Den Berechnungen liegt die Annahme identischer Umfangsgeschwindigkeitsverteilungen vor und nach der Verbrennung zugrunde ($r_{vc,b} = r_{vc,u}$). Gleichsetzen des Axialimpulsstroms $I/A = \rho_b U_f^2$ mit der mittleren Druckdifferenz über die Flammenfront im Bereich $r < 2r_{vc}$ führt unter Einbeziehung des gemessenen Flammenradius α auf die Gleichungen (2.86) und (2.87) aus Tabelle 2.1.

Ishizuka et al. [ISH98b] bestimmen aus den Erhaltungsgleichungen (Massenbilanz, Umfangsimpulserhaltung, Querdruckgleichung) die in Tabelle 2.1 aufgelisteten expliziten Gleichungen für eine rein axiale Expansion $r_b = r_u$ (Gleichung (2.79) und (2.80)) und eine rein radiale Ausdehnung $r_b = r_u \sqrt{\sigma}$ (Gleichungen (2.81) und (2.82)). Dabei treffen Sie die Annahme, dass der Axialimpuls der Stromlinie auf der Wirbelachse erhalten bleibt und führen das empirisch zu bestimmende Flächenverhältnis $Y = A_f / (\pi r_u^2)$ mit der Flammenfläche A_f ein.

Die ebenfalls auf den Erhaltungsgleichungen (Massenbilanz, Umfangsimpulserhaltung, Querdruckgleichung, Bernoulli-Gleichung) basierende Herleitung der Gleichung (2.88) von Umemura und Tomita [UME01] erfolgte unter Berücksichtigung der Änderung des statischen Druckes über die laminare Flammenfront. Dem Modell liegt eine rein radiale Expansion des Gemisches zugrunde, die sich bei der Flammenausbreitung symmetrisch zur Zündebene ergibt (siehe Abbildung 2.21).

Alle bisher genannten Modelle sind auf die Flammenausbreitung in freien Wirbelröhren bzw. Wirbelringen ohne Einschluss der Strömung zugeschnitten. Eine Ausnahme bilden die Berechnungen von Atobiloye und Britter [ATO94], die auf einem eingeschlossenen reinen Festkörper- oder Potentialwirbel ohne axiale Strömung basieren. Ausgehend von zwei, zunächst durch eine gedachte Trennwand separierte, in gleicher Weise verdrehte Fluide unterschiedlicher Dichte, wird die Bewegung der Fluide ineinander betrachtet (Abbildung 2.22). Daraus resultiert die Annahme, dass die Drallverteilung im Kern am stromabseitigen Ende des Kontrollvolumens KV durch das weiter stromab liegende Fluid geringer Dichte ρ_b bestimmt wird. Atobiloye und Britter [ATO94] stellen die Erhaltungsgleichungen im mit der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit U_f bewegten Koordinatensystem auf, sodass sich

nur das dichtere Strömungsmedium in axiale Richtung bewegt. Durch die zusätzliche Berücksichtigung der integralen Axialimpulsbilanz existiert keine analytische Lösung. Für zwei Spezialfälle können jedoch die Tabelle 2.1 zu entnehmenden Näherungslösungen angegeben werden.

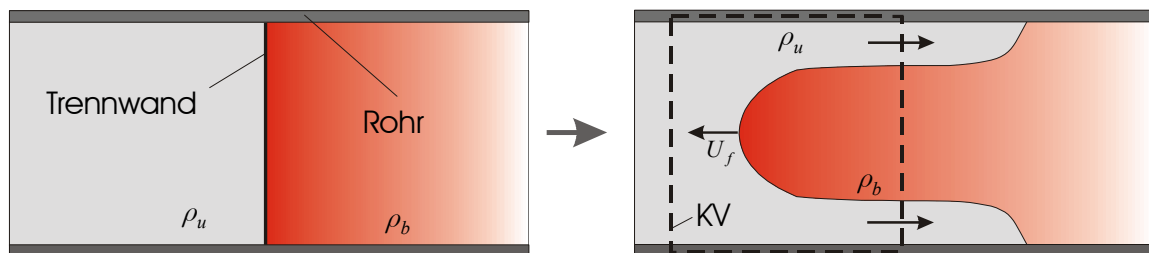


Abbildung 2.22: Zum Flammenausbreitungsmodell von Atobiloje und Britter [ATO94] in einem eingeschlossenen Festkörper / Potentialwirbel.

Flammenausbreitungsmodelle, die auf dem in Abbildung 2.21 rechts illustrierten physikalische Mechanismus (engl. “baroclinic push“) beruhen, erfordern eine völlig andere Herangehensweise. Die zentrale Ausgangsgleichung für die theoretischen Betrachtungen bildet die Wirbeltransportgleichung für eine rotationssymmetrische reibungsfreie dichteveränderliche Strömung (Gleichung (2.76)). Im Unterschied zur inkompressiblen Gleichung ((2.29)) treten zwei zusätzliche Terme T3 und T4 auf. Der Term T3 gibt die Änderung des Wirbelstärkefelds durch die Volumenexpansion an. Im Term T4 treten Dichte und Druckgradient als weitere Variablen auf. Er beschreibt den ursprünglich aus der Strömung in der Erdatmosphäre bekannten Effekt der Produktion barokliner Wirbelstärke. Spannen Dichtegradient und Druckgradient eine Fläche auf, wird das Fluid dadurch lokal in Rotation versetzt. Die Folge ist eine barokline Wirbelstärke senkrecht zu dieser Fläche und damit im Falle der Flammenausbreitung parallel zur Flammenfront. Wie bereits erwähnt, induziert das Wirbelstärkefeld nach dem Biot-Savartschen-Gesetz (Gleichung (2.34)) eine, dem drehungsfreien Strömungsfeld additiv überlagerte Strömung.

$$\frac{D\vec{\omega}}{Dt} = \underbrace{-\vec{\omega}(\nabla \cdot \vec{U})}_{T3} + \underbrace{\frac{1}{\rho^2} \nabla \rho \times \nabla p}_{T4} + \underbrace{(\vec{\omega} \cdot \nabla) \vec{U}}_{T5} \quad (2.76)$$

Auf Basis dieses induzierten konvektiven Transports beschreibt Ashurst [ASH96] die in Wirbelröhren beobachteten hohen Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten. Die Produktion der azimuthalen baroklinen Wirbelstärke über die rotationssymmetrische, ebene und senkrecht zur Wirbelachse stehende Flammenfront kann mit Gleichung (2.77) näherungsweise beschrieben werden.

$$\left. \frac{D\omega_\varphi}{Dt} \right|_{baroc} = \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} \cdot \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dx} \approx \frac{W(r)^2}{r} \cdot \frac{\sigma - 1}{\delta \sqrt{\sigma}} \quad (2.77)$$

Ashurst [ASH96] geht von einem Burgerswirbels (siehe Tabelle 2.1) aus und integriert Gleichung (2.77) über den Querschnitt A im Bereich $r < 3r_m$ in dem der Hauptanteil der Wirbelstärke produziert wird. Unter der Voraussetzung einer rein axialen Expansion folgt Gleichung (2.78) für die integrale Wirbelstärke nach Ersetzen der zeitlichen Ableitung durch $\Delta t = \Delta x \cdot S_l \cdot \sigma$.

$$\int_A \omega_\varphi \Big|_{baroc} dA \approx \frac{4,5(\sigma - 1)}{\sigma^{3/2}} \frac{r_m W_m^2}{\delta S_l} \Delta X \quad (2.78)$$

Diese Größe hat die Einheit der Zirkulation und wird zur vereinfachten Bestimmung der auf der Wirbelachse induzierten Geschwindigkeit U_f in einen Ringwirbel ([LAM07]) umgesetzt und über die Flammenausbreitungslänge integriert [ASH96]. Das Ergebnis ist Gleichung (2.89) für die Flammengeschwindigkeit durch die barokline Wirbelstärke. Im Gegensatz zu den theoretischen Ansätzen, die auf der Druckdifferenz über die Flammenfront basieren, besteht eine quadratische Abhängigkeit der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit U_f von der maximalen Umfangsgeschwindigkeit. Es sei jedoch angemerkt, dass Ashurst [ASH96] eine abgewandelte Form von Gleichung (2.89) für die Flammenausbreitung in Wirbelringen (gekrümmte Wirbelröhre) vorschlägt, die auf die Proportionalität zur Zirkulation führt und damit den experimentellen Ergebnissen von McCormack et al. [MCC72] entspricht. Als weiterer wesentlicher Unterschied zu den oben genannten Modellen liegt eine Abhängigkeit vom Abstand der Flamme zur Zündebene (Abbildung 2.21) vor. Gleichung (2.89) beschreibt einen instationären Flammenausbreitungsvorgang bei dem die Flammengeschwindigkeit mit $\sqrt{x_f}$ ansteigt.

Numerische Simulationen der Flammenausbreitung in geraden freien Wirbelröhren von Hasegawa et al. [HAS96] bestätigen die Korrelation nach Gleichung (2.89). Sie zeigen auch die nicht der intuitiven Annahme entsprechende Abnahme der Flammengeschwindigkeit mit steigendem Dichteverhältnis auf (siehe Gleichung (2.89) für $\sigma > 3$). Numerische Berechnungen von Umemura ([UME00], [UME01]) weisen hingegen darauf hin, dass der baroklinen Wirbelstärke bei der Flammenausbreitung in Wirbelröhren keine Bedeutung zukommt. Vielmehr wird die Produktion azimuthaler Wirbelstärke alleine auf die radiale Aufweitung der Wirbelröhre zurückgeführt ([UME01]). Die Zone hoher azimuthaler Wirbelstärke propagiert nach dieser Vorstellung mit einer ihr anhaftenden und nicht an die Flamme gebundenen Wellenausbreitungsgeschwindigkeit, von der angenommen wird, dass sie sich aus der Zirkulation und Form der azimuthalen Wirbelstärkeverteilung ergibt [UME00]. Es entsteht ein Toruswirbel, der auf der Wirbelachse eine axiale Geschwindigkeit induziert. Dieser schnelle konvektive Transport ist der laminaren Flammenausbreitung in der Wirbelröhre überlagert. Die zunächst widersprüchlich erscheinenden Ergebnisse der numerischen Simulation können vereint werden, da nach Hasegawa et al. [HAS02] für die anfängliche Beschleunigung der Flamme in der Wirbelröhre die barokline Wirbelstärke und in der weiteren Evolution die Aufweitung der Wirbelröhre dominiert.

Die beschriebenen physikalischen Effekte zeigen die Bedeutung der Hydrodynamik bzw. Wirbeldynamik bei der Flammenausbreitung in freien Wirbelröhren auf. Im Rahmen dieser Arbeit wird geklärt, in wieweit diese Vorgänge beim Flammenrückschlag im untersuchten Drallbrenner von Bedeutung sind. Ferner wurde, ausgehend von den oben beschriebenen Modellen und den experimentellen Ergebnissen (Kapitel 5), ein Berechnungsverfahren für die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit in einer eingeschlossenen Rankine-Wirbelströmung und einer komplexen Drallströmung entwickelt (Kapitel 5.6.2 und 5.6.3).

Tabelle 2.1: Modelle zur Flammenausbreitung in Wirbelröhren

Autor	Bezeichnung	Modell		Referenz	
Ishizuka et al.	Back-Pressure Drive Flame Propagation Mechanism	Axiale Expansion: $r_b/r_u = 1$	$k \leq 1$	$U_f = \sqrt{\sigma(Y S_u)^2 + \frac{k^2}{2} W_{\max}^2}$ (2.79)	[ISH98b]
			$k \geq 1$	$U_f = \sqrt{\sigma(Y S_u)^2 + \left(1 - \frac{1}{2k^2}\right) W_{\max}^2}$ (2.80)	
		Radiale Expansion: $r_b/r_u = \sqrt{\sigma}$	$k \leq 1$	$U_f = Y S_u + W_{\max} \sqrt{1 + \frac{1}{\sigma} \frac{k^2}{2}}$ (2.81)	
			$k \geq 1$	$U_f = Y S_u + W_{\max} \sqrt{1 + \frac{1}{\sigma} \left(1 - \frac{1}{2k^2}\right)}$ (2.82)	
Chomiak	Vortex Bursting Mechanism	$k = r_u/r_{vc}$, $Y = A_f/(\pi r_u^2)$ und $S_u =$ Flammengeschwindigkeit Wirbelform: Rankine-Wirbel (siehe Gleichung (2.6))			[CHO77]
		$U_f = W_{\max} \sqrt{\sigma}$	$U_f = W_{\max} \sqrt{\sigma}$ (2.83)	Wirbelform: Rankine-Wirbel (siehe Gleichung (2.6))	

Daneshyar et al.	Vortex Bursting Mechanism (modifiziert)	$U_f \approx W_{\max} \sqrt{2\sigma}$ $U_f \approx W_{\max} \sqrt{\frac{2}{3}\sigma}$	(2.84) (2.85)	[DAN87]
Asato et al.	Vortex Bursting Mechanism (modifiziert)	<p>Wirbelform: Rankine-Wirbel (siehe Gleichung (2.6))</p> $\alpha \leq r_{vc}$ $U_f = \frac{\alpha}{2r_{vc}} W_{\max} \sqrt{\left(1 - \frac{\alpha^2}{4r_{vc}^2}\right)(\sigma - 1)}$ $\alpha > r_{vc}$ $U_f = \frac{1}{2} W_{\max} \sqrt{\left(\frac{3}{4} + \ln \frac{\alpha}{r_{vc}}\right)(\sigma - 1)}$ <p>α = Radius der Flammenspitze</p> <p>Wirbelform: Rankine-Wirbel (siehe Gleichung (2.6))</p>	(2.86) (2.87)	[ASA97]
Umemura		$U_f = \sqrt{\frac{2\sigma + 1}{\sigma} W_{\max}^2 + \sigma S_f^2}$	(2.88)	[UME01]

Ashurst	Baroclinic push	$U_f \sim \frac{\sigma - 1}{\sigma^{3/2}} \left(r_m W_{\max}^2 \right) \frac{1}{\delta S_l} \sqrt{\frac{X_f}{r_m}}$ <p>Wirbelform: Burgerswirbel</p> $W(r) = \frac{\Gamma}{2\pi r} \left[1 - e^{-\left(\frac{r^2}{r_m^2}\right)} \right] \text{ mit } \Gamma = r_m W_m \sim r_m W_{\max}$ <p>X_f = Abstand der Flammenspitze zur Symmetrieebene (Abbildung 2.21) δ = Flammendicke</p> <p>Wirbelform: Rankine-Wirbel (siehe Gleichung (2.6))</p>	(2.89)	[ASH96]
Atobiloye et al.	freier Potentialwirbel	<p>Festkörperwirbel (eingeschlossen)</p> $U_f = C W_{\max} f\left(\frac{\sigma - 1}{\sigma}\right)$ <p>Für $\sigma \geq 2$: $U_f \approx 0.31 W_{\max} \left(\frac{\sigma - 1}{\sigma}\right)$</p> $U_f \approx W_{\max} \sqrt{\frac{\sigma - 1}{\sigma}}$	(2.90) (2.91) (2.92)	[ATO94]

3 Versuchsanlage

3.1 Beschreibung der Versuchsanlage

Zur Untersuchung des Flammenrückschlags in einem technischen Drallbrenner wurde im Rahmen dieser Arbeit die in Abbildung 3.1 in der Übersicht dargestellte Versuchsanlage entwickelt und aufgebaut. Unter gasturbinentypischen Betriebsbedingungen hinsichtlich Gemischtemperatur, Brennstoff und Aerodynamik lassen sich damit Flammenrückschläge gezielt provozieren und durch die umfassende optische Zugänglichkeit mit berührungslosen optischen Messtechniken wie der Laser-Doppler-Anemometrie, der laserinduzierten Fluoreszenz und der Hochgeschwindigkeitsvideotechnik detailliert analysieren.

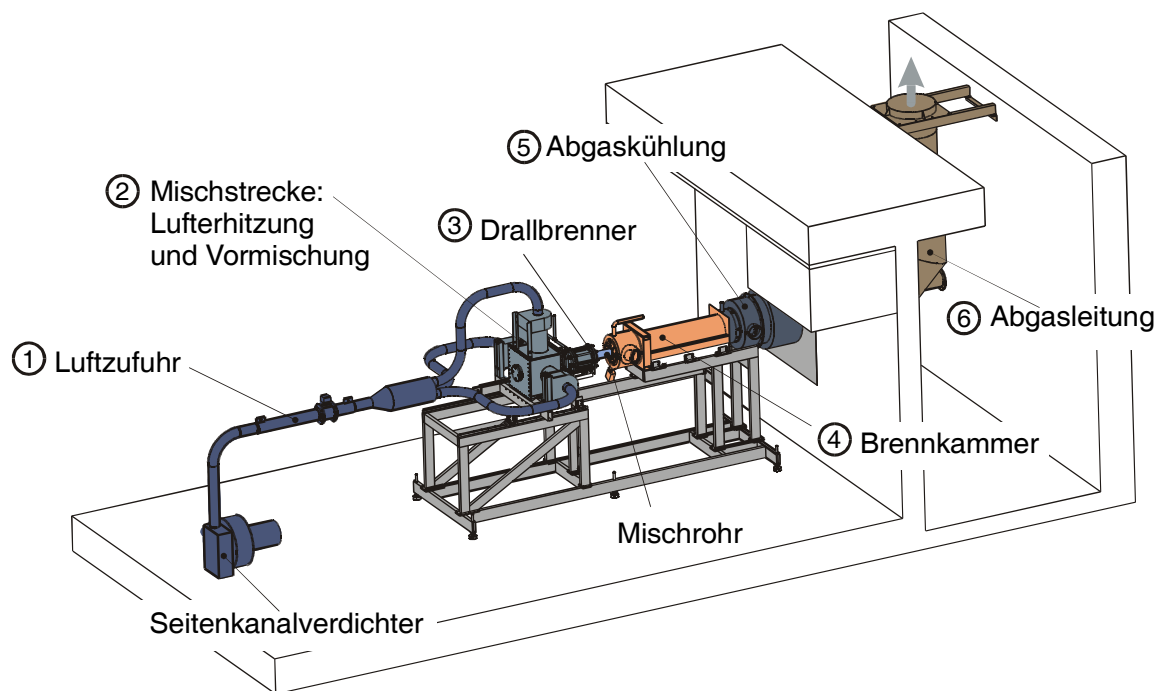


Abbildung 3.1: Hauptbaugruppen der Flashback-Versuchsanlage.

Die Versuchsanlage besteht im Wesentlichen aus sechs in Abbildung 3.1 dargestellten Hauptbaugruppen. In der ersten Einheit wird die Verbrennungsluft aus dem Laborraum entnommen, gefiltert und mit Hilfe des Seitenkanalverdichters (Rietschle SKP 49033(06)) über eine Beruhigungsstrecke dem thermischen Durchflussmesser (Bronkhorst HiTec IN-FLOW F-106) zuge-

führt. Zur Regelung des Luftmassenstroms stellt ein Frequenzumformer die notwendige Verdichterdrehzahl ein. Vor dem Eintritt in die Lufterhitzer der nächsten Baugruppe wird die gesamte Luftmenge in drei gleiche Massenströme aufgeteilt.

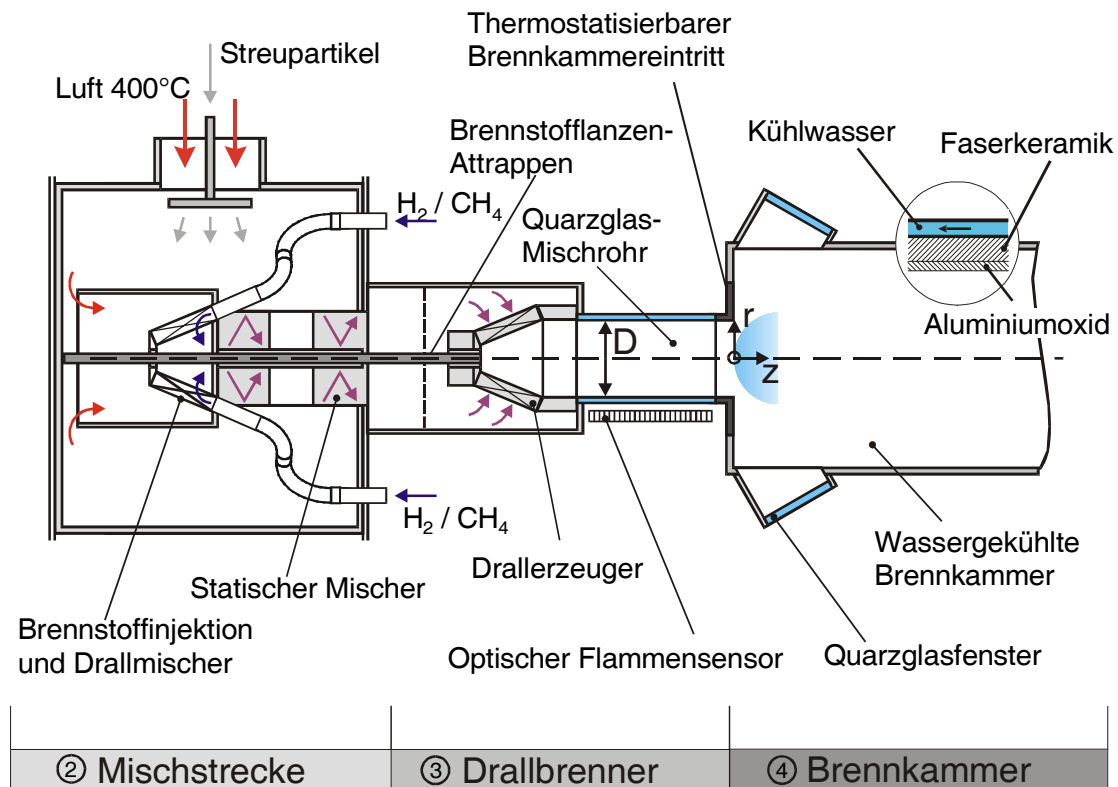


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung von Mischstrecke (2), Drallbrenner (3) und Brennkammer (4) aus Abbildung 3.1.

Das „Herz“ der Versuchsanlage umfasst die drei Einheiten Mischstrecke (2), Drallbrenner (3) und Brennkammer (4), die in Abbildung 3.2 im Längsschnitt gesondert dargestellt sind. Drei Lufterhitzer vom Typ Leister 40000 mit jeweils rund 35 kW Spitzenleistung können die Luft auf maximal 700 °C erwärmen, bevor sie in die Mischstrecke eintritt. In einer ersten Stufe wird der Brennstoff (Erdgas oder Wasserstoff) im Drallmischer eingedüst und grobskalig mit der Luft vermischt. Der darauf folgende statische Mischer stellt die mittel- und feinskalige Mischung sicher. Vor dem Eintritt in das Plenum des Drallerzeugers vergleichmäßig zusätzlich ein feines Lochblech die Strömung. Alle Mischelemente werden bei den LDA-Messungen (Kapitel 4.2) auch zur Dispersion der Streupartikel im Frischgas verwendet.

Normalerweise findet in technischen Verbrennungssystemen die Brennstoffinjektion und die Vormischung im Drallbrenner selbst statt, der aus Drallerzeuger und Mischzone (hier Mischrohr) besteht. Um jedoch jeglichen Einfluss der Mischungsgüte auf die Versuchsergebnisse auszuschließen, wurde großer Wert auf eine homogene Mischung von Brennstoff und Luft bereits stromauf des Brenners gelegt. Die Überprüfung der Gemischqualität mit einem Gaschromatographen (Perkin Elmer Autosystem XL Gaschromatograph) durch Probenentnahme an unterschiedlichen radialen Positionen am Mischrohereintritt, ergab lediglich Abweichungen innerhalb der Genauigkeit des Messverfahrens. Der Molenbruch des Brennstoffes weicht um weniger als 2% vom Querschnittsmittel ab. Dies entspricht in etwa auch der Luftzahlschwankung. Es kann daher von einer sehr hohen Mischungsgüte ausgegangen werden.

Nach der Mischstrecke prägt der Drallerzeuger (siehe auch Kapitel 3.3) dem Brennstoffluftgemisch eine Drallströmung auf, die das Mischrohr durchläuft und in der Nähe des Brennkammereintritts aufplatzt. Hier bildet sich ein Rezirkulationsgebiet aus, an dem sich die Flamme rein aerodynamisch, d. h., ohne zusätzliche Flammenhalter stabilisiert. Erst im Falle des Flammenrückschlags kann die Reaktionszone stromauf bis zum Drallerzeuger propagieren. Die Flammenausbreitung wird dabei im Mischrohr, das die eigentliche Messstrecke darstellt, untersucht. Um die optische Zugänglichkeit über das gesamte Lichtspektrum bis in den UV-Bereich sicherzustellen und darüber hinaus eine hohe thermische Beständigkeit zu gewährleisten, wurde das dünnwandige Rohr aus Quarzglas gefertigt. Es ist anzumerken, dass das Mischrohr in Brennern für stationäre Gasturbinen für die Homogenisierung des Gemisches sorgt und damit eine besonders schadstoffarme Verbrennung ermöglicht. Obwohl es diese Funktion in der Versuchsanlage nicht mehr erfüllt, trägt es weiterhin diese Bezeichnung.

Neben dem Mischrohr ist auch der Brennkammereintritt durch angestellte Quarzglasfenster optisch zugänglich. Für den Einsatz von laseroptischen Messtechniken werden hohe Anforderungen an das Laborklima gestellt, das keine zu großen Temperaturschwankungen aufweisen darf. Sie können zur Dejustage führen. In der Vormischzone genügt eine gute Isolierung der Teststrecke, um dieses Problem einzudämmen. Spezielle Maßnahmen erfordern jedoch die hohen Flammentemperaturen und Flammenleistungen in der Brennkammer. Das Innenrohr aus hochtemperaturfestem Aluminiumoxid (Plascera Plasmakeramik LWK-205) ist der Flamme und den heißen Abgasen

direkt ausgesetzt (siehe Abbildung 3.2). Dieses Material besitzt eine vergleichsweise hohe Wärmeleitfähigkeit. Eine Faserkeramikschiicht, bestehend aus Al_2O_3 , ZrO_2 und SiO_2 , dient daher zusätzlich als Isolator zwischen Flammrohr und Stahlmantel. Die Erwärmung des Labors durch die Flamme wird durch die Wasserkühlung des gesamten äußeren Stahlmantels der Brennkammer auf ein Mindestmaß reduziert. Das Kühlmedium strömt in einem kleinen Spalt stromauf, wird an der Stirnseite rechtwinklig umgelenkt und radial nach innen geführt. An der Stirnfläche kommt der Wasserkühlung besondere Bedeutung zu, da hier auf die Faserkeramik verzichtet wurde.

Für eine ausreichende Standfestigkeit der keramischen Werkstoffe muss zum einen die thermische Ausdehnung des spröden Innenrohrs zugelassen und zum anderen die mit der Zeit unter hoher Temperatur beträchtlich schrumpfende Faserkeramik fixiert werden. Ein stromabseitig der Brennkammer angebrachtes luftgekühltes Federsystem erfüllt diese Funktion, indem es die Keramikrohre axial verspannt. Die Kühlluft stellt dabei dasselbe Gebläse bereit, das auch die Frischluft für die Abgaskühlung (Baugruppe 5 in Abbildung 3.1) fördert. Durch die in einem gegenüber der Brennkammer rund fünffachen Querschnitt zugeführte große Luftmenge kann die Abgastemperatur am Austritt unter $500^\circ C$ gehalten werden.

Die wichtigsten technischen Daten der Versuchsanlage sind in Tabelle 3.1 zusammengestellt. In der vorliegenden Arbeit wurde bis auf eine Ausnahme ausschließlich Erdgas als Brennstoff verwendet. Laut Angabe des Lieferanten besteht das Erdgas zu $98,2 \text{ Vol}\%$ aus Methan, wobei der Methangehalt um weniger als $\pm 0,1 \text{ Vol}\%$ schwankt. In guter Näherung kann daher der Brennstoff als reines Methan betrachtet werden. Abweichend zu Tabelle 3.1 betrug die maximale Temperatur des Frischgemisches im Mischrohr bei den Versuchen $T_{M,\max} = 400^\circ C$.

Neben der Gemischtemperatur ist das nach Gleichung (3.1) durch den Luft- und Brennstoffmassenstrom bestimmte Luftverhältnis ein essentieller Parameter. Der Luftmassenstrom wird mit dem bereits erwähnten thermischen Durchflussmesser bestimmt. Die Dosierung des Brennstoffmassenstroms erfolgt mit einem thermischen Massenstromregler (Bronkhorst HiTec EL-FLOW F-203 (Erdgas), F206 (H₂)).

$$\lambda = \frac{\dot{m}_L}{\dot{m}_{L,stöch}} = \frac{\dot{m}_L M_{Br}}{\dot{m}_{Br} \cdot L_{\min,Br} M_L} \quad (3.1)$$

mit $L_{\min,CH_4} = 9,52381 \text{ [kMol}_L / \text{kMol}_{CH_4}]$
 $M_{CH_4} = 16,039 \text{ [kg / kMol]}; \quad M_L = 28,964 \text{ [kg / kMol]}$

Adiabate Flammenleistung	Nennleistung:	200 kW
	Spitzenleistung:	430 kW
Frischgastemperatur		$T_M = 100 - 550 \text{ }^\circ\text{C}$
Luftmassenstrom		50 – 160 g / s
Brennstoffe		Erdgas, H_2 und Mischungen
Betriebsdruck		~ atmosphärisch

Tabelle 3.1: Technische Daten der Flashback-Versuchsanlage.

Die absolute Messungengenauigkeit der thermischen Durchflussmesser beträgt nach Herstellerangabe je nach Betriebspunkt maximal 1% und die Wiederholungsgenauigkeit 0,2% vom Endwert. Nachdem die Messfehler beider Massenströme in das Luftverhältnis eingehen, folgt eine maximal mögliche Abweichung vom Istwert im ungünstigsten Fall des Parameterbereichs dieser Arbeit von etwa 8% bei einer Wiederholungsgenauigkeit von 1,5%. Das Luftverhältnis wurde daher redundant aus dem Abgas mit Hilfe einer Abgasanalyseanlage bestimmt. Um zusätzlich die Kalibrierung der thermischen Durchflussmesser zu überprüfen, wurde eine Lochblende nach DIN 1952 eingesetzt.

Abschließend sei auf das in Abbildung 3.2 gezeigte raumfeste Koordinatensystem hingewiesen, auf das sich die Angaben in der gesamten Arbeit beziehen.

3.2 Versuchsaufbau

Die Versuchsanlage wird während eines Versuchs vollautomatisch betrieben. Ein zentraler PC regelt Frischgemischtemperatur T_M und Luftmassenstrom auf einen konstanten Wert. Gezielt wird der Brennstoffmassenstrom bzw. das Luftverhältnis bei annähernd konstanter massengemittelter Strömungsgeschwindigkeit U_m im Mischrohr verändert. Abbildung 3.3 veranschaulicht den typischen Verlauf des Luftverhältnisses für zwei grundsätzlich unterschiedliche Versuche.

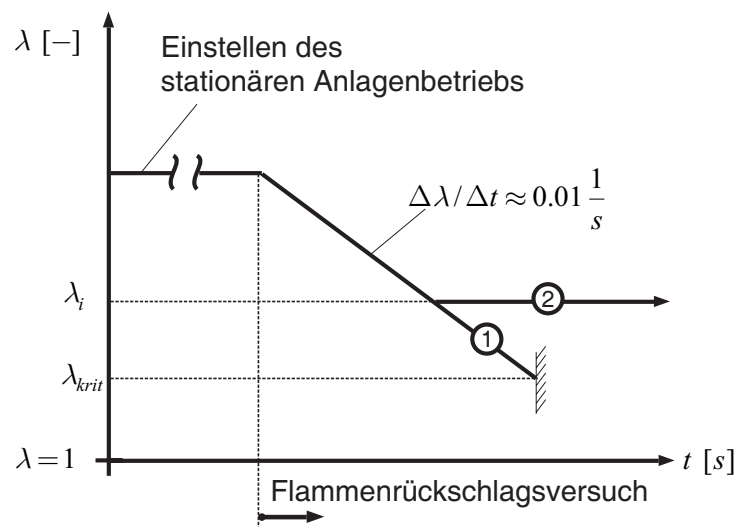


Abbildung 3.3: Verlauf des Luftverhältnisses λ während der Flammenrückschlagsversuche.

Nach der einmaligen Zündung durch einen Zündbrenner in der Brennkammer ist beiden Versuchen der magere stabile Betrieb gemeinsam, um zunächst einen stationären Zustand der Versuchsanlage zu erreichen. Die Flamme wird in dieser Versuchsphase am Brennermund stabilisiert. Erst das kontinuierliche Absenken des Luftverhältnisses mit $\Delta\lambda/\Delta t \approx 0,01$ [1/s] provoziert den Flammenrückschlag. Die Flammenausbreitung stromauf bis zum Drallerzeuger tritt bei einem kritischen Luftverhältnis λ_{krit} auf (Versuchstyp 1) und wird über einen unterhalb des Mischrohrs angeordneten Flammensensor (siehe Abbildung 3.2 und Kapitel 4.1) detektiert. Als zentrale Sicherheitseinrichtung überwacht er ständig die momentane Flammenposition im Mischrohr und veranlasst bei der Flammenstabilisierung im Drallerzeuger die sofortige Unterbrechung der Brennstoffzufuhr.

Im Falle des zweiten Versuchtyps liegt das Interesse auf dem Flammenverhalten vor dem Flammenrückschlag zum Drallerzeuger. Hierzu wird ein Ziel-luftverhältnis $\lambda_i \geq \lambda_{krit}$ ebenfalls mit der angegebenen Steigung angefahren und anschließend konstant gehalten.

3.3 Brennerkonfigurationen

Das stabile Wirbelaufplatzen wird in Drallbrennern, die auf einer rein aerodynamischen Flammenstabilisierung beruhen, durch eine Wirbelform mit hoher axialer Geschwindigkeit auf der Wirbelachse erreicht. Der in dieser Arbeit eingesetzte Drallerzeuger ist in Abbildung 3.4 schematisch dargestellt. Er prägt dem Hauptanteil des Gemischmassenstroms aus dem Plenum durch kegelförmig angeordnete Leitschaufeln die gewünschte Drallströmung mit axialem Jet auf der Mischrohrachse auf. Derartige Drallerzeuger finden in modernen Gasturbinenbrennern Anwendung ([STEI98], [JAN98]).

Der verwendete Versuchsbrenner gestattet es, durch einen annularen Spalt (Fläche A_{sp} , Abbildung 3.4), dessen Größe variiert werden kann, unterschiedliche Mengen an drallfreiem Axialimpuls in den Wirbelkern einzubringen. Dadurch ist es möglich, gezielt auf die Drallströmung Einfluss zu nehmen, ohne den grundsätzlichen Charakter der Strömung zu verändern. Der Spaltmassenstrom \dot{m}_{sp} wird über das Plenum gespeist und ist damit als Bypass zum Hauptmassenstrom durch die Leitschaufeln zu sehen. Demnach besteht eine Rückwirkung der Strömung im Drallerzeuger auf den Spaltmassenstrom.

In dieser Arbeit wurden drei Brennerkonfigurationen untersucht, die sich durch den Lanzendurchmesser D_i unterscheiden. Tabelle 3.2 gibt die Zuordnung der Bezeichnung für die Brennerkonfiguration zum Lanzendurchmesser, bzw. zur Spaltfläche an. Die zugehörigen Strömungsfelder im Mischrohr sind in Kapitel 5.1 dargestellt.

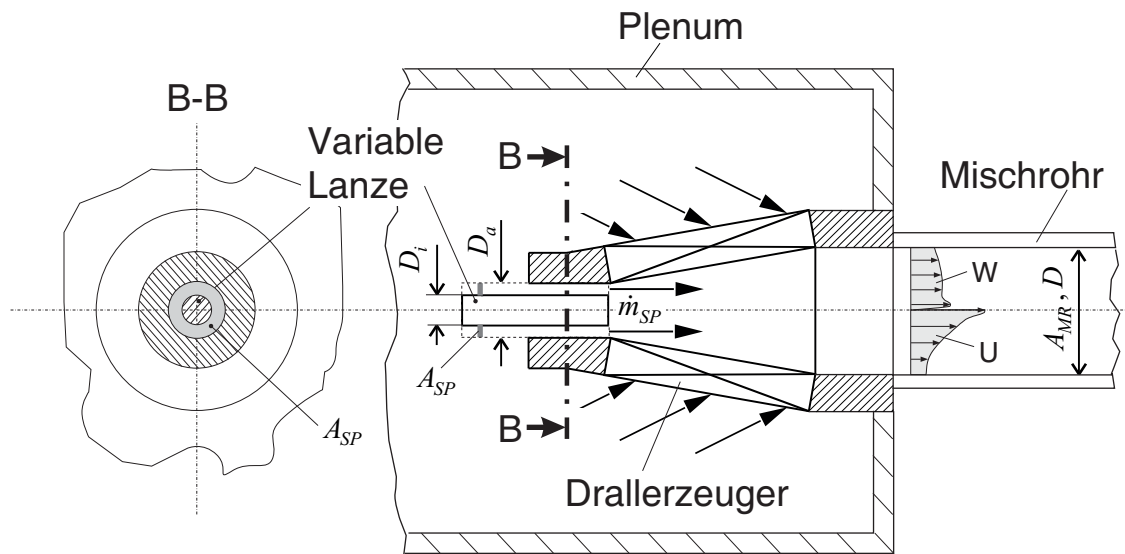


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des Drallerzeugers.

Brennerkonfiguration	$D_i / D_a [-]$ ($D_a = 0,24D$)	$A_{SP} / A_{MR} [-]$
BK1	1	0
BK2	0,889	0,01209
BK3	0,778	0,02276

Tabelle 3.2: Brennerkonfigurationen.

4 Optische Messtechniken

4.1 Flammensensor

Der Flammensensor ist eine zentrale Komponente der Versuchsanlage und der Messtechnik. Er wurde im Rahmen dieser Arbeit für nachstehende Funktionen entwickelt:

- Auslösen der Unterbrechung der Brennstoffzufuhr beim Flammenrückschlag bis zum Drallerzeuger.
- Triggerung der Messtechnik in Abhängigkeit von der momentanen Flammenposition.
- Messung der Position der Flammenspitze im Mischrohr mit hoher zeitlicher Auflösung über lange Zeiträume.

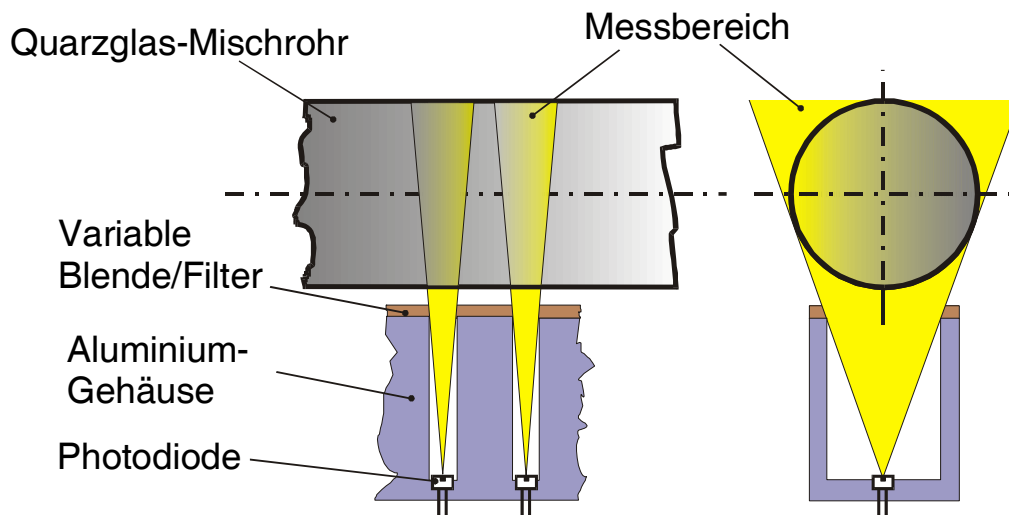


Abbildung 4.1: Optischer Flammensensor zur Detektion des Flammenrückschlags im Mischrohr.

Der Flammensensor (Abbildung 4.1) besteht aus 14 Photodioden, die parallel zur Mischrohrachse angeordnet sind. Jede Photodiode empfängt das Eigenleuchten der Flamme (Chemilumineszenz) nur in einem über das Aluminiumgehäuse und die variable Blende begrenzten Querschnittssegment der Länge $0,16D$. Die Bauteile sind schwarz lackiert um störende Lichtreflexionen zu vermeiden. Alle Photodioden befinden sich in einem gemeinsamen gekühlten Grundkörper, der trotz Wärmestrahlung aus der Brennkammer und

hoher Mischrohrtemperatur eine weitgehend konstante Betriebstemperatur gewährleistet. Die GaP-Photodioden vom Typ Hamamatsu G1961 wurden speziell für das Eigenleuchten von Methanflammen ausgewählt (Abbildung 4.2). Sie decken das Spektrum vom ultravioletten bis zum blauvioletten Licht ab und empfangen damit unter anderem die Photonenemission der wichtigsten Radikale OH und CH, die bei der chemischen Reaktion in der Flammenfront entstehen. Das spektrale Maximum der CH-Radikale entspricht weitgehend dem Empfindlichkeitsmaximum der GaP-Photodiode. Für die simultane Anwendung der Laser-Doppler-Anemometrie ist weiterhin die geringe Sensitivität im Bereich der Laserstrahlen (488 nm und 514,5 nm) von Bedeutung. Querempfindlichkeiten durch Wärmestrahlung aus der Brennkammer sind gering, nachdem die Photodiode bereits im Spektrum des gelben Lichtes und im gesamten infraroten Bereich nicht mehr anspricht. Der definierte Messbereich jeder Photodiode reduziert zudem den Einfluss der Störfaktoren.

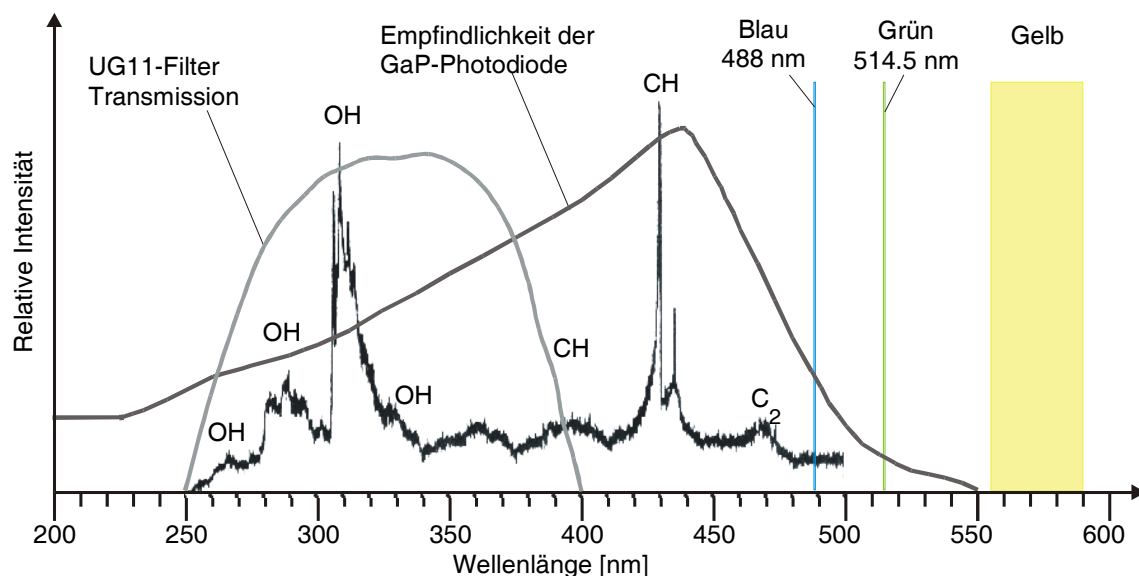


Abbildung 4.2: Spektrale Empfindlichkeit der GaP-Photodioden, Eigenfluoreszenzspektrum [CHEN98] einer Methan-Flamme mit $\lambda = 1$ und Transmissionsgrad eines UG11-Filters im Wellenlängenbereich 200-600nm.

Neben der erwähnten variablen Blende kann ein Farbglas-Filter (z.B. UG11 Filter) montiert werden, der die Empfindlichkeit des Flammensensors allein auf das UV-Spektrum beschränkt (Abbildung 4.2). Für die untersuchte Methanflamme wurde jedoch zugunsten der Sensorempfindlichkeit auf den Filter verzichtet.

Um die eingangs genannten drei Funktionen zu erfüllen, wird zunächst der Photostrom jeder einzelnen Diode in ein Spannungssignal umgesetzt und mit einem Operationsverstärker vorverstärkt. Ein nachgeschalteter Verstärker hebt das Signal auf das gewünschte Spannungsniveau an, bevor es zum Komparator gelangt. Dieser vergleicht das Analogsignal mit einem für jede Diode wählbaren Schwellenwert und gibt bei Überschreitung ein 5V-Rechtecksignal (TTL-Signal) mit steigender oder fallender Flanke aus. Dabei unterdrückt ein kleines Hysterese Fenster Schwingungen im TTL-Signal. Das Rechtecksignal jeder Photodiode kann zur Triggerung der Messtechnik genutzt werden. Die Photodiode am Drallerzeuger löst die Unterbrechung der Brennstoffzufuhr aus.

Neben den digitalen TTL-Signalen werden die Analogsignale jeder Photodiode elektronisch addiert, sodass beide Ausgangssignale die Information über die momentane Flammenposition enthalten. Im Falle eines Flammenrückschlags ergibt das TTL-Summensignal einen treppenstufenförmigen Spannungsverlauf. Es erwies sich jedoch als ungünstig, dieses Signal weiter zu verarbeiten, nachdem das Ausgangssignal von der Komparatorschwelle jeder einzelnen Diode abhängt und damit sehr störanfällig ist. Vielmehr eignet sich das kontinuierliche analoge Summensignal als Indikator für die momentane Position der Flammenspitze im Mischrohr. Über eine lineare Kalibrierung des Flammensensors mit Hilfe der Hochgeschwindigkeitskamera ist sogar eine quantitative Aussage möglich. Einflüsse von LDA-Seeding, Laserlicht und Hintergrundleuchten werden durch einen Nullabgleich vermieden. Ein Vergleich von Sensorsignal und Hochgeschwindigkeitsaufnahme ist in Abbildung 4.3 dargestellt.

Nachdem die Hochgeschwindigkeitskamera die Flammenausbreitung nur über einen begrenzten Zeitraum von 228 ms verfolgt (Kapitel 4.4), ist der Flammensensor erforderlich, um den gesamten Flammenausbreitungsprozess und das Flammenverhalten vor dem Rückschlag bis zum Drallerzeuger mit hoher zeitlicher Auflösung zu erfassen (siehe Kapitel 5.2). Das analoge Ausgangssignal kann hierzu mit einer Abtastrate von bis zu 100kHz über mehrere Sekunden aufgezeichnet werden.

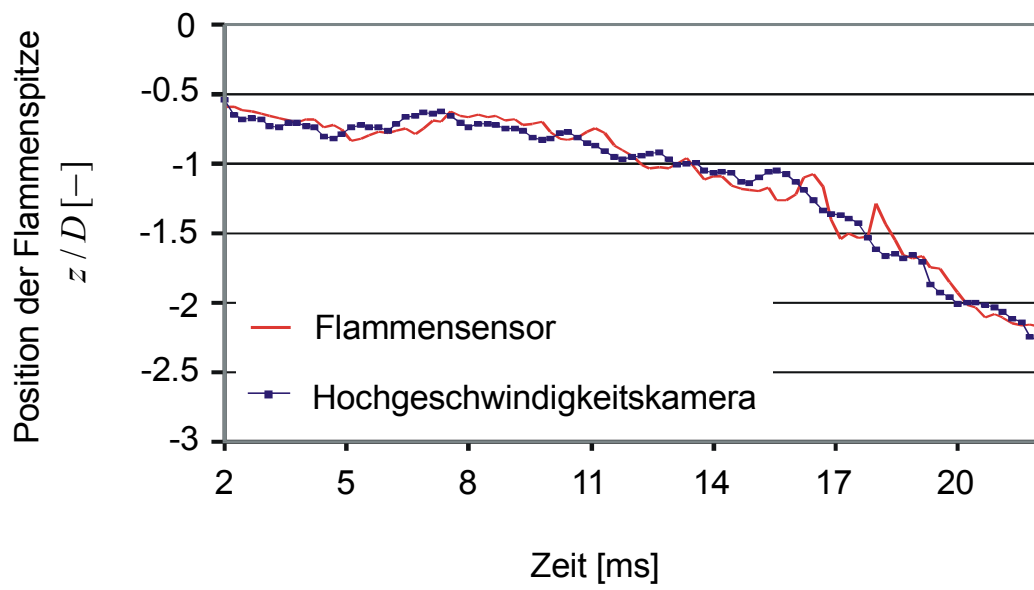


Abbildung 4.3: *Flammenpositionsbestimmung mit Flammensensor und Hochgeschwindigkeitskamera.*

4.2 Laser-Doppler-Anemometrie

Sowohl die isotherme Drallströmung als auch die instationäre reagierende Strömung während Flammenrückschlägen wurden mit der Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) untersucht. Als nichtinvasive laseroptische Messtechnik mit zeitlich und räumlich hoher Auflösung ist sie für diese Messaufgabe prädestiniert.

4.2.1 Messprinzip

Mit der Laser-Doppler-Anemometrie wird die Fluidgeschwindigkeit nicht direkt gemessen, sondern die Geschwindigkeit kleiner Partikel in der Strömung. Ein monochromatischer kohärenter Laserstrahl beleuchtet hierzu die Teilchen durch das ausreichend transparente Strömungsmedium. Sie streuen das Licht als bewegte Empfänger und Sender. Für einen ruhenden Detektor weist das Streulicht daher aufgrund des Dopplereffekts eine von der Partikelgeschwindigkeit abhängige Frequenzverschiebung auf. Ein Photomultiplier wandelt das Lichtsignal zur Auswertung in ein elektrisches Signal um. Nachdem die Lichtfrequenz im Bereich von einigen hundert Terahertz liegt und die Frequenzverschiebung im Verhältnis so klein ist, würde wegen dem begrenzten Folgevermögen der Photomultiplier die Frequenzinformation verloren gehen. Um dieses Problem zu vermeiden, arbeitet das verwendete konventionelle Zweistrahl-LDA mit zwei kohärenten Laserstrahlen, die sich im Messvolumen unter einem definierten Winkel schneiden (Abbildung 4.4). Das Streulicht besteht dann aus zwei Komponenten, die, entsprechend der unterschiedlichen Richtung der einfallenden Laserstrahlen, eine voneinander abweichende Dopplerverschiebung erfahren haben. Die Überlagerung der Lichtwellen mit geringen Frequenzunterschieden führt zur Schwebung mit der Frequenz f (Dopplerfrequenz), die der Differenz der beiden Dopplerverschiebungen entspricht. Photomultiplier können die üblicherweise im Megahertzbereich liegenden Dopplerfrequenzen gut detektieren.

Das Prinzip der Laser-Doppler-Anemometrie verlangt, dass die Laserstrahlen mit Gauß'scher Intensitätsverteilung in der Strahltaile, in der sie ebene Wellenfronten ausbilden, zum Schnitt kommen (Abbildung 4.4). Die genannte Intensitätsverteilung wird durch den Betrieb des Lasers im TEM₀₀-Mode erreicht und bedingt ein Messvolumen in Form eines Rotationsellipsoids. Hier

interferieren die ebenen Wellenfronten, sodass sich Interferenzstreifen mit einem festen Anstand Δx ausbilden. Die Interferenzerscheinung bzw. die Streifensichtbarkeit ist maximal bei gleicher linearer Polarisation und Intensität der Laserstrahlen. Durchläuft ein Partikel das Messvolumen, „flackert“ das Streulicht entsprechend den hellen und dunklen Bereichen mit der Frequenz f . Das Signal wird als Burst bezeichnet (Abbildung 4.4).

Das Interferenzstreifenmodell und die oben aufgeführte wellentheoretische Erklärung der Schwebungsfrequenz f führen beide auf die Proportionalität zwischen Partikelgeschwindigkeit U_x und Dopplerfrequenz nach Gleichung (4.1) [RUCK87]. Die Laser-Doppler-Anemometrie bedarf keiner Kalibrierung, da der Streifenabstand Δx lediglich von der bekannten Wellenlänge des Laserlichts λ und dem halben Strahlschnittwinkel Θ abhängt.

$$U_x = \frac{\lambda}{2 \sin \Theta} f = \Delta x f \quad (4.1)$$

Durch ein weiteres Strahlenpaar in der yz -Ebene (Abbildung 4.4) können 2D-Sonden auch die Geschwindigkeitskomponente U_z simultan aufnehmen. Diese Laserstrahlen besitzen eine andere Wellenlänge, sodass das gesamte Streulicht aus zwei Farbanteilen besteht (typischerweise blau: $\lambda = 488 \text{ nm}$ und grün: $\lambda = 514,5 \text{ nm}$).

In Abbildung 4.4 sind beide Möglichkeiten dargestellt, die grundsätzlich zur Verfügung stehen, um das Streulicht aus dem Messvolumen auf den Photomultiplier abzubilden. In einer Rückwärtsstreuanordnung enthält die Sende- sonde sowohl Empfangs- als auch Sendeoptik. Dieser Aufbau ist kompakt und vergleichsweise einfach zu justieren. Wesentlich höhere Streulichtinten- sität erzielt eine Vorwärtsstreuanordnung, in der eine getrennte Empfangs- sonde zum Einsatz kommt. Im Fall der zweidimensionalen Geschwindigkeits- messung spaltet ein Farbteiler das Streulicht wieder in seine beiden Anteile auf, bevor jeweils ein Photomultiplier in das elektrische Signal wandelt.

Wie in Kapitel 2.2 beschrieben, können Drallströmungen Rückströmzonen aufweisen. Für die Richtungsdetektion wird einer der Laserstrahlen mit Hilfe einer Braggzelle, einem akusto-optischen Modulator (AOM), einer Fre- quenzverschiebung f_s unterzogen (Abbildung 4.4). Ruhende Partikel erge- ben dann eine Dopplerfrequenz $f = f_s$. Positive und negative Strömungsge- schwindigkeiten werden mit Gleichung (4.2) berechnet.

$$U_x = \frac{\lambda}{2 \sin \Theta} \cdot (f - f_s) \quad (4.2)$$

Die Dopplerfrequenz von $f = 0$ ergibt die theoretisch maximal messbare Rückströmgeschwindigkeit.

Abschließend sei auf die Arbeiten von Durst et al. [DUR87] und Ruck [RUCK87] hingewiesen, die den theoretischen Hintergrund und Anwendungen der Laser-Doppler-Anemometrie umfassend behandeln.

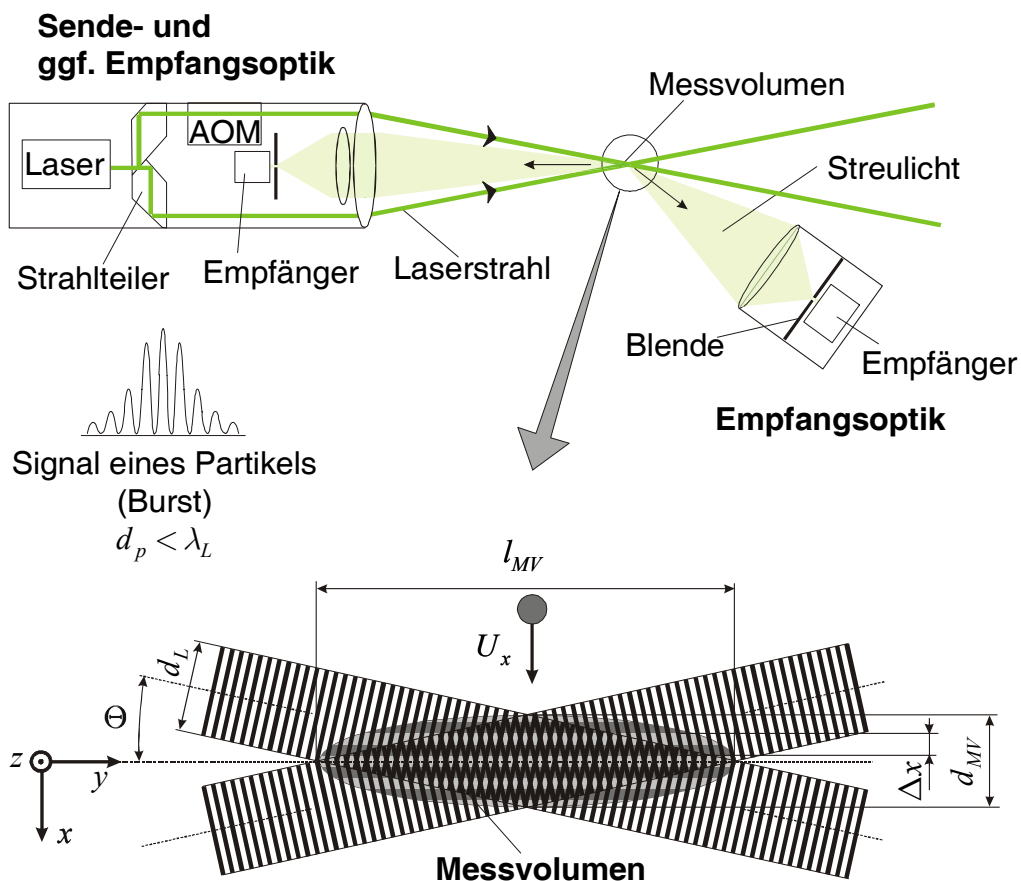


Abbildung 4.4: Zum Messprinzip des Zweistrahl-Laser-Doppler-Anemometers.

4.2.2 Streupartikel und deren Folgevermögen

Die Konzentration natürlich vorkommender Aerosole reicht in der Regel bei weitem nicht aus, um die notwendigen Datenraten und eine hohe Güte der Dopplersignale zu erzielen. Es müssen der Strömung Streupartikel zuge-mischt werden, die einerseits genügend Streulicht emittieren und andererseits ein gutes Folgevermögen aufweisen.

Die Grundlage zur Beurteilung der Teilchenbewegung bildet die Basset-Gleichung (4.3) [DUR87]. Ihr liegen folgende Annahmen zugrunde:

- Es bestehen keine Wechselwirkungen zwischen den Partikeln.
- Die Partikel besitzen Kugelform.
- Eine homogene zeitunabhängige Turbulenz liegt vor.
- Das Partikel ist immer im selben Fluid.
- Die Partikel sind kleiner als die kleinsten Turbulenzelemente.
- Es gilt das Stokes'sche Reibungsgesetz für schleichende Strömung um das Partikel ($Re_p = u_r d_p / \nu < 1$).

$$\begin{aligned}
 \underbrace{\frac{\pi d_p^3}{6} \rho_p \frac{du_p}{dt}}_{\text{Beschleunigungskraft (1)}} &= \underbrace{-3\pi\mu d_p u_r}_{\text{Stokes-Reibungskraft (2)}} + \underbrace{\frac{\pi d_p^3}{6} \rho \frac{du}{dt}}_{\text{Kraft durch Druckgradient in der Strömung (3)}} - \underbrace{\frac{1}{2} \frac{\pi d_p^3}{6} \rho \frac{du_r}{dt}}_{\text{Fluidwiderstand bei Kugelbeschleunigung (4)}} \\
 &\quad - \underbrace{\frac{3}{2} d_p^2 \sqrt{\pi\mu\rho} \int_{t_0}^t \frac{du_r}{d\xi} \frac{d\xi}{\sqrt{t-\xi}}}_{\text{Widerstand durch instationäre Bewegung (5)}} \quad (4.3)
 \end{aligned}$$

mit

$$u_r = u_p - u$$

Bei konstanter Fluidgeschwindigkeit $u = \text{const}$ existiert für eine eindimensi-onale Strömung mit Term (5)=0 eine einfache Lösung der verbleibenden in-homogenen Differentialgleichung erster Ordnung.

$$u_p(t) = (u_p(0) - u) \cdot e^{-kt} + u$$

mit $k = \frac{36\mu}{d_p^2(2\rho_p + \rho)}$ (4.4)

Gleichung (4.4) liefert eine grundsätzliche Aussage über das Verhalten eines Streuteilchens, wenn es zum Zeitpunkt $t = 0$ mit einer Anfangsgeschwindigkeit $u_p(0)$ in die Strömung $u = \text{const}$ gelangt. Das Partikel legt dabei bis zum Erreichen der Geschwindigkeit $u_p(t)$ den Weg z_p (Gleichung (4.5)) zurück.

$$z_p = \frac{u_p(0) - u}{k} \left[1 - \frac{u_p(t) - u}{u_p(0) - u} \right] + \frac{u}{k} \ln \frac{u_p(0) - u}{u_p(t) - u} \quad (4.5)$$

Bei sprunghafter Änderung der Strömungsgeschwindigkeit (Schockbeschleunigung, Schockverzögerung) bietet Gleichung (4.5) eine Möglichkeit, den Partikelschlupf zu beurteilen (s. u.).

In turbulenten Strömungen reicht diese Betrachtung nicht aus. Hier ist zu prüfen, bis zu welcher Frequenz die Partikelbewegungen den Strömungsfluktuationen weitgehend entsprechen. Al-Taweel und Carley [ALTA71] entwickelten eine Beziehung aus Gleichung (4.3), um das Amplitudenverhältnis von Fluid- und Teilchenbewegung zu bestimmen. Das Stokes'sche Reibungsgesetz wurde dabei durch einen empirischen Ansatz substituiert, der auch bei höheren Partikelreynoldszahlen Gültigkeit besitzt. Bis zu einer Turbulenzfrequenz f_t nach Gleichung (4.6) beträgt demnach die Amplitude der Partikelfluktuationen mindestens 98% der turbulenten Geschwindigkeitsschwankung.

$$f_t = \frac{\nu}{2\pi d_p^2} \cdot \left(\frac{\rho_p}{\rho} - 1 \right)^{-0,83} \quad (4.6)$$

In Drallströmung wirken unter Umständen zusätzlich sehr hohe Zentrifugalkräfte auf die Partikel, die die Basset-Gleichung (4.3), auf der die bisher genannten Kriterien beruhen, nicht berücksichtigt. Mit Hilfe einer vereinfachten Analyse ist zumindest eine Abschätzung möglich, ob die Zentrifugalkräfte Einfluss auf die Partikel nehmen oder grundsätzlich zu vernachlässigen sind.

Durst et al. [DUR87] berechnen für den Gleichgewichtszustand zwischen Zentrifugal- und Reibungskraft ($\rho_p \gg \rho$) die radiale Partikelgeschwindigkeit V_p in einem Festkörperwirbel mit axialer Pfropfenströmung. Die Überlegungen basieren auf dem Stokes'schen Reibungsgesetz und der Annahme einer rein zylindrischen zeitunabhängigen Strömung. Darüber hinaus sind axiale U und azimutale Geschwindigkeit W von Partikel und Strömung zu jedem Zeitpunkt äquivalent. Eine Verallgemeinerung dieser Analyse auf eine beliebige Wirbelform ergibt für die radiale Partikelgeschwindigkeit:

$$V_p = \frac{d_p^2 \rho_p W^2}{18 \mu r}. \quad (4.7)$$

Ist weiterhin die radiale Verteilung der axialen Geschwindigkeit $U(r)$ bekannt, folgt die Partikelbahn in der r, z -Ebene der axialsymmetrischen zylindrischen Strömung (Abbildung 4.5).

$$z_2 - z_1 = \int_{r_1}^{r_2} \frac{U(r)}{V_p(r)} dr \quad (4.8)$$

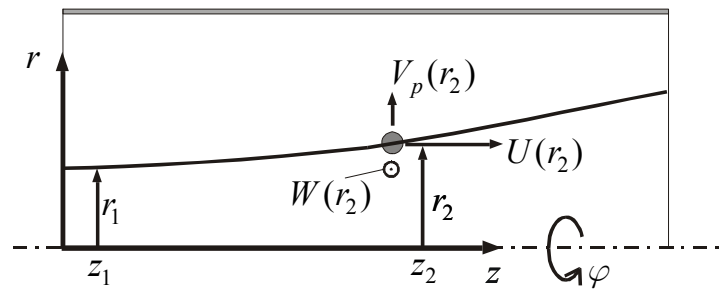


Abbildung 4.5: Partikelbewegung im Zentrifugalfeld einer Drallströmung.

Die genannten drei Kriterien werden im Folgenden auf die verwendeten Streupartikel appliziert, um deren Verhalten bei Änderung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit, bei Turbulenz und im Zentrifugalfeld zu beurteilen. Dabei werden zwei Fälle unterschieden:

- Untersuchung der isothermen Luftströmung mit $T_M = 100^\circ\text{C}$
- Untersuchung der instationären reagierenden Strömung während des Flammenrückschlags ($T_{M,\min} = 100^\circ\text{C}$, $T_{f,\max} \approx 1800^\circ\text{C}$)

Reagierende Strömung

In der reagierenden Strömung sind Partikel erforderlich, die den hohen Temperaturen der Methanflamme standhalten. Zum Einsatz kamen TiO_2 -Partikel der KRONOS TITAN GMBH, deren Rieselfähigkeit durch Siliziumdioxid (Aerosil der Degussa-Hüls AG) verbessert wurde. Zur Erzeugung von kleinen Streuteilchen mit einem mittleren Durchmesser von $d_p \approx 1 \mu m$ diente ein Wirbelschichtgenerator, der mit Hilfe eines Zentrifugalfeldes größere Agglomerate abscheidet [MEL97].

Sowohl in der isothermen als auch in der instationären reagierenden Drallströmung treten die höchsten Änderungen der mittleren Geschwindigkeit beim Wirbelaufplatzen und der damit verbundenen starken Verzögerung der Kernströmung auf. Modelliert man diesen Fall in einer Worst-Case-Betrachtung⁴ durch eine Schockverzögerung von der maximalen axialen Geschwindigkeit U_{\max} stromauf des Staupunktes bis zur Geschwindigkeit $u = 0$, folgt aus Gleichung (4.5) mit $u_p(0) = U_{\max}$ der Weg, den das Partikel noch zurücklegt, bis es ebenfalls die Geschwindigkeit $u_p = 0$ annimmt. Die Partikel mit der Dichte $\rho_{p,TiO_2} = 4000 \text{ kg/m}^3$ bilden die starke Verzögerung auch im Fluid geringer Temperatur $T_{M,\min}$ ausreichend ab, nachdem sie hierfür lediglich eine Strecke von $z_p = 0,011D$ benötigen; der gemessene Geschwindigkeitsabfall erstreckt sich über rund die zwanzigfache Weglänge (vgl. Kapitel 5.3.2). Bei beliebigen Schockverzögerungen auf $0 < u < 0,99U_{\max}$ und einem zulässigen Schlupf von 1% beträgt z_p weniger als $0,032D$.

Weiterhin von Interesse ist der Vorgang der Partikelbeschleunigung auf die maximal im Mischrohr gemessene Strömungsgeschwindigkeit. Der in Abbildung 4.6 dargestellte Ablauf der Schockbeschleunigung zeigt, dass die Partikelgeschwindigkeit nach rund $z = 0,07D$ den Maximalwert zu 99% erreicht. Bereits bei der ersten Messstelle $0,52D$ stromab des Drallerzeugers entsprechen sich daher mittlere Partikel- und Strömungsgeschwindigkeit.

Eigendynamik der Partikel ist nach Gleichung (4.7) und (4.8) durch das starke Zentrifugalfeld im Wirbelkern der untersuchten Drallströmung zu erwarten. Die Zentrifugalbeschleunigungen liegen teilweise in der Größenordnung

⁴ Das Stokes'sche Widerstandsgesetz sagt bei Partikelreynoldszahlen $Re_p = u_r d_p / \nu > 1$ zu kleine Widerstandsbeiwerte voraus. Für eine Worst-Case Abschätzung ist dieser Ansatz dennoch sinnvoll. Den Berechnungen liegt zudem die minimale Fluidviskosität bei $T_{M,\min} = 100^\circ\text{C}$ zugrunde.

der 100000-fachen Erdbeschleunigung. Die Partikelbahnen dreier TiO_2 -Teilchen, die bei $r = 6,7 \cdot 10^{-3} D$, bei $r = 0,13 D$ und $r = 0,267 D$ in die Strömung injiziert werden, sind aus Abbildung 4.7 zu entnehmen. Nach den Berechnungen, denen das im Bereich $-2,21D \leq z \leq -1,55D$ gemittelte Strömungsfeld der Brennerkonfiguration BK2 im Mischrohr zugrunde liegt (siehe Abbildung 5.30), werden die Streuteilchen im Kernbereich nach außen getragen. Zu einer quantitativen Aussage über das Absetzen der Teilchen ist die vereinfachte Analyse im Allgemeinen nicht in der Lage, da beispielsweise turbulente Mischungsprozesse, Instabilitäten und der Anteil sehr kleinerer Partikel, auf die die Zentrifugalkräfte kaum Einfluss nehmen, diesen Effekt reduzieren können. Die Versuche bestätigen zwar eine Reduktion der Seedingkonzentration auf der Wirbelachse, dennoch sind Messungen im Wirbelkern möglich. Es ist anzumerken, dass sich durch Ablagerungen der TiO_2 -Partikel an der Mischrohrwand der optische Zugang, insbesondere bei hohen Partikelkonzentrationen (hohen Datenraten), schnell zusetzt. Dies erschwerte die LDA-Messungen sowie die Triggerung der Messtechnik (siehe Kapitel 4.2.4) und führte zu einem hohen experimentellen Aufwand für die Untersuchung der instationären Strömung.

Turbulenzuntersuchungen wurden in der instationären reagierenden Strömung nicht durchgeführt.

Isotherme Strömung

Die isotherme Strömung mit einer Fluidtemperatur von $T_M = 100^\circ C$ stellt nur geringe Anforderungen an die thermische Beständigkeit der Streuteilchen. Es ist daher möglich, sehr kleine Rauchpartikel mit Durchmessern im Submikrobereich als Seeding einzusetzen. Die durch kontrollierte Verschwelung von Zellulose erzeugten Partikel mit einem mittleren Durchmesser von $\sim 0,4 \mu m$ und einer Dichte von $750 - 2000 \text{ kg/m}^3$ ([FOST59], [STIT81], [MCM83], [PATT84]) besitzen ein ausgesprochen gutes Folgevermögen. Wie die Berechnungen zeigen, nimmt das starke Zentrifugalfeld keinen merklichen Einfluss auf das Verhalten der Rauchpartikel (Abbildung 4.7). Die homogene Verteilung der Streupartikel schafft sehr gute Verhältnisse für die Untersuchung der Strömung. Die obere Grenze für die Turbulenzfrequenzen, denen die Partikel noch gut folgen, liegt mit $f_t = 40,2 \text{ kHz}$ über den relevanten Frequenzen.

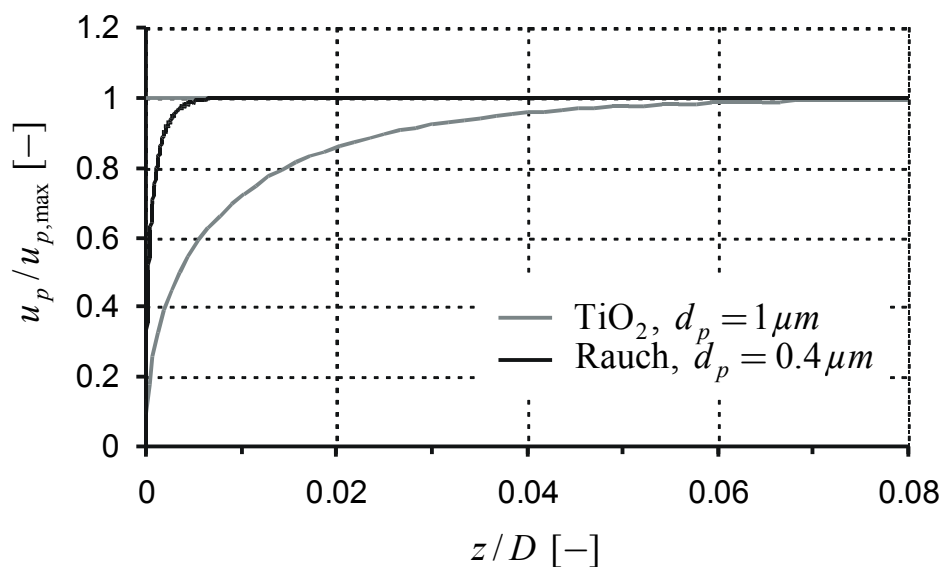


Abbildung 4.6: Schockbeschleunigung der Streupartikel auf die maximale mittlere Strömungsgeschwindigkeit im Mischrohr; $T_M = 100^\circ C$; $\rho_{p,TiO_2} = 4000 \text{ kg/m}^3$; $\rho_{p,Rauch} = 2000 \text{ kg/m}^3$.

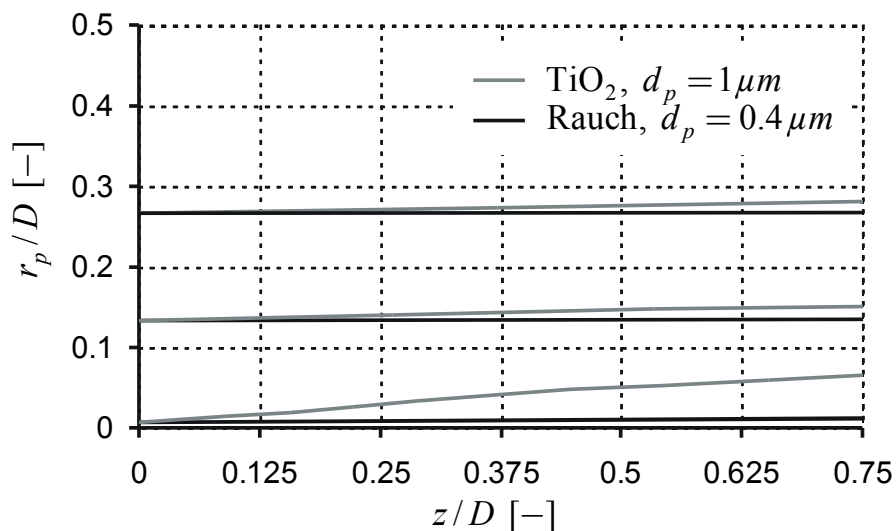


Abbildung 4.7: Einfluss des Zentrifugalfeldes auf TiO_2 - und Rauch-Partikel nach Gleichung (4.7) und (4.8); $T_M = 100^\circ C$; $\rho_{p,TiO_2} = 4000 \text{ kg/m}^3$; $\rho_{p,Rauch} = 2000 \text{ kg/m}^3$.

Diese Seedingmethode ermöglichte es auch, für zeitaufgelöste Messungen auf der Wirbelachse sehr hohe Partikelkonzentrationen zu realisieren und validierte mittlere Datenraten bis zu 100 kHz zu erzielen. Für eine hohe Streulichtintensität trotz kleiner Partikel wurde eine Vorwärtstreuordnung verwendet ([DUR87], [MEL97]). Sie brachte zudem eine hohe Flexibilität die, wie im nächsten Kapitel diskutiert wird, bei der Messung durch zylindrische Grenzflächen Vorteile bietet.

4.2.3 Einfluss der zylindrischen Grenzflächen

Für die Untersuchung eingeschlossener Strömungen müssen Laserstrahlen und Streulicht neben dem Fluid selbst auch die transparente Strömungsberandung durchlaufen. Grenzflächen zwischen Medien mit unterschiedlichen optischen Eigenschaften lenken die Laserstrahlen durch Brechung nach dem Snellius'schen Gesetz ab (Gleichung (4.9)).

$$n_1 \sin \varphi_1 = n_2 \sin \varphi_2 \quad (4.9)$$

Zusätzlich ändert das Laserlicht mit der Frequenz f_{Laser} die Wellenlänge λ entsprechend dem Brechungsindex n des Mediums in dem es sich ausbreitet (Gleichung (4.10)).

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{c_1}{c_2} = \frac{n_2}{n_1} \quad (4.10)$$

$$\text{mit } c = f_{\text{Laser}} \cdot \lambda, \quad f_{\text{Laser}} = \text{const}$$

Zylindrische Grenzflächen sind in der Laser-Doppler-Anemometrie aufgrund problematischer Brechungsverhältnisse (s. u.) nach Möglichkeit zu vermeiden. Ungestörte Drallströmungen erfordern allerdings gerade eine rotationsymmetrische Geometrie. Bei Flüssigkeitsströmungen bietet sich eine Brechungsindexanpassung an. Hierzu umgibt ein mit Flüssigkeit gefüllter Behälter, der plane Flächen aufweist, die gekrümmten optischen Zugänge (z. B. Glasrohr). Die Füllung besitzt den gleichen Brechungsindex wie die Messstreckenberandungen und das Strömungsmedium. Dadurch beeinflussen beliebig gekrümmte Grenzflächen innerhalb des Behälters die Laser-Doppler-Anemometrie nicht. Zur Messung der Geschwindigkeit verdrallter Gasströ-

mungen werden häufig Störungen im wandnahen Bereich durch ebene Sichtfenster ([NEJ88], [AHM97], [SCM95]) hingenommen. Ahmed [AHM97] vermeidet den Einfluss zylindrischer Grenzflächen durch eine linsenförmige Öffnung im Plexiglasrohr. Eine Teflonapertur deckt dabei je nach Messposition Teile der Öffnung ab, um die Veränderung der Strömung möglichst gering zu halten. Beide Maßnahmen sind für die Untersuchung des Flammenrückschlages nicht geeignet. Bereits kleine Störungen in Wandnähe können die Flammenausbreitung stromauf erheblich beeinflussen (vgl. Kapitel 2.4). Ohne spezielle Maßnahmen applizieren So et al. [SO85] sowie Jones und Wilhelmi [JON88] die Laser-Doppler-Anemometrie an dünnwandigen Rohren in einer Vorwärtsstreuanordnung bzw. flexiblen Rückwärtstreuanordnung. Allerdings nimmt eine 1D-Sonde die axiale und azimutale Geschwindigkeit der verdrahten Gasströmung getrennt auf. Im Mischrohr sollen jedoch beide Geschwindigkeitskomponenten U und W simultan erfasst werden. Dies stellt neben der für instationäre Messungen erforderlichen hohen Datenrate besondere Anforderungen an den Messaufbau.

Das Laserstrahlenpaar zur Messung der axialen Komponente spannt eine Ebene durch die Mischrohrachse auf (Abbildung 4.8). Die Brechung erfolgt wie an ebenen Grenzflächen. Senkrecht dazu wird mit Hilfe des vertikalen Strahlenpaars die azimutale Geschwindigkeit ermittelt (Abbildung 4.9). Die optischen Verhältnisse werden für beide Fälle zunächst getrennt betrachtet:

Durchläuft das Laserstrahlenpaar ausschließlich ebene Grenzflächen, bleibt der Interferenzstreifenabstand Δx unabhängig vom Medium immer konstant, denn sowohl der Sinus des halben Strahlschnittwinkels Θ als auch die Wellenlänge λ ändern sich mit dem Verhältnis der Brechungsindizes (vgl. Gleichung (4.9) und (4.10) mit $\varphi_i = \Theta_i$). Gleichung (4.1) besitzt daher Gültigkeit. Zu berücksichtigen ist jedoch die Verschiebung des Messvolumens. Die Brechungsverhältnisse an den ebenen Grenzflächen sind in Abbildung 4.8 skizziert. Eine Quarzglasscheibe mit dem Brechungsindex n_Q trennt das Gemisch (n_M) von der Umgebungsluft ($n_L = 1$). Ohne den Einfluss der Glasscheibe liegt der Schnittpunkt der Laserstrahlen exakt im Brennpunkt der Sendelinse auf dem Radius r_v (virtuelle Position). Aus dem Snellius'schen Gesetz folgt Gleichung (4.11) für die tatsächliche Position r_U des Messvolumens für die axiale Geschwindigkeit U [DUR87].

$$r_U + R = \left[r_v + R + s \left(1 - \frac{\cos \Theta}{\sqrt{n_Q^2 - \sin^2 \Theta}} \right) \right] \frac{\sqrt{n_M^2 - \sin^2 \Theta}}{\cos \Theta} \quad (4.11)$$

Der Brechungsindex des Gemisches n_M kann mit der Lorenz-Lorenz-Gleichung bestimmt werden, die für Gase, deren Brechungsindex sehr nahe bei eins liegt, in die Gladstone-Dale-Gleichung übergeht [TAU00]. Setzt man weiterhin ein ideales Gas voraus gilt:

$$\frac{n_L(\lambda) - 1}{n_M(\lambda) - 1} = \frac{T_M}{T_L}. \quad (4.12)$$

Im Temperaturbereich $100^\circ\text{C} < T_M < 400^\circ\text{C}$ des Frischgemisches ist nach Gleichung (4.12) die Brechungsindexänderung gegenüber der Umgebungsluft zu vernachlässigen ($n_M \approx n_L \approx 1$). Die mit dem Rohrdurchmesser entdimensionierte Gleichung (4.11) vereinfacht sich zu

$$\frac{r_U}{D} = \frac{r_v}{D} + \frac{s}{D} \left[1 - \frac{\cos \Theta}{\sqrt{n_Q^2 - \sin^2 \Theta}} \right]. \quad (4.13)$$

Das Messvolumen für die axiale Geschwindigkeit erfährt also eine konstante Verschiebung unabhängig von der virtuellen Position r_v im Mischrohr. Sie ist für kleine Strahlschnittwinkel näherungsweise auch keine Funktion von Θ :

$$\frac{r_U}{D} = \frac{r_v}{D} + \frac{n_Q - 1}{n_Q} \frac{s}{D}. \quad (4.14)$$

Wesentlich ungünstiger gestalten sich die Verhältnisse für das Strahlenpaar zur Messung der azimuthalen Geschwindigkeit. Der Verlauf eines Laserstrahls ist in Abbildung 4.9 schematisch dargestellt. Trotz gleichen Brechungsindizes von Luft und Gemisch bleibt eine Änderung des Strahlschnittwinkels im Mischrohr erhalten. Über den Interferenzstreifenabstand hat dies direkten Einfluss auf die Geschwindigkeitsmessung. Problematisch für Feldmessungen ist weiterhin, dass die Brechungsverhältnisse je nach Position r_v variieren.

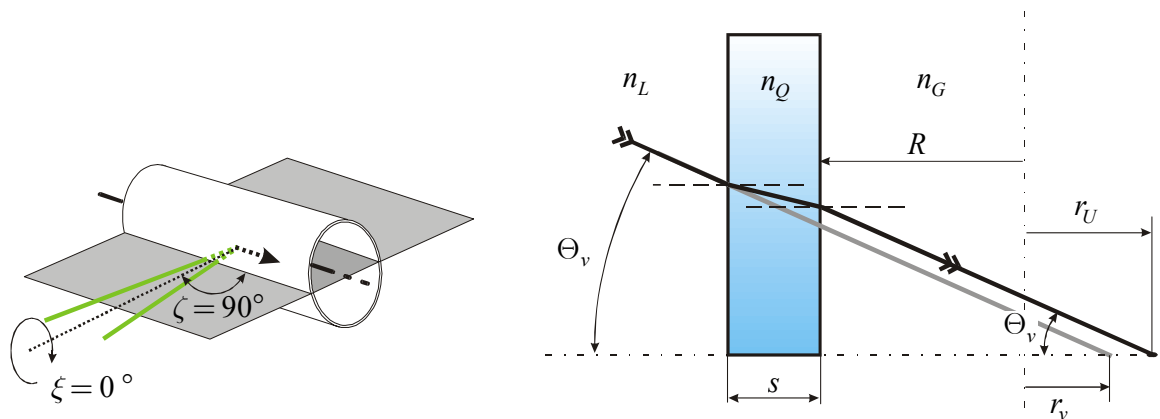


Abbildung 4.8: Brechung der Laserstrahlen zur Messung der axialen Geschwindigkeit im Mischrohr.

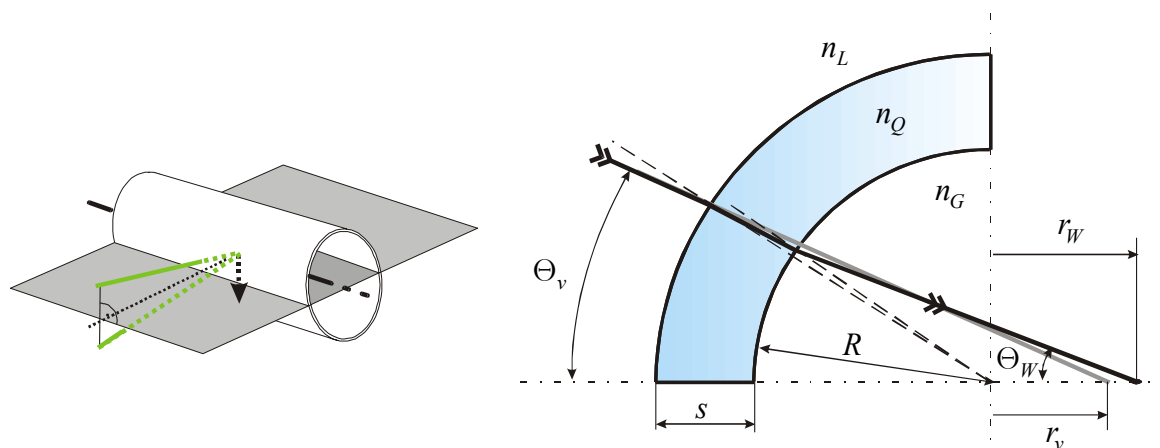


Abbildung 4.9: Brechung der Laserstrahlen zur Messung der azimuthalen Geschwindigkeit im Mischrohr.

Sowohl die Änderung des Streifenabstandes Δx , als auch die Verschiebung des Messvolumens zur Position r_W beschreibt derselbe Korrekturfaktor $K = f(r_v)$ (Gleichung (4.15)).

$$\begin{aligned} U &= K(r_v) \cdot \Delta x \cdot f \\ r_W &= K(r_v) \cdot r_v \end{aligned} \quad (4.15)$$

Unter der Annahme kleiner Winkel lässt sich eine kompakte Gleichung für K angeben ([BOA81], [BIC82]):

$$\frac{1}{K} = n_M \left[1 + r_v \left(\frac{1}{R} \frac{n_M - n_Q}{n_M n_Q} + \frac{1}{R + s} \frac{n_Q - 1}{n_Q} \right) \right]. \quad (4.16)$$

Der Fehler durch diese Vereinfachung beträgt im Mischrohr ($n_Q = 1,464$, $s/D = 1/30$) für den Messbereich $-0,46 < r/D < 0,46$ weniger als 0,008% und ist daher zu vernachlässigen. Nachdem das Messvolumen auf der Mischrohrachse ($r_v = 0$) keine Verschiebung erfährt, ist im achsnahen Bereich des dünnwandigen Rohrs nach Gleichung (4.16) praktisch keine Korrektur nötig ($K \approx 1$). Im gesamten Messbereich beträgt der Korrekturfaktor K weniger als 1,8%.

Wie bereits in Kapitel 4.2.1 erwähnt, muss die Empfangsoptik das Streulicht beider Geschwindigkeitskomponenten aufnehmen. Zudem verwirft die Signalverarbeitung des LDAs im koinzidenten Betrieb die Signale, wenn sie nicht in einem festen Zeitfenster gleichzeitig für beide Geschwindigkeitskomponenten auftreten, also nicht aus demselben Messvolumen stammen. Beides erhebt die Forderung nach ausreichend überlappenden Messvolumina der beiden Strahlenpaare, die durch die zylindrische Grenzfläche nicht a priori vorliegen. Die Verschiebung der Messvolumina relativ zur virtuellen Position r_v ($(r_U - r_v)/D$, $(r_W - r_v)/D$) und relativ zueinander $(r_U - r_W)/D$ geht aus Abbildung 4.10 hervor. Demnach liegen die ungünstigsten Verhältnisse auf der Mischrohrachse vor. Hier beträgt $r_U - r_W$ rund 1% vom Mischrohrdurchmesser. Die Länge der Messvolumina muss so gewählt werden, dass die notwendige Überdeckung auch auf der Achse gewährleistet ist. Die Lage des Zentrums des gemeinsamen Messvolumens $(r_{MV} - r_v)/D$ ist ebenfalls in Abbildung 4.10 dargestellt.

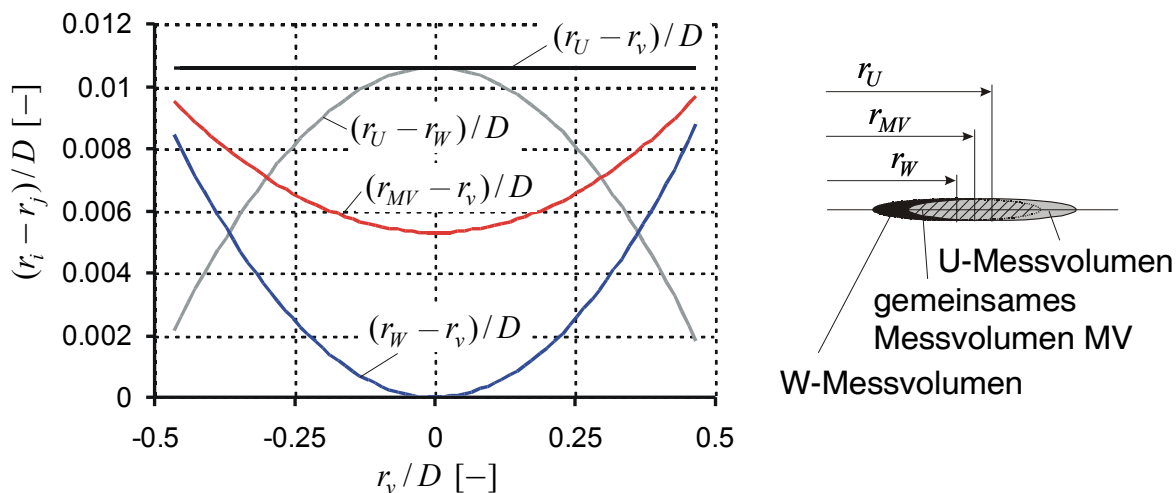


Abbildung 4.10: Verschiebung der Messvolumina $(r_U - r_v)/D$, $(r_W - r_v)/D$, $(r_U - r_W)/D$ und $(r_{MV} - r_v)/D$ ($n_Q = 1,464$, $s/D = 1/30$ und $\Theta = 3,5^\circ$).

Die bisherigen Berechnungen basieren auf Laserstrahlen in der horizontalen und vertikalen Ebene. Aus der Sicht der Messvolumenverschiebung in radialer Richtung würde die Rotation der Sonde um $\xi = 45^\circ$ (siehe Abbildung 4.8) für alle Strahlen gleiche Brechungsverhältnisse schaffen [OWE86]. Die Strahlen werden jedoch windschief gebrochen und weisen sehr schnell überhaupt keinen Schnittpunkt mehr auf, da der Messvolumendurchmesser deutlich kleiner als die Messvolumenlänge ist [OWE86]. Ebenfalls äußerst ungünstige Verhältnisse bringt eine horizontale Messebene außerhalb der Mischrohrachse mit sich. Radiale Geschwindigkeiten konnten daher nicht bestimmt werden.

Neben den Problemen auf der Sendeseite führen die zylindrischen Grenzflächen selbstverständlich auch zu Abbildungsfehlern in der Empfangsoptik. Bereits durch ebene Scheiben kann dieser Fehler, z. B. bei Wasserkanalmessungen, zur Reduktion der Signalqualität führen [DUR87]. Laserlichtreflexionen oder Laserstrahlen, die direkt in die Empfangsoptik gelangen, sind weitere Faktoren, die das Signal-Rausch-Verhältnis⁵ erheblich mindern können. Sowohl in einer Rückwärtsstreuung als auch einer reinen Vorwärts-

⁵ Unter dem Signal-Rausch-Verhältnis (engl. signal-to-noise ratio SNR) versteht man das Leistungsverhältnis von Nutzsignal und Rauschen [LST91]. Es dient zur Beurteilung der Signalqualität und wird üblicherweise in Dezibel angegeben.

treuanordnung muss daher die Empfangsoptik ggf. teilweise abgedeckt werden, was ebenfalls die Signalintensität reduziert.

Die bisherigen Ausführungen erheben folgende Forderungen an das LDA-System für die 2D-Feldmessungen im Mischrohr:

1. Geschwindigkeitskomponente U:
Laserstrahlenpaar in horizontaler Ebene durch die Mischrohrachse mit $\zeta = 90^\circ$ (Abbildung 4.8).
2. Geschwindigkeitskomponente W:
Laserstrahlenpaar in vertikaler Ebene rechtwinklig zur Mischrohrachse mit der Winkelhalbierenden in der horizontalen Ebene (Abbildung 4.9).
3. Exakte Positionierung der Sonde.
4. Ausreichende Länge der Messvolumina beider Strahlenpaare.
5. Anpassung der Empfangsoptik an die vom Messort abhängigen Brechungsverhältnisse.
6. Schutz der Empfangsoptik vor Reflexionen.

Für eine hohe räumliche Auflösung wird grundsätzlich ein möglichst kurzes Messvolumen angestrebt. Diesen Zielkonflikt zur 4. Forderung kann eine Off-Axis-Anordnung in Vorwärtsstreuung (Abbildung 4.4) beheben, die die oben genannte Messvolumenlänge vom tatsächlichen Messvolumen entkoppelt (Abbildung 4.11). Mit dieser Anordnung konnten ein hohes Signal-Rauschverhältnis und bei zeitaufgelösten Messungen hohe validierte Datenraten von bis zu 100 kHz erzielt werden.

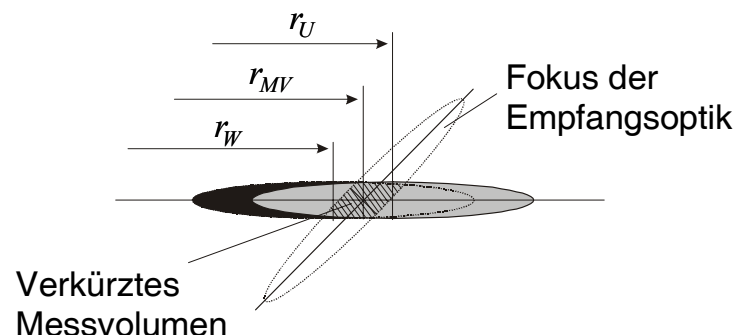


Abbildung 4.11: Messvolumenverkürzung durch eine Off-Axis-Anordnung.

4.2.4 Messaufbau und Signalverarbeitung

Die Off-Axis-Anordnung in Vorwärtsstreuung zur Untersuchung der isothermen und reagierenden Strömung im Mischrohr ist in Abbildung 4.12 dargestellt. Der Anstellwinkel der Empfangssonde beträgt bei Plenum nahen Messungen $\zeta = 15^\circ$ und $\zeta = -15^\circ$ am Brennkammereintritt. Empfangs- und Sendesonde sind über einen steifen Querträger fest miteinander verbunden. Dieser wird über eine 3D-Traversierung mit Schrittmotoren auf $0,02 \text{ mm}$ genau positioniert. Die massive Bauart von Traversierung und Querträger vermeidet Temperatur- und Schwingungseinflüsse. Durch den Einsatz von flexiblen Glasfasern sind der 6W Argon-Ionen-Laser (Coherent Innova 90) und die Transmitterbox von der bewegten Optik mechanisch entkoppelt. Die Transmitterbox enthält Strahlteiler, Farbteiler, Braggzelle und die Mechanik zur Einkopplung der Laserstrahlen in die Glasfasern. Aus Tabelle 4.1 sind einige Kenngrößen der LDA-Optik zu entnehmen.

Kenngröße	Einheit	Wellenlänge	
		514,5 nm (grün)	488 nm (blau)
Brennweite	[mm]	310	
Stahlabstand	[mm]	26-38	26-38
Strahldurchmesser	[mm]	2,2	2,2
Halber Strahlschnittwinkel Θ	[mm]	2,4-3,51	2,4-3,51
Durchmesser des Messvolumens $d_{MV,x} \approx d_{MV,z}$	[μm]	87,6-87,7	92,39-92,48
Messvolumenlänge (in Vorwärtsstreuung) l_{MV}	[mm]	$\sim 0,6$	$\sim 0,6$

Tabelle 4.1: Kenngrößen der LDA-Optik (vgl. Abbildung 4.4).

Nach der Wandlung des Streulichts in ein elektrisches Signal erfolgt die Signalverarbeitung mit einem Burst Spectrum Analyser (BSAenhanced, Dantec/Invent GmbH), der über eine fest verdrahtete schnelle Fourier-Transformation (hard wired FFT) die Dopplerfrequenz aus den Bursts ermittelt. Dabei wird anhand des Frequenzspektrums die Signalqualität beurteilt und ein Burst nur dann validiert, wenn das globale Maximum die lokalen Maxima mindestens vierfach übersteigt. Tabelle 4.2 fasst einige technische Daten des Prozessors zusammen.

Frequenzbereich	122 Hz – 120 MHz
Frequenz-Bandbreite	977 Hz – 40 MHz
Länge der Datensätze (Record Length RL)	8, 16, 32, 64
maximale mittlere Datenrate (RL=32)	156 kHz
Genauigkeit	0,1% der Bandbreite (RL=64)
Eingangspuffer	128-1024 bursts
Ausgabepuffer	131070 bursts
Ausgabeformat	Dopplerfrequenz: 14 bit Arrival time: 14 bit Transit time: 12 bit
Betriebsmodus	Burst Mode ⁶ (verwendet) Continuous Mode Controlled dead time External burst detector

Tabelle 4.2: *Ausgewählte technische Daten des Burst Spectrum Analysers (BSAenhanced, Dantec/Invent GmbH).*

⁶ Der Burst jedes Partikels wird detektiert und ausgewertet.

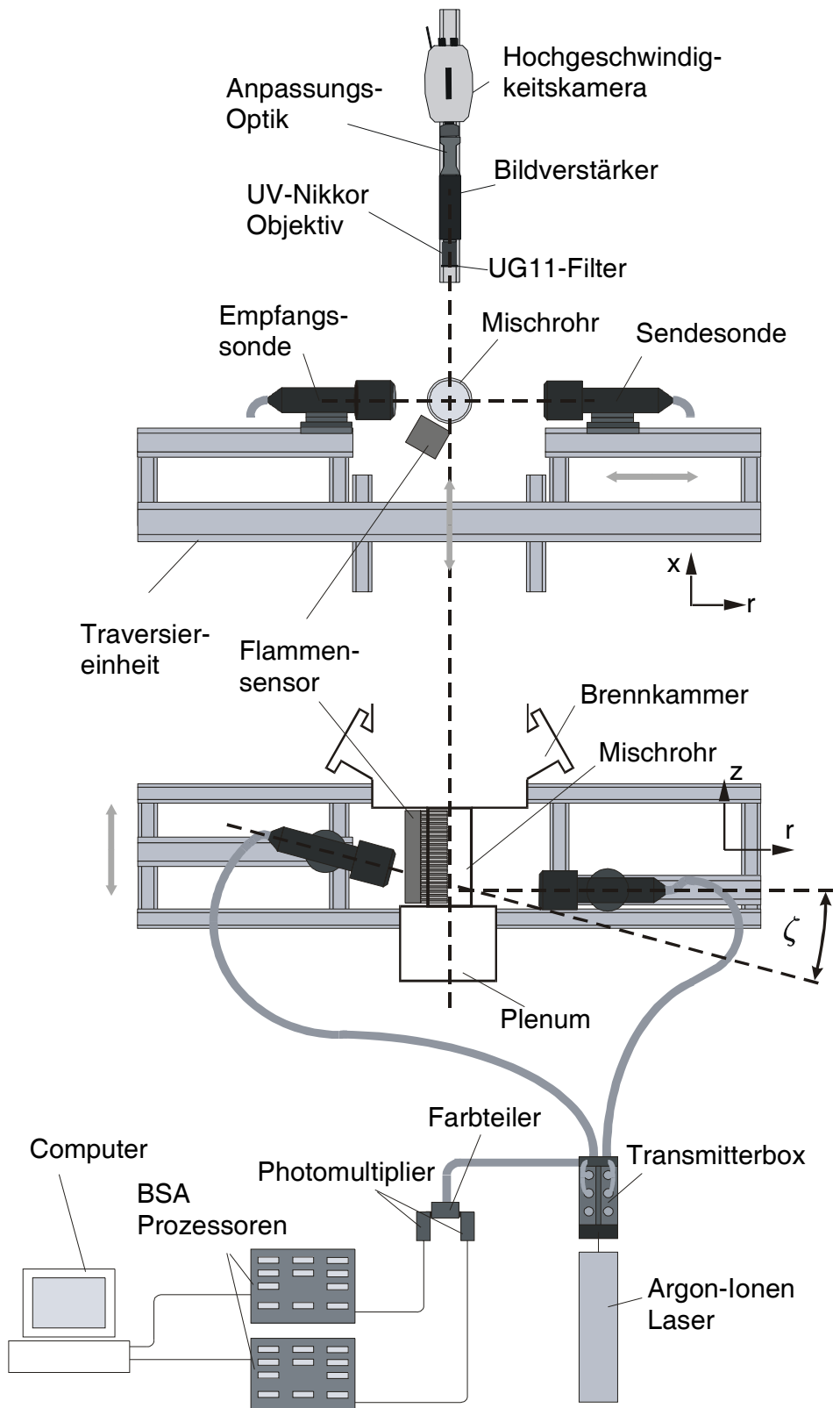


Abbildung 4.12: Versuchsaufbau zur simultanen Anwendung der Hochgeschwindigkeitsvideotechnik und der Laser-Doppler-Anemometrie.

Zur statistischen Untersuchung des isothermen Strömungsfeldes wurden an jedem Messort 20000 momentane Geschwindigkeitswerte für die axiale und azimutale Komponente koinzident aufgenommen. Die Architektur des BSAs sieht zunächst vor, die Geschwindigkeitsmessungen in einem Ausgabepuffer zwischenzuspeichern und dann über eine IEEE-Schnittstelle zum PC zu übertragen. Beim Post-Processing mit dem PC wurde zur Bestimmung von Mittel- und RMS-Wert eine „Transit-Time-Gewichtung“⁷ verwendet, die vermeidet, dass höhere Strömungsgeschwindigkeiten stärker in die Mittelung eingehen [TRO95].

Der instationäre Vorgang des Flammenrückschlags erfordert Geschwindigkeitsmessungen mit ausreichend hoher zeitlicher Auflösung, also hoher Datenrate. Nachdem die Flammenausbreitung stromauf bis zum Drallerzeuger stochastisch auftritt, muss das Laser-Doppler-Anemometer abhängig von der Flammenposition getriggert werden, damit der Ausgabepuffer (vgl. Tabelle 4.2) nicht bereits vor dem zu untersuchenden Ereignis mit den maximalen 131070 Messungen belegt ist. Simultan zur Strömungsuntersuchung erfassen die Hochgeschwindigkeitskamera (Kapitel 4.4) sowie der Flammensensor die momentane Flammenposition und Flammenform. Die Aufnahmezeit der Kamera ist zeitlich begrenzt (vgl. Kapitel 4.4), was ebenfalls eine Triggerung auf das Rückschlagsereignis erfordert. Die Synchronisation der optischen Messtechniken und die Triggerung erfolgte nach dem in Abbildung 4.13 schematisch dargestellten Logikplan. Grundsätzlich kann die Messwertaufnahme erst beginnen, wenn das Brennstoffluftgemisch mit dem gewünschten Luftverhältnis vorliegt. Detektiert eine ausgewählte Photodiode S1 die Flamme im Mischrohr, beginnt die simultane Aufzeichnung von Flammenposition $z(t)$ sowie der axialen und azimutalen Geschwindigkeiten. Der Sensor S1 befindet sich ausreichend weit stromab des LDA-Messvolumens, so dass die instationäre Strömung stromauf und innerhalb der Flamme untersucht werden kann. Für die exakte zeitliche Zuordnung von Geschwindigkeitsmessungen und der Aufzeichnung der Analogsignale wird zum Triggerzeitpunkt außerdem ein Synchronisationssignal übertragen.

Die Rückschlagsversuche haben ergeben, dass die Drallströmung teilweise in der Lage ist, die Flamme vor Erreichen des Drallerzeugers wieder aus dem Mischrohr auszuspülen. Die begrenzte Messzeit der Hochgeschwindigkeits-

⁷ Als Transit-Time wird die Verweilzeit eines Partikels im Messvolumen bezeichnet.

4.3 Laserinduzierte Fluoreszenz

Die laserinduzierte Fluoreszenz ist eine berührungslose optische Messmethode zum Nachweis einzelner Moleküle oder Radikale. Bei der chemischen Reaktion in Flammen gebildete Spezies können auch in geringen Konzentrationen im ppm- und unter günstigsten Umständen auch noch im sub-ppm-Bereich detektiert werden [ECK96]. Zur Visualisierung der Flammenstruktur wurde die zweidimensionale Verteilung der OH-Radikale gemessen. Sie entstehen in der Reaktionszone in hohen Konzentrationen über dem Gleichgewichtszustand und dienen daher häufig zur Untersuchung der Flammenfront. Es ist allerdings zu beachten, dass auch heiße Abgase OH-Radikale enthalten, wenn auch in einer geringeren Konzentration (siehe Abbildung 2.9).

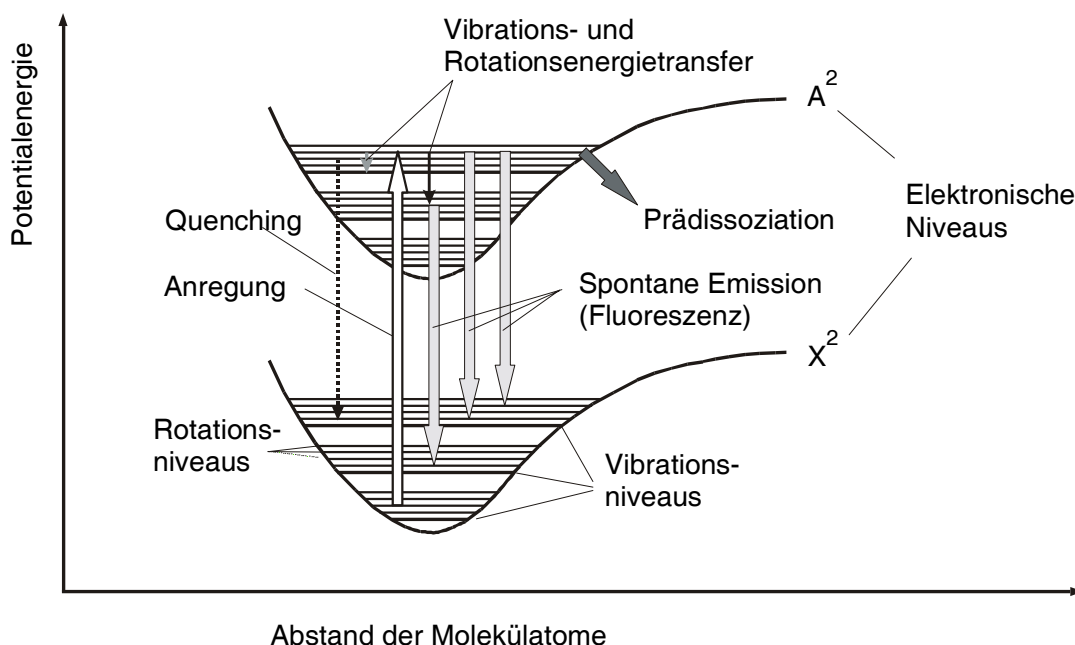


Abbildung 4.14: Schematische Darstellung der Anregung des OH-Radikals und der Relaxationsprozesse.

Das Prinzip der laserinduzierten Fluoreszenz wird umfassend beispielsweise von den Autoren [ECK96], [ARD98], [FINK01] und [KRÖ03] beschrieben. Der nachfolgende Abschnitt beschreibt daher das Messprinzip nur in knapper Form.

Unter dem physikalischen Effekt Fluoreszenz, auf dem dieses Messverfahren beruht, versteht man die spontane Emission eines Photons der Energie hf_F durch ein Molekül oder Radikal, der eine Bestrahlung mit einem Photon der Energie hf_A vorausgeht. In einem ersten Schritt absorbiert die zu untersuchende Spezies das Photon und wird dabei auf ein höheres elektronisches Niveau und auf ein bestimmtes Rotations- und Schwingungsniveau angehoben (Abbildung 4.14). Das Molekül verharrt in diesem angeregten Zustand ca. 10–100 ns bis es wieder auf das ursprüngliche elektronische Niveau (Grundniveau) unter Emission eines Photons zurückfällt. Dabei können sich die Rotations- und Vibrationsniveaus von Ausgangs- und Endzustand im Grundniveau unterscheiden. Die damit verbundene Energiedifferenz legt den Wellenlängenunterschied ($\lambda_A - \lambda_F$) zwischen Bestrahlung und Fluoreszenzlicht fest. Unterschiedliche Relaxationspfade sind nicht zuletzt durch den Energietransfer auf Vibrations- und Rotationsebenen möglich (Abbildung 4.14). Angeregte Moleküle können auch ohne Photonenemission entweder durch Stoßprozesse (Quenching) oder bei Prädissoziation durch deren Zerfall relaxieren.

Die Bestrahlung der Moleküle mit einem sehr schmalbandigen Laser gestattet die gezielte Anregung eines Übergangs einer Spezies. Das Fluoreszenzlicht ist dann ein Maß für die Konzentration dieser Moleküle. Die beschriebenen Effekte, die die Intensität des Fluoreszenzlichts mindern, erschweren jedoch die quantitative Auswertung erheblich. Nachdem in dieser Arbeit nur eine qualitative Auswertung der Konzentrationsverteilung der OH-Radikale vorgesehen ist, sei auf die Diskussion der aufwendigen quantitativen laserinduzierten Fluoreszenz verzichtet. Sie wird beispielsweise in [ECK96] und [EDE01] beschrieben.

Der verwendete Versuchsaufbau ist in Abbildung 4.15 dargestellt. Die Anregung der OH-Radikale erfolgt über einen Excimer gepumpten Farbstofflaser. Der XeCl-Excimer Laser (Lambda Physics EMG 201) stellt dabei die notwendige hohe Pulsenergie für den Farbstofflaser (Lambda Physics Scanmate II, Farbstoff Coumarin 153) bereit, der nach einer Frequenzverdopplung sehr schmalbandig im Wellenlängenbereich 261–300 nm abgestimmt werden kann. Der Laser wurde so getrimmt, dass eine gezielte Anregung bei $282,9277 \text{ nm}$ den Übergang $A^2 \Sigma^+(\nu' = 1) \leftarrow X^2 \Pi(\nu'' = 0), Q_1(6)$ herbeiführt [DC62]. Wie das Anregungsspektrum in Abbildung 4.16 zeigt, wird bei dieser Wellenlänge ein hohes Fluoreszenzsignal und damit ein hohes Signal-Rausch-Verhältnis erzielt.

Eine Zylinderlinse der Brennweite $f=100$ weitet den Laserstrahl auf, bevor ihn die sphärische Linse der Brennweite $f=1000$ zu einem schmalen Lichtband im Mischrohr fokussiert. Dieser Messaufbau ermöglicht die planare Anregung der OH-Radikale (PLIF) und damit die Bestimmung der zweidimensionalen Konzentrationsverteilung.

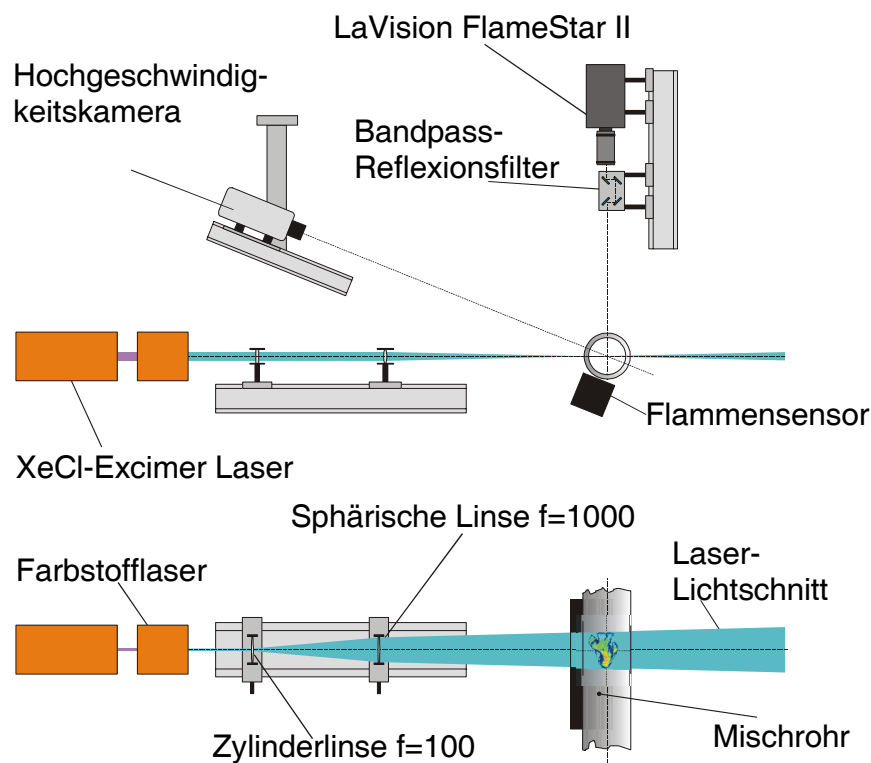


Abbildung 4.15: Versuchsaufbau zur simultanen Anwendung der Hochgeschwindigkeitsvideotechnik und der laserinduzierten Fluoreszenz.

Wie bereits erwähnt, ist das Fluoreszenzlicht im Vergleich zur Anregung langwelliger. Daher ist es möglich, mit Hilfe des Reflexionsfilters Bestrahlung und Fluoreszenzsignal zu trennen und eine hohe Signalgüte zu erzielen. Ein typisches Fluoreszenzspektrum, allerdings mit einer Anregung bei $248,16 \text{ nm}$ ist in Abbildung 4.16 dargestellt. In den Bereichen $295 - 300 \text{ nm}$ und $305 - 320 \text{ nm}$ werden hohe Fluoreszenzintensitäten gemessen. Der Bandpass-Reflexionsfilter (Laseroptik REF 297) wurde daher so gewählt, dass die UV-intensivierte CCD Kamera (LaVision Flamestar II, Nikon Objektiv: UV-Nikkor 105 mm, 1:4.5) nur Fluoreszenzlicht aus dem Wellenlängenbereich von etwa $290 - 330 \text{ nm}$ aufnimmt. Die Belichtungszeit der Kamera beträgt dabei 100 ns .

4.4 Hochgeschwindigkeitsvideotechnik

Hochgeschwindigkeitsaufnahmen sind zur Visualisierung der instationären Flammenausbreitung sowie zur Bestimmung der momentanen Flammenposition und -form geeignet. Zum Einsatz kam der Kodak Ektapro Motion Analyser 4540, mit einem 64 MB DRAM-Speicher für 1024 Vollbilder. Die maximale Auflösung von 255x255 Pixel mit 256 Graustufen steht bei einer Bildwiederholrate von 4500 Hz zur Verfügung. Es ergibt sich damit eine maximale Messzeit von 228 ms.

Die Speicherorganisation der Kamera gestattet eine sehr flexible Triggerung. So wird der RAM ähnlich einem „Bild-Karussell“ zunächst vollständig mit den 1024 Bildern gefüllt und bei längerer Aufzeichnungsdauer die älteste Aufnahme durch die neueste ersetzt. Dieses Verfahren lässt die für die Untersuchung der zufällig auftretenden Flammenrückschläge zwingend erforderliche Triggerung der Kamera auf ein Ereignis zu, das dem Triggersignal vorausgeht (siehe Kapitel 4.2.4). Der Aufnahmezeitraum kann zentrisch zum Triggersignal davor oder anschließend gewählt werden.

Die Kameraempfindlichkeit ist in der konventionellen Ausführung auf den Wellenlängenbereich $\lambda > \sim 350 \text{ nm}$ beschränkt. Wie in Kapitel 4.3 bereits erwähnt, beträgt die Anregungswellenlänge bei der laserinduzierten Fluoreszenz $282,93 \text{ nm}$. Standardobjektive sind für ultraviolettes Licht nicht durchlässig, sodass der Laserpuls weder die Bildqualität beeinflusst noch den CCD-Chip der Kamera beschädigt. Das Glühen der keramischen Verkleidung der Brennkammer führt hingegen zu einem beträchtlichen Hintergrundleuchten, das die schwache Eigenleuchten der mageren Methanflamme überdeckt und die Bildqualität erheblich mindert. Zur Verbesserung des Kontrastes ist daher eine digitale Nachbearbeitung erforderlich. Die verwendete digitale Bildauswertung, die auch zur Bestimmung der Position der momentanen Flammenfront diente, wird in Kapitel 4.4.2 beschrieben. Das sichtbare Laserlicht des Laser-Doppler-Anemometers erfordert darüber hinaus spezielle Maßnahmen für eine hohe Bildqualität. Sie werden im nächsten Kapitel erläutert.

4.4.1 Simultaner Einsatz mit der Laser-Doppler-Anemometrie

Um die Beschädigung des CCD-Chips der Hochgeschwindigkeitskamera und jeglichen Einfluss des Laserlichts auf die Bildqualität auszuschließen, wurde der bereits in Abbildung 4.12 dargestellte optische Aufbau verwendet.

Ein UG11 Farbglasfilter und ein spezielles Nikon-Objektiv stellen sicher, dass das Eigenleuchten der Flamme ausschließlich im UV-Spektrum aufgenommen wird. Die Lichtintensität ist sehr schwach und muss durch einen Bildverstärker angehoben werden. Der zweistufige Kaskaden-Bildverstärker der Firma Proxitronic besteht aus einer Micro-Channel-Plate (MCP) sowie einem Inverter-Bildverstärker, der das Eigenleuchten der Flamme auf einen Phosphorschirm abbildet. Die Kamera zeichnet dieses Bild über eine Anpassungsoptik auf.

Mit diesem Verfahren kann die Evolution der Flamme simultan zu den LDA-Messungen mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung und sehr guter Bildqualität aufgenommen werden. In Abbildung 4.17 ist die Leistungsfähigkeit dieses Verfahrens dargestellt. In der gewöhnlichen Hochgeschwindigkeitsaufnahme ist praktisch keine Flamme (gestrichelt markiert) zu erkennen. Eine Aufnahme im UV-Spektrum unter vergleichbaren Bedingungen zeigt die hohe Bildqualität bereits ohne digitale Nachbearbeitung. Durch hohe Bildverstärkung können auch sehr magere Flammen bei stark mit Seeding verschmutztem Mischrohr aufgezeichnet werden.

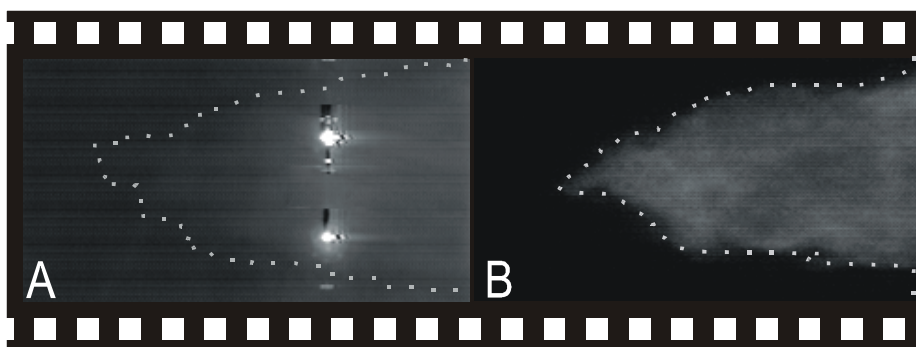


Abbildung 4.17: Hochgeschwindigkeitsaufnahme des Eigenleuchtens der Methanflamme im Mischrohr bei simultaner Anwendung der Laser-Doppler-Anemometrie.

A: im sichtbaren Spektrum.

B: im UV-Spektrum.

4.4.2 Digitale Bildverarbeitung

Die für eine Bildsequenz automatisierte digitale Bildauswertung verwendet das Programmpaket „ImageMagick“. In einem ersten Schritt wird das vor jedem Versuch aufgenommene Skalenbild zur Bestimmung des anlagenfesten Koordinatensystems (siehe Abbildung 3.2) eingelesen. Auf diese Weise ist sichergestellt, dass Bildkoordinatensystem, LDA-Koordinatensystem, LIF-Koordinatensystem und Anlagenkoordinatensystem übereinstimmen. Nach der Wahl des auszuwertenden Bildausschnittes verbessert die Subtraktion eines Referenzbildes die Bildqualität erheblich. Als Referenzbild dient üblicherweise eine Aufnahme am Anfang der Bildsequenz, die zwar alle Störeinflüsse (Hintergrundleuchten, Reflexionen...), jedoch noch keine rückschlagende Flamme enthält. Durch die lineare Spreizung der Gradationskurve wird anschließend die optimale Grauwertverteilung hergestellt (hellster Punkt: weiß, dunkelster Punkt: schwarz). Das Ergebnis ist bereits eine Bildaufnahme mit hoher Qualität (Abbildung 4.18 B). Bevor ein Grenzwertfilter das binäre Bild der Flamme erzeugt (Abbildung 4.18 D), findet ein Weichzeichner Anwendung (Abbildung 4.18 C), der einzelne bei der Flammenfrontidentifikation störende helle Bildpunkte reduziert. Der Algorithmus zur Flammenfronterkennung liest die binären Bilddaten zeilenweise von links ein und detektiert einen nachhaltigen Hell-Dunkel-Übergang als Flammenfront (Abbildung 4.18 E). Die auf diese Weise bestimmte Flammenposition $z(t)$ kann als ASCII-Datei weiter verarbeitet werden. Die im Bereich $-0,093 < r/D < 0,093$ gemittelte axiale Flammenposition diente zur Kalibrierung des Flammensensors.

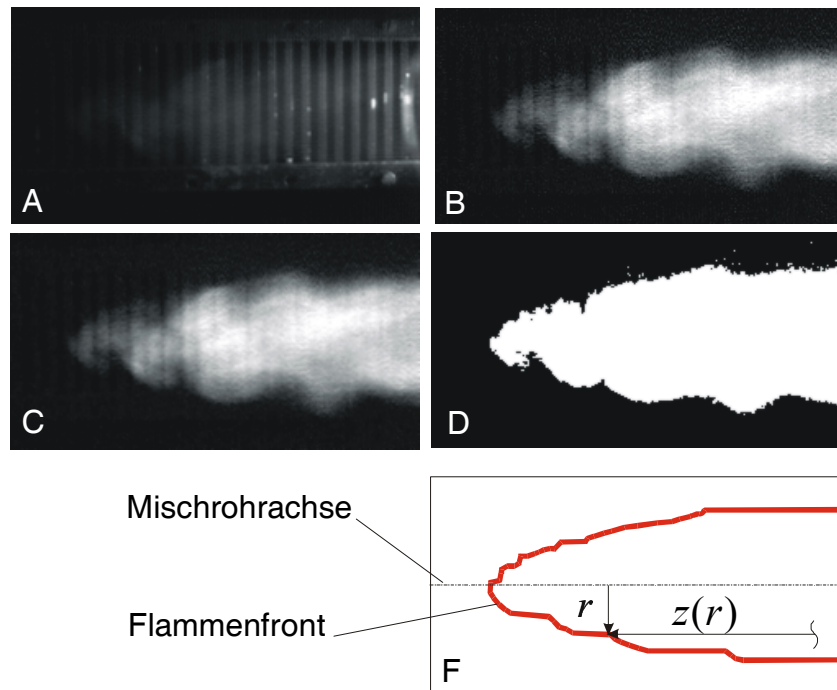


Abbildung 4.18: Digitale Bildverarbeitung zur Verbesserung der Bildqualität sowie zur Flammenfronterkennung; Originalbild A.

5 Versuchsergebnisse und Interpretation

5.1 Isotherme Drallströmung

Die lokalen Strömungsverhältnisse in der Vormischzone bestimmen maßgeblich das Flammenrückschlagsverhalten eines Brenners (Kapitel 2.4). Dieses Kapitel bereitet durch die Diskussion des mittleren isothermen Strömungsfeldes, der Geschwindigkeitsschwankungen und der integralen Kenngrößen die Grundlage für alle weiteren Untersuchungen.

Wie bereits in Kapitel 3.3 beschrieben, sind drei Brennerkonfigurationen BK1, BK2 und BK3 zu unterscheiden, die unterschiedliche Spaltflächen A_{SP} (Tabelle 3.2) im Drallerzeuger aufweisen ($A_{SP, BK1} < A_{SP, BK2} < A_{SP, BK3}$). Diese beeinflussen den Wirbelkern, ohne den grundsätzlichen Charakter der Drallströmung zu verändern.

5.1.1 Wirbelkerneinfluss auf das mittlere Strömungsfeld

Abbildung 5.1 zeigt die radiale Verteilung der axialen und azimutalen Geschwindigkeit am Eintritt in das Mischrohr ($z = -2,55D$). Kennzeichnend für alle drei Brennerkonfigurationen BK1, BK2 und BK3 ist der starke Gradient der Umfangsgeschwindigkeit im Wirbelkern und ein hoher Maximalwert von $W_{\max} \geq 1,5U_m$. Im Außenbereich fällt die Umfangsgeschwindigkeit moderat zur Mischrohrwand ab. Die starke Verdrallung bedingt eine beträchtliche Zunahme der axialen Geschwindigkeit U zur Wirbelachse. Im Hinblick auf die Flammenausbreitung stromauf sind die Extrema von $U = 3,4U_m$ auf der Mischrohrachse und $U = 0,7U_m$ in Wandnähe von besonderem Interesse.

Gemäß Abbildung 5.1 hat der drallfreie Axialimpulseintrag über die Spaltfläche A_{SP} (vgl. Tabelle 3.2) erheblichen Einfluss auf die Strömung im Wirbelkern, obwohl die Fläche maximal lediglich 2,3% der Mischrohrfläche beträgt. Außerhalb unterscheiden sich die Drallströmungen für $r > 0,1D$ am Mischrohrentritt nicht. Mit zunehmendem drallfreiem Spaltmassenstrom \dot{m}_{SP} (Abbildung 3.4) von BK1 bis BK3 fällt, aufgrund der Drehimpulserhaltung, die Umfangsgeschwindigkeit und deren radialer Gradient im Wirbelkern.

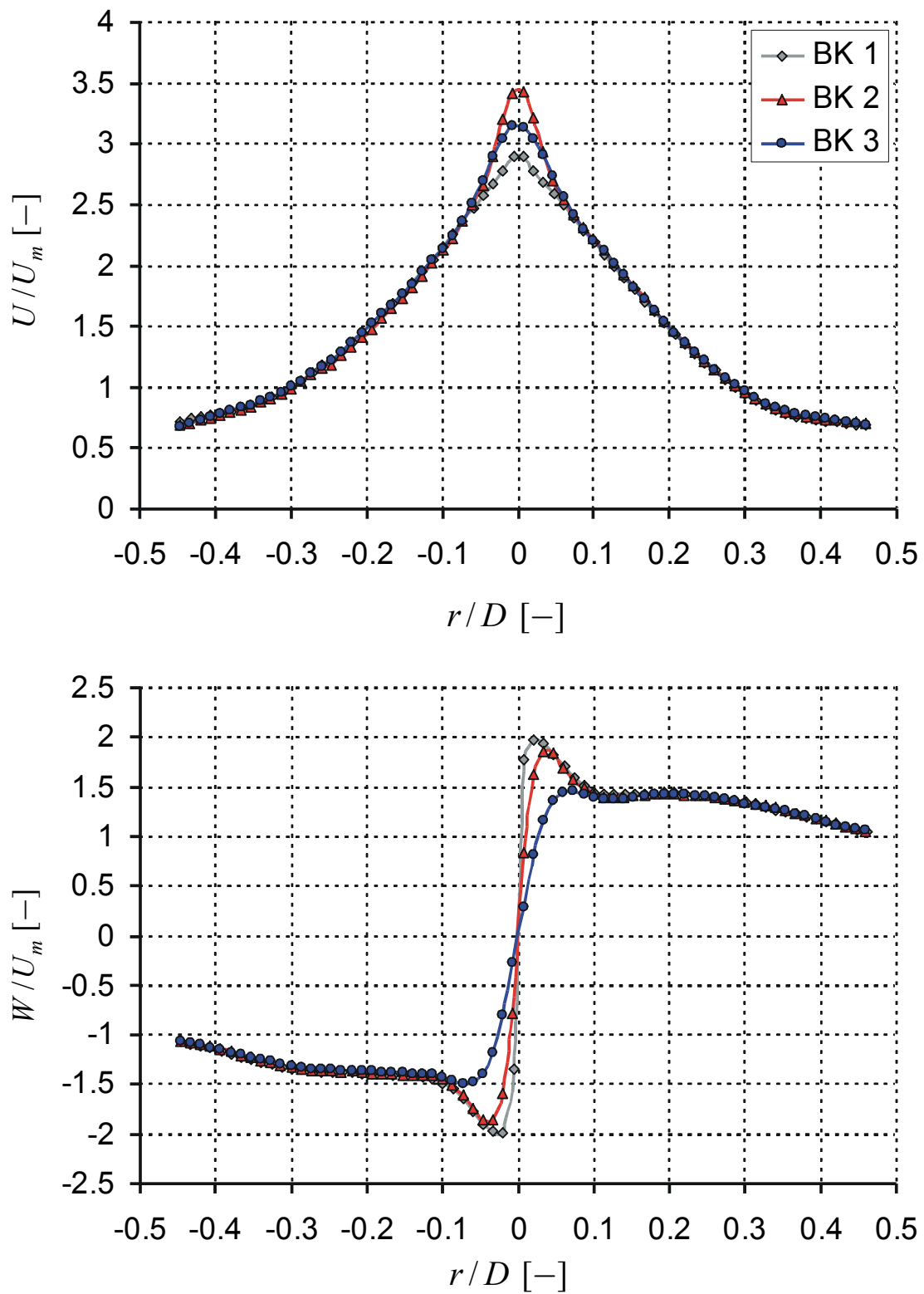


Abbildung 5.1: Radiale Verteilung der dimensionslosen mittleren axialen und azimuthalen Geschwindigkeit an der axialen Position $z = -2,55 D$.

Änderungen der Wirbelform in diesem Bereich wirken sich besonders stark auf den statischen Druck aus. Die radiale Verteilung des statischen Druckes weist daher, trotz der global gesehen unwesentlich veränderten Drallströmung, signifikante Unterschiede bei kleinen Radien auf (Abbildung 5.2).

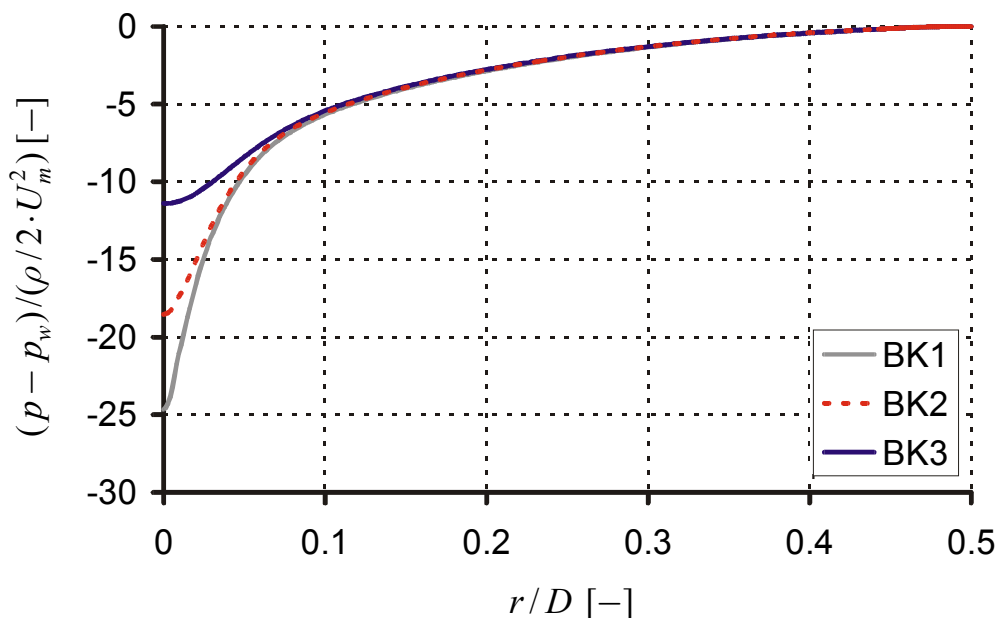


Abbildung 5.2: Radiale Druckverteilung an der axialen Position $z = -2,55D$. Berechnung aus der Querdruckgleichung (2.10).

Die axialen Geschwindigkeitsprofile in Abbildung 5.1 sind relativ zueinander auf den ersten Blick zunächst nicht nachvollziehbar. Ausgehend von einer reibungsfreien Strömung und einem konstanten Totaldruckreservoir sind für alle Brennerkonfigurationen auf der Mischrohrachse axiale Geschwindigkeiten entsprechend der unterschiedlichen statischen Drücke zu erwarten [FLO02]. BK1 sollte demnach die höchste und BK3 die geringste Strahlgeschwindigkeit $U(r=0, z)$ ausbilden. Wie Abbildung 5.1 belegt, erklärt diese Betrachtung zwar die qualitativen Unterschiede zwischen den Brennerkonfigurationen BK2 und BK3, die axiale Strömung der BK1 lässt sich jedoch nicht einordnen. Das vollständige Verständnis bedarf der Analyse der turbulenten (vgl. Kapitel 5.1.2) dissipativen Strömung.

Im Plenum herrschen für alle drei Brennerkonfigurationen gleiche Bedingungen. Die Betrachtung des mechanischen Energiestroms $\dot{E}(r, z)$ (Gleichung (5.1)) am Mischrohrentritt ermöglicht daher eine Aussage über die Verluste, die über den Drallerzeuger bis zur Betrachtungsebene auftreten. Nachdem die

Drallströmungen aller Brennerkonfigurationen im wandnahen Bereich identisch sind (Abbildung 5.1), wurde der Wanddruck p_w als Referenzdruck für die Berechnung verwendet (vgl. Abbildung 5.2).

$$\begin{aligned} \dot{E}(r, z) = & 2\pi\rho \int_0^r \left(\frac{U^2 + V^2 + W^2}{2} + \frac{p - p_w}{\rho} \right) U r dr \\ & + 2\pi\rho \int_0^r \frac{\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}}{2} U r dr \end{aligned} \quad (5.1)$$

Die radiale Geschwindigkeit V ist, wie in Kapitel 4.2.4 bereits erwähnt, experimentell nicht zugänglich. Sie folgt durch Integration der Kontinuitätsgleichung (Gleichung (2.12)) aus dem axialen Geschwindigkeitsgradienten $\partial U / \partial z$. An die Stelle der darüber hinaus unbekannt radialen Geschwindigkeitsschwankungen tritt die azimutale Turbulenzintensität ($\overline{v'^2} = \overline{w'^2}$) die, wie viele experimentelle und numerische Arbeiten zeigen, häufig gleiche Größenordnung besitzt ([CHA94], [STE95], [PAR94]).

Abbildung 5.3 zeigt den mit dem Volumenstrom $\dot{V}(r)$, der Querschnittsfläche $A(r)$ und der Dichte ρ entdimensionierten mechanischen Energiestrom $\dot{E}(r, z)$ über dem dimensionslosen Volumenstrom $\dot{V}(r)/\dot{V}(R)$ für die drei Brennerkonfigurationen. Im Wirbelkernbereich erfährt die Strömung demnach mit zunehmendem resultierendem Umfangsgeschwindigkeitsgradienten bzw. sinkender Spaltfläche sichtbar höhere Verluste über den Drallerzeuger. Sie sind als Ursache für den bei der Brennerkonfiguration BK1 deutlich reduzierten axialen Jet zu sehen. Die Strahlgeschwindigkeit hängt sowohl vom verlustärmeren Spaltmassenstrom, als auch von der radialen Umfangsgeschwindigkeitsverteilung ab, wobei zu berücksichtigen ist, dass das durch die Zentrifugalkräfte induzierte Druckfeld wiederum auf den Spaltmassenstrom rückwirkt (vgl. Kapitel 3.3). Das Zusammenwirken von Totaldruckverlusten und der Umfangsgeschwindigkeitsverteilung, die auch durch den drallfreien Axialimpulseintrag mitbestimmt wird, liefert eine Erklärung für die bei BK2 zunächst zunehmende und bei BK3 wieder abnehmende Jet-Geschwindigkeit. Aufgrund des geringen Anteils der Querschnittsfläche nahe des Wirbelkerns haben die unterschiedlichen Strömungsverluste auf den gesamten mechanischen Energiestrom $\dot{E}(r = R, z)$ (Abbildung 5.3) praktisch keine Auswirkungen.

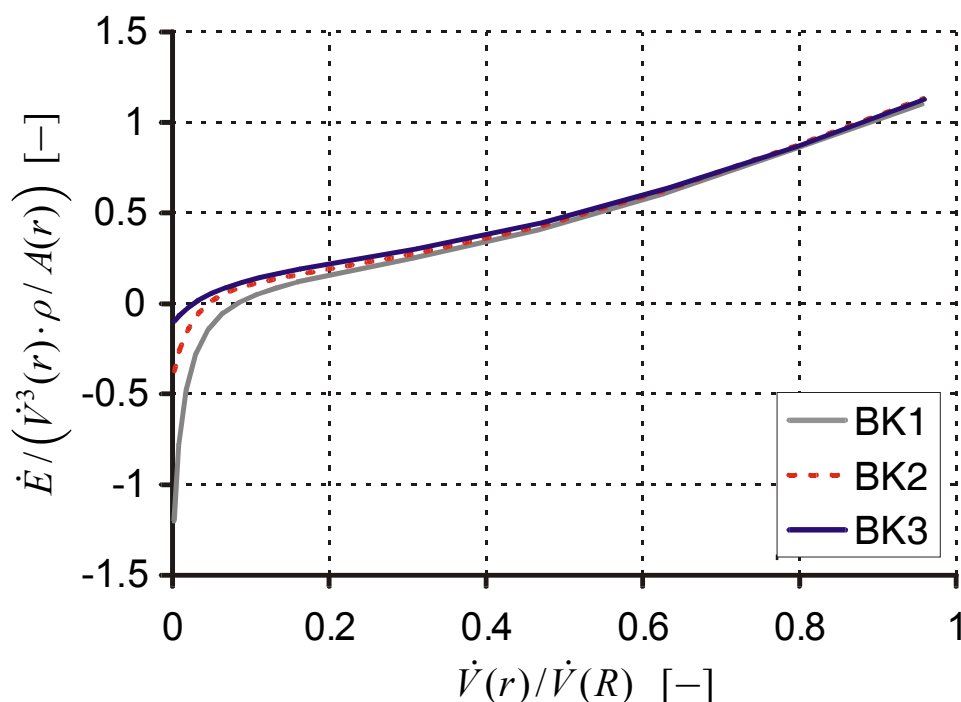


Abbildung 5.3: Dimensionsloser mechanischer Energiestrom am Mischrohreintritt $z = -2,55 D$.

Neben der radialen Verteilung der Strömungsgeschwindigkeiten ist vor dem Hintergrund der instationären Flammenausbreitung die axiale Entwicklung der Drallströmung von großem Interesse. Diese wird im Folgenden vorwiegend anhand der Brennerkonfiguration BK2 für den Messbereich $r \geq 0$ erläutert.

In Abbildung 5.4 ist neben der axialen Geschwindigkeit der radiale Verlauf der Umfangsgeschwindigkeit für die BK2 an unterschiedlichen axialen Positionen dargestellt. Offensichtlich findet eine Umverteilung des Drehimpulses statt. Die turbulente Diffusion fördert bei positiver Impulsstromdichte $\overline{\rho v'w'}$ Drehimpuls zu größeren Radien und führt entsprechend der Impulserhaltung zur Reduktion der Umfangsgeschwindigkeit W . Den viskosen Spannungen kommt dabei in der hohturbulenten Strömung ($Re \approx 90000$) im Allgemeinen eine untergeordnete Bedeutung zu. Weitere Reynoldsspannungen beeinflussen in komplexer Weise die axiale Entwicklung der Drallströmung. Beispielsweise baut die positive Impulsstromdichte $\overline{\rho u'v'}$ die axiale

Strahlgeschwindigkeit $U(r=0, z)$ ab und führt so entsprechend der Impulserhaltung ebenfalls zur Reduktion der Umfangsgeschwindigkeit. Der axiale Gradient der Umfangsgeschwindigkeit nimmt im Kernbereich $r < 0,1D$ die größten und für die Radien $r > 0,25D$ nur noch kleine Werte an (Abbildung 5.4). Nach Gleichung (2.26) ist damit direkt ein positiver axialer Druckgradient verbunden, der die Strömung insbesondere im achsnahen Bereich verzögert. Mit dem negativen Umfangsgeschwindigkeitsgradienten besteht grundsätzlich die Möglichkeit, dass die Drallströmung durch die in Kapitel 2.2 beschriebenen Rückkopplungsprozesse nicht nur den axialen Strahl im Wirbelzentrum abbaut, sondern in den annularen Zustand übergeht. Dieser Fall tritt bei der Brennerkonfiguration BK1 mit der stärksten Verdrallung schon weit im Mischrohr ein (Abbildung 5.5).

Die Drallströmung der Brennerkonfiguration BK3 (Abbildung 5.1) weist den größten Wirbelkerndurchmesser, das kleinste Geschwindigkeitsmaximum W_{\max} und im Vergleich zur Brennerkonfiguration BK2 einen geringeren axialen Strahl im Wirbelkern auf. Dementsprechend fallen die axialen Gradienten geringer aus (Abbildung 5.6). Dies führt zu deutlichen Unterschieden in der Evolution der Strahlgeschwindigkeit (Abbildung 5.7). Die anfänglich hohe axiale Geschwindigkeit $U(r=0, z)$ der Brennerkonfiguration BK2 wird deutlich schneller abgebaut. Bei $z = -1,5D$ entsprechen sich daher die Geschwindigkeiten $U(r=0)_{BK2} = U(r=0)_{BK3}$. In Folge weist die Konfiguration BK3 größere Strömungsgeschwindigkeiten auf der Mischrohrachse am Brennkammereintritt auf. Die radialen Geschwindigkeitsprofile bei $z = -0,67D$ in Abbildung 5.8 illustrieren dies ebenfalls.

Mit abnehmender dimensionsloser Umfangsgeschwindigkeit und zunehmendem Wirbelkerndurchmesser sinkt die Neigung der Drallströmung zum Wirbelaufplatzen (Kapitel 2.2.2). Für BK3 setzt die Rückströmung erst in der Brennkammer bei $z = +0,24D$ ein. Die beiden stärker verdrallten Strömungen weisen eine innere Rezirkulationszone (IRZ) im Mischrohr auf. Sie beginnt für die Konfiguration BK2 bei $z = -0,37D$ am Brennkammereintritt. Der Ort der Strömungsumkehr für BK1 liegt in einem für die Laser-Doppler-Anemometrie optisch nicht zugänglichen Bereich $-0,61 < z/D < -0,37$. Der Übergang in die annulare Strömungsform erfolgt allerdings bereits weit stromauf des Staupunktes, etwa in der Mischrohrmitte $z \approx -1,5D$.

Für den optimalen Betrieb des Drallbrenners ist eine annulare Strömungsform weit im Mischrohr unerwünscht, sodass die Brennerkonfiguration BK1 eher ungünstige Verhältnisse schafft. Die BK2 und BK3 sind dagegen von technischem Interesse. In einem sehr weiten Parameterbereich wurde für die Konfiguration BK2 gegenüber BK3 ein sehr stabiler Betrieb ohne Verbrennungsschwingungen beobachtet. Die Brennerkonfiguration BK2 ist daher besonders für die umfassende Untersuchung des Flammenrückschlags geeignet. In Abbildung 5.9 ist das mit den Geschwindigkeitsprofilen der Messebenen $z = -2,55D / -2,21D / -1,88D / -1,55D / -1,21D / -0,88D / -0,67D / +0,11D$ interpolierte isotherme Strömungsfeld dargestellt. Es bildet u. a. die Grundlage für die in Kapitel 5.3 vorgestellte Analyse. Da im Bereich der hohen Geschwindigkeitsgradienten die Interpolation zu Fehlern führt, ist zur Bestimmung der exakten Lage der Rückströmzone die Abbildung 5.7 zu verwenden.

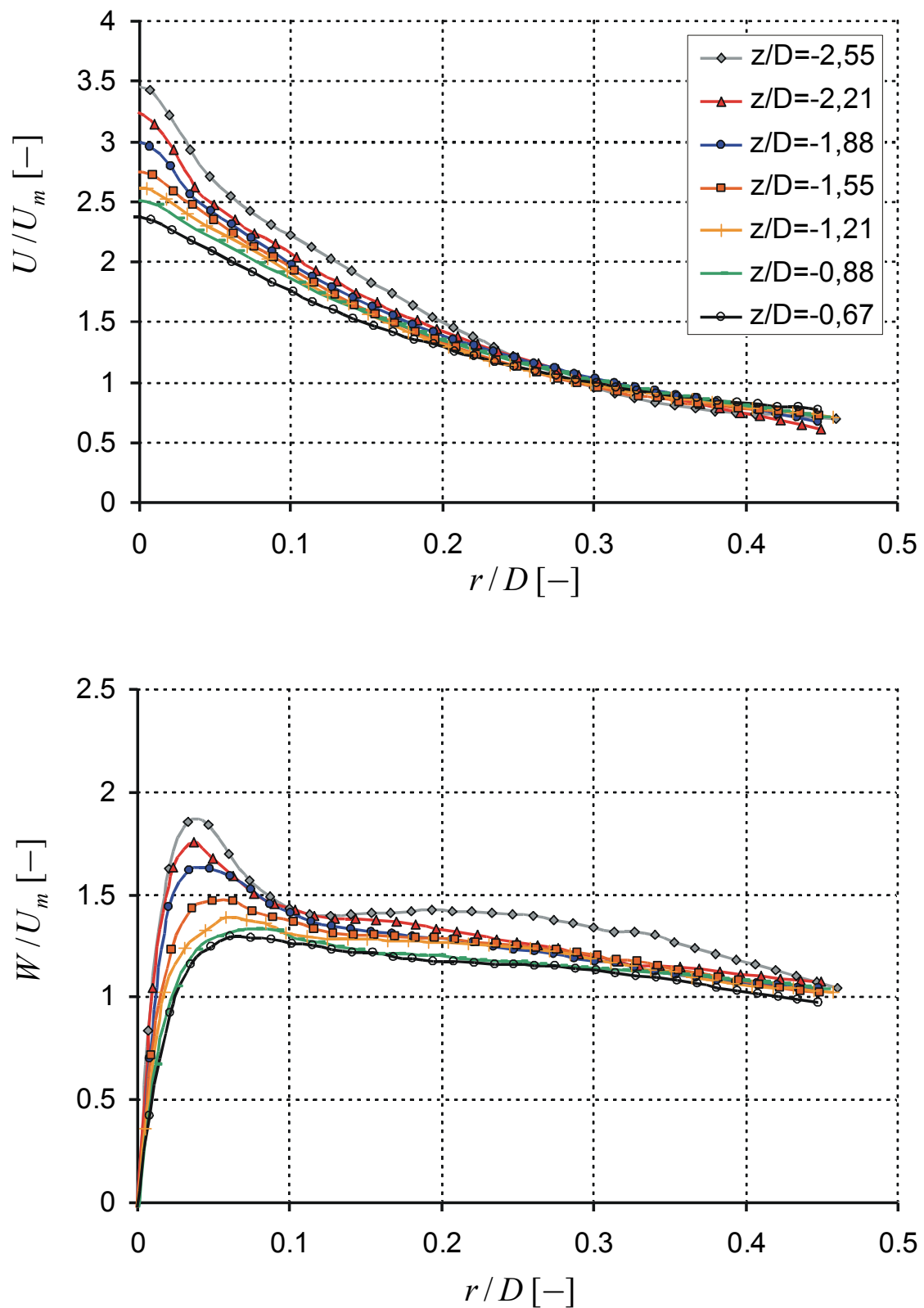


Abbildung 5.4: Axiale Entwicklung der mittleren radialen Geschwindigkeitsverteilungen im Mischrohr, BK2.

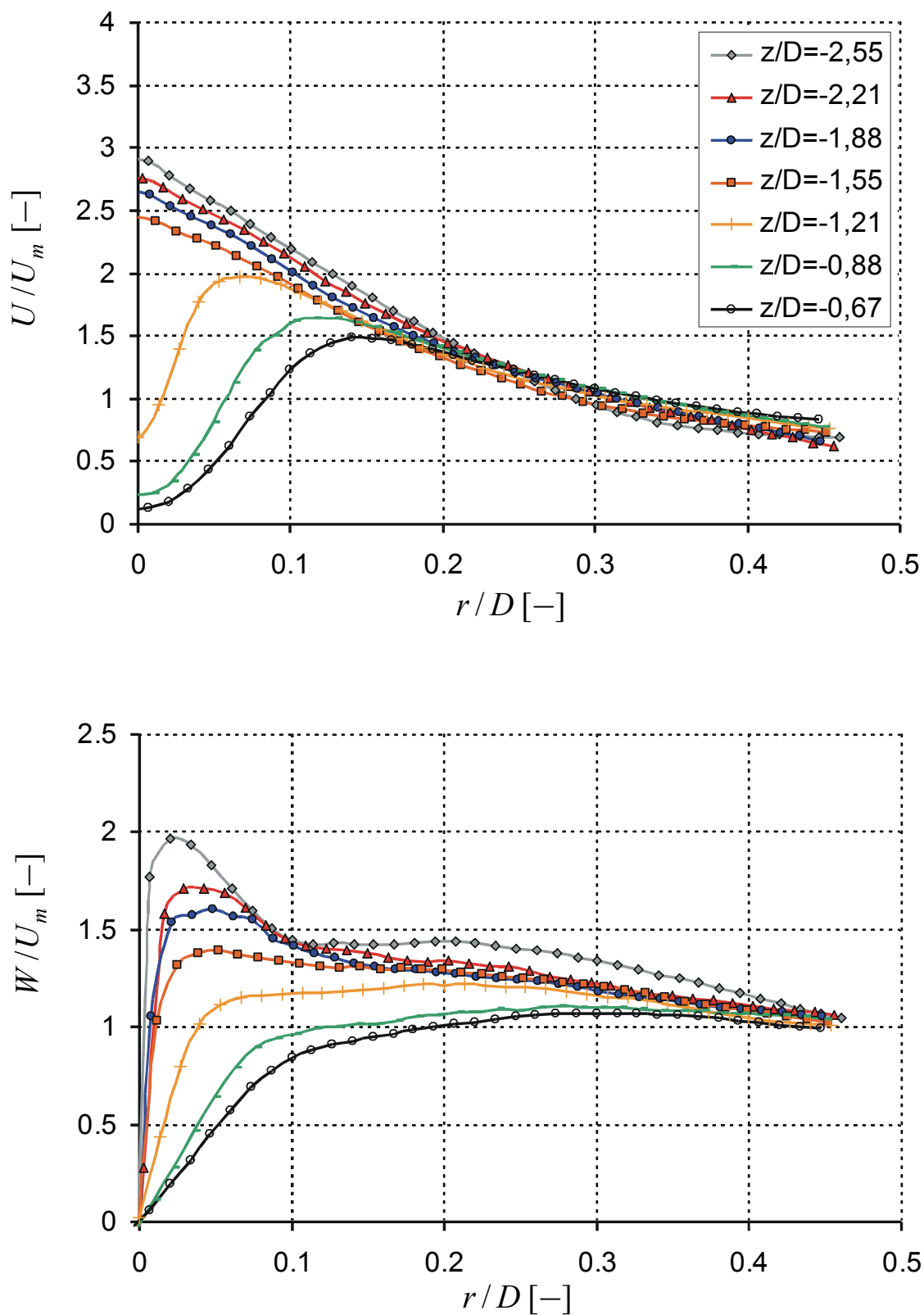


Abbildung 5.5: Axiale Entwicklung der mittleren radialen Geschwindigkeitsverteilungen im Mischrohr, BK1.

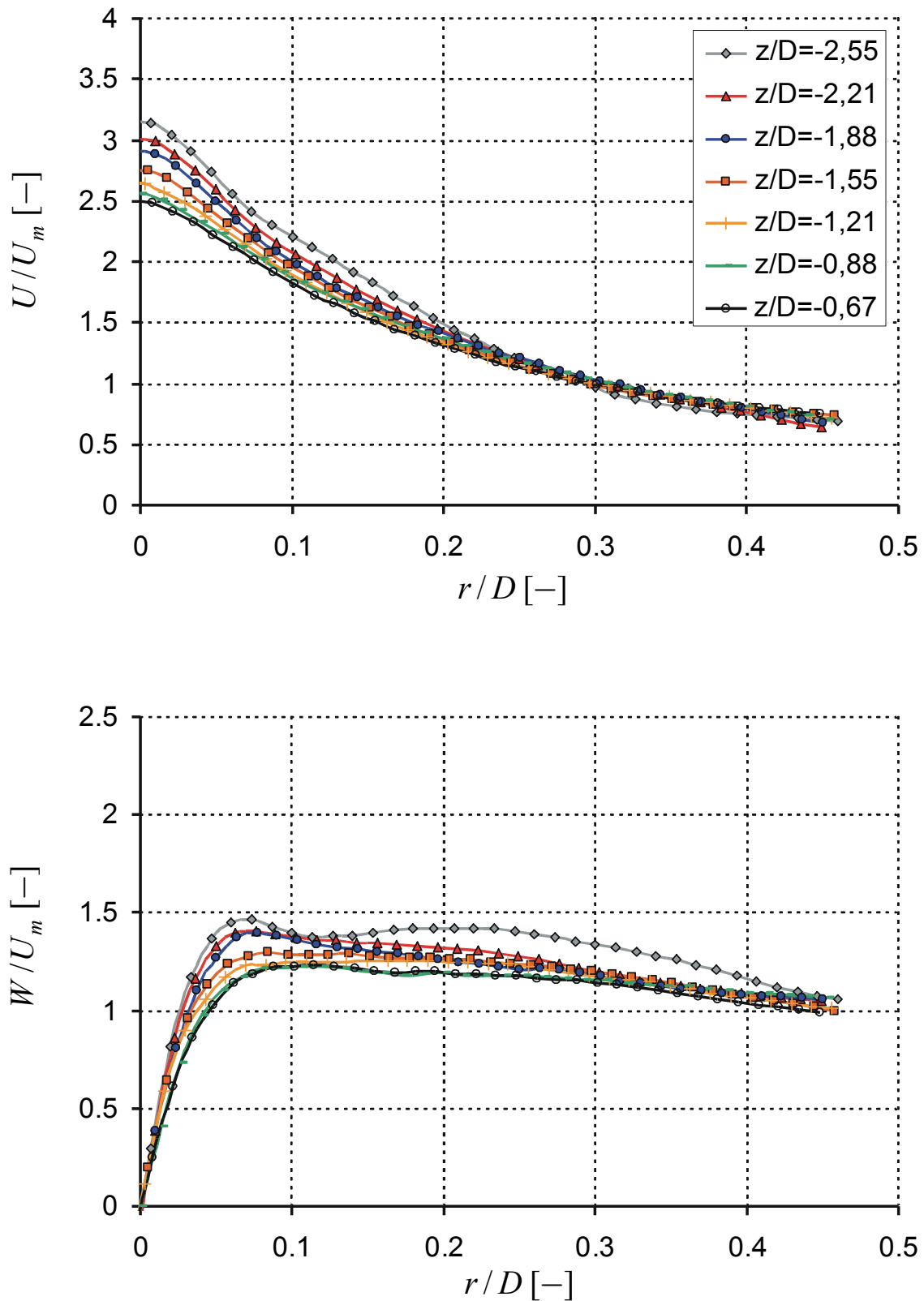


Abbildung 5.6: Axiale Entwicklung der mittleren radialen Geschwindigkeitsverteilungen im Mischrohr, BK3.

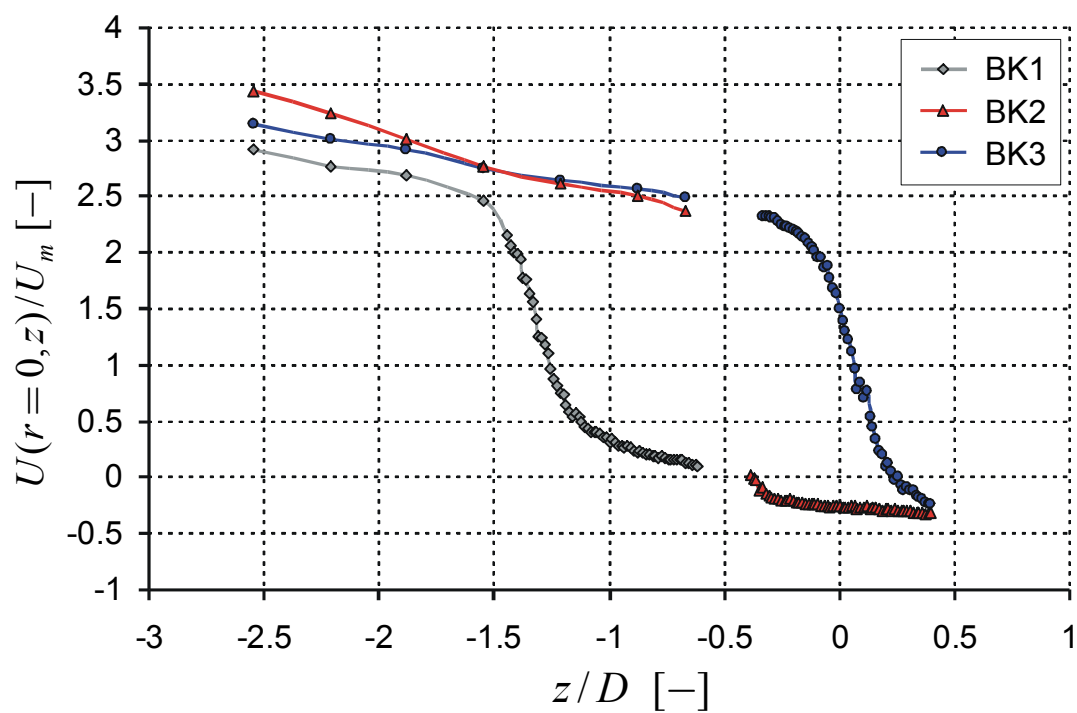


Abbildung 5.7: Axiale Entwicklung der Strahl-Geschwindigkeit $U(r=0,z)$.

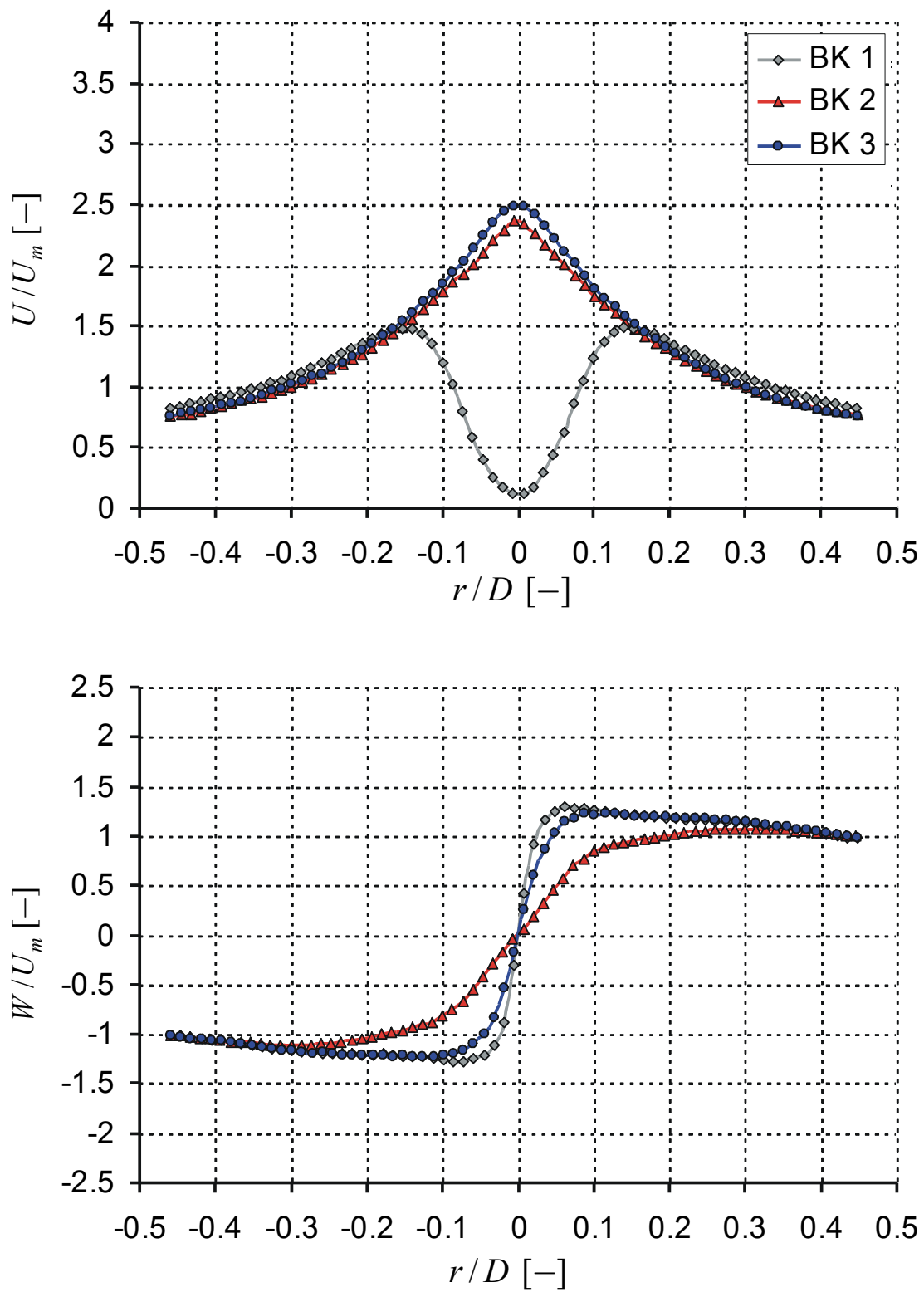


Abbildung 5.8: Radiale Verteilung der dimensionslosen mittleren axialen und azimuthalen Geschwindigkeit an der axialen Position $z=-0,67 D$.

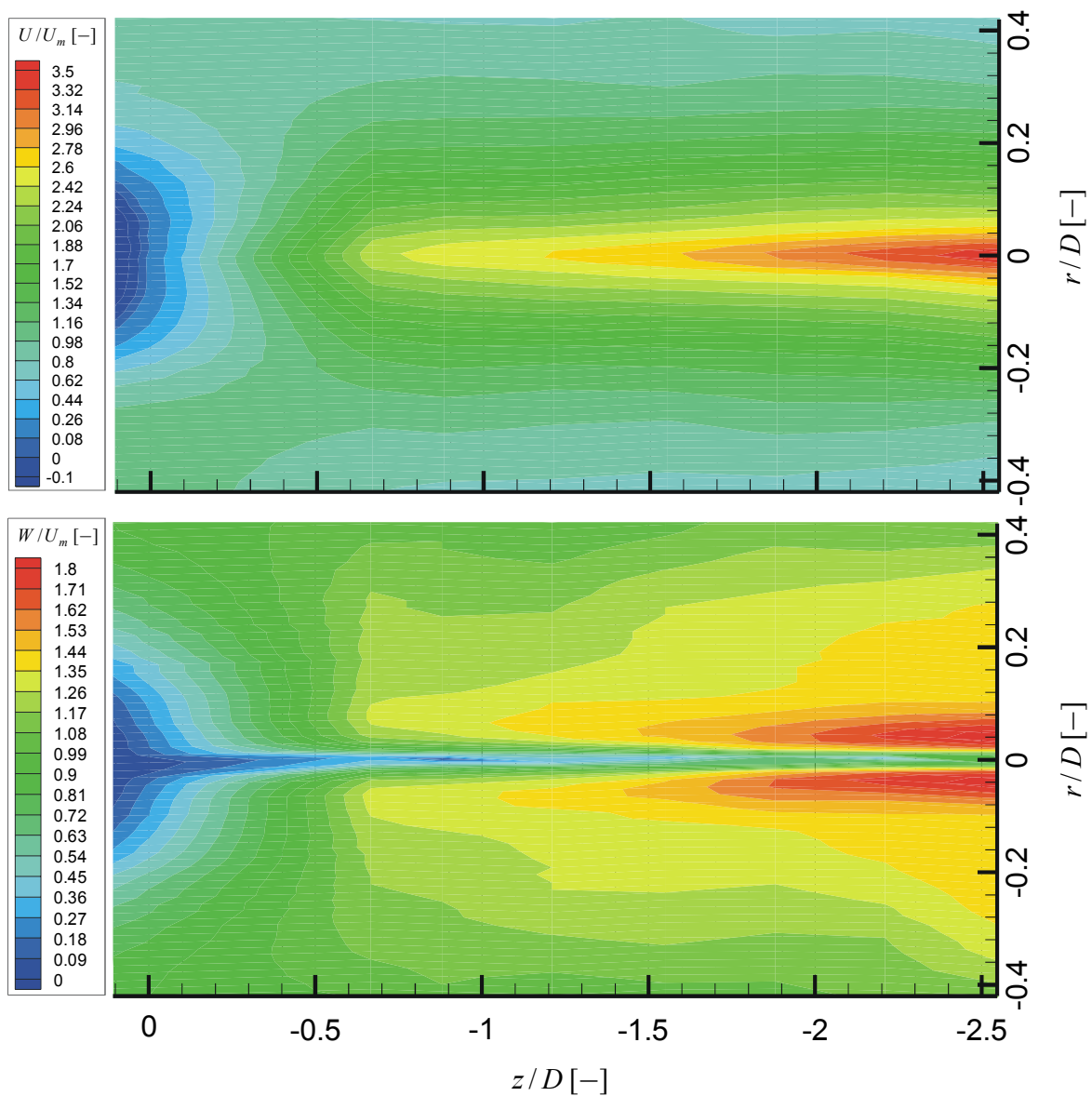


Abbildung 5.9: Interpoliertes isothermes Strömungsfeld der Brennerkonfiguration BK2.

5.1.2 Wirbelkerneinfluss auf die Geschwindigkeitsschwankungen

Die radiale Verteilung der RMS-Werte der axialen und azimuthalen Schwankungsgeschwindigkeiten in Drallerzeugernähe ($z=-2,55D$) ist in Abbildung 5.10 für alle Brennerkonfigurationen aufgetragen. Grundsätzlich ist ein für Drallströmungen zu erwartendes hohes Turbulenzniveau von über 10% der mittleren Geschwindigkeit vorhanden. Die RMS-Werte der mit U_m entdi-

mensionierten Geschwindigkeitsschwankungen nehmen zwischen dem wandnahen Bereich und dem Wirbelkern in axialer Richtung für alle Brennerkonfigurationen Werte von bis zu 23% und in azimuthaler Richtung von bis zu 16% an. Unterschiede in den Schwankungsbewegungen weisen auf die vorhandene Anisotropie hin. Im Wirbelkern ist ein deutlicher Anstieg der Geschwindigkeitsschwankungen festzustellen, der für die azimuthalen Fluktuationen besonders ausgeprägt ist. RMS-Werte der Umfangsgeschwindigkeit können über 100% der massengemittelten Geschwindigkeit betragen. Entgegen der diffusiven Natur der Turbulenz bleibt der Bereich hoher turbulenter kinetischer Energie bis zur Brennkammer weitgehend im Wirbelkern konzentriert (Abbildung 5.11-Abbildung 5.13). Gleiches gilt für die Unterschiede zwischen den Geschwindigkeitsschwankungen in axialer und azimuthaler Richtung, wenn zunächst die annulare Strömungsform der BK1 ausgenommen wird. In der Außenströmung hingegen nimmt die Anisotropie ab. Signifikant ist weiterhin, dass es einen Zusammenhang zwischen der Höhe der azimuthalen Schwankungen und dem Gradienten der Umfangsgeschwindigkeit im Wirbelkern gibt (vgl. Abbildung 5.1 und Abbildung 5.10 sowie Abbildung 5.8 und Abbildung 5.14). Trotz Reduktion des Gradienten stromab können die azimuthalen Fluktuationen zunehmen.

Alle genannten Fakten weisen darauf hin, dass die hohen Schwankungsgeschwindigkeiten auf der Mischrohrachse nicht als turbulente Schwankungen zu interpretieren sind, sondern sich vielmehr aus einem instabilen Wirbelkern ergeben, der durch seine Nutationsbewegungen erhebliche lokale Fluktuationen im feststehenden Messvolumen hervorruft. Evident wird diese Vermutung durch die Betrachtung der instationären Strömung auf der Mischrohrachse. Um diesen Effekt zu erfassen, ist eine hohe zeitliche Auflösung, bzw. eine hohe Datenrate bei den LDA-Messungen erforderlich. Das Dotieren der Strömung mit Rauch ermöglichte Messungen mit einer mittleren Datenrate von bis zu 100 kHz im drallerzeugernahen starken Zentrifugalfeld auf der Mischrohrachse. Die Zeitverläufe von Umfangs- und Axialgeschwindigkeit sind in Abbildung 5.15 für die Konfiguration BK2 dargestellt. Die Strömungsgeschwindigkeiten wurden hierbei mit einer mittleren Datenrate von 50 kHz aufgezeichnet.

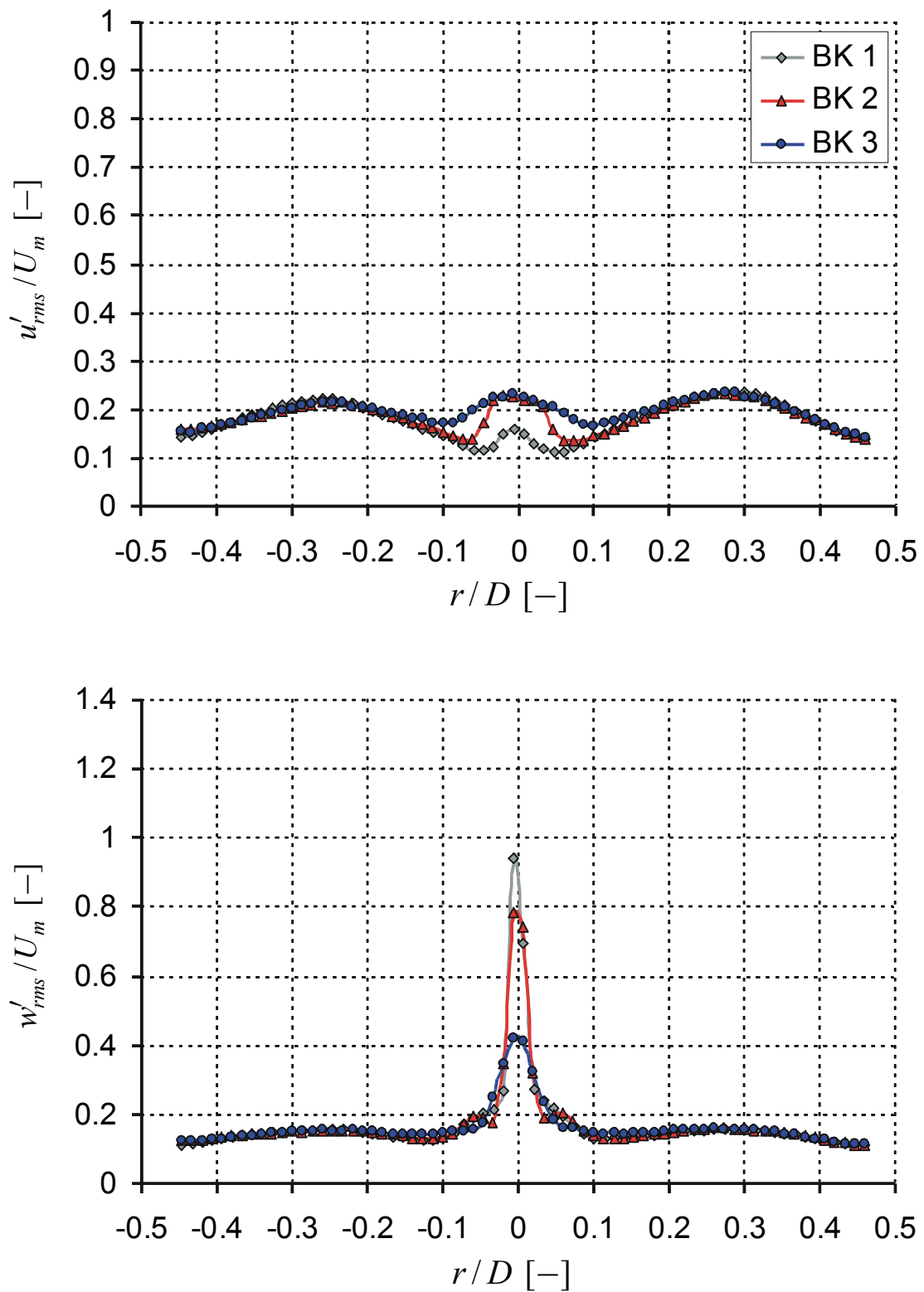


Abbildung 5.10: Radiale Verteilung der RMS-Werte der axialen und azimuthalen Geschwindigkeitsschwankungen an der axialen Position $z = -2,55D$.

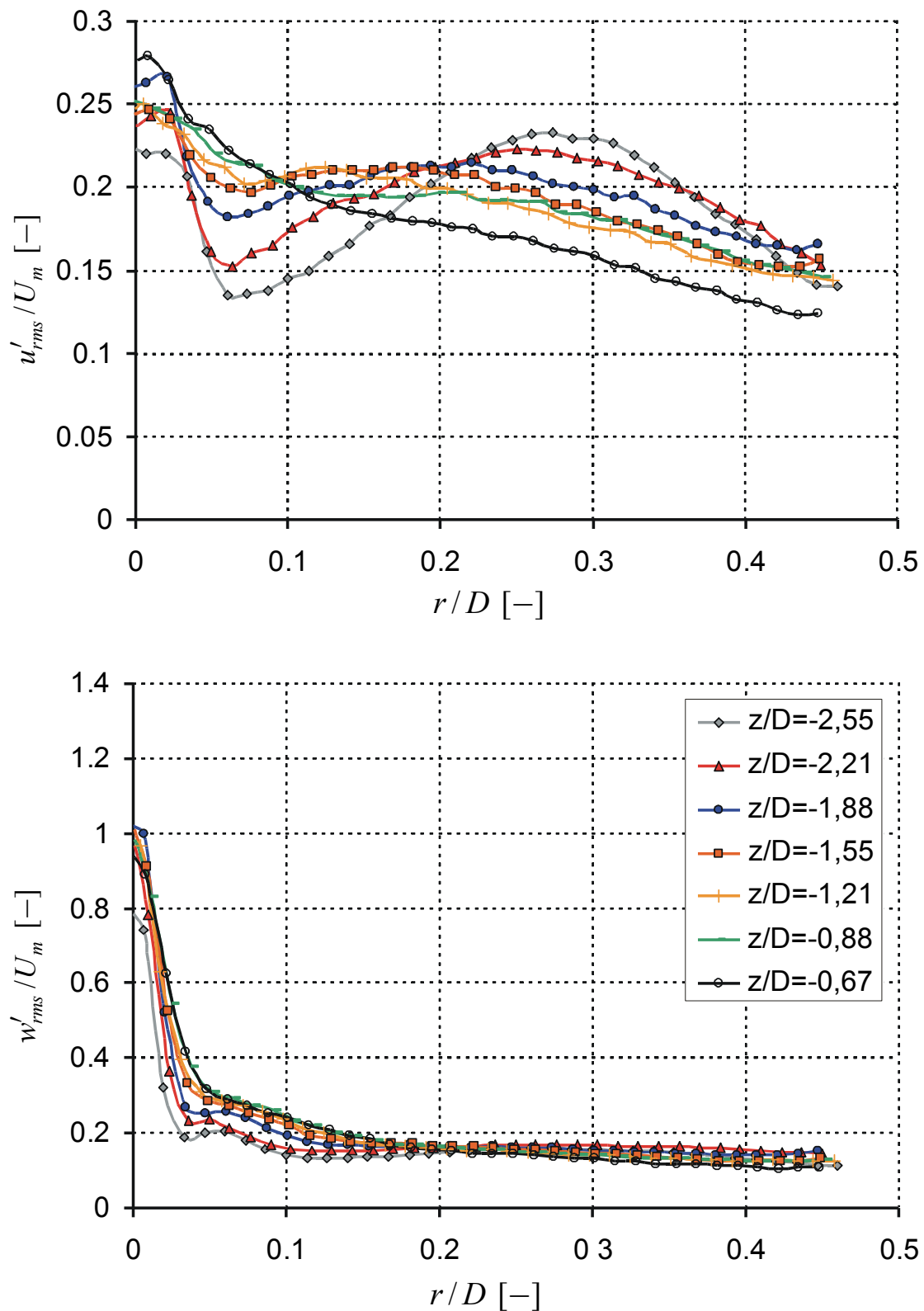


Abbildung 5.11: Axiale Entwicklung der radialen Verteilung der RMS-Werte von axialer und azimuthaler Geschwindigkeit, BK2.

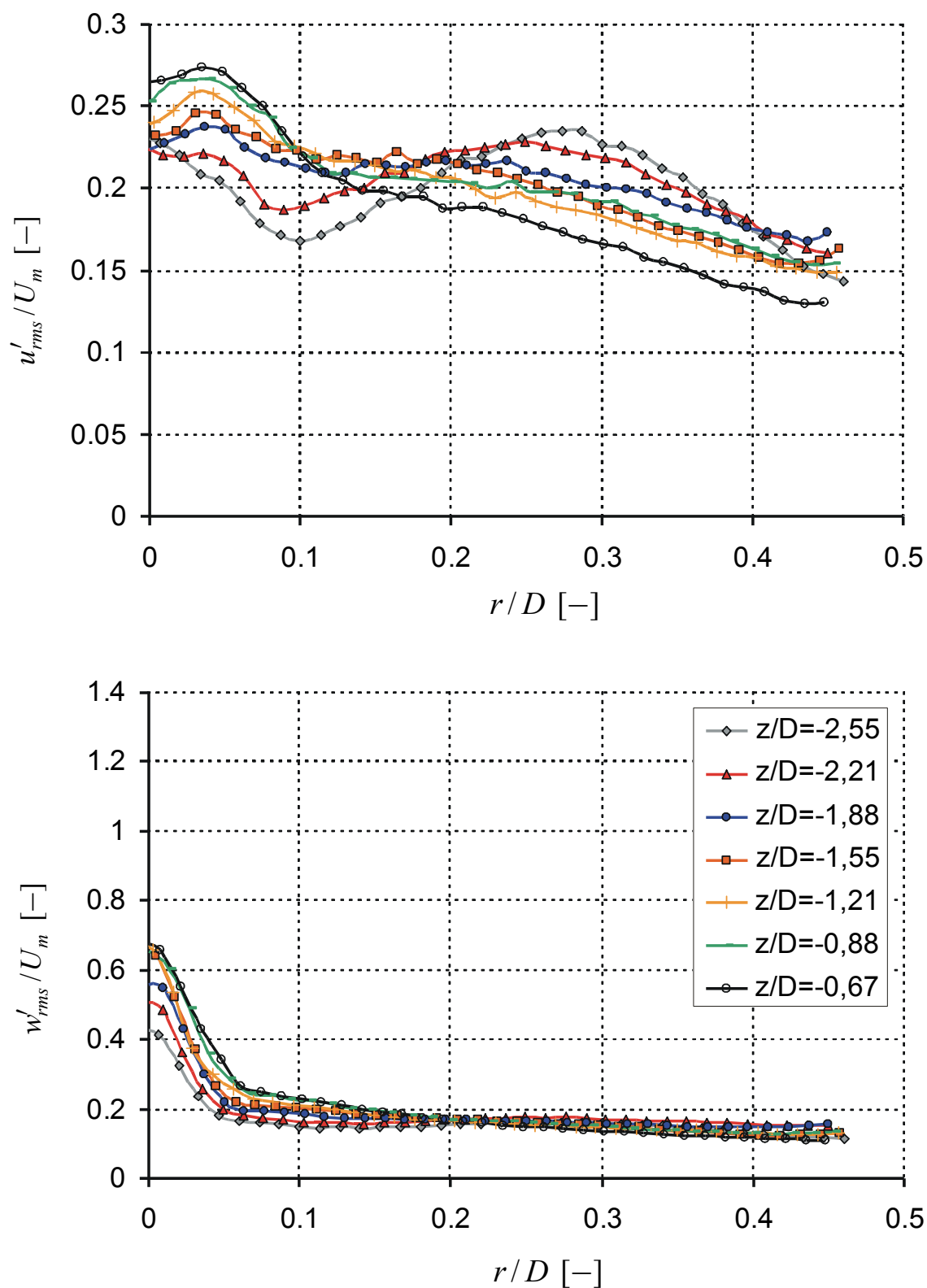


Abbildung 5.12: Axiale Entwicklung der radialen Verteilung der RMS-Werte von axialer und azimuthaler Geschwindigkeit, BK3.

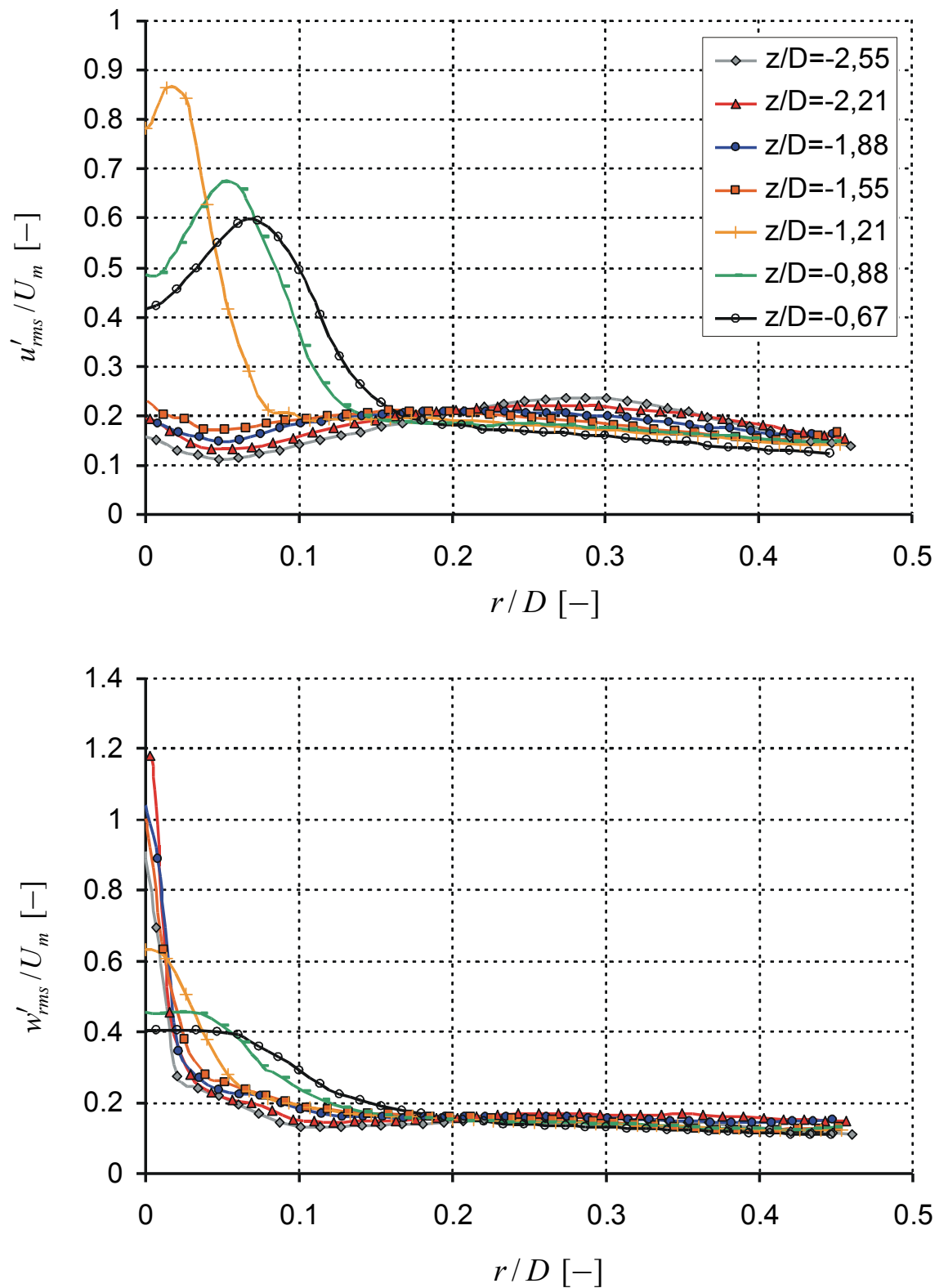


Abbildung 5.13: Axiale Entwicklung der radialen Verteilung der RMS-Werte von axialer und azimuthaler Geschwindigkeit, BK1.

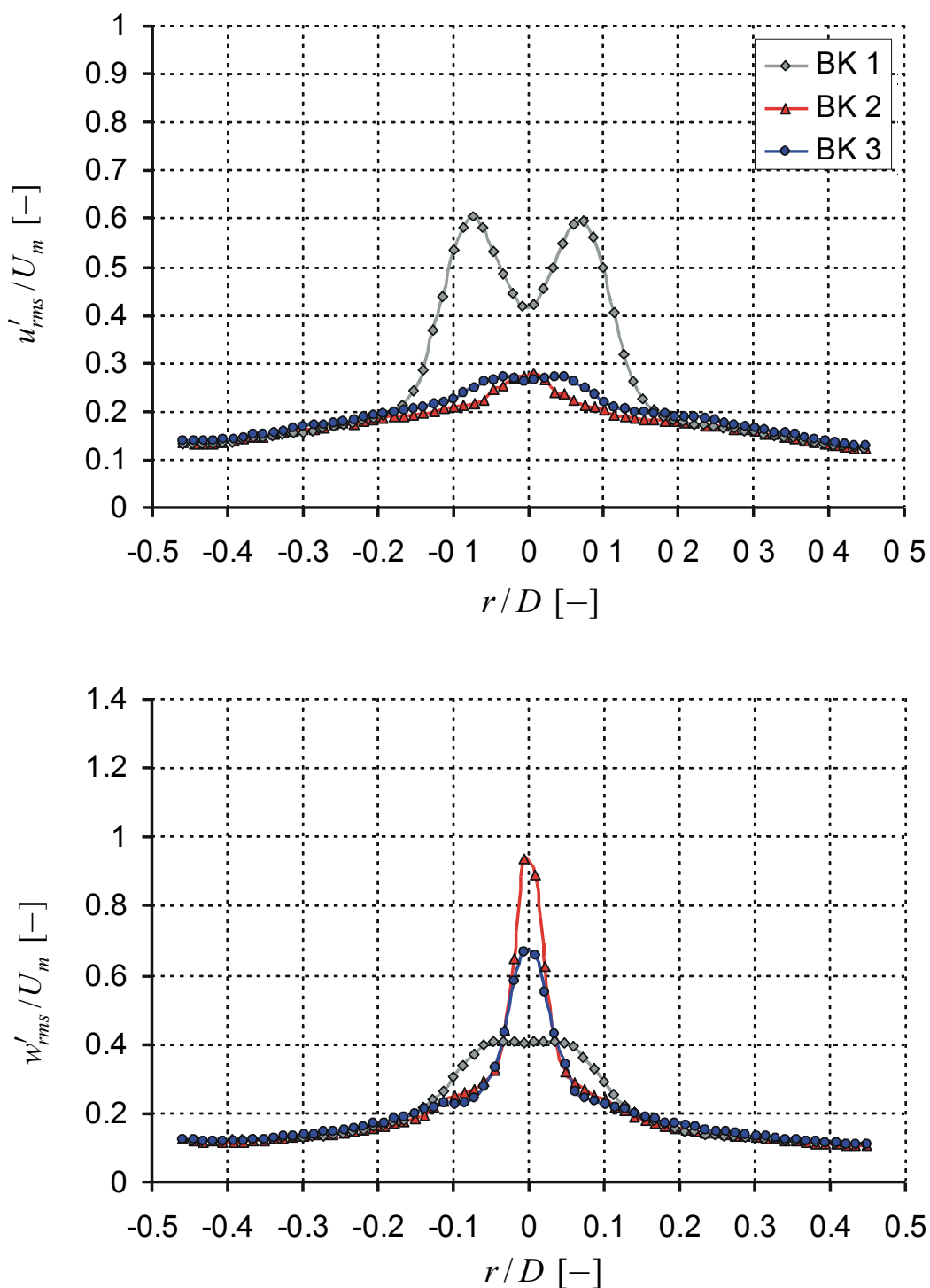


Abbildung 5.14: Radiale Verteilung der RMS-Werte der axialen und azimuthalen Geschwindigkeitsschwankungen an der axialen Position $z = -0,67D$.

Die Umfangsgeschwindigkeit ist durch gewaltige Schwankungen mit periodischem Anteil gekennzeichnet deren Maximalwert ca. $1,5U_m$ entspricht. Ein einfacher Vergleich mit der mittleren Geschwindigkeit in Abbildung 5.1 legt nahe, dass sich die Nutationsbewegungen des Wirbelkerns auf sehr kleine Radien um die Mischrohrachse beschränken. Ausgehend von einer rein zweidimensionalen Bewegung des Wirbelkerns, folgt mit dem oben genannten Maximalwert eine Auslenkung des Wirbelkerns von ca. $0,02D$, wenn von einem vergleichsweise geringen turbulenten Anteil, entsprechend der Strömung außerhalb des Kerns ($\sim 0,15U_m$), ausgegangen wird. Dies entspricht einer stark vereinfachten Betrachtung, die sich allenfalls zur Abschätzung einer Größenordnung eignet. Die RMS-Werte in Abbildung 5.10 zeigen auf, dass sich die Auswirkungen der Präzession weitgehend auf den Wirbelkern $r < r_{vc} = 0,04D$ mit seinem starken Geschwindigkeitsgradienten beschränken. Dieser Effekt ist grundsätzlich im gesamten Mischrohr festzustellen (Abbildung 5.11-Abbildung 5.13).

Aus den momentanen Geschwindigkeitsverläufen nach Abbildung 5.15 konnten über das Leistungsdichtespektrum der Umfangsgeschwindigkeit kohärente Strukturen identifiziert werden, die sich in einer energietragenden Vorzugsfrequenz von 118 Hz äußern (Abbildung 5.16). Die sich daraus ergebende Periode $T = 8,47\text{ ms}$ ist in Abbildung 5.15 eingezeichnet. Im Leistungsdichtespektrum der axialen Geschwindigkeit ist keine Vorzugsfrequenz vorhanden. Die Nutationsbewegungen kommen aufgrund des kleineren radialen Geschwindigkeitsgradienten und aus statistischen Gründen kaum zum Tragen (Abbildung 5.15, Abbildung 5.11, Abbildung 5.12). Lediglich die Brennerkonfiguration BK1 weist durch den Übergang in die annulare Strömungsform erhebliche Gradienten auf, die zu starken Schwankungen führen (Abbildung 5.13). Es stellt sich eine typische radiale Verteilung mit lokalem Minimum auf der Mischrohrachse und den Maxima bei den höchsten Geschwindigkeitsgradienten ein. Für diese Strömungsform existieren in der Literatur eine Vielzahl von Untersuchungen. Die hohen Schwankungsgeschwindigkeiten werden mit umlaufenden Wirbelkernen nahe des Vortex Breakdowns, dem so genannten Precessing Vortex Core (PVC) (Kapitel 2.1.6) und der hohen Scherrate in Verbindung gebracht.

Abschließend sei darauf hingewiesen, dass es bis heute ungeklärt ist, welche Wechselwirkungen zwischen Turbulenz und schwankendem Wirbelzentrum bzw. Precessing Vortex Core bestehen, was die Trennung der Effekte zu Turbulenzuntersuchungen in Drallströmungen erheblich erschwert.

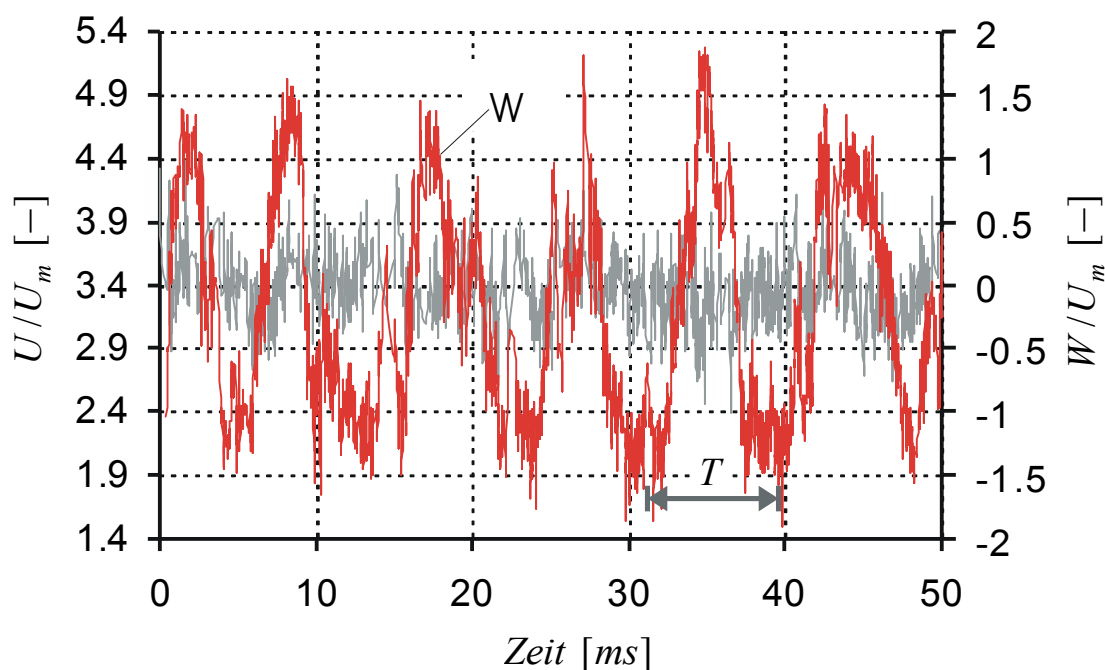


Abbildung 5.15: Zeitlicher Verlauf der axialen und azimuthalen Geschwindigkeit auf der Mischrohrachse bei $z=-2,55D$, BK2.

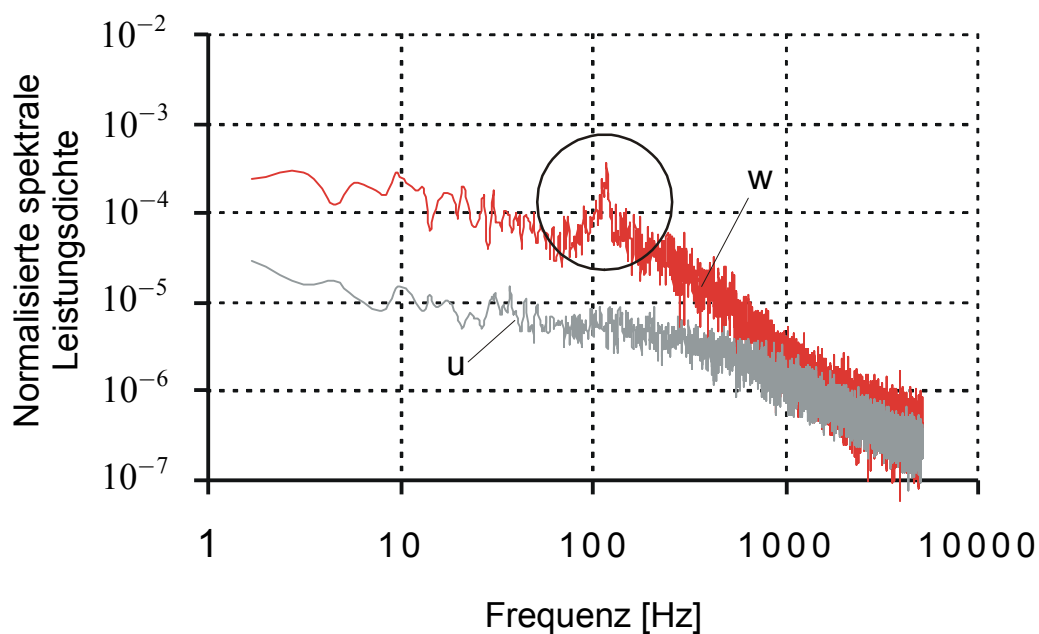


Abbildung 5.16: Leistungsdichtespektrum der axialen und azimuthalen Geschwindigkeit, $z=-2,55D$, $r=0$, BK2.

5.1.3 Integrale Kenngrößen

Zur globalen Charakterisierung der Drallströmung wurden axialer Drehimpulsstrom, Axialimpulsstrom und Drallzahl berechnet. Darüber hinaus eignet sich die Massenstrombestimmung durch Integration der gemessenen Strömungsprofile zur Kontrolle der Messgüte.

Die Bestimmung der integralen Kennzahlen macht es erforderlich, im nicht experimentell erfassten wandnahen Bereich sinnvolle Geschwindigkeitsprofile anzusetzen. Aufgrund der großen Bandbreite der möglichen Ansätze für die turbulente Wandgrenzschicht der Drallströmung, wurden zwei klar definierte Extremfälle untersucht. Die exakte Lösung liegt zwischen den berechneten Werten. Ausgehend vom wandnächsten Messpunkt bei $r = 0,467D$ entspricht die lineare Extrapolation bis zur Mischrohrwand beim ersten Berechnungsansatz einer reibungsfreien Lösung (Index e). Dem zweiten Fall liegt die lineare Interpolation zwischen dem letzten Messpunkt und der Haftbedingung $U(r = 0,5D, z) = 0$ zugrunde (Index h). Beide Lösungen werden im Folgenden für jede Kenngröße angegeben. Zur Berücksichtigung von geringfügigen Asymmetrien erfolgte die Integration bei allen Kennzahlen über den gesamten Rohrquerschnitt. Der axiale Drehimpulsstrom und der Axialimpulsstrom wurden mit den Gleichungen (5.2) bzw. (5.3) berechnet.

$$\dot{D} = \pi \int_{-R}^{+R} \rho r |r| (WU + \overline{u'w'}) dr \quad (5.2)$$

$$\dot{I}_z = \pi \int_{-R}^{+R} \rho r |r| (U^2 + \overline{u'^2}) dr \quad (5.3)$$

In Abbildung 5.17a ist der Massenstrom, bestimmt durch alle gemessenen Strömungsprofile im Mischrohr, dargestellt. Die berechneten Massenströme weichen um weniger als 3,9 % vom Mittelwert aller Messungen \dot{m}_0 ab. Hier ist bereits der maximal mögliche Fehler durch die unbekannte Strömung in der Wandgrenzschicht inbegriffen. Dieses Ergebnis weist auf eine hohe Messgüte und Wiederholgenauigkeit hin.

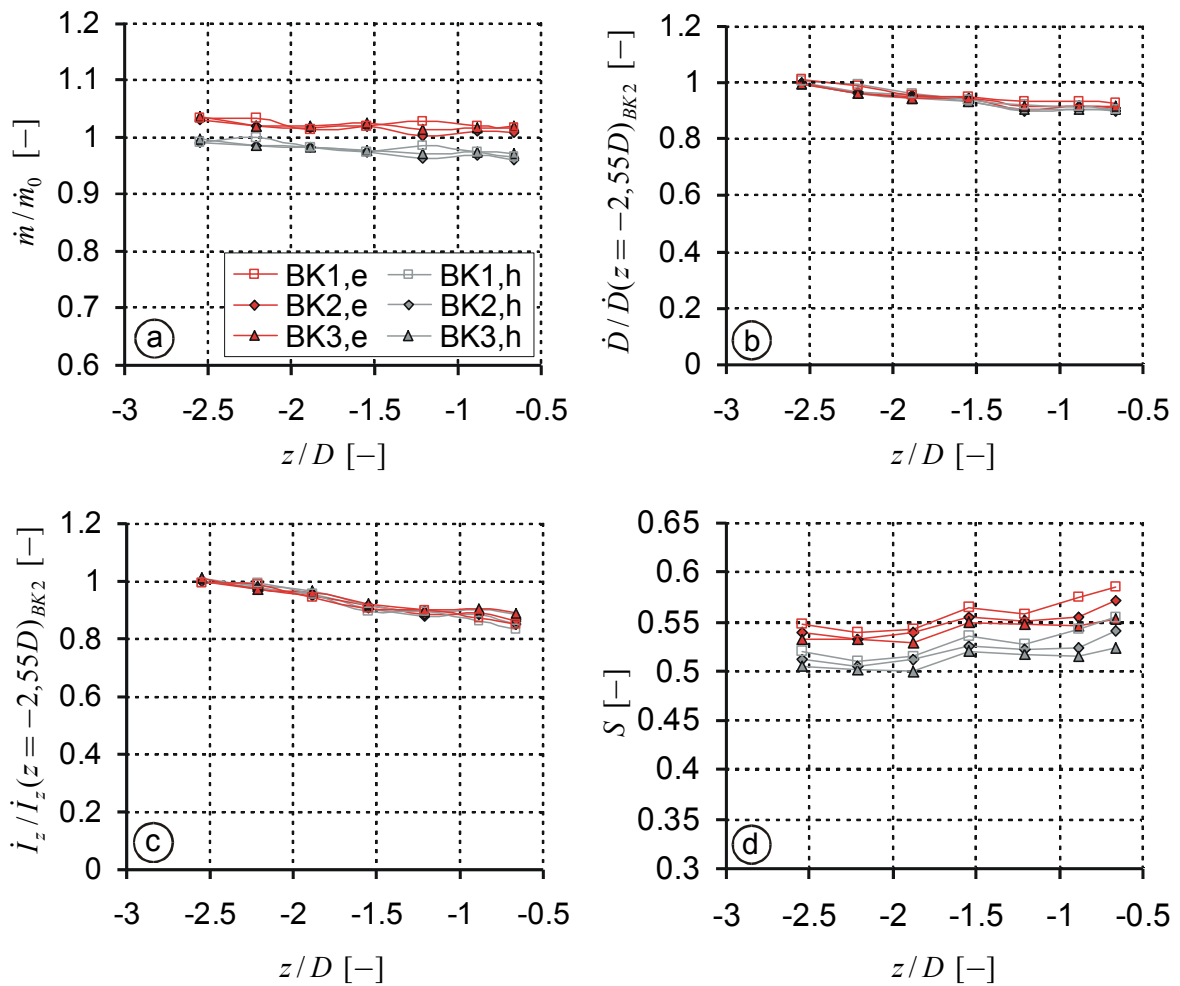


Abbildung 5.17: Massenstrom \dot{m} (a), axialer Drehimpulsstrom \dot{D} (b), Axialimpulsstrom \dot{I}_z (c) und Drallzahl S (d) über der axialen Position z im Mischrohr.

Die axiale Entwicklung des Drehimpulsstromes \dot{D} , der mit dem am Mischrohrentritt ($z = -2,55D$) für die Konfiguration BK2 gemessenen Wert entdimensioniert wurde, geht aus Abbildung 5.17b hervor. Die Erhaltungsgröße der reibungsfreien Strömung nimmt innerhalb von zwei Mischrohrdurchmessern um ca. 8-10% ab. Dabei ist zu berücksichtigen, dass in die Bestimmungsgleichung (5.2) die Abweichungen im Massenstrom über die axiale Geschwindigkeit U eingehen. Es ist daher tendenziell von einer geringeren Abnahme auszugehen. Die axiale Entwicklung des Drehimpulsstroms wird durch die in Umfangsrichtung orientierte Wandschubspannung bestimmt. Sie verläuft daher für alle Brennerkonfigurationen weitgehend gleich.

Nachdem der Druckterm für die Bestimmung des Axialimpulsstroms \dot{I}_z (Gleichung (5.3)) unberücksichtigt bleibt, ist dieser, selbst in einer reibungsfreien Rohrströmung, keine Erhaltungsgröße. Zusätzlich zum Einfluss der Wandschubspannung führt daher ein Anstieg der integralen Druckkraft durch Umformung der Drallströmung zur Abnahme des Axialimpulses. Der gemessene Axialimpulsstrom (Abbildung 5.17c) weist einen stärkeren axialen Abfall auf als der Drehimpulsstrom, wobei auch hier zu berücksichtigen ist, dass die mit der Massenbilanz bestimmten Fehler über U^2 eingehen.

Aus den beiden integralen Größen \dot{I}_z und \dot{D} wurde die dimensionslose Drallzahl S bezogen auf den Mischrohrradius $R = D/2$ berechnet. Die Drallzahlen der drei Brennerkonfigurationen unterscheiden sich laut Abbildung 5.17d nur geringfügig. Durch die Massenstromgewichtung bei der Bestimmung der Impulsströme kommen Unterschiede im Kernbereich der Strömung kaum zum Tragen. Das unterschiedliche Verhalten der Strömungen hinsichtlich des Wirbelaufplatzens kann erwartungsgemäß mit der einfachen Betrachtung der Drallzahl nicht erklärt werden. Dennoch ist ein Ranking in der Drallzahl von BK1 bis BK3 zu erkennen. Der Mittelwert für alle Brennerkonfigurationen beträgt am Mischrohereintritt ($z = -2,55D$) $S_e = 0,54$ und $S_h = 0,51$.

5.2 Flammenrückschlagscharakteristik

Anhand eines repräsentativen Versuchs wird im Folgenden das grundsätzliche Rückschlagsverhalten des Versuchsbrenners beschrieben und charakterisiert.

Die LDA-Messungen im isothermen Strömungsfeld haben für alle Brennerkonfigurationen zwischen Brennkammer und Drallerzeuger ($z = -1,55D$) hohe axiale Strömungsgeschwindigkeiten in der Größenordnung von $2,5U_m$ auf der Mischrohrachse ergeben. Der turbulente und für die Flammenausbreitung relevante Anteil der Geschwindigkeitsschwankungen im Wirbelzentrum beträgt in einer oberen Abschätzung $u'_{rms} \approx 0,25U_m$. Damköhlers Ansatz gemäß Gleichung (2.54) erlaubt damit bereits eine Aussage über die Größenordnung der turbulenten Flammengeschwindigkeit. Im Vergleich zum RMS-Wert u'_{rms} erreicht die laminare Flammengeschwindigkeit von CH_4 im gesamten Parameterbereich dieser Arbeit nur um Größenordnungen kleinere Werte ($S_{l,max} \approx 1,9 [m/s]$ siehe Abbildung 2.10, bei $T_{M,max} = 400^\circ C$ und $\lambda_{min} = 1$). Mit diesem vereinfachten Ansatz wird die Flammengeschwindigkeit dann näherungsweise unabhängig von der Reaktionskinetik bzw. vom Luftverhältnis (Gleichung (5.4)).

$$S_T \approx u' \sim U_m \quad (5.4)$$

Das mit U_m normierte Strömungsfeld ist bei den vorliegenden hohen Reynoldszahlen unabhängig vom Durchsatz. Es besteht daher eine Proportionalität der Flammengeschwindigkeit zur massengemittelten Geschwindigkeit (Gleichung (5.4)). Nachdem die turbulenten Schwankungsbewegungen nur einen Bruchteil der mittleren lokalen Geschwindigkeit annehmen, steht fest, dass allein durch die turbulente Flammenausbreitung im Wirbelkern der Flammerückschlag gegen den axialen Strahl nicht erfolgen kann. Entgegen der intuitiven Annahme ändert daran auch eine Reduktion des Massendurchsatzes bei hohen Reynoldszahlen nichts.

Ausgehend von einem „normalen“ Betriebszustand mit stabiler Flamme am Brennkammereintritt, wurde der Flammenrückschlag auf die in Kapitel 3.2 beschriebene Weise durch kontinuierliches Absenken des Luftverhältnisses eingeleitet. Zur Illustration des gesamten Rückschlagsprozesses eignet sich das Flammensensorsignal und eine simultane Hochgeschwindigkeitsaufnah-

me. Gemäß Abbildung 5.19 propagiert die Flamme entgegen den obigen Betrachtungen keilförmig (Sequenz 1 und 3) oder pfropfenförmig (Sequenz 1 und 2) im Kernbereich gegen die starke Hauptströmung stromauf. Die zugehörige zeitliche Entwicklung der Flammenposition über 900 ms geht aus dem Sensorsignal in Abbildung 5.18 hervor. Offensichtlich erfolgt der Flammenrückschlag nicht durch die einmalige Flammenausbreitung stromauf bis zum Drallerzeuger, sondern ist durch zahlreiche in das Mischrohr oszillierende Flammen gekennzeichnet. Die Fähigkeit der Drallströmung, rückschlagende Flammen aufzuhalten und in Folge auszuspülen, ist insbesondere für technische Anwendungen interessant. Im Zentrum rückschlagende Flammen sind, solange die Strömung zur Regeneration in der Lage ist, weitgehend unkritisch, denn kaltes Fluid umgibt die Flamme und schützt so den Brenner vor thermischer Überlastung. Erst ab einem kritischen Luftverhältnis (λ_{krit}) vermag die Flamme bis zum Drallerzeuger ($z = -3,07D$) zu propagieren (siehe Kapitel 5.3). Dies führt zur Flammenstabilisierung im Nachlauf der Drallschaufeln, in dem geringe Strömungsgeschwindigkeiten und hohe Turbulenz vorhanden sind. Tritt dieser Zustand ein, wird im Folgenden von einem „finalen Flammenrückschlag“ (engl. final flashback: FFB) gesprochen, der wegen der Gefahr der thermischen Überlastung des Brenners im Einsatz unbedingt zu vermeiden ist.

Mit den für drallfreie Brenner bekannten Flammenrückschlagsmechanismen (vgl. Kapitel 2.4) kann das beobachtete Rückschlagsverhalten nicht erklärt werden. Selbst das Temperieren der Mischrohrwand auf bis zu 400°C ändert das Erscheinungsbild der Flamme nicht. Aus den in Kapitel 2.5 vorgestellten Grundlagenuntersuchungen ist bekannt, dass die Flammenausbreitung in kleinen Wirbelröhren erheblich beschleunigt ablaufen kann. Die Theorien hierzu wurden vor dem Hintergrund entwickelt, eine erhöhte Flammengeschwindigkeit in kleinskaligen Turbulenzwirbeln zu erklären (Kapitel 2.5). Die Ergebnisse in Kapitel 5.1 haben die Komplexität der turbulenten Drallströmung und deren Sensitivität auf geringfügige Änderungen im Wirbelkern aufgezeigt. Die komplexe Wirbelform, die hohe Turbulenz, der Einschluss der Strömung, der Querschnittsprung und die Existenz des Vortex Breakdown in der isothermen Strömung stellen in Frage, ob diese Ansätze auf den Flammenrückschlag in Drallbrennern anwendbar sind. Es ist darüber hinaus unklar, welcher physikalische Mechanismus das Rückschlagen der Flamme gegen die starke Hauptströmung ermöglicht. Wesentliches Ziel der Ausführungen im folgenden Kapitel ist daher zunächst die Identifikation und detail-

lierte Beschreibung des Rückschlagsmechanismus, bevor die Ursache für die Regeneration der Drallströmung (Kapitel 5.4) und die Anwendbarkeit vereinfachter Modelle für die Beschreibung der Flammenausbreitung in Drallströmungen (Kapitel 5.6) erörtert werden.

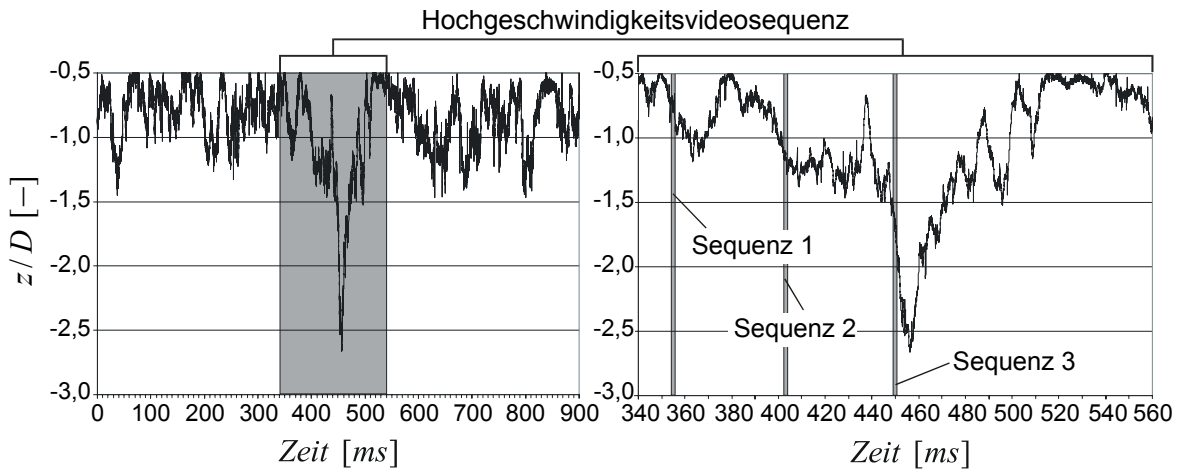


Abbildung 5.18: Flammensensorsignal während eines Flammenrückschlagsexperiments.

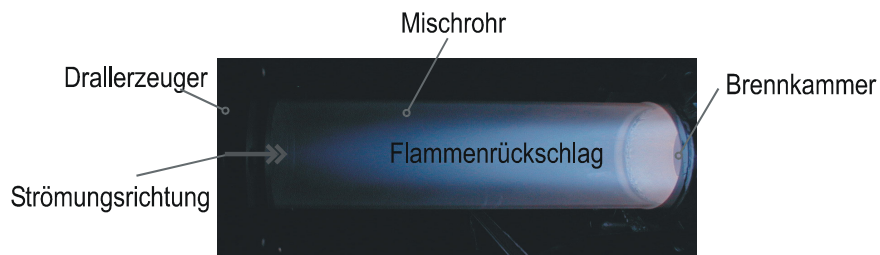


Abbildung 5.19: UV-Intensivierte Hochgeschwindigkeitsaufnahmen rückschlagender Flammen im Mischrohr.

5.3 Lokale Untersuchung des Flammenrückschlags

In Kapitel 5.1.1 wurden drei Strömungsfelder vorgestellt, von denen, wie erwähnt, insbesondere die Konfigurationen BK2 und BK3 technische Relevanz besitzen. Vor allem die Brennerkonfiguration BK2 erlaubt einen sehr stabilen Betrieb ohne nennenswerte Verbrennungsinstabilitäten in weiten Parameterbereichen. Sie ist besonders für die lokale Untersuchung des Rückschlagsmechanismus geeignet. Die Ergebnisse der Kapitel 5.3 und 5.4 basieren daher auf diesem Strömungsfeld. Die Unterschiede in der Rückschlagsresistenz der einzelnen Brennerkonfigurationen beleuchtet Kapitel 5.5.

Um bei den Rückschlagsversuchen vergleichbare und reproduzierbare Daten zu erhalten, wurden aus zahlreichen Versuchen zunächst nur „finale Flammenrückschläge“ (Definition: Kapitel 5.2) herausgegriffen.

5.3.1 Zeitverläufe der axialen und azimutalen Strömungsgeschwindigkeit während eines Flammenrückschlags

Hochgeschwindigkeitsvideoaufnahmen (Kapitel 5.2) haben gezeigt, dass die Flammenspitze auf einem kleinen achsnahen Bereich stromauf propagiert. Da die Betrachtung der turbulenten Flammengeschwindigkeit keine Erklärung für den Flammenrückschlag im Wirbelkern liefert, ist der Schlüssel zum Verständnis des Rückschlagsmechanismus in der instationären Strömung auf der Mischrohrachse sowie in der Interaktion von Drallströmung und Reaktion zu suchen.

Das instationäre Verhalten der axialen und azimutalen Geschwindigkeit während eines Flammenrückschlags wurde an den radialen Positionen $r = 0$, $r = 0,133D$, $r = 0,267D$ und $r = 0,4D$ untersucht (Abbildung 5.20 bis Abbildung 5.23). Hierzu ist insbesondere eine axiale Messposition in der Mitte des Mischrohrs ($z = -1,55D$) geeignet, um die Strömung sowohl stromauf der Flammenfront als auch im verbrannten Gemisch zu erfassen. Simultane UV-intensivierte Hochgeschwindigkeitsaufnahmen (vgl. Kapitel 4.4.1) in Kombination mit dem Sensorsignal gestatten die Bestimmung von momentaner Flammenposition und -form, sodass auch die relative Lage von Flamme und Messvolumen bestimmt werden kann.

Abbildung 5.20 zeigt den instationären Strömungsverlauf auf der Mischrohrachse. Ausreichend stromauf von der Flammenfront liegt die ungestörte isotherme Strömungsform (siehe Kapitel 5.1) vor. Neben den Nutationsbewegungen des Wirbelkerns kennzeichnet das hohe Niveau der axialen Geschwindigkeit die Strömung in diesem Bereich. Bevor die Flamme das Messvolumen erreicht, bricht die axiale Strömung innerhalb eines Zeitraums von $\Delta t = 1 - 2 \text{ ms}$ ein und beträgt hier nahe der Flammenspitze $u \approx -0,2 U_m$. In der Flamme tritt eine starke Rückströmung in der Größenordnung der massengemittelten axialen Gegenströmung U_m auf. Wie die LIF-Aufnahmen in Kapitel 5.3.4 bestätigen, führt sie zu einem schnellen Transport von Reaktionsprodukten und Zwischenprodukten stromauf in die Flammenwurzel. Interessant ist, dass sich die Rückströmzone wieder schließt. Mit der weiteren Verlagerung der Flamme stromauf bis zum Drallerzeuger nimmt die axiale Geschwindigkeit zu, erreicht aber trotz eines Dichteverhältnisses von $\sigma \approx 5.4$ nicht wieder den Wert der ungestörten isothermen Strömung. Die abschließende Stabilisierung der Flamme im Drallerzeuger ist oft mit heftigen Verbrennungsinstabilitäten verbunden. Sie äußern sich in einer radial oszillierenden Flamme mit hohen Schnelleschwankungen der Axialgeschwindigkeit (Abbildung 5.20). Der Messbereich des Flammensensors wird dabei verlassen, sodass die abschließenden heftigen Oszillationen im Sensorsignal nicht als Schwankungen in der axialen Flammenposition zu interpretieren sind.

Die radiale Ausdehnung der Rückströmzone geht aus den LDA-Messungen außerhalb der Mischrohrachse hervor. Auf dem Radius $r = 0,133D$ (Abbildung 5.21) kommt es zu einem deutlich geringeren Einbruch der axialen Geschwindigkeit. Nur vereinzelt treten negative Geschwindigkeiten auf. Dem isothermen Wirbelaufplatzen entsprechend, sind hohe radiale Axialgeschwindigkeitsgradienten und eine hohe Scherrate für diesen Strömungsbereich charakteristisch (Kapitel 5.1.2). Wie in Abbildung 5.21 deutlich zu erkennen ist, treten starke Geschwindigkeitsschwankungen auf.

Die an die Rückströmblase gebundene Flamme blockiert und verdrängt die Kernströmung. Als Folge davon führt ein beträchtlicher konvektiver radialer Transport an Umfangsimpuls aufgrund der Umfangsimpulserhaltung zur Abnahme der Umfangsgeschwindigkeit. In der untersuchten reagierenden Drallströmung ist dieser Vorgang sehr ausgeprägt. Bereits stromauf von der Flammenfront fällt die Umfangsgeschwindigkeit auf mehr als die Hälfte ihres ursprünglichen Werts ab.

Weiter außerhalb des Wirbelkerns wird der Einschluss der Strömung sichtbar. An der Messposition $r = 0,267D$ (Abbildung 5.22) bedingt die Verdrängungswirkung bereits bis zum Erreichen der Flammenfront eine starke Beschleunigung der axialen Strömung. Mit der Flammenstabilisierung im Drallerzeugernachlauf nimmt die radiale Ausdehnung der Flamme, verbunden mit den erwähnten Schwingungen, zu. Dies führt zu einer weiteren Beschleunigung in Wandnähe. Die Aufweitung der Stromflächen hat auch auf dem Radius $r = 0,267D$ eine deutliche Reduktion der Umfangsgeschwindigkeit zur Folge.

Im wandnahen Bereich bei $r = 0,4D$ (Abbildung 5.23) durchläuft die Flamme das Messvolumen nicht. Das Fluid weist also eine konstante Dichte während des gesamten Flammenausbreitungsprozesses bis zum Drallerzeuger auf. Bei einer reibungsfreien rotationssymmetrischen Drallströmung fallen die Flächen konstanter Zirkulation mit den Stromflächen zusammen. Die Wandstromlinie zeichnet sich daher in der idealisierten Strömung durch eine konstante Umfangsgeschwindigkeit aus. Auf großen Radien, nahe der Mischrohrwand, hat eine geringfügige Aufweitung der Stromflächen erhebliche Auswirkung auf die axiale Geschwindigkeit, jedoch kaum auf die Umfangsgeschwindigkeit. Die Geschwindigkeitsverläufe in Abbildung 5.23 weisen daher eine starke Beschleunigung der axialen Strömung bei nur geringfügiger Änderung der Umfangsgeschwindigkeit während der Flammenausbreitung bis zum Drallerzeuger auf.

Der instationäre Strömungsverlauf hat gezeigt, dass die Rückzündung mit einer Rezirkulationszone im Mischrohr eng verbunden ist. Die chemische Reaktion vermag, ab einem kritischen Luftverhältnis, das Wirbelaufplatzen im gesamten Mischrohr zu induzieren, obwohl in der isothermen Drallströmung (siehe Kapitel 5.1) und im stabil brennenden Fall lediglich am Brennkammereintritt bei der plötzlichen Querschnittserweiterung eine innere Rezirkulationszone vorliegt (vgl. auch Kapitel 5.5). Der zugrunde liegende Mechanismus für die plötzliche Verlagerung stromauf wird im Folgenden als **verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen** (engl.: **Combustion Induced Vortex Breakdown**) kurz: **CIVB** bezeichnet.

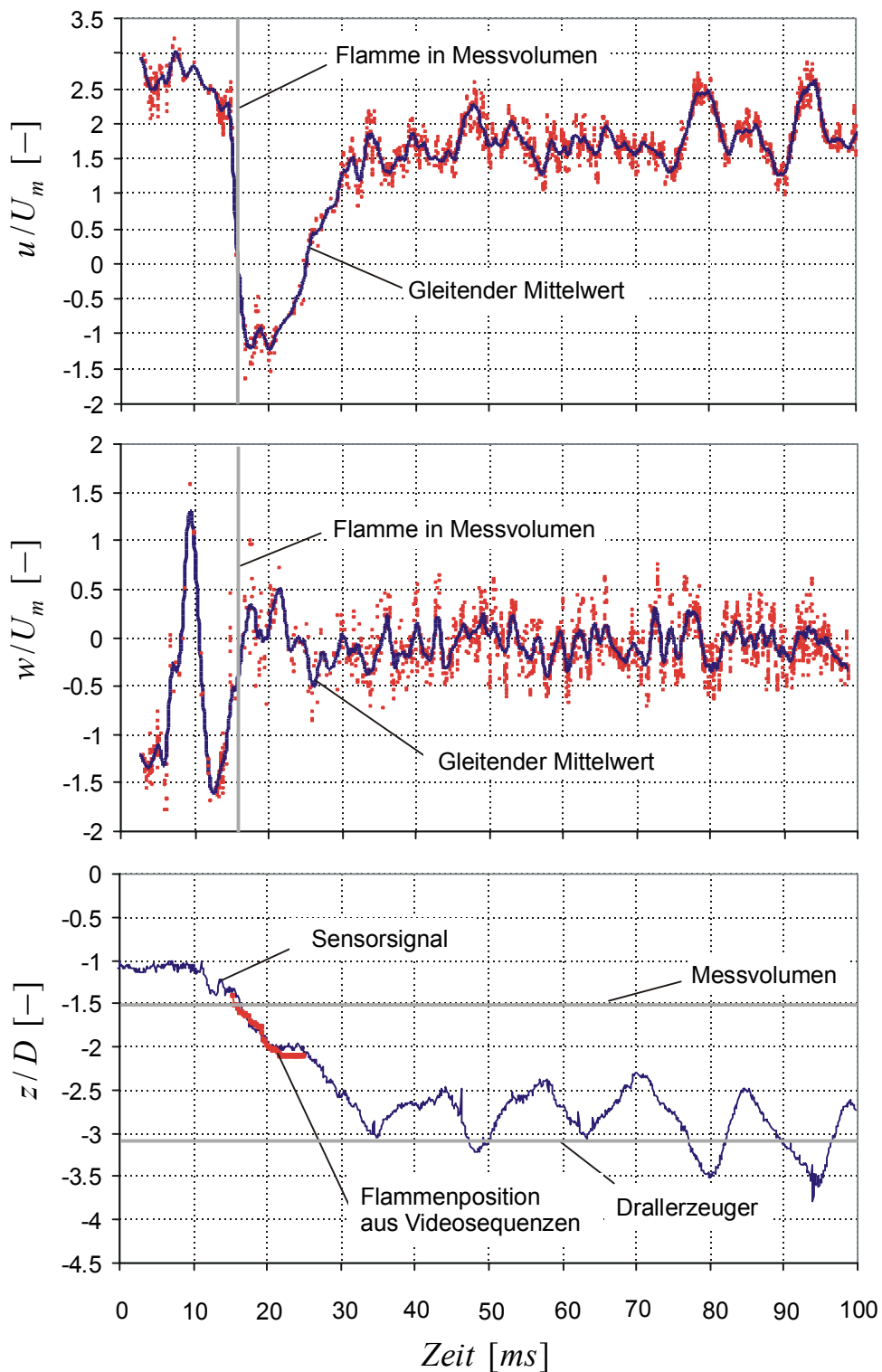


Abbildung 5.20: *Instationärer Verlauf der dimensionslosen axialen und azimuthalen Geschwindigkeiten an der Position $r=0$, $z=-1,55D$ während eines Flammenrückschlags sowie zugehörige Zeitgeschichte der Flammenposition; $T_M = 100^\circ\text{C}$, $\text{Re} = 82050$, $\lambda_{\text{krit}} = 1,28$, BK2.*

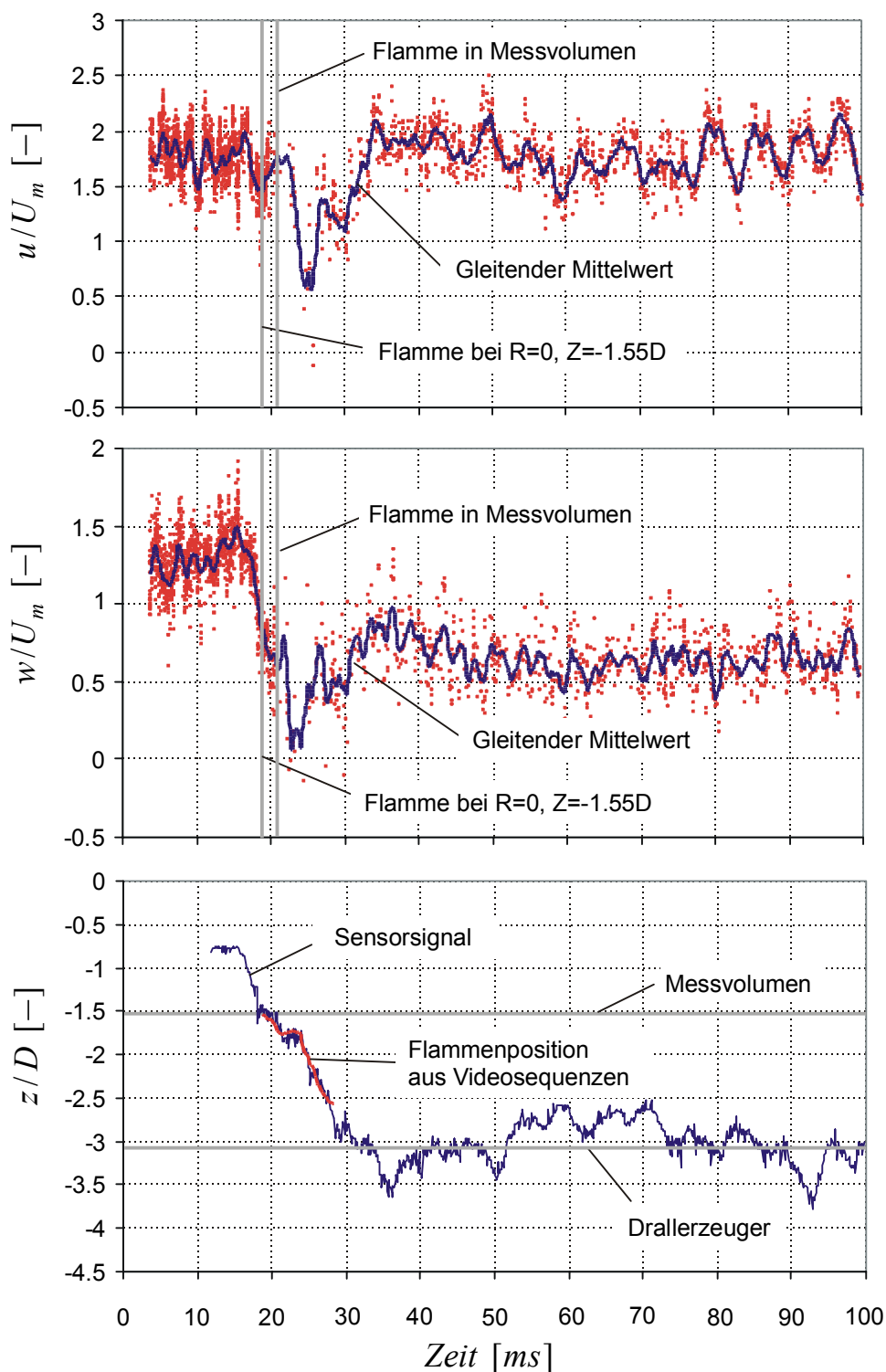


Abbildung 5.21: *Instationärer Verlauf der dimensionslosen axialen und azimuthalen Geschwindigkeiten an der Position $r = 0,133D$, $z = -1,55D$ während eines Flammenrückschlags sowie zugehörige Zeitgeschichte der Flammenposition; $T_M = 100^\circ\text{C}$, $\text{Re} = 82050$, $\lambda_{krit} = 1,3$, BK2.*

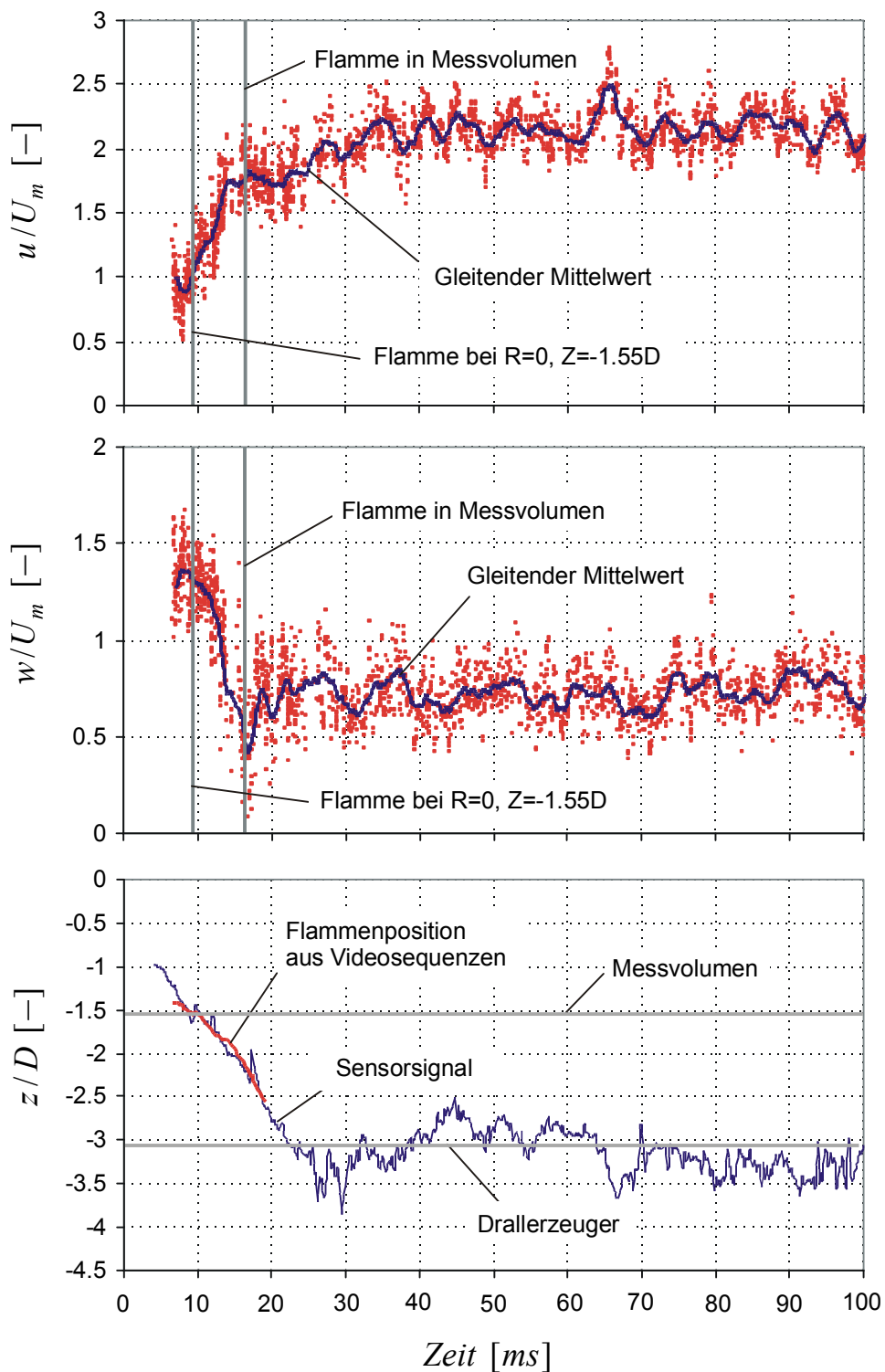


Abbildung 5.22: *Instationärer Verlauf der dimensionslosen axialen und azimuthalen Geschwindigkeiten an der Position $r = 0,267D$, $z = -1,55D$ während eines Flammenrückschlags sowie zugehörige Zeitgeschichte der Flammenposition; $T_M = 100^\circ\text{C}$, $\text{Re} = 82050$, $\lambda_{krit} = 1,3$, BK2*

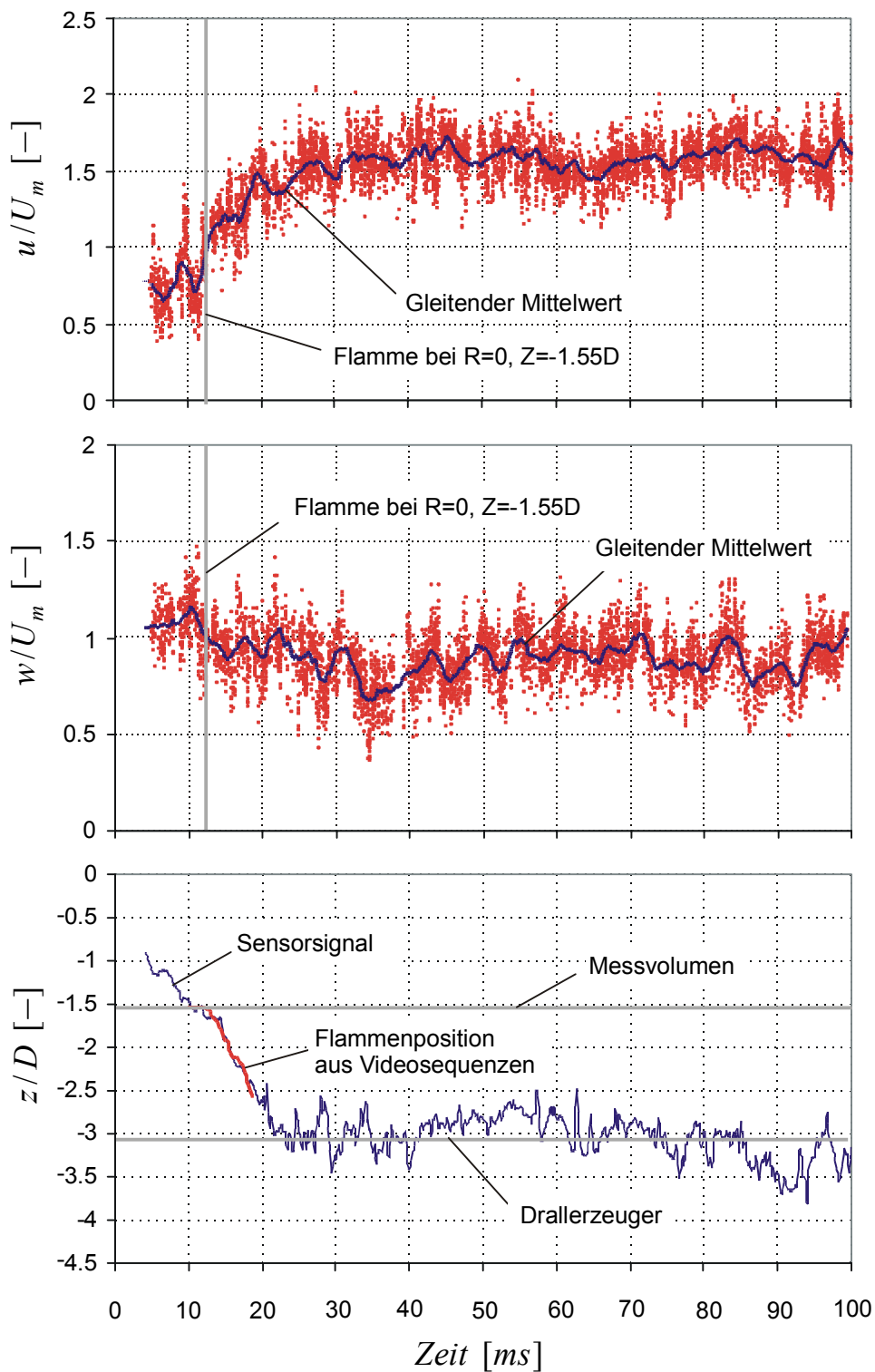


Abbildung 5.23: *Instationärer Verlauf der dimensionslosen axialen und azimuthalen Geschwindigkeiten an der Position $r = 0,4D$, $z = -1,55D$ während eines Flammenrückschlags sowie zugehörige Zeitgeschichte der Flammenposition; $T_M = 100^\circ\text{C}$, $\text{Re} = 82050$, $\lambda_{\text{krit}} = 1,32$, BK2.*

Die Rückströmzone der Brennerkonfiguration BK2 verläuft im stabilen Betriebszustand in die Brennkammer (Abbildung 5.24, stabile Flamme). Mit zunehmender Verlagerung der Flamme stromauf wird eine Rückströmblase vom Brennermund abgeschnürt, die im Falle des finalen Flammenrückschlags bis zum Drallerzeuger propagiert (Abbildung 5.24 links). Dabei ist die Flammenspitze fest mit dem Ort des Wirbelaufplatzens verbunden.

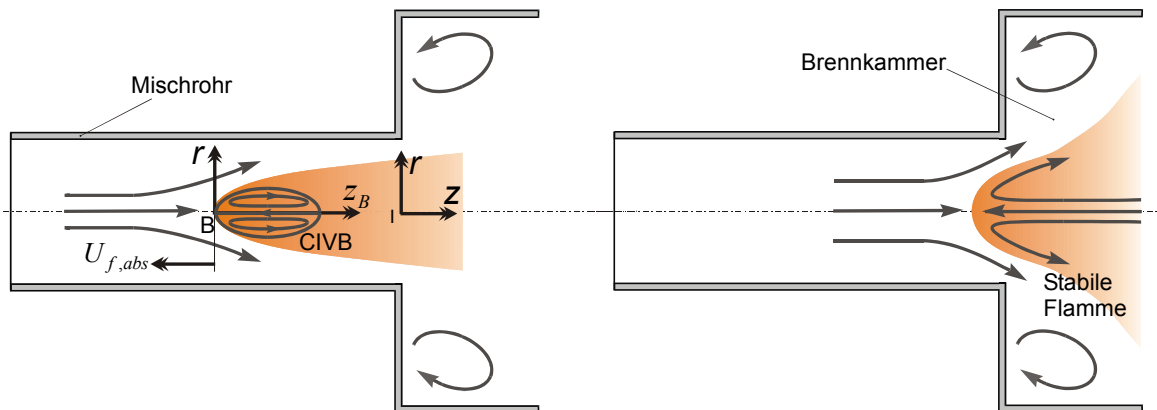


Abbildung 5.24: Links: schematische Darstellung des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens im Mischrohr; Rechts: stabiler Ausgangszustand.

Wie in Kapitel 5.3.4 gezeigt wird, kann das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen spiraligen oder blasenförmigen Charakter und daher einen Stau- punkt außerhalb oder auf der ungestörten Wirbelachse haben (vgl. Kapitel 2.2.2). Dies erschwert die Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit in der Flammenwurzel. Die Struktur der Flammenspitze der Messung nach Abbildung 5.20 weist jedoch zum Zeitpunkt der Ankunft am Messvolumen eine hohe Symmetrie zur Wirbelachse auf, sodass hier von weitgehend blasenförmigem Wirbelaufplatzen ausgegangen werden kann (vgl. Kapitel 5.3.4). Aufgrund der erwähnten axialen Strömungsgeschwindigkeit von $u \approx -0,2 U_m$ an der Flammenspitze und unter Berücksichtigung der mittleren absoluten Flammenausbreitungsgeschwindigkeit $U_{f,abs} = 0,31 U_m$ ⁸ (Relativgeschwindigkeit zwischen Flammenspitze und Messvolumen) kann gefolgert werden, dass sich die Flammenwurzel nahe des Staupunktes befindet.

⁸ Die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit beim Flammenrückschlag wird im Gegensatz zur Strömungsgeschwindigkeit in negative z -Richtung positiv angesetzt.

5.3.2 Strömungsverlauf im flammenfesten Bezugssystem

Im vorherigen Kapitel wurde der zeitliche Verlauf der instationären Strömung im raumfesten Inertialsystem I an einem ortsfesten Messpunkt diskutiert (siehe Abbildung 5.24). Zur weiteren Analyse des Flammenrückschlagsmechanismus soll in diesem Kapitel der mittlere axiale Geschwindigkeitsverlauf der Strömung relativ zur propagierenden Flamme ermittelt werden (Bezugssystem B in Abbildung 5.24).

Unter der Annahme, dass sich ausreichend weit stromauf von der Brennkammer die Strömungsform des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens im bewegten flammenfesten Bezugssystem B gemäß Abbildung 5.24 mit der weiteren Verlagerung der Flamme im Mittel nicht wesentlich ändert, ist es möglich, durch die Kenntnis der momentanen Flammenposition, die Strömungsgeschwindigkeit als Ortsfunktion anzugeben. In einem ersten Schritt wurden die im Burstmodus (Kapitel 4.2.4) an der axialen Position $z = -1,55D$ aufgezeichneten LDA-Rohdaten linear interpoliert und äquidistant abgetastet. Das Zeitfenster für die anschließende Bestimmung des gleitenden Mittelwertes ist so klein zu wählen, dass er noch alle wesentlichen, nicht der Turbulenz zuzuschreibenden Änderungen der Strömung abbildet. Die größten Geschwindigkeitsgradienten treten auf der Mischrohrachse auf (siehe Abbildung 5.20). Sie können mit einer Mittelungszeit von $1ms$ noch vollständig erfasst werden. Die Konditionierung der Daten erfolgt für die beiden Geschwindigkeitskomponenten und die Flammenposition in gleicher Weise. Es existiert dann zu jedem abgetasteten Zeitpunkt ein Wertepaar aus Flammenposition z und absoluter Strömungsgeschwindigkeit (U, W) im Inertialsystem I. Die Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit im flammenfesten Bezugssystem B (Abbildung 5.24) erfordert zudem die Kenntnis der absoluten Flammenausbreitungsgeschwindigkeit $U_{f,abs}$. Die Bestimmung einer momentanen Flammenausbreitungsgeschwindigkeit aus dem Flammenpositionsverlauf erwies sich aufgrund der Signalschwankungen als ungeeignet. Stattdessen wurde die über den analysierten Zeitraum gemittelte Flammenausbreitungsgeschwindigkeit zur Berechnung herangezogen. Sie beträgt trotz einer axialen Gegenströmung von rund $3U_m$ auf der Mischrohrachse im Mittel $U_{f,abs} = 0,31U_m$ ($T_M = 100^\circ C$, $Re = 82050$). Die axiale Strömungsgeschwindigkeit im bewegten Bezugssystem B ist dann $U_B = U_I + U_{f,abs}$, die Umfangsgeschwindigkeit bleibt unverändert $W_B = W_I$.

Die Mittelwerte der gleitenden Mittelwerte mehrerer Wiederholungsmessungen sind in Abbildung 5.25 für die axiale Geschwindigkeit und in Abbildung 5.26 für die Umfangsgeschwindigkeit dargestellt. Als ein Maß für die Reproduzierbarkeit der Strömungsverläufe ist zusätzlich die Standardabweichung der gleitenden Mittelwerte angegeben. Grundsätzlich stellt man trotz der hochdynamischen Vorgänge eine gute Wiederholgenauigkeit fest. Problematisch ist der Kernbereich, der erwartungsgemäß den größten Schwankungen unterliegt.

Abbildung 5.25 zeigt den axialen Verlauf der Axialgeschwindigkeit an den Radien $r = 0$, $r = 0,133D$, $r = 0,267D$ und $r = 0,4D$ im flammenfesten Koordinatensystem. Die aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen bestimmte mittlere Flammenform ist in Abbildung 5.27 dargestellt. Die Verzögerung der axialen Strömung bis zum Staupunkt erstreckt sich nach Abbildung 5.25 über eine Länge von $\Delta z_B \approx 0,25D$. Anschließend folgt eine Rückströmzone mit hoher maximaler Rückströmgeschwindigkeit und einer Länge von rund $L_{rück} \approx 0,5D$. Wie an den Abweichungen vom Mittelwert zu erkennen ist, schwankt der Ort der maximalen Rückströmgeschwindigkeit, sodass der Mittelwert die Stärke der Rückströmzone unterbewertet. Für mehrere Betriebspunkte wurde die maximale Rückströmgeschwindigkeit daher aus Einzelmessungen ermittelt. Diese Ergebnisse sind in Kapitel 5.3.5 zusammengestellt.

Einen Mischrohrdurchmesser stromab von der Flammenspitze erreicht die axiale Geschwindigkeit trotz des hohen Dichteverhältnissen von $\sigma \approx 5,31$ nur rund ein Drittel der ursprünglichen Strahlgeschwindigkeit. Es bleibt eine Nachlaufdehle erhalten, die mit zunehmendem Abstand zur Flammenspitze geringer wird. Im Unterschied zum isothermen Wirbelaufplatzen erhöht die Reaktion die Verdrängungswirkung der Kernströmung mit zunehmender radialer Flammenausdehnung (vgl. Abbildung 5.25 und Abbildung 5.27). Nach dem Schließen der Rückströmzone wird daher in Mischrohrwandnähe die Strömung weiterhin beschleunigt. Die größten positiven axialen Axialgeschwindigkeitsgradienten liegen auf den Radien $r = 0,267D$ und $r = 0,4D$ jedoch im Bereich der maximalen Rückströmgeschwindigkeit (Abbildung 5.25). Im Vergleich zur ungestörten Strömung ($z_B = -0,5D$) werden stromab von der Flammenspitze bei $z_B = D$ auf dem Radius $r = 0,4D$ bzw. $r = 0,267D$ um rund 50% bzw. 40% höhere Geschwindigkeiten gemessen.

Wie in Kapitel 2.2.2 diskutiert wurde, sind für das Wirbelaufplatzen negative axiale Umfangsgeschwindigkeitsgradienten und die Aufweitung der Kernströmung nötig. Für die theoretische Analyse des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens in Kapitel 5.3.3 wird im Folgenden die Größenordnung der Aufweitung zweier Stromflächen stromauf von der Flammenfront ermittelt. Unter Vernachlässigung des radialen turbulenten Drehimpulstransports sowie der Annahme einer axialsymmetrischen reibungsfreien Strömung können die Flächen konstanter Zirkulation mit den Stromflächen gleichgesetzt werden. Es ist damit möglich, die an der Flammenfront auf den Radien $r = 0,133D$ und $r = 0,267D$ gemessene Umfangsgeschwindigkeit (Abbildung 5.26) jeweils einer Stromfläche der isothermen quasizylindrischen Strömung (Kapitel 5.3.3 Abbildung 5.30) zuzuordnen und so deren ursprünglichen Radius abzuschätzen.

Ausgehend von $W = 1,31U_m$ fällt die azimuthale Strömungsgeschwindigkeit auf dem Radius $r = 0,133D$ auf lediglich $W \approx 0,5U_m$ bis zur Flammenfront ab. Die Stromfläche der ungestörten Strömung, die die Flammenfront auf dem Radius $r = 0,133D$ mit dieser Umfangsgeschwindigkeit erreicht, besitzt einen Radius von $r = 0,042D$, der exakt dem Wirbelkernradius $r = r_{vc}$ entspricht. Demnach wird der Wirbelkern bereits stromauf der Flamme auf das 3,2-fache aufgeweitet. Die Stromfläche beim Radius $r = 0,267D$ an der Flammenfront entspricht der Stromfläche bei $r = 0,133D$ vor der Strömungsaufweitung.

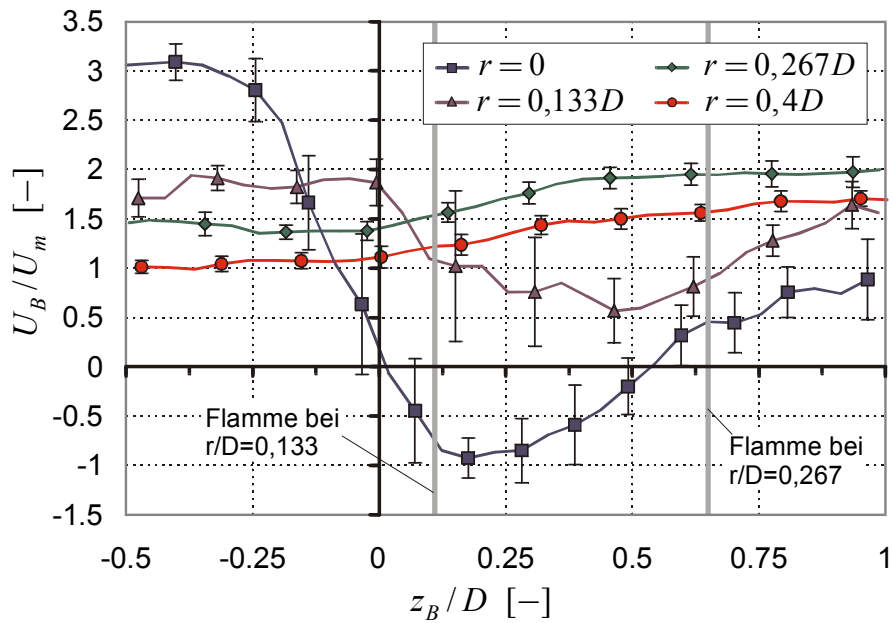


Abbildung 5.25: Mittlere axiale Strömungsgeschwindigkeit im flammenfesten Koordinatensystem B, $T_M = 100^\circ\text{C}$, $\text{Re} = 82050$, $\lambda_{\text{krit}} = 1,32$, BK2.

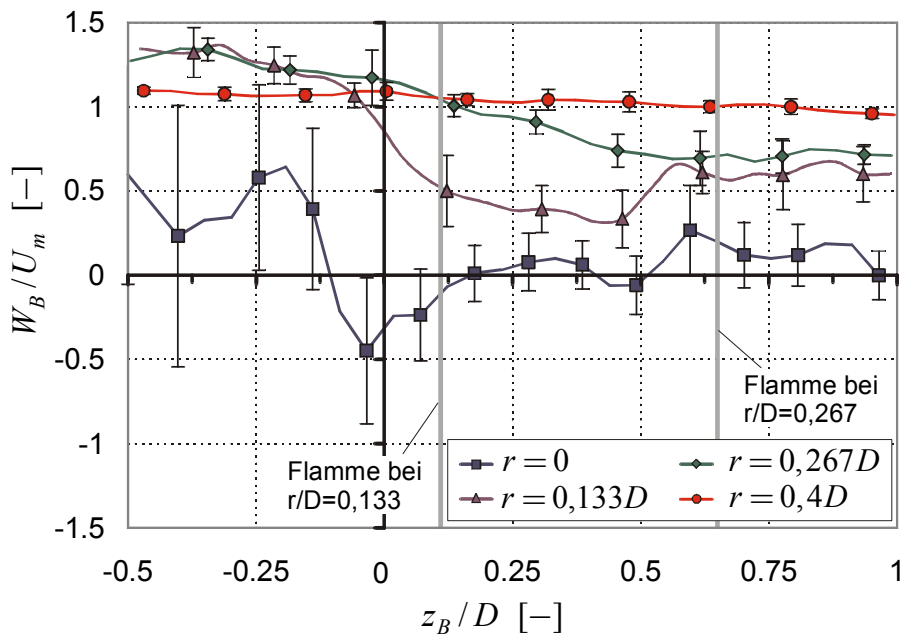


Abbildung 5.26: Mittlere azimuthale Strömungsgeschwindigkeit im flammenfesten Koordinatensystem B, $T_M = 100^\circ\text{C}$, $\text{Re} = 82050$, $\lambda_{\text{krit}} = 1,32$, BK2.

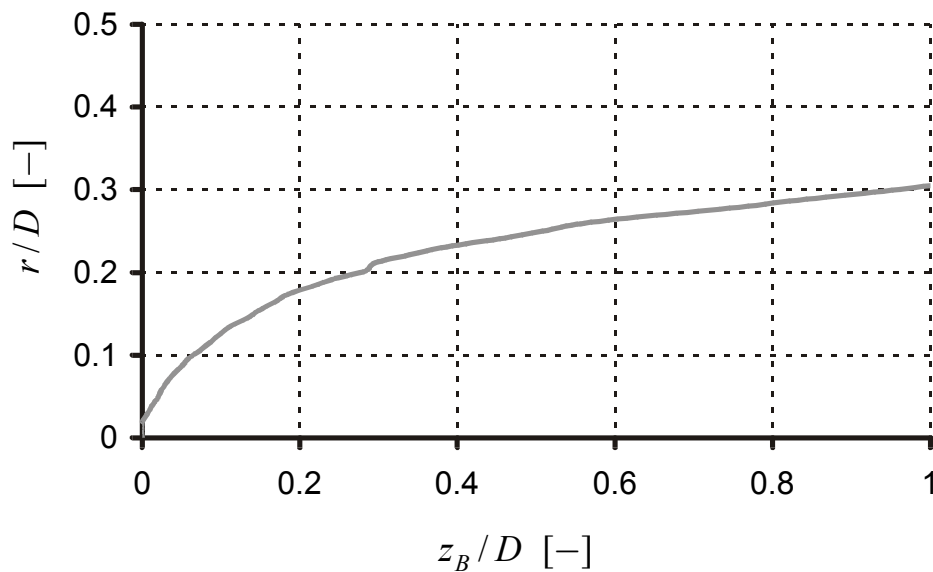


Abbildung 5.27: Über den gesamten Rückschlagsprozess gemittelte Form der Flammenspitze, $T_M = 100^\circ\text{C}$, $\text{Re} = 82050$, $\lambda_{\text{krit}} = 1,32$, Mittelungsbereich: $-2,55 \leq z/D \leq 1,05$, BK2.

5.3.3 Physikalischer Mechanismus des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens: CIVB

Abbildung 5.28 zeigt die in den Kapiteln 5.3.1 sowie 5.3.2 diskutierte Strömungsform des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens schematisch und für die theoretischen Betrachtungen stark vereinfacht. Dieser idealisiert quasi stationäre, rotationssymmetrische, turbulenz- und reibungsfreie Strömungszustand im Mischrohr bezieht sich auf das flammenfeste Koordinatensystem während eines finalen Flammenrückschlags. In Bezug auf den Rückschlagsmechanismus sind folgende Merkmale von Bedeutung:

- Die hohe axiale Strömungsgeschwindigkeit auf der Mischrohrachse und der hohe Gradient der Umfangsgeschwindigkeit im Wirbelkern zeichnen die ungestörte isotherme Strömung aus. Die Strömung ist stark verdrallt mit einer maximalen Umfangsgeschwindigkeit von $W_{\text{max}} > U_m$.
- Die Flammenspitze liegt nahe des oberen Staupunkts S1.
- Die Flamme ist parabelförmig.
- Insbesondere im Kernbereich werden die Stromflächen bereits stromauf von der Flammenfront beträchtlich aufgeweitet.

- Aufgrund des Strömungseinschlusses hat die radiale Volumenexpansion in der Flamme stromab des Staupunkts S1 eine erhebliche axiale Beschleunigung im Außenbereich und damit einen negativen äußeren axialen Druckgradienten zur Folge.
- Die sich schließende Rückströmzone führt stromab zu einem axialen Strömungsprofil mit Nachlaufdele.

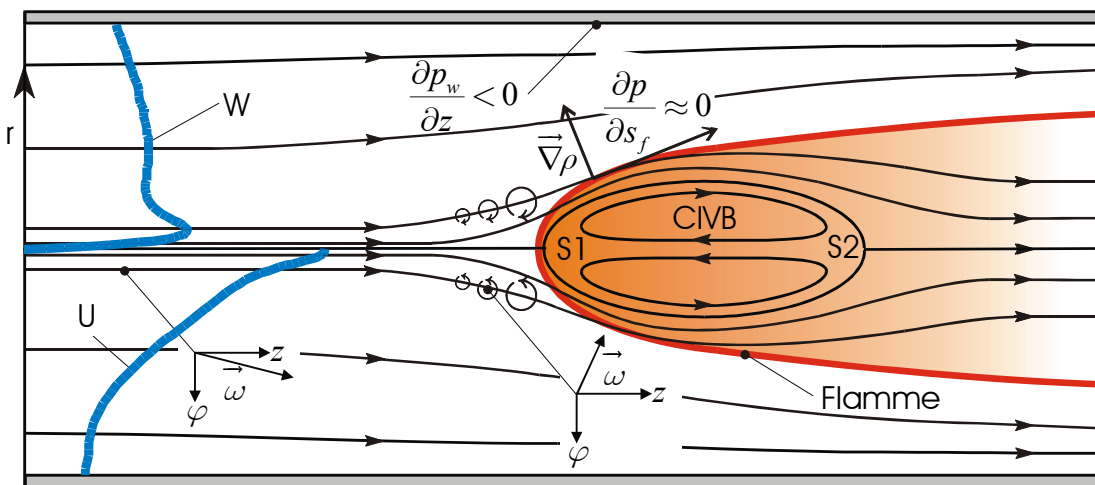


Abbildung 5.28: Schematische und idealisierte Darstellung des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens (CIVB).

Ausgehend vom stabil brennenden Fall (Abbildung 5.24 rechts) wird der Flammenrückschlag durch Erhöhen der thermischen Leistung bzw. Absenken des Luftverhältnisses bei konstantem Luftmassenstrom initiiert. Ziel dieses Kapitels ist es, den physikalischen Mechanismus für das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen im Mischrohr aufzuzeigen und Parallelen zum isothermen Wirbelaufplatzen zu ermitteln. Dabei wird von einer perfekten vollständigen Verbrennung ausgegangen, die zu einem konstanten Dichtesprung über die Flammenfront führt. Reaktionskinetische Aspekte sind Bestandteil der Kapitel 5.3.4 und 5.3.5.

Neuere theoretische und experimentelle Grundlagenuntersuchungen kommen zu dem Ergebnis, dass die Umverteilung der axialen Wirbelstärke in die azimutale Komponente über eine Rückkopplung zum isothermen Wirbelaufplatzen führt ([BRO90], [BRE91], [BRÜ93], [ALT95], (vgl. Kapitel 2.2.2)). Wie Gleichung (5.5) zeigt, induziert die negative azimutale Wirbelstärke nach

dem Biot-Savartschen Gesetz auf der Symmetrieachse eine negative axiale Geschwindigkeit entgegen der Hauptströmung und leistet somit einen Beitrag zur Verzögerung der axialen Geschwindigkeit und zum Druckanstieg auf der Mischrohrachse.

$$U_{ind}(r_i = 0, z_i) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{r^2 \omega_{\varphi}(r, z)}{\left(r^2 + (z_i - z)^2\right)^{3/2}} dr dz \quad (5.5)$$

Nachdem die Induktionswirkung U_{ind} umgekehrt proportional zur dritten Potenz des axialen Abstandes $(z_i - z)$ ist, kommt insbesondere dem nahen Wirbelstärkefeld eine größere Gewichtung zu.

Mit der Definition der totalen Ableitung nach Gleichung (2.31) folgt die Transportgleichung der azimuthalen Wirbelstärke einer reibungsfreien axial-symmetrischen und inkompressiblen Strömung gemäß Gleichung (5.6) [DAR93]. Sie zeigt sehr anschaulich die einzelnen Beiträge zur Entwicklung der Wirbelstärke beim isothermen Wirbelaufplatzen.

$$\frac{D\omega_{\varphi}}{Dt} = \underbrace{\omega_{\varphi} \frac{V}{r}}_{\text{Strecken}} + \underbrace{\omega_r \frac{\partial W}{\partial r} + \omega_z \frac{\partial W}{\partial z} - \omega_r \frac{W}{r}}_{\text{Umorientieren}} \quad (5.6)$$

Nach anfänglicher Umverteilung der axialen Wirbelstärke in die azimuthale Komponente, sind im Allgemeinen alle Komponenten der Wirbelstärke und damit jeder Term in Gleichung (5.6) ungleich Null. Der erste Term steht für die Produktion der Wirbelstärke durch Streckung. Bei positiver radialer Geschwindigkeit erreicht er nur negative Werte, wenn bereits negative Wirbelstärke vorliegt. Die letzten drei Terme beschreiben die Umverteilung der radialen und axialen Wirbelstärke in die azimuthale Komponente durch Umorientieren der Wirbelfäden. Zur vollständigen Entwicklung des Wirbelaufplatzens trägt sowohl das Strecken als auch das Umorientieren der Wirbelfäden bei [DAR93]. Nach dieser Modellvorstellung entsteht dadurch bei der Brennerkonfiguration BK2 in der isothermen Strömung eine stabile Rückströmzone am Brennkammereintritt, die durch den plötzlichen Querschnittsprung initiiert wird. Wie die Experimente gezeigt haben, stört die chemische Reaktion diesen Gleichgewichtszustand. In Folge verlagert sich der Ort des Wirbelaufplatzens stromauf, bis schließlich der in Abbildung 5.28 skizzierte

Strömungszustand zum Flammenrückschlag führt. Die Interaktion von Drallströmung und Volumenexpansion muss bereichsweise die azimuthale Wirbelstärke reduzieren, um den Ort des Wirbelaufplatzens und damit die Flamme durch die zusätzliche Induktion einer gegen die Hauptströmung gerichteten Geschwindigkeit U_{ind} stromauf zu verlagern. In diesem Zusammenhang ist zu fragen, welche Mechanismen beim verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens Einfluss auf die Verteilung der azimuthalen Wirbelstärke nehmen und in welchen Bereichen des Strömungsfeldes negative Wirbelstärke auftritt. Für eine rotationssymmetrische, reibungsfreie reagierende Strömung gilt die bereits in Kapitel 2.5 erwähnte Wirbeltransportgleichung (5.7).

$$\frac{D\vec{\omega}}{Dt} = \underbrace{-\vec{\omega}(\nabla \cdot \vec{U})}_{T1 \text{ Expansion}} + \underbrace{\frac{1}{\rho^2} \nabla \rho \times \nabla p}_{T2 \text{ Barokline Wirbelstärke}} + \underbrace{(\vec{\omega} \cdot \nabla) \vec{U}}_{T3 \text{ Strecken und Umorientieren}} \quad (5.7)$$

Der Term T2 ist für die schnelle Flammenausbreitung in Wirbelröhren durch die barokline Wirbelstärke (siehe Baroclinic Push Kapitel 2.5.2) von Bedeutung. Einen Beitrag leistet dieser Mechanismus jedoch nur, wenn entlang der Flammenfront ein Druckgradient auftritt, dessen Orientierung in Wechselwirkung mit dem Dichtegradienten eine negative azimuthale Wirbelstärke ergibt. Aufgrund der parabelförmigen Flammenfront und dem negativen äußeren Druckgradienten trifft dies allerdings beim verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens weiter entfernt von der Mischrohrachse nicht zu. Im Bereich um die Flammenspitze verringert die massive Wirbelkernaufweitung den radialen Druckgradienten und verhindert so ebenfalls in Achsnähe, dass dem baroklinen Moment eine wesentliche Bedeutung zukommt. Bestätigt wird dies auch durch numerische Berechnungen von Kiese Wetter et al. (Abbildung 5.29, [KIEa03], [KIEb03]), die entlang der Flammenfront eindeutig verschwindende Druckänderungen aufzeigen. Der Term T2 spielt eine untergeordnete Rolle und trägt somit kaum zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens bei. Die Korrelation von Umfangsgeschwindigkeit und Flammenausbreitungsgeschwindigkeit in Kapitel 5.6.1.2 ergibt ebenfalls diese Schlussfolgerung. Es bleiben damit der Expansionsterm T1 und das Strecken und Umorientieren der Wirbelfäden (T3) als Einflüsse auf die Verteilung der Wirbelstärke übrig.

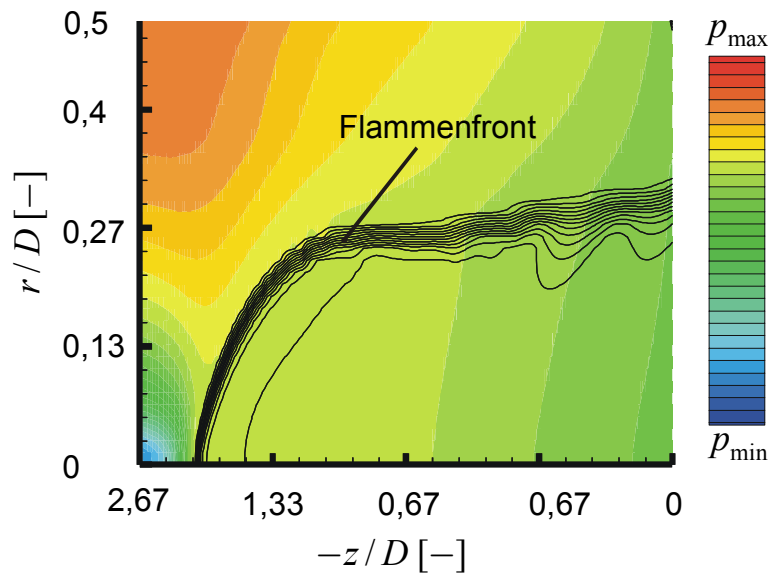


Abbildung 5.29: Numerische Simulation des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens [KIE03a,b]: Verteilung des statischen Druckes.

Im Folgenden wird die Entwicklung der azimuthalen Wirbelstärke auf einer beliebigen Stromfläche über die Flammenfront hinweg betrachtet, um in einem weiteren Schritt mit Hilfe der LDA-Messungen eine Aussage hinsichtlich der Größenordnung der azimuthalen Wirbelstärke an diskreten Punkten auf der Flammenfront zu treffen. Dabei soll die Flammenfront vereinfacht als Diskontinuität beschrieben werden, die Frischgas und Verbrennungsprodukte als mathematische Fläche trennt. Temperatur, Dichte, Geschwindigkeit und Druck erfahren an dieser Stelle eine sprunghafte Änderung. Stromauf und stromab der Flammenfront wird eine reibungsfreie, stationäre, rotationssymmetrische und inkompressible Strömung angenommen. Es gilt dann für beide Bereiche die Beziehung (5.8) zwischen der Totalenergie $H = p_t / \rho$, der Geschwindigkeit \vec{U} und der Wirbelstärke $\vec{\omega}$ ([BAT00]), die häufig Ausgangsgleichung für die Modellierung des isothermen Wirbelaufplatzens ist (z. B.: [BRO90], [DAR93]).

$$\nabla H = \vec{U} \times \vec{\omega} \quad (5.8)$$

Die axiale Komponente von Gleichung (5.8) ist

$$V \omega_\varphi - W \omega_r = \frac{\partial H}{\partial z} \quad (5.9)$$

wobei

$$H = \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2}(U^2 + V^2 + W^2). \quad (5.10)$$

Mit der Definition der Stromfunktion nach Gleichung (5.11) und Gleichung (2.29)b aus Kapitel 2.2.2 kann die azimutale Wirbelstärke aus Gleichung (5.9) bestimmt werden (Gleichung (5.12)).

$$r\rho U = \frac{\partial\psi}{\partial r}; \quad r\rho V = -\frac{\partial\psi}{\partial z} \quad (5.11)$$

$$\omega_\varphi = \frac{1}{r}\rho\Gamma \frac{d\Gamma}{d\psi} - r\rho \frac{dH}{d\psi}. \quad (5.12)$$

Die Zirkulation, der Totaldruck und die Dichte sind stromauf der Diskontinuität (Index u) auf einer Stromfläche konstant. In diesem Bereich ist damit die azimutale Wirbelstärke lediglich vom Radius der Stromfläche r_S abhängig [BRO90] (Gleichung (5.13)).

$$\omega_{\varphi,u}(\psi_0) = \frac{D}{r_S} A_{1,u}(\psi_0) - \frac{r_S}{D} A_{2,u}(\psi_0). \quad (5.13)$$

$A_{1,u}(\psi_0)$ und $A_{2,u}(\psi_0)$ sind Konstanten für jede Stromfläche ψ_0 . Sie können aus der Strömung im quasizylindrischen Bereich stromauf des Wirbelaufplatzens ermittelt werden (Gleichung (5.14)). Dabei ist $r_{S,0}$ der ursprüngliche Radius der Stromfläche in der ungestörten zylindrischen Strömung mit den zugehörigen Geschwindigkeiten U_0 , W_0 und den Wirbelstärken $\omega_{z,0}$, $\omega_{\varphi,0}$.

$$A_{1,u}(\psi_0) = \frac{r_{S,0}}{D} \frac{W_0 \omega_{z,0}}{U_0}; \quad A_{2,u}(\psi_0) = \frac{D}{r_{S,0}} \left(\frac{W_0 \omega_{z,0}}{U_0} - \omega_{\varphi,0} \right) \quad (5.14)$$

Die Stagnation der Strömung und die Ausbildung einer Rückströmzone erfordert, wie erwähnt, in Bereichen der Strömung eine negative Wirbelstärke (vgl. Gleichung (5.5)). Aus Gleichung (5.13) leiten Brown und Lopez [BRO90] daher als notwendiges Kriterium für das isotherme Wirbelaufplatzen $A_{2,u} > 0$ ab, was auf die in Kapitel 2.2.2 bereits erwähnte Bedingung

$\alpha_0/\beta_0 > 1$ für das Helixwinkelverhältnis führt.

In technischen Drallbrennern ist das notwendige Kriterium $A_{2,u} > 0$ grundsätzlich erfüllt. Es stellt aber keine hinreichende Bedingung für das Wirbelaufplatzen dar. Jedoch liefert Gleichung (5.13) wichtige Informationen über das Potential einer Strömungsform zum Wirbelaufplatzen. Einerseits kann die notwendige Aufweitung einer Stromfläche $r_S/r_{S,0}$ bis zum Vorzeichenwechsel der Wirbelstärke aus dem Verhältnis der Konstanten $A_{1,u}^*(\psi_0)$ und $A_{2,u}(\psi_0)$ nach Gleichung (5.15) berechnet werden.

$$\left(\frac{r_S}{r_{S,0}}\right)^2 = \frac{A_{1,u}^*}{A_{2,u}}; \quad \text{mit} \quad A_{1,u}^* = \frac{A_{1,u}}{(r_{S,0}/D)^2} \quad (5.15)$$

Andererseits geht aus der Ableitung von Gleichung (5.13) hervor, dass die Sensitivität der azimuthalen Wirbelstärke auf eine radiale Aufweitung der Stromfläche ebenfalls durch die Konstanten $A_{1,u}$ und $A_{2,u}$ direkt bestimmt wird (Gleichung (5.16)).

$$\frac{d\omega_{\varphi,u}}{d(r_S/D)}(\psi_0) = -\left(\frac{A_{1,u}}{(r_S/D)^2} + A_{2,u}\right) \quad (5.16)$$

Der Gradient zu Beginn der Wirbelkernaufweitung beträgt

$$\left.\frac{d\omega_{\varphi,u}}{d(r_S/D)}(\psi_0)\right|_{r_{S,0}} = -(A_{1,u}^* + A_{2,u}). \quad (5.17)$$

Je größer die Konstanten $A_{1,u}^*$ und $A_{2,u}$ sind, desto schneller fällt die azimuthale Wirbelstärke ab. Beide Konstanten sind demnach ein Maß für die Neigung einer Strömung zum Wirbelaufplatzen. Für den Vorzeichenwechsel der Wirbelstärke ist darüber hinaus bei einem kleinen Verhältnis $A_{1,u}^*/A_{2,u}$ nur eine kleine Strömungsaufweitung erforderlich (Gleichung (5.15)).

Für die ungestörte quasizylindrische isotherme Strömung stromauf der Flammenfront (Abbildung 5.30) sind in Abbildung 5.31 die Wirbelstärke bzw. die Faktoren $A_{1,u}^*$ und $A_{2,u}$ über dem Radius aufgetragen. Hinsichtlich der Bildung negativer Wirbelstärke kommt dem Wirbelkern mit maximalen Werten für $A_{1,u}^*$ und $A_{2,u}$ sowie $A_{2,u} > 0$ besondere Bedeutung zu.

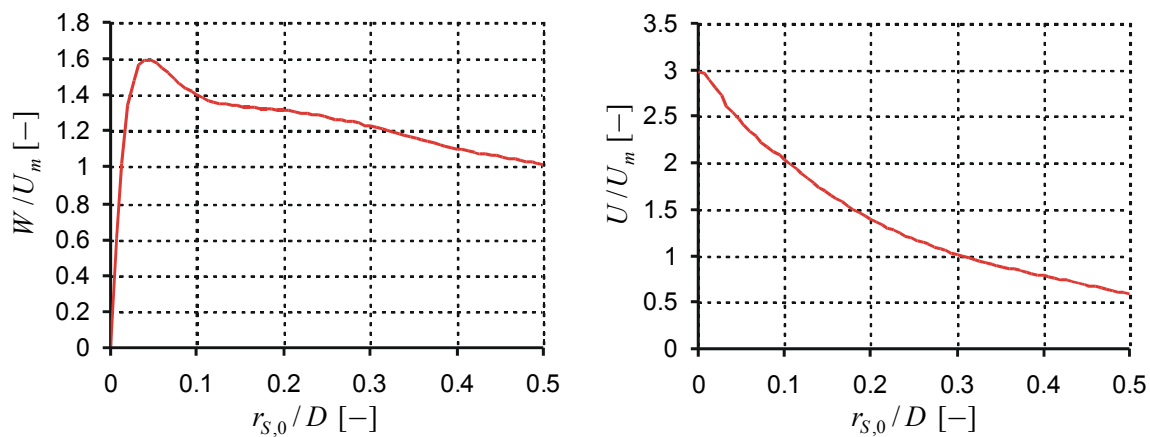


Abbildung 5.30: Radiale Verteilung der axialen und azimuthalen Geschwindigkeit der mittleren quasizylindrischen isothermen Strömung im Bereich $-2,25 < z/D < 1,55$, BK2.

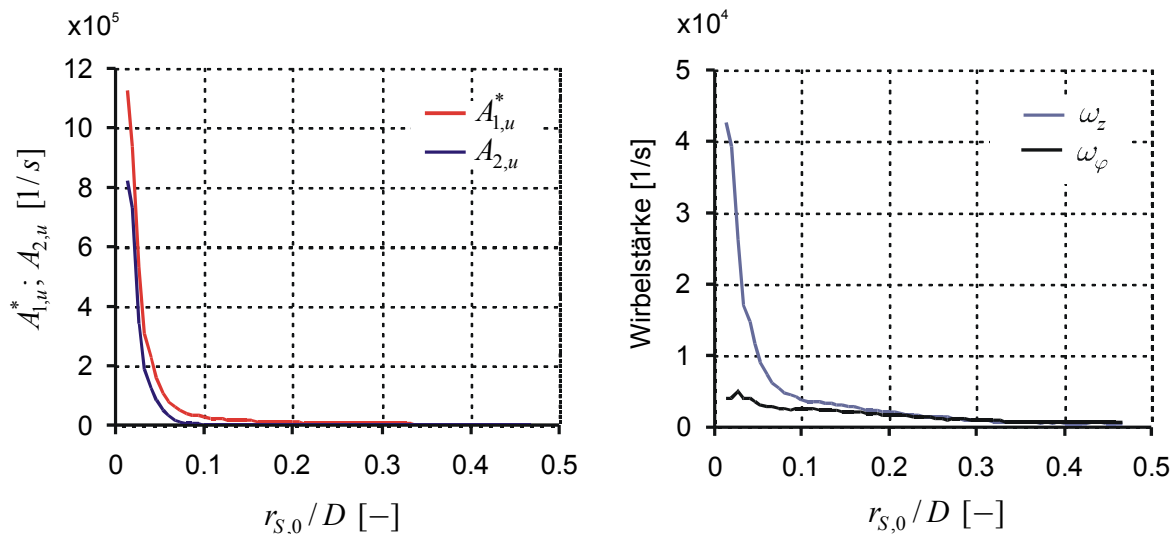


Abbildung 5.31: Radiale Verteilung der Faktoren $A_{1,u}^*$ und $A_{2,u}$ (links) sowie der axialen und azimuthalen Wirbelstärke zu Abbildung 5.30.

Hier liegt auch ein kleines Verhältnis von $A_{1,u}^*/A_{2,u}$ vor, sodass bereits eine geringfügige radiale Expansion zum Vorzeichenwechsel führt. Die axiale Wirbelstärke ist zudem in der Kernströmung $r < 0,1D$ konzentriert (Abbildung 5.31 rechts). Stromflächen mit $r_{S,0} > 0,1D$ tragen praktisch nicht zur Induktion einer negativen axialen Geschwindigkeit bei.

Die Strömungsuntersuchungen haben gezeigt, dass bereits stromauf der Flammenfront die Stromflächen erheblich divergieren und die Drallströmung bis zum Erreichen der Flammenfront massiv aufgeweitet wird. Obwohl mit dem LDA nur eine Punktmessung erfolgen kann, gestattet es die reibungsfreie Theorie (Gleichung (5.13)), eine Aussage über Größenordnung und Vorzeichen der azimuthalen Wirbelstärke unmittelbar stromauf der Flammenfront zu treffen. Der Verlauf der azimuthalen Wirbelstärke wird im Folgenden auf drei Stromflächen bestimmt, die alle die Flammenfront passieren, jedoch aus unterschiedlichen Bereichen der ungestörten Strömung stammen. Tabelle 5.1 enthält die Parameter der Stromflächen im ungestörten quasizylindrischen Strömungsbereich sowie die aus den LDA-Messungen bestimmte Aufweitung $r_{S,f}/r_{S,0}$ bis zum Erreichen der Flammenfront (vgl. Kapitel 5.3.2).

Stromfläche	$r_{S,0}/D$ [-]	$r_{S,f}/D$ [-]	$r_{S,f}/r_{S,0}$ [-]	$A_{1,u}$ [1/s]	$A_{2,u}$ [1/s]
ψ_1 $r_{S,0} > r_{vc}$	0,133	0,267	2	324,8	831,86
ψ_2 $r_{S,0} = r_{vc}$	0,042	0,133	3.2	346,1	109428,6
ψ_3 $r_{S,0} < r_{vc}$	0,0267	-	-	380,1	342883,9

Tabelle 5.1: Parameter dreier Stromflächen die die Flammenfront passieren (reibungsfreie rotationssymmetrische Theorie)

Die mit Gleichung (5.13) bestimmte azimuthale Wirbelstärke auf den drei Stromflächen ψ_1 , ψ_2 und ψ_3 ist in Abbildung 5.32 über dem Radienverhältnis $r_{S,f}/r_{S,0}$ aufgetragen. Die Stromfläche ψ_1 stammt vom Radius $r_{S,0} = 0,133D$, auf dem die Faktoren $A_{1,u}^*$ und $A_{2,u}$ bereits sehr kleine und deren Verhältnis große Werte annimmt. Dementsprechend wird trotz erheblicher Aufweitung der Stromflächen keine negative Wirbelstärke erreicht. Auf der Stromfläche ψ_2 , die exakt aus dem Wirbelkernradius stammt, ist hingegen eine hohe negative azimuthale Wirbelstärke unmittelbar stromauf der

Flammenfront vorhanden. Sie liegt mit $\omega_\varphi \sim -12000$ [1/s] in der Größenordnung der ursprünglichen axialen Wirbelstärke. Auf der Stromfläche ψ_3 bedarf es nur einer geringfügigen Wirbelkernaufweitung von etwa 25%, um zu negativer azimuthaler Wirbelstärke zu gelangen. Die hohe negative azimuthale Wirbelstärke durch die Aufweitung des Wirbelkerns leistet demnach bereits stromauf der Flammenfront einen erheblichen Beitrag zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen (Abbildung 5.28).

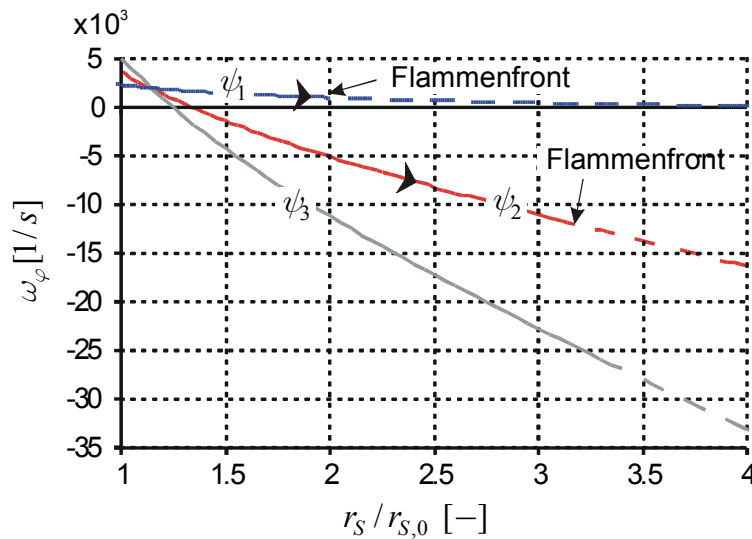


Abbildung 5.32: Entwicklung der azimuthalen Wirbelstärke auf drei Stromflächen in Abhängigkeit von der Wirbelkernaufweitung bis zur Flammenfront (reibungsfreie Theorie), BK2.

An dieser Stelle taucht die Frage auf, welche Änderung die azimuthale Wirbelstärke über die idealisierte Flammenfront erfährt. Über die Flammenfront erfahren Dichte und Totaldruck eine sprunghafte Änderung, die Zirkulation bleibt jedoch auf der Stromfläche konstant. Aus Gleichung (5.12) folgt dann die sowohl auf der unverbrannten als auch auf der reagierten Seite gültige Gleichung (5.18).

$$\omega_\varphi(\psi_0) = \frac{1}{r_s} \rho A_3(\psi_0) - r_s \frac{dp_t}{d\psi}. \quad (5.18)$$

$$\text{Mit } A_3 = \Gamma \left. \frac{d\Gamma}{d\psi} \right|_{\psi_0} \text{ und } p_t = \rho H$$

Die Änderung der azimuthalen Wirbelstärke über die Flammenfront beim Radius $r_s = r_{s,f}$ folgt dann aus Gleichung (5.19).

$$\begin{aligned} \omega_{\varphi,b}(\psi_0)\Big|_f - \omega_{\varphi,u}(\psi_0)\Big|_f = \\ \frac{A_3(\psi_0)}{r_{s,f}}(\rho_b - \rho_u) - r_{s,f} \left[\frac{dp_{t,b}(\psi_0)}{d\psi} - \frac{dp_{t,u}(\psi_0)}{d\psi} \right] \end{aligned} \quad (5.19)$$

Analog zum Vorgehen bei der Bestimmung der Verluste an mechanischer Energie über den Verdichtungsstoß, wird mit Hilfe der Erhaltungsgleichungen die Totaldruckänderung (Konstante der inkompressiblen Bernoulligleichung) über die Flammenfront bestimmt (Gleichung (5.20) [ZEL85]). Dabei sind χ der Winkel des Geschwindigkeitsvektors zur Flammenfront und $U_{n,u}$ die zu ihr normale Geschwindigkeitskomponente.

$$p_{t,u} - p_{t,b} = \frac{1}{2} \rho_u U_{n,u}^2 (\sigma - 1) \left[1 + \frac{\cot^2 \chi}{\sigma} \right] \quad (5.20)$$

Mit konstanter Flammengeschwindigkeit führt die Ableitung nach der Stromfunktion und das Einsetzen in Gleichung (5.19) auf

$$\begin{aligned} \omega_{\varphi,b}(\psi_0)\Big|_f - \omega_{\varphi,u}(\psi_0)\Big|_f = \\ \frac{A_3(\psi_0)}{r_{s,f}}(\rho_b - \rho_u) + r_{s,f} \rho_u U_{n,u}^2 \frac{(\sigma - 1)}{2\sigma} \frac{\partial(\cot^2 \chi)}{\partial\psi}. \end{aligned} \quad (5.21)$$

Demnach hängt die Änderung der azimuthalen Wirbelstärke bei dieser idealisierten Betrachtung alleine von den Strömungsbedingungen auf der kalten Seite relativ zur Flammenfront sowie dem Dichteverhältnis ab. Mit Hilfe des Bernoulli-Theorems in der unverbrannten Strömung kann Gleichung (5.21) weiterhin umgeformt werden

$$\begin{aligned} \omega_{\varphi,b}(\psi_0)\Big|_f - \omega_{\varphi,u}(\psi_0)\Big|_f = \\ \frac{A_3(\psi_0)}{r_{s,f}}(\rho_b - \rho_u) + r_{s,f} \frac{(\sigma - 1)}{\sigma} \left[\frac{dp_{t,u}}{d\psi} - \frac{dp_u}{d\psi} \right] \end{aligned} \quad (5.22)$$

Der statische Druck ist vom Ort in der Strömung abhängig und nicht alleine eine Funktion der Stromfunktion. Die Ableitung nach der Stromfunktion erfolgt hier jedoch auf der Flammenfront und ist daher definiert. Es wurde bereits auf den verschwindend geringen Gradienten des statischen Druckes entlang der Flammenfront hingewiesen. Die Änderung der azimuthalen Wirbelstärke hängt daher allein von den Strömungsbedingungen stromauf und dem Dichteverhältnis ab (Gleichung (5.23)).

$$\omega_{\varphi,b}(\psi_0)|_f - \omega_{\varphi,u}(\psi_0)|_f = -\frac{(\sigma-1)}{\sigma}\omega_{\varphi,u}(\psi_0)|_f \quad (5.23)$$

Wirbelfäden mit negativer Wirbelstärke erfahren demnach eine Zunahme an Wirbelstärke (der Betrag der negativen Wirbelstärke nimmt ab!). Wohingegen positive Wirbelstärke eine Abnahme erfährt. Der Betrag der Wirbelstärke ändert sich proportional zum Dichteverhältnis über die Flammenfront. Nach der Flammenfront folgt die weitere Entwicklung der Wirbelstärke aus Gleichung (5.24).

$$\omega_{\varphi,b}(\psi_0) = \frac{1}{\sigma} \left[\frac{D}{r_S} A_{1,u}(\psi_0) - \frac{r_S}{D} A_{2,u}(\psi_0) \right] \quad (5.24)$$

Aus den Gleichungen (5.13) und (5.24) geht hervor, dass auch beim verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen nur dann negative azimuthale Wirbelstärke entstehen kann, wenn $A_{2,u}(\psi_0) > 0$ ist. Das notwendige Kriterium für den CIVB entspricht dem Kriterium für das isotherme Wirbelaufplatzen. Darüber hinaus bestimmen ebenfalls die Parameter $A_{1,u}^*$ und $A_{2,u}$ die Neigung einer Strömung zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen. Drallströmungen, die bereits im isothermen Fall zum Wirbelaufplatzen neigen, sind daher inhärent gefährdet, durch den CIVB in den annularen Zustand überzugehen.

Aus der vorgestellten vereinfachten Analyse kann nachstehende Modellvorstellung vom grundsätzlichen physikalischen Mechanismus des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens abgeleitet werden:

Ausgehend vom isothermen Wirbelaufplatzen am Brennermund vermag die Volumenexpansion in der Reaktionszone die Stromflächen weiter aufzuweiten, sodass die negative Induktionswirkung U_{ind} auf der Achse zunimmt und das Gleichgewicht der Strömung erst wieder durch die Bewegung der Rückströmzone stromauf hergestellt werden kann. Die zusätzliche negative Wir-

belstärke führt zur Strömungstransition im Mischrohr, wo im isothermen Fall kein Wirbelaufplatzen möglich ist. Dabei kommt der Wirbelkernaufweitung stromauf der Reaktionszone eine große Bedeutung zu, da sie am „effektivsten“ durch Strecken und Umorientieren der Wirbelfäden zu negativer Wirbelstärke führt. Über die idealisierte Flammenfront hinweg wird der Betrag der azimuthalen Wirbelstärke umgekehrt proportional zum Dichteverhältnis reduziert. Stromab ist die Sensitivität der azimuthalen Wirbelstärke auf die radiale Expansion der Strömung ebenfalls um das Dichteverhältnis geringer (vgl. Gleichung (5.24) und (5.13)). Aus dem axialen Verlauf der Umfangsgeschwindigkeit in Wirbelkernnähe (Abbildung 5.26) geht hervor, dass erst ca. $0,1D$ stromauf von der Flammenspitze Gradienten der Umfangsgeschwindigkeit auftreten, die auf eine deutliche Expansion der Kernströmung hinweisen. Charakteristisch für die Strömung nahe der Flammenspitze sind hohe radiale Geschwindigkeiten, die erheblich zur Umverteilung der Wirbelstärke und zum Strecken der Wirbelfäden beitragen. Zonen hoher negativer azimuthaler Wirbelstärke sind daher beim CIVB hauptsächlich unmittelbar stromauf von der Flammenfront und in der Flamme nahe der Flammenspitze zu erwarten.

Die Induktionswirkung der negativen azimuthalen Wirbelstärke beim CIVB hat, analog zum isothermen Wirbelaufplatzen, einen selbstverstärkenden Charakter. Auf der anderen Seite führt die Aufweitung der Strömung durch das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen zur erheblichen axialen Beschleunigung der Strömung in Wandnähe. Der damit verbundene äußere negative axiale Druckgradient hemmt das Wirbelaufplatzen und trägt zum Schließen der Rückströmzone bei. Es kommt zur beobachteten, stromauf propagierenden Rückströmblase im Mischrohr, an die die Flamme beim Rückschlagen gebunden ist (Abbildung 5.28).

5.3.4 Struktur der Flamme und Ablauf des CIVBs

Hochgeschwindigkeitsaufnahmen in Abbildung 5.19 haben bereits gezeigt, dass während des Flammenrückschlags teilweise ausgeprägte Flammenstrukturen auftreten. Die Ergebnisse der detaillierten Untersuchung der Flammenstrukturen mit Hilfe der laserinduzierten OH-Fluoreszenz werden in diesem Kapitel erörtert. Um die Momentaufnahme der planaren OH-Radikalenverteilung in den gesamten Flammenausbreitungsprozess einzuordnen, wurde die Evolution der Flamme simultan mit der Hochgeschwindigkeitskamera aufgezeichnet. In den Abbildungen 5.33-5.36 und in Abbildung 5.38 ist so-

wohl die Vorgeschichte (A-C), und die Entwicklung nach der LIF-Aufnahme (E-G) dargestellt. Die Chemilumineszenz-Aufnahme D_{HS} gehört zur LIF-Aufnahme D_{LIF} .

Die zweidimensionale Konzentrationsverteilung der OH-Radikale ist hinsichtlich des CIVBs von ähnlicher Aussagekraft wie Untersuchungen zum Vortex Breakdown im Wasserkanal, bei denen ebenfalls über einen Laserlichtschnitt Fluoreszin angeregt wird, vorausgesetzt, die konvektiven Transportprozesse durch die Wirbeldynamik sind deutlich schneller als die turbulente Flammenausbreitung. Es werden Wirbelstrukturen sichtbar, die für die Entstehung und Form des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens von entscheidender Bedeutung sind. Deshalb lassen sich wertvolle Parallelen zu den aus der Literatur bekannten experimentellen Studien zum isothermen Wirbelaufplatzens ziehen.

Für den Flammenrückschlag durch den CIVB konnten im Wesentlichen vier signifikante Phasen isoliert werden.

Phase 1: Anwachsen und Ausreagieren der Rückströmblase

Phase 2: Induktion des Wirbelaufplatzens stromauf von der Reaktionszone

Phase 3: Entwicklung eines Strahls aus Verbrennungsprodukten und aktiven Spezies

Phase 4: Ausbilden einer reagierenden Rückströmblase hoher Symmetrie

Während eines finalen Flammenrückschlags können sich die Phasen, mehr oder weniger ausgeprägt, zahlreich wiederholen. Sie sind charakteristisch für die Flammenausbreitung stromauf. Die Flammenstrukturen stagnierender und ausgespülter Flammen werden in Kapitel 5.4.2 erläutert.

Phase 1: Anwachsen und Ausreagieren der Rückströmblase

In Abbildung 5.33- D_{LIF} ist die Verteilung der OH-Radikale in der rückschlagenden Flamme zur Phase 1 mit zugehöriger Hochgeschwindigkeitsvideoaufnahme D_{HS} dargestellt. Die Bilder A-C und E-G der Abbildung 5.33 zeigen die Flamme bis zu 0,66 ms vor und 1,33 ms nach der Aufnahme D_{HS} . Zum Zeitpunkt der LIF-Aufnahme weist die weitgehend ausreagierte Rückströmblase einen hohen Grad an Symmetrie auf und erinnert in ihrer Gestalt an das blasenförmige Wirbelaufplatzens. Analog zur aerodynamischen Flammenstabilisierung in Drallbrennern ([HOF94b]), werden Zwischenprodukte

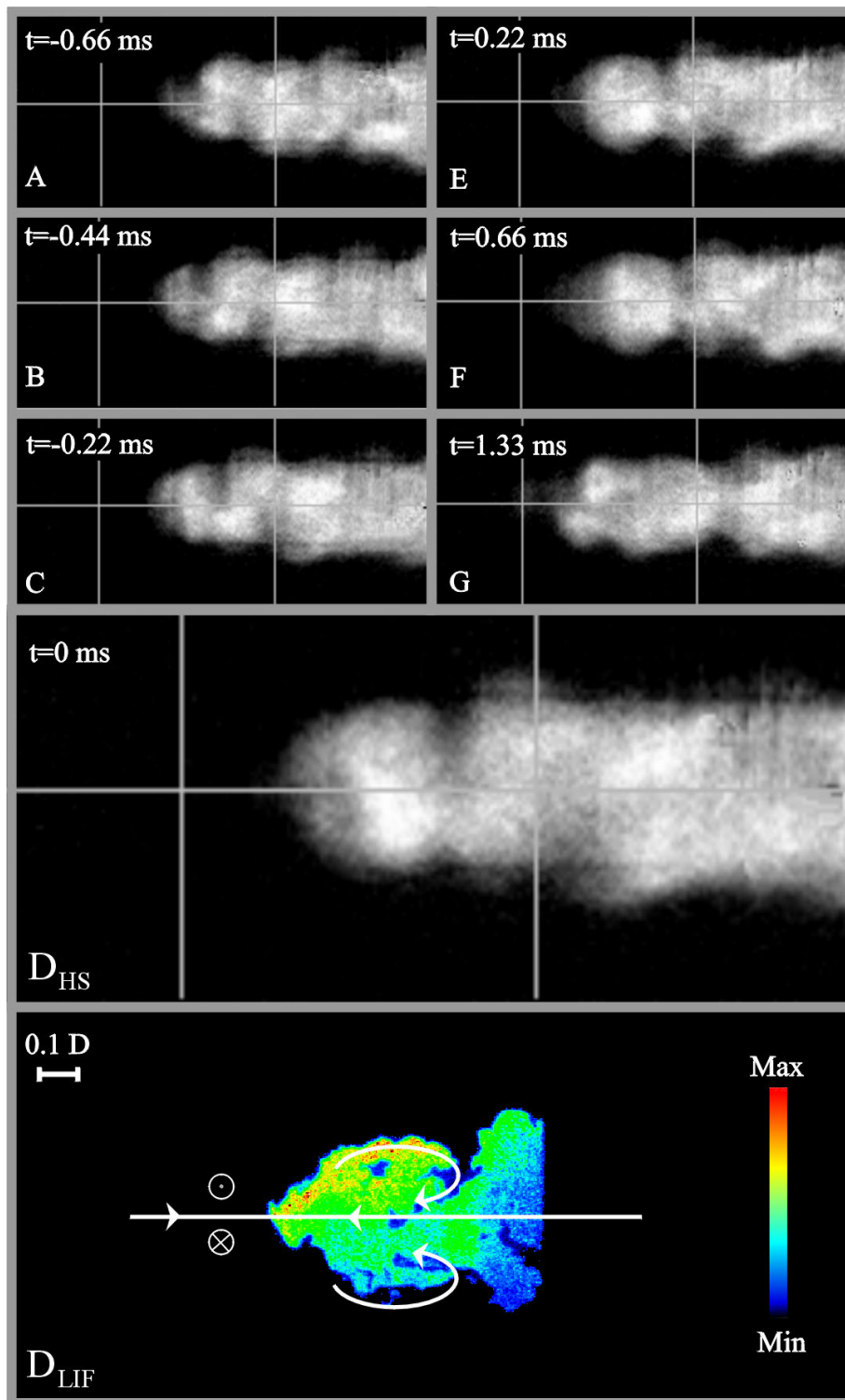


Abbildung 5.33: Verteilung der Hydroxylradikale zur Phase 1 des CIVBs mit zugehöriger Hochgeschwindigkeitsvideoaufnahme $T_M = 100^\circ\text{C}$, $Re = 82050$, $\lambda_{krit} = 1,32$, BK2.

und heißes Abgas an die Flammenwurzel transportiert. Sie wärmen das Gemisch vor und erfüllen damit eine flammenstabilisierende Funktion, die bei der starken Gegenströmung für die chemische Reaktion erforderlich ist. Reaktanden, Zwischenprodukte und Abgas strömen der Rezirkulationszone stromabseitig zu. In der Rückströmzone reagiert das Gemisch weiter aus. Die Rückströmblase ist also stromab nicht geschlossen und weist dort eine dreidimensionale unsymmetrische Struktur auf. Dies deckt sich mit den Grundlagenuntersuchungen zum isothermen blasenförmigen Wirbelaufplatzen [BRÜ93, SAR71a]. Die in Kapitel 5.3.2 bestimmte Länge der Rückströmzone von $L_{rück} \approx 0.5D$ stimmt darüber hinaus sehr gut mit den Abmessungen der blasenförmigen Struktur in Abbildung 5.33 überein.

Die durch die laserinduzierte Fluoreszenz sichtbar gemachte Flammenstruktur weist interessanterweise eine Volumenreaktion ohne führende Flammenkontur auf. Wie es von drallstabilisierten Flammen bekannt ist, führt das intensive turbulente Mischen von Zwischenprodukten, Abgas und Reaktanden zu einer Reaktionszone die einem homogenen Reaktor nahe kommt ([HOF94], [HOF98]). Aufgrund der günstigen Bedingungen für die chemische Reaktion und der blasenförmigen Struktur hoher Symmetrie, ist die Phase 1 der stabilste Zustand des CIVBs.

Auf die Phase 1 hin wird die Phase 2 (vgl. Abbildung 5.33: E-F) eingeleitet die zur Verlagerung der Rückströmzone stromauf führt.

Phase 2: Induktion des Wirbelaufplatzens stromauf

Ausgehend von einer reagierenden Rückströmzone (Abbildung 5.34-C) kommt es in der Phase 2 zur Induktion des Wirbelaufplatzens stromauf von der ursprünglichen Rückströmzone (Abbildung 5.34-D). Das Eigenleuchten der Flammenspitze ist sehr schwach und auf der Hochgeschwindigkeitsaufnahme kaum zu erkennen. Die OH-Radikalenverteilung der LIF-Aufnahme zeigt jedoch deutlich, wie ausgeprägte Wirbel in die ursprünglich blasenförmige Reaktionszone (vgl. Phase 1) eingreifen und Verbrennungsprodukte und Zwischenprodukte stromauf fördern. Offensichtlich verlagert sich nicht die gesamte existierende Rückströmblase, sondern das Wirbelaufplatzen wird vielmehr stromauf induziert. Dieser Befund ist eine Bestätigung für den in Kapitel 5.3.3 beschriebenen physikalischen Mechanismus. Negative Wirbelstärke induziert stromauf außerhalb der Mischrohrachse eine positive radiale Geschwindigkeit und stromab eine negative. Zonen negativer Wirbelstärke sind prinzipiell in der Lage, sich selbst den Weg stromauf zu bahnen, indem

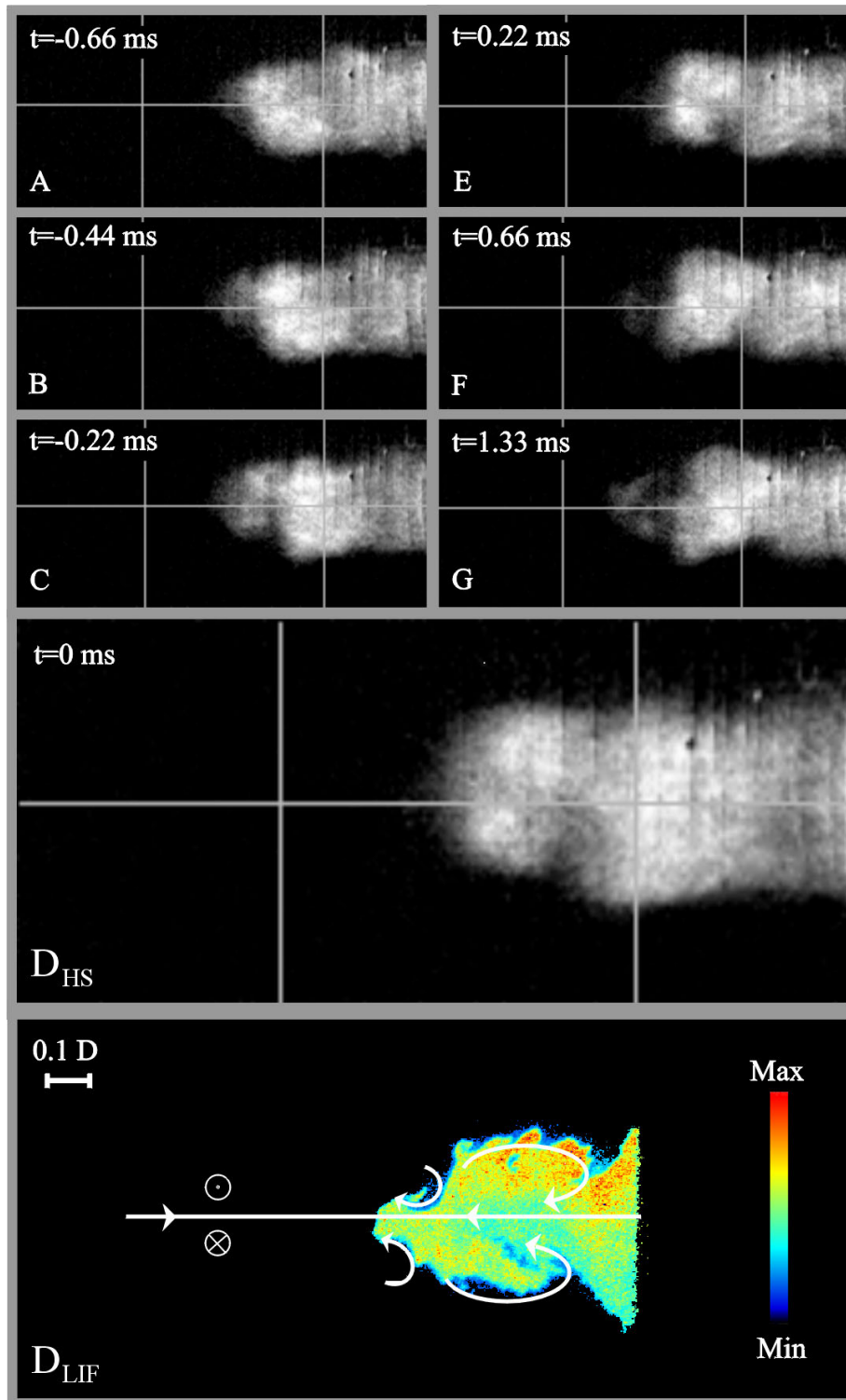


Abbildung 5.34: Verteilung der Hydroxylradikale zur Phase 2 des CIVBs mit zugehöriger Hochgeschwindigkeitsvideoaufnahme $T_M = 100^\circ\text{C}$, $Re = 82050$, $\lambda_{krit} = 1,32$, BK2.

sie die Kernströmung aufweiten, weitere negative Wirbelstärke erzeugen und stromab diese vernichten. Der Bereich hoher negativer Wirbelstärke propagiert stromauf. Dieser Vorgang kann als grundsätzliche Ursache für den schnellen Transport von Verbrennungsprodukten und Zwischenprodukten in Form eines Strahls gegen die Hauptströmung gesehen werden (Abbildungen E-G), der die Phase 3 einleitet.

Phase 3: Entwicklung eines Strahls aus Verbrennungsprodukten und aktiven Spezies

Mit hoher Geschwindigkeit in der Größenordnung der massengemittelten Gegenströmung U_m werden die Verbrennungsprodukte und Zwischenprodukte in die neu entstandene Rückströmzone gefördert (Abbildung 5.35-D). Eine Flammenstabilisierung durch Vorwärmen des zündfähigen Gemisches außerhalb der Rückströmblase ist in diesem Zustand an der Flammenspitze nicht möglich, statt dessen wird kaltes Brennstoffluftgemisch über die Wirbeldynamik und den turbulenten Transport eingemischt. Der Fortgang der Reaktion ist vom Gleichgewicht zwischen Strömungszeitmaß für den Mischungsvorgang und dem chemische Zeitmaß bestimmt. Übersteigen die Wärmeverluste aus der Reaktionszone die Wärmefreisetzung, erlischt die Flamme (Quenching).

In der Phase 3 besteht daher latent die Gefahr des Erlöschens des reagierenden Strahls, was sich auch in der lokalen Struktur der OH-Radikalenverteilung in der Flammenspitze in Abbildung 5.35- D_{LIF} äußert. Unter Vorwegnahme der Ergebnisse in Kapitel 5.4 sei bereits jetzt darauf hingewiesen, dass das Erlöschen der Reaktion zur Stagnation der Flamme und in Folge zum Ausspülen der Reaktionszone führen kann.

Hinsichtlich der Struktur des Wirbelaufplatzens sind in Abbildung 5.35 unsymmetrische Wirbelstrukturen sichtbar, die an ein instabiles blasenförmiges Wirbelaufplatzen [BRÜ93] mit einem Staupunkt außerhalb der Mischrohrachse erinnern. Der axiale Strahl aus Verbrennungsprodukten und aktiven Spezies kann sich aber auch mit hoher Axialsymmetrie entwickeln.

Phase 4: Ausbilden einer reagierenden Rückströmblase hoher Symmetrie

Die in Phase 3 bereits deutlich sichtbare neu entstandene Rückströmblase etabliert sich in Phase 4 weiter, indem sie stromabseitig über einen sehr schmalen Bereich um die Achse mit heißen Verbrennungsprodukten gefüllt

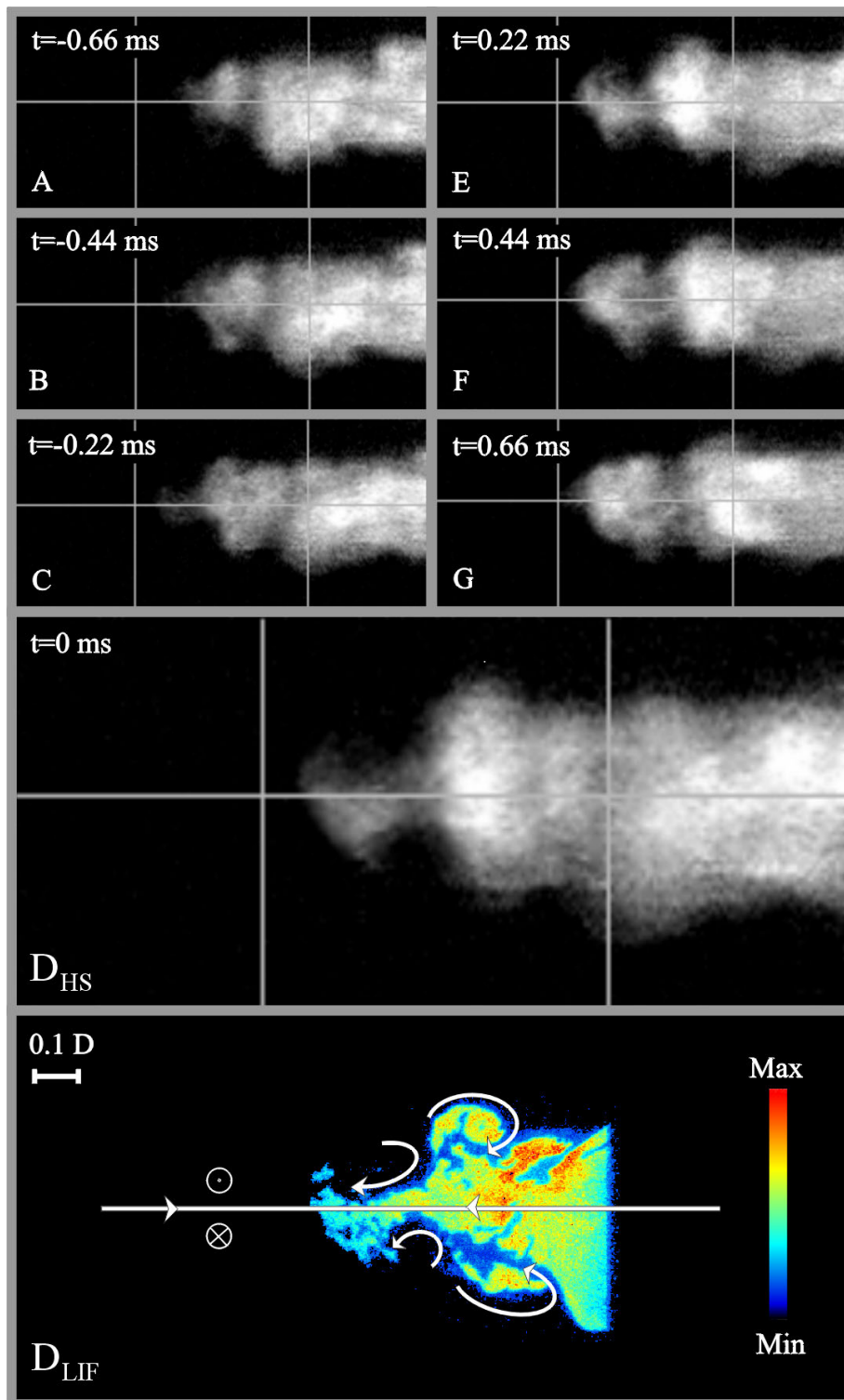


Abbildung 5.35: Verteilung der Hydroxylradikale zur Phase 3 des CIVBs mit zugehöriger Hochgeschwindigkeitsvideoaufnahme $T_M = 100^\circ\text{C}$, $Re = 82050$, $\lambda_{krit} = 1,32$, BK2.

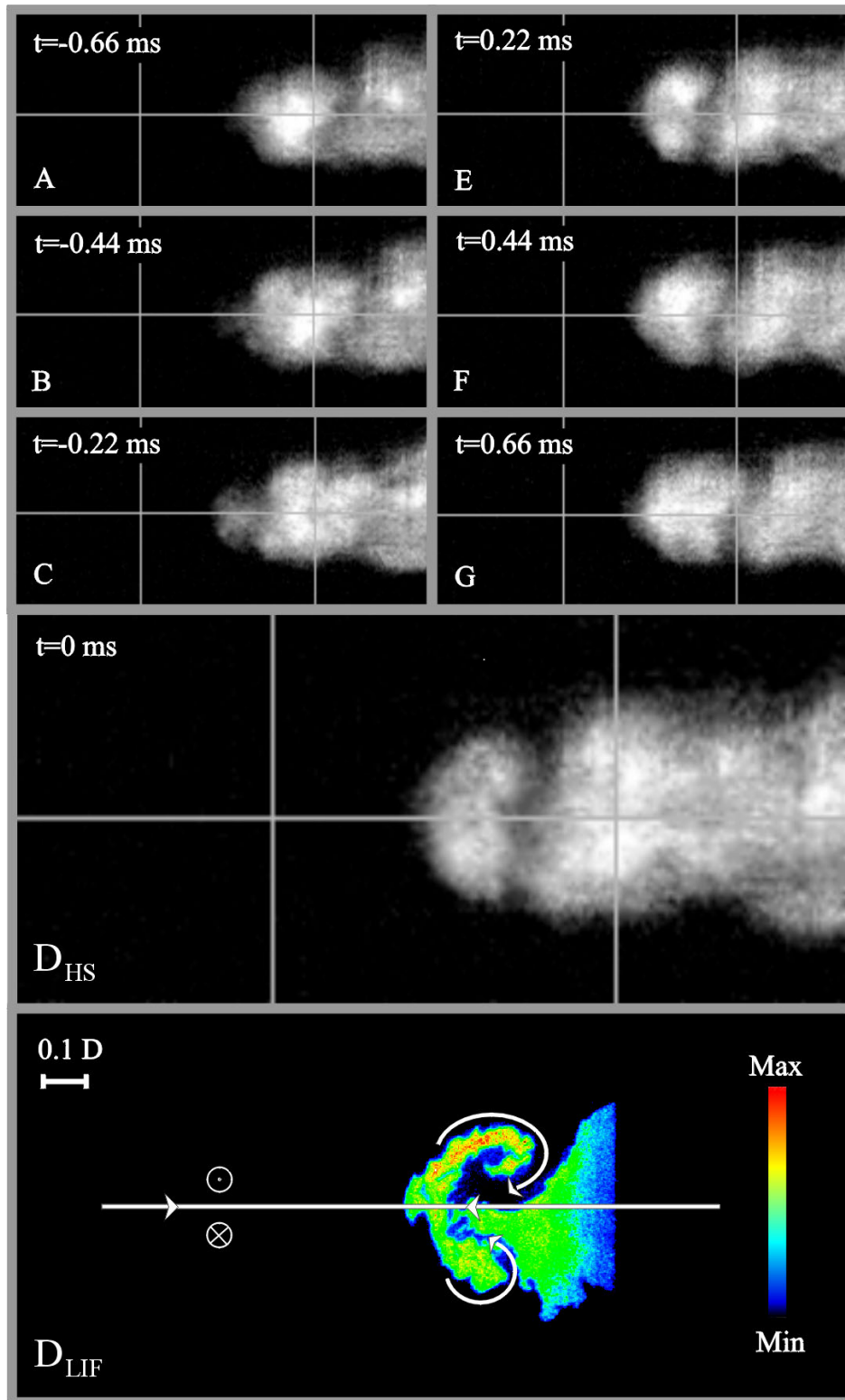


Abbildung 5.36: Verteilung der Hydroxylradikale zur Phase 4 des CIVBs mit zugehöriger Hochgeschwindigkeitsvideoaufnahme $T_M = 100^\circ\text{C}$, $Re = 82050$, $\lambda_{krit} = 1,32$, BK2.

wird. Dabei kann es zum ausgeprägten, weitgehend axialsymmetrischen blasenförmigen Wirbelaufplätzen kommen (Abbildung 5.36-D). Ein Vergleich mit dem ebenfalls über eine Lichtschnittmesstechnik sichtbar gemachten isothermen blasenförmigen Wirbelaufplätzen liefert viele Gemeinsamkeiten in der Erscheinungsform (Abbildung 5.37). In der weiteren Entwicklung wächst die reagierende Blase an. Es wird erneut die Phase 1 einleitet.

Ein fünfter charakteristischer Zustand des CIVBs wurde bisher ausgeklammert. Er ist als eine zweite Erscheinungsform zu verstehen, in die der CIVB insbesondere aus den Phasen 1 und 2 übergehen kann. In der zweidimensionalen Verteilung der Hydroxylradikale (Abbildung 5.38- D_{LIF}) werden spiralförmige Wirbelstrukturen sichtbar, wie sie vom isothermen spiralförmigen Wirbelaufplätzen bekannt sind. Im Unterschied zu den in der Phase 3 auftretenden Wirbelstrukturen (Abbildung 5.35- D_{LIF}) sind deren Abmessungen deutlich kleiner und die Flammenspitze propagiert keil- oder nadelförmig stromauf. Durch intensives Einmischen kalten Frischgases besteht in diesem Zustand, analog zur Phase 3, latent die Gefahr zum Flammenlöschen. Es wurde auch in keinem Fall beobachtet, dass eine Flamme dieser Erscheinungsform über die gesamte Mischrohrlänge bis zum Drallerzeuger propagiert, ohne zwischenzeitlich in eine flammenstabilisierende Phase durch Ausbrennen der Wirbel (Abbildung 5.38-F und G) überzugehen.

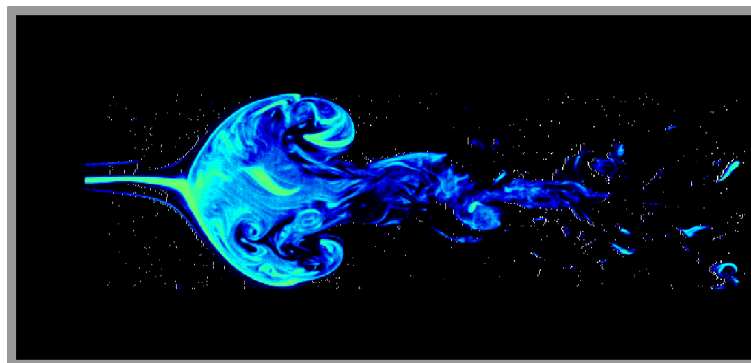


Abbildung 5.37: *Mit einer Lichtschnittmesstechnik sichtbar gemachtes blasenförmiges isothermes Wirbelaufplätzen (Quelle: Brown Boveri Corporate Research Centre, Schweiz).*

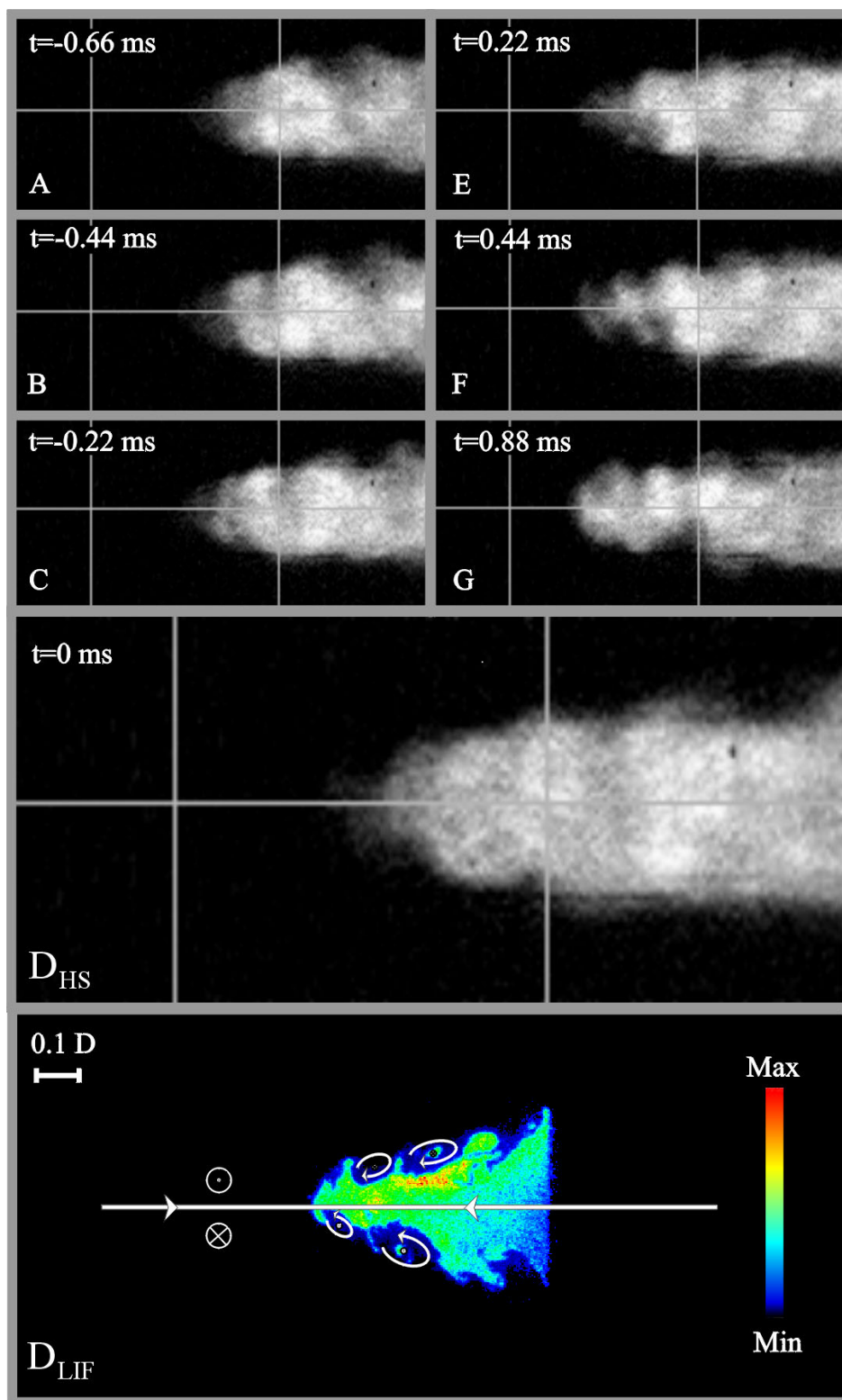


Abbildung 5.38: Verteilung der Hydroxylradikale in einer keil- oder nadelförmigen Flammenspitze mit zugehörigen Hochgeschwindigkeitsvideoaufnahmen (Phase 5), $T_M = 100^\circ\text{C}$, $\text{Re} = 82050$, $\lambda_{\text{krit}} = 1,32$, BK2.

Im Falle des spiralförmigen verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens (Phase 5) ist davon auszugehen, dass analog zum isothermen Wirbelaufplatzens (vgl. Abbildung 2.3) der Wirbelkern spiralförmig ausgelenkt wird. Für diesen Fall kann die rein rotationssymmetrische Modellvorstellung aus Kapitel 5.3.3 gemäß Abbildung 5.39 erweitert werden. Durch die mit der reagierenden Reaktionszone verbundene Aufweitung der Strömung, werden stromauf neue spiralförmige Windungen induziert. Sie haben die Verlagerung der Rückströmzone und den induktiven konvektiven Transport von Reaktionsprodukten und Zwischenprodukten stromauf zur Folge. Mit der Flammene Ausbreitung gegen die Hauptströmung zerfallen spiralförmige Windungen aber stromab schnell in turbulente Schwankungsbewegungen.

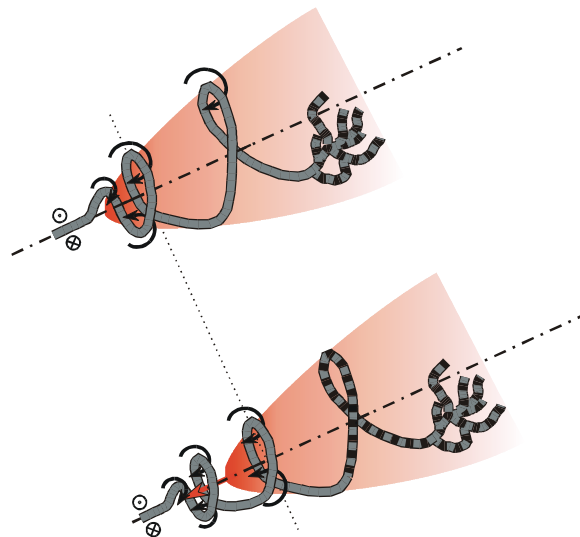


Abbildung 5.39: Modellvorstellung des spiralförmigen verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens.

Zusammenfassend sind beim verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens sowohl blasenförmige Strukturen als auch spiralförmige Wirbel festzustellen. Beide Erscheinungsformen können ineinander übergehen, was ebenfalls aus isothermen Untersuchungen bekannt ist [BRÜ93].

5.3.5 Länge und Stärke der Rückströmzone

Die bisher beschriebenen Experimente wurden bei einer Temperatur des Brennstoffluftgemisches von $T_M = 100^\circ\text{C}$ und einer Reynoldszahl von $\text{Re} = U_m D / \nu = 82050$ durchgeführt. Bei diesem Betriebszustand führt im Mittel ein kritisches Luftverhältnis von $\lambda_{krit} = 1,32$ zum finalen Flammenrückschlag durch das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen. Zwei wichtige Kenngrößen des Wirbelaufplatzens sind die Länge und Stärke der Rückströmzone. Untersuchungen zur Stabilität (blow off) von verdrahten und staukörperstabilisierten Flammen zeigen, dass insbesondere der Länge der Rückströmzone eine große Bedeutung zukommt ([RAW78], [ZUK55]). Es ist daher von Interesse, beide Größen in einem weiten Parameterbereich zu erfassen. Sowohl deren Abhängigkeit vom Dichteverhältnis σ als auch von der massengemittelten Strömungsgeschwindigkeit U_m im Mischrohr werden im Folgenden diskutiert. Das Dichteverhältnis σ basiert auf der adiabaten Flammentemperatur, die mit EQUIL-CHEMKIN berechnet wurde. Als Maß für die Stärke der Rückströmzone wird die maximale Rückströmgeschwindigkeit $U_{rück,max}$ herangezogen, die aus dem gleitenden Mittelwert der axialen Strömungsgeschwindigkeit auf der Mischrohrachse (vgl. Kapitel 5.3.1 und 5.3.2) im flammenfesten Bezugssystem B (Abbildung 5.24) bestimmt wurde. Die Länge des Rezirkulationsbereichs ist ebenfalls auf das Relativsystem B bezogen.

Ausgehend vom oben genannten Betriebspunkt wurde zur Bestimmung der Abhängigkeit vom Dichteverhältnis die Temperatur des Frischgemisches von $T_M = 100^\circ\text{C}$ auf $T_M = 200^\circ\text{C}$ und $T_M = 300^\circ\text{C}$ erhöht und gleichzeitig der Massenstrom derart reduziert, dass die mittlere Strömungsgeschwindigkeit U_m und damit das Strömungsfeld stromauf des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens unverändert bleibt. Mit zunehmender Vorwärmtemperatur T_M steigt das kritische Luftverhältnis λ_{krit} an. Dadurch sinkt das Dichteverhältnis über die Flammenfront, das aus Sicht der Wirbeldynamik bei gleicher Hauptströmung konstant sein müsste. Diese Abhängigkeit deutet auf einen Einfluss der Reaktionskinetik hin (s. u.).

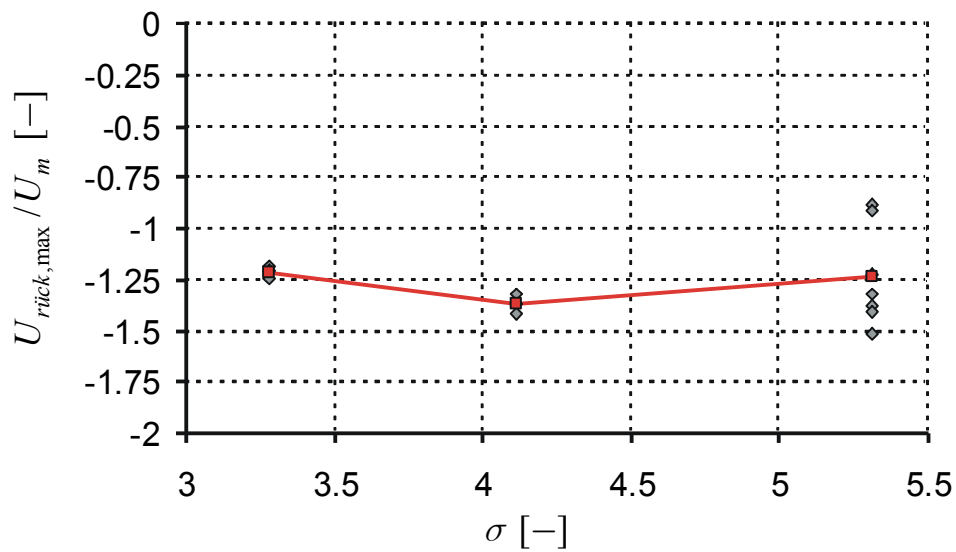


Abbildung 5.40: Maximale Rückströmgeschwindigkeit in der verbrennungsinduzierten Rezirkulationszone während des Flammenrückschlags: Abhängigkeit vom Dichteverhältnis, BK2.

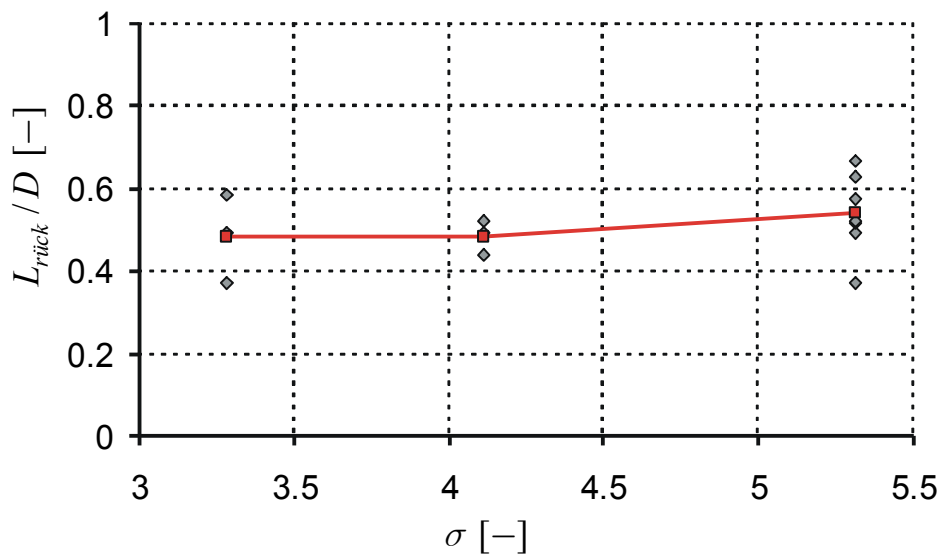


Abbildung 5.41: Länge der verbrennungsinduzierten Rezirkulationszone während des Flammenrückschlags: Abhängigkeit vom Dichteverhältnis, BK2.

In Abbildung 5.40 und Abbildung 5.41 sind die maximale Rückströmgeschwindigkeit in der verbrennungsinduzierten Rückströmblase und die Länge der Rückströmzone über dem Dichteverhältnis aufgetragen. Unter Berücksichtigung der Instationarität und Dreidimensionalität der Strömung des CIVBs, sind die Einzelmessungen vergleichsweise gut reproduzierbar. Die Erhöhung des Dichteverhältnisses um den Faktor 1,6 führt nach Abbildung 5.40 nicht zu einer messbaren Veränderung der Rückströmgeschwindigkeit $U_{rück,max}$. Gleiches gilt für die Länge der Rezirkulationszone $L_{rück}$ (Abbildung 5.41).

Zur Untersuchung der Abhängigkeit von der mittleren Strömungsgeschwindigkeit U_m wurde eine konstante Gemischtemperatur von $T_M = 100^\circ\text{C}$ eingestellt. Abbildung 5.42 zeigt die Stärke der Rückströmzone für mehrere Wiederholungsmessungen über einem weiten Durchsatzbereich. Die dimensionslose Rückströmgeschwindigkeit nimmt im Reynoldszahlbereich von $60000 < Re < 120000$ mit steigendem Durchsatz geringfügig zu. Für kleinere Reynoldszahlen weicht der qualitative Verlauf der mittleren maximalen Rückströmgeschwindigkeit ab. Es ist davon auszugehen, dass die für große Reynoldszahlen typische Selbstähnlichkeit der Strömung ([HIL88], [HOF94b]) in diesem Bereich allmählich verloren geht. Unterschiede in den dimensionslosen Rückströmgeschwindigkeiten $U_{rück,max}/U_m$ sind jedoch über den gesamten Durchsatzbereich so gering, dass sie trotz einer Verdreifachung des Massenstroms kleiner als die Messwertschwankungen ausfallen. Auch die Länge der Rückströmzone wächst zwar mit steigender Geschwindigkeit U_m ebenfalls an, ist jedoch praktisch invariant, zumal unter realen Maschinenbedingungen keinesfalls eine Verdreifachung des Massendurchsatzes erfolgt. Der Vollständigkeit halber sei auf die mit zunehmenden Strömungsgeschwindigkeiten U_m sinkenden kritischen Luftverhältnisse λ_{krit} hingewiesen. Bei konstanter Vorwärmtemperatur T_M haben sie lediglich einen geringfügigen Anstieg des Dichteverhältnisses zur Folge, der nach Abbildung 5.40 und Abbildung 5.41 das Messergebnis jedoch nicht beeinflusst.

Zusammenfassend ist festzuhalten, dass Dichteverhältnis und Massendurchsatz kaum Einfluss auf die dimensionslose Rückströmgeschwindigkeit $U_{rück,max}/U_m$ und die Länge der Rückströmzone $L_{rück}/D$ nehmen. Die Mittelwerte aller Messungen betragen $U_{rück,max}/U_m = -1,27$ und $L_{rück} = 0,53D$.

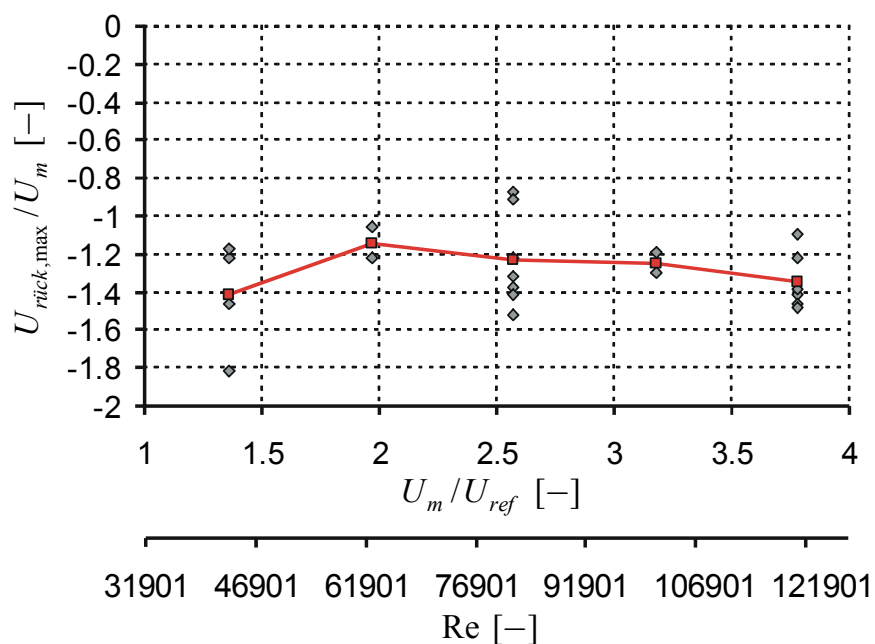


Abbildung 5.42: Maximale Rückströmgeschwindigkeit in der verbrennungsinduzierten Rezirkulationszone während des Flammenrückschlags: Abhängigkeit von der mittleren Strömungsgeschwindigkeit, BK2.

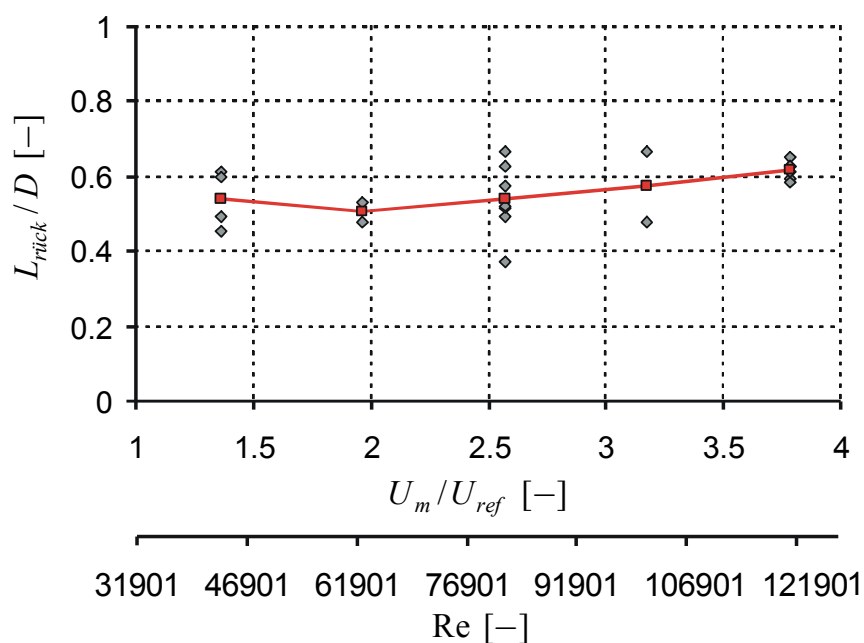


Abbildung 5.43: Länge der verbrennungsinduzierten Rezirkulationszone während des Flammenrückschlags: Abhängigkeit von der mittleren Strömungsgeschwindigkeit, BK2.

Flammenrückschläge entgegen der hohen Strömungsgeschwindigkeit auf der Mischrohrachse erfordern, neben dem durch die Interaktion von Drallströmung und Reaktion induzierten Wirbelaufplatzen, ausreichend günstige Bedingungen für die chemische Umsetzung an der stromauf propagierenden Rückströmzone. In Kapitel 5.3.4 wurde bereits auf die Wirkung der Rezirkulation heißer Abgase und Zwischenprodukte hingewiesen, die insbesondere in der Phase 1 des CIVBs der Flammenstabilisierung in Drallbrennern ähnelt. Aus Stabilitätsuntersuchungen ist bekannt, dass die Abblasegrenze (blow out) von Drallflammen häufig über den Vergleich eines chemischen Zeitmaßes

$$\tau_c \sim \frac{a}{S_l^2} \quad (5.25)$$

mit einem Strömungszeitmaß beschrieben werden kann, wobei das Strömungszeitmaß aus einer charakteristischen Strömungsgeschwindigkeit und der Länge der Rückströmzone berechnet wird ([HOF94], [HOF98]). Bei Reynoldszahlinvarianz des Strömungsfeldes sind die Länge des Rezirkulationsgebiets und der Brennerdurchmesser D zueinander proportional. Darüber hinaus kann für eine konstante Drallzahl S die charakteristische Strömungsgeschwindigkeit gleich der massengemittelten Geschwindigkeit U_m gesetzt werden (Gleichung (5.26)).

$$\tau_s \sim \frac{L_{rück}}{U_{char}} = \frac{D}{U_m} \quad (5.26)$$

Ein Erlöschen der Flamme tritt nicht auf, wenn das Verhältnis zwischen den charakteristischen Zeitmaßen τ_s / τ_c über einem kritischen Wert C_{krit} liegt.

$$\tau_s > \tau_c \cdot C_{krit} \quad (5.27)$$

Ein charakteristisches Strömungszeitmaß $\tau_{rück}$ für die Strömung in der verbrennungsinduzierten Rückströmblase ist durch die Länge der Rückströmzone und die maximale Rückströmgeschwindigkeit bestimmt.

$$\tau_{S,rück} \sim \frac{L_{rück}}{|U_{rück,max}|} \quad (5.28)$$

Für die Außenströmung gilt bei konstanter Drallzahl das charakteristische Strömungszeitmaß $\tau_{S,a}$:

$$\tau_{S,a} \sim \frac{D}{U_m} \quad (5.29)$$

Nach den experimentellen Ergebnissen stehen mit $U_{rück,max} \sim U_m$ und $L_{rück} \sim D$ die beiden Strömungszeitmaße $\tau_{S,rück}$ und $\tau_{S,a}$ weitgehend in einem festen Verhältnis. Dies ist in Abbildung 5.44 über dem Dichteverhältnis und der mittleren Geschwindigkeit aufgetragen. Der Mittelwert beträgt $\tau_{S,rück} / \tau_{S,a} = 0,417$.

$$\tau_{S,rück} = 0,417 \cdot \tau_{S,a} \sim \frac{D}{U_m} \quad (5.30)$$

Als maßgebendes Strömungszeitmaß für die Flammenstabilisierung an der verbrennungsinduzierten Rückströmzone ist daher die charakteristische Zeit $\tau_S = \tau_{S,a}$ geeignet. Damit ist Gleichung (5.27) anwendbar, als weiteres, neben dem Wirbelaufplatzen notwendiges Kriterium für den Flammenrückschlag.

Das Verhältnis von chemischem Zeitmaß und Strömungszeitmaß $\tau_c / \tau_{S,a}$ geht aus Abbildung 5.44 hervor. Es besitzt interessanterweise einen nahezu konstanten Wert. Umfangreiche Parameterstudien von Kröner et al. [KRÖ02] belegen die weitgehende Konstanz des Verhältnisses $\tau_c / \tau_{S,a}$ am Rückschlagpunkt über einen weiten Parameterbereich und unter Berücksichtigung von Lewis-Zahleffekten [KRÖ03] auch für unterschiedliche Brennstoffe. Dieses Verhalten deutet darauf hin, dass der Reaktionskinetik eine limitierende Bedeutung zukommt, und sich die Flamme während des Rückschlags immer nahe der Löschgrenze (blow out) befindet.

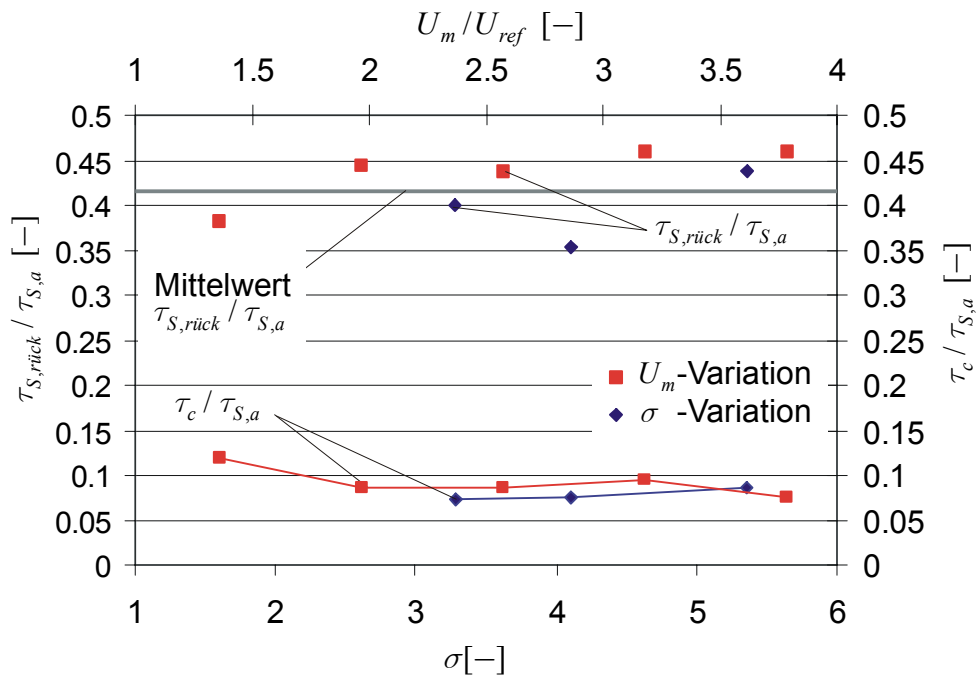


Abbildung 5.44: Verhältnisse der Strömungszeitmaße $\tau_{S,rück}/\tau_{S,a}$ und von chemischem Zeitmaß τ_c und Strömungszeitmaß $\tau_{S,a}$, BK2.

5.4 Lokale Untersuchung der Regeneration der Drallströmung

Typisch für den Flammenrückschlag durch den CIVB ist das stochastische Auftreten mehrerer Rückzündungen (vgl. Abbildung 5.18), die im Mischrohr aufgehalten und infolge wieder ausgespült werden. Erst ab einem ausreichend fetten Gemisch propagiert die Flamme bis zum Drallerzeuger (finaler Flammenrückschlag). Bisher wurden die Vorgänge analysiert, die zur Flammenausbreitung stromauf führen. Der Fokus dieses Kapitels liegt auf den Mechanismen, die das Stagnieren der Flammenausbreitung und das Ausspülen der Flamme aus dem Mischrohr ermöglichen. In diesem Zusammenhang wird geklärt, in wieweit sich die Drallströmung aus dem rückgeschlagenen Zustand heraus regenerieren kann.

5.4.1 Zeitlicher Verlauf der instationären Strömung

Zum Verständnis des Ausspülvorgangs ist insbesondere die instationäre Strömung unmittelbar stromauf der Flammenspitze von Bedeutung. Um mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung heiße bzw. reagierende Regionen von kalten zu unterscheiden, wurde bei den LDA-Messungen Rauch als Seeding verwendet.

Abbildung 5.45 zeigt die axiale und azimutale Geschwindigkeitskomponente der instationären Strömung auf der Mischrohrachse für eine ausgespülte Flamme. Der grau hinterlegte Bereich kennzeichnet den Abschnitt, in dem sich die Flamme im Messvolumen aufhält und daher keine Bursts validiert werden können. Die Flamme propagiert zunächst stromauf und passiert das Messvolumen zum Zeitpunkt $t = 5,1\text{ms}$. Sie stagniert und wird ausgespült, bis sie sich ab $t = 10,7\text{ms}$ ⁹ wieder stromab des Messvolumens befindet.

⁹ Wie die simultan aufgezeichneten Hochgeschwindigkeitsaufnahmen gezeigt haben, führt die Flammenspitze zum Zeitpunkt $t = 9,9\text{ms}$ Nutationsbewegungen um die Mischrohrachse aus (vgl. Flammenstruktur Abbildung 5.48-G). Die Flammenspitze ist zu diesem Zeitpunkt zwar stromauf des Messvolumens, jedoch soweit außerhalb des Zentrums, dass kaltes Gemisch mit Rauchpartikeln an den Messort gelangt und damit bereits Geschwindigkeitsmessungen möglich sind. Tatsächlich werden jedoch erst ab $t = 10,7\text{ms}$ die Strömungsgeschwindigkeiten stromauf von der gesamten Flamme aufgenommen.

Während des Ausspülvorgangs liegen stromauf der Flammenspitze geringe axiale Geschwindigkeiten oder sogar negative Werte vor. Weiter entfernt von der Flammenfront sind ausgeprägte Rückströmgebiete detektierbar, in denen keine chemische Reaktion abläuft. Sie sind ein Hinweis auf das Erlöschen der Flamme an der verbrennungsinduzierten Rezirkulationszone. Tatsächlich zeigen die im nächsten Kapitel beschriebenen Flammenstrukturen, dass die Flammenspitze vor dem Ausspülvorgang durch massives turbulentes Flammenlösen gekennzeichnet ist. Das Wirbelaufplatzen kann danach zwar aufrechterhalten werden, jedoch nehmen nach der Modellvorstellung aus Kapitel 5.3.3 die wirbeldynamischen Kräfte ohne chemische Reaktion ab. Folglich wird die Rückströmzone ausgespült. Dabei hält sich die Flammenspitze im Nachlauf des Rezirkulationsgebiets auf. Trotz der geringen Strömungsgeschwindigkeiten in diesem Bereich, verhindern lokale Löschvorgänge eine erneute Flammenausbreitung stromauf (vgl. Kapitel 5.4.2).

Im instationären Verlauf der Umfangsgeschwindigkeit fallen drei Bereiche auf. Unmittelbar stromauf der Flammenfront sind heftige, teils periodische Geschwindigkeitsschwankungen zu beobachten, deren Zeitskala nur etwa ein Drittel des Zeitmaßes der Nutationsbewegungen des ungestörten Wirbelkerns entspricht. Im Bereich der Rückströmzone treten ebenfalls starke, eher ungeordnete Schwankungen mit noch kleineren charakteristischen Zeiten auf. Wird die Flamme weiter ausgespült (Abbildung 5.45, $t \geq \sim 25 \text{ ms}$), erkennt man wieder die Charakteristika der ungestörten isothermen Strömung mit den Nutationsbewegungen des Wirbelkerns und den hohen axialen Strömungsgeschwindigkeiten (vgl. Kapitel 5.1.2). Die Drallströmung regeneriert sich am Messort vollständig.

Im Hinblick auf das Flammenlösen sind die Geschwindigkeitsschwankungen und deren Zeitskalen von großer Bedeutung. Die heftigen, teils periodischen Schwankungen in azimuthaler Richtung direkt stromauf der Flammenfront weisen auf umlaufende Wirbel hin. Da sie Geschwindigkeitsschwankungen induzieren und Mischungsprozesse antreiben, können sie in ursächlichem Zusammenhang mit dem Flammenlösen stehen. Gestützt wird diese Vermutung auch durch die Flammenstrukturen, die im nächsten Kapitel genauer beschrieben werden (z. B.: Abbildung 5.51).

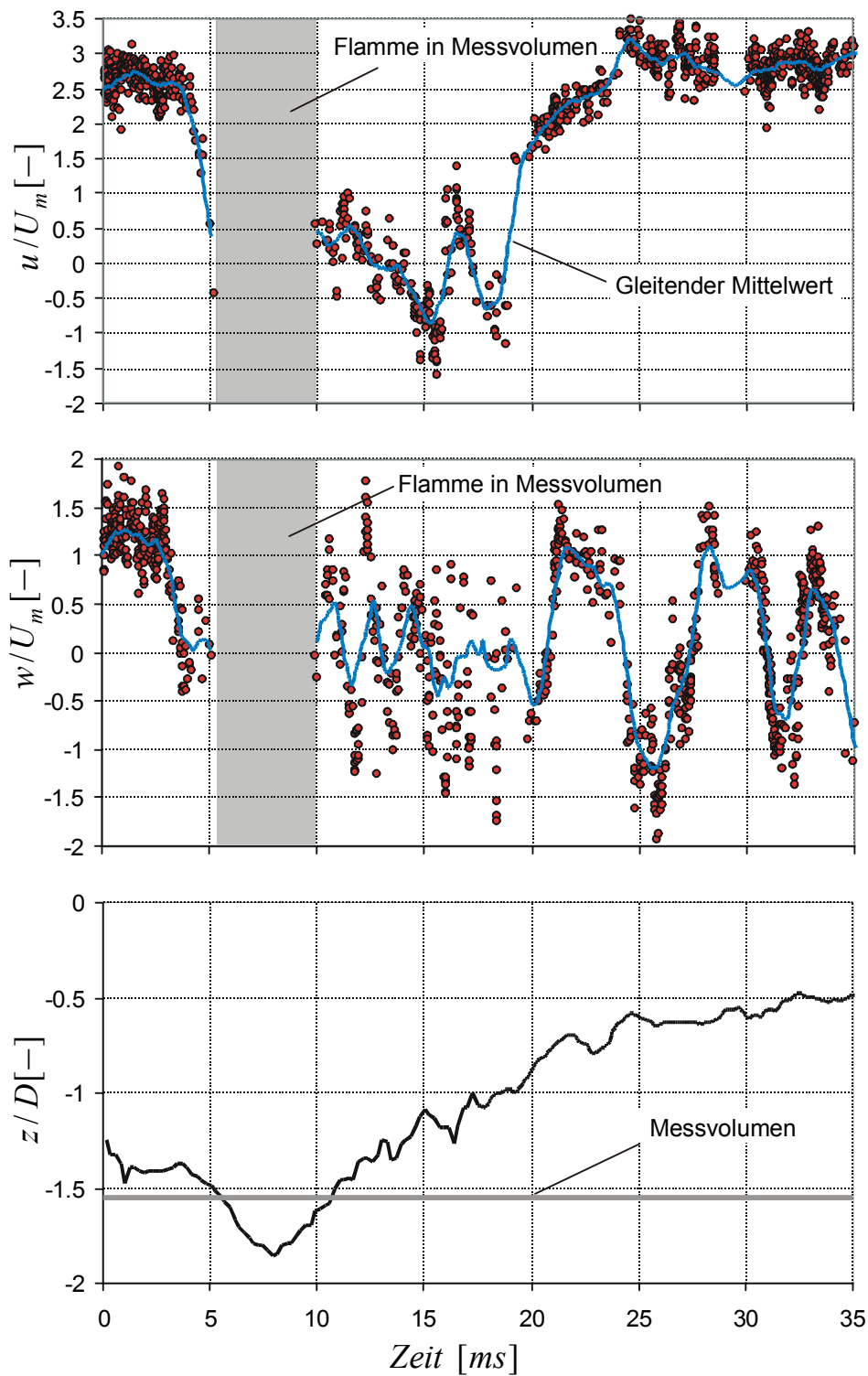


Abbildung 5.45: Zeitlicher Verlauf der axialen und azimuthalen Strömungsgeschwindigkeit an der Position $r=0$, $z=-1,55D$ stromauf der Flammenfront mit zugehöriger axialer Position der ausgespülten Flamme (Seeding: Rauch), BK2.

5.4.2 Struktur stagnierender und ausgespülter Flammen

Die lokale Struktur ausgespülter Flammen (Abbildung 5.48- D_{LIF} bis Abbildung 5.51- D_{LIF}) unterscheidet sich gravierend von der stromauf propagierender Flammen (Abschnitt 5.3.4). Wesentlicher Unterschied sind die stark zerklüfteten turbulenten Flammenstrukturen, die durch das Aufbrechen der Volumenreaktion in der Flammenspitze entstehen. Die Reaktion ist dabei durch massive lokale Löschvorgänge gekennzeichnet. Diesem Zustand gehen häufig für die Flammenstabilisierung an der verbrennungsinduzierten Rezirkulationszone ungünstige Wirbelstrukturen voraus. So führen spiralförmige Wirbel (Abbildung 5.47- D_{LIF}) zum vermehrten Einmischen von kaltem Frischgas in die Rückströmzone. Sie können auf diese Weise die zusammenhängende Reaktionszone zerstören. Darüber hinaus ist bekannt, dass die axiale Induktionswirkung mit zunehmender spiralförmiger Struktur und sonst unveränderten Bedingungen abnimmt [BRÜ93]. Von den in Kapitel 5.3.4 beschriebenen Phasen 1-4 des CIVBs bei der Flammenausbreitung stromauf, wird insbesondere in der Phase 3 (Abbildung 5.35- D_{LIF}) intensiv kaltes Gemisch in die Flammenspitze eingebracht. Übersteigen die Wärmeverluste aus der Reaktionszone die Wärmefreisetzung, erlischt die Flamme. Die beiden Strömungsformen, die das Aufbrechen der Volumenreaktion fördern und das Flammenlöschen an der verbrennungsinduzierten Rezirkulationszone einleiten können, sind in Abbildung 5.46 schematisch skizziert.

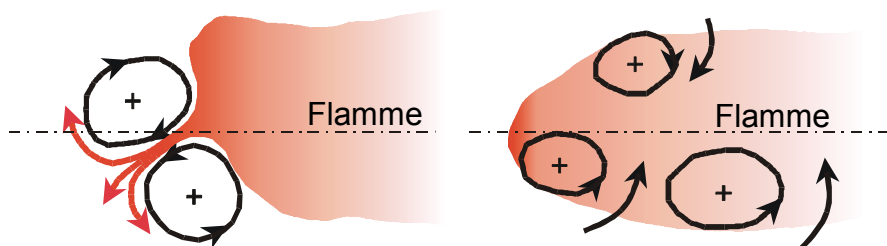


Abbildung 5.46: Schematische Darstellung von Strömungsformen die das Erlöschen der Flammenspitze fördern. Links: Phase 3 des CIVBs (vgl. Abbildung 5.35-D), rechts: spiralförmige Wirbelstruktur (vgl. Abbildung 5.47-D).

Es bleibt anzumerken, dass im Vergleich zur Flammenstabilisierung in der Brennkammer (Abbildung 5.24, rechts) grundsätzlich wesentlich ungünstigere Bedingungen an der verbrennungsinduzierten Rezirkulationszone herrschen (höhere Strömungsgeschwindigkeiten, kurze Rezirkulationszone, vgl.

Kapitel 5.3.5). Brennstoffe mit langsamer Reaktionskinetik machen daher lokale Löschvorgänge bei der Verlagerung der Flamme in das Mischrohr wahrscheinlich.

Die OH-Radikalenverteilung in der Flammenspitze von stagnierenden und in Folge ausgespülten Flammen ist in Abbildung 5.48-D_{LIF} und Abbildung 5.59-D_{LIF} dargestellt¹⁰. Im einen Fall (Abbildung 5.48) werden die massiven lokalen Löschvorgänge (Quenching) durch spiralige Wirbelstrukturen gemäß Abbildung 5.46 (rechts) eingeleitet (vgl. Abbildung 5.48-C,D und Abbildung 5.47-D). Hingegen geht Abbildung 5.49-D ein asymmetrischer Strahl aus Verbrennungsprodukten und Zwischenprodukten ähnlich Abbildung 5.46 (links) voraus, der bereits bei der Entwicklung erlischt (vgl. Abbildung 5.49-C und Abbildung 5.35-C). Nach dem Reaktionsabbruch in der Flammenspitze werden die OH-Radikale mit den Reaktanden vermengt, abgekühlt und verdünnt. Die Konzentrationen sinken unter die Nachweisgrenze der Messmethode.

Beim Ausspülvorgang, der sich dem Erlöschen der Flammenspitze anschließt, können zwei Erscheinungsformen unterschieden werden: eine sehr stumpfe, pfropfenförmige Flamme (Abbildung 5.50-D) oder eine spiralige Flammenspitze (Abbildung 5.51-D). Letztere ist durch heftige Nutationsbewegungen um die Mischrohrachse und eine turbulente Flammenstruktur mit massiver Flammenlöschung geprägt. Auch bei der pfropfenförmigen Flamme treten lokale Löschvorgänge auf.

Ingesamt zeigen die beschriebenen Flammenstrukturen, welche zentrale Bedeutung dem lokalen Flammenlöschen in der Flammenspitze beim Ausspülen der rückgezündeten Bereiche aus dem Mischrohr zukommt. Der bereits in Kapitel 5.3.5 gefundene Hinweis darauf, dass sich die Flamme beim Flammenrückschlag durch den CIVB nahe der Löschgrenze befindet, wird damit bestätigt. Erst wenn das Kriterium $\tau_S > \tau_c \cdot C_{krit}$ (Gleichung (5.27)) erfüllt ist, also ein ausreichend fettes Gemisch vorliegt, erlischt die Flammenspitze nicht. Der finale Flammenrückschlag tritt auf.

¹⁰ Analog zu Kapitel 5.4.2 zeigen die simultan aufgezeichneten Hochgeschwindigkeitsaufnahmen die Chemilumineszenz der Flamme im sichtbaren Spektrum (Abbildungen A-G). Aus den Abbildungen (A-C) ist die Entwicklung der Flamme vor und aus den Abbildungen (E-G) nach der LIF-Aufnahme D_{LIF} ersichtlich.

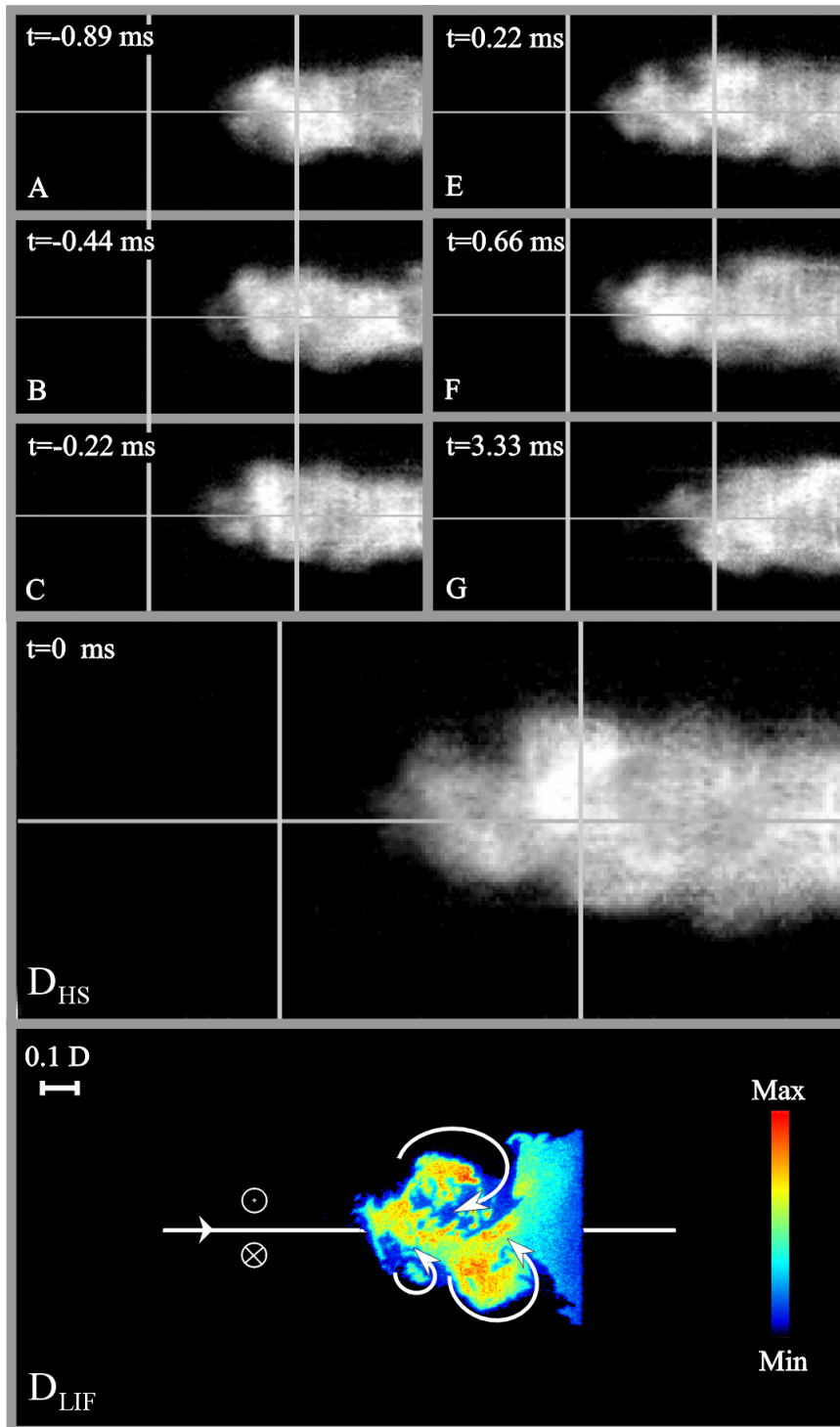


Abbildung 5.47: Verteilung der Hydroxylradikale beim instabilen zur Flammenlöschung neigenden CIVB mit zugehöriger Hochgeschwindigkeitsvideoaufnahme, BK2.

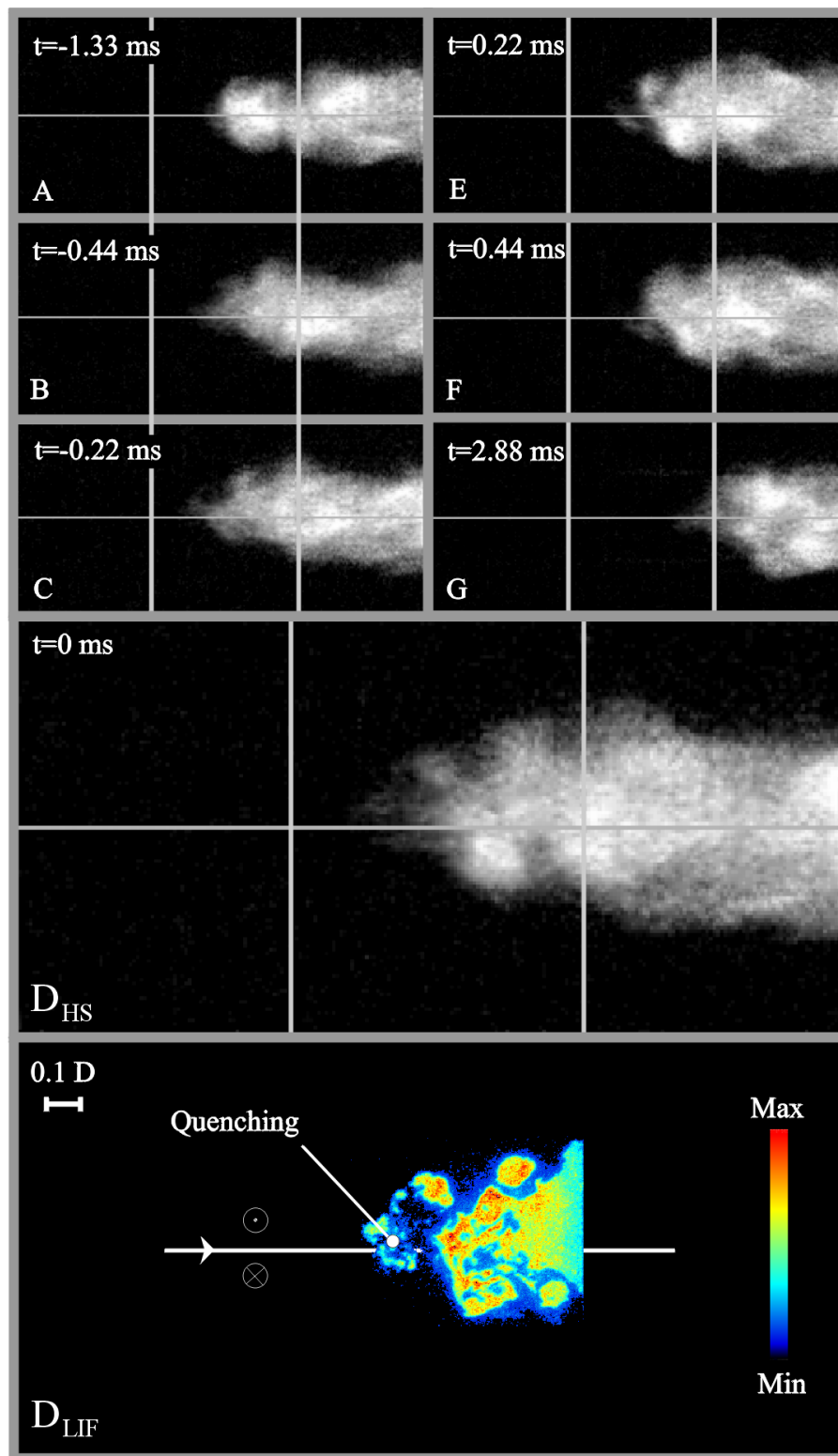


Abbildung 5.48: Verteilung der Hydroxylradikale beim Erlöschen der Flammenspitze mit zugehöriger Hochgeschwindigkeitsvideoaufnahme, BK2.

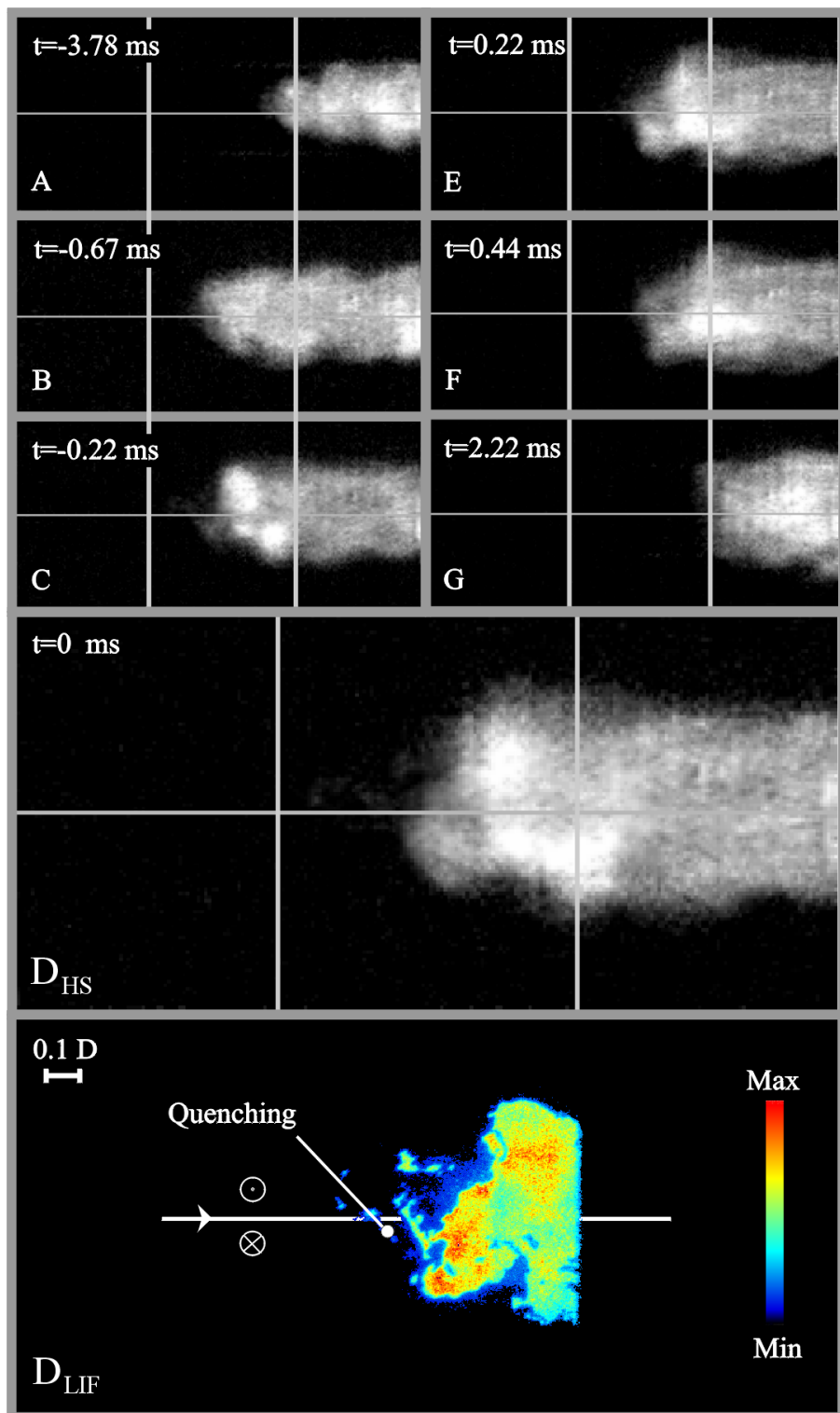


Abbildung 5.49: Verteilung der Hydroxylradikale beim Erlöschen der Flammenspitze mit zugehöriger Hochgeschwindigkeitsvideoaufnahme, BK2.

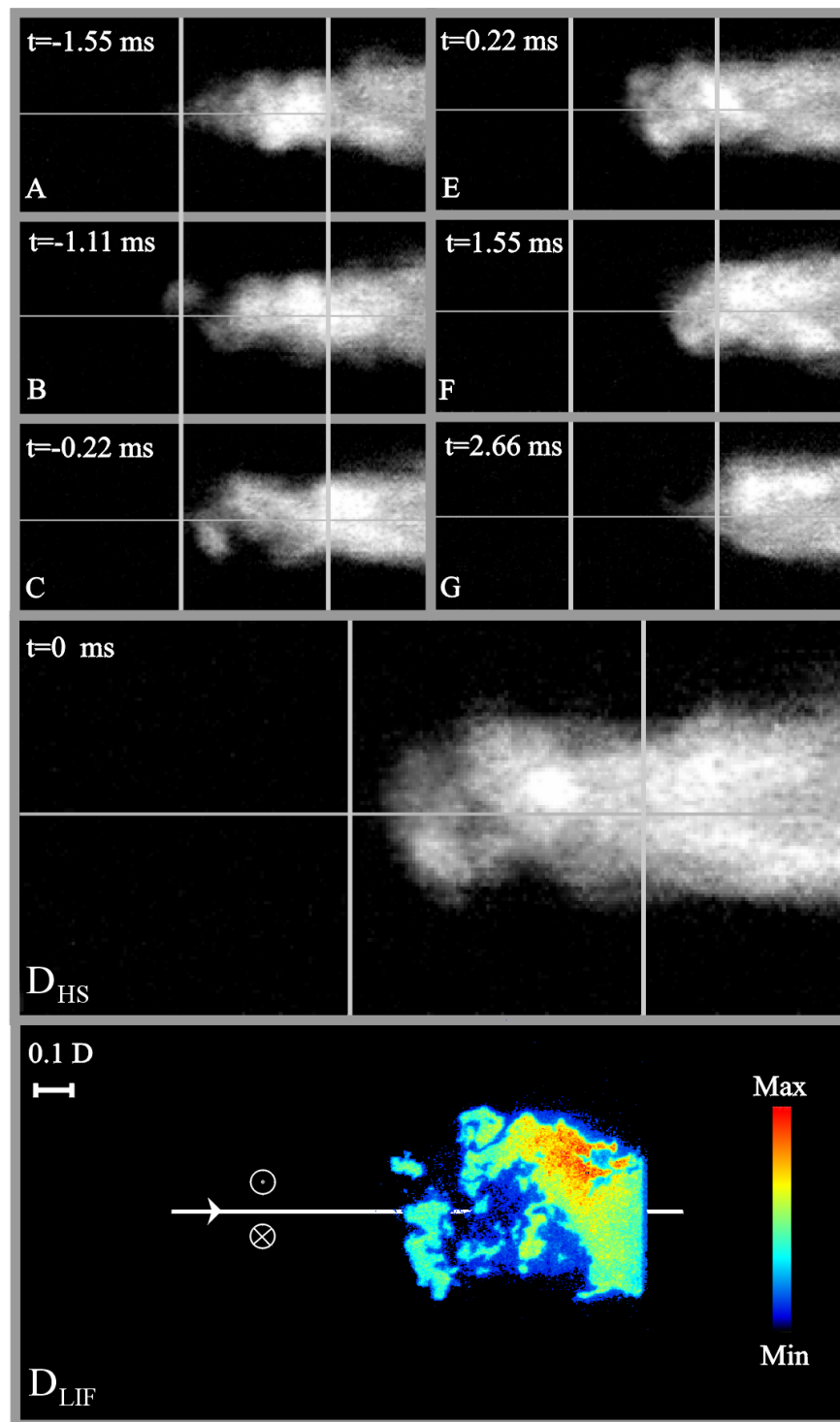


Abbildung 5.50: Verteilung der Hydroxylradikale in einer ausgespülten stumpfen / pfropfenförmigen Flammenspitze mit zugehöriger Hochgeschwindigkeitsvideoaufnahme, BK2.

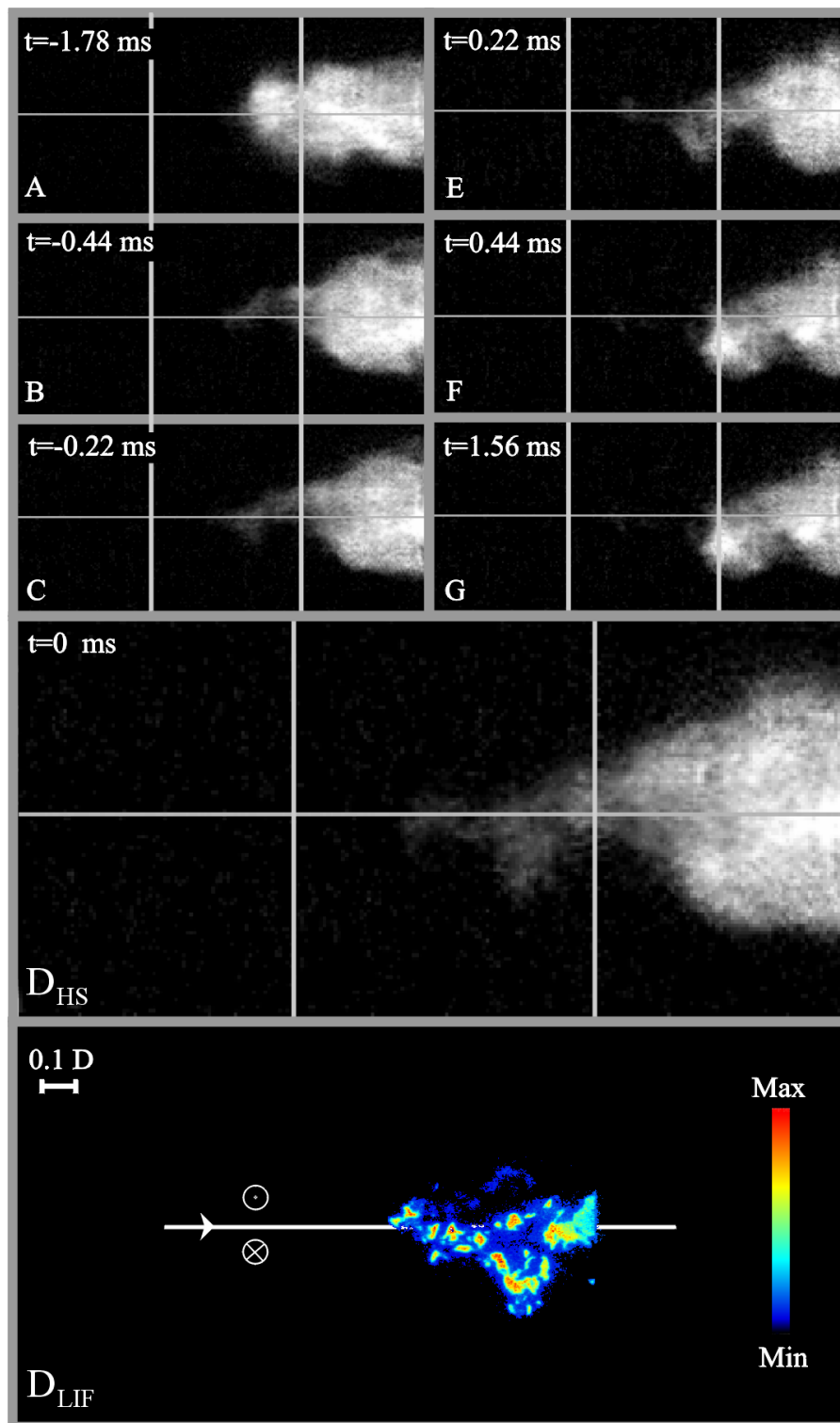


Abbildung 5.51: Verteilung der Hydroxylradikale in einer ausgespülten spiraligen erlöschenden Flammenspitze mit zugehöriger Hochgeschwindigkeitsvideoaufnahme, BK2.

5.5 Globales Flammenverhalten

Wie im letzten Kapitel gezeigt wurde, reicht das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen alleine nicht aus, um zum Flammenrückschlag bis zum Drallerzeuger zu führen. Wichtig ist auch eine ausreichend schnelle chemische Reaktion, sodass zwei notwendige Kriterien zu erfüllen sind:

- Verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen im Mischrohr
- Flammenstabilisierung an der stromauf propagierenden Rückströmzone

Das globale Flammenverhalten wird demnach sowohl durch die Wirbeldynamik als auch durch die Reaktionskinetik maßgeblich bestimmt. Anhand der Zeitgeschichte der Flammenposition im Mischrohr werden nachfolgend die Unterschiede im Flammenverhalten der drei Brennerkonfigurationen BK1, BK2 und BK3 (siehe Kapitel 5.1) und der Einfluss des Luftverhältnisses analysiert.

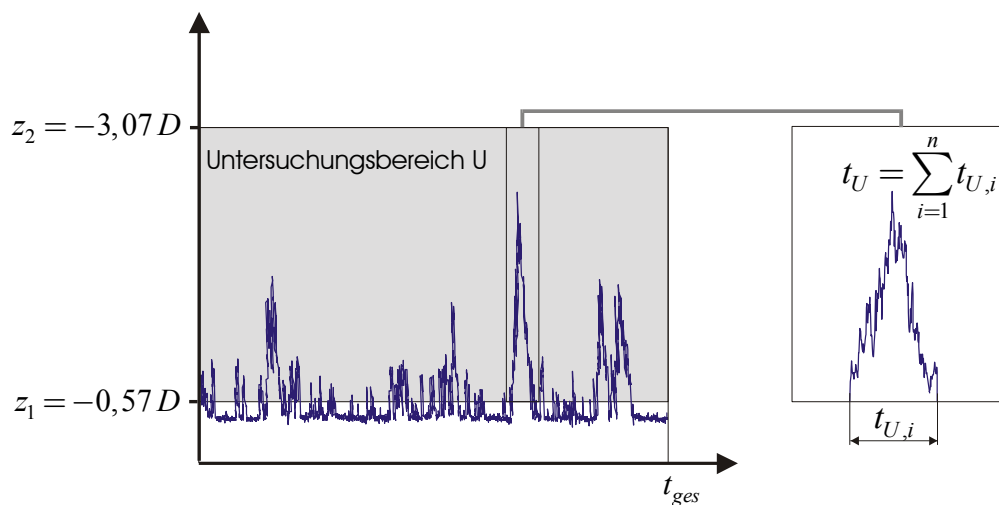


Abbildung 5.52: Untersuchungsbereich U zur Bestimmung der Histogramme der Flammenposition und Definition der Aufenthaltszeit t_U .

Das Flammensensorsignal wurde über einen Zeitraum von $t_{ges} = 100s$ bei konstanten Betriebsparametern (Fall 2 Abbildung 3.3) aufgezeichnet (Abbildung 5.52). Das daraus bestimmte Histogramm der Flammenposition bietet eine Möglichkeit, die komplexe Flammendynamik zu charakterisieren.

Es gibt Auskunft darüber, mit welcher Wahrscheinlichkeit sich die Flamme an einem ausgewählten Ort aufhält. Der Untersuchungsbereich $0,57 < -z/D < 3,07$ im Mischrohr ist so gewählt, dass im stabilen Betriebszustand keine Flamme detektiert wird.

5.5.1 Einfluss des Luftverhältnisses

Aus den bisherigen Versuchen ist bekannt, dass, ausgehend vom stabilen Betriebszustand (Abbildung 5.24), mit sinkendem Luftverhältnis ab einem kritischen Luftverhältnis λ_{krit} der Flammenrückschlag bis zum Drallerzeuger (finaler Flammenrückschlag) eingeleitet wird. Dabei wurde aber bereits bei Luftverhältnissen $\lambda > \lambda_{krit}$ eine teilweise weit ins Mischrohr eindringende und wieder ausgespülte Flamme beobachtet. Dieses Verhalten spiegeln auch die Histogramme der Flammenposition wieder, die für die Brennerkonfiguration BK1 für acht Luftverhältnisse $\lambda_1 - \lambda_8$ aus Abbildung 5.53 und Abbildung 5.54 zu entnehmen sind. Unterschiede im Flammenverhalten zwischen den Brennerkonfigurationen werden im nächsten Kapitel diskutiert.

Bei mageren Luftverhältnissen findet die Flammenstabilisierung ausschließlich am Brennermund nahe des Querschnittsprungs statt. Der Aufenthaltsort der Flamme ist für Luftverhältnisse von $\lambda \geq 1,64$ im Bereich $z < -0,6D$. Wie aus dem Histogramm in Abbildung 5.53 zu ersehen, propagiert die Flamme bereits beim Luftverhältnis $\lambda_1 = 1,54$ teilweise weiter stromauf bis $z \approx -D$. Zunehmend fetteres Gemisch ($\lambda_2 = 1,49$) erhöht deutlich die Wahrscheinlichkeit des Flammenaufenthalts im Untersuchungsbereich. Mit weiter steigender thermischer Leistung des Brenners ($\lambda_3 = 1,47$ und $\lambda_4 = 1,43$) wird in den Histogrammen eine bevorzugte Flammenposition im Mischrohr bei $z \approx -D$ beobachtet. Dieses lokale Maximum, das auch bei fetteren Gemischen $\lambda_5 - \lambda_7$ (Abbildung 5.54) erhalten bleibt, kann auf eine bis zu dieser Koordinate existierende Kopplung zur Brennkammer zurückgeführt werden, die für günstigere Bedingungen hinsichtlich der Flammenstabilisierung sorgt (kleinere Geschwindigkeiten, Länge der Rückströmzone). Erst wenn die Position $z \approx -D$ bei der Flammenausbreitung stromauf überwunden wird, ist von einer verbrennungsinduzierten Rückströmzone (vgl. Abbildung 5.28) auszugehen, die unabhängig von der Brennkammer stromauf propagiert. Bei mageren Gemischen wird jedoch der Flammenrückschlag bis zum Drallerzeuger durch die Flammenlöschung verhindert. Die Wahrscheinlichkeit des Flammenlöschens nimmt mit zunehmendem Abstand von der Brennkammer

zu, bzw. die Häufigkeit, die Flamme dort anzutreffen, nimmt ab. Eine anschauliche Erklärung dafür liefern die in Kapitel 5.4.2 beschriebenen, zufällig auftretenden und für die Flammenstabilisierung ungünstigen Wirbelstrukturen (Abbildung 5.46). Mit zunehmendem Weg, den die Flamme stromauf zurücklegt, steigt die Wahrscheinlichkeit an, dass diese Strukturen das Erlöschen der Flammenspitze bewirken.

Ab einem kritischen Luftverhältnis $\lambda \leq \lambda_g = \lambda_{krit}$ geht das ausgeprägte lokale Maximum bei $z \approx -D$ verloren. Die Reaktion an der verbrennungsinduzierten Rezirkulationszone kann bei der Flammenausbreitung über die gesamte Mischrohrlänge mit hoher Wahrscheinlichkeit aufrechterhalten werden. Es kommt zum finalen Flammenrückschlag und zur Flammenstabilisierung am Drallerzeuger, verbunden mit der Abschaltung der Versuchsanlage bereits vor Ablauf der Messzeit von 100s.

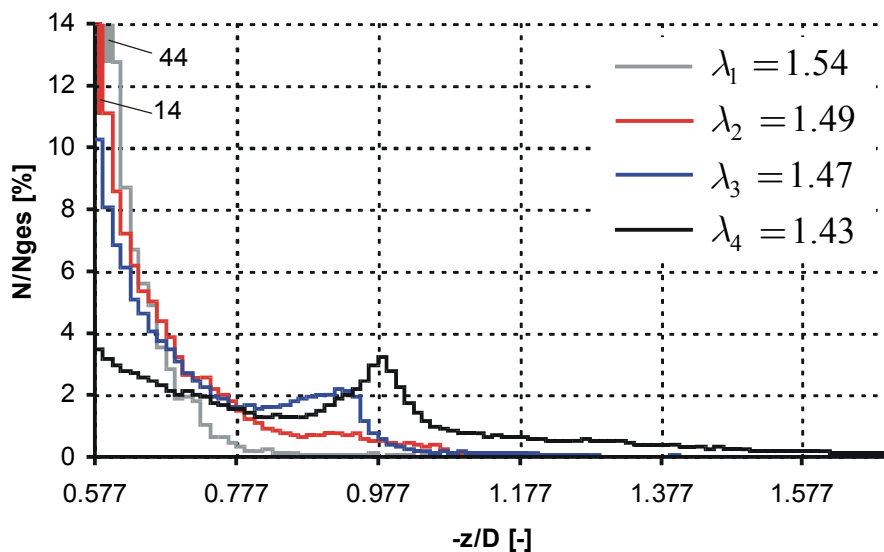


Abbildung 5.53: Einfluss des Luftverhältnisses auf das Histogramm der Flammenposition, $Re=60244$; $T=300^{\circ}\text{C}$, BK1.

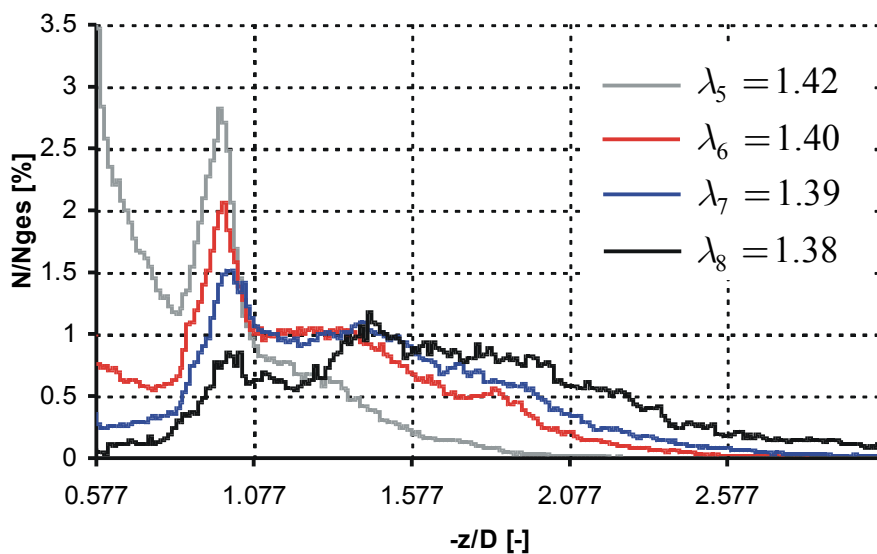


Abbildung 5.54: Einfluss des Luftverhältnisses auf das Histogramm der Flammenposition, $Re=60244$; $T=300^{\circ}\text{C}$, BK1.

5.5.2 Einfluss des Wirbelkerns

In Kapitel 5.1.1 wurde die isotherme Strömung der drei Brennerkonfigurationen BK1 bis BK3 untersucht. Die im Bereich $-2,21D < z < -1,55D$ gemittelte quasizylindrische Strömung (Abbildung 5.55) zeigt nur geringe Unterschiede der Axialgeschwindigkeit und der Wirbelform in der Kernströmung.

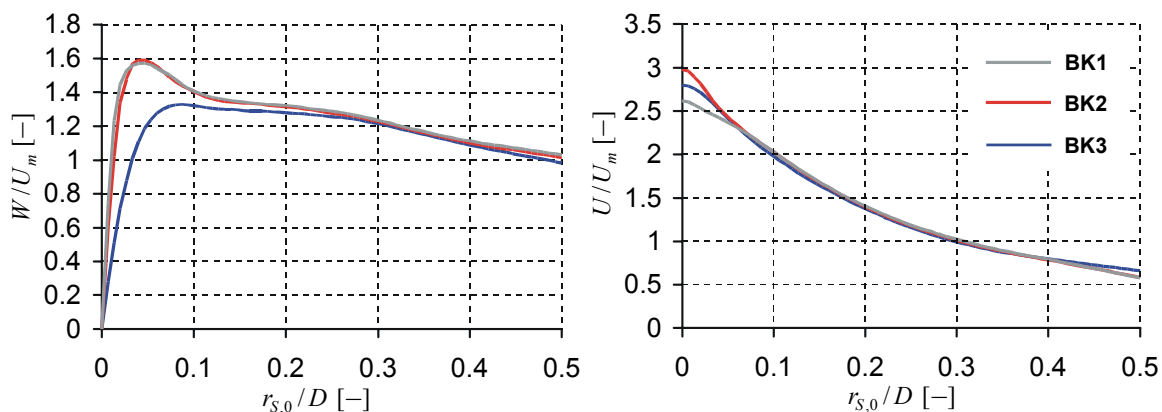


Abbildung 5.55: Gemittelte axiale und azimutale Strömungsgeschwindigkeit im quasizylindrischen Strömungsbereich $-2,21D \leq z \leq -1,55D$ im Mischrohr: Vergleich der Brennerkonfigurationen.

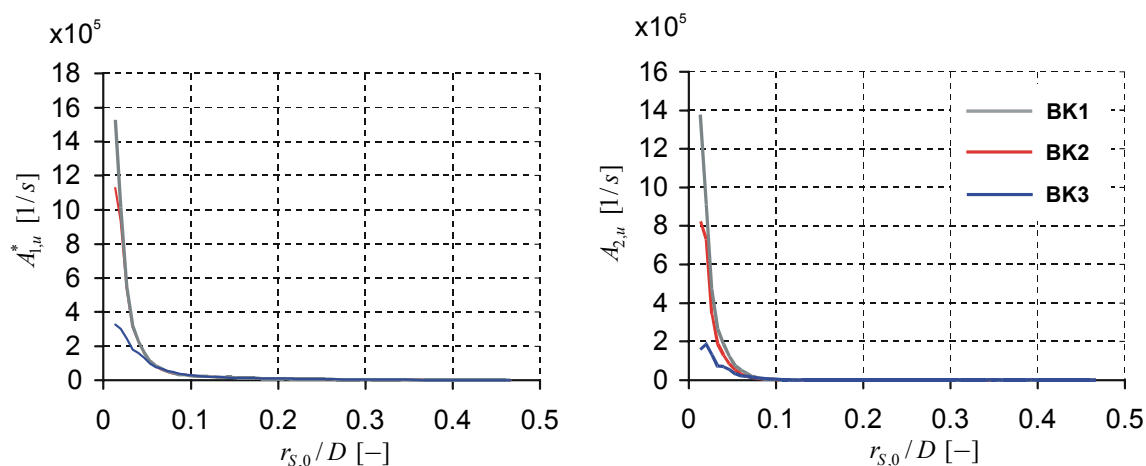


Abbildung 5.56: Vergleich der radialen Verteilung der Konstanten $A_{1,u}^*$ und $A_{2,u}$ im quasizylindrischen Strömungsbereich für die Brennerkonfigurationen BK1-3, $-2,21D < z < -1,55D$, $T=100^\circ\text{C}$, $Re=82048$.

Dennoch hat die geringfügige Modifikation der Wirbelform in der Kernströmung erhebliche Auswirkungen auf die Konstanten $A_{1,u}^*$ und $A_{2,u}$ aus Kapitel 5.3.3, die ein Maß für die Neigung einer Strömung zum CIVB darstellen (Abbildung 5.56). Um den Vergleich zu erleichtern, wurden alle Werte im Bereich $r < 0,07D$ auf den Wert der Konfiguration BK1 bezogen und gemittelt (Tabelle 5.2). Dieser Vergleich weist eindeutig auf eine unterschiedliche Flammenrückschlagsgefahr durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen hin. Insbesondere die Brennerkonfiguration BK3 besitzt deutlich geringere Konstanten $A_{1,u}^*$ und $A_{2,u}$. Zusätzlich ist das Verhältnis beider Größen maximal.

Konfiguration	$A_{2,u} / A_{2,u BK1}$	$A_{1,u}^* / A_{1,u BK1}^*$	$(A_{1,u}^* / A_{2,u}) / (A_{1,u}^* / A_{2,u})_{BK1}$
BK2/BK1	0,68	0,94	1,38
BK3/BK1	0,38	0,68	1,79

Tabelle 5.2: Vergleich der Kennzahlen $A_{1,u}^*$ und $A_{2,u}$ im Bereich $r < 0,07D$ für die Brennerkonfigurationen BK1-BK3.

Tatsächlich weicht die Flammendynamik der drei Brennerkonfigurationen erheblich voneinander ab. In Abbildung 5.57 sind die Histogramme der Flammenposition von BK1 und BK2 bei gleichen Betriebsparametern und $\lambda = 1,54$ dargestellt. Für BK2 treten nur $\sim 30\%$ aller Flammen weiter als bis zu $z = -0,58D$ ins Mischrohr ein, während die Rückzündungen der BK1 diese Position bereits zu $\sim 75\%$ überschreiten. Zudem ist der Zeitanteil für den Flammenaufenthalt in Bereich U, bezogen auf die gesamte Messzeit, im Falle BK2 lediglich $t_U / t_{ges} = 0,2\%$, im Falle BK1 jedoch $t_U / t_{ges} = 5\%$. Die heftigsten Rückzündungen gelangen für beide Strömungsformen etwa bis $z \approx -D$. Für die Konfiguration BK3 wurde keine Flamme beobachtet.

Ein geringfügig fetteres Gemisch von $\lambda = 1,47$ (siehe Abbildung 5.58) lässt die Flamme auch im Falle der Brennerkonfiguration BK2 weiter ins Mischrohr propagieren $z_{min} \approx -1,4D$. Darüber hinaus steigen die Zeitanteile $t_U / t_{ges} = 31\%$ für BK1 und $t_U / t_{ges} = 2,1\%$ für BK2 beträchtlich an. Die BK1 zeigt bereits eine deutliche Tendenz zu einer dauerhaften Flammenstabilisierung im Untersuchungsbereich, wohingegen bei BK2 nur sporadisch

Rückzündungen auftreten. Diese sind jedoch dann in der Lage, vergleichbar weit ins Mischrohr zu gelangen. Bei der dritten Konfiguration wurde auch für dieses Luftverhältnis keine Flamme detektiert.

Der Betrieb der Brennerkonfiguration BK2 mit $\lambda = 1,42$ provozierte am Ende der Messzeit einen Flammenrückschlag bis zum Drallerzeuger (finaler Flammenrückschlag) (Abbildung 5.59). Dabei beträgt die Flammenaufenthaltszeit vor der dauerhaften Flammenstabilisierung am Drallerzeuger $t_U / t_{ges} = 4,5\%$. Charakteristisch für die Strömungsform BK1 ist bei diesem Luftverhältnis jedoch eine sich nahezu ständig im Bereich U aufhaltende Flamme ($t_U / t_{ges} = 77\%$). Es bildet sich die im letzten Kapitel erläuterte bevorzugte Flammenposition im Mischrohr aus, die, wenn auch deutlich abgeschwächt, bei der Konfiguration BK2 wieder zu finden ist (vgl. Abbildung 5.58 und Abbildung 5.59). Trotz der zahlreichen Flammenrückschläge werden die Rückzündungen, wie im letzten Kapitel beschrieben, im Mischrohr aufgehalten. Die Wahrscheinlichkeit, eine Flamme im Mischrohr anzutreffen, geht für $z_{min} \approx -2,1D$ gegen Null. Erst bei einem Luftverhältnis von $\lambda = 1,38$ tritt der finale Flammenrückschlag auf (Abbildung 5.60).

Auch bei stöchiometrischem Gemisch besteht im Drallbrenner BK3 keine Flammenrückschlagsgefahr (Abbildung 5.60). Eine zunehmende thermische Leistung verlagert den oberen Staupunkt lediglich etwas stromauf (Flammenposition $z_{min} \approx -0,74D$), wie es teilweise aus Untersuchungen zur Flammenstabilisierung in Drallbrennern bekannt ist (z.B. [UND00], [TAN87])¹¹. Die Aufenthaltszeit beträgt $t_U / t_{ges} = 1\%$. Diese Konfiguration ist auch bei sehr schneller Reaktionskinetik rückschlagssicher. Selbst die Verbrennung von Wasserstoff führte nicht zum finalen Flammenrückschlag. Erst sehr geringe Reynoldszahlen von $Re \sim 30000$ (hohe Temperaturen, kleine Strömungsgeschwindigkeiten), bei denen eine Selbstähnlichkeit der Strömung nicht mehr vorausgesetzt werden kann, führen zum Flammenrückschlag.

Die geringen Unterschiede im Strömungsfeld der drei Brennerkonfigurationen haben massive Auswirkungen auf die Neigung zum Flammenrückschlag. Der Zeitanteil t_U / t_{ges} ist bei gleichem Luftverhältnis stark unterschiedlich. Er ist in Abbildung 5.61 zum Zweck eines abschließenden Vergleichs der Kon-

¹¹ Es gibt auch Arbeiten, die zu gegenteiligem Ergebnis kommen. Beispielsweise wurde von Weber und Dugué [WEB92] der Einfluss des Ortes der Flammenfront untersucht.

figurationen über dem Luftverhältnis aufgetragen. Die Häufigkeit des Flammensaufenthalts im Mischrohrabschnitt U stimmt mit dem aus Tabelle 5.2 zu erwartenden Verhalten überein. BK1 hat eine größere Neigung zum CIVB als BK2. BK3 ist noch wesentlich betriebssicherer, was auch aus Tabelle 5.2 zu folgern war. Mit der rein wirbeldynamischen Betrachtung kann jedoch keine Aussage darüber getroffen werden, wie weit die Flamme ins Mischrohr eindringt, und wann es zum finalen Flammenrückschlag kommt. Propagiert die eigenständige Rückströmzone stromauf, entscheidet die Interaktion von Reaktionskinetik und turbulenter Drallströmung, ob es zum Erlöschen der Flammenspitze und damit zur Regeneration der Drallströmung kommt. Studien zur mageren Abblasegrenze von rezirkulationszonen-stabilisierten Drallflammen belegen, dass hier eine stärkere Verdrallung durch zusätzliches Einmischen von kaltem Gemisch zu früherem Reaktionsabbruch führen kann [RAW78]. Eine stärker zum CIVB neigende Strömungsform muss daher nicht bei mageren Gemischen bis zum Drallerzeuger zurückschlagen. Für die Brennerkonfiguration BK1 ist das kritische Luftverhältnis nach Abbildung 5.61 im Vergleich zu BK2 geringfügig fetter. Die Unterschiede sind jedoch in der Größenordnung der Streuung der Experimente.

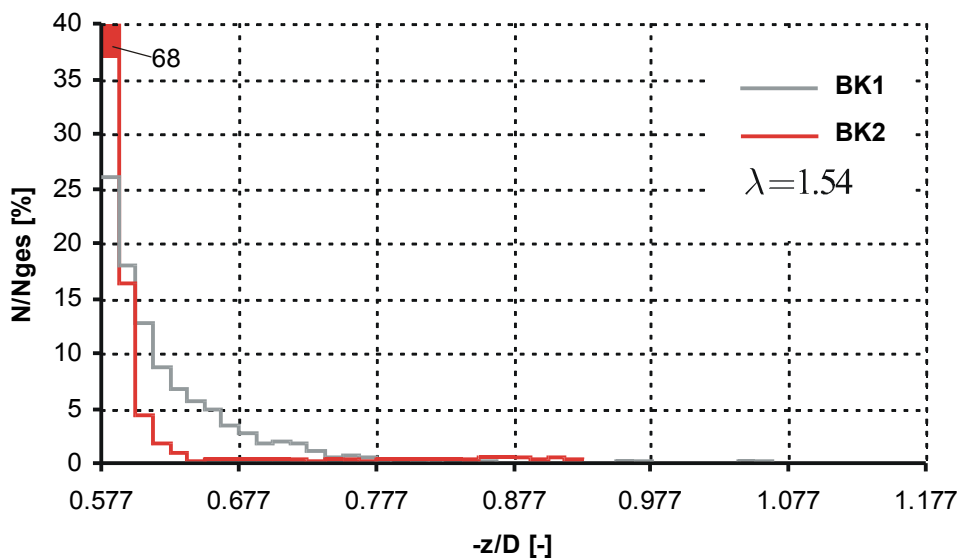


Abbildung 5.57: Histogramme der Flammenposition der BK1 und BK2, $\lambda = 1,54$, $Re = 60244$, $T = 300^\circ C$.

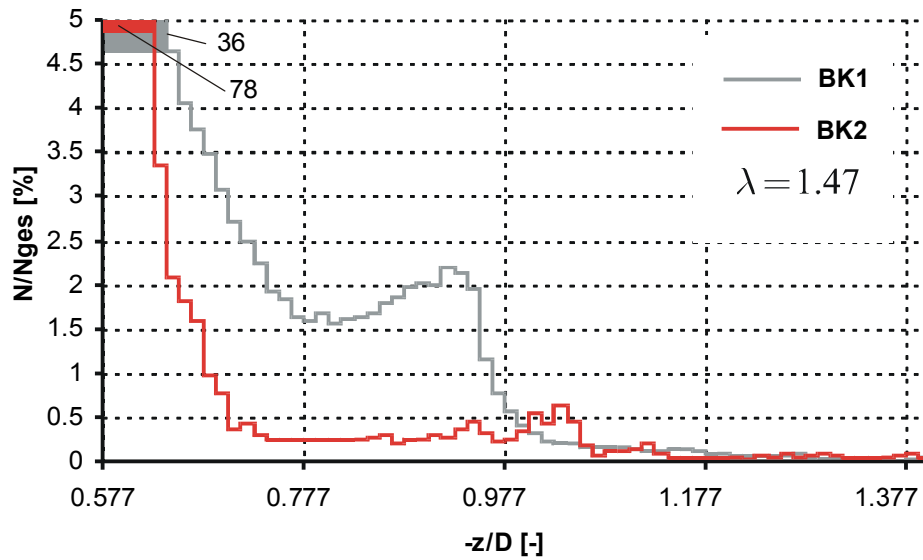


Abbildung 5.58: Histogramme der Flammenposition der BK1 und BK2, $\lambda = 1.47$, $Re = 60244$, $T = 300^\circ C$.

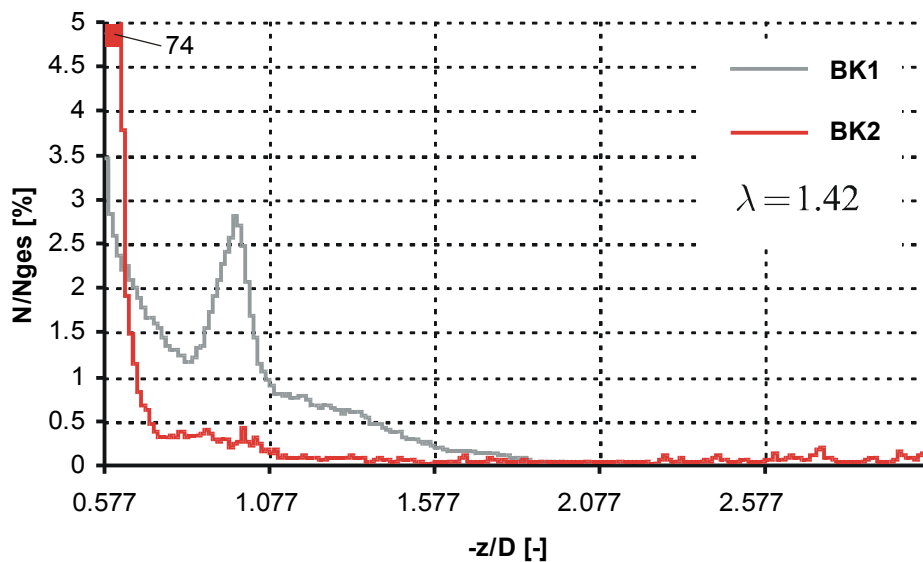


Abbildung 5.59: Histogramme der Flammenposition der BK1 und BK2, $\lambda = 1.42$, $Re = 60244$, $T = 300^\circ C$.

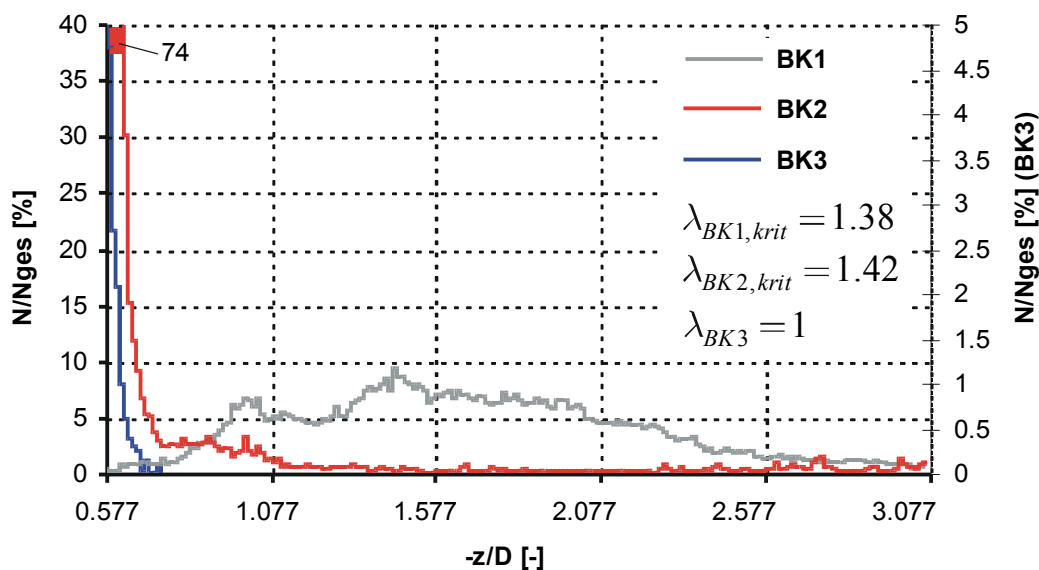


Abbildung 5.60: Histogramme der Flammenposition der BK1, BK2 und BK3 beim kritischen Luftverhältnis bzw. $\lambda = 1$, $Re = 60244$, $T = 300^\circ C$.

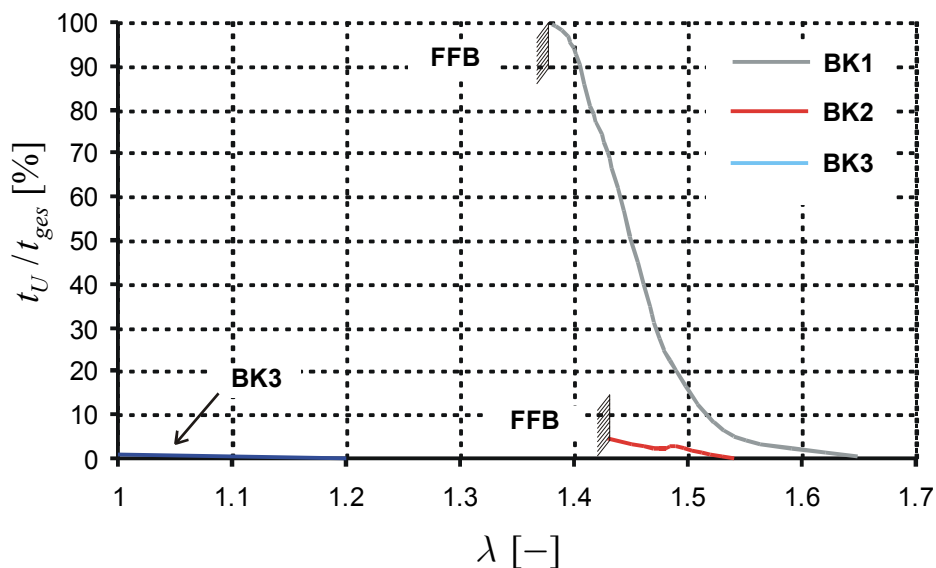


Abbildung 5.61: Aufenthaltszeit der Flamme im Bereich $0,57 < -z/D < 3,07$ in Abhängigkeit vom Luftverhältnis: Vergleich der Brennerkonfigurationen.

5.6 Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten

Aus Grundlagenuntersuchungen zur Flammenausbreitung in freien Wirbelröhren sind hohe Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten bekannt, die weit über den laminaren bzw. turbulenten Flammengeschwindigkeiten liegen können (Kapitel 2.5). Obwohl einige Ähnlichkeiten zwischen dem Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen und der Flammenausbreitung in freien Wirbelröhren existieren, sind dennoch erhebliche Unterschiede offensichtlich.

Der Flammenrückschlag erfolgt in einer komplexen hochturbulenten Drallströmung. Die Strömung ist eingeschlossen und im isothermen Fall durch einen, mit dem plötzlichen Querschnittsprung verbundenen, Vortex Breakdown gekennzeichnet. Innerhalb des Mischrohres existiert eine gewaltige axiale Strömung mit einem starken Strahl in der Größenordnung von $3U_m$ auf der Mischrohrachse. Über den gesamten Querschnitt (Grenzschicht ausgenommen) liegen die Geschwindigkeiten weit über der turbulenten Flammengeschwindigkeit. Ausgehend von einem stabilen Betriebszustand, erfolgt der Flammenrückschlag durch das stromauf Verlagern der Rezirkulationszone und das Wirbelaufplatzen im Mischrohr. Es wurde gezeigt, dass nicht eine hohe turbulente Flammengeschwindigkeit oder die Flammenausbreitung in kleinen Wirbelröhren, sondern vielmehr ein „großskaliges“ Wirbelaufplatzen zum Flammenrückschlag führt. Das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen im Mischrohr wird daher auch durch den Einschluss der Strömung beeinflusst. Darüber hinaus bestimmt die Wirbelströmung nahe der Mischrohrachse maßgeblich das Rückschlagsverhalten. Die Flammenausbreitung durch den CIVB erfordert ausreichend günstige thermische und aerodynamische Bedingungen für eine stabile Reaktion. Wie unter anderem im letzten Kapitel diskutiert, erfolgt der finale Flammenrückschlag daher erst ab einem kritischen Luftverhältnis für eine bestimmte Brennerkonfiguration.

In diesem Kapitel wird zunächst die gemessene Abhängigkeit der Flammengeschwindigkeit vom Dichteverhältnis und von der maximalen Umfangsgeschwindigkeit diskutiert. Danach werden die qualitativen Abhängigkeiten mit einem einfachen Berechnungsmodell auf Basis einer Rankinewirbelströmung beschrieben. In einem weiteren Schritt werden quantitative Aussagen über die zu erwartenden Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten einer Strö-

mungskonfiguration mit Hilfe der gemessenen isothermen Strömung und einem ähnlichen Berechnungsverfahren abgeleitet. Ergänzend wird diskutiert, in wieweit bestehende Modelle zur Flammenausbreitung in freien Wirbelröhren angewendet werden können.

5.6.1 Experimentelle Ergebnisse

Die Zeitgeschichte der im Bereich $-0,067D < r < 0,067D$ um die Mischrohrachse gemittelten Flammenposition wurde aus Hochgeschwindigkeitsaufnahmen ermittelt und zur Berechnung der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit herangezogen. Die Bestimmung einer repräsentativen Flammengeschwindigkeit erfordert, dass der Flammenausbreitungsprozess kein ausgedehntes Stagnieren der Flammenausbreitung oder einen Ausspülvorgang enthält. Ausgehend vom stabilen Betriebszustand, wurde daher kontinuierlich das kritische Luftverhältnis angefahren und die Flammenausbreitung nur bei „finalen Flammenrückschlägen“ aufgezeichnet. Wie im Kapitel 5.5.2 gezeigt, hat die Brennerkonfiguration BK1 die größte Neigung zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen. Die Folge sind zahlreiche Flammenrückschläge, die jedoch durch ausgeprägte lokale Löschvorgänge für $\lambda < \lambda_{krit}$ aufgehalten werden. Selbst beim kritischen Luftverhältnis $\lambda = \lambda_{krit}$ sind dieser Konfiguration zahlreiche stagnierende und teilweise ausgespülte Flammen inhärent, die zuvor weit in das Mischrohr eindringen. Bei einem derartigen globalen Flammenverhalten kann keine repräsentative Flammenausbreitungsgeschwindigkeit angegeben werden. Die Strömungsform BK3 lässt überhaupt keinen Flammenrückschlag zu, sodass sich die experimentellen Untersuchungen auf die BK2 beschränken.

Im Gegensatz zu den in Kapitel 2.5 erwähnten Versuchen steht das Luftverhältnis durch das kritische Luftverhältnis fest und kann nicht frei gewählt werden. Zudem müssen ausreichend hohe Reynoldszahlen vorliegen, um von einer Selbstähnlichkeit der Strömung ausgehen zu können. Diese beiden Forderungen schränken den Parameterbereich ein. Eine vollständige Entkopplung der stromauf propagierenden verbrennungsinduzierten Rückströmzone von der Brennkammer (siehe Kapitel 5.5) wird durch geeignete Wahl des Auswertebereichs $-2,4 < z/D < -1,33$ sichergestellt. Die über diese Strecke gemittelte Flammengeschwindigkeit wurde für einen Betriebszustand in mindestens 5 Wiederholungsmessungen bestimmt.

Die nicht uniform über den Querschnitt verteilte isotherme axiale Strömung erfordert eine klare Definition der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit. $U_{f,abs}$ bezeichnet, wie bereits in Kapitel 5.3.1 eingeführt, die absolute Flammenausbreitungsgeschwindigkeit, die im Inertialsystem I (ruhendes Koordinatensystem, Abbildung 5.24) gemessen wird. Positive Werte von $U_{f,abs}$ zeigen in Richtung $-z$ und stehen für rückschlagende Flammen; Werte mit $U_{f,abs} < 0$ kennzeichnen ausgespülte Flammen. Tatsächlich propagiert die Flamme auf der Mischrohrachse mit einer weitaus größeren Geschwindigkeit als $U_{f,abs}$ gegen die starke Hauptströmung. Um auch einen Vergleich mit den bekannten Studien ohne axiale Strömung zu ermöglichen, wird eine weitere Ausbreitungsgeschwindigkeit U_f relativ zum axialen Strahl (Abbildung 5.55) auf der Mischrohrachse definiert (Gleichung (5.31)).

$$U_f = U_{f,abs} + a U_m \quad \text{mit} \quad a = \begin{cases} 2,6 & \text{für BK1} \\ 3,0 & \text{für BK2} \\ 2,8 & \text{für BK3} \end{cases} \quad (5.31)$$

5.6.1.1 Abhängigkeit vom Dichteverhältnis

Aus den Untersuchungen zur Flammenausbreitung in Wirbelröhren sind zwei hydrodynamische Einflussgrößen, das Dichteverhältnis σ und die maximale Umfangsgeschwindigkeit W_{\max} bekannt. Die isolierte Analyse des Einflusses von σ erfordert daher eine konstante Umfangsgeschwindigkeit. Zur Bestimmung der Abhängigkeit vom Dichteverhältnis wurde die Temperatur des Frischgemisches von $T_M = 100^\circ\text{C}$ bis auf $T_M = 400^\circ\text{C}$ in 100°C Stufen erhöht und gleichzeitig der Massenstrom derart reduziert, dass die mittlere Strömungsgeschwindigkeit U_m bzw. das Strömungsfeld stromauf des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens unverändert bleibt.

Die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit U_f ¹² ist in Abbildung 5.62 über dem Dichteverhältnis σ für zwei mittlere Geschwindigkeiten U_{m1} und U_{m2} dargestellt ($U_{m1} > U_{m2}$). Entgegen der intuitiven Annahme, die auch aus dem „Vortex Bursting“ Mechanismus folgt ($U_f \sim \sqrt{\sigma}$ siehe Kapitel 2.5), steigt die Geschwindigkeit U_f nicht mit dem Dichteverhältnis an. Hingegen führt

¹² Die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit wurde auf eine feste, bereits in Kapitel 5.3.5 eingeführte, Referenzgeschwindigkeit U_{ref} bezogen.

die Verdopplung des Dichteverhältnisses zu einer geringfügigen Abnahme von U_f . Wie bereits bei den Strömungsuntersuchungen in Kapitel 5.3.5 festgestellt wurde, führen sehr kleine Reynoldszahlen (hier $Re \approx 30000$ bei $T_{M,\max}$ bzw. σ_{\min} und U_{m2}) zu tendenziellen Abweichungen, die auf den Verlust der Selbstähnlichkeit der Strömung zurückzuführen sind. Der Einfluss von σ fällt grundsätzlich gering aus.

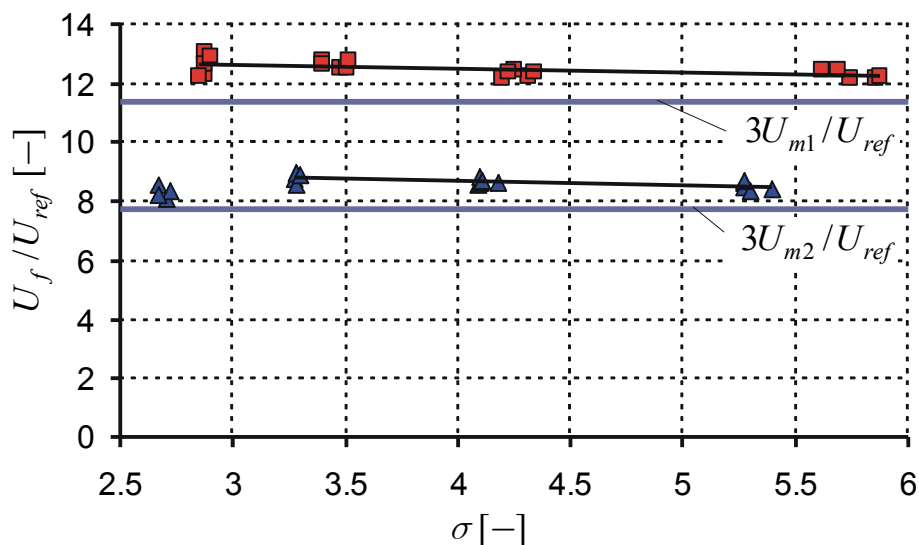


Abbildung 5.62: Einfluss des Dichteverhältnisses auf die Flammengeschwindigkeiten U_f durch das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen, BK2.

Aus der Literatur sind qualitativ unterschiedliche σ -Abhängigkeiten zu entnehmen (Kapitel 2.5). Ebenfalls in einer eingeschlossenen Drallströmung ermitteln Ishizuka et al. [ISH90] eine beträchtliche Zunahme der Flammengeschwindigkeit mit steigendem Dichteverhältnis. Beispielsweise nimmt die maximale Flammengeschwindigkeit $U_{f,abs}$ der CH_4 -Flamme durch Erhöhen des Dichteverhältnisses von $\sigma = 5,1$ auf $\sigma = 7,5$ um den Faktor 2 von $U_{f,abs} \approx 4 \text{ m/s}$ auf $U_{f,abs} \approx 8 \text{ m/s}$ zu. Es wurde bereits in Kapitel 2.5 (Abbildung 2.20) auf die zentrale Rückströmzone über die gesamte Messstrecke hingewiesen, die diesen Ergebnissen zugrunde liegt. Die Flammengeschwindigkeiten U_f fallen daher um die Rückströmgeschwindigkeit geringer aus ($a < 0$ in Gleichung (5.31)). Die in dieser Arbeit gemessenen Flammengeschwindigkeiten U_f übersteigen diese Werte um rund den Faktor 20-30. Daher ist nicht zu erwarten, dass sich die den Flammenausbreitungsprozess

dominierenden physikalischen Mechanismen entsprechen, und die Messungen bei den signifikant unterschiedlichen Strömungsformen stromauf der Flamme vergleichbar sind. Was die Flammenausbreitung in Wirbelringen betrifft, wurde neben einem linearen Einfluss auch eine weitgehende Unabhängigkeit vom Dichteverhältnis berichtet (Kapitel 2.5). Dies entspricht eher den hier gefundenen Abhängigkeiten.

In den Kapiteln 5.6.2 und 5.6.3 wird die experimentell ermittelte Korrelation nach Abbildung 5.62 mit Hilfe theoretischer Modelle beschrieben.

5.6.1.2 Abhängigkeit von der maximalen Umfangsgeschwindigkeit

Die maximale Umfangsgeschwindigkeit ist für die Brennerkonfiguration BK2 nur indirekt über den Massendurchsatz beeinflussbar ($W_{\max} = 1,59U_m$). Um einen möglichst breiten Geschwindigkeitsbereich mit hoher Reynoldszahl abzudecken, wurde eine Frischgastemperatur von $T_M = 100^\circ\text{C}$ eingestellt. Das mit steigender mittlerer Geschwindigkeit U_m abnehmende, für die Flammenstabilisierung maßgebende, Strömungszeitmaß bedingt gleichzeitig ein fetteres Gemisch für eine stabile Reaktion. Das Dichteverhältnis weicht daher über den gesamten Durchsatzbereich um maximal 9% vom Mittelwert $\sigma = 5,27$ ab. In Anbetracht des geringen σ -Einflusses hat dies aber praktisch keine Auswirkungen auf die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit U_f .

Gemäß Abbildung 5.63 korreliert U_f über einen weiten Durchsatzbereich ($U_{m,\max} \approx 3U_{m,\min}$) bei unveränderter Wirbelform (BK2) linear mit der maximalen Umfangsgeschwindigkeit W_{\max} . Die lineare Abhängigkeit liefert eine zu den Ausführungen in Kapitel 5.3.3 konsistente Bestätigung dafür, dass der baroklinen Wirbelstärke keine Bedeutung beim Flammenrückschlag zukommt. Wäre dieser Einfluss vorhanden, müsste die Flammengeschwindigkeit U_f proportional zum Quadrat der maximalen Umfangsgeschwindigkeit anwachsen (vgl. Kapitel 2.5.2). Die lineare Korrelation stimmt hingegen mit der Vorstellung des ursächlichen Zusammenhangs zwischen verbrennungsinduziertem Wirbelaufplatzen und Strecken und Umorientieren der Wirbelfäden überein. Die Konstanten $A_{1,u}^*$ und $A_{2,u}$ (Kapitel 5.3.3 und 5.5.2) steigen linear mit dem Durchsatz an. Deren radiale Verteilung bleibt für eine Brennerkonfiguration unverändert. Dies hat, bei gleicher Aufweitung der Stromlinien, eine linear mit der mittleren Geschwindigkeit zunehmende negative azimutale Wirbelstärke zur Folge, die das Wirbelaufplatzen auch bei der ebenfalls linear ansteigenden Gegenströmung im Mischrohr erlaubt. Der Ort

des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens im Mischrohr ist instabil und wird für einen ruhenden Beobachter mit der Geschwindigkeit $U_{f,abs}$ stromauf verlagert. Im flammenfesten, bzw. mit der Zone hoher negativer Wirbelstärke verbundenen bewegten Koordinatensystem B (siehe Abbildung 5.24), nimmt die axiale Gegenströmung mit steigender Geschwindigkeit $U_{f,abs}$ zu. Die Umfangsgeschwindigkeit bleibt unverändert. Nach dieser vereinfachten Betrachtung des CIVBs im bewegten Koordinatensystem (vgl. Kapitel 5.3.3) existiert, eine stabile Reaktion vorausgesetzt, ein Gleichgewichtszustand mit $U_{f,abs} = const$, der mit zunehmendem Durchsatz zu höheren Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten $U_{f,abs}$ verschoben wird. Wie aus Abbildung 5.64 zu ersehen, nimmt die absolute Flammenausbreitungsgeschwindigkeit $U_{f,abs}$ tatsächlich, von den Streuungen bei kleiner Reynoldszahl abgesehen, weitgehend linear mit U_m zu. Vor dem Hintergrund der Prävention des Flammenrückschlags ist daher eine Durchsatzsteigerung aus Sicht der Wirbeldynamik überraschenderweise nicht dazu geeignet, die Betriebssicherheit zu verbessern. Wie erwähnt, nimmt jedoch das charakteristische Strömungszeitmaß für die Flammenstabilisierung ab. Bei konstantem Luftverhältnis bzw. chemischem Zeitmaß, wird daher die Wahrscheinlichkeit des Flammenlöschens erhöht und das Rückschlagsverhalten leicht verbessert (vgl. Kapitel 5.3.5 sowie [KRÖ02]).

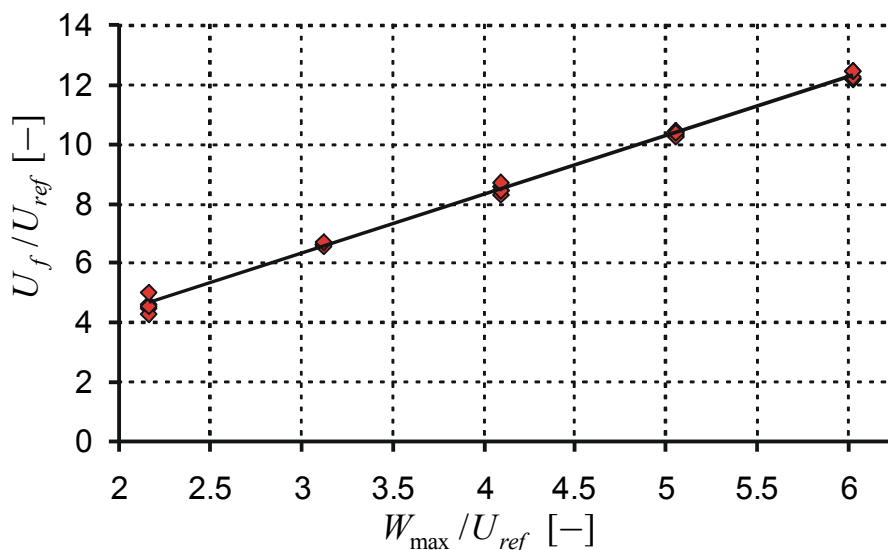


Abbildung 5.63: Einfluss der maximalen Umfangsgeschwindigkeit auf die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit U_f durch das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzens, BK2.

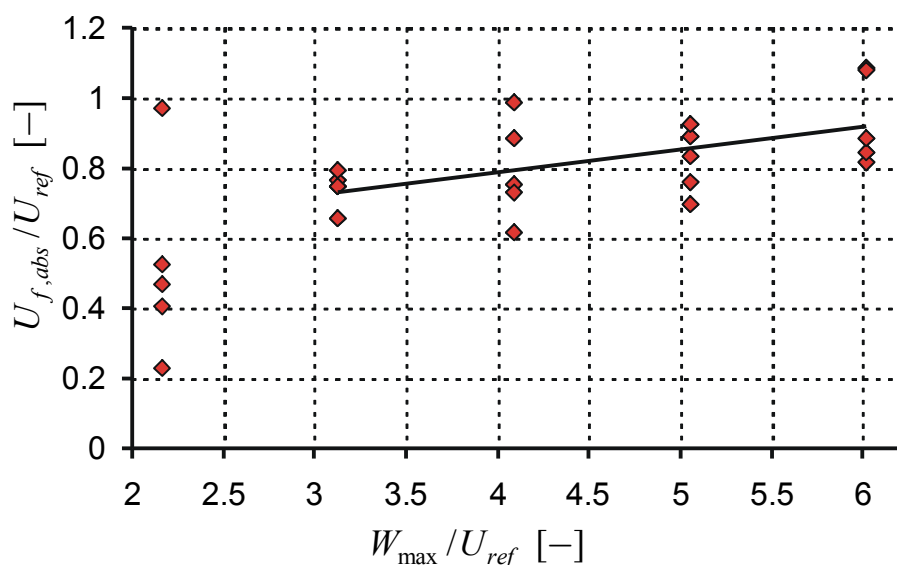


Abbildung 5.64: Einfluss der maximalen Umfangsgeschwindigkeit auf die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit $U_{f,abs}$ durch das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen, BK2.

Der Anteil der absoluten Geschwindigkeit $U_{f,abs}$ an der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit U_f ist gering und beträgt in einer oberen Abschätzung maximal 11%. Nachdem in lanzenlosen Drallbrennern, für die Erzeugung einer stabilen Rezirkulationszone am Brennermund, nur wenige Freiheitsgrade hinsichtlich der optimalen radialen Verteilung von Axial- und Umfangsgeschwindigkeit bestehen, kann von einer gewissen Allgemeingültigkeit dieses Ergebnisses ausgegangen werden.

5.6.2 Berechnungsmodell für die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit in einer eingeschlossenen Rankine-Wirbelströmung

Mit dem Ziel, die in Kapitel 5.6.1 beschriebenen experimentell bestimmten Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten in der hoch verdrallten eingeschlossenen Strömung durch einen möglichst analytischen Ansatz qualitativ zu beschreiben, wurde ein Berechnungsmodell aufgestellt, das auf einer reibungsfreien Rankinewirbelströmung basiert. In der Literatur sind derartige Modelle nur für freie Wirbelröhren, ohne Einschluss der Strömung zu finden (z. B.: [ISH98b], [UME01]). Lediglich Atobiloje und Britter [ATO94] schlagen ein Berechnungsmodell für die Flammenausbreitung in einer Rohrströmung vor.

Wie in Kapitel 2.5 beschrieben, bilden zwei Fluide unterschiedlicher Dichte, die sich aufgrund der durch einen Potential- oder Festkörperwirbel induzierten Druckdifferenz ineinander bewegen, die Berechnungsgrundlage (siehe Abbildung 2.22). Die Strömungsrichtungen der Fluide geringer und hoher Dichte sind daher entgegengesetzt. Im bewegten Koordinatensystem wird das Fluid geringer Dichte als ruhend mit einer von der stromabseitigen Strömung bestimmten Drallverteilung angesetzt. Charakteristisch für das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen im Mischrohr ist jedoch gerade eine reagierende starke Rezirkulationsströmung mit begrenzter Länge. Diese Annahmen sind daher für die Modellierung des CIVBs ungeeignet. Wendet man das Modell dennoch an, werden im Gegensatz zu den experimentellen Ergebnissen dieser Arbeit mit steigendem Dichteverhältnis zunehmende Flammengeschwindigkeiten ermittelt (s. u. Abbildung 5.68).

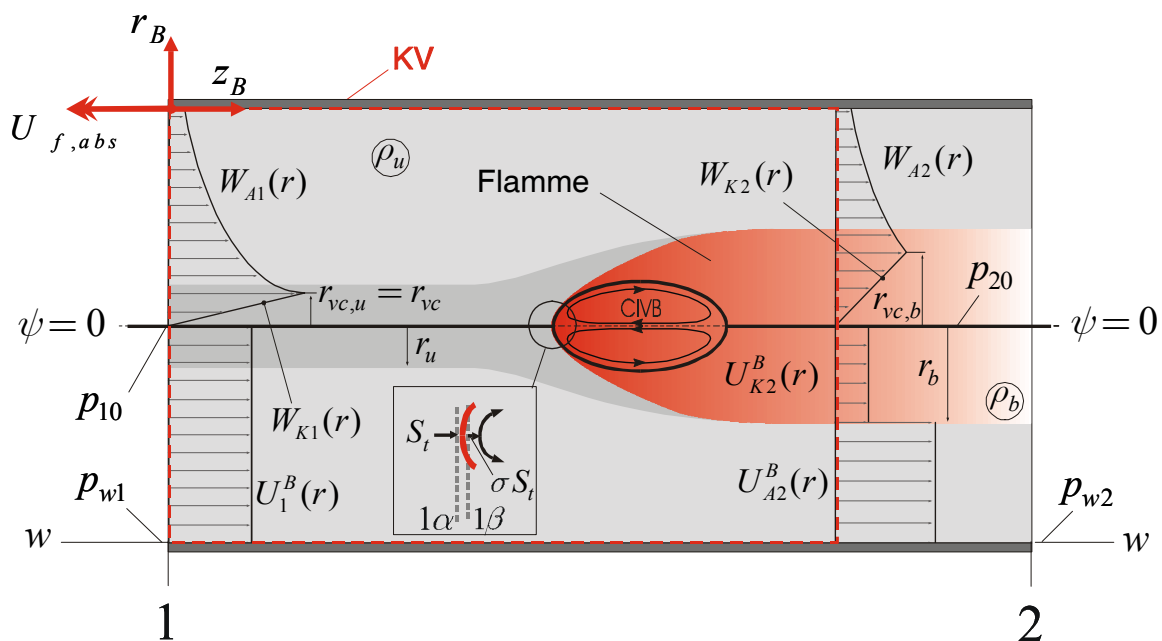


Abbildung 5.65: Berechnungsmodell für die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit in einer eingeschlossenen Rankine-Wirbelströmung.

Randbedingungen

In Abbildung 5.65 sind die Geschwindigkeitsprofile dargestellt, die dem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Berechnungsmodell zugrunde liegen. Am Eintritt in das Kontrollvolumen kann ausreichend stromauf des Wirbelauf-

platzens von quasi zylindrischen Stromlinien ausgegangen werden. Ein Rankinewirbel (Gleichung (5.32)) mit axialer Pfropfenströmung (Gleichung (5.33)) nähert die Strömung in dieser Ebene an. Der axiale Strahl in der Kernströmung bleibt zunächst unberücksichtigt ($a=1$ nach Gleichung (5.31)).

$$\begin{aligned} W_{K1}(r) &= \frac{W_{\max}}{r_{vc}} r; \quad r \leq r_{vc} \\ W_{A1}(r) &= \frac{W_{\max} r_{vc}}{r}; \quad r \geq r_{vc} \end{aligned} \quad (5.32)$$

$$U_{A1}(r) = U_{K1}(r) = U_m \quad (5.33)$$

Zur Berechnung der Flammengeschwindigkeit wird das Kontrollvolumen mit der konstanten absoluten Geschwindigkeit der Flammenspitze $U_{f,abs}$ bewegt. In diesem Koordinatensystem B sollen Flammenform, Flammenposition und Strömung als notwendige Voraussetzung für die folgenden Berechnungen zeitunabhängig sein. In das bewegte Kontrollvolumen KV tritt die Strömung mit der Geschwindigkeit U_1^B ein.

$$U_1^B(r) = U_m + U_{f,abs} \quad (5.34)$$

Ausreichend stromab von der Rezirkulationszone am Austritt des Kontrollvolumens, kann ebenfalls in guter Näherung von kleinen axialen Geschwindigkeitsgradienten ausgegangen werden. In den Verbrennungsprodukten wird in der Ebene 2 eine von der Außenströmung U_{A2}^B abweichende axiale Geschwindigkeit U_{K2}^B zugelassen (Gleichung (5.35)). Der verbrannte Anteil der Strömung $r < r_b$ stammt aus dem Bereich $r < r_u$ in Ebene 1. Es soll zunächst $r_u = r_{vc,u}$ und $r_b = r_{vc,b}$ gelten.

$$\begin{aligned} U_{A2}^B(r) &= U_{A2} + U_{f,abs} \quad \text{für } r > r_b \\ U_{K2}^B(r) &= U_{K2} + U_{f,abs} \quad \text{für } r < r_b \end{aligned} \quad (5.35)$$

Bei ausreichendem Abstand zur Rezirkulationszone approximiert ein Festkörperwirbel (Gleichung (5.36)) die Umfangsgeschwindigkeit in der verbrannten Kernströmung ebenfalls in guter Näherung. Durch die Wirbelkernaufweitung ($r_{vc,b} > r_{vc,u} = r_{vc}$) (vgl. Kapitel 5.3.3) sinkt jedoch die maximale Umfangsgeschwindigkeit entsprechend der Drehimpulserhaltung ab ($W_{\max,b} < W_{\max,u} = W_{\max}$).

$$W_{K2}(r) = \frac{W_{\max,b}}{r_{vc,b}} r \quad \text{für } r \leq r_{vc,b} \quad (5.36)$$

$$W_{A2}(r) = \frac{W_{\max} r_{vc}}{r} \quad \text{für } r \geq r_{vc,b} \quad (5.37)$$

Es bleibt anzumerken, dass die gemessenen isothermen Geschwindigkeitsprofile direkt als Eintrittsbedingung für die Ebene 1 in die Berechnungen im nächsten Kapitel einfließen, um der Sensitivität des CIVBs auf kleine Änderungen im Strömungsfeld (vgl. Kapitel 5.5) Rechnung zu tragen und einen direkten quantitativen Vergleich mit den Messergebnissen zu ermöglichen.

Erhaltungsgleichungen

Unter Vernachlässigung der Reibungskräfte und des turbulenten Impulsaustausches zwischen Kern- und Außenströmung wird die Umfangsimpulsbilanz für beide Strömungsbereiche getrennt angesetzt.

Aus der Drehimpulsbilanz in der Kernströmung

$$\dot{D}_{K1} = \dot{D}_{K2} \quad \text{mit}$$

$$\dot{D}_{K1} = 2\pi \rho_u \int_0^{r_{vc}} U_{K1}^B(r) W_{K1}(r) r^2 dr \quad \text{und} \quad (5.38)$$

$$\dot{D}_{K2} = 2\pi \rho_b \int_0^{r_{vc,b}} U_{K2}^B(r) W_{K2}(r) r^2 dr$$

folgt unter Einführung der dimensionslosen Radien η_1 und η_2 die maximale Umfangsgeschwindigkeit $W_{\max,b}$ in der Ebene 2 (Gleichung (5.40)).

$$\eta_1 = \frac{r_{vc,u}}{R} = \frac{r_{vc}}{R}; \quad \eta_2 = \frac{r_{vc,b}}{R} \quad (5.39)$$

$$W_{\max,b} = \frac{\eta_1}{\eta_2} W_{\max} \quad (5.40)$$

$$\Rightarrow W_{K2}(r) = \frac{\eta_1^2}{\eta_2^2} \frac{W_{\max}}{r_{vc}} r$$

Im Außenbereich (Gleichung (5.37)) bleibt der Potentialwirbel erhalten, der die Umfangsimpulsbilanz a priori erfüllt ($U \neq f(r)$).

Die axialen Strömungsgeschwindigkeiten sind über die Massenbilanz in der Kernströmung (Gleichung (5.41)) und in der Außenströmung (Gleichung (5.42)) miteinander verknüpft.

$$(U_m + U_{f,abs}) \frac{\sigma \eta_1^2}{\eta_2^2} = (U_{K2} + U_{f,abs}) \quad (5.41)$$

$$(U_m + U_{f,abs}) \frac{1 - \eta_1^2}{1 - \eta_2^2} = (U_{A2} + U_{f,abs}) \quad (5.42)$$

Wesentliche Grundlage für die Berechnung der Flammengeschwindigkeit bildet die inkompressible Bernoulli-Gleichung ($Ma < 0,3$) entlang der Nullstromlinie $\psi = 0$, die auch beim Flammenausbreitungsmodell von Umemura et al. [UME01] Anwendung findet. Diese kann im Allgemeinen nicht über die Flammenfront hinweg angesetzt werden. Vielmehr ist die Beschleunigung der Strömung durch die Reaktion und die Änderung des statischen Druckes zu berücksichtigen. Der Totaldruck der inkompressiblen Bernoulli-Gleichung ändert sich daher über die Flammenfront. Mit einer rein eindimensionalen Betrachtung, in der die turbulente Flammenfront (Flammengeschwindigkeit S_t) stark vereinfacht als unendlich dünn modelliert wird (siehe Abbildung 5.65), kann die Änderung des statischen Druckes unmittelbar aus der Massenerhaltung und der Impulsbilanz (Rayleigh Linie) abgeschätzt werden:

$$\rho_u S_t^2 + p_{1\alpha} = \rho_b (\sigma S_t)^2 + p_{1\beta}. \quad (5.43)$$

Die inkompressible Bernoulli-Gleichung beschreibt den Totaldruck vor und nach der Flammenfront:

Bernoulli-Gleichung: $1 \rightarrow 1_\alpha$

$$p_{tu} = \frac{\rho_u}{2} (U_m + U_{f,abs})^2 + p_{10} = \frac{\rho_u}{2} S_t^2 + p_{1\alpha} \quad (5.44)$$

Bernoulli-Gleichung: $1_\beta \rightarrow 2$

$$p_{tb} = \frac{\rho_b}{2} (\sigma S_t)^2 + p_{1\beta} = \frac{\rho_b}{2} (U_{K2} + U_{f,abs})^2 + p_{20} \quad (5.45)$$

Aus den Gleichungen (5.43), (5.44) und (5.45) folgt die Totaldruckänderung beim Übergang vom unverbrannten zum verbrannten Gemisch.

$$\Delta p_t = p_{tu} - p_{tb} = \frac{\rho_u}{2} S_t^2 [\sigma - 1] \quad (5.46)$$

Im Unterschied zu den in Kapitel 2.5 erwähnten Ansätzen zur Berechnung der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit in kleinen und freien Wirbelröhren, soll dieses Modell auch den Strömungseinschluss berücksichtigen. Die Blockadewirkung durch den aufgeplatzten und verbrannten Wirbelkern η_2 führt zu einer Beschleunigung der Strömung an der Mischrohrwand und, entsprechend dem Bernoulli-Theorem (Gleichung (5.47)) mit $W_{w1} = W_{w2}$, zum Druckabfall (Gleichung (5.48)). Dieser schwächt die Flammenausbreitung stromauf.

$$\begin{aligned} & \frac{\rho_u}{2} [(U_m + U_{f,abs})^2 + W_{w1}^2] + p_{w1} \\ & = \frac{\rho_u}{2} [(U_{A2} + U_{f,abs})^2 + W_{w2}^2] + p_{w2} \end{aligned} \quad (5.47)$$

$$p_{w2} - p_{w1} = \frac{\rho_u}{2} (U_m + U_{f,abs})^2 \left[1 - \frac{(1 - \eta_1^2)^2}{(1 - \eta_2^2)^2} \right] \quad (5.48)$$

Die statischen Drücke auf der Mischrohrachse folgen aufgrund der zylindrischen Stromlinien durch Integration aus der radialen Impulsbilanz (Gleichung (5.49))

$$\frac{W^2}{r} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (5.49)$$

$$p_{10} = p_{w1} + \rho_u W_{\max}^2 \left[\frac{\eta_1^2}{2} - 1 \right] \quad (5.50)$$

$$p_{20} = p_{w2} - \frac{\rho_u}{2} W_{\max}^2 \left[\frac{\eta_1^2}{\eta_2^2} \left(1 + \frac{1}{\sigma} \right) - \eta_1^2 \right] \quad (5.51)$$

Der Druckanstieg von 1 nach 2 beträgt dann auf der Mischrohrachse

$$p_{20} - p_{10} = p_{w2} - p_{w1} + \rho_u W_{\max}^2 \left[1 - \frac{\eta_1^2}{\eta_2^2} \frac{\sigma + 1}{2\sigma} \right]. \quad (5.52)$$

Aus den Gleichungen (5.41), (5.44) und (5.45) kann schließlich die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit U_f , abhängig von der Druckdifferenz $p_{20} - p_{10}$ und der Totaldruckänderung über die Flamme Δp_t , berechnet werden.

$$U_f = U_{f,abs} + U_m = \sqrt{[\Delta p_t + (p_{20} - p_{10})] \frac{2}{\rho_u} \frac{\eta_2^4}{\eta_2^4 - \sigma \eta_1^4}} \quad (5.53)$$

Wesentliche treibende Kraft bei der Flammenausbreitung durch das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen ist entsprechend Gleichung (5.53) die sich von 1 nach 2 ändernde Druckverteilung. Dieser Ansatz widerspricht grundsätzlich nicht dem in Kapitel 5.3.3 vorgeschlagenen physikalischen Mechanismus des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens, denn das Druckfeld

und die Umverteilung der Wirbelstärke sind eng miteinander gekoppelt. In Ebene 2 müssen allerdings die Strömungsprofile geeignet modelliert werden. Durch Einsetzen der Druckdifferenzen in Gleichung (5.53) folgt eine analytische Beziehung für die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit U_f abhängig vom dimensionslosen Radius η_2 .

$$U_f = \sqrt{\frac{S_t^2 [\sigma - 1] + \frac{2\eta_2^2 \sigma - \eta_1^2 (1 + \sigma)}{\eta_2^2 \sigma} W_{\max}^2}{\frac{(\eta_1^2 - 1)^2}{(\eta_2^2 - 1)^2} - \frac{\eta_1^4 \sigma}{\eta_2^4}}} \quad (5.54)$$

Bei den vorliegenden hohen Umfangsgeschwindigkeiten ($W_{\max}/U_m \sim 1,33 - 1,59$), kann der Anteil der turbulenten Flammengeschwindigkeit an der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit U_f für die nachfolgenden Berechnungen vernachlässigt werden. Die Wärmefreisetzung erfolgt im Grenzfall $S_t \rightarrow 0$ am Staupunkt der verbrennungsinduzierten Rezirkulationszone, sodass der Totaldruckverlust über die Flammenfront verschwindet ($\Delta p_t \rightarrow 0$). Dann ist es zulässig, die Bernoulli-Gleichung über die Flammenfront hinweg anzuwenden, was auf Gleichung (5.55) führt.

$$U_f = W_{\max} \sqrt{\frac{\eta_2^2 (\eta_2^2 - 1)^2 (2\eta_2^2 \sigma - \eta_1^2 (1 + \sigma))}{\sigma (\eta_2^4 (\eta_1^2 - 1)^2 - \eta_1^4 (\eta_2^2 - 1)^2 \sigma)}} \quad (5.55)$$

Die Gleichungen (5.54) und (5.55) erfüllen bereits alle notwendigen Erhaltungsgleichungen, mit Ausnahme der axialen Impulsbilanz. Diese liefert die Schließungsbedingung zur Bestimmung der Wirbelkernaufweitung bzw. des dimensionslosen Radius η_2 der Flamme in Ebene 2.

Der Axialimpulsstrom ist unter Berücksichtigung des Druckterms in der reibungsfreien Strömung eine Erhaltungsgröße. Es gilt:

$$\begin{aligned} \dot{I}_1 &= \dot{I}_2 \quad \text{mit} \quad \dot{I}_i = \dot{I}_{zpi} + \dot{I}_{zi} \\ \dot{I}_{zpi} &= \int_{A_i} p_i(r) dA = 2\pi \int_0^R p_i(r) r dr \\ \dot{I}_{zi} &= \int_{A_i} U_i(r) dm = 2\pi \rho_i \int_0^R U_i^2(r) r dr \end{aligned} \quad (5.56)$$

Für die Ebene 1 folgt

$$\dot{I}_{z1} = \pi R^2 \rho_u U_f^2 \quad (5.57)$$

$$\dot{I}_{zp1} = \pi R^2 p_{w1} - \pi \rho_u r_{vc}^2 \left[\ln \frac{1}{\eta_1} + \frac{1}{4} \right] W_{\max}^2 \quad (5.58)$$

und für die Ebene 2

$$\dot{I}_{z2} = \pi R^2 \rho_u U_f^2 \left[\frac{(1 - \eta_1^2)^2}{1 - \eta_2^2} + \sigma \frac{\eta_1^4}{\eta_2^2} \right] \quad (5.59)$$

$$\dot{I}_{zp2} = \pi R^2 p_{w2} + \pi \rho_u r_{vc}^2 \left[\ln \eta_2 - \frac{1}{4\sigma} \right] W_{\max}^2. \quad (5.60)$$

Einsetzen von Gleichung (5.55) in Gleichung (5.48), (5.57) und (5.59) ergibt mit den Gleichungen (5.56), (5.58), (5.60) nach einigen Umformungen die implizite Bestimmungsgleichung für η_2 , die nur iterativ lösbar ist (Gleichung (5.61)). Abbildung 5.66 zeigt die Lösungen dieser Gleichung für einige Dichteverhältnisse.

$$\frac{a + b + c + d}{h} = 0 \text{ mit} \quad (5.61)$$

$$a = \sigma(3 + 5\sigma)\eta_1^6 - 2\eta_1^4\eta_2^2 \left[2(1 + \sigma + 2\sigma^2) + (\sigma(2 + 5\sigma) - 1)\eta_1^2 \right]$$

$$b = \eta_1^2\eta_2^4 \left[1 + 7\sigma + 2\eta_1^2(3 + \sigma(3 + 8\sigma)) + (\sigma - 1)(3 + 5\sigma)\eta_1^4 \right]$$

$$c = -2\eta_1^2\eta_2^6 \left[1 + 9\sigma + 4(\sigma - 1)\sigma\eta_1^2 \right] + 4\sigma\eta_2^8$$

$$d = 4\sigma\eta_1^2 \ln \frac{\eta_2}{\eta_1} \left[\sigma\eta_1^4(1 - 2\eta_2^2 + \eta_2^4) - (\eta_1^2 - 1)^2\eta_2^4 \right]$$

$$h = 4\sigma\eta_2^2 (-(\eta_1^2 - 1)^2\eta_2^4 + \sigma\eta_1^4(1 - 2\eta_2^2 + \eta_2^4))$$

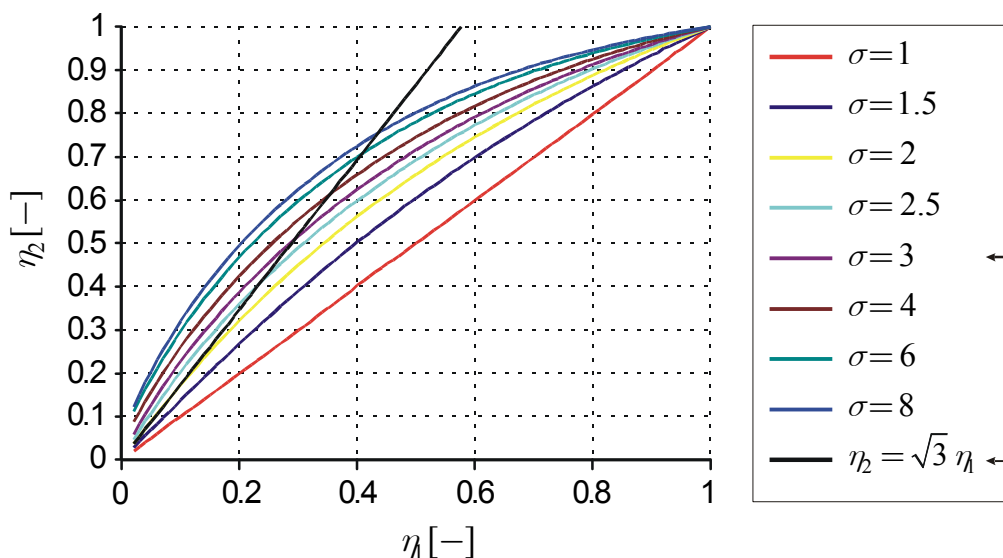


Abbildung 5.66: Dimensionsloser Wirbelkernradius η_2 der verbrannten Strömung über dem Radienverhältnis η_1 mit dem Dichteverhältnis als Scharparameter.

Die Radienverhältnisse η_2 müssen notwendigerweise stets größer oder gleich η_1 sein. Gleiche Geschwindigkeiten am Ein- und Austritt im Wirbelkern ($U_{K1}^B = U_{K2}^B$) entsprechen einer rein radialen Expansion $\eta_2 = \sqrt{\sigma} \eta_1$, wie sie bei der Flammenausbreitung in freien Wirbelröhren angesetzt werden kann [UME01]. Dieser Fall ist für das Dichteverhältnis $\sigma = 3$ in Abbildung 5.66 eingezeichnet. Bis zu einem bestimmten Radiusverhältnis η_1 erfolgt demnach eine größere radiale Expansion, verbunden mit einer kleineren Strömungsgeschwindigkeit im Wirbelkern ($U_{K2}^B < U_{K1}^B$). Dies stimmt qualitativ sehr gut mit der Strömung im Nachlauf der verbrennungsinduzierten Rückströmblase überein. Bei größeren Wirbelkernen im Verhältnis zum Rohrdurchmesser verhindert der Wandinfluss zunehmend die radiale Expansion der Strömung ($\eta_2 < \sqrt{\sigma} \eta_1$).

Mit $\eta_2 = f(\sigma, \eta_1)$ nach Abbildung 5.66 gestattet Gleichung (5.55) direkt die Berechnung der Flammengeschwindigkeit (Abbildung 5.67). Das Radienverhältnis η_2 hängt nicht von der maximalen Umfangsgeschwindigkeit ab, sodass die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit U_f , den experimentellen Ergebnissen entsprechend, proportional zur maximalen Umfangsgeschwindigkeit ist. Abbildung 5.67 zeigt, ebenfalls in Übereinstimmung mit den Ex-

perimenten, bei zunehmender thermischer Leistung geringfügig sinkende Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten. Der Einfluss des Dichteverhältnisses nimmt mit dem dimensionslosen Wirbelkernradius η_1 zu.

Abbildung 5.68 stellt das Berechnungsergebnis für $\eta_1 = 0,1$ und $\eta_1 = 0,95$ den Modellen aus Tabelle 2.1 gegenüber, die nicht auf der baroklinen Wirbelstärke beruhen. Der Anteil der laminaren bzw. turbulenten Flammengeschwindigkeit wird dabei vernachlässigt. Ausgehend von einer rein radialen Expansion der Kernströmung ($\eta_2 = \sqrt{\sigma} \eta_1$), die die axiale Impulsbilanz also nicht berücksichtigt, folgt aus Gleichung (5.54) für den Grenzwert $\eta_1 \rightarrow 0$ und $S_t \rightarrow S_t$ das von Umemura et al. [UME01] vorgeschlagene Modell für die Flammenausbreitung in freien laminaren Wirbelröhren (Gleichung (2.88)). Verglichen mit dem CIVB-Rankinmodell weist Gleichung (2.88) eine qualitativ ähnliche σ -Abhängigkeit auf. Es werden aber selbst bei kleinen Wirbelkernradien höhere Flammengeschwindigkeiten vorhergesagt. Im Gegensatz dazu berechnen die Gleichungen (2.80) und (2.82), verglichen mit den Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten für $\eta_1 = 0,1$, zu kleine Werte. Alle weiteren Modelle führen auf teilweise erheblich mit dem Dichteverhältnis steigende Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten.

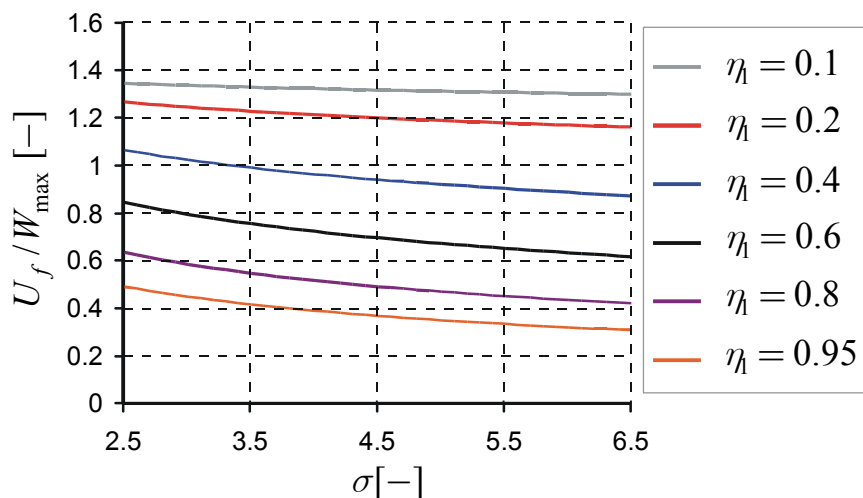


Abbildung 5.67: Einfluss des Dichteverhältnisses auf die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit nach Gleichung (5.55) und Abbildung 5.66.

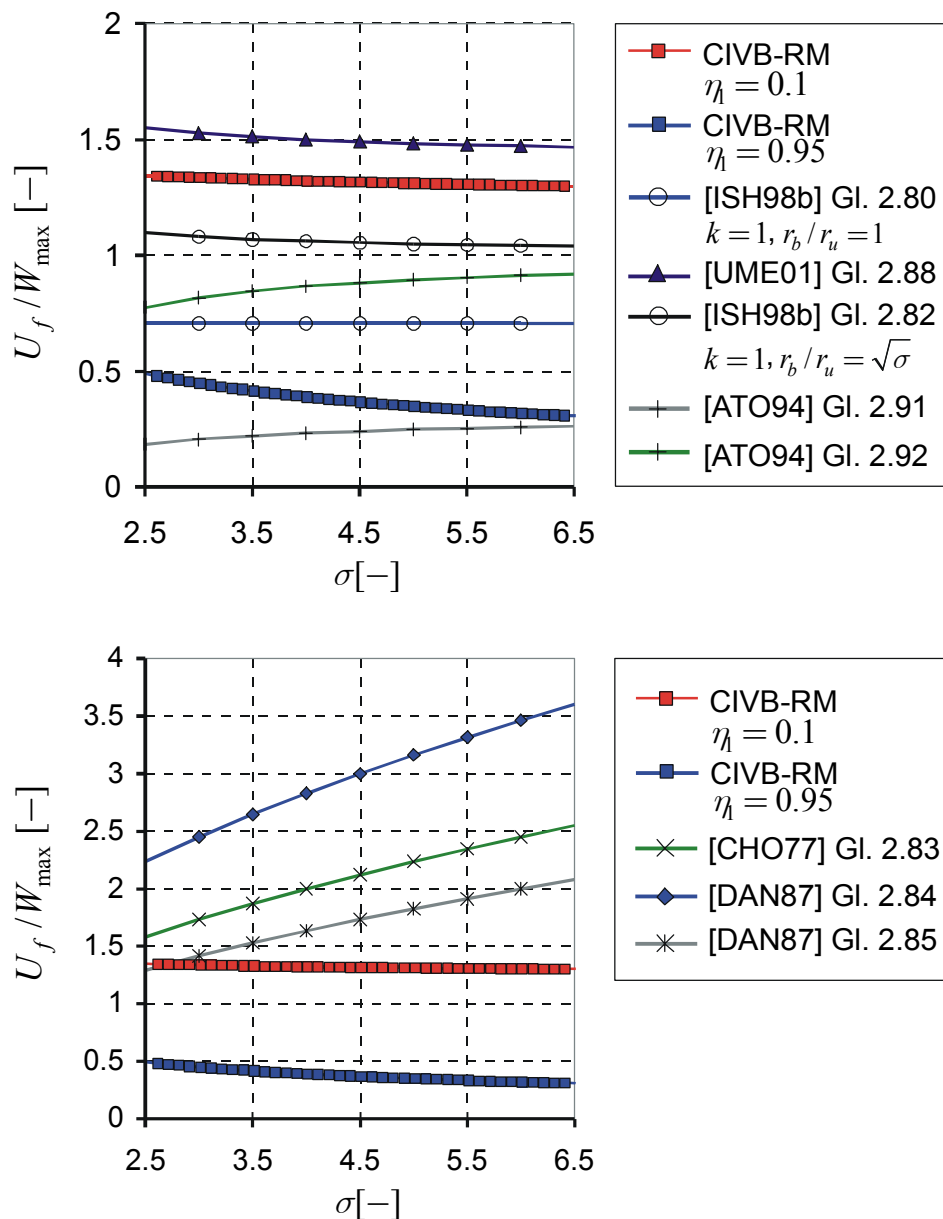


Abbildung 5.68: Gegenüberstellung der Dichteverhältnisabhängigkeit der analytischen Flammenausbreitungsmodelle aus der Literatur und dem auf einer Rankine-Wirbelströmung basierenden CIVB-Modell (CIVB-RM).

Die bisherigen Betrachtungen basieren auf einer Reaktion ausschließlich im Wirbelkern ($r_u = r_{vc}$). Diese Annahme trifft bei den kleinen Wirbelkernradien der untersuchten Brennerkonfigurationen nicht zu. Es wurde daher mit den oben genannten Erhaltungsgleichungen auf gleiche Weise die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit für $r_u > r_{vc}$ und $r_b > r_{vc,b}$ (siehe Abbildung 5.65) berechnet. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.69 für zwei Wirbelkernradien $r_{vc,u}/R$ über $r_u/r_{vc,u}$ dargestellt. Bei $\eta_h = r_{vc}/R = 0,084$ der Brennerkonfigu-

ration BK2 nimmt die Flammengeschwindigkeit zunächst zu, bis durch den Einschluss der Strömung ein gegenteiliger Effekt eintritt. Für $\eta_1 = 0,4$ und größere Dichteverhältnisse ist kein lokales Maximum mehr zu beobachten.

Aus den experimentellen Untersuchungen für die Brennerkonfiguration BK2 ist der maximale Flammenradius von $r_b/R \approx 0,67$ bei $\sigma = 5,31$ bekannt. Gemäß Abbildung 5.69 führt das CIVB-Rankine-Modell damit auf $r_u/r_{vc} \approx 5$ und eine Flammenausbreitungsgeschwindigkeit von $U_f \approx 1,15 W_{\max}$ bzw. $U_f \approx 1,83 U_m$. Wegen $U_f \ll 3 U_m$ werden zu kleine Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten vorhergesagt. Selbst das lokale Maximum für das Dichteverhältnis $\sigma = 2,5$ ergibt Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten von $U_f \approx 1,52 W_{\max} = 2,42 U_m$, die für eine Rückzündung nicht ausreichen. Damit kann das vorgestellte CIVB-Modell, das auf einem Rankinewirbel basiert, zwar die experimentell ermittelte Korrelationen der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit mit dem Dichteverhältnis und der maximalen Umfangsgeschwindigkeit qualitativ wiedergeben, ist jedoch nicht zu einer quantitativen Aussage in der Lage. Das Ziel des nächsten Kapitels ist daher, die Vorhersagegenauigkeit zu erhöhen.

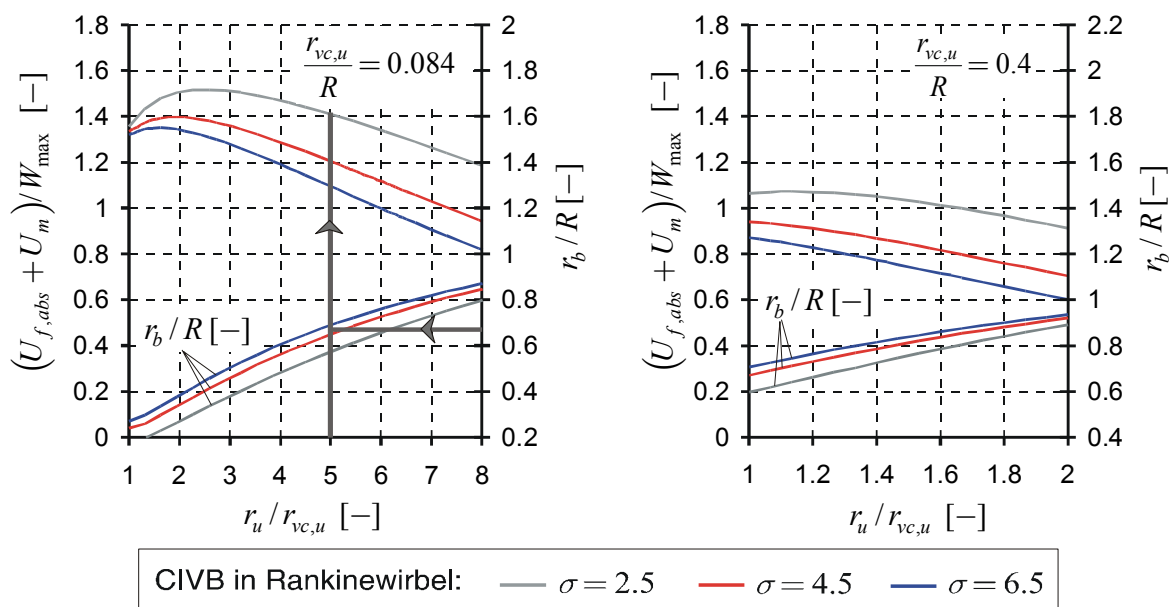


Abbildung 5.69: Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten und Flammenradius r_b/R bei variablem Wirbelausbrand $r_u/r_{vc,u}$ und Wirbelkernradius $r_{vc,u}/R$ mit dem Dichteverhältnis als Scharparameter.

5.6.3 Berechnungsmodell für die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit in der untersuchten Drallströmung

Auf eine zu Kapitel 5.6.2 analoge Vorgehensweise kann mit Hilfe der gemessenen Strömungsprofile die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit U_f genauer vorhergesagt werden, als dies der Rankinewirbel mit der axialen Pfropfenströmung erlaubt. Grundlage für die Berechnungen bilden die im quasizylindrischen Strömungsbereich im Mischrohr gemittelten Strömungsprofile (Abbildung 5.55), die als Randbedingung am Eintritt gesetzt werden (Abbildung 5.70). Die Strömungsform stromab wird durch die skizzierten, abschnittsweise linearen Profile angenähert, deren angedeutete Kontenpunkte, sowie der Radius r_b aus nachstehenden Erhaltungsgleichungen iterativ berechnet werden.

- Massenerhaltung für $r < r_u$ und $r > r_u$
- Drehimpulserhaltung für $r < r_u$ und $r > r_u$
- $W_{w1} = W_{w2}$ (Drehimpulserhaltung)
- Axialimpulserhaltung (incl. Druckterm) über den gesamten Querschnitt
- Bernoulli-Theorem
 - $\gamma_1 \rightarrow \gamma_2$
 - $\delta_1 \rightarrow \delta_{2,u}$
 - $w_1 \rightarrow w_2$

Es stehen damit insgesamt lediglich neun Gleichungen für die zehn Unbekannten W_{w2} , W_{δ_2} , $U_{\delta_{2,u}}$, $U_{\delta_{2,b}}$, U_{γ_2} , U_{w2} , $\Delta p_w = p_{w1} - p_{w2}$, r_b , r_u und U_f zur Verfügung. Für die Berechnung der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit U_f muss daher eine sinnvolle Annahme für den reagierenden Anteil r_u des Wirbels getroffen werden. r_u wurde mit dem für die Brennerkonfiguration BK2 bei $\sigma = 5,31$ experimentell bestimmten maximalen Flammenradius $r_b/R \approx 0,67$ aus den oben genannten Erhaltungsgleichungen einmalig iterativ zu $r_u/R \approx 0,32$ bestimmt. r_u/R ist für alle Berechnungen konstant.

Einen Vergleich zwischen Rechnung und gemessenen Geschwindigkeiten U_f zeigt Abbildung 5.71 für die Konfiguration BK2 (vgl. Abbildung 5.62). Demnach stimmen sowohl die qualitative als auch die quantitative Abhängigkeit vom Dichteverhältnis gut überein.

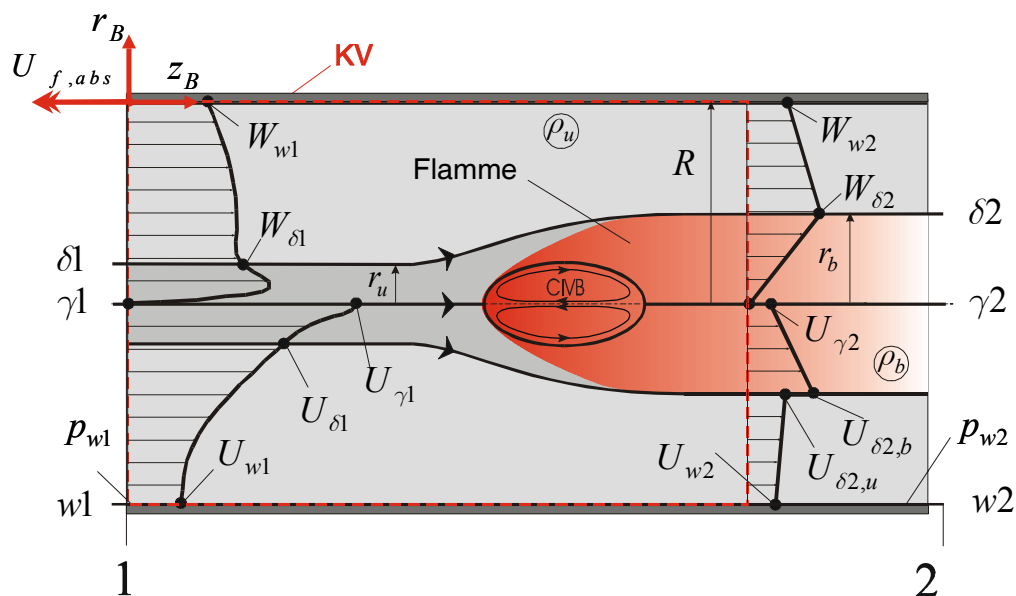


Abbildung 5.70: Berechnungsmodell für die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit in der untersuchten Drallströmung.

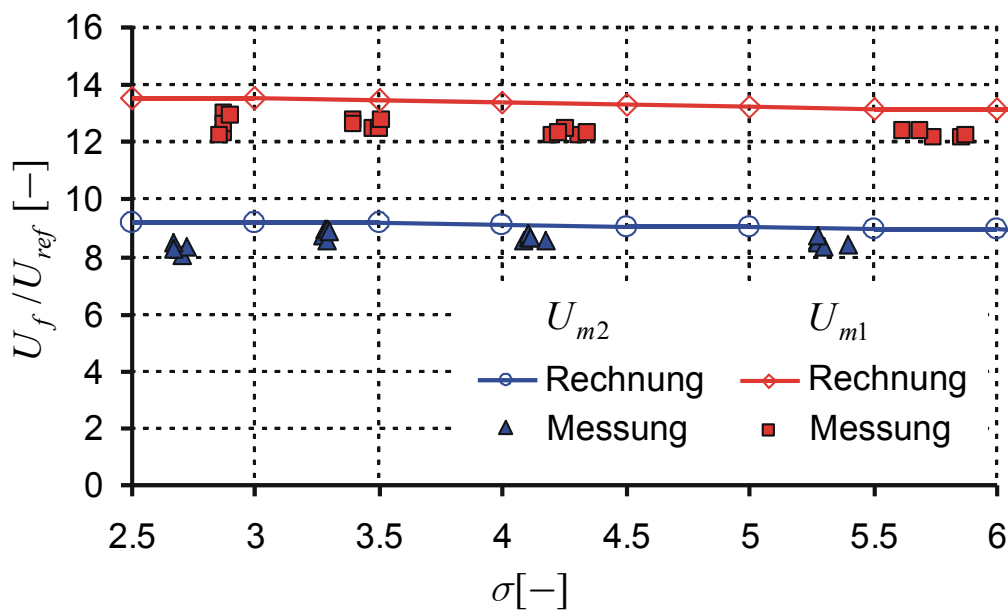


Abbildung 5.71: Vergleich der Dichteverhältnisabhängigkeit der gemessenen und berechneten Flammengeschwindigkeiten, BK2.

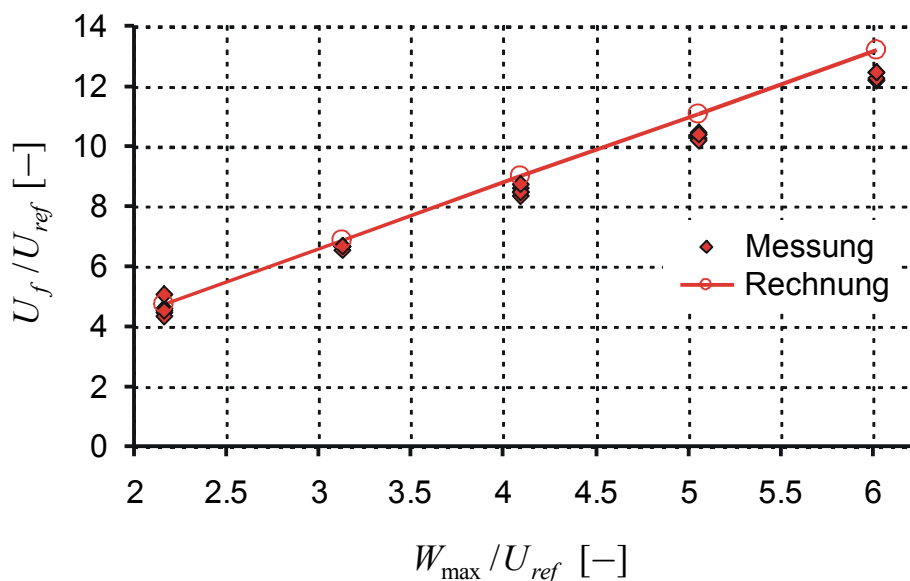


Abbildung 5.72: Gemessene und berechnete Flammengeschwindigkeiten über der maximalen Umfangsgeschwindigkeit, BK2.

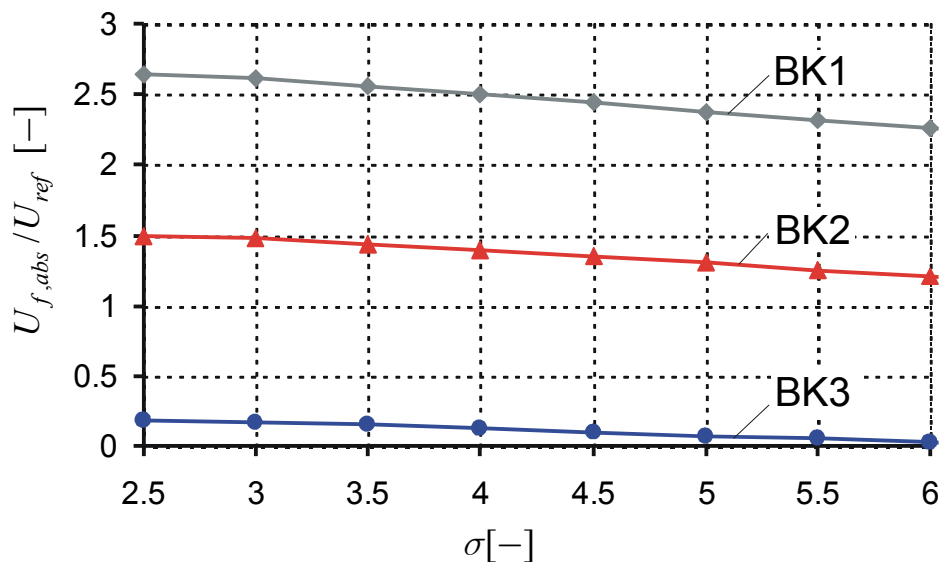


Abbildung 5.73: Berechnete absolute Flammengeschwindigkeiten $U_{f,abs}$ der Brennerkonfigurationen BK1-3; $U_m = U_{m2}$.

Mit größeren Massendurchsätzen ($U_{m1} > U_{m2}$) bzw. größeren Umfangsgeschwindigkeiten nehmen die Abweichungen zu. Das Berechnungsmodell sagt also eine etwas zu hohe Proportionalitätskonstante voraus. Dies äußert sich eindeutig in Abbildung 5.72, die die Korrelation zwischen maximaler Umfangsgeschwindigkeit ($W_{\max} = 1,59U_m$) und Flammenausbreitungsgeschwindigkeit U_f vergleicht (vgl. Abbildung 5.63). Dennoch erreicht die Berechnungsvorschrift, in Anbetracht der getroffenen Vereinfachungen, eine relativ hohe Vorhersagegenauigkeit. Es wird daher im Folgenden dieses Berechnungsverfahren auf die Brennerkonfigurationen BK1 und BK3 angewendet, um eine Aussage über die zu erwartende Größenordnung der Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten zu treffen. Die aus wirbeldynamischer Sicht erwartete, von der Konfiguration BK1 bis zu BK3 zunehmende Rückschlagssicherheit wird eindeutig bestätigt (Abbildung 5.73). Von großem Interesse ist jedoch, dass in der Brennerkonfiguration BK3 praktisch keine Flammenausbreitung stromauf möglich ist ($U_{f,abs} \rightarrow 0$). Dies bestätigt experimentelle Befunde, die diese Konfiguration als besonders rückschlagssicher auszeichnen (Kapitel 5.5.2).

Der Vergleich mit den experimentellen Daten validiert das vorgeschlagene Berechnungsmodell und zeigt, dass es möglich ist, mit dem vereinfachten CIVB-Modell zumindest semi-quantitative Aussagen zu gewinnen. Allerdings muss für r_u ein sinnvoller Wert angesetzt werden, der ohne eine Einzelmessung schwer zu ermitteln ist.

6 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde der Flammenrückschlag in einem modernen Drallbrenner detailliert untersucht. Das verwendete schadstoffarme Verbrennungskonzept kommt in stationären Gasturbinen zum Einsatz und beruht auf der rein aerodynamischen Stabilisierung einer mageren vorge-mischten Flamme.

Für die experimentelle Untersuchung des Flammenrückschlags wurde eine Versuchsanlage aufgebaut, die es erlaubt, die Flammenausbreitung in die Vormischzone eines Einzelbrenners unter gasturbinentypischen Bedingungen, hinsichtlich Brennstoff (Erdgas), Vorheiztemperatur und Aerodynamik gezielt zu provozieren. Zugunsten einer umfassenden optischen Zugänglichkeit für die Laser-Doppler-Anemometrie, die laserinduzierte Fluoreszenz und die Hochgeschwindigkeitsvideotechnik, erfolgte die Verbrennung im Gegensatz zum Gasturbinenbrenner bei atmosphärischem Druck. Um jeglichen Einfluss der Mischungsgüte auf das Messergebnis auszuschließen, wurde darüber hinaus die Vormischzone (Mischrohr) in ihrer Funktion durch eine zusätzliche komplexe Mischstrecke stromauf substituiert.

Ausgehend von einem stabilen Betriebszustand, wurde der Flammenrück-schlag durch kontinuierliches Absenken des Luftverhältnisses eingeleitet. In der Wandgrenzschicht wurde kein Flammenrückschlag beobachtet. Die Rückzündung tritt stochastisch und ausnahmslos in der Kernströmung auf. Nachdem die lokalen Strömungsgeschwindigkeiten die turbulente Flammengeschwindigkeit bei weitem übersteigen, konnte der Flammenrückschlag mit der turbulenten Flammenausbreitung alleine nicht erklärt werden. Mit Hilfe der instationären Strömungsuntersuchungen wurde erstmals gezeigt, dass das **verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen** (Combustion Induced Vortex Breakdown: **CIVB**) im Mischrohr der Mechanismus ist, welcher, obwohl das Strömungsfeld im isothermen Fall zum Wirbelaufplatzen in diesem Bereich nicht in der Lage ist, das Rückschlagen der Flamme ermöglicht. Durch die Interaktion der Drallströmung mit der chemischen Reaktion entsteht eine eigenständige Rückströmzone, die sich vom Brennermund ablösen und bis zum Drallerzeuger stromauf verlagern kann. Während des gesamten Rück-schlagsprozesses ist die Flamme an diese Rezirkulationszone gebunden, de-

ren mittlere Länge zu $L_{rück} \approx 0,53D$ und deren maximale Rückströmgeschwindigkeit zu $U_{rück,max} \approx -1,27U_m$ bestimmt wurde. Die Flammenspitze befindet sich bei der Ausbreitung stromauf in der Nähe des Staupunktes.

Theoretische Betrachtungen, in Anlehnung an die existierenden Modellvorstellungen zum isothermen Wirbelaufplatzen, konnten zeigen, dass in analoger Weise das Umorientieren und Strecken der Wirbelfäden das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen dominiert, und der baroklinen Wirbelstärke keine wesentliche Bedeutung zukommt. Stromauf der Flammenfront wurde eine massive Wirbelkernaufweitung festgestellt. Sie bedingt, bereits vor dem Erreichen der Reaktionszone, eine negative azimuthale Wirbelstärke, die als notwendige Voraussetzung für das Wirbelaufplatzen zu sehen ist. Es wurden zwei charakteristische Kenngrößen

$$A_{1,u}^* = \frac{D}{r_{s,0}} \frac{W_0 \omega_{z,0}}{U_0} \quad \text{und} \quad A_{2,u} = \frac{D}{r_{s,0}} \left(\frac{W_0 \omega_{z,0}}{U_0} - \omega_{\varphi,0} \right)$$

eingeführt, die ein Maß für die Neigung einer Strömungsform sowohl zum isothermen [BRO90] als auch zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen sind. Drallströmungen, die bereits im isothermen Fall zum Wirbelaufplatzen tendieren, sind demnach inhärent gefährdet, durch die Interaktion mit der chemischen Reaktion in den annularen Zustand überzugehen und damit den Flammenrückschlag zu verursachen. Bereits geringfügige Änderungen der radialen Verteilung von axialer und azimuthaler Geschwindigkeit im Wirbelkern führen zu signifikanter Veränderung der CIVB-Gefahr.

Anhand der mit der laserinduzierten OH-Fluoreszenz gemessenen Flammenstrukturen, konnten unterschiedliche Phasen des Flammenausbreitungsprozesses isoliert werden. Sie bestätigen die theoretischen Überlegungen, wonach die Rückströmblase nicht als eine Einheit stromauf propagiert. Vielmehr induziert die reagierende Rezirkulationszone das Aufplatzen der Drallströmung stromauf, was einen schnellen Transport von Zwischenprodukten, Verbrennungsprodukten und Reaktanden gegen die starke Hauptströmung nach sich zieht. Ähnlich wie beim isothermen Verhalten von Drallströmungen wurde sowohl der spiralige als auch der blasenförmige Charakter des Wirbelaufplatzens gefunden.

Von großer technischer Bedeutung ist die beobachtete Fähigkeit der Drallströmung Flammenrückschläge aufzuhalten und in Folge auszuspülen. Strömungsuntersuchungen und Flammenstrukturbetrachtungen identifizieren das

Erlöschen der Flamme (Quenching) als Ursache dafür. Erlischt die Flammenspitze im Mischrohr, bleibt zwar stromauf der Reaktionszone eine Rezirkulationszone erhalten, sie wird jedoch mitsamt der Flamme ausgespült. Es wurden Strömungsformen beobachtet, die das Flammenlöschen durch intensives Einmischen kalten Frischgases fördern. Bei langsamer Reaktionskinetik begünstigen die im Vergleich zur stabilen Rezirkulationszone am Brennermund kürzere verbrennungsinduzierte Rückströmblase und die höheren Strömungsgeschwindigkeiten den Abbruch der Reaktion in der Flammenspitze grundsätzlich. Die Länge der CIVB-Rückströmzone ändert sich mit steigendem Durchsatz praktisch nicht. Dagegen ist die maximale Rückströmgeschwindigkeit weitgehend proportional zum Durchsatz. Das Dichteverhältnis über die Flammenfront beeinflusst beide Größen im untersuchten Parameterbereich nicht. Bekannte Korrelationen zur Abblasegrenze von Drallflammen ([HOF94], [HOF98]) sind daher geeignet, die Parameter abzuschätzen, bei denen das Flammenlöschen beim verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen zu erwarten ist. Die rückschlagende Erdgasflamme befindet sich nahe der Löschgrenze, weshalb der Reaktionskinetik eine große Bedeutung zukommt.

Ingesamt wurden zwei notwendige Bedingungen für den Flammenrückschlag durch den CIVB ermittelt.

1. Verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen im Mischrohr
2. Flammenstabilisierung an der stromauf propagierenden Rückströmzone

Wie die drei untersuchten Brennerkonfigurationen bestätigten, bestimmen beide Kriterien das globale Verhalten der Flamme und letztlich die Flammenrückschlagsgefahr. Sind beide Bedingungen erfüllt, schlägt die Flamme mit der mittleren Flammenausbreitungsgeschwindigkeit U_f auf der Wirbelachse gegen die Hauptströmung zurück. Die Rückschlaggeschwindigkeit U_f ist weitgehend proportional zur maximalen Umfangsgeschwindigkeit und sinkt geringfügig mit steigendem Dichteverhältnis σ . Die Korrelation dieser Größen konnte mit einer vereinfachten, weitgehend analytischen Berechnungsvorschrift, auf Basis einer Rankine-Wirbelströmung, qualitativ modelliert werden. Quantitative Aussagen sind möglich, wenn die gemessenen isothermen Strömungsprofile als Berechnungsgrundlage dienen. Auf diese Weise wurden gemessene Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten erfolgreich beschrieben und für weitere Konfigurationen vorhergesagt.

Für den sicheren Betrieb eines Drallbrenners muss mindestens eines der beiden oben genannten Kriterien nicht erfüllt sein. Dabei sind zwei Drallbrennerklassen zu unterscheiden:

- Gegen den Flammenrückschlag sichere Drallbrenner, bei denen das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen nicht möglich ist (Bedingung 1 nicht erfüllt).
- Bedingt sichere Brennerkonfigurationen, bei denen das Flammenlöschen den Flammenrückschlag bis zum Drallerzeuger verhindert (Bedingung 2 nicht erfüllt).

Als Auslegungsregel für rückschlagsichere Drallbrenner ist also festzuhalten, dass bei Brennstoffen mit schneller Reaktionskinetik (z.B.: Erdgas bei hohen Vorheiztemperaturen oder Wasserstoff) derzeitige Vorstellungen hinsichtlich der optimalen Drallstärke, insbesondere im Wirbelkern, zu überdenken sind. Das erste oben genannte Kriterium darf nicht erfüllt sein, weil im Falle schneller Chemie das Flammenlöschen die Rückzündung nicht aufhalten kann. Es wurde eine grundsätzlich rückschlagssichere Konfiguration (BK3) vorgestellt, bei der das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen nicht möglich war. Interessanterweise sagt das Berechnungsmodell für diese Konfiguration absolute Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten von $U_{f,abs} \rightarrow 0$ vorher. Abschließend ist zu folgern, dass Drallbrenner unter gasturbinentypischen Temperaturen in einem begrenzten Luftverhältnisbereich auch dann sicher betrieben werden können, wenn Bedingung 1 zwar erfüllt ist, die chemische Reaktion jedoch ausreichend langsam abläuft (Brennerkonfigurationen BK1 und BK2).

7 Literaturverzeichnis

- [ABD84] **R. G. Abdel-Gayed, D. Bradley, M. N. Hamid, M. Lawes:** Lewis number effects on turbulent burning velocity, 20th Symposium (Int.) on Combustion, pp. 505-512, 1984
- [ABD85] **R. G. Abdel-Gayed, D. Bradley:** Criteria for turbulent propagation limits of premixed flames, *Combustion and Flame*, Vol. 62, pp. 61-68, 1985
- [ABD89] **R. G. Abdel-Gayed, D. Bradley:** Combustion regimes and the straining of turbulent premixed flames, *Combustion and Flame*, Vol. 76, pp. 213-218, 1989
- [AHM97] **S. A. Ahmed:** Three component velocity measurements of an isothermal confined swirling flow, *Proc. Instn. Mech. Engrs.*, Vol. 211, Part G, pp. 113-121, 1997
- [ALT95] **W. Althaus, CH. Brücker, M. Weimer:** Breakdown of slender vortices, Aus: S. I. Green, *Fluid vortices*, Kluwer Academic Publishers Dordrecht Boston London, p. 373-426, 1995
- [ALTA71] **A. M. Al-Taweel, J. F. Carley:** Dynamics of single spheres in pulsated, flowing liquids; *Chem. Eng. Prog. Symposium Series* 116, 114 and 124, 1971
- [AND75] **G. E. Andrews, D. Bradley, S. B. Lwakabamba:** Turbulence and turbulent flame propagation – a critical appraisal, *Combustion and Flame*, Vol. 24, pp. 285-304, 1998
- [ARA83] **M. Arai, T. M. Farag, H. Hiroyasu:** Flow characterization with and without combustion in a swirl type combustor, *Tokyo International Gas Turbine Congress* 29, pp. 221-227, 1983

- [ARD98] **N. Ardey:** Struktur und Beschleunigung turbulenter Wasserstoff-Luft-Flammen in Räumen mit Hindernissen, Dissertation Technische Universität München, 1998
- [ASA97] **K. Asato, H. Wada, T. Hiruma:** Characteristics of flame propagation in a vortex core: validity of a model for flame propagation, *Combustion and Flame*, Vol. 110, pp. 418-428, 1997
- [ASH89] **WM. T. Ashurst, P. A. McMurtry:** Flame generation of vorticity: vortex dipoles from monopoles, *Combust. Sci. Techn.*, Vol. 66, pp. 17-37, 1989
- [ASH93] **WM. T. Ashurst:** Flame propagation through swirling eddies: a recursive pattern, *Combust. Sci. Techn.*, Vol. 92, pp. 87-103, 1993
- [ASH96] **WM. T. Ashurst:** Flame propagation along a vortex: the baroclinic push, *Combust. Sci. and Tech.*, Vol. 112, pp. 175-185, 1996
- [ATO94] **R. Z. Atobiloye, R. E. Britter:** On the flame propagation along vortex tubes, *Combustion and Flame*, Vol. 98, pp. 220-230, 1994
- [BACK97] **S. Backstein:** Wirbelaufplatzen in schwachen Druckfeldern, VDI-Fortschritt-Bericht, Reihe 7, Nr. 322, Düsseldorf: VDI-Verlag, 1997
- [BAK73] **G. R. Baker, S. J. Barker, K. K. Bofah, P. G. Saffman:** Laser anemometer measurements of trailing vortices in water, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 65, part 2, pp. 325-336, 1973
- [BAT00] **G. K. Batchelor:** An introduction to fluid dynamics, Cambridge University Press, 2000
- [BEE72] **J. M. Beer, N. A. Chigier:** *Combustion Aerodynamics*, Applied Science Publishers Ltd, London, 1972
- [BEN62] **B. Benjamin:** Theory of the vortex breakdown phenomenon, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 14, pp. 593-629, 1962

- [BEN65] **B. Benjamin:** Significance of the vortex breakdown phenomenon, ASME Journal of Basic Engineering, pp. 518-524, 1965
- [BEN67] **B. Benjamin:** Some developments in the theory of vortex breakdown, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 8, part 1, pp. 65-84, 1967
- [BERL55] **A. L. Berlad, A. E. Potter:** Prediction of the quenching effect of various surface geometries, 5th Symposium (Int.) on Combustion, 1955
- [BERL57] **A. L. Berlad, A. E. Potter:** Relation of boundary velocity gradient for flashback to burning velocity and quenching distance, Combustion and Flame, Vol. 1, pp. 127-128, 1957
- [BIC82] **A. F. Bicen:** Refraction correction for LDA measurements in flows with curved optical boundaries, TSI Quarterly, Vol. VIII, Issue 2, 1982.
- [BOA81] **J. D. Boadway, E. Karahan:** Correction of laser doppler anemometer readings for refraction at cylindrical interfaces, DISA Information, No. 26, 1981.
- [BOS69] **H. Bossel:** Vortex Breakdown flow fields, The Physics of Fluids, Vol. 12, No. 3, 1969
- [BOU77] **J. Boussinesq:** Theorie de l'écoulement tourbillant, Mém. Prés. Acad. Sci. 22, p. 46, 1877
- [BOYE57] **M. H. Boyer, P. E. Friebertshauser:** An investigation of the behaviour and reaction mechanisms of nitric acid-hydrocarbon flames, Combustion and Flame, Vol. 1, pp. 264-280, 1957
- [BRA71] **P. Bradshaw:** Introduction to turbulence and its measurement, Pergamon Press Ltd., Oxford, 1971
- [BRAD92] **D. Bradley:** How fast can we burn, 24th Symposium (Int.) on combustion, pp. 247-262, 1992

- [BRE91] **M. Breuer:** Numerische Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen für dreidimensionale inkompressible instationäre Strömungen zur Simulation des Wirbelaufplatzens, Dissertation Technische Hochschule Aachen, 1991
- [BRO90] **G. L. Brown, J. M. Lopez:** Axisymmetric vortex breakdown: Part 2 physical mechanisms, *Journal of Fluid Mechanics*, 1990
- [BRÜ93] **C. Brücker:** Experimentelle Untersuchung des Wirbelaufplatzens mit der Particle-Image-Velocimetric, Dissertation Technische Hochschule Aachen, 1993
- [CAR96] **L-O. Carlsson, J. A. J. Karlsson, J. Chomiak:** Numerical studies of mixture formation and flash-back in lean premixed prevaporised (LPP) combustors, 21st International Congress on Combustion Engines, Interlaken, 1995
- [CHA94] **Chang F., V. K. Dhir:** Turbulent flow field in tangentially injected swirl flows in tubes, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 15, No.5, 1994
- [CHO77] **J. Chomiak:** Dissipation fluctuations and the structure and propagation of turbulent flames in premixed gases at high reynolds numbers; 16th Symposium (Int.) on Combustion, pp. 1665-1672, 1977
- [CHO79] **J. Chomiak:** Basic considerations in the turbulent flame propagation in premixed gases; *Prog. Energy Combustion Science*, Vol. 5, pp. 207-221, 1979
- [CLAY80] **T. C. Claypole, N. Syred:** The precessing vortex core in swirl stabilized combustors, *Proc. of the Italian Flame Days*, Milano Marittima, June 17-21, 1980
- [CLAY83] **T. C. Claypole:** Turbulent flame propagation in swirl stabilised flames, *AIAA Paper 7022*, pp. 182-185, 1983
- [COL73] **M. Colditz:** Drehströmungen in konvergierend-divergierenden Düsen mit Sekundärstrom ; Dissertation Universität Karlsruhe, 1973

- [DAM40] **G. Damköhler:** Der Einfluss der Turbulenz auf die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit in Gasgemischen, Zeitschrift für Elektrochemie und angewandte physikalische Chemie, Band 46, Nr. 11, S. 601-652, 1940
- [DAN87] **H. Daneshyar, P. G. Hill:** The structure of small-scale turbulence and its effect on combustion in spark ignition engines, Prog. Energy Combust. Sci., Vol. 13, pp. 47-73, 1987
- [DAR93] **D. L. Darmofal:** The role of vorticity dynamics in vortex breakdown, AIAA Paper 93-3036, 24th Fluid Dynamics Conference, 1993
- [DC62] **G. H. Dieke, H. M. Crosswhite:** The ultraviolet bands of OH, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 2, p. 97-199, 1962
- [DINK98] **F. Dinkelacker, A. Soika, D. Most, D. Hofmann, A. Leipertz, W. Polifke, K. Döbbling:** Structure of locally quenched highly turbulent lean premixed flames, 27th Symposium (Int.) on Combustion, pp. 857-865, 1998
- [DÖB97] **K. Döbbling, A. Eroglu, D. Winkler, T. Sattelmayer, W. Keppel:** Low NO_x premixed combustion of MBtu fuels in a research burner, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 119, pp. 553-558, 1997
- [DUR87] **F. Durst, A. Melling, J. Whitelaw:** Theorie und Praxis der Laser-Doppler-Anemometrie, ISBN 3-7650-2022-2, G. Braun GmbH Karlsruhe, 1987
- [ECK96] **C. Eckbreth:** Laser diagnostics for combustion temperature and species, Gordon and Breach Publishers, ISBN 90-5699-532-4, 1996
- [EDE98] **A. Eder, B. Edlinger, F. Mayinger:** Einfluß containment-typischer Strömungshindernisse auf die Ausbreitung von Wasserstoff-Luft-Flammen, Abschlußbericht Förderkennzeichen BMBF 1500957, 1998
- [EDE01] **A. Eder:** Brennverhalten schallnaher und überschallschneller Wasserstoff-Luft Flammen, Dissertation Technische Universität München, 2001

- [ESC82] **M. Escudier, N. Zehnder:** Vortex-flow regimes, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 115, pp. 105-121, 1982
- [ESC83] **M. Escudier, J. Keller:** Vortex Breakdown: A two stage transition, AGAD Report CP, No. 342, Paper 25, pp. 1-8, 1983
- [ESC85] **M. Escudier, J. Keller:** Recirculation in swirling flow: a manifestation of vortex breakdown, *AIAA Journal*, Vol. 23, No. 1, pp. 111-116, 1985
- [ESC88] **M. Escudier:** Vortex breakdown: observations and explanations, *Prog. Aerospace Sci.*, Vol. 25, pp. 189-229, 1988
- [EUC02] **European Comission:** Future needs and challenges for non-nuclear energy research in the European Union, Discussion Paper, Outcome of eight expert workshops, February 2002
- [FAL77] **J. H. Faler, S. Leibovich:** Disrupted states of vortex flow and vortex breakdown, *The Physics of Fluids*, Vol. 20, No. 9, pp. 1385-1400, 1977
- [FAL78] **J. H. Faler, S. Leibovich:** An experimental map of the internal structure of a vortex breakdown, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 86, pp. 313-335, 1978
- [FAR89] **S. Farokhi R. Taghavi:** Effekt of initial swirl distribution on the evolution of a turbulent Jet, *AIAA Journal*, Vol. 27, No. 6, pp. 700-706, 1989
- [FINE58] **B. Fine:** The flashback of laminar and turbulent burner flames at reduced pressure, *Combustion and Flame*, Vol. 2, pp. 253-266, 1958
- [FINK01] **R. Fink:** Untersuchung zu LPP-Flugtriebwerksbrennkammern unter erhöhtem Druck, Dissertation Technische Universität München, 2001
- [FKS00] **J. Fritz, M. Kröner, T. Sattelmayer:** Simultaner Einsatz optischer Messmethoden zur Untersuchung der Flammenausbreitung in verdrahten Rohrströmungen, Tagungsbericht GALA, 2001

- [FKS01] **J. Fritz, M. Kröner, T. Sattelmayer:** Flashback in a swirl burner with cylindrical premixing zone, ASME Paper 2001GT-0054, 2001
- [FKS01b] **M. Kröner, J. Fritz, T. Sattelmayer:** Simultaner Einsatz optischer Messmethoden zur Untersuchung instationärer Drallflammen, Gaswärme International, 2001
- [FLO02] **P. Flohr, P. Schmitt, C. O. Paschereit:** Mixing field analysis of a gas turbine burner, ASME Paper IMECE2002-34317, 2002
- [FOST59] **W. W. Foster:** Attenuation of light by wood smoke, J. Appl. Phys., Vol. 10, pp. 416-420, 1959
- [FROU95] **D. Froud, T. O'Doherty, N. Syred:** Phase averaging of the precessing vortex core in a swirl burner under piloted and premixed combustion conditions, 25th Symposium (Int.) on Combustion, Vol. 100, pp. 407-412, 1995
- [FUJ97] **K. Fujimura, H. S. Koyama, J. M. Hyun:** Time-dependant vortex breakdown in a cylinder with a rotating lid, Journal of Fluids Engineering, Vol. 119, pp. 450-453, 1997
- [FUJI81] **S. Fujii, K. Eguchi, M. Gomi:** Swirling jets with and without combustion, AIAA Journal, Vol. 19, No. 11, pp. 1438-1442, 1981
- [GLA96] **Irvin Glassman:** Combustion, Third Edition, Academic Press, 1996
- [GOU85] **F. C. Gouldin, J. S. Depsky, S-L. Lee:** Velocity field characteristics of a swirling flow combustor, AIAA Journal, Vol. 23, No. 1, pp. 95-102, January 1985
- [GRA76] **W. J. Grabowski und S. A. Berger:** Solutions of the Navier-Stokes Equations for vortex breakdown, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 75, pp. 525-544, 1976
- [GRE69] **H.P. Greenspan:** The theory of rotating fluids, Cambridge University Press, 1969

- [GREE95] **S. I. Green:** Fluid vortices, Kluwer Academic Publishers Dordrecht Boston London, 1995
- [GRI95] **J. F. Griffiths, J. A. Barnard:** Flame and Combustion, Third edition, Blackie Academic & Professional, ISBN 0-7514-0199-4, 1995
- [GRUM58] **J. Grumer:** Flashback and blowoff limits of unpiloted turbulent flames, Jet Propulsion, Vol. 28, 1958
- [GUI98] **C. Guin:** Characterisation of autoignition and flashback in premixed injection systems, ONERA: the french national research establishment, 1998
- [GUP84] **A. K. Gupta, D. G. Lilley, N. Syred:** Swirl flows, Abacus Press, 1984
- [HAL81] **W. Hallet:** Zur Strömung und Mischung in einer eingeschlossenen Drallströmung mit Querschnittsänderung, Dissertation Universität Karlsruhe, 1991
- [HAR62] **J. K. Harvey:** Some observations of the vortex breakdown phenomenon, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 14, pp. 585-592, 1962
- [HAS02] **T. Hasegawa, S. Michikami, T. Nomura:** Flame development along a straight vortex, Combustion and Flame, Vol. 129, pp. 294-304, 2002
- [HAS95] **T. Hasegawa, K. Nishikado, J. Chomiak:** Flame propagation along a fine vortex tube, Combust. Sci. Techn., Vol. 108, pp. 67-80, 1995
- [HAS96] **T. Hasegawa, K. Nishikado:** Effect of density ratio on flame propagation along a vortex tube, 26th Symposium (Int.) on Combustion, pp. 291-297, 1996
- [HEL87] **T. Helming:** Untersuchung zum Aufplatzen und zur Instabilität von Randwirbeln, Dissertation Technische Hochschule Aachen, 1987

- [HIL88] **R. Hillemans:** Das Strömungs- und Reaktionsfeld sowie Stabilisierungseigenschaften von Drallflammen unter dem Einfluss der inneren Rezirkulationszone, Dissertation Universität Karlsruhe, 1988
- [HIR95] **C. Hirsch:** Ein Beitrag zur Wechselwirkung von Turbulenz und Drall, Dissertation Universität Karlsruhe, 1995
- [HLL67] **M. G. Hall:** A new approach to vortex breakdown, Proc. Heat Transfer Fluid Mech. Inst., 1967
- [HLL72] **M. G. Hall:** Vortex breakdown, Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 4, 1972
- [HOF94] **S. Hoffmann, P. Habisreuther, B. Lenze:** Development and assessment of correlations for predicting stability limits of swirling flames, Chemical Engineering and Processing, Vol 33, pp. 393-400, 1994
- [HOF94b] **S. Hoffmann:** Untersuchung des Stabilisierungsverhaltens und der Stabilitätsgrenzen von Drallflammen mit innerer Rückströmzone, Dissertation Universität Karlsruhe, 1994
- [HOF98] **S. Hoffmann, B. Lenze, H. Eickhoff:** Results of experiments and models for predicting stability limits of turbulent swirling flames, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 120, pp. 311-316, 1998
- [HOL96] **F. Holzäpfel:** Zur Turbulenzstruktur freier und eingeschlossener Drehströmungen , Dissertation Universität Karlsruhe, 1996
- [ISH84] **S. Ishizuka:** On the behaviour of premixed flames in a rotating flow field: establishment of tubular flames, 20th Symposium (Int.) on Combustion, pp. 287-294, 1984
- [ISH00] **S. Ishizuka, K. Koumura, R. Hasegawa:** Enhancement of flame speed in vortex rings of rich hydrogen/air mixtures in air, Proceedings of the Combustion Institute, Vol. 28, pp. 1949-1956, 2000

- [ISH90] **S. Ishizuka:** On the flame propagation in a rotating flow field, *Combustion and Flame*, Vol. 82, pp. 176-190, 1990
- [ISH98a] **S. Ishizuka, T. Murakami, T. Hamasaki, K. Koumura, R. Hasegawa:** Flame speeds in combustible vortex rings, *Combustion and Flame*, Vol. 113, pp. 542-553, 1998
- [ISH98b] **S. Ishizuka, T. Hamasyki, K. Koumura, R. Hasegawa:** Measurements of flame speeds in combustible vortex rings: validity of the back-pressure drive flame propagation mechanism, 27th Symposium (Int.) on Combustion, pp. 727-734, 1998
- [JAN98] **P. Janson, T. Ruck, C. Steinbach, HP. Knöpfel, T. Sattelmayer:** Development of the advanced EV (AEV) burner for the ABB GTX100 gas turbine, ASME-Paper, 1998
- [JOH84] **Johnson B., Roback R.:** Mass and Momentum turbulent Transport Experiments with confined coaxial Jets , AIAA-84-1380, 1984
- [JON88] **W. P. Jones, J. Wilhelmi:** Velocity, temperature and composition measurements in confined swirl driven recirculating flow, 1988
- [JOR99] **M. Jordan:** Zündung und Verbrennung in vorgemischten turbulenten Freistrahlen, Dissertation Technische Universität München, 1999
- [KAR53] **B. Karlovitz, D. W. Denniston, D. H. Knapschaefer, F. E. Wells:** Studies on turbulent flames. A: Flame propagation across velocity gradients B: Turbulence Measurement in Flames, 4th Symposium (Int.) on Combustion, 1953
- [KEE92] **R. J. Kee, J. F. Grcar, M.D. Smooke, J. A. Miller, E. Meeks:** A fortran program for modeling steady llaminar one-dimensional premixed flame, Sandia National Laboratories Report SAND85-8240, 1992
- [KEL95] **J. J. Keller:** On the interpretation of vortex breakdown, *Phys. Fluids*, Vol. 7, pp. 1695-1702, 1995

- [KELL81] **J. O. Keller, L. Vaneveld, D. Korschelt, A. F. Ghonioum, J. W. Daily, A. K. Oppenheim:** Mechanism of instabilities in turbulent combustion leading to Flashback, AIAA Paper 81-0107, 19th Aerospace Science Meeting, January 12-15, St. Louis Missouri, 1981
- [KHIT65] **L. N. Khitritin, P. B. Moin, D. B. Smirnov, V. U. Shevchuk:** Peculiarities of laminar- and turbulent-flame flashbacks, 10th Symposium (Int.) on Combustion, pp. 1285-1291, 1965
- [KIEa03] **F. Kiewewetter, C. Hirsch, J. Fritz, M. Kröner, T. Sattelmayer:** Two-dimensional flashback simulation in strongly swirling flows, ASME Paper GT2003-38395 (to appear), 2003
- [KIEb03] **F. Kiewewetter:** private communication, 2003
- [KRA83] **E. Krause:** A contribution to the problem of vortex breakdown, AGARD CP, No. 342, Aerodynamics of vortical flows in 3D, Paper 26, pp. 26-1 to 26-4, 1983
- [KRE71] **H. Kremer:** Kennzahlen zur Beurteilung der Stabilität von Vormischflammen, Gas Wärme International, Bd. 2, Nr. 3, pp. 101-107, 1982
- [KRÖ02] **M. Kröner, J. Fritz, T. Sattelmayer:** Flashback limits for Combustion Induced Vortex Breakdown in a swirl burner, ASME Paper GT-2002-30075, 2002
- [KRÖ03] **M. Kröner:** Einfluss lokaler Löschvorgänge auf den Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen, Lehrstuhl für Thermodynamik, Dissertation Technische Universität München, 2003
- [KUO86] **K. K. Kuo:** Principles of Combustion, New York: John Wiley & Sons, 1986
- [KURD00] **V. N. Kurdyumov, E. Fernández, A. Linán:** Flame flashback and propagation of premixed flames near a wall, Proceedings of the Combustion Institute, Vol. 28, pp. 1883-1889, 2000

- [LAM07] **H. Lamb:** Lehrbuch der Hydrodynamik, 1907
- [LEE82] **S. T. LEE, J. S. T'ien:** A numerical analysis of flame flashback in a premixed laminar system, *Combustion and Flame*, Vol. 48, pp. 273-285, 1982
- [LEF83] **A. H. Lefebvre:** Gas turbine combustion, Hemisphere Publishing, ISBN 0-07-037029-X, 1983
- [LEI78] **S. Leibovich:** The structure of vortex breakdown, *Ann. Rev. of Fluid mechanics* , Vol. 10, pp. 221-246, 1978
- [LEI84] **S. Leibovich:** Vortex stability and breakdown: survey and extension, *AIAA Journal*, Vol. 22, No. 9, pp. 1192-1206, 1984
- [LEW56] **B. Lewis, R. N. Pease, H. S. Taylor:** *Combustion Processes*; 1956
- [LEWI87] **B. Lewis, G. von Elbe:** *Combustion, Flames and Explosions of Gases*, third edition, ISBN 0124467512, 1987
- [LIU91] **Y. Liu:** Untersuchung zur stationären Ausbreitung turbulenter Vormischflammen, Dissertation Universität Karlsruhe, 1991
- [LOP90] **J. M. Lopez:** Axisymmetric vortex breakdown: Part1 confined swirling flow, *J. Fluid Mech.*, Vol. 221, pp. 533-552, 1990
- [LST91] **LSTM, Universität Erlangen:** LDA-Kurzlehrgang, Lehrstuhl für Strömungsmechanik der Universität Erlangen, 1991
- [LUC01] **O. Lucca-Negro, T. O'Doherty:** Vortex breakdown: a review, *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 27, pp. 431-481, 2001
- [LUD62] **H. Ludwig:** Zur Erklärung der Instabilität der über angeordneten Deltaflügeln auftretenden freien Wirbelkerne, *Z. Flugwiss.* 10, pp. 242-249, 1962
- [LUD65] **H. Ludwig:** Erklärung des Wirbelaufplatzens mit Hilfe der Stabilitätstheorie für Strömungen mit schraubenlinienförmigen Stromlinien, *Z. Flugwiss.* 13, pp. 437-442, 1965

- [LUD70] **H. Ludwig:** Vortex Breakdown, Deutsche Luft- und Raumfahrt, Forschungsbericht 70-40, 1970
- [LUG79] **H.J. Lugt:** Wirbelströmung in Natur und Technik, Verlag G. Braun, Karlsruhe, 1979
- [MAT99] **O. V. Matvienko, V. A. Arkhipov:** Unsteady combustion processes in a channel with gas stream swirling and its termination; Combustion, Explosion and Shock Waves, Vol. 35, No. 4, pp. 379-385, 1999
- [MCC72] **P. D. McCormack, K. Scheller, G. Mueller, R. Tisher:** Flame propagation in a vortex core; Combustion and Flame, Vol. 19, pp. 297-303, 1972
- [MCM83] **C. K. McMahon:** Characteristics of forest fuels, fires and emissions; Presentation at the 76th annual Meeting of the Air Pollution Control Association, Atlanta, Georgia, June 19-24, 1983
- [MEL97] **A. Melling:** Tracer particles and seeding for particle image velocimetry; Meas. Sci. Technol., Vol. 8, pp. 1406-1416, 1997
- [MIN69] **E. Minx:** Über die Staukörperstabilisierung turbulenter Diffusionsflammen an Brennern mit zentraler Brenngas- und ringförmiger Luftzufuhr; Dissertation Universität Karlsruhe, 1969
- [MUN91] **B. Mundus, H. Kremer:** Untersuchung des Strömungs- und Verbrennungsverlaufs verdrallter Diffusionsflammen in Abhängigkeit von der Art der Drallerzeugung; Gaswäre International 40, Heft 12, 1991
- [NAJM89] **H. N. Najm, A. F. Ghoniem:** Coupling between vorticity and pressure oscillations in combustion instability, Journal of Propulsion and Power, Vol. 10, No. 6, pp. 769-776, 1993
- [NAK87] **Y. Nakamura, S. Uchida:** Several approaches to the study of vortex breakdown, Second International Colloquium on Vortical Flows: Vortex Breakdown and Behaviour, BBC SFB 25, p. 115-130, 1987

- [NEJ88] **A. S. Nejad, S. C. Favaloro, S. P. Vanka, M. Samimy, C. Langenfeld:** Application of laser velocimetry for characterisation of confined swirling flows, ASME Paper-88-GT-159, pp. 1-15, 1988
- [OWE86] **A. K. Owen:** Parametric study of beam refraction problems across laser anemometer windows, NASA USAAVSCOM Technical Report 86-C-16, 1986
- [PAR93] **R. R. Parchen:** Decay of swirl in turbulent pipe flows, Dissertation Eindhoven University of Technology, 1993
- [PARK93] **S. H. Park, H. D. Shin:** Measurements of entrainment characteristics of swirling jets, Int. Journal Heat Mass Transfer., Vol. 36, No. 16, pp. 4009-4018, 1993
- [PATT84] **E. M. Patterson, C. K. McMahon:** Absorption characteristics of forest fire particulate matter, Atmospheric Environment, Vol. 18, No. 11, pp. 2541-2551, 1984
- [PAY88] **F. M. Payne, T. T. Ng, R. C. Nelson:** Visualization and wake surveys of vortical flow over a Delta Wing, AIAA Journal, Vol. 26, No. 2, 1988
- [PET94] **N. Peters:** Turbulente Brenngeschwindigkeit, Abschlussbericht zum Forschungsvorhaben Pe 241/9-2, 1994
- [PLE78] **S. L. Plee, A. M. Mellor:** Review of flashback reported in prevaporizing / premixing combustors, Combustion and Flame, Vol. 32, pp. 193-203, 1978
- [POIN93] **T. J. Poinot, D. C. Haworth, G. Bruneaux:** Direct simulation and modeling of flame-wall interaction for premixed turbulent combustion, Combustion and flame, Vol. 95, pp. 118-132, 1993
- [PRO16] **J. Proudman:** On the motion of solids in liquids possessing vorticity, Proc. Roy. Soc. A92, 1916
- [PUT49] **A. A. Putnam, R. A. Jensen:** Application of dimensionless numbers to flash-back and other combustion phenomena, 3rd Symposium (Int.) on combustion, 1949

- [RAW78] **R. Rawe:** Über die Drallstabilisierung frei brennender turbulenter Diffusionsflammen mit zentraler radialer Gaszufuhr, Dissertation Ruhr-Universität Bochum, 1978
- [RAYL17] **O. M. Lord Rayleigh:** On the dynamics of revolving fluids; Proc. Roy. Soc., Serie A, 93, pp. 148-154, 1917
- [REY74] **A. J. Reynolds:** Turbulent flows in engineering; London: John Wiley & Sons, ISBN 0 471 717827, 1974
- [RIST96] **D. Rist:** Dynamik realer Gase; Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1996
- [ROT72] **J. C. Rotta:** Turbulente Strömungen; B. G. Teubner-Verlag Stuttgart, ISBN 3-519-02316-4, 1972
- [RUCK87] **B. Ruck:** Laser-Doppler-Anemometrie; AT-Fachverlag GmbH Stuttgart, ISBN 3-921 681-00-6, 1987
- [SAK96] **Y. Sakai, S. Ishizuka:** The phenomena of flame propagation in a rotating tube; 26rd Symposium (Int.) on Combustion, pp. 847-853, 1996
- [SAM87] **M. Samimy, C. A. Langenfeld:** Experimental study of isothermal swirling flows in a dump combustor; AIAA Journal, Vol. 26, No. 12, pp. 1442-1449, 1987
- [SAR71a] **T. Sarpkaya:** On stationary and travelling vortex breakdowns; Journal of Fluid Mechanics, Vol. 45, Pt. 3, pp. 585, 1971
- [SAR71b] **T. Sarpkaya:** Vortex breakdown in swirling conical flows; AIAA Journal, Vol. 9, No. 9, pp. 1792, 1971
- [SAR74] **T. Sarpkaya:** Effect of the adverse pressure gradient on vortex breakdown; AIAA Journal, Vol. 12, No. 5, pp. 602-607, 1974
- [SAT00] **T. Sattelmayer:** Influence of the combustor aerodynamics on combustion instabilities from equivalence ratio fluctuations; ASEM-Paper 2000-GT-0082, May 2000

- [SAT98] **T. Sattelmayer, W. Polifke, D. Winkler, K. Döbbling:** NO_x-abatement potential of lean-premixed GT combustors; Transactions of the ASME, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 120, pp. 48-59, 1998
- [SCH91] **C. Schmid:** Drallbrennersimulation durch Starrkörperwirbel-Strömungen unter Einbeziehung von drallfreier Primärluft und Verbrennung; Dissertation Universität Karlsruhe, 1991
- [SCHÄ01] **O. Schäfer, R. Koch, S. Wittig:** Flashback in lean pre-vaporized premixed combustion: non-swirling turbulent pipe flow study, ASME Paper 2001-GT0053, 2001
- [SCHL79] **H. Schlichting:** Boundary Layer Theory; Mc Graw Hill, 1979
- [SCHM95] **H-P. Schmid:** Ein Verbrennungsmodell zur Beschreibung der Wärmefreisetzung von vorgemischten turbulenten Flammen; Dissertation Universität Karlsruhe, 1995
- [SCM95] **S. E. Schmidt, P. O. Hedman:** Cars temperature and lda velocity measurements in turbulent, swirling premixed propane/air fueled model gas turbine combustor, ASME-Paper 95-GT-64, 1995
- [SHE90] **Z. S. She, E. Jackson, A. S. Orsag:** Structure and dynamics of homogeneous Turbulence: models and simulations, Proceedings of the Royal Society of London, Series A, 434, p. 101-124, 1991
- [SHER90] **F. S. Sherman:** Viscous Flow, McGraw-Hill Publishing Company, ISBNN 0-07-056579-1, 1990
- [SHI87] **X. Shi, Shan X.:** Relation between the quasi-cylindrical approximation and the critical classification for swirling flow, Second International Colloquium on Vortical Flows: Vortex Breakdown an Behaviour, BBC SFB 25, 1987
- [SMI99] **G. P. Smith, D. M. Golden, M. Frenklach, N. W. Moriar-ty, B. Eiteneer, M. Goldenberg, C. T. Bowman, R. K. Hanson, S. Song, W. C. Gardiner Jr., V. V. Lissianski, Z. Qin:** GRI-Mech 3.0,
http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/, 1999

- [SO85] **R. M. C. So, A. Ahmed, H. C. Mongia:** Jet characteristics in confined swirling flow; *Experiments in Fluids*, Vol. 3, p221-230, 1985
- [SPO98] **A. Spohn, M. Mory, E. J. Hopfinger:** Experiments on vortex breakdown in a confined flow generated by a rotating disc, *J. Fluid Mech.*, Vol. 370, pp. 73-99, 1998
- [SQU60] **H. B. Squire:** Analysis of the vortex breakdown phenomenon, Part I, Imperial College of Science and Technology Aeronautics Department, Report No. 102, 1960
- [STE95] **W. Steenbergen:** Turbulent pipe flow with swirl, Dissertation Eindhoven University of Technology, 1995
- [STEI98] **C. Steinbach, T. Ruck, J. Lloyd, Peter Jansohn, K. Döbeling, T. Sattelmayer:** ABB's advanced EV burner – a dual fuel dry low NO_x burner for stationary gas turbines; ASME-Paper 98-GT-519, 1998
- [STIT81] **J. L. Stith, L. F. Radke, P. V. Hobbs:** Particle emissions and the production of ozone and nitrogen oxides from the burning of forest slash, *Atmospheric Environment*, Vol. 15, pp. 73-82, 1981
- [STR68] **Roger A. Strehlow:** *Fundamentals of Combustion*; 1968
- [SYRE73] **N. Syred, J. M. Beér:** Effect of combustion upon precessing vortex cores generated by swirl combustors, 14th Symposium (Int.) on Combustion, Vol. 14, pp. 537-549, 1973
- [SYRE74] **N. Syred, J. M. Beér:** Combustion in swirling flows: a review, *Combustion and Flame*, Vol. 23, pp. 143-201, 1974
- [SYRE94] **N. Syred, T. O'Doherty, A. Froud:** The interaction of the precessing vortex core and the reverse flow zone in the exhaust of a swirl burner, *Proc. Instn. Mech. Engrs.*, Vol. 208, pp. 27-36, 1994
- [SYRE96] **N. Syred, W. Fick, T. O'Doherty, A. J. Griffiths:** The effect of the precessing vortex core on combustion in a swirl burner, *Combust. Sci. Tech.*, Vol. 125, pp. 139-157, 1996

- [TAN87] **V. Tangirala, R. H. Chen, J. F. Driscoll:** Effect of heat release and swirl on the recirculation within swirl-stabilized flames, *Combust. Sci. Tech.*, Vol. 51, pp. 75-95, 1987
- [TAU00] **R. Tauscher:** Wärmeübertragung mit Turbulenzanregung bei niedrigen Reynolds-Zahlen, Dissertation Technische Universität München, 2000
- [TEN68] **H. Tennekes:** Simple model for the small scale structure of turbulence, *Phys. Fluids I* 3, 1968
- [TEN87] **H. Tennekes, J. L. Lumley:** A first course in turbulence, *Combustion and Flame*, Cambridge: The MIT Press, 1998
- [THI98] **D. Thibaut, S. Candel:** Numerical study of unsteady turbulent premixed combustion: application to flashback simulation, *Combustion and Flame*, Vol. 113, pp. 53-65, 1998
- [TRO95] **C. Tropea:** Laser Doppler Anemometry: recent developments and future challenges, *Meas. Sci. Technol.* 6, p 605-619, 1995
- [TUR00] **S. R. Turns:** An introduction to combustion; McGraw-Hill Company Vol. 125, 2000
- [UME00] **A. Umemura, S. Takamori:** Wave nature in vortex-bursting initiation, *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 28, pp. 1941-1948, 2000
- [UME01] **A. Umemura, K. Tomita:** Rapid flame propagation in a vortex tube in perspective of vortex breakdown phenomena; *Combustion and Flame*, Vol. 125, pp. 820-838, 2001
- [UND00] **D. S. Underwood, I. A. Waitz, E. M. Greitzer:** Confined swirling flows with heat release and mixing; *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 16, No. 2, pp. 169-177, 2000
- [VAN82] **L. Vaneveld, K. Hom, A. K. Oppenheim:** Secondary effects in combustion instabilities leading to flashback, *AIAA Paper 82-0037*, 20th Aerospace Science Meeting, January 11-14, Orlando Florida, 1982

- [VANY93] **J. P. Vanyo:** Rotating fluids in engineering and science, ISBN 0-7506-9261-8, Butterworth-Heinemann, 1993
- [WAR99] **J. Warnatz, U. Maas, R. W. Dibble:** Combustion: physical and chemical fundamentals, modeling and simulation, experiments, pollutant formation, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, ISBN 3-540-65228-0, 1999
- [WEB92] **R. Weber, J. Dugué:** Combustion accelerated swirling flows in high confinements, Prog. Energy Combust. Sci., Vol. 18, pp. 349-367, 1992
- [WHOL49] **K. Wohl, N. M. Kapp, C. Gazley:** Flame stabilization and quenching, 3rd Symposium (Int.) on Combustion, pp. 3-21, 1949
- [WHOL53] **K. Wohl:** Quenching flash-back, blow-off-theory and experiment, 4th Symposium (Int.) on Combustion, pp. 68-89, 1953
- [YAZ94] **P. A. Yazdabadi, A. L. Griffiths, N. Syred:** Characterisation of the PVC phenomena in the exhaust of a cyclone dust separator, Experiments in Fluids, Vol. 17, pp. 84-95, 1994
- [ZEL85] **Ya. Zeldovich, G. Barenblatt, V. Librovich, G. Makhviladze:** The mathematical theory of combustion and explosions, Consultants Bureau New York and London, 1985
- [ZIE79] **Jürgen Zierrep:** Grundzüge der Strömungslehre, G. Braun Karlsruhe, 1979
- [ZIEG98] **M. Ziegler:** Untersuchung zur Ausbreitung stationärer, turbulenter Vormischflammen unter besonderer Berücksichtigung bevorzugter Diffusion, Dissertation Universität Karlsruhe, 1998
- [ZUK55] **E. E. Zukoski, F. E. Marble:** Experiments concerning the mechanism of flame-blow-off from bluff bodies, Gas Dynamics Symposium Evanston, Illinois, pp. 205-210, 1955