Technische Universität München Institut für Energietechnik

Lehrstuhl für Thermodynamik

Sicherheitskriterien für die vorgemischte Verbrennung wasserstoffhaltiger Brennstoffe in Gasturbinen

Matthias Johannes Utschick

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. Klaus Drechsler Prüfer der Dissertation:

- 1. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Thomas Sattelmayer
- 2. Univ.-Prof. Dr. rer. nat. Andreas Dreizler Technische Universität Darmstadt

Die Dissertation wurde am 19.05.2016 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Maschinenwesen am 05.10.2016 angenommen.

Sicher ist, dass nichts sicher ist. Selbst das nicht.

Joachim Ringelnatz

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand am Lehrstuhl für Thermodynamik der Technischen Universität München während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter. Sie wurde vom Bundesministerium für Wirtschaft und Energie und von der Firma General Electric (vormals Alstom Power) im Rahmen des deutschen Forschungsverbunds AG Turbo gefördert.

Mein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater Herrn Professor Thomas Sattelmayer für die Betreuung der Arbeit und die Übernahme des Hauptreferats. Darüber hinaus möchte ich mich bei ihm für das in mich gesetzte Vertrauen, die mir gewährten wissenschaftlichen Freiräume und die wertvollen Impulse während meiner Zeit am Lehrstuhl bedanken. Herrn Professor Andreas Dreizler danke ich für die freundliche Übernahme des Koreferats und Herrn Professor Klaus Drechsler für die Übernahme des Vorsitzes bei der mündlichen Prüfung.

Allen Mitarbeitern des Lehrstuhls für Thermodynamik danke ich für die freundschaftliche Zusammenarbeit. Besonders fruchtbar empfand ich den wissenschaftlichen Austausch in der Arbeitsgruppe Reaktive Strömungen. Für wertvolle Anregungen und Diskussionen danke ich stellvertretend für viele andere: Christoph Hirsch, Stefan Bauer, Georg Baumgartner, Florian Ettner, Thomas Fiala, Georg Fink, Noah Klarmann, Konrad Makowka, Anja Marosky und Johannes Weinzierl. Besonderer Dank gebührt meinen Korrekturlesern Josef Haßlberger, Vera Hoferichter, Stephan Lellek und Hans Utschick. Lorenz Böck danke ich für seine Unterstützung beim Aufbau des OH-PLIF-Messsystems und Michael Kolb für seine wertvollen Ratschläge in Sachen PIV. Meinen Laborpartnern Max Baumgärtner, Michael Hertweck und Stephan Lellek danke ich für die symbiotische Zusammenarbeit im Bunker des Verbrenner-Gebäudes. Für die zahlreichen interessanten und unterhaltsamen Schreibtischdialoge danke ich meinen Bürokollegen Gregor Bloch und Marcus Grochowina, Außerdem danke ich den Damen des Sekretariats und den Mitarbeitern der Werkstätten für ihre tatkräftige Unterstützung. Des weiteren danke ich allen Studenten, die durch ihren engagierten Einsatz zum Gelingen dieser Arbeit beitrugen.

Dem BMWi und Alstom Power/GE Power danke ich für die finanzielle Förderung, und dem Arbeitskreis Verbrennung innerhalb der AG Turbo für die gebotene Bühne zur Präsentation und Diskussion meiner Arbeit. Ich habe dabei viel gelernt.

Nicht zuletzt danke ich allen Kollegen, die durch gemeinsame private Un-

ternehmungen die Zeit am Lehrstuhl zu einem gelungen Lebensabschnitt gemacht haben.

Von ganzem Herzen danke ich meiner Familie, meinen Eltern und meiner Freundin Karoline für ihre unermüdliche Unterstützung. Ihr seid mein Fundament, nicht nur das dieser Arbeit. Das ist sicher.

München, im November 2016

Matthias Utschick

Teile dieser Dissertation wurden vom Autor bereits vorab als Konferenzbeiträge eingereicht [122–125]. Alle Vorveröffentlichungen sind entsprechend der gültigen Promotionsordnung ordnungsgemäß gemeldet. Sie sind deshalb nicht zwangsläufig im Detail einzeln referenziert. Vielmehr wurde bei der Referenzierung eigener Vorveröffentlichungen Wert auf Verständlichkeit und inhaltlichen Bezug gelegt.

Parts of this Ph.D. thesis were published by the author beforehand in conference proceedings [122–125]. All of these prior printed publications are registered according to the valid doctoral regulations. Therefore, they are not necessarily quoted explicitly in the text. Whether they were referenced, depended on maintaining comprehensibility and providing all necessary context.

Kurzfassung

Das in Gasturbinen etablierte Konzept der mageren Vormischverbrennung zur Reduzierung von Stickoxiden führt zu Sicherheitsproblemen, wenn wasserstoffhaltige oder andere sehr reaktive Brennstoffe verwendet werden. In dieser Arbeit wurden analytische Modelle zur Beurteilung der Sicherheit von Drallbrennern und Brennstoffinjektionskonzepten entwickelt. Die zugrunde liegende Datenbasis wurde experimentell in isothermer und reagierender Strömung erhoben. Die Widerstandsfähigkeit eines Brenners gegen Flammenrückschlag kann mit dem Verhältnis aus Strömungs- und Brenngeschwindigkeit im Brennkammereinlass bewertet werden. Die Regenerationsfähigkeit der Strömung in der Vormischzone wird durch die Beziehung zwischen der kritischen Damköhler-Zahl und dem Kehrwert des effektiven Geschwindigkeitsverhältnisses von Brennstoffjet und Luftströmung beschrieben. Jet-in-Crossflow-Brennstoffinjektion bei gleichmäßiger radialer Verteilung der Injektionspunkte verspricht die höchste Betriebssicherheit, wenn für eine magere Kernströmung mit großem Axialimpuls gesorgt wird.

Abstract

In gas turbines the lean premixed combustion concept for reducing nitrogen oxides leads to security problems if hydrogen-containing or other highly reactive fuels are burned. In this work analytical models to assess the operational safety of swirl burners and fuel injection concepts were developed. The data basis was raised experimentally in isothermal and reactive flow. The resistance of a burner against flashback can be evaluated by the ratio of flow velocity and flame speed in the combustion chamber inlet. The flow's regenerative ability in the premixing zone is described by the relationship between the critical Damköhler number and the reciprocal of the effective velocity ratio of fuel jet and air flow. Jet-in-crossflow fuel injection with uniform radial distribution of the injection points promises the highest operational safety, if a lean core flow with large axial momentum is provided.

Inhaltsverzeichnis

1	Einl	eitung		1
	1.1	Motiv	ation	1
	1.2	Ziele .		4
2	Gru	ndlage	n	7
	2.1	Flamn	nenausbreitung	7
		2.1.1	Laminare Flammenausbreitung	7
		2.1.2	Turbulente Flammenausbreitung	13
	2.2	Zündı	ung, Flammenlöschen und Flammenstabilisierung	22
		2.2.1	Zündung und Flammenlöschen	22
		2.2.2	Flammenhalter für die vorgemischte Verbrennung	24
		2.2.3	Stabilisierung von Diffusionsflammen	25
	2.3	Wirbe	ldynamik	32
		2.3.1	Drallzahl und Wirbelformen	33
		2.3.2	Wirbelstärke, Wirbeltransport und Wirbelaufplatzen	34
	2.4	Flamn	nenrückschlag	39
		2.4.1	Flammenrückschlag entgegen der Kernströmung	39
		2.4.2	Flammenrückschlag in der Wandgrenzschicht	39
		2.4.3	Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes	
			Wirbelaufplatzen	44
		2.4.4	Flammenrückschlag aufgrund von Verbrennungsinsta-	
			bilitäten	46
	2.5	Flamn	nenstrahlung	47
		2.5.1	Elektronische Transition des OH-Moleküls	47
		2.5.2	Spektren von Wasserstoff- und Methanflammen $\ldots \ldots$	49
3	Met	hoden		51
	3.1	Versue	chsobjekt	51
	3.2	Experi	imente	56
		3.2.1	Isotherme Strömung	58
		3.2.2	Reagierende Strömung	59
		3.2.3	Ähnlichkeitsbedingungen	62

	3.3	Messtechnik	63
		3.3.1 Particle Image Velocimetry	63
		3.3.2 Laserinduzierte Fluoreszenz	65
		3.3.3 OH*-Chemilumineszenz	72
	3.4	Laserzündung	74
4	Flar	nmenrückschlagsverhalten	79
	4.1	Strömungseigenschaften	80
	4.2	Mischungseigenschaften	91
	4.3	Rückschlagsgrenzen	95
	4.4	Flammenrückschlagspfade in der Mischstrecke	97
	4.5	Prognose der Flammenrückschlagsgrenze	107
		4.5.1 Querverbindung zur CIVB-Theorie	114
		4.5.2 Anwenden des CIVB-Prognosemodells nach Kröner	116
	4.6	Fazit	118
5	Reg	enerationsverhalten	121
	5.1	Flammenbild im Drallerzeuger nach einem Flammenrückschlag	122
		5.1.1 Flammenausbreitung	122
		5.1.2 Mittlere Flammenposition nach der Stabilisierung	126
	5.2	Flammenausbreitung nach Laserzündung im Drallerzeuger	127
		5.2.1 Flammenstabilisierung am Injektor	128
		5.2.2 Ausblasen der Jetflammen am Injektor	138
	5.3	Modellierung der Regenerationsfähigkeit	140
		5.3.1 Parameteridentifikation	140
		5.3.2 Anwenden bekannter Modelle	144
		5.3.3 Modellierungsansatz für den A2EV-Brenner	146
		5.3.4 Ähnlichkeitsbeziehung zur Prognose der Regenerations-	
		fähigkeit	147
		5.3.5 Sicherheitskarte	154
	5.4	Fazit	157
6	Zus	ammenfassung	159
A	Feh	lerabschätzung	163
	A.1	Prognose der Rückschlagsgrenze	163
	A.2	Prognose der Regenerationsfähigkeit	168
B	Tab	ellen zu Messtechnik, Datenauswertung und Betriebspunkten	173
С	Zus	ätzliche Abbildungen	179

D	Numerische Simulation		189
	D.1	Rechennetz, Axialimpuls in der Kernströmung und Strömungs-	
		löser	. 189
	D.2	Strömungs- und Mischungseigenschaften	. 194
Li	teratu	urverzeichnis	205

Abbildungsverzeichnis

1.1	Wobbe-Zahl für Methan-Wasserstoff-Gemische in Luft bei $T_a = 400$ °C bezogen auf die Wobbe-Zahl von reinem Methan	4
2.1	Kartesisches und zylindrisches Koordinatensystem.	7
2.2	Modellvorstellung einer laminaren Flammenfront: Brennge- schwindigkeit s. Elammendicke <i>l</i> . und Temperaturprofil (nach	
	[57, 60, 65, 71, 95, 101])	g
23	Hydrodynamische Instabilität (nach [101])	10
$\frac{2.3}{2.4}$	Laminare Branngeschwindigkeit (herechnet mit Cleichung 2.9)	10
2.1	von Wasserstoff-Methan-Luft-Gemischen als Funktion der Luft-	
	zahl für varijerte Vorwärmtemperaturen und Drücke	13
25	Borghi-Diagramm nach Peters [95]	18
2.6	Borghi-Diagramm nach Peters [95] mit Linien bei konstantem	10
2.0	$s_{\rm c}/s_{\rm c}$ (nach Gleichung 2.35) ohne Berücksichtigung von turbu-	
	lentem Flammenlöschen.	20
2.7	Konzept der S-Kurve zur Beschreibung von Zündung und Flam-	
	menlöschen (nach [71]).	23
2.8	Diffusionsflamme an einem Brennstoffjet nach Lawn [72]	26
2.9	Wirbelstrukturen eines Jet-in-Crossflow (nach [35]).	28
2.10	Links: Skizze eines Jet-in-Crossflow (nach [46]). Rechts: Ange-	
	stellter JIC (nach [43])	29
2.11	Flammenstabilisierung an einem Methan-Jet in JIC-Anordnung	
	(nach [47]). Zusätzlich dargestellt sind Isolinien der Geschwin-	
	digkeit in y-Richtung und OH-LIF-Aufnahmen an Luv- und	
	Lee-Seite.	30
2.12	Wirbelformen	34
2.13	Flammenrückschlagsmechanismen.	39
2.14	Geschwindigkeitsprofile in der Grenzschicht mit a) Druckabfall	
	und b) Druckanstieg in <i>z</i> -Richtung (nach [110])	41
2.15	Flammenrückschlag durch die Wandgrenzschicht nach Eichler	
	[28]	42

2.16	Skizze einer frei brennenden Flamme kurz vor dem Auftreten von WBLF nach Baumgartner [9].	43
2.17	a) Kurven der potentiellen Energie eines zweiatomigen Mo- leküls (nach [39]); b) Potentielle Energie des OH-Moleküls im	
	Grundzustand $X^{2}\Sigma^{+}$ und im elektronisch angeregten Zustand	
	$A^{2}\Pi$ (nach [78])	48
2.18	Typische Flammenspektra einer Wasserstoffflamme (links,	
	nach [4]) und einer Methanflamme (rechts, nach [20])	49
3.1	A2EV-Drallbrenner-Konzept.	52
3.2	Modifizierter A2EV-Drallbrenner mit Sichtfenster und Gasin-	
	jektoren	54
3.3	Brennstoffinjektoren.	55
3.4	Koordinatensystem im Drallerzeuger.	56
3.5	Medienversorgung des Wasserkanals.	57
3.6	Laserlichtschnitte, Kamerapositionen und Messstrecke im Was-	50
27	Selkallal.	00
3.1 20	Schema des aunosphanschem verbreinnungsteststands	60 64
3.0 3.0	Kalibriarbilder zur guantitativen Konzentrationsbestimmung	04
5.5	Linke: Bekonstruktion des Strahlangangs im Laserlichtschnitt:	
	a) Robbild mit Teilverschattung: h) Stablengang nach der Re-	
	konstruktion Bechte: Lichtschnitt und Absorntionskorrektur	
	c) mit homogener Uraninkonzentration gefüllter Kanal vor der	
	Korrektur: d) pach der Korrektur (pur grünes Viereck korrigiert)	67
3 10	Korrektur der Intensität im Rohhild zur Bestimmung der Ura-	07
5.10	ninkonzentration: korrigierte Bilder in Falschfarben dargestellt	67
3 11	Schnittdarstellung der Messstrecke sowie Position von Kamera	01
5.11	und Laserlichtschnitt für OH-PLIF-Messungen im Drallerzeuger	70
3 12	Messehenen und Strömungsführung im Drallerzeuger	71
3.13	Positionierung des stereoskopischen Kamerasystems.	72
3.14	Strahlführung und Zündposition (ZP).	74
3.15	Synchronisierungsschema von ontischer Messtechnik und La-	• •
	serzündsystem.	76
41	Messwerte an der Position maximaler RMS-Schwankung in der	
1.1	inneren Scherschicht im Borghi-Diagramm nach [95] mit Linien	
	bei konstantem s_t/s_l mit den Iniektoren A bis D ($\dot{m}_a = 100$ g/s).	80
	$v_l = 100 \text{ g/s}$	55

4.2	Normierte mittlere axiale Geschwindigkeit \overline{u}_z/u_b und entabel-	
	te OH*-Strahlung für $\dot{m}_a = 100$ g/s und variierten Brennstoff-	
	massenstrom sowie Injektortyp.	82
4.3	Normierte mittlere axiale Geschwindigkeit \overline{u}_z/u_b für die In-	
	jektortypen A und D für $\dot{m}_a = 100$ g/s und unterschiedliche	
	Brennstoffmassenströme.	83
4.4	Normierte mittlere Axialgeschwindigkeit auf der Brennerachse	
	(links) und normierte mittlere Umfangsgeschwindigkeit in LS4	
	(rechts) für alle Injektoren an den Betriebspunkten $\dot{m}_a = 100$	
	g/s bei λ_{FB} und am stabilen Betriebspunkt ($\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}, \lambda = 2$).	84
4.5	Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der axialen Geschwindig-	
	keit u_z/u_b auf der Brennerachse bei $\dot{m}_a = 100$ g/s für die Injek-	
	toren A bis D. Oben: Stabiler Betriebspunkt bei $\lambda = 2$. Unten:	
	Rückschlagsgrenze bei $\lambda = \lambda_{FB}$.	86
4.6	Normierte axiale Geschwindigkeitsfluktuation $u'_{z,RMS}/u_b$ und	
	entabelte OH*-Strahlung für $\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}$ und variierten Brenn-	
	stoffmassenstrom sowie Injektortyp.	88
4.7	Normierte charakteristische axiale Geschwindigkeit $\hat{u}/u_b =$	
	$(u_z - u'_{z,RMS})/u_b$ und entabelte OH*-Strahlung für $m_a = 100$ g/s	
4.0	und variierten Brennstoffmassenstrom sowie Injektortyp.	89
4.8	Normierter Wasserstoffmolenbruch $X_f/X_{f,0}$ und entabelte	
	OH^* -Stranlung für $m_a = 100 \text{ g/s}$ und varherten Brennstoffmas-	റാ
10	Sensition Sowie injektoryp	95
4.9	Noninerter RMS-weit des Wasserstommolenbluch $\Lambda_{f,RMS}/\Lambda_{f,0}$ und ontabelte OH* Strablung für $\dot{m} = 100 \text{ g/s und varianton}$	
	Bronnstoffmassonstrom sourio Injoktortum	04
1 10	Elammenrückschlagsgrenzen des A2EV-Brenners mit den In-	54
4.10	iektortypen A his D hei atmosphärischem Druck	96
4 1 1	Flammenrückschlagsverläufe aus einer Kameranersnektive hei	50
1.11	den Luftmassenströmen $\dot{m}_{r} = 60, 80$ und 100 g/s für die Iniek-	
	toren A bis D	98
4.12	Flammenrückschlagsverlauf mit Injektor A, $\dot{m}_a = 100$ g/s1	01
4.13	Stereoskopische OH*-CL-Aufnahmen zum Flammenrück-	
	schlagsverlauf mit Injektor A (Abb. 4.12).	01
4.14	Flammenrückschlagsverlauf mit Injektor B, $\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}$	02
4.15	Stereoskopische OH*-CL-Aufnahmen zum Flammenrück-	
	schlagsverlauf mit Injektor B (Abb. 4.14).	02
4.16	Flammenrückschlagsverlauf mit Injektor C, $\dot{m}_a = 100$ g/s I	03
4.17	Stereoskopische OH*-CL-Aufnahmen zum Flammenrück-	
	schlagsverlauf mit Injektor C (Abb. 4.16).	03

4.18 4.19	Flammenrückschlagsverlauf mit Injektor D, $\dot{m}_a = 100$ g/s 105 Stereoskopische OH*-CL-Aufnahmen zum Flammenrück-
4.20	schlagsverlauf mit Injektor D (Abb. 4.18)
4.21	strom sowie Injektortyp. Die gestrichelten Isolinien von $\xi_{l,\Delta p_F}$ im Brenneraustritt wurden händisch skizziert
	Brennstoffmassenstrom sowie Injektortyp
4.22	Modellvorstellung zur CIVB-Neigung
7.25	Brennkammereintritts bei $z/D = 0.07$ für $\dot{m}_a = 100$ g/s und variierten Brennstoffmassenstrom sowie Injektortyp
5.1	OH*-CL-Aufnahmen (a-j) und OH-PLIF-Aufnahmen in LS2 (k-t)
	eines Rückschlagvorgangs mit Injektor A bei $\dot{m}_a = 60 \text{ g/s und}$ $\lambda = 1.83 \text{ (a-i) hzw}$ $\lambda = 1.86 \text{ (k-t)}$ 123
5.2	OH*-CL-Aufnahmen (a-j) und OH-PLIF-Aufnahmen in LS2 (k-t)
	eines Rückschlagvorgangs mit Injektor C bei $\dot{m}_a = 60 \text{ g/s}$ und
53	$\lambda = 1,56$ (a-j) bzw. $\lambda = 1,50$ (k-t)
0.0	eines Rückschlagvorgangs mit Injektor A bei $\dot{m}_a = 80 \text{ g/s}$ und
	$\lambda = 1,65$ (a-j) bzw. $\lambda = 1,62$ (k-t)
5.4	Mittlere Flammenposition der Jettlammen im Drallerzeuger in den Laserlichtschnittebenen LS1 und LS2 nach einem Flam-
	menrückschlag. Das Mittelwertbild entsteht durch die Mitte-
	lung von 500 OH-PLIF-Einzelbildern
5.5	OH*-CL-Authahmen nach Laserzundung an ZPI mit Injektor A bei $\dot{m} = 100 \text{g/s}$ $\lambda = 3$ $X_{\text{H}} = 0.80$ (sicherer Betriebspunkt) 128
5.6	OH-PLIF-Aufnahmen nach Laserzündung an ZP1 mit Injektor
	A bei $\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}$, $\lambda = 3$, $X_{H_2,f} = 0.80$ (sicherer Betriebspunkt)
57	in LS1
5.7	bei $\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}, \lambda = 2, X_{H_a}, f = 0,60$ (sicherer Betriebspunkt) 131
5.8	OH-PLIF-Aufnahmen nach Laserzündung an ZP1 mit Injektor
	A bei $\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}, \lambda = 2, X_{H_2,f} = 0,60$ (sicherer Betriebspunkt)
5.9	OH*-CL-Aufnahmen nach Laserzündung an ZP1 mit Injektor A
	bei $\dot{m}_a = 80$ g/s, $\lambda = 3$, $X_{H_2,f} = 0,70$ (sicherer Betriebspunkt) 133

5.10	OH-PLIF-Aufnahmen nach Laserzündung an ZP1 mit Injektor
	A bei $\dot{m}_a = 80 \text{ g/s}, \lambda = 3, X_{H_2,f} = 0,70$ (sicherer Betriebspunkt)
	in LS1
5.11	OH*-CL-Aufnahmen nach Laserzündung an ZP1 mit Injektor C
	bei $\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}, \lambda = 3, X_{H_2, f} = 0,80$ (sicherer Betriebspunkt) 134
5.12	OH-PLIF-Aufnahmen nach Laserzündung an ZP1 mit Injektor
	C bei $\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}, \lambda = 3, X_{H_2,f} = 0,80$ (sicherer Betriebspunkt)
	in LS1
5.13	OH*-CL-Aufnahmen nach Laserzündung in ZP2 mit Injektor A
	bei $\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}, \lambda = 3, X_{H_2,f} = 0,80$ (sicherer Betriebspunkt) 135
5.14	OH-PLIF-Aufnahmen nach Laserzündung an ZP2 mit Injektor
	A bei $\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}, \lambda = 3, X_{H_2,f} = 0,80$ (sicherer Betriebspunkt)
	in LS1
5.15	OH*-CL-Aufnahmen nach Laserzündung an ZP1 mit Injektor A
	bei $\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}, \lambda = 3, X_{H_2,f} = 0.85$ (unsicherer Betriebspunkt). 137
5.16	OH-PLIF-Aufnahmen nach Laserzündung an ZP1 mit Injektor A
	bei $\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}, \lambda = 3, X_{H_2,f} = 0.85$ (unsicherer Betriebspunkt)
	in LS1
5.17	Ausblasen der Jetflammen von Injektor A (OH*-CL-Aufnahmen)
	bei $\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}, \lambda = 3, X_{H_2,f} = 0,80$ (sicherer Betriebspunkt) 139
5.18	Ausblasen der Jetflammen von Injektor C (OH*-CL-Aufnahmen)
	bei $\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}, \lambda = 3, X_{H_2,f} = 0,80$ (sicherer Betriebspunkt) 139
5.19	Betriebszustände am Sicherheitslimit: Die Flamme wird nach
	Laserzündung am ZP1 aus dem Drallerzeuger stromab ausgespült.142
5.20	Abschätzen des Sicherheitslimits mit Hilfe einer kritischen
	Damköhler-Zahl Da (schwarze Linie); unterhalb der schwar-
	zen Linie liegt der sichere Betriebsbereich. Schwarze Kreuze
	symbolisieren das experimentell ermittelte Sicherheitslimit.
	Links: Atmospharische Bedingungen für die Injektoren A bis D.
	Rechts: Anwenden des Damkohler-Zahl-Modells bei der Vor-
	warmtemperatur $T_a = 50$ °C bzw. hoheren Drucken ($p = 5$ und
F 01	20 bar) für die injektoren A und D bei $\lambda = 2,5$ und $m_{a,ref} = 80$ g/s.148
5.21	Ungenauigkeit des Da-Modells in der Prognose des Ausblase-
F 00	Vernaliens
5.22	Anwenden des Damkonier-Zahl-Modells auf Literaturdaten 153
5.23	Sicherheitskarten für die injektoren A-D ($I_a = 400$ °C, $I_f = 202$ °C) Isolinion und Forbas de pairen die Luftmasske in die der
	205 CJ. ISOIIIIIEII UIU Farbcode Zeigen die Lungeschwindigkeit
	in den Dialischlitzen u_a . Für eine Konstante Luftgeschwindig-
	keit konnen die kritische Lunzani und der kritische volumetri-
	sche wasserstoffanten im Brennstoff abgelesen werden 155

5.24	Sicherheitskarten für die Injektoren A und D bei $p = 20$ bar ($T_a = 400$ °C, $T_f = 283$ °C). Isolinien und Farbcode zeigen die Luftgeschwindigkeit in den Drallschlitzen u_a
A.1	Einfluss der Brennstofftemperatur auf die mittlere Geschwin- digkeit u_b am Brennkammereintritt ($T_a = 400$ °C, $\dot{m}_a = 100$ g/s, $\lambda = 1$) 165
A.2	Einfluss der Luftzahl auf die laminare Brenngeschwindigkeit $(T_a = 400 \text{ °C})$
A.3	Einfluss der Brennstofftemperatur T_f auf die laminare Brenn- geschwindigkeit ($T_a = 400$ °C)
A.4	Einfluss der Brennstofftemperatur auf das effektive Geschwin- digkeitsverhältnis und die Damköhler-Zahl ($T_a = 400$ °C, $\dot{m}_a =$
A.5	100 g/s, $\lambda = 2$, Injektor A)
	stonantens mit den Gielenungen A.22 bis A.25 bereemiet 171
C.1	Mittlere Axialgeschwindigkeit im A2EV-Brenner. Oben: Großes Plenum. Unten: Schmales Plenum. Aus [112]
C.2	Mittlere Tangentialgeschwindigkeit im A2EV-Brenner. Oben: Großes Plenum. Unten: Schmales Plenum. Aus [112] 180
C.3	RMS-Schwankung der Axialgeschwindigkeit im A2EV-Brenner. Oben: Großes Plenum. Unten: Schmales Plenum. Aus [112] 181
C.4	Minimale axiale Geschwindigkeit $u_{z,\min}/u_b$ und entabelte OH*- Strahlung für $\dot{m}_a = 100$ g/s und variierten Brennstoffmassen- strom sowie Injektortyn
C.5	Flammenrückschlagsresistenz ξ_l und entabelte OH*-Strahlung für $\dot{m}_a = 100$ g/s und variierten Brennstoffmassenstrom sowie
C.6	Flammenrückschlagsresistenz ξ_t und entabelte OH*-Strahlung für $\dot{m}_a = 100$ g/s und variierten Brennstoffmassenstrom sowie
	Injektortyp
C.7	OH*-CL-Aufnahmen (a-j) und OH-PLIF-Aufnahmen in LS2 (k-t)
	eines Rückschlagvorgangs mit Injektor B bei $\dot{m}_a = 80 \text{ g/s}$ und
	$\lambda = 1,51$ (a-j) bzw. $\lambda = 1,60$ (k-t)
C.8	OH*-CL-Aufnahmen (a-j) und OH-PLIF-Aufnahmen in LS2 (k-t)
	eines Kuckschlagvorgangs mit Injektor D bei $m_a = 80$ g/s und
	$\lambda = 1, 1/2$ (a-j) DZW. $\lambda = 1,65$ (K-t)

C.9	OH*-CL-Aufnahmen von Flammenausbreitung und anschlie-
	Bender Regeneration der Strömung im Drallerzeuger nach La-
	serzündung an ZP1 mit Injektor B bei $\dot{m}_a = 100$ g/s, $\lambda = 3$,
	$X_{H_2,f} = 0,85$ (sicherer Betriebspunkt)
D.1	Rechengebiet (links) und Brennstoffzuführung (rechts, Inj. A);
	aus [80]
D.2	Rechennetz (aus [93])190
D.3	Numerische Simulation des Wasserkanalexperiments mit
	$A_{\text{ax,CFD}} = 36\%$ ($\dot{m}_a = 100 \text{ g/s und } \lambda = 2$)
D.4	Linearer Zusammenhang zwischen Spaltfläche und Durchfluss
	für Wasser und Luft in Abhängigkeit der Ringspaltfläche bezo-
	gen auf $A_{ax} = 51$ % mit Injektor A für $\dot{m}_a = 100$ g/s und $\lambda = 2$
	(aus [93])
D.5	Perfekte Vormischung ($\dot{m}_a = 100 \text{ g/s und } \lambda = 2$)
D.6	Injektor A ($\dot{m}_a = 100 \text{ g/s und } \lambda = 2$)
D.7	Injektor B ($\dot{m}_a = 100 \text{ g/s und } \lambda = 2$)
D.8	Injektor C ($\dot{m}_a = 100 \text{ g/s und } \lambda = 2$)
D.9	Injektor D ($\dot{m}_a = 100 \text{ g/s und } \lambda = 2$)
D.10	Injektor A ($\dot{m}_a = 100 \text{ g/s und } \lambda = \lambda_{FB} = 1,55$)

Tabellenverzeichnis

2.1	Koeffizienten zur Berechnung der laminaren Brenngeschwin- digkeit nach Peters [94]
3.1	Dimensionen der Messstrecke 52
4.1	Löschkonstante C_q^* an der Rückschlagsgrenze λ_{FB} bei $\dot{m}_a = 100$ g/s
5.1	Betriebspunkte sowie Geometrie- und Strömungsgrößen 141
5.2	Literaturdaten zu Betriebspunkten am Ausblase-Punkt 153
B.1	Einstellungen in <i>Prana 2.0b</i> für die Messebene LS4174
B.2	Einstellungen in <i>Prana 2.0b</i> für die Messebene LS3174
B.3	Betriebspunkte im Wasserkanal: Luftmassenstrom und Luft-
	zahlen des entsprechenden Verbrennungsexperiments 174
B.4	Betriebspunkte im Wasserkanal
B.5	Luftzahl an der Rückschlagsgrenze λ_{FB}
B.6	Staupunktposition z/D auf der Brennerachse
B.7	Halber Offnungswinkel der Rückströmblase β
B.8	Winkel β der inneren Scherschicht zur Brennerachse 175
B.9	Wirbelkernradius r_{WK}/D in LS4
B.10	Drallzahl <i>S</i> in LS4176
B.11	Integrale Größen des Verbrennungsexperiments (ermittelt im
	Wasserkanal)
B.12	Turbulenzgrößen an der Position maximaler Geschwindigkeits-
	fluktuation max $(u'_{z,RMS})$ in der inneren Scherschicht (ermittelt
	im Wasserkanal)
B.13	Experimentell bestimmte Betriebspunkte am Sicherheitslimit 177
D.1	Rechennetz
D.2	Konvergenz und Rechenzeit (10 000 Iterationen)
D.3	Referenzbedingungen für die CFD194
D.4	Drallzahlen S (CFD)

Symbolverzeichnis

Lateinische Buchstaben

Α	Arrhenius-Faktor vor Exponent [1/s]
Α	Fläche [m ²]
A _{ax}	Axiales Öffnungsverhältnis [%]
A_s	Drallschlitzfläche [m ²]
a	Temperaturleitfähigkeit [m ² /s]
C_b^*	Löschkonstante nach Konle [—]
C_q^*	Löschkonstante nach Kröner [—]
c_p	Spezifische isobare Wärmekapazität [J/kg/K]
С	Stoffkonzentration [kmol]
$c_{\rm ab}$	Absorptionskoeffizient [1/kmol/m]
D	Stoffdiffusionskoeffizient [m ² /s]
D	Mischrohraustrittsdurchmesser [m]
Ď	Drehimpulsstrom [Nm]
d	Durchmesser [m]
d_f	Durchmesser der Brennstoffbohrungen [m]
d_S	Hydraulischer Durchmesser eines Drallschlitzes [m]
Ε	Energie [J]
E_a	Spezifische Aktivierungsenergie [J/kmol]
f	Frequenz [Hz]
f	Brennweite [m]
g	Geschwindigkeitsgradient [1/s]
$H_{u,\mathrm{Vol.}}$	Unterer volumetrischer Heizwert [J/m ³]
Ι	Intensität [–]
İ	Axialimpulsstrom [N]
J	Impulsstrom [N]
j	Impulsstromdichte [N/m ²]

k	Reaktionskonstante [1/s]
k	Wärmeleitfähigkeit [W/m/K]
k	Turbulente kinetische Energie [m ² /s ²]
Κ	Flammenstreckungsrate [1/s]
Κ	Konstante [—]
l	Länge, Längenmaß [m]
l_a	Luftmenge [kg Luft/kg Brennstoff]
$l_{\rm ab}$	Absorptionslänge [m]
l_M	Marksteinlänge [m]
L	Abhebehöhe [m]
M	Molare Masse [kg/kmol]
M_L^2	Qualitätsparameter eines Laserstrahls [–]
ṁ	Massenstrom [kg/s]
\dot{m}_l	Leckagestrom [kg/s]
N	Anzahl [–]
N_f	Anzahl der Brennstoffinjektionsstellen [-]
N_s	Anzahl der Drallschlitze [-]
Р	Wahrscheinlichkeit [–]
p	Druck [Pa]
Δp_F	Flammenrückdruck [Pa]
ġ	Volumetrische Wärmefreisetzungsrate [W/m ³ /K]
r, R	Radius [m]
r_j	Radiale Koordinate im Jet [m]
r	Effektives Geschwindigkeitsverhältnis [–]
R_m	Allgemeine Gaskonstante [J/kmol/K]
R_s	Spezifische Gaskonstante [J/kg/K]
S	Brenngeschwindigkeit [m/s]
S	Strahlengang [m]
Т	Temperatur [K]
t	Zeit [s]
U	Strömungszustand
u	Geschwindigkeit [m/s]
u_F	Flammenausbreitungsgeschwindigkeit [m/s]

$u_{s,\alpha}$	Geschwindigkeit an der Position der reaktivsten Mischung
	[m/s]
$u_{ au}$	Wandschubspannungsgeschwindigkeit [m/s]
W	Wobbe-Zahl [J/m ³]
w_0	Taillenradius [m]
<i>x</i> , <i>y</i> , <i>z</i>	Kartesische Koordinaten [m]
Χ	Molenanteil [kmol/kmol]
Y	Massenanteil [kg/kg]
z, r, φ	Zylindrische Koordinaten [m, m, rad]
Ζ	Mischungsbruch [kg/kg]

Dimensionslose Kennzahlen

Da	Damköhler-Zahl	
Ка	Karlovitz-Zahl	
Le	Lewis-Zahl	
Pr	Prandtl-Zahl	
Re	Reynolds-Zahl	
Sc	Schmidt-Zahl	
S	Drallzahl	
Tu	Turbulenzgrad	

Griechische Buchstaben

α	Anstellwinkel [°]
α_1	Winkel zwischen Luftströmung und Brennerachse im Drall- schlitz [°]
α_2	Winkel zwischen Injektoroberfläche und Brennstoffbohrung [°]
β	Halber Öffnungswinkel der Rezirkulationsblase [°]
Г	Zirkulation [1/s]
Δ	Differenz
Δ	Absoluter Fehler
δ	Relativer Fehler [—]
ϵ	Fehler [—]
ε	Turbulente Dissipationsrate [m ² /s ³]
λ	Luftzahl [—]

λ	Wellenlänge [m]
μ	Dynamische Viskosität [Pa s]
ν	Kinematische Viskosität [m ² /s]
ν	Vibratorische Quantenzahl [–]
ξ	Charakteristisches Geschwindigkeitsverhältnis [-]
ρ	Dichte [kg/m ³]
σ	Standardabweichung
τ	Zeitmaß [s]
τ_W	Wandschubspannung [1/s]
ϕ	Äquivalenzverhältnis [—]
φ	Azimutale Koordinate [rad]
χ	Skalare Dissipationsrate [1/s]
ω	Wirbelstärke [1/s]

Tiefgestellte Indizes

0	Position $i = 0$
0	Perfekte Mischung
0	Nicht gekrümmt, nicht gestreckt
1	Gekrümmt
a	Luft (air)
ab	Absorption
ad	Adiabatisch
b	Charakteristische Größe (bulk)
bo	Ausblasen (blowout)
с	Chemische Reaktion
с	Jet-Mittellinie
е	Gleichgewicht (equilibrium)
F	Flamme
f	Brennstoff (fuel)
I^2	Bildverstärker (Image Intensifier)
i	Zündung (ignition)
j	Jet
L	Laser
1	Laminar

MR	Reaktivste Mischung (Most Reaktive)
р	Parallel
р	Wandabstand der Flamme (penetration distance)
q	Flammenlöschen (quenching)
rot	Rotationsbehaftet
S	Strömungsmaß
S	Stöchiometrisch
S	Senkrecht
t	Turbulenzmaß
и	(Unverbranntes) Frischgas
W	Maß der Wandgrenzschicht
ν	(Verbranntes) Abgas
η	Kolmogorov-Skale
, ∞	Umgebungsbedingungen

Hochgestellte Symbole

/	Fluktuierender Anteil einer Größe
~	Kritische Größe
^	Charakteristische Größe
*	Angeregtes Molekül

Operatoren

_	Ensemble-Mittelung
D	Substanzielle Ableitung
ð	Partielle Ableitung
∇	Nabla-Operator

Abkürzungen

baro	Baroklines Moment
BK	Brennkammer
BO	Ausblasen (Blowout)
cam	Kamera
CFZ	Charakteristische Flammenzone
CH_4	Methan, "Erdgas"

CIVB	Verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen (Combustion In- duced Vortex Breakdown)
FB	Flammenrückschlag (Flashback)
FBR	Flammenrückschlagsresistenz (Flashback Resistance)
FL	Blitzlampe (Flash Lamp)
FWHM	Halbwertsbreite (Full Width Half Maximum)
H ₂	Wasserstoff
IRZ	Innere Rezirkulationszone (Inner Recirculation Zone)
JIC	Jet-in-Crossflow
JICo	Jet-in-Coflow
L	Linse
LES	Large Eddy Simulation
LIF	Laserinduzierte Fluoreszenz (Laser Induced Fluorescence)
LS	Laserlichtschnitt
LZ	Laserzündung
NSG	Navier-Stokes-Gleichungen
ORZ	Äußere Rezirkulationszone (Outer Recirculation Zone)
Р	Punkt
pdf	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (probability density function)
PIV	Particle Image Velocimetry
PSR	Perfekt gerührter Behälter (Perfectly Stirred Reactor)
PVC	Kreiselnder Wirbelkern (Precessing Vortex Core)
ref	Referenz
QS	Q-Switch
RMS	Effektivwert (Root Mean Square)
S	Schalter
SP	Staupunkt
TFP	Turbulente Flammenpropagation (entgegen der Strömungs-
	richtung)
str	Strecken
umo	Umorientieren
URANS	Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes
UV	Ultraviolett
VB	Wirbelaufplatzen (Vortex Breakdown)

VE	Verbrennungs	experiment

- WBLF Flammenrückschlag in der Wandgrenzschicht (Wall Boundary Layer Flashback)
- WGS Wandgrenzschicht
- WK Wasserkanal
- WK Wirbelkern
- ZP Zündpunkt

1 Einleitung

1.1 Motivation

Die Weltbevölkerung wird in den nächsten Jahrzehnten wachsen - und mit ihr der Primärenergiebedarf. Immer mehr Menschen werden Zugang zu Energie erhalten. Um die Energieversorgung sicherzustellen, werden Investitionen in die Nutzung von sowohl erneuerbaren als auch fossilen Energiequellen nötig sein [50, 120]. Dabei spielt Erdgas, nicht zuletzt wegen des großen Schiefergasvorkommens in Nordamerika, eine gewichtige Rolle; Erdgas wird der Brennstoff mit dem am schnellsten wachsenden Verbrauch sein [51]. Außerdem ist Erdgas ein wichtiger Energieträger für die Stromerzeugung. Im Jahr 2013 wurden 21,7 % der weltweit erzeugten Elektrizität aus Erdgas gewonnen [52].

In direktem Widerspruch zum prognostizierten, steigenden Erdgasverbrauch steht die Eindämmung des CO_2 -Ausstoßes und die Begrenzung des durch Treibhausgasemission verursachten Temperaturanstiegs. Um die CO_2 -Emission stationärer Gasturbinen zu reduzieren, muss deren Effizienz steigen oder das entstehende CO_2 gespeichert werden (Carbon Capture and Storage, CCS). Letzteres impliziert Risiken hinsichtlich technologischer Machbarkeit und Umweltverträglichkeit. Außerdem kann es zu Akzeptanzproblemen in der Gesellschaft kommen [129]. Zusätzlich kann der CO_2 -Ausstoß durch Zugabe alternativer Brennstoffe zum Erdgas, wie z.B. Wasserstoff, verkleinert werden. Erhöhte Wasserstoffanteile verursachen neben technologischen Anforderungen an die Gestaltung von Gasturbinenbrennkammern und das Material der Turbinenschaufeln zusätzliche Herausforderungen bezüglich der Bereitstelung und Speicherung von Wasserstoff in ausreichenden Mengen.

Unter "Power-to-Gas" versteht man die Speicherung von elektrischer Energie in einem Gas; in der Regel wird dabei Wasserstoff oder Methan erzeugt. Wasserstoff kann durch Elektrolyse aus Wasser gewonnen werden. Die dafür benötigte elektrische Energie stammt z.B. aus überschüssigem Strom aus Wind- oder Solarkraftwerken. Der erzeugte Wasserstoff fungiert somit als Energiespeicher für regenerativ erzeugten Strom, entlastet dadurch das Stromnetz und kann zur Regelung der Strommenge beitragen. Dazu müssten Wasserstoffspeicher und Möglichkeiten der Rückverstromung des Wasserstoffs, z.B. in Gasturbinen, Gasmotoren oder Brennstoffzellen, wirtschaftlich sein [129]. Das Erdgasnetz erfüllt die Funktion eines Wasserstoffspeichers nur bedingt. Im Erdgasnetz muss der Wasserstoffanteil unter 2 Vol.% liegen, weil alle angeschlossenen Verbraucher mit dem maximalen Wasserstoffanteil zurecht kommen müssen. Außerdem ist der energetische Wirkungsgrad der Wasserstoffeinspeisung niedriger als der von z.B. Pumpspeicherkraftwerken [86]. Alternativ kann Methan aus CO_2 , H_2 und Wärme katalytisch erzeugt und ins Erdgasnetz eingespeist werden.¹ Power-to-Gas-Verfahren könnten fossile Energieträger in der Industrie, im Verkehrssektor und bei der Wärmeerzeugung teilweise ersetzen. Rückverstromung ist derzeit nicht konkurrenzfähig [129].

Wenn Wasserstoff in ausreichenden Mengen elektrolytisch erzeugt und gespeichert werden könnte, müssten für die Rückverstromung von reinem Wasserstoff in einer Gasturbine² Brennkammer und Turbine an die höheren Brenngeschwindigkeiten und -temperaturen angepasst werden. Das führt zu gesteigerten Anforderungen an Materialien und Brennerdesign. Namhafte Gasturbinenbauer wie Siemens oder General Electric sehen allerdings derzeit, abgesehen von Forschungsprojekten, keinen Handlungsbedarf [129]. Gesellschaftspolitische Rahmenbedingungen, Rohstoffpreise und -verfügbarkeit sowie die weltpolitische Lage bestimmen die Wirtschaftlichkeit der Stromerzeugung mit stationären Gasturbinen maßgeblich. Die zweifelhafte Wirtschaftlichkeit führt vermutlich zur eher skeptischen Einstellung der Gasturbinenbauer zur Wasserstoffverbrennung.

In Gasturbinen wird heutzutage hauptsächlich Erdgas mit Öl als Reservebrennstoff verbrannt. Im gesamten Betriebsbereich (Start, Hochfahren, Teillast, Vollast, Lastabwurf) sind sichere und stabile Brenner sowie niedrige Schadstoffemissionen zu gewährleisten. Unter niedrigen Emissionen versteht man v.a. die Minimierung von Kohlenmonoxid und Stickoxiden (Stickstoffmonoxid und Stickstoffdioxid) im Abgas. Für ersteres müssen die Aufenthaltszeit

 $^{^{1}}$ Für die Methanisierung sind H_2 und CO_2 mit hoher Verfügbarkeit nötig; ersteres erfordert Pufferspeicher und letzteres eine CO_2 -Quelle. CO_2 kann beispielsweise durch CO_2 -Abscheidung aus dem Abgas einer Gasturbine, durch Abscheidung von CO_2 aus Biogasanlagen oder aus der Atmosphäre durch Absorptionsverfahren gewonnen werden. Ersteres gilt in Deutschland nicht als Biogas, CO_2 aus Biogasanlagen ist nur dezentral verfügbar und letzteres reduziert den Wirkungsgrad der Methanisierung um ca. 15 Prozentpunkte [129].

²Der Gesamtwirkungsgrad (Elektrolyseur, Salzkaverne, Gas-und-Dampf-Kombikraftwerk) beträgt heute ca. 36-39 % [129].

des Heißgases in der Brennkammer groß und Luftüberschuss vorhanden sein, sodass fast das gesamte CO zu CO₂ oxidiert. Um Stickoxide zu minimieren, muss die Mischung von Brennstoff und Luft möglichst homogen und auf molekularer Ebene erfolgen. Dazu sind Vormischzonen stromauf der Brennkammer nötig. Je homogener die Mischung, desto geringer ist die Häufigkeit von brennstoffreichem Gemisch in der Flammenzone, woraus sehr hohe Flammentemperaturen resultieren würden. Im Allgemeinen führen hohe Flammentemperaturen und große Aufenthaltszeiten des Abgases bei hohen Temperaturen zu hohen Stickoxidemissionen. Die diametralen Anforderungen zur Stickoxid- bzw. Kohlenstoffmonoxid-Reduktion führten zum Konzept der mageren Vormischverbrennung in Gasturbinen, obwohl durch die Vormischung die Sicherheitsproblematik verschärft wird. Im Kontext von Gasturbinenbrennkammern bedeutet Sicherheit, dass sich das Gemisch in der erwähnten Vormischzone unter keinen Umständen entzünden darf. Flammenrückschlag³ und Selbstzündung in der Vormischzone müssen verhindert werden. Hohe Turbulenzgrade führen zwar zu homogener Mischung, aber auch zu großen turbulenten Brenngeschwindigkeiten. Dadurch steigt die Gefahr von Flammenrückschlägen. Außerdem können Stabilitätsprobleme bei der mageren Vormischverbrennung entstehen: Sicherheitsmargen zu Löschgrenzen müssen beachtet werden, v.a. bei schnellen Laständerungen und beim Hochfahren [73].

Heutige Gasturbinen haben mit dem Brennstoff Erdgas kaum Sicherheitsund Stabilitätsprobleme. Völlig anders stellt sich die Sicherheitsproblematik mit großen Wasserstoffanteilen im Brennstoff dar. In gängigen Gasturbinenbrennern können lediglich 2-10 Vol.% Wasserstoff dem Erdgas beigemischt werden [87, 129]. Die Wobbe-Zahl W gewichtet den volumetrischen Heizwert des Brennstoffs mit dem Dichteverhältnis von Brennstoff und Luft:

$$W = H_{u,\text{Vol.}} \cdot \left(\frac{\rho_f}{\rho_a}\right)^{-1/2} \,. \tag{1.1}$$

In der Regel gilt, dass Brennstoffe gegeneinander ausgetauscht werden können, solange die Wobbe-Zahl nur um ca. ± 10 % abweicht [73].

Abbildung 1.1 zeigt die Wobbe-Zahl in Abhängigkeit des Wasserstoffgehalts in einem Brennstoff bestehend aus Methan und Wasserstoff. Mit steigendem Wasserstoffanteil steigt die Wobbe-Zahl zunächst an; bei ca. 12 Vol.% Wasserstoff übersteigt die Abweichung 10 % der Wobbe-Zahl reinen Methans. Die

³Flammenpropagation von der Brennkammer durch die Vormischzone bis zu den Brennstoffinjektionspunkten



Abbildung 1.1: Wobbe-Zahl für Methan-Wasserstoff-Gemische in Luft bei $T_a = 400 \degree \text{C}$ bezogen auf die Wobbe-Zahl von reinem Methan.

Wobbe-Zahl erreicht ihr Maximum, wenn der Brennstoff zu gleichen Teilen aus Methan und Wasserstoff besteht. Ist noch mehr Wasserstoff enthalten, sinkt *W* wieder und erreicht bei ca. 92 Vol.% Wasserstoff erneut die Wobbe-Zahl reinen Methans. Daraus kann abgeleitet werden, dass in für den Brennstoff Erdgas entwickelten Brennern nur Brennstoffe mit geringem Wasserstoffanteil ohne Geometrieanpassung oder Verdünnung mit Stickstoff verbrannt werden können. Gleichzeitig ist allerdings an der zu reinem Methan betragsgleichen Wobbe-Zahl bei großen Wasserstoffanteilen erkennbar, dass *W* kein eindeutiges Kriterium ist, um wasserstoffhaltige Brennstoffmischungen zu charakterisieren.

1.2 Ziele

Die vorliegende Arbeit hat das Ziel, einen Beitrag zur Entwicklung einer Brennstoffinjektionsstrategie zu leisten, die für stark wasserstoffhaltige Brennstoffe geeignet ist. Zusätzlich werden Kriterien für den sicheren Betrieb von Gasturbinen-typischen Vormischbrennern entwickelt.

Die Arbeit wurde im Rahmen des Forschungsverbunds AG Turbo angefertigt. Die AG Turbo ist ein Zusammenschluss von Partnern aus Hochschulen, Forschungseinrichtungen und der Industrie und wird vom Bundesministerium für Wirtschaft und Energie gefördert. Im Zuge des Forschungsprojektes AG Turbo 2020 (Teilvorhaben 2.1.8) wurden am Lehrstuhl für Thermodynamik der TU München in Zusammenarbeit mit Alstom Power Gestaltungsrichtlinien und analytische Modelle für die Auslegung von Gasturbinen-typischen Drallbrennern mit großer Betriebssicherheit erarbeitet. Dafür wurde ein am Lehrstuhl
von Sangl [106] und Mayer [83] zusammen mit Alstom Power entwickelter Brenner benutzt und geeignet modifiziert. Die Strömungsführung im Brenner muss gewährleisten, dass die Flamme unter keinen Umständen in der Lage ist, in der Vormischstrecke stromauf zu propagieren oder gar an den Brennstoffinjektionspunkten im Drallerzeuger als Diffusionsflamme zu brennen. Außerdem muss Selbstzündung in der Vormischstrecke mit anschließender Flammenstabilisierung an den Brennstoffinjektionspunkten ausgeschlossen sein. Diese Forderungen sind für hochreaktive Brennstoffe wie Wasserstoff höchst ambitioniert.

Im Fokus der vorliegenden Arbeit steht deshalb die Beeinflussung von Geschwindigkeits- und Mischungsfeldern in Drallerzeuger, Vormischstrecke und Brennkammer durch die Injektion des Brennstoffs im Drallerzeuger. Von Interesse sind außerdem die Art- und Weise der Flammenausbreitung während des Rückschlags sowie die Regenerationsfähigkeit der Strömung nach einem Flammenrückschlag oder nach Zündung in der Vormischzone.

Geschwindigkeits- bzw. Mischungsfelder wurden im Wasserkanal (Abschnitt 3.2.1) mit optischen Messmethoden (Abschnitt 3.3) vermessen. Es lassen sich mit PIV (Particle Image Velocimetry) mittlere Geschwindigkeit, Geschwindigkeitsfluktuation, Turbulenzgrößen (Zeit- und Längenmaße) und mit Uranin-LIF (laserinduzierte Fluoreszenz des Tracers Uranin) Größen zur Charakterisierung des Mischungsverhaltens (Mischungsbruch, zeitliche Schwankung des Mischungsbruchs) gewinnen und mit Hilfe von Ähnlichkeitsgesetzen auf Luft-Brennstoff-Gemische übertragen (Abschnitte 3.3.1, 3.3.2 und 3.2.3). Die Flammenrückschlagsgrenzen, -pfade und -mechanismen wurden an einem atmosphärischen Verbrennungsprüfstand (Abschnitt 3.2.2) mit OH-LIF (laserinduzierte Fluoreszenz von OH-Molekülen) und OH*-Chemilumineszenz-Aufnahmen vermessen und identifiziert (Abschnitte 3.3.2 und 3.3.3). Die Kombination der Ergebnisse aus Wasserkanal und Verbrennungsversuch führt zu einem Vorhersagemodell für die Flammenrückschlagsneigung in Drallbrennern (Kapitel 4).

Selbstzündung in der Vormischzone wurde durch Zündung des Brennstoff-Luft-Gemischs mit einem Laserpuls nachgestellt (Abschnitt 3.4). Die Regenerationsfähigkeit der Strömung nach der Zündung, oder anders ausgedrückt, die Fähigkeit der Brennstoffjets zur Flammenstabilisierung, wird anhand geeigneter Parameter beurteilt und quantifiziert (Kapitel 5).

Zunächst folgt ein Überblick des Wissensstands zur Flammenausbreitung von Vormischflammen (Abschnitt 2.1), Flammenstabilisierung und Flammenlöschen (Abschnitt 2.2), Wirbeldynamik (Abschnitt 2.3) und Flammenrückschlag (Abschnitt 2.4). Außerdem werden im Abschnitt 2.5 die Strahlungscharakteristika von Wasserstoff- und Methanflammen kurz angeschnitten.

2 Grundlagen

In der vorliegenden Arbeit wird teilweise ein kartesisches Koordinatensystem mit den Achsen (x, y, z) verwendet. Ansonsten wird häufig ein zylindrisches System benutzt, um die meist vorhandene Rotationssymmetrie auszunutzen (s. Abb. 2.1). Die *z*-Achse entspricht dann der Symmetrieachse der rotationssymmetrischen Geometrie und wird auch als Brennerachse bezeichnet.

Im Folgenden wird grundlegendes Wissen zusammengefasst, welches zum Verständnis von Flammenstabilisierung, -ausbreitung und -rückschlag nötig ist.

2.1 Flammenausbreitung

Zuerst wird die laminare und anschließend die turbulente Flammenausbreitung betrachtet.

2.1.1 Laminare Flammenausbreitung

Eine Flamme ist eine selbst erhaltende Verbrennungszone, die sich mit einer Geschwindigkeit, die kleiner als die Schallgeschwindigkeit ist, ausbreitet [121]. Man spricht hier von deflagrativer Flammenausbreitung. Breitet sich eine



Abbildung 2.1: Kartesisches und zylindrisches Koordinatensystem.



Abbildung 2.2: Modellvorstellung einer laminaren Flammenfront: Brenngeschwindigkeit s_l, Flammendicke l_l und Temperaturprofil (nach [57, 60, 65, 71, 95, 101]).

laminare Flamme in einem ruhenden Fluid aus, so ist die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit u_F betragsgleich zur laminaren Brenngeschwindigkeit s_l . Strömt das Fluid mit der Geschwindigkeit u_u , ergibt die Addition der Geschwindigkeiten:

$$|\boldsymbol{u}_u + \boldsymbol{u}_F| = s_l \,. \tag{2.1}$$

Eine laminare Flammenfront hat endliche Dicke und ist in Vorwärm- und Reaktionszone unterteilt. In der Vorwärmzone erreichen die Reaktanden durch Temperaturdiffusion aus der Reaktionszone die Reaktionstemperatur; in der Reaktionszone wird durch die chemische Reaktion Wärme freigesetzt. Abbildung 2.2 verdeutlicht das Prinzip der laminaren Flammenausbreitung.

Die Dicke l_l der laminaren Flammenfront wird aufgrund einer Dimensionsanalyse mit der Temperaturleitfähigkeit des Frischgases a_u und der laminaren Brenngeschwindigkeit abgeschätzt [95]. Des Weiteren kann die Aufenthaltszeit τ_c des Brenngases in der laminaren Flammenfront (τ_c wird auch als chemisches Zeitmaß bezeichnet) angegeben werden:

$$\tau_c = \frac{l_l}{s_l} = \frac{a_u}{s_l^2} \text{ mit } l_l = \frac{a_u}{s_l} \text{ und } a_u = \frac{k_u}{\rho_u c_{p,u}}.$$
 (2.2)

 k_u bezeichnet die Wärmeleitfähigkeit des Frischgases, ρ_u die Dichte und $c_{p,u}$ die isobare Wärmekapazität. Die Dicke der Reaktionszone, in der die Wärmefreisetzung stattfindet, beträgt ca. $l_\delta = l_l/10$ [95]. Für die Abschätzungen von l_l und τ_c in Gleichung 2.2 muss die laminare Brenngeschwindigkeit bekannt sein.

Hydrodynamische und thermo-diffusive Instabilitäten

An gewellten laminaren Flammenfronten werden die Stromlinien abgelenkt, wodurch sich die Flammenoberfläche verändert. War die ungekrümmte Flamme mit der Oberfläche A_0 im Gleichgewicht ($s_l = u_0$), gilt für eine gekrümmte Flamme mit der Oberfläche A_1 :

$$s_l A_0 = u_0 A_0 = u_1 A_1 \,. \tag{2.3}$$

Für zur Frischgasseite konvex gekrümmte Flammen vergrößert sich aufgrund der Stromlinienaufweitung die Oberfläche A_1 , weshalb die lokale Frischgasgeschwindigkeit u_1 abnehmen muss (s. Abb. 2.3). Eine konvex gekrümmte Flamme propagiert folglich zur Frischgasseite. Bei konvergenten Stromlinien an lokal konkav gekrümmten Flammen sinkt A_1 . Wegen Gleichung 2.3 steigt u_1 und die konkav gekrümmte Flamme wandert in Richtung der Verbrennungsprodukte. Der Effekt der Krümmung auf die Flammenausbreitung wird als hydrodynamische Instabilität bezeichnet.

Dominiert in einem Reaktandengemisch die Stoffdiffusion über die Temperaturdiffusion (oder umgekehrt), überlagert eine thermo-diffusive Instabilität die oben beschriebene hydrodynamische Instabilität. Die Lewis-Zahl gibt das Verhältnis aus der Temperaturleitfähigkeit a_u und dem Stoffdiffusionskoeffizienten des Brennstoffs im Oxidator, D_f , an:

$$\operatorname{Le} = \frac{a_u}{D_f} \,. \tag{2.4}$$

Die Lewis-Zahl hängt von der Luftzahl ab. Für sehr magere Wasserstoff-Luft-Mischungen beträgt Le $\approx 0,3$, d.h. die Stoffdiffusion dominiert über die Temperaturdiffusion. Die folgenden Zusammenhänge gelten für magere Brennstoff-Luft-Gemische. An einer konvex gekrümmten Flammenfront steigt für Le < 1lokal der Brennstoffmolenbruch X_f , weil von den divergierenden Stromlinien in der Nähe der Flammenspitze¹ Brennstoffmoleküle in Richtung derselbigen diffundieren. Mit steigendem X_f sinkt lokal die Luftzahl, weshalb s_l steigt. Bei stark konkav gekrümmten Flammen diffundiert Brennstoff hingegen vom Punkt der minimalen Krümmung (negative Krümmung) weg, weshalb X_f und s_l abnehmen. Für stark konkav gekrümmte Flammen kann es im Extremfall zu lokalem Flammenlöschen kommen. Für Gemische mit Le > 1ist das Verhalten umgekehrt. Die laminare Brenngeschwindigkeit s_l sinkt an konvexen Flammenfronten und wirkt entgegen der hydrodynamischen Insta-

¹hier ist der Punkt maximaler Flammenkrümmung gemeint



Abbildung 2.3: Hydrodynamische Instabilität (nach [101]).

bilität: Die thermo-diffusive Instabilität trägt in mageren Brennstoff-Oxidator-Mischungen mit Le > 1 zur Stabilisierung der Flamme bei. Ist Le < 1, wirkt die thermo-diffusive Instabilität destabilisierend.

Flammenrückdruck

Eine laminare Flammenfront beeinflusst die Druckverteilung im Strömungsfeld. Die stromauf-gerichtete Wirkung der Flamme auf das Druckfeld wird als Flammenrückdruck bezeichnet. Durch die Massen- und Impulsbilanz über die Flammenfront (Gleichungen 2.5 und 2.6) lässt sich der Flammenrückdruck quantifizieren:

$$\rho_u \cdot u_u = \rho_v \cdot u_v , \qquad (2.5)$$

$$\rho_{u} \cdot u_{u}^{2} + p_{u} = \rho_{v} \cdot u_{v}^{2} + p_{v} , \qquad (2.6)$$

$$\Delta p_F = p_u - p_v = \rho_u u_u^2 \left(\frac{\rho_u}{\rho_v} - 1 \right).$$
 (2.7)

Gleichung 2.7 ist eine für langsame deflagrative Flammenausbreitung und $\rho_u \neq \rho_v$ gültige Vereinfachung der Rayleigh-Hugionot-Beziehung [71]. Erfolgt die Flammenausbreitung deflagrativ, gilt außerdem $p_v < p_u$ und $u_v > u_u$ (vgl. Abb. 2.3). Weil die Druckänderung über die Flammenfront bezogen auf p_u sehr klein ist, kann das Dichteverhältnis in Gleichung 2.7 entsprechend des idealen Gasgesetzes und $p_u \approx p_v$ ersetzt werden. Verwendet man zusätzlich die lami-

nare Brenngeschwindigkeit s_l anstelle der Strömungsgeschwindigkeit u_u und die adiabate Flammentemperatur T_{ad} für T_v , gilt für den Flammenrückdruck:

$$\Delta p_F \approx \rho_u s_l^2 \left(\frac{T_{\rm ad}}{T_u} - 1 \right). \tag{2.8}$$

Für die langsame deflagrative Flammenausbreitung einer vorgemischten laminaren Flamme stellt Gleichung 2.8 eine gute Näherung der Rayleigh-Hugionot-Beziehung dar [28].

Bestimmung der laminaren Brenngeschwindigkeit

Für die laminare Brenngeschwindigkeit existieren in der Literatur viele experimentell ermittelte Korrelationen. Im Folgenden wird eine Korrelation nach Göttgens et al. [41] und Peters [94] vorgestellt. Als Korrelation für s_i fanden [41, 94] für unterschiedliche Brennstoffe

$$s_{l} = F Y_{f}^{m} \exp\left(\frac{-G}{T^{0}}\right) \frac{T_{u}}{T^{0}} \left(\frac{T_{ad} - T^{0}}{T_{ad} - T_{u}}\right)^{n}$$
(2.9)

mit der Temperatur T^0 in der inneren Reaktionszone²

$$T^0 \ln \frac{p}{B} = -E \tag{2.10}$$

und der adiabaten Flammentemperatur³

$$T_{\rm ad} = a T_u + b + c \phi + d \phi^2 + e \phi^3.$$
(2.11)

 Y_f ist der Brennstoffmassenbruch, p der Druck und T_u die Temperatur des unverbrannten Gemischs. Das Äquivalenzverhältnis ϕ ist die invertierte Luftzahl 1/ λ . Die Luftzahl gibt das Verhältnis zwischen der vorhandenen Luftmenge und der für die Oxidation des gesamten Brennstoffs mindestens nötigen Luftmenge an (vgl. Gleichung 3.19). Alle Koeffizienten für die Brennstoffe Wasserstoff und Methan sind in Tabelle 2.1 angegeben. In dieser Arbeit wird s_l mit Gleichung 2.9 abgeschätzt. Die laminare Brenngeschwindigkeit hängt hauptsächlich von Brennstoffart, Luftzahl, Gemischtemperatur und Druck ab. Abbildung 2.4 gibt einen Eindruck über die Einflussfaktoren. Die dominierenden Parameter sind Brennstoffreaktivität und Gemischtemperatur.

² unter der Annahme, dass T^0 nicht vom Brennstoffmassenbruch Y_f abhängt

³wenn T_{ad} in erster Näherung keine Funktion des Drucks p ist

Koeff.	Wasserstoff	Methan
B [bar]	30044,1	$3,1557 \cdot 10^8$
<i>E</i> [K]	10200,9	23873
$m\left[- ight]$	1,08721	0,565
<i>F</i> [cm/s]	$1,29288 \cdot 10^{6}$	22,176
<i>G</i> [K]	2057,56	-6444,27
n [—]	3,535	2,516
a [—]	0,522	0,627
<i>b</i> [K]	673,8	1270,15
<i>c</i> [K]	807,9	-2449
<i>d</i> [K]	2515,6	6776
<i>e</i> [K]	-1765,9	-3556

 Tabelle 2.1: Koeffizienten zur Berechnung der laminaren Brenngeschwindigkeit nach Peters [94].

 s_l in Gleichung 2.9 ist die ungestreckte laminare Brenngeschwindigkeit. Markstein zeigte, dass Streckung und Krümmung einer Flammenfront Einfluss auf die Brenngeschwindigkeit nehmen und berücksichtigte dies durch die brennstoffabhängige Marksteinlänge. Sowohl Marksteinlänge l_M als auch der Streckungsfaktor K sind experimentell schwer zugänglich. s_l und $s_{l,gestreckt}$ können z.B. in Gegenstromflammen mit zwei vorgemischten Brennstoff-Luft-Strömen bestimmt werden. Peters [94] berücksichtigt beispielsweise den Einfluss der Flammenstreckung auf die Brenngeschwindigkeit durch die Marksteinlänge l_M und die Flammenstreckungsrate K in einem linearen Ansatz:

$$s_{l,\text{gestreckt}} = s_l - l_M K \,. \tag{2.12}$$

[94] bestimmte außerdem für unterschiedliche Brennstoff-Luft-Gemische die Marksteinzahl Ma = l_M/l_l .

Eine Alternative zur experimentellen Bestimmung von s_l bieten Reaktionsmechanismen, die in Codes wie Cantera [18] implementiert sind. Damit können Reaktionskinetiken und thermodynamische Transportprozesse modelliert werden. Dafür sind detaillierte Reaktionsmechanismen nötig (z.B. GRI3.0), die für ihren Gültigkeitsbereich ebenfalls validiert werden müssen.



Abbildung 2.4: Laminare Brenngeschwindigkeit (berechnet mit Gleichung 2.9) von Wasserstoff-Methan-Luft-Gemischen als Funktion der Luftzahl für variierte Vorwärmtemperaturen und Drücke.

Des Weiteren ermöglicht Cantera u.a. die Berechnung des chemischen Zeitmaßes $\tau_{\rm PSR}$ für einen perfekt gerührten Reaktor (s. z.B. Kröner [65]). $\tau_{\rm PSR}$ wird häufig anstatt $\tau_c = a_u/s_l^2$ zur Berechnung von Kennzahlen und Brenngeschwindigkeiten verwendet [75, 133]. Mit dem Temperaturprofil bzw. den Reaktandenkonzentrationen über die Flamme sind aus eindimensionalen Rechnungen zusätzlich die Dicke der laminaren Flammenfront und der Reaktionszone bestimmbar [48, 59].

Kröner et al. [66] verglichen für Methan-Luft- und Methan-Wasserstoff-Luft-Gemische die Näherungsformel für s_l nach Peters [94] (Gleichung 2.9) mit Brenngeschwindigkeiten, die mit dem Reaktionsmechanismus GRI3.0 in Cantera berechnet wurden. Sie erhielten gute Übereinstimmung.

2.1.2 Turbulente Flammenausbreitung

Die Flammenausbreitung in einer turbulenten Strömung wird von letzterer beeinflusst. Deshalb folgt an dieser Stelle ein Überblick zu turbulenten Strömungen. Anschließend wird die Verbindung zwischen Strömung und chemischer Reaktion hergestellt, sowie ein gängiges Modell zur Abschätzung der turbulenten Flammenausbreitungsgeschwindigkeit beschrieben.

Turbulente Strömungen

Es folgt ein kurzer Überblick zur mathematischen Modellierung turbulenter Strömungen. Ausführlichere Zusammenfassungen dazu sind z.B. in [33, 57,

83, 106] und vielen weiteren Dissertationen zu finden. Ein Standardwerk zu turbulenten Strömungen schrieb Pope [100].

Eine ausgeprägte turbulente Stömung hat den "Schichtencharakter" einer laminaren Strömung verloren und weist stattdessen statistische Fluktuationen auf. Diese entstehen im laminar-turbulenten Übergangsbereich in Scherschichten, aufgrund von Haftreibung an Strömungsberandungen oder durch hydrodynamische Instabilitäten (z.B. die Kelvin-Helmholz-Instabilität).

Ein gängiger Weg, sich dem Phänomen Turbulenz mathematisch zu nähern, bietet eine einfache statistische Betrachtung: Eine Größe, z.B. der Geschwindigkeitsvektor $\boldsymbol{u} = (u_x, u_y, u_z)^T$, wird in eine über die Zeit gemittelte Komponente $\overline{\boldsymbol{u}}$ und eine Schwankungsgröße $\boldsymbol{u}' = (u'_x, u'_y, u'_z)^T$ zerlegt:

$$\boldsymbol{u}(t) = \overline{\boldsymbol{u}} + \boldsymbol{u}'(t) \,. \tag{2.13}$$

Das gleiche Prinzip kann auf andere Größen und Gleichungssysteme, wie z.B. die Navier-Stokes-Gleichungen (NSG), angewendet werden. Die NSG bilanzieren den Massen- und Impulsstransport und beschreiben zusammen mit der Energieerhaltung nicht-reagierende thermofluiddynamische Systeme vollständig. Wird Gleichung 2.13 auf die Navier-Stokes-Gleichungen angewendet, spricht man von Reynolds-gemittelten NSG (RANS-Gleichungen). Für die Reynolds- oder Ensemble-Mittlung gilt $\overline{u'} = 0$.

Aus der Geschwindigkeitsschwankung resultiert die spezifische turbulente kinetische Energie der Strömung:

$$k = \frac{|\boldsymbol{u}'|^2}{2} = \frac{u_x'^2 + u_y'^2 + u_z'^2}{2}.$$
 (2.14)

Unter der Annahme von isotroper Turbulenz⁴ reicht es aus, die Schwankung in einer Raumrichtung zu kennen und Gleichung 2.14 vereinfacht sich zu

$$k = \frac{3}{2} u^{\prime 2} . \tag{2.15}$$

Die Standardabweichung der Geschwindigkeit entspricht der mittleren Ge-

⁴Die Geschwindigkeitsschwankung ist in allen Raumrichtungen gleich groß: $u_z^{\prime 2} = u_x^{\prime 2} = u_y^{\prime 2}$.

schwindigkeitsschwankung

$$u'_{\sigma} = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=0}^{N} (u(t_i) - \overline{u})^2},$$
(2.16)

die für mittelwertfreie Strömungen und eine große Anzahl von Messwerten *N* dem RMS-Wert (Effektivwert, engl. Root Mean Square) entspricht:

$$u' = u'_{\rm RMS} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N} (u(t_i))^2} \,.$$
(2.17)

Der Turbulenzgrad ist definiert als das Verhältnis aus mittlerer Schwankung und einer Referenzgeschwindigkeit:

$$Tu = \frac{u'}{u_{\rm ref}} \,. \tag{2.18}$$

Eine turbulente, in der Zeit fluktuierende Strömungsgröße besitzt eine Wahrscheinlichkeitsverteilung,⁵ d.h. jeder Strömungszustand *U* tritt mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit ein. Diese Wahrscheinlichkeit kann durch die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion pdf(*u*) dargestellt werden. Die Wahrscheinlichkeit *P*(*U*), dass ein Strömungszustand $a \le U \le b$ eintritt, ergibt sich durch die Integration der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Strömungsgröße, pdf(*u*):

$$P(a \le U \le b) = \int_{a}^{b} \operatorname{pdf}(u) \mathrm{d}u .$$
(2.19)

In turbulenten Strömungen sind die auf die Fluidelemente wirkenden Trägheitskräfte um ein Vielfaches größer als reibungsbehaftete Kräfte. Die Reynoldszahl setzt diese in Beziehung zueinander:

$$Re = \frac{\text{Trägheitskräfte}}{\text{Reibungskräfte}} = \frac{u_b \cdot D}{v} .$$
(2.20)

 u_b ist eine für die Strömung charakteristische Geschwindigkeit, D ein charakteristisches Längenmaß und ν die kinematische Viskosität. Bei einer Rohrströmung wird ab Re > 2 300 von einer turbulenten Strömung gesprochen.

⁵Bekannte Wahrscheinlichkeitsverteilungen sind z.B. die Normalverteilung oder die Student-Verteilung.

Analog Gleichung 2.20 gilt für die turbulente Reynoldszahl:

$$\operatorname{Re}_{t} = \frac{\operatorname{turbulenter Stofftransport}}{\operatorname{molekularer Stofftransport}} = \frac{u' \cdot l_{t}}{v} \,. \tag{2.21}$$

Die charakteristischen Maße sind die Geschwindigkeitsfluktuation u' und das integrale Längenmaß l_t , welches dem Durchmesser eines Wirbels mit der Umlaufzeit

$$\tau_t = \frac{l_t}{u'} \tag{2.22}$$

entspricht. τ_t heißt charakteristische oder integrale Zeitskale. Diese Wirbel tragen den größten Teil der turbulenten kinetischen Energie k. Bereits 1941 formulierte Kolmogorov seine Theorie der Wirbelkaskade. Große, energietragende Wirbel zerfallen demnach in immer kleinere Wirbel. Die kleinsten Wirbel entsprechen den Kolmogorov-Skalen

$$l_{\eta} = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon}\right)^{1/4} \text{ und } \tau_{\eta} = \left(\frac{\nu}{\varepsilon}\right)^{1/2},$$
 (2.23)

auf denen k endgültig in Wärme dissipiert (innere Reibungsverluste). Die Dissipationsrate ε ist auf allen Skalen konstant. Deshalb kann ε aus den integralen Größen abgeschätzt werden:

$$\varepsilon \sim \frac{u^{\prime 3}}{l_t} \,. \tag{2.24}$$

Eine Zweipunkt-Geschwindigkeits-Korrelation quantifiziert die Abhängigkeit der Bewegung zweier Fluidelemente. Für isotrope Turbulenz reicht es aus, eine Längskorrelation in Hauptströmungsrichtung zu bilden, um das integrale Längenmaß l_t zu bestimmen [95, 100, 131, 132]:

$$l_t(z) = \int_{z_i=0}^{\infty} \frac{\overline{u'(z,t) \cdot u'(z+z_i,t)}}{\sqrt{\overline{u'^2(z,t) \cdot u'^2(z+z_i,t)}}} dz_i .$$
(2.25)

Der Term im Integral entspricht der Kovarianz der Geschwindigkeitsfluktuation an den Positionen z und $z + z_i$ normiert mit der Standardabweichung.

Flammenregime

Die Flammenausbreitung in turbulenten Strömungen wird maßgeblich von der chemischen Reaktion und der turbulenten Strömung bestimmt. Die tur-

bulenten Wirbelstrukturen der Strömung interagieren mit der Reaktionszone und vergrößern die Oberfläche der Flammenfront.⁶ Aufgrund der Massenerhaltung lässt sich ein einfacher Zusammenhang zwischen der turbulenten und der laminaren Brenngeschwindigkeit und der Oberflächenvergrößerung aufstellen [121]:

$$\rho_{u} s_{t} \overline{A} = \rho_{u} s_{l} A_{\text{Flamelet}} \text{ mit } A_{\text{Flamelet}} > \overline{A} .$$
(2.26)

 A_{Flamelet} ist die Fläche, die eine verformte laminare Flammenfront mit der Brenngeschwindigkeit s_l benötigt, um den gleichen Reaktionsumsatz wie eine turbulente Flamme mit der durchströmten Fläche \overline{A} und der turbulenten Brenngeschwindigkeit s_t zu erreichen. Diese Gleichung beinhaltet implizit die Modellvorstellung der Flamelet-Theorie: Eine turbulente Flamme kann lokal als laminare Flamme, als sogenanntes Flamelet, betrachtet werden. Diese Flamelets bilden in ihrer Gesamtheit eine turbulente Flamme und nehmen je nach Strömungsform und chemischer Reaktion unterschiedliche Formen an. Borghi [12] klassifizierte sie im gleichnamigen Diagramm unter der Annahme

Le =
$$\frac{a_u}{D_i}$$
 = 1 und Sc = $\frac{v}{D_i}$ = 1 (2.27)

und gleichen Diffusionskoeffizienten D_i für alle an der Reaktion beteiligten Stoffe. Die Schmidt-Zahl Sc vergleicht den diffusiven Impulstransport mit der Stoffdiffusion. Das Borghi-Diagramm ist als grobe Klassifizierung turbulenter Vormischflammen zu verstehen. Peters [95] wählte eine etwas andere Darstellung des gleichen Sachverhalts (s. Abb. 2.5). Die Einordnung von turbulenten Flammenformen ins Diagramm erfolgt anhand charakteristischer Größen und Kennzahlen von Strömung und chemischer Reaktion (s. Abschnitte 2.1.1 und 2.1.2). Die turbulente Damköhler-Zahl

$$Da = \frac{\tau_t}{\tau_c} \tag{2.28}$$

vergleicht das integrale Zeitmaß der turbulenten Strömung mit dem der laminaren Flamme und ist, obwohl sie in der Darstellung von Peters nicht explizit auftaucht, nützlich, um die Stabilität einer turbulenten Vormischflamme zu beurteilen (s. Abschnitt 2.4.3). In die turbulente Karlovitz-Zahl geht anstelle des integralen Zeitmaßes die Kolmogorov-Zeitskale ein. Mit den Gleichungen

⁶durch "Aufrollen" der Flammenfront



Abbildung 2.5: Borghi-Diagramm nach Peters [95].

2.2, 2.23 und 2.27 kann sie auch mit den Längenmaßen gebildet werden:

$$\operatorname{Ka} = \left(\frac{\tau_{\eta}}{\tau_{c}}\right)^{-1} = \left(\frac{l_{\eta}}{l_{l}}\right)^{-2} . \tag{2.29}$$

Für Ka_{δ} = $(l_{\delta}/l_{\eta})^2$ wird die Dicke der Reaktionszone l_{δ} eingesetzt, die bei atmosphärischem Umgebungsdruck ca. 1/10 der laminaren Flammendicke l_l beträgt [95]. Das quadrierte Produkt aus Damköhler- und Karlovitz-Zahl führt mit Gleichung 2.2 und Sc = 1 zu einer turbulenten Reynolds-Zahl:

$$\frac{u'l_t}{s_l l_l} = \operatorname{Re}_t = \operatorname{Da}^2 \operatorname{Ka}^2.$$
(2.30)

Konstante Werte für obige Kennzahlen liegen wegen der doppeltlogarithmischen Darstellung und der gewählten Achsen im Borghi-Diagramm auf Geraden. Für u'/s_l als Funktion von l_t/l_l gilt [95]:

$$\frac{u'}{s_l} = \operatorname{Re}_t \left(\frac{l_t}{l_l}\right)^{-1} = \operatorname{Da}^{-1} \left(\frac{l_t}{l_l}\right) = \operatorname{Ka}^{2/3} \left(\frac{l_t}{l_l}\right)^{1/3}.$$
 (2.31)

Von turbulenten Flammen kann ab Re_t > 1 gesprochen werden. Anhand der Karlovitz-Zahl werden die Flammenregimes in gewellte und gefaltete Flamelets, dünne Reaktionszonen sowie aufgebrochene Reaktionszonen unterteilt.⁷ Ist Ka < 1, sind die Flamelet-Annahmen in sehr guter Näherung erfüllt. Die chemische Reaktion verläuft deutlich schneller als die Umlaufzeit der klein-

⁷engl. wrinkled and corrugated flamelets, thin reaction zones and broken reaction zones

sten Wirbel, und die Flammendicke unterschreitet die kolmogorovsche Längenskale. Selbst die kleinsten Wirbel dringen nicht in die Flammenzone ein, sondern verformen lediglich deren Oberfläche. Von gewellten Flamelets wird gesprochen, wenn die turbulente Geschwindigkeitsfluktuation u' kleiner als die laminare Brenngeschwindigkeit ist. Hier dominiert die laminare Flammenausbreitung über den Turbulenzeinfluss. Gewinnt die Geschwindigkeitsfluktuation u' an Bedeutung, verformen v.a. die großen, energietragenden Wirbel die Flammenoberfläche stark. Daher kommt der Begriff gefaltete Flamelets. Aufgrund der vergrößerten Oberfläche nimmt die Umsatzrate zu und die turbulente übersteigt die laminare Brenngeschwindigkeit. Die Flammenstruktur im laminaren Flamelet bleibt unbeeinflusst von der turbulenten Fluktuation.

Im Grenzfall Ka = 1 haben die kleinsten Wirbel die Größe der laminaren Flammenfrontdicke $(l_{\eta} = l_l)$, können in diese eindringen und Fluid eintragen. Der Einfluss der Wirbel auf das Flamelet widerspricht strenggenommen der Flamelet-Theorie, we shalb für Ka > 1 von Reaktionszonen und nicht mehr von Flamelets gesprochen wird. Bei Ka $_{\delta} = 1 \hat{=} Ka \approx 100$ schrumpfen die kleinsten Wirbel auf die Dicke der Reaktionszone l_{δ} und transportieren kaltes Frischgas in die innere Flammenzone. Der Wärmeabfluss aus der Flamme zu den Edukten wird jetzt nicht mehr ausschließlich durch Stoff- und Temperaturdiffusion, sondern zusätzlich durch konvektiven Transport bestimmt. Dadurch wird der Reaktionszone Wärme entzogen. Der chemischen Reaktion bleibt nicht genügend Zeit ($\tau_n < \tau_c$), die Umsatzrate sinkt, und es kann lokal zu Flammenlöschen (engl. quenching) kommen. Es entstehen aufgebrochene Reaktionszonen. Poinsot et al. [99] zeigten durch zweidimensionale DNS, dass durch Wirbel ausgelöste Löscheffekte nicht nur von der Turbulenz, sondern stark von Wärmeverlusten und dynamischen Effekten abhängen. Sie beobachteten für Ka = 25 bzw. 180 unter nicht-adiabaten bzw. adiabaten Bedingungen kein Flammenlöschen und schlussfolgerten, dass der Gültigkeitsbereich der Flamelet-Annahme auf Karlovitz-Zahlen größer Eins erweitert werden kann.⁸

Turbulente Brenngeschwindigkeit

Selbst wenn eine turbulente Flamme anhand des Borghi-Diagramms klassifiziert werden kann, bleibt die turbulente Brenngeschwindigkeit eine Unbekannte. In der Literatur kursieren viele Korrelationen und Modelle zur Berechnung der turbulenten Brenngeschwindigkeit für unterschiedliche Gültigkeits-

⁸Bei aller Nützlichkeit bleiben die Flammenregimes nach Borghi und Peters immer eine Modellvorstellung.



Abbildung 2.6: Borghi-Diagramm nach Peters [95] mit Linien bei konstantem s_t/s_l (nach Gleichung 2.35) ohne Berücksichtigung von turbulentem Flammenlöschen.

bereiche. Hier werden im Folgenden drei Modelle vorgestellt, die für die in dieser Arbeit untersuchten Flammen geeignet sind.

Damköhler [23] ging davon aus, dass die durch die turbulente Geschwindigkeitsschwankung u' hervorgerufene Oberflächenvergrößerung der Flamme $A_{gefaltet}$ proportional zu u' ist:

$$\frac{A_{\text{gefaltet}}}{\overline{A}} = \frac{u'}{s_l} \,. \tag{2.32}$$

Die Oberfläche der Flamelets setzt sich aus der Oberflächenzunahme und dem durchströmten Querschnitt zusammen ($A_{\text{Flamelet}} = A_{\text{gefaltet}} + \overline{A}$). Eingesetzt in Gleichung 2.26 ergibt sich damit:

$$s_t = \frac{A_{\text{Flamelet}}}{\overline{A}} s_l = s_l + u' \,. \tag{2.33}$$

Für gewellte Flamelets mit geringer Turbulenz ($u' \ll s_l$) gilt $s_t \approx s_l$, und bei hoher Turbulenz ($u' \gg s_l$, gefaltete Flamelets oder dünne Reaktionszonen) $s_t \approx u'$. Diese einfache Abschätzung von s_t ist im gesamten Bereich des Borghi-Diagramms anwendbar und physikalisch schlüssig, bildet den Turbulenzeinfluss auf das Flammenverhalten allerdings häufig unzureichend ab. Schmid et al. [111] gewichtet u' in Gleichung 2.33 mit einer Funktion der Damköhler-Zahl:

$$s_t = s_l + u' (1 + Da^{-2})^{-1/4}$$
 (2.34)

Damit fließen die turbulente und chemische Zeitskale in die Berechnung von s_t ein. Das Modell ist laut den Autoren in allen Flammenregimen anwendbar, aber ebenfalls mit Unsicherheiten behaftet.

Ein in den CFD-Codes Ansys CFX [1] und Fluent [2] implementierter Ansatz geht auf ein Modell von Peters [95] zurück und gilt für gefaltete Flamelets und dünne Reaktionszonen:

$$s_{t} = s_{l} \left(1 - A \frac{l_{t}}{l_{l}} + \sqrt{\left(A \frac{l_{t}}{l_{l}}\right)^{2} + B \frac{u'l_{t}}{s_{l} l_{l}}} \right)$$
(2.35)

Die Modellkonstanten sind A = 0,195 und B = 0,78. Trägt man Linien mit konstantem Verhältnis von turbulenter Brenngeschwindigkeit (nach Gleichung 2.35) zu laminarer Brenngeschwindigkeit (nach Gleichung 2.9) ins Borghi-Diagramm ein, ergibt sich die in Abb. 2.6 gezeigte Darstellung. Brennstoff-, Druck- und Temperatureinflüsse sind in s_l berücksichtigt. Es ist klar erkennbar, dass im Regime der gefalteten Flamelets die turbulente Brenngeschwindigkeit hauptsächlich von u' und s_l beeinflusst wird. Die Längenskalen spielen eine untergeordnete Rolle. Für gewellte Flammenfronten gilt $s_t/s_l < 3$. Im Bereich der dünnen Reaktionszonen steigt die turbulente Brenngeschwindigkeit mit u'/s_l und l_t/l_l .

Kiesewetter [57] verwendete das Modell nach Schmid erfolgreich für die numerische Berechnung von CIVB und Ettner [33] zeigte in einem Modellvergleich für den Brennstoff Wasserstoff, dass die Ansätze von Schmid und Peters für kleine Werte von $l_t/l_l \leq 10$ ähnliche turbulente Brenngeschwindigkeiten prognostizieren. Für große Werte von $l_t/l_l \geq 100$ liefert das Peters-Modell deutlich größere turbulente Brenngeschwindigkeiten und ist damit für konservative Auslegungen besser geeignet. Ettner [33] berücksichtige im Modellvergleich den Einfluss von turbulentem Flammenlöschen. Letzteres ist für Ka_{δ} < 1 allerdings unwahrscheinlich.

2.2 Zündung, Flammenlöschen und Flammenstabilisierung

Abschnitt 2.1 handelt von der Ausbreitung laminarer und turbulenter Vormischflammen. Im Folgenden werden die Phänomene Zündung, Flammenlöschen und Flammenstabilisierung behandelt. Eine detaillierte Zusammenfassung dazu liefert z.B. Law [71] in Kapitel acht.

2.2.1 Zündung und Flammenlöschen

Um eine exotherme Verbrennungsreaktion in Gang zu bringen, muss die nötige Aktivierungsenergie zugeführt werden. Die Energie zur Zündung eines technischen Verbrennungssystems wird punktuell zugeführt, häufig durch eine Zündkerze. Der Zündfunke zwischen den Elektroden der Zündkerze erzeugt im Brenngas Plasma mit sehr hoher Temperatur. Die Energie des Plasmas liefert anschließend die Aktivierungsenergie, um die Verbrennungsreaktion zu starten. Plasma kann auch auf andere Weise erzeugt werden, z.B. durch Fokussieren eines gepulsten Lasers auf den Zündpunkt. In großen Brennkammern stationärer Gasturbinen wird mehr Zündenergie benötigt. Hier werden i.d.R. separate Zündbrenner eingesetzt, die wiederum mit einem Zündfunken gezündet werden. Je nach Reaktandenzusammensetzung, Temperatur und Druck variiert der Betrag der nötigen Zündenergie, um ein Brennstoff-Oxidator-Gemisch zu zünden. Außerdem existieren Zündgrenzen, außerhalb derer unabhängig von der Menge zugeführter Zündenergie, die Zündung unmöglich ist.

Eine exotherme Reaktion kann gestoppt werden, indem der Reaktion Energie entzogen wird. Man spricht von Flammenlöschen. In vielen Verbrennungsreaktionen ist der Energieentzug einer Wärmeabfuhr gleichzusetzen. Eine weitere Möglichkeit, Flammen zu löschen, besteht im Entzug der Reaktanden (Brennstoff oder Sauerstoff).

Für Zündung und Löschen spielen bei stationärer Betrachtung Zeitskalen keine Rolle. In laminaren oder turbulenten Strömungen hingegen hängt beides von Aufenthaltszeiten der Fluidelemente bei einem bestimmten Zustand ab. Der Zustand wird hauptsächlich durch Temperatur, Druck, Gemischzusammensetzung und das Strömungsfeld beeinflusst. Es kann eine Damköhler-Zahl aus dem Verhältnis von charakteristischer Strömungszeit und Reaktionszeit gebildet werden (Da= τ_S/τ_c). Die Zeitskale der Strömung entspricht einer



Abbildung 2.7: Konzept der S-Kurve zur Beschreibung von Zündung und Flammenlöschen (nach [71]).

Aufenthaltszeit und die Kollisionszeitskale dem charakteristischen Zeitmaß der chemischen Reaktion. Letztere ist bei Zündvorgängen als Zündverzugszeit aufzufassen. Trägt man die Reaktionsrate einer Elementarreaktion in einem perfekt gerührten Reaktor⁹ über der Damköhler-Zahl auf, so ergibt sich eine S-förmige Kurve (Abb. 2.7; s. [71], S. 314). Die S-Kurve kann entweder gefaltet oder gestreckt sein; je größer die Aktivierungsenergie der Reaktion und je kleiner die Reaktandentemperatur, desto stärker ist die Faltung. Für sehr große Reaktionszeiten gilt $Da \rightarrow 0$ (eingefrorener Zustand). Es findet keine Reaktion statt. Steigt Da bei kleinen Reaktionsraten bis Da_i, erfolgt die Zündung und die Reaktionsrate steigt sprunghaft bis zum S-Kurven-Abschnitt der starken Reaktionen an. Steigt Da weiter, ist eine selbst erhaltende Reaktion möglich. Sinkt ausgehend von Da>Da; die Damköhler-Zahl bis Da_a ab, fällt die Reaktionsrate sprunghaft auf den S-Kurven-Abschnitt der schwachen Reaktionen zurück und die Flamme erlischt. Für Da_a <Da<Da_i besitzen gefaltete S-Kurven keine eindeutige Lösung. Diese Zustände sind aus physikalischer Sicht unrealistisch. Daraus wird abgeleitet, dass für Da<Da_a Zündung und für Da>Da_i Flammenlöschen unmöglich sind. Diese Hysterese verschwindet, wenn die Aktivierungsenergie sinkt bzw. die Reaktandentemperatur steigt und die S-Kurve die gestreckte Form annimmt.

Bei turbulenten Flammen wechselwirkt das turbulente Strömungsfeld mit der Reaktionszone bzw. dem Ort der Wärmefreisetzung. Es existiert ein Zusammenhang zwischen Zündung/Flammenlöschen, Wärmeverlusten und Aufenthaltszeiten. Fluktuiert zusätzlich die Gemischzusammensetzung, variiert auch die charakteristische Zeitskale der chemischen Reaktion.

⁹Die Reaktionskonstante k(T) wird hier mit dem Arrhenius-Gesetz modelliert: $k(T) = A(T)\exp(-E_a/(R_m T_{ref}))$ mit dem Stoßfrequenzfaktor A(T) (s. [71], S. 58).

Flammenlöschen wird durch sinkende Reaktionsraten verursacht und darf nicht pauschal mit Abblasen bzw. Stromaufpropagation (Flammenrückschlag) einer Flamme aus ihrer stationären Position verwechselt werden. Abblasen oder Flammenrückschlag resultieren aus einem Ungleichgewicht zwischen Strömungs- und Brenngeschwindigkeit. Um das zu verhindern, werden Flammenhalter eingesetzt.

2.2.2 Flammenhalter für die vorgemischte Verbrennung

Bei der vorgemischten Verbrennung in technischen Systemen übersteigt die Strömungsgeschwindigkeit an fast allen Positionen im Brenner die Brenngeschwindigkeit. Eine im zeitlichen Mittel örtlich konstante turbulente Vormischflamme benötigt einen sog. Flammenhalter, der lokal Gebiete niedriger Strömungsgeschwindigkeit erzeugt. Das kann entweder durch einen stumpfen Körper in der Strömung oder eine abrupte Änderung der Strömungsberandung erreicht werden. Ein stumpfer Körper führt erstens zu einem Staupunkt stromauf des Körpers und zweitens zu einem Nachlaufgebiet mit Grenzschicht- und Wirbelablösung sowie Scherschichten und Rezirkulationszonen¹⁰ stromab. Vor allem Rezirkulationszonen ermöglichen große Aufenthaltszeiten von Reaktanden in der Nähe der Reaktionszone. Zusätzlich erwärmen die rezirkulierten, heißen Produkte die Reaktanden. Ähnliche Strömungsfelder können auch durch eine abrupte Änderung der Strömungsberandung entstehen, z.B. an einer umströmten, stumpfen Lanze (engl. central body), einer rückwärts gewandten Stufe (engl. backward facing step) oder an einem Wirbelkörper (engl. bluff body). Wird die Strömung zusätzlich verdrallt, kann mit durch die Geometrie provozierter Stromlinienaufweitung Wirbelaufplatzen generiert werden (s. Abschnitt 2.3).

Mit steigender Reynolds-Zahl wird zuerst der Nachlauf hinter einem stumpfen Körper turbulent, anschließend Scherschicht und Grenzschicht [130]. Im Nachlauf treten Bénard/von Kármán-Instabilitäten und in der Scherschicht Kelvin-Helmholz-Instabilitäten auf [49]. Stabile Flammen mit großer Wärmefreisetzungsrate stromab von Wirbelkörpern werden durch Kelvin-Helmholz-Instabilitäten in der Scherschicht stabilisiert. Instabile Flammen kurz vor dem Abblasen werden zusätzlich durch Bénard/von Kármán-Instabilitäten im Nachlauf beeinflusst [32]. Shanbhogue et al. [114] schlussfolgerten, dass Abblasen einer durch einen Wirbelkörper stabilisierten Flamme ein mehrstufiger Prozess ist. Zuerst tritt lokales Flammenlöschen auf, gefolgt von einer

¹⁰Falls die Reynolds-Zahl ausreichend groß ist

Störung der großskaligen Wirbelstrukturen des Nachlaufs. Das endgültige Abblasen der Flamme wird durch Kühlung der Reaktionszone durch starken Eintrag kalter Reaktanden ausgelöst. Die Autoren nehmen an, dass lokales Flammenlöschen durch eine lokale Damköhler-Zahl vorhergesagt werden kann und das endgültige Abblasen mit den lokalen Löschvorgängen verknüpft ist.

2.2.3 Stabilisierung von Diffusionsflammen

Erfolgt die Verbrennungsreaktion in einem Gemisch, bevor sich Brennstoff und Oxidator homogen vermischt haben, spricht man von diffusiver oder teilvorgemischter Verbrennung. In der technischen Verbrennung gasförmiger Brennstoffe wird dafür ein Brennstoff in den ruhenden oder strömenden Oxidator (im Folgenden als Luft bezeichnet) injiziert. Bei der Jet-in-Coflow-Anordnung (JICo) ist die Flussrichtung von Brennstoffjet und Luftstrom (Coflow) gleichgerichtet, bei der Jet-in-Crossflow-Anordnung (JIC) wird der Brennstoff im rechten Winkel zur Luftströmung eingebracht (s. Abb. 2.10).

Um die Strömungsverhältnisse zu charakterisieren, wird das effektive Geschwindkeitsverhältnis *r* zwischen Jet- und Luftströmung verwendet [115]. Das Geschwindigkeitsverhältnis wird hierfür mit der Quadratwurzel des Dichteverhältnisses gewichtet:

$$r = \left(\frac{\rho_{j} u_{j}^{2}}{\rho_{a} u_{a}^{2}}\right)^{1/2} .$$
 (2.36)

 ρ bzw. *u* bezeichnen die Dichten bzw. mittleren Geschwindigkeiten von Jet (Index *j*) und Co- oder Crossflow (Index *a*). Der Impulsstrom des Jets ist

$$J_j = \rho_j u_i^2 (d_j/2)^2 \pi , \qquad (2.37)$$

und das effektive Geschwindigkeitsverhältnis r ist gleichzeitig die Wurzel des Impulsstromdichteverhältnisses zwischen Jet- und Luftströmung.

Han und Mungal [44] geben für Jets in Coflow eine "stöchiometrische" Geschwindigkeit an, mit der sich Fluid mit stöchiometrischer Zusammensetzung im Jet bewegt:

$$u_s = Y_s u_j + (1 - Y_s) u_a . (2.38)$$



Abbildung 2.8: Diffusionsflamme an einem Brennstoffjet nach Lawn [72].

Weist der Jet einen Winkel α zur JIC-Anordnung auf, ergibt sich für u_s [43]

$$u_{s,\alpha} = Y_s u_i + (1 - Y_s) u_a \sin \alpha \,. \tag{2.39}$$

[43, 44] stellten gute Übereinstimmung zwischen $u_{s,\alpha}$ und der Propagationsgeschwindigkeit der CH₄-Zone fest. Die Autoren benutzten Erdgas als Brennstoff. Für Ergas-Luft-Gemische entspricht die stöchiometrische Mischung in etwa der reaktivsten Mischung. Die reaktivste Mischung beim Massenanteil Y_{MR} eines Brennstoffs im Oxidator wird durch die maximale Brenngeschwindigkeit $s_{I,MR}$ angezeigt, d.h. $s_{l,MR} = s_l(Y_{MR})$. In der vorliegenden Arbeit wird Y_{MR} anstatt Y_s verwendet, um einem Brennstoffgemisch aus Wasserstoff und Erdgas Rechnung zu tragen. In Gemischen mit großem Wasserstoffanteil weicht Y_{MR} deutlich von Y_s ab.

Flammenstabilisierung mit Jet-in-Coflow-Anordnung: Zuerst wird ein laminarer Brennstoffjet in ruhender Luft betrachtet. Die Sogwirkung des laminaren Freistrahls saugt Umgebungsluft an. Bereits am Düsenaustritt liegt lokal stöchiometrisches Gemisch vor. Die kalte Düse führt zu einem Löschabstand d_q , in dem keine Flamme möglich ist. Es entsteht eine sog. "tribrachiale" Flamme, auch "triple-flame" genannt (Law [71], S. 542). Das Frischgas besitzt am Tripelpunkt und in der Diffusionsflamme stöchiometrische Zusammensetzung. Auf der zur Luft gewandten Seite des Tripelpunktes entspricht die Flamme einer mageren Vormischflamme und auf der dem Brennstoffjet zugewandten Seite einer fetten Vormischflamme. Der noch nicht oxidierte Brennstoff verbrennt stromab in einer Diffusionsflamme mit stöchiometrischer Zusammensetzung der Reaktanden. Nimmt die Strömungsgeschwindigkeit von Jet- oder Coflow zu, kann es zum Abheben der Flamme von der Düse kommen. Abgehobene laminare Flammen sind sehr instabil.

Abgehobene Flammen an einem turbulenten Brennstoffjet können auf mehrere Arten stabilisiert werden. Lyons [79] und Lawn [72] fassten in ihren Reviews viele experimentelle Studien dazu zusammen. Auf weit abgehobene turbulente Jetflammen kann die Modellvorstellung der vorgemischten Verbrennung übertragen werden. An der Flammenbasis entspricht die Strömungsgeschwindigkeit der Brenngeschwindigkeit (s. Abb. 2.8). An der Flammenspitze liegt Stöchiometrie vor [54]. In Düsennähe ist die Strömungsgeschwindigkeit an der Position stöchiometrischer Mischung sehr groß. Das Konzept der vorgemischten Verbrennung greift hier nicht, weil die Strömungsgeschwindigkeit deutlich größer als die Brenngeschwindigkeit ist. Eine Flamme in Düsennähe wird von großen Wirbeln stabilisiert. Die Wirbel entstehen aufgrund der Kelvin-Helmholz-Instabilität in der Scherschicht zwischen Brennstoffjet und Coflow bzw. Umgebungsluft und werden konvektiv stromab transportiert. Große Wirbel sind in der Lage, heiße Verbrennungsprodukte und Luft ins brennstoffreiche Innere des Jets zu transportieren. Die chemische Reaktion an der Flammenbasis findet in dünnen, gestreckten Flamelets in der Scherschicht und in von den Wirbeln erzeugten Taschen mit vorgemischtem Fluid statt [72].

In der Literatur umstritten ist die Modellvorstellung von lokalem Löschen von Flamelets in der Diffusionsflamme, wenn eine kritische skalare Dissipationsrate χ_s überschritten wird. Dieses Konzept geht auf Peters und Williams [96] zurück. Die abgehobene Jetflamme wird dort stabilisiert, wo die skalare Dissipationsrate ihren kritischen Wert unterschreitet. Die skalare Dissipationsrate ist in einer Gegenstrom-Diffusionsflamme proportional zur Flammenstreckung und wird als Maß für Flammenlöschen verwendet. Der Kehrwert der skalaren Dissipationsrate entspricht außerdem der charakteristischen Zeitskale der turbulenten Strukturen in einer Diffusionsflamme ([71], S. 510f):

$$\tau_{t,\text{Diff}} = \frac{1}{\chi_s} \text{ mit } \chi_s = 2\nu |\nabla Z|_s^2 .$$
(2.40)

 $|\nabla Z|_s$ ist der Betrag des Mischungsbruchgradienten an der Position stöchiometrischer Mischung.



Abbildung 2.9: Wirbelstrukturen eines Jet-in-Crossflow (nach [35]).

Flammenstabilisierung mit Jet-in-Crossflow-Anordnung: Die Wirbelstrukturen eines JIC sind schematisch in Abb. 2.9 dargestellt. Der Jet fungiert in der Nähe der Wand als stumpfer Körper im Kreuzstrom. Es entsteht ein Nachlaufgebiet mit Bénard/von Kármán-Instabilitäten und eine Scherschicht mit Kelvin-Helmholz-Instabilitäten an der Vorderkante des Jets. Mit zunehmender Ablenkung des Jets verliert der Nachlauf den Charakter eines Zylindernachlaufs. In Düsennähe ähnelt die Scherschicht dem Freistrahl, wird mit größerem Abstand zur Düse allerdings vom Kreuzstrom beeinflusst und gestört. Zusätzlich entstehen ein Hufeisenwirbel in der Wandgrenzschicht und im Fernfeld des Jets ein gegenläufig rotierendes Wirbelpaar. Letzteres entsteht durch Aufrollen und Abscheren der Wirbel in der Scherschicht [35]. Der Jet hat eine dem Kreuzstrom zugewandte und eine abgewandte Seite (Luv und Lee-Seite, s. Abb. 2.10). Isotherme JIC zeigen ein selbstähnliches Strömungsfeld, welches mit Skalierungsgesetzten beschrieben werden kann. Dabei wird zwischen Nah- und Fernfeld unterschieden. Im Nahfeld verhält sich beispielsweise die Geschwindigkeit entlang der Jet-Mittellinie u_c indirekt proportional zum Wandabstand z. Im Fernfeld gilt hingegen $u_c \sim y^{-2/3}$. Reagierende Jets dringen aufgrund der Wärmefreisetzung weiter in den Kreuzstrom ein. Außerdem wird die Strömung durch Wärmefreisetzung und Expansion beschleunigt [46, 47]. Für die Flammenstabilisierung entscheidend ist das Nahfeld des Jets. Hasselbrink und Mungal [47] untersuchten u.a. PIV-Geschwindigkeitsfelder und OH-LIF-Aufnahmen in einem Methanjet bei r = 10. An der Flammenbasis existieren an Luv- und Lee-Seite gefaltete Flammenfronten mit scharfen Kanten (s. Abb. 2.11). Die scharfen Kanten der Reaktionszone deuten auf bereits gute Vermischung von Jet- und Kreuzstrommaterial hin. Die Autoren erkannten in ihren Messdaten ein Geschwindigkeitsgleichgewicht zwischen Anströmund Brenngeschwindigkeit an der Flammenbasis. Auf der Lee-Seite ist die Reaktionszone an der Flammenbasis deutlich breiter als auf der Luv-Seite. Möglicherweise transportieren große Wirbelstrukturen auf der Lee-Seite rela-



Abbildung 2.10: Links: Skizze eines Jet-in-Crossflow (nach [46]). Rechts: Angestellter JIC (nach [43]).

tiv große Mengen Kreuzstrommaterial und heiße Verbrennungsprodukte in die Reaktionszone, wodurch breite brennbare Zonen entstehen. Weil die Flammenfronten stark gefaltet sind, spielen für die Stabilisierung vermutlich auch lokale Löschvorgänge aufgrund großer Flammenstreckung eine Rolle, wenn auch nicht die dominierende. Die von [47] aus der Flammenkrümmung abgeschätzte Streckungsrate war deutlich kleiner als die kritische Streckungsrate einer stöchiometrischen Methan-Luft-Flamme. Letztere wurde in Experimenten mit laminaren Gegenstromflammen ermittelt.

Ausblasen von Diffusionsflammen: In abgehobenen Flammen an Brennstoffjets in Luft wird die Flamme in der Scherschicht zwischen Luft und Brennstoff an Postionen mit der reaktivsten Mischung stabilisiert. Das Geschwindigkeitsgleichgewicht zwischen Strömungs- und Brenngeschwindigkeit spielt für die Flammenstabilisierung eine wichtige Rolle, aber auch große Wirbelstrukturen und lokales Flammenlöschen. Wenn die Stabilisierung nicht mehr funktioniert, wird die Flamme ausgeblasen. Im Folgenden werden einige Formeln und Herleitungen zitiert, die in Kapitel 5 aufgegriffen werden.

Vanquickenborne und van Tiggelen [126] betrachten Ausblasen als lokales Geschwindigkeitsgleichgewicht zwischen der turbulenten Brenngeschwindigkeit und der Fluidgeschwindigkeit. Die Flamme wird ausgeblasen, wenn die Strömungsgeschwindigkeit die Brenngeschwindigkeit an der Position der



Abbildung 2.11: Flammenstabilisierung an einem Methan-Jet in JIC-Anordnung (nach [47]). Zusätzlich dargestellt sind Isolinien der Geschwindigkeit in *y*-Richtung und OH-LIF-Aufnahmen an Luv- und Lee-Seite.

reaktivsten Mischung übersteigt [54]. Broadwell et al. [14] verknüpften das Ausblaseverhalten mit dem Auftreten von großskaligen Wirbeln. Diese erhöhen die turbulente Brenngeschwindigkeit und transportieren Flammenfronten sowie Frisch- und Abgas ins Innere des Jets. Dadurch kann fast der gesamte Jet-Durchmesser an einer axialen Position brennen und es ergibt sich ein für abgehobene Jetflammen untypisches Flammenbild, welches auf die nahe Ausblasegrenze hindeutet. Tieszen et al. [119] untersuchten Jetflammen in ruhender Luft und verknüpften die Vorstellungen von Vanquickenborne und van Tiggelen [126] und Broadwell et al. [14]. Sie folgerten, dass sowohl die großen Wirbel als auch das Geschwindigkeitsgleichgewicht an der Flammenbasis das Ausblaseverhalten beeinflussen. Die Flamme wird an der Position ausgeblasen, an der die Isofläche der reakivsten Mischung Y_{MR} ihren maximalen Radius erreicht:

$$\overline{Y}(r_j, y) \stackrel{!}{=} Y_{\mathrm{MR}} \text{ und } \frac{d}{dy} \left[r_j \left(Y_{\mathrm{MR}}, y \right) \right] \stackrel{!}{=} 0.$$
(2.41)

 r_j ist die radiale Koordinate im Jet und y die axiale Koordinate. Zusammen mit dem mittleren Konzentrationsfeld eines selbstähnlichen Jets,¹¹

$$\overline{Y} = 5 \left(\frac{\rho_j}{\rho_a}\right)^{1/2} \frac{d_j}{y} e^{-57(r_j/y)^2} , \qquad (2.42)$$

¹¹Die Konstanten 5 bzw. –57 sind Dowling und Dimotakis [25] bzw. Chen und Rodi [19] entnommen.

berechneten [119] die charakteristische Position, bei der die Flamme ausgeblasen wird:¹²

$$\left(\frac{r_j}{y}\right)_{bo} = 0,094$$
. (2.43)

Das selbstähnliche Geschwindigkeitsfeld des Jets wird durch

$$\frac{\overline{u}}{u_j} = 5.9 \left(\frac{\rho_j}{\rho_a}\right)^{1/2} \frac{d_j}{y} e^{-93.7(r_j/y)^2}$$
(2.44)

beschrieben [119].¹³ Mit Gleichung 2.43 gilt für die kritische Geschwindigkeit an der Position des Ausblasens:

$$\check{u} = 0.86 Y_{\rm MR} u_j \,. \tag{2.45}$$

Für die kritische turbulente Brenngeschwindigkeit am Ausblasepunkt fanden [119]:

$$\check{s}_{t} = s_{l} + 0.26 \left(\frac{Y_{\rm MR}^{2} s_{l}^{2} u_{j}^{3} d_{j}/2}{\nu_{\rm MR}} \left(\frac{\rho_{j}}{\rho_{a}} \right)^{1/2} \right)^{1/4} .$$
(2.46)

 $v_{\rm MR}$ ist die kinematische Viskosität am Ausblasepunkt. Unter der Annahme $s_t/s_l \approx 10$ und Gleichung 2.45 berechneten [119] die kritische Geschwindigkeit am Düsenaustritt:

$$\check{u}_{j} = \frac{0.013}{\nu_{\rm MR}} \left(\frac{s_{l,\rm MR}}{Y_{\rm MR}}\right)^{2} \left(\frac{\rho_{j}}{\rho_{a}}\right)^{1/2} \frac{d_{j}}{2} \,. \tag{2.47}$$

Die Autoren geben des Weiteren charakteristische Zeitskalen an, u.a. die Zeit, die ein Wirbel am charakteristischen Ausblase-Punkt nach Gleichung 2.43 benötigt, um einen Wirbeldurchmesser stromab zu wandern:

$$\check{\tau}_{t} = \frac{0.28}{Y_{\rm MR}^2} \left(\frac{\rho_{j}}{\rho_{a}}\right)^{1/2} \frac{d_{j}/2}{u_{j}} \,. \tag{2.48}$$

Dahm und Mayman [22] gehen davon aus, dass die Scherrate die Abhebe-Eigenschaften und die molekulare Mischungsgeschwindigkeit an der Flammenspitze den Ausblasepunkt bestimmen. Die Damköhler-Zahl Da = τ_t/τ_c vergleicht die turbulente Mischungszeit mit der Reaktionszeit und wird von den Autoren zur Prognose des Ausblaseverhaltens benutzt. Lokales Flammenlöschen tritt für kleine Da auf und die kritische Damköhler-Zahl wird bei

¹²Diese "Position" entspricht einer Fläche.

¹³Konstanten aus Rodi [105]

globalem Flammenlöschen erreicht. [22] berechneten ihre Da-Zahl folgendermaßen:

$$Da = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{d^{*2} (1 + \varphi')^2 \sqrt{\frac{\rho_a}{I_j}}}{\tau_c} \text{ mit } d^* = \frac{2\dot{m}_j}{\sqrt{\pi\rho_a I_j}}.$$
 (2.49)

 φ' ist das Verhältnis von eingemischtem Luftstrom aus der Umgebung zum Jetmassenstrom bei Stöchiometrie bzw. der reaktivsten Mischung. Wird Brennstoff ohne Beimischung von Inertgas und Luft als Oxidator verwendet, gilt $1 + \varphi' = 1/Y_{\rm MR}$. Mit Gleichung 2.37 gilt damit für Gleichung 2.49:

$$Da = \frac{\frac{d_j}{u_j} \frac{1}{Y_{MR}^2} \left(\frac{\rho_j}{\rho_a}\right)^{1/2}}{\tau_c} \,. \tag{2.50}$$

Bis auf den Vorfaktor gleicht das Strömungszeitmaß (im Zähler) damit der von [119] ermittelten Gleichung 2.48. Als kritische Damköhlerzahl am Ausblasepunkt fanden Dahm und Mayman Da = 4,8.

Neben der Vorhersage des Ausblasens existieren in der Literatur viele Korrelationen zur Berechnung der Abhebehöhe *L* der Flamme von einer Düse. Hier seien exemplarisch die Arbeiten von Bradley et al. [13] und Kalghatgi [54] angeführt. [13] fügten viele experimentelle Ergebnisse zu einer universellen Korrelation für die Abhebehöhe zusammen:

$$\frac{L}{d_j} X_{\rm MR} = A \left(\frac{u_j}{s_{l,\rm MR}} \operatorname{Re}_L^{-0.4} \frac{p_i}{p_a} \right)^B \text{ mit } \operatorname{Re}_L = \frac{d_j s_{l,\rm MR}}{v_{\rm MR}} \,.$$
(2.51)

Für Jets im Unterschall gilt A = 0,06 und B = 1,2. p_i ist der Staudruck des Jets und p_a der Umgebungsdruck. X_{MR} ist der Molenbruch der reaktivsten Mischung. Kalghatgi [54] gibt außerdem den Ausblase-Punkt als Funktion der Abhebehöhe an: Erreicht $L = 0,65z_s$ bis $0,75z_s$, wird die Flamme ausgeblasen. z_s ist der Punkt, an dem auf der Jet-Achse stöchiometrische Mischung erreicht wird.

2.3 Wirbeldynamik

Turbulente Strömungen in technischen Verbrennungssystemen sind häufig verdrallt. Der folgenden Abschnitt geht auf die Wirbeldynamik und insbesondere auf die Wirbeltransportgleichung ein.

2.3.1 Drallzahl und Wirbelformen

Eine Drallströmung entsteht, wenn zusätzlich zur Hauptströmungsrichtung (*z*-Achse in Abbildung 2.1) eine weitere signifikante Geschwindigkeitskomponente, die Tangentialgeschwindigkeit u_{φ} , existiert. Das Impulsstromverhältnis von Axial- und Tangentialgeschwindigkeit in einer Querschnittsfläche mündet in der Drallzahl *S*. *S* ist das Verhältnis von Drehimpulsstrom \dot{D} zum mit einem charakteristischen Radius *R* gewichteten Axialimpulsstrom \dot{I} :

$$S = \frac{\dot{D}}{R\dot{I}} = \frac{\int_{0}^{\infty} \rho \, u_{z} \, u_{\varphi} r^{2} \mathrm{d}r}{R \int_{0}^{\infty} \left[\rho \, u_{z}^{2} + \left(p - p_{\infty} \right) \right] r \mathrm{d}r} \approx \frac{\int_{0}^{R} u_{z} \, u_{\varphi} r^{2} \mathrm{d}r}{R \int_{0}^{R} u_{z}^{2} r \mathrm{d}r} \,.$$
(2.52)

Der Einfluss des Drucks ist gewöhnlich vernachlässigbar [17, 42].

Durch die Rotation der Fluidelemente um die Symmetrieachse mit der Geschwindigkeit u_{φ} entstehen großskalige Wirbelstrukturen. Der radiale Verlauf der Tangentialgeschwindigkeit $u_{\varphi}(r)$ charakterisiert die Wirbelform (s. Abb. 2.12). Bei Potentialwirbeln nimmt u_{φ} von gegen Unendlich divergierenden Werten auf der Rotationsachse indirekt proportional zum Radius ab. Unter der Annahme konstanter Zirkulation $\Gamma = K^{14}$ gilt für die Tangentialgeschwindigkeit:

$$u_{\varphi} = K \frac{1}{r} \,. \tag{2.53}$$

Ein Festkörperwirbel zeichnet sich durch eine konstante Winkelgeschwindigkeit $\omega_z = u_{\varphi}/r$ aus. Die Tangentialgeschwindigkeit ist damit proportional zum Radius:

$$u_{\varphi} = \omega_z r \text{ mit } \omega_z = \text{konst.}$$
 (2.54)

Aufgrund des divergenten Verhaltens bei r = 0 (Potentialwirbel) bzw. Missachten der Haftbedingung an der Strömungsberandung (Festkörperwirbel) eignen sich obige Wirbelformen nur als Modellvorstellung.

Rankine-Wirbel bestehen bis zum Wirbelkernradius aus einem Festkörperwirbel und gehen dort sprunghaft in einen Potentialwirbel über. Der Wirbelkernradius r_{WK} entspricht dem Radius am Maximum der Tangentialgeschwindigkeit. Wird die Unstetigkeit des Rankine-Wirbels am Wirbelkernradius durch Glätten entfernt, ergibt sich ein Burgers- oder Hamel-Oseen-Wirbel mit steti-

¹⁴allg. gilt in einer Potentialströmung: $\Gamma(r) = u_{\varphi}(r)r$



Abbildung 2.12: Wirbelformen.

gem Geschwindigkeitsprofil:

$$u_{\varphi}(r) = \frac{\Gamma}{2\pi r} \left(1 - e^{-\frac{r^2}{r_m^2}} \right) \operatorname{mit} \Gamma = r_m \, u_{\varphi,m} \,. \tag{2.55}$$

 r_m ist der Radius, bei dem u_{φ} auf $\frac{1}{e}u_{\varphi,\max}$ abgesunken ist. $u_{\varphi,m} = u_{\varphi}(r_m)$ ist die entsprechende Geschwindigkeit [5].

2.3.2 Wirbelstärke, Wirbeltransport und Wirbelaufplatzen

Eine Wirbelströmung in einer rotationssymmetrischen Strömungsberandung kann unter bestimmten Voraussetzungen auf der Symmetrieachse eine Zone negativer Geschwindigkeit (Rückströmzone) mit einem Staupunkt ausbilden. Dieses Phänomen heißt "Wirbelaufplatzen" (engl. Vortex Breakdown, abgekürzt VB) und wurde bereits intensiv untersucht. Lucca-Negro und O'Doherty [77] fassten einschlägige Literatur in einem umfassenden Review zusammen. Es werden drei Typen des VB unterschieden: Spiralförmiges VB, achsensymmetrisches (blasenförmiges) VB und VB in Form einer Doppelhelix. Für vorgemischte Verbrennung in technischen Anwendungen ist v.a. die Blasenform relevant, obwohl spiralförmiges VB und blasenförmiges VB ineinander übergehen können und Fritz [36] ersteres an einem Drallbrenner beobachtete. Im Folgenden ist mit VB immer achsensymmetrisches VB gemeint. Die durch VB entstehende Rückströmblase dient bei stabiler Verbrennung als Flammenhalter und transportiert heiße Reaktionsprodukte in die Flammenzone. Wegen dieser Eigenschaft sind Drallströmungen aus technischen Verbrennungssystemen in Turbomaschinen nicht mehr wegzudenken. Im Folgenden wird der Einfluss der Wirbelstärke und des Wirbeltransports auf das VB anhand der Wirbeltransportgleichung für isotherme und reagierende Strömungen erläutert. Es werden des Öfteren Rückschlüsse zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen gezogen (für weitere Informationen dazu s. Abschnitt 2.4.3), weshalb besonders auf die Rolle der azimutalen Wirbelstärke ω_{φ} eingegangen wird.

Die wichtigste Größe zur Beschreibung einer rotierenden Strömung ist die Wirbelstärke $\boldsymbol{\omega}$:

$$\boldsymbol{\omega} = \nabla \times \boldsymbol{u} \,. \tag{2.56}$$

Mathematisch betrachtet ist die Wirbelstärke die Rotation des Geschwindigkeitsfeldes. In zylindrischen Koordinaten ergibt sich für den Wirbelvektor:

$$\boldsymbol{\omega} = \begin{pmatrix} \omega_r \\ \omega_{\varphi} \\ \omega_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{r} \frac{\partial u_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial u_{\varphi}}{\partial z} \\ \frac{\partial u_r}{\partial z} - \frac{\partial u_z}{\partial r} \\ \frac{1}{r} \left(\frac{\partial (r \cdot u_{\varphi})}{\partial r} - \frac{\partial u_r}{\partial \varphi} \right) \end{pmatrix}.$$
(2.57)

Aus einem gegebenen Geschwindigkeitsfeld kann damit das Wirbelstärkefeld berechnet werden. Auch der umgekehrte Weg ist möglich: Mit dem Biot-Savart-Integral kann das rotationsbehaftete Geschwindigkeitsfeld $u_{\rm rot}$ aus dem gegebenen Wirbelstärkefeld berechnet werden. Das Geschwindigkeitsfeld wird hierfür als Überlagerung eines rotationsfreien Feldes (Potentialströmung) und eines rotationsbehafteten Anteils betrachtet. Bei Rotationssymmetrie gilt für die axiale, rotationsbehaftete Geschwindigkeitskomponente in der Nähe der Rotationsachse [15, 24]:

$$u_{z,\text{rot}}(r \approx 0, z) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{0}^{\infty} \frac{\tilde{r}^{2} \omega_{\varphi}(\tilde{r}, \tilde{z})}{\left[\tilde{r}^{2} + (z - \tilde{z})^{2}\right]^{3/2}} d\tilde{r} d\tilde{z} \,.$$
(2.58)

Die azimutale Wirbelstärke ω_{φ} im gesamten Strömungsfeld beeinflusst demnach die Axialgeschwindigkeit nahe der Rotationsachse, wobei der Einfluss mit 1/r und $1/z^3$ abnimmt. Negative azimutale Wirbelstärke schwächt die axiale Geschwindigkeitskomponente auf kleinen Radien.

Platzt eine Drallströmung auf und bildet eine Rückströmblase, steht der Strömung ein kleinerer effektiver Querschnitt zur Verfügung. Das führt zu divergierenden Stromlinien und zu einer Beschleunigung der Fluidelemente auf diesen. Wird die azimutale Komponente in Gleichung 2.57 mit der Annahme

$$\frac{\partial u_z}{\partial r} > \frac{\partial u_r}{\partial z} z u$$

$$\omega_{\varphi} \approx -\frac{\partial u_z}{\partial r}$$
(2.59)

vereinfacht, wird deutlich, dass ein positiver radialer Gradient der Axialgeschwindigkeit zu negativer azimutaler Wirbelstärke führt. Dadurch wird die Axialgeschwindigkeit reduziert und der Staupunkt einer aufgeplatzten Wirbelströmung kann ggf. entgegen der Hauptströmungsrichtung stromauf wandern. Um v.a. nahe der Symmetrieachse negative azimutale Wirbelstärke zu vermeiden, sollte die Axialgeschwindigkeit nach außen hin abnehmen $(\frac{\partial u_z}{\partial r} < 0 \rightarrow \omega_{\varphi} > 0)$ bzw. ihr Maximum auf der Achse liegen. Nach Gleichung 2.58 wird dadurch u_z zusätzlich gestärkt.

Aus den Navier-Stokes-Gleichungen lässt sich eine Transportgleichung für die Wirbelstärke ableiten [15, 16]:

$$\frac{\partial \boldsymbol{\omega}}{\partial t} = \underbrace{-(\boldsymbol{u}\nabla)\boldsymbol{\omega}}_{A} \underbrace{-\boldsymbol{\omega}(\nabla \boldsymbol{u})}_{B} \underbrace{+(\boldsymbol{\omega}\nabla)\boldsymbol{u}}_{C} \underbrace{+\frac{1}{\rho}(\nabla\rho\times\nabla p)}_{D} \underbrace{+\nu(\nabla^{2}\boldsymbol{\omega})+(\nabla\nu)\times(\nabla^{2}\boldsymbol{u})}_{E}.$$
(2.60)

Mit Hilfe der Terme A bis E der Wirbeltransportgleichung 2.60 lässt sich Wirbelaufplatzen anschaulich erklären. Sie wurden von Burmberger [15] ausführlich analysiert. Term A in Gleichung 2.60 beschreibt den konvektiven Transport der Fluidelemente. Dieser ist auf einer Stromlinie über die Zeit konstant. Wird der konvektive Transport von Wirbelstärke vernachlässigt, gilt Gleichung 2.60 streng genommen nur entlang einer Stromlinie. Term B ist dem Einfluss von Volumenexpansion zuzuordnen. Die Anteile von Strecken und Umorientieren der Stromlinien bzw. des baroklinen Moments (erzeugt durch Dichte- und Druckgradienten) sind durch die Terme C bzw. D beschrieben. Term E berücksichtigt Diffusion und Dissipation von Wirbelstärke und wird im Folgenden als vernachlässigbar klein angesehen. In einer isothermen, inkompressiblen Strömung sind die Terme B und D ebenfalls vernachlässigbar. Entscheidend für das Aufplatz-Verhalten einer Drallströmung ist hier das Strecken von Wirbelröhren und Umorientieren von axialer und radialer zu azimutaler Wirbelstärke (Term C). Für die azimutale Komponente der Wirbelstärke gilt nach Umformen von Term C [16] (die Terme A, B, D und E werden vernachlässigt):

$$\frac{\mathrm{D}\omega_{\varphi}}{\mathrm{D}t}\bigg|_{\mathrm{str}} + \frac{\mathrm{D}\omega_{\varphi}}{\mathrm{D}t}\bigg|_{\mathrm{umo}} = \frac{\omega_{\varphi}u_r}{r} + \frac{1}{2r}\frac{\partial u_{\varphi}^2}{\partial z}.$$
 (2.61)

Bei der Herleitung des Umorientierungsanteils wurde Achsensymmetrie vorausgesetzt. Der aus der Umorientierung der Wirbelstärke resultierende Anteil azimutaler Wirbelstärke wird negativ, wenn der axiale Gradient der quadrierten Umfangsgeschwindigkeit u_{φ} sinkt. Entlang einer divergierenden Stromlinie ist dies bei der Erhaltung der kinetischen Energie gegeben, weshalb Stromlinienaufweitung immer negative azimutale Wirbelstärke induziert. Für den Streckungsanteil bedeutet Gleichung 2.61, dass radial nach außen gerichtete Geschwindigkeit (u_r positiv, Stromlinienaufweitung) den Betrag der azimutalen Wirbelstärke ω_{φ} erhöht, wenn azimutale Wirbelstärke vorhanden ist. Wenn bereits negative azimutale Wirbelstärke vorliegt, verkleinern divergierende Stromlinien diese weiter. Beide Effekte, Strecken und Umorientieren, wirken in der Nähe der Symmetrieachse bzw. auf kleinen Radien am stärksten. Entsteht durch Umorientieren negative azimutale Wirbelstärke, geht diese in den Streckungsterm ein und bildet einen nichtlinearen Rückkopplungsmechanismus [15].

Der Expansionsterm B hat nur bei variabler Dichte Einfluss auf die Wirbelstärke. Verbrennungsvorgänge führen zu einer abrupten Abnahme der Dichte über die Flammenzone. Diese Volumenexpansion induziert positive azimutale Wirbelstärke proportional zur Wirbelstärke und zum Geschwindigkeitsgradienten und wirkt damit dem VB entgegen.

Treten Gradienten von Dichte und Druck auf und verlaufen diese nicht parallel zueinander, wirkt das sog. barokline Drehmoment auf die Fluidelemente, beschrieben durch Term D in Gleichung 2.60. Ashurst [5] untersuchte die Flammenausbreitung an geraden und gekrümmten Wirbelröhren und entdeckte eine Flammenbeschleunigung, die er als "baroclinic push" bezeichnete. Die Flammenbeschleunigung durch das barokline Drehmoment verhielt sich proportional zum Umgebungsdruck. Ein numerischer Testfall zur Flammenausbreitungsgeschwindigkeit entlang der Drehachse einer feinen Wirbelröhre ergab eine proportionale Abhängigkeit zwischen Brenngeschwindigkeit und Tangentialgeschwindigkeit der Wirbelröhre [45]. Hier wurde allerdings noch kein Zusammenhang zum baroklinen Drehmoment hergestellt. Das barokline Drehmoment wird sowohl durch das turbulente Strömungsfeld als auch durch die Wärmefreisetzung aufgrund der chemischen Reaktion beeinflusst -Rückströmblase und Flamme interagieren miteinander. Die azimutale Komponente von Term D verdeutlicht den Einfluss auf das VB [15]:

$$\left. \frac{\partial \omega_{\varphi}}{\partial t} \right|_{\text{baro}} = \frac{1}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial z} \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{\partial \rho}{\partial r} \frac{\partial p}{\partial z} \right).$$
(2.62)

Für quasi-zylindrische ($u_r = 0$), reibungsfreie Strömung gilt die Querdruckgleichung, d.h. der radiale Druckgradient in der Flammenzone ist um ein Vielfaches größer als der axiale Druckgradient [57]. Damit kann in Gleichung 2.62 der Teil rechts des Minuszeichens vernachlässigt werden [15]. Große radiale Druckgradienten erhöhen demnach den baroklinen Anteil negativer azimutaler Wirbelstärke. Außerdem ist ein großer Druckgradient ein Indikator für einen kleinen Wirbelkernradius und einer damit einhergehenden großen Tangentialgeschwindigkeitskomponente. Wenn die Querdruckgleichung erfüllt ist, gilt:

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \rho \, \frac{u_{\varphi}^2}{r} \,. \tag{2.63}$$

Um einen kleinen radialen Druckgradienten und geringes baroklines Drehmoment zu erhalten, sollte die Tangentialgeschwindigkeit in der Nähe der Symmetrieachse dementsprechend sehr klein sein. Je kleiner das barokline Drehmoment ist, desto weniger negative azimutale Wirbelstärke entsteht im Zeitverlauf.

Term E in Gleichung 2.60 beschreibt links des Pluszeichens die Diffusion und rechts des Pluszeichens die Dissipation von Wirbelstärke. Drallströmungen in technischen Verbrennungssystemen sind in der Regel hoch turbulent. Die Viskosität ν wird näherungsweise als örtlich konstant angenommen und der Gradient $\nabla \nu$ sowie der Dissipationsterm werden vernachlässigbar klein. Die Trägheitskräfte dominieren bei großen Reynolds-Zahlen und die viskosen, reibungsbehafteten Effekte treten in den Hintergrund; die sog. turbulente Diffusion dominiert die molekulare Diffusion. In einer Drallströmung wird die axiale Wirbelstärke ω_z durch turbulente Diffusion von der Symmetrieachse zu höheren Radien transportiert, wodurch die Umfangsgeschwindigkeit gesenkt und deren Maximum nach außen verlagert wird. Ist im Kernbereich nur wenig Wirbelstärke vorhanden, dann wird auch der Diffusionsterm vernachlässigbar klein [15, 83].

Im zeitlichen Verlauf können die Wirbelstrukturen und die Position von Rückströmblase und Staupunkt fluktuieren. Man spricht dann von einem Precessing Vortex Core (PVC). Zahlreiche Autoren beschäftigten sich mit dem Verhalten des PVC in isothermen und reagierenden Strömungen [88, 91, 117, 118]. Chterev et al. [21] konnten aus experimentellen Daten signifikante Abweichungen zwischen der Staupunktposition entsprechend des zeitgemittelten Geschwindigkeitsfeldes und der über die Zeit gemittelten Staupunktposition extrahieren. Die führende Flammenfront lag in unmittelbarer Nähe der Rückströmblase oder etwas stromauf davon. Der Einfluss der Flamme auf das Wirbelaufplatzen bleibt jedoch im Allgemeinen schwer quantifizierbar.



Abbildung 2.13: Flammenrückschlagsmechanismen.

2.4 Flammenrückschlag

Unter Flammenrückschlag versteht man die Ausbreitung der Flammenfront entgegen der Strömungsrichtung von der Brennkammer in die Vormischzone. Die Flamme wird anschließend möglicherweise in der Vormischzone stabilisiert. In gasturbinentypischen Drallbrennern unterscheidet die Literatur vier Mechanismen, die zum Flammenrückschlag führen [66, 75]. In Abb. 2.13 sind Rückschlag entgegen der Kernströmung, Rückschlag in der Wandgrenzschicht (WBLF), Rückschlag aufgrund verbrennungsinduziertem Wirbelaufplatzen (CIVB) und Rückschlag aufgrund von Verbrennungsinstabilitäten skizziert. Sommerer et al. [116] erwähnen außerdem Rückschlag durch Selbstzündung in der Vormischzone.

2.4.1 Flammenrückschlag entgegen der Kernströmung

Unterschreitet die Anströmgeschwindigkeit die lokale Brenngeschwindigkeit, kommt es zum Rückschlag entgegen der Kernströmung. Typische Strömungsgeschwindigkeiten in Gasturbinenbrennern übersteigen deshalb die Brenngeschwindigkeit erheblich, wodurch Rückschlag entgegen der Kernströmung effektiv vermieden wird.

2.4.2 Flammenrückschlag in der Wandgrenzschicht

Liegt in der Nähe von Strömungsberandungen brennbares Gemisch vor, steigt die Gefahr eines Flammenrückschlags durch die Wandgrenzschicht (WBLF). Aufgrund von Reibung bildet sich in Wandnähe eine turbulente Grenzschicht aus. An der Wand gilt die Haftbedingung. Grenzschichtströmungen werden in der Literatur ausführlich beschrieben, z.B. in Schlichting und Gersten [110]. In der Wandgrenzschicht (WGS) kann es Bereiche geben, in denen die Brenngeschwindigkeit die Strömungsgeschwindigkeit übersteigt. Dort ist WBLF wahrscheinlich. Unterschreitet der Geschwindigkeitsgradient an der Wand

$$g = \frac{\partial u_z}{\partial y} = \frac{\tau_{\rm W}}{\mu_u} \tag{2.64}$$

einen kritischen Wert, erfolgt nach Lewis und von Elbe [74] Flammenrückschlag durch die Wandgrenzschicht. μ_u ist die dynamische Viskosität des unverbrannten Gemischs und τ_W die Wandschubspannung. Dieser einfache Zusammenhang wird erfolgreich benutzt, um das Auftreten von WBLF zu korrelieren, obwohl der Einfluss der Flamme auf die Strömung unberücksichtigt bleibt [8, 9, 28]. Nach Blasius gilt für vollentwickelte Rohrströmung [110]

$$\tau_{\rm W} = 0.03955 \rho_u u_b^{7/4} v_u^{1/4} D^{-1/4}.$$
(2.65)

 ρ_u ist die Dichte des unverbrannten Gemischs, u_b die mittlere Geschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung, D der charakteristische Durchmesser und ν_u die kinematische Viskosität. Mit dem Abstand der Flamme von der Wand, der sog. "penetration distance" l_p , gilt für die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit:

$$u_F(l_p) = g l_p$$
 (2.66)

Alle Größen dieser einfachen Gleichung hängen von den Randbedingungen jedes Aufbaus, wie Gemischtemperatur und -druck, Äquivalenzverhältnis, Brennstoff und Oxidator sowie Wandtemperatur und Turbulenzgrad ab. Neben dem Geschwindigkeitsprofil in der WGS spielt der Wärmeverlust der Flamme an die Wand eine Rolle für das Auftreten von WBLF. Dieser Wärmeverlust führt zu einem Löschabstand l_q zur Wand, in dem die Flamme verlöscht. Putnam und Jensen [102] verknüpften für voll entwickelte, laminare Rohrströmung die laminare Flammendicke l_l und l_p mit der Proportionalitätskonstante K:

$$l_p = K l_l . (2.67)$$

Wird für $l_p = s_l/g$ und für $l_l = a_u/s_l$ gesetzt, ergibt sich *K* zu

$$K = \frac{1/g}{a_u/s_l^2} = Da_p = \frac{\tau_{\text{WGS}}}{\tau_c}$$
(2.68)

und entspricht einer Damköhler-Zahl an der Flammenposition in der WGS. *K* lässt sich außerdem als Péclet-Zahl des Wärmetransports an der Flammen-


Abbildung 2.14: Geschwindigkeitsprofile in der Grenzschicht mit a) Druckabfall und b) Druckanstieg in *z*-Richtung (nach [110]).

front auffassen:

$$K = \frac{l_p}{l_l} = \frac{l_p s_l}{a_u} = \text{Pe}_p .$$
(2.69)

Damit gilt $Da_p = Pe_p$. Dieses Modell bedeutet physikalisch, dass das Verhältnis von inverser chemischer Zeitskale und kritischem Geschwindigkeitsgradienten dem Verhältnis von Flammenwandabstand und Flammendicke entspricht. Kurdyumov et al. [68] benutzten anstelle der Temperaturleitfähigkeit a_u die molekulare Diffusionskonstante D_f des Brennstoffs in Luft zur Berechnung einer kritischen Damköhler-Zahl:

$$\check{\mathrm{Da}} = \frac{s_l^2}{D_f \check{g}} \,. \tag{2.70}$$

Für Methan-Luft- und Propan-Luft-Gemische zeigten die Autoren, dass die kritische Damköhler-Zahl von der Lewis-Zahl und dem Wärmeverlust an die Wand abhängt, jedoch nicht von der thermischen Expansionsrate. Die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit reagierte sehr stark auf kleine Änderungen der Damköhler-Zahl.

Eichler [28] gibt für laminare und turbulente Bedingungen einen umfassenden Literaturüberblick der gängigen Korrelationen und Konzepte zur Bestimmung von *ğ*, l_p und l_q . Außerdem stellte er fest, dass sich Grenzschichtströmung und Flamme in der Grenzschicht gegenseitig beeinflussen [28, 30]. Schließt eine Strömungsberandung (Rohr, Kanal o. Ä.) die Flamme ein, wird der durchströmte Querschnitt von der Flamme versperrt. Der Gegendruck der Flamme (vgl. Abschnitt 2.1.1) hat einen positiven axialen Druckgradienten vor der Flamme zur Folge. Entsprechend der Grenzschichtheorie nach Prandtl weist das Grenzschichtprofil deshalb einen Wendepunkt auf (s. Abb. 2.14 und 2.15).



Abbildung 2.15: Flammenrückschlag durch die Wandgrenzschicht nach Eichler [28].

Außerdem sinkt der Geschwindigkeitsgradient in unmittelbarer Nähe der Wand, wodurch es der Flamme erleichtert wird, stromauf zu propagieren. Die Geschwindigkeit in Wandnähe kann sogar negative Werte annehmen. Es kommt zur Grenzschichtablösung und zur Bildung einer Rezirkulationszone, die mit der zurückschlagenden Flamme stromauf propagiert [28, 29].

Baumgartner [9] untersuchte WBLF einer frei brennenden, vorgemischten Wasserstoffflamme am Austritt eines rechteckigen Kanals in die Umgebung. Die folgenden Ausführungen basieren auf Baumgartners Ergebnissen und Hypothesen. Die frei brennende Flamme dringt nur dann in den Kanal ein, wenn der Flammenrückdruck die Grenzschichtströmung im Kanal beeinflussen kann. Befindet sich die Flamme im Kanal, ist der Zustand der eingeschlossenen Flamme erreicht (s. Abb. 2.15). Wird die Flamme am Kanalende in der Umgebung stabilisiert, beeinflusst die Flamme das Strömungsfeld im Kanal nur geringfügig, weil der Gradient des Flammenrückdrucks nicht entgegen der Strömungsrichtung zeigt. Der Flammenrückdruck wirkt lediglich auf die Kernströmung. Die Flamme ist wegen des Flammenrückdrucks der weiter stromab gelegenen Flammenfront und wegen des niedrigeren Umgebungsdrucks nach außen (weg von der Symmetrieebene des Kanals) ausgelenkt. Die beschriebene Situation ist in Abb. 2.16 dargestellt. Laut [9] existiert aufgrund des Löschabstands an der kalten Kanalwand am Austritt ein Leckagestrom im Spalt zwischen Kanal und Flamme. Dieser Leckagestrom wird durch den niedrigeren Druck in der Umgebung verglichen mit dem Druck im Kanal angesaugt und aufrecht erhalten. Außerdem kühlt der stetige Strom den Kanalaustritt und hält dadurch den Löschabstand konstant. Es kommt zum Flammenrückschlag, wenn die Brenngeschwindigkeit die lokale Strömungsgeschwindigkeit übersteigt. Der Abstand vom Kanalaustritt ist hierbei größer als der Löschabstand. Die Flamme bewegt sich zuerst in Richtung der Symmetrieebene des Kanals, vermutlich, weil ihr durch den Leckagestrom und die eingebrachte Umgebungsluft die Bewegung stromauf unmöglich gemacht wird. Bildet sich



Abbildung 2.16: Skizze einer frei brennenden Flamme kurz vor dem Auftreten von WBLF nach Baumgartner [9].

eine Flammenspitze und ist der Gradient des Flammenrückdrucks in Wandnähe parallel zur Kanalachse, wird die Strömung in der WGS verzögert. Die Flamme kann in einem Abstand, der unabhängig von der Luftzahl ist, in den Kanal eindringen und stromauf propagieren. Der Wandabstand der Flamme befindet sich nicht mehr im linearen Bereich des Grenzschichtprofils, die Geschwindigkeit wird aber noch größtenteils vom Geschwindigkeitsgradienten bestimmt. Deshalb liefert das Konzept des kritischen Geschwindigkeitsgradienten nach [74] sehr gute Prognosen, obwohl dabei der Einfluss der Flamme auf die Strömung nicht berücksichtigt, sondern für die Berechnung des kritischen Geschwindigkeitsgradienten das ungestörte Strömungsfeld benutzt wird. Ein großer Vorteil des Modells ist, dass Größen wie der Wandabstand der Flamme nicht aufwendig bestimmt werden müssen. Der kritische Geschwindigkeitsgradient ist für eingeschlossene Flammen größer als für frei brennende Flammen [8, 9].

Des Weiteren stellte Baumgartner [9] mit Rückschlagsexperimenten an einem Rohrbrenner fest, dass sich die Temperatur des Brennermundes auf die Rückschlagsfestigkeit einer frei brennenden Flamme auswirkt. Kühlen des Brennermundes bewirkt größere Rückschlagsfestigkeit, möglicherweise aufgrund eines vergrößerten Löschabstands und erhöhten Leckagestroms. Das Einschließen der frei brennenden Flamme durch eine Strömungsberandung mit großem Durchmesser (z.B. durch eine zylindrische Brennkammer) führt zu erhöhter Temperatur des Brennermundes, weil keine kalte Umgebungsluft, sondern Verbrennungsprodukte von außen in die Flammenzone strömen. Die Wärmeleitfähigkeit der Strömungsberandung beeinflusst die Wärmeabfuhr aus der Flammenzone und dadurch die Temperatur des Brennermundes. Der Durchmesser des Brenneraustritts scheint nur geringen Einfluss auf die Rückschlagsneigung zu haben. Diese Beobachtungen gelten nur für laminare oder turbulente Strömungen, nicht für den Übergangsbereich. Wird die Strömung im Rohrbrenner verdrallt, führen größere Drallintensitäten zu höherer Axialgeschwindigkeit auf großen Radien und verbessern damit die Sicherheit gegenüber WBLF [8, 9].

Lin et al. [76] betrachten die Flammenrückschlagsgrenze als erreicht, wenn der Gradient der turbulenten Brenngeschwindigkeit über die laminare Flammendicke g_c größer ist als der Geschwindigkeitsgradient in der Wandgrenzschicht:

$$\frac{g_c}{g} = \frac{s_t}{l_l \cdot \operatorname{Le} g} > 1.$$
(2.71)

Die Effekte erhöhter Gegenstromdiffusion mit wasserstoffhaltigen Brennstoffen auf die Brenngeschwindigkeit werden mit der Lewis-Zahl berücksichtigt. Die von [76] gemessenen Rückschlagsgrenzen stimmen bis zum Druck von ca. fünf bar relativ gut mit Gleichung 2.71 überein. Für höhere Drücke wird die Prognosegenauigkeit deutlich schlechter.

Obige Ergebnisse legen nahe, dass sowohl die Flammenausbreitung in der Wandgrenzschicht als auch die Phänomene, die dazu führen, dass eine frei brennende Flamme die Wandgrenzschicht erreicht, durch die lokale Strömungsgeschwindigkeit und die Brenngeschwindigkeit festgelegt sind. Genaue Kenntnisse über beide Größen liegen jedoch häufig nicht vor, weshalb das Gradientenkonzept ein probates Mittel zur Abschätzung von Rückschlagsgrenzen ist.

2.4.3 Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen

Mit aerodynamisch stabilisierten Drallflammen kann es in Vormischbrennern zu Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen (CIVB) kommen. Die Verbrennung, oder anders formuliert, Volumenexpansion und die Gradienten von Druck- und Dichte in der Reaktionszone, beeinflussen die Physik des Wirbelaufplatzens (s. Gleichung 2.60). Die sprunghafte Querschnittserweiterung am Übergang von der Mischstrecke zur Brennkammer führt zu VB in Verbrennungssystemen mit technischer Vormischung. Wenn die Wirbelströmung nicht in der Brennkammer, sondern bereits in der Vormischzone aufplatzt und Flamme und Rückströmgebiet stromauf propagieren, tritt Flammenrückschlag aufgrund CIVB auf. Aussagen darüber, wann CIVB in einem Wirbelrohr auftritt, können z.B. aus Geschwindigkeit, Wirbelstärke und Luftzahl abgeleitet werden.

Die Analyse der Wirbeltransportgleichung (s. Abschnitt 2.3.2) verdeutlicht, dass umfassendes Wissen über die Strömungseigenschaften und die chemische Reaktion in einem Brenner benötigt werden, um fundierte Aussagen zur Flammenrückschlagsneigung aufgrund CIVB treffen zu können. Dafür müssen für häufig komplexe Brennergeometrien orts- und zeitaufgelöste Geschwindigkeits- und Mischungsdaten sowie Informationen zur Wärmefreisetzungszone vorliegen. Zuverlässige Daten sind experimentell und numerisch nur aufwendig zu erheben. Kiesewetter et al. [58] berechneten CIVB beispielsweise mit einer URANS-Simulation¹⁵ und Duwig und Fuchs [27] führten LES¹⁶-Rechnungen zur VB-Flammen-Interaktion durch. Des Weiteren leiteten Seidel et al. [113] Aussagen zur Rückschlagsfestigkeit von Drallbrennern aus zeitaufgelösten Geschwindigkeitsfeldern ab. Trotzdem sind eindeutige Rückschlagsgrenzen nur schwer numerisch zu ermitteln. Deshalb entstanden mehrere analytische Korrelationen zur CIVB-Vorhersage [36, 37, 60, 62, 63, 65-67], für die in der Regel einige charakteristische Längen- und Zeitmaße bekannt sein müssen.

Kröner [65] untersuchte an einem industrienahen Brenner für perfekt vermischte Methan-Wasserstoff-Luft-Zusammensetzungen bei atmosphärischem Druck das Flammenrückschlagsverhalten. Um dieses vollständig zu beschreiben, reicht es aus, für eine Brennergeometrie die Löschkonstante C_a^*

$$C_q^* \le \frac{\tau_c^*}{\tau_u} \text{ mit } \tau_c^* = \text{Le}\frac{a_u}{s_l^2} \text{ und } \tau_u = \frac{D}{u_b}$$
(2.72)

experimentell zu bestimmen. C_q^* kann als kritische reziproke Damköhler-Zahl aufgefasst werden, weil in ihre Berechnung ein chemisches und ein die Strömung beschreibendes Zeitmaß eingehen. Das von Kröner verwendete chemische Zeitmaß τ_c^* wird entsprechend der Theorie zur Ausbreitung laminarer Flammen berechnet (s. Gleichung 2.2) und durch die Skalierung mit Le an Brennstoffe angepasst, bei denen die Koeffizienten von Temperaturund Stoffdiffusion abweichen (wie z.B. Wasserstoff, s. Abschnitt 2.1.1). Für die Berechnung des Srömungszeitmaßes τ_u werden die integralen Größen Brenneraustrittsdurchmesser D und mittlere Geschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung im Brenneraustritt u_b verwendet. Dieser Ansatz ist laut [65]

¹⁵Instationäre Reynolds-gemittelte Navier-Stokes, engl. Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes

¹⁶Large-Eddy-Simulation

gerechtfertigt, weil in den Experimenten von Fritz [36] und Kröner [65] die Geschwindigkeitsfluktuation auf der Brennerachse proportional zur mittleren Geschwindigkeit im Brennkammereintritt war $(u'_{\text{RMS}} \approx 0.25 u_b)$. Kröner formulierte sein Modell für hohe Turbulenzgrade ($s_t \approx u'_{RMS}$) und geht vom Modell eines perfekt gerührten Reaktors aus, d.h. die Reaktionsrate wird von der Reaktionsgeschwindigkeit bzw. der chemischen Zeitskale begrenzt. Die Reaktionsgeschwindigkeit einer turbulenten Flamme wird vom chemischen Zeitmaß bestimmt, solange die Strömung in kürzerer Zeit die Reaktionsbedingungen schaffen kann ($\tau_t < \tau_c$). Durch den hohen Turbulenzgrad kann der Eintrag von kalten Reaktanden in die Flammenzone sehr hoch sein, wodurch der Flamme eine große Wärmemenge für das Erwärmen der Reaktanden entzogen wird. Dadurch kann es zum Flammenlöschen kommen. Diesen Punkt des ausbleibenden Flammenlöschens versucht Kröner mit seinem Modell vorherzusagen: Unterschreitet τ_c^*/τ_u einen kritischen Wert, wird die Flamme in der Mischstrecke nicht mehr gelöscht und es kommt zum Flammenrückschlag. Je größer das brennerspezifisches C_a^* , desto anfälliger ist der Brenner gegen Flammenrückschlag.

Einen ähnlichen Ansatz für eine moderat turbulente Strömung ($s_t \approx s_l$) verfolgte Konle [60] einige Jahre später. Er führte einen leistungsinvarianten Abstand Δx zwischen dem Staupunkt und der Flammenspitze ein, um analog zum Ansatz von Kröner eine brennerspezifische kritische Konstante zu definieren:

$$C_b^* \le \frac{\tau_b^*}{\tau_t} \text{ mit } \tau_b^* = \text{Le}\frac{\Delta x_{\text{krit}}}{s_t} \sim \text{Le}\frac{\Delta x_{\text{krit}}}{s_l} \text{ und } \tau_t = \frac{l_t}{u'} \sim \frac{D}{u_b} = \tau_u .$$
 (2.73)

Erreicht Δx den kritischen Wert $\Delta x_{\rm krit} \approx l_t$, verbrennt das bisher unverbrannte Volumen $V_{\rm unverbrannt} \sim D^2 \cdot \Delta x$ in der Rückströmblase schlagartig und es kommt zum Flammenrückschlag. Die Modelle von Kröner und Konle können miteinander gekoppelt werden [60, 61], d.h. um die Rückschlagsgrenze eines Drallbrenners nach dem Modell von Konle anzugeben, muss lediglich $\Delta x_{\rm krit}$ an einem Betriebspunkt experimentell bestimmt werden.

2.4.4 Flammenrückschlag aufgrund von Verbrennungsinstabilitäten

Verbrennungsinstabilitäten entstehen im Brenner aufgrund von Druck- und Geschwindigkeitsschwankungen, die durch den thermoakustischen Rück-

kopplungsmechanismus¹⁷ angefacht werden. Die Fluktuation der Geschwindigkeit führt zu einem Minimum der Anströmgeschwindigkeit und kann, wenn die Frequenz klein genug ist, Flammenrückschlag entgegen der Kernströmung auslösen (Lieuwen et al. [75]). Große Amplituden der Geschwindigkeitsschwankung induzieren nicht nur Flammenrückschlag, sondern auch strukturmechanische Schäden, Flammenlöschen oder hohe Abgasemissionen.

2.5 Flammenstrahlung

Für das menschliche Auge sind viele Flammen anhand der Lichtemission erkennbar. Die Farbe der Flammenstrahlung unterscheidet sich je nach verwendetem Brennstoff. Die Flamme einer Wachskerze erscheint beispielsweise wegen des verbrennenden Rußes gelb. Überstöchiometrische Methan- und Wasserstoffflammen leuchten bläulich, wobei die Lichtemission der Wasserstoffflamme im sichtbaren Wellenlängenbereich deutlich schwächer ist. In der vorliegenden Arbeit wird die Flammenstrahlung zur Flammendetektion verwendet. Die folgenden Abschnitte gehen deswegen kurz auf die Spektren von Wasserstoff- und Methanflammen sowie die für beide Brennstoffe charakteristische Emission des angeregten Hydroxylradikals OH* ein. Weiterführende Informationen zu Flammenstrahlung bietet z.B. Gaydon [39]. Die folgenden Ausführungen basieren auf [34, 39, 78].

2.5.1 Elektronische Transition des OH-Moleküls

Physikalisch lässt sich Flammenleuchten mit Hilfe der potentiellen und vibratorischen Energieniveaus erklären. Abbildung 2.17a zeigt die potentielle Energie eines zweiatomigen Moleküls in Abhängigkeit vom Kernabstand r der Atome. Im Gleichgewichtsabstand r_e ist die Energie minimal. Nimmt der Kernabstand etwas zu oder ab, erreicht das Molekül diskrete vibratorische Zustände, die mit der vibratorischen Quantenzahl v bezeichnet werden. Ein Molekül im Zustand v = 3 kann man sich als harmonischen Schwinger vorstellen, wobei der Kernabstand zwischen r_A und r_C oszilliert. Die potentielle Energie oszilliert entsprechend. Übersteigt die potentielle Energie die Dissoziationsenergie, zerfällt das Molekül in einzelne Atome. Erreicht ein Molekül

¹⁷Die Druckschwankung wird durch die Wechselwirkung mit der Schwankung der Wärmefreisetzungsrate verstärkt.



Abbildung 2.17: a) Kurven der potentiellen Energie eines zweiatomigen Moleküls (nach [39]); b) Potentielle Energie des OH-Moleküls im Grundzustand $X^{2}\Sigma^{+}$ und im elektronisch angeregten Zustand $A^{2}\Pi$ (nach [78]).

durch elektronische Transition die instabile Energiekurve, erfolgt immer Dissoziation.

Während einer elektronischen Transition kann ein Molekül ausgehend vom Grundzustand einen angeregten Zustand erreichen und anschließend wieder in den Grundzustand zurückfallen. Je nach Art der Anregungsenergie unterscheidet man z.B. zwischen Chemilumineszenz (Anregungsenergie stammt aus chemischer Reaktion), Photolumineszenz (Anregung durch Absorption eines Photons) oder thermischer Anregung (Anregung durch Stoßprozesse). Weil die für die elektronische Transition benötigte Zeit klein gegenüber der für eine bemerkbare Abstandsänderung der Atomkerne nötige Zeit ist, kann der Atomkernabstand r während des Transitionsvorgangs als konstant angenommen werden. Die meisten Transitionsvorgänge erfolgen von den Extremwerten der Kernabstände eines vibratorischen Zustands, weil die Aufenthaltszeit an diesen Zuständen am größten ist (vgl. eine harmonische Schwingung um die Gleichgewichtslage). Für v = 3 ist dies r_A und r_C . Prinzipiell sind Übergänge zwischen allen vibratorischen Zuständen möglich. Ihre jeweiligen Wahrscheinlichkeiten sind durch die sog. Franck-Condon-Faktoren gegeben. Neben dem vibratorischen Zustand bestimmt das Rotationsenergieniveau die Lage der Kurven potentieller Energie [39].

Fällt ein angeregtes Molekül auf ein niedrigeres potentielles Energieniveau zurück, kann es die überschüssige Energie entweder in Form eines Photons



Abbildung 2.18: Typische Flammenspektra einer Wasserstoffflamme (links, nach [4]) und einer Methanflamme (rechts, nach [20]).

diskreter Energie oder durch Stoßprozesse mit anderen Molekülen (Quenching) abgeben.

Das zweiatomige Hydroxyl-Molekül weist im Grundzustand $X^{2}\Pi$ und im ersten angeregten Zustand $A^2\Sigma^+$ die in Abb. 2.17b gezeigten Kurven der potentiellen Energie auf. Der Gleichgewichtsabstand der Atomkerne r_{e} beider Energieniveaus ist fast gleich groß und die Energiekurve des angeregten Zustands scheint lediglich zu größeren Werten verschoben, d.h. die Übergänge mit $\Delta v = v' - v'' = 0$ sollten am häufigsten vorkommen. Luque und Crosley [78] bestätigten dies experimentell und geben empirische Transitionswahrscheinlichkeiten an. Die Übergänge $(\nu', \nu'') = (0,0), (1,1)$ und (2,2) treten häufig auf und emittieren Photonen im Wellenlängenbereich zwischen 308 und 320 nm. Diese Transitionsvorgänge stellen den Hauptanteil der Emissionsintensität eines elektronisch angeregten OH*-Radikals. Die Transitionen (1,0), (2,1) und (3,2) kommen ebenfalls häufig vor; die Wellenlänge der emittierten Photonen liegt hier zwischen 282 und 296 nm. Die Abhängigkeit der diskreten Übergänge zwischen vibratorischen Energieniveaus wird von rotatorischen Zuständen überlagert. Dadurch können einzelne Linien im Spektrum verbreitert werden. Bei den dominierenden Übergängen (0,0), (1,0) und (1,1) ist dieser Einfluss jedoch klein.

2.5.2 Spektren von Wasserstoff- und Methanflammen

Je ein Spektrum einer Wasserstoff- und Methanflamme unter atmosphärischen Bedingungen ist in Abb. 2.18 dargestellt. Im Spektrum der Wasserstoffflamme (links) sind zwei Maxima bei den Wellenlängen $\lambda \approx 283$ nm und

 $\lambda \approx 310$ nm deutlich erkennbar. Die Strahlung liegt im ultravioletten Bereich ($\lambda < 380$ nm) und wird von Hydroxylradikalen emittiert (OH*-Strahlung). Im sichtbaren Wellenlängenbereich (380 < λ < 780 nm) ist die Emission sehr schwach; das Strahlungsmaximum bei $\lambda \approx 590$ nm führen Arens et al. [4] auf Spuren von Natrium zurück. Erst bei großen Wellenlängen im nahen Infrarot-Bereich ($\lambda > 780$ nm) steigt die Emission merklich an. Die Methanflamme (rechts) strahlt im UV-Bereich ähnlich wie die Wasserstoffflamme. Die in Abschnitt 2.5.1 beschriebenen charakteristischen Übergänge des OH-Moleküls sind in der Abbildung markiert. Die höchste relative Intensität der OH-Strahlung tritt bei stöchiometrischer Mischung ($\phi = 1$) auf. Zusätzlich ist ein Intensitätsmaximum bei $\lambda \approx 430$ nm vorhanden. Diese Wellenlänge ist dem CH-Radikal und dem Übergang (0,0) zuzuordnen. Die relative Intensität der CH-Strahlung nimmt für $\phi > 1$ weiter zu [20].

OH*-Chemilumineszenz: Die OH*-Chemilumineszenz technischer Flammen wird häufig zur Detektion der Reaktionszone benutzt. Weil sich Flammen mit Flammentemperaturen kleiner 2500 K i. A. nicht im thermischen Gleichgewicht befinden [34], ist die Intensität der OH*-Strahlung bei Gasturbinentypischen Bedingungen größer als sie im Gleichgewichtszustand wäre. Die für die Bildung der OH*-Moleküle verantwortliche, dominierende chemische Reaktion bei der Verbrennung von Wasserstoff und Kohlenwasserstoffen lautet [55, 97]:

$$O + H + Q = OH^* + Q.$$
 (2.74)

Q bezeichnet einen Stoßpartner, der selbst nicht reagiert.

3 Methoden

Um den Einfluss der Brennstoffinjektion auf das Flammenrückschlagsverhalten in Drallbrennern zu ermitteln, wurden im Zuge dieser Arbeit umfangreiche Experimente in isothermen (Abschnitt 3.2.1) und reagierenden Strömungen (Abschnitt 3.2.2) durchgeführt. Die verwendeten Brenner erfüllen spezielle Anforderungen, um unterschiedliche Injektoren untersuchen und die optischen, nicht-invasiven Messtechniken Particle Image Velocimetry (PIV, Abschnitt 3.3.1) sowie Laserinduzierte Fluoreszenz (LIF, Abschnitt 3.3.2) anwenden und OH*-Chemiluminszenz der Flamme (OH*-CL, Abschnitt 3.3.3) aufnehmen zu können. In Abschnitt 3.4 wird ein Lasersystem zur Zündung des Gemischs im Drallbrenner beschrieben.

3.1 Versuchsobjekt

Der in dieser Arbeit verwendete Drallbrenner basiert auf dem von Sangl [106] und Mayer [83] im Rahmen des Forschungsvorhabens AG Turbo CORRETEC 2.1.6 entwickelten A2EV-Brennerkonzepts zur Verbrennung hochreaktiver Brennstoffe. Der Brenner besteht aus einem Plenum (Drallerzeuger und Hüllrohr), einem konischen Mischrohr und einer zylindrischen Brennkammer (s. Abb. 3.1). Kernstück des Brenners ist ein konischer Drallerzeuger in Form eines Hohlkegels mit vier tangentialen Schlitzen. Der Apex des Hohlkegels zeigt gegen die Strömungsrichtung, wodurch ein Wirbelkern mit sehr großem Wirbelkernradius ermöglicht wird. Unverdrallte Luft tritt durch eine Düse im Apex in den Drallerzeuger ein. Der Druckverlust in der Düse ist durch ein Lochblech im Apex des Drallerzeugers einstellbar. Das Öffnungsverhältnis des Lochblechs beträgt in der vorliegenden Arbeit $A_{ax} = 51$ %. Die Drallschlitze in der Mantelfläche des Drallerzeugers sind 0,12 *D* breit.

Um Feinmischung von Brennstoff und Oxidator auf molekularer Ebene zu erreichen, folgt auf den Drallerzeuger eine konische Mischstrecke, die am Flächensprung zur Brennkammer endet. Aufgrund der Stromlinienaufweitung platzt die Wirbelströmung am Flächensprung auf und es bilden sich



Abbildung 3.1: A2EV-Drallbrenner-Konzept.

innere und äußere Rezirkulationszonen (IRZ und ORZ) aus. Diese transportieren heiße Verbrennungsprodukte aus dem Abgas in die Vorwärmzone. Die Flamme wird in den Scherschichten zwischen Hauptströmung und Rezirkulationszonen stabilisiert. Alle Abmessungen der Messstrecke sind in Tab. 3.1 zusammengefasst. Die Maße entsprechen der Konfiguration, die Sangl und Mayer als optimal identifizierten.

Bezeichnung	Maß
Durchmesser Mischrohraustritt	D
Durchmesser Drallerzeugeraustritt	1,33D
Durchmesser Hüllrohr Plenum	2,08D
Durchmesser Brennkammer	2,08D
Länge Mischrohr	1,87D
Breite Drallschlitz	0,12 <i>D</i>
Länge Drallschlitz	1,83D
Max. Durchmesser Düse	0,48D
Min. Durchmesser Düse	0,33D
Länge Düse	0,4 <i>D</i>
Durchmesser Brennstofflanze	0,35D
Offene Fläche Lochblech	$A_{\rm ax} = 51 \%$

 Tabelle 3.1: Dimensionen der Messstrecke.

Bei allen Experimenten wurde für diese Arbeit der Brennstoff ausschließlich in den Drallschlitzen eingebracht. Zusätzlich besteht die Möglichkeit, mit einer zentralen Lanze auf der Brennerachse Brennstoff zuzuführen. Auf axiale Brennstoffzuführung wurde jedoch verzichtet, weil Mayer [83] damit erhöhte Stickoxidemission im Abgas feststellte.

Im Brenneraustritt stellt sich ohne Brennstoffinjektion im Drallerzeuger ein blockförmiges Axialgeschwindigkeitsprofil im Mischrohraustritt ein [106]. Die Form des Geschwindigkeitsprofils lässt sich v.a. durch die Breite der Drallschlitze und das Öffnungsverhältnis der Düse im Apex des Drallerzeugers beeinflussen. Breite Schlitze reduzieren Tangentialgeschwindigkeit, Drallzahl und Wirbelkernradius. Gleichzeitig steigt die axiale Geschwindigkeit im Kern. Durch ein großes Öffnungsverhältnis der Düse im Apex steigt der Anteil unverdrallter Stützluft und die axiale Geschwindigkeit auf der Brennerachse. Tangentialgeschwindigkeit und Wirbelform bleiben annähernd unverändert. Sangl [106–108] untersuchte zusätzlich u.a. den Einfluss der Brennstoffeindüsung an den Hinterkanten der Drallschlitze auf Geschwindigkeits- und Mischungsfelder. Die Injektion des Brennstoffs in allen vier Schlitzen führt gegenüber der Injektion in nur zwei Schlitzen zu stabileren Geschwindigkeitsfeldern und homogenerer Mischung. Mit moderatem Brennstoffvolumenstrom bleibt das blockförmige Geschwindigkeitsprofil im Brennaustritt erhalten. Steigt die Brennstoffmenge jedoch, entsteht ein Geschwindigkeitsminimum im Kern und es bildet sich ein M-förmiges Geschwindigkeitsprofil aus. Dieses Verhalten verstärkt sich, wenn die Brennstoffbohrungen auf kleinen Radien verschlossen werden. Durch axiale Brennstoffinjektion mit einer zentralen Lanze im Apex des Drallerzeugers kann das Blockprofil im Brenneraustritt wieder hergestellt werden. Dadurch sinkt allerdings die Mischungsgüte. Nur geringfügige Auswirkungen auf die Brennercharakteristik wurde für die Länge und Konizität des Mischrohrs festgestellt. Mayer [83] bestätigte die Wasserkanal-Daten von Sangl im atmosphärischen Verbrennungsexperiment. Zusätzlich erreichte er verbesserte Rückschlagsgrenzen durch Verschließen der Brennstoffinjektionslöcher auf kleinen und großen Radien.

Die Gestaltung der in dieser Arbeit untersuchten Brennstoffinjektoren basiert im Wesentlichen auf Ergebnissen von Sangl und Mayer sowie CFD-Rechnungen (vgl. Anhang D). Um unterschiedliche Arten der Brennstoffinjektion mit einem Brenner untersuchen zu können, ist der Drallerzeuger modular aufgebaut (s. Abb. 3.2). In den Drallschlitzen werden wechselbare Gasinjektoren eingesetzt und mit Schrauben befestigt. In die Nut im Injektor wird eine Graphitdichtung eingelegt (s. Abb. 3.3). Insgesamt wurden vier verschiedene Brennstoffinjektoren untersucht. Die Brennstoffbohrungen befinden sich bei



Abbildung 3.2: Modifizierter A2EV-Drallbrenner mit Sichtfenster und Gasinjektoren.

den Injektortypen A bis C auf der Hinterkante und bei Injektor D im Drallschlitz auf der Injektorfläche. Deshalb werden die Injektortypen A bis C als Hinterkanteninjektoren und Injektor D als Kreuzstrominjektor bezeichnet (s. Abb. 3.2 und 3.3).

Mayer [83] erreichte durch Verschließen der Brennstoffbohrungen auf kleinen und großen Radien eine verbesserte Rückschlagsfestigkeit des Brenners. Dieses Ergebnis bestimmt maßgeblich den Entwurf des Gasinjektors A. Injektor A besitzt acht Brennstoffbohrungen mit zwei Millimetern im Durchmesser auf mittleren Radien. Die Austrittsöffnungen befinden sich auf der Hinterkante der Drallschlitze im Drallerzeuger. Injektor B unterscheidet sich von Injektor A durch die Position der Austrittsöffnungen, welche sich bei Injektor B auf der Innenfläche des Hohlkegels des Drallerzeugers befinden (s. Abb. 3.3). Der Winkel zwischen der Drallschlitzebene und den Achsen der Brennstoffbohrungen ist mit 8° bei Injektor B nur halb so groß wie bei Injektor A und C (16°). Diese Winkel entsprechen α_2 in Abb. 3.4. Im Unterschied zu Injektor A besitzt Injektor C 14 über die gesamte Schlitzlänge verteilte Bohrungen mit 1,5 Millimetern im Durchmesser. Die Ausrichtung aller Bohrungen der Injektoren A, B und C ist orthogonal zur Symmetrieachse des Brenners. Die Brennstoffbohrungen von Injektor D befinden sich in der Drallschlitzebene und verlaufen senkrecht zu dieser. Die axialen Positionen der Austrittsöffnungen (z-Koordinate) von Injektor A, B und D sind identisch. Die Hinterkanteninjektoren injizieren den Brennstoff annähernd isokinetisch zur Luftströmung und Injektor D orthogonal zur Luftströmung. Die Gesamtfläche der Austrittsöffnungen ist bei allen Injektoren fast gleich groß, folglich ist bei gleichem Brennstoffstrom auch die



Abbildung 3.3: Brennstoffinjektoren.

Impulsstromdichte der Brennstoffjets gleich groß.

Ein gläsernes Plenumshüllrohr und ein Sichtfenster im Drallerzeuger (s. Abb. 3.11 und 3.12) ermöglichen den optischen Zugang zu den Brennstoffinjektionspunkten. Der Drallerzeuger und das gläserne Plenum werden mit Gewindestangen zwischen zwei Flanschen zentriert und verspannt. Alle Gläser (Hüllrohr des Plenums, Sichtfenster, Mischrohr, Brennkammer) bestehen aus Ouarzglas mit guten Transmissionseigenschaften für UV-Licht. Die Außenkontur des Drallerzeuger-Hohlkegels wird vom Sichtfenster durch eine Planfläche angenähert. Die Planfläche ist derart ausgerichtet, sodass die Kegelfläche möglichst genau nachgestellt wird. Die Innenfläche des Hohlkegels und die Schlitzgeometrie des Drallerzeugers mit Sichtfenster unterscheiden sich nur marginal vom A2EV-Brenner ohne Fenster. Das Fenster wird mit zwei Klemmblättchen aus Messing am Drallerzeuger befestigt. Der umlaufende Spalt zwischen Fenster und Drallerzeuger wird mit einer Hochtemperatur-Dichtmasse (Ulfalux Thermogum) verschlossen. Durch diese Konstruktionsweise des Fensters wird die Drallströmung nur geringfügig gestört. Noch besser würde die Kontur des Drallerzeugers nur durch ein Freiform-Glasfenster approximiert. Leider hätte dessen Fertigung den Kostenrahmen gesprengt.



Abbildung 3.4: Koordinatensystem im Drallerzeuger.

Koordinatensystem im Drallerzeuger: Um die optischen Messungen im Drallerzeuger darstellen zu können, wird ein zusätzliches Koordinatensystem eingeführt (s. Abb. 3.4). Die *y*-Achse ist orthogonal zur Symmetrieachse des Brenners und die *x*-*y*-Ebene parallel zur Oberfläche des Injektors. Außerdem sind Größen dargestellt, die in Abschnitt 5.3 zur Beschreibung des Sicherheits-limits benötigt werden. Der Winkel α_3 zwischen den Geschwindigkeitsvektoren der Luft u_a und des Brennstoffs u_f ergibt sich aus dem mit der Länge beider Vektoren normierten Vektorprodukt:

$$\cos \alpha_3 = \frac{\boldsymbol{u}_a \cdot \boldsymbol{u}_f}{\boldsymbol{u}_a \cdot \boldsymbol{u}_f} = \frac{u_a \begin{pmatrix} \cos \alpha_1 \\ \sin \alpha_1 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot u_f \begin{pmatrix} 0 \\ \cos \alpha_2 \\ \sin \alpha_2 \end{pmatrix}}{u_a \cdot u_f} = \sin \alpha_1 \cdot \cos \alpha_2 \quad (3.1)$$

 $\rightarrow \alpha_3 = \arccos(\sin \alpha_1 \cdot \cos \alpha_2) . \tag{3.2}$

3.2 Experimente

Das Strömungs- und Mischungsverhalten für den A2EV-Brenner wurde von Sangl [106] bereits umfassend im Wasserkanal charakterisiert. Im Fokus der Wasserkanal-Untersuchungen der vorliegenden Arbeit steht der Einfluss der Brennstoffinjektion auf Axialgeschwindigkeit und Mischung im Mischrohr und in der Brennkammer. Dafür wurden sowohl Brennstoff als auch Luft



Abbildung 3.5: Medienversorgung des Wasserkanals.

durch Wasserströme substituiert (s. Abschnitt 3.2.1). Die Vermessung von durchströmten Geometrien ist im Wasserkanal mit geringem Aufwand durchzuführen, weil die optische Zugänglichkeit von mehreren Seiten sehr gut ist. Außerdem verschwindet das Gefahrenpotential durch reaktive Brennstoffe. Die Geschwindigkeit der Wasserströmung kann deutlich langsamer als die einer entsprechenden Gasströmung bei gleicher Reynolds-Zahl gewählt werden, weshalb geringere Aufnahmefrequenzen im Wasserkanal ausreichen, um turbulente Skalen aufzulösen.

Obwohl die Wasserkanalmessungen in einer isothermen Wasserströmung durchgeführt wurden, muss das Rückschlagsverhalten des Brenners auf Basis der im Wasserkanal gewonnenen Geschwindigkeits- und Mischungsfelder zu bewerten sein. Dazu müssen bestimmte Skalierungsvorschriften eingehalten werden, um die Ähnlichkeit zwischen den in Wasserkanal und Verbrennungsexperiment gewonnenen Ergebnissen zu gewährleisten (s. Abschnitt 3.2.3). Die Geschwindigkeitsfelder wurden mittels PIV (Abschnitt 3.3.1) und die Mischungsfelder mit LIF (Abschnitt 3.3.2) vermessen. Informationen zur Messgenauigkeit sind im Anhang A.1 zu finden.

Im atmosphärischen Verbrennungsprüfstand (Abschnitt 3.2.2) wurden die



Abbildung 3.6: Laserlichtschnitte, Kamerapositionen und Messstrecke im Wasserkanal.

Rückschlagsgrenzen und die Flammenpropagationspfade mit stereoskopischen OH*-Chemilumineszenzaufnahmen (Abschnitt 3.3.3) ermittelt. Um zu beurteilen, ob die Flamme nach einem Rückschlag am Brennstoffinjektor stabilisieren kann, wurde planares OH-LIF im Innenkegel des Drallerzeugers angewendet (Abschnitt 3.3.2).

3.2.1 Isotherme Strömung

Im Wasserkanal wurde das Geschwindigkeitsfeld und das Mischungsfeld des Brenners mit unterschiedlichen Brennstoffinjektoren untersucht.

Der Wasserkanal des Lehrstuhls für Thermodynamik (s. Abb. 3.6) eignet sich optimal für die Charakterisierung von komplexen, durchströmten Geometrien. Er wurde von Sangl [106] aufgebaut und ausführlich beschrieben. Der Kanal (Länge 20 *D*, rechteckige Querschnittsfläche 5 *D* × 5,5 *D*) kann mit drei unabhängigen Wasserströmen beschickt werden. Für die hier vorgestellten Messungen sind nur zwei Ströme nötig. Der Hauptstrom ($\dot{V}_1 = 9-25 \,\mathrm{m}^3/\mathrm{h}$) substituiert die Verbrennungsluft und der Zusatzstrom ($\dot{V}_3 = 0-1 \,\mathrm{m}^3/\mathrm{h}$) den Brennstoffstrom (vgl. Abb. 3.5). Beide Ströme werden aus Tanks mit dem Fassungsvermögen von $T_1 + T_2 = 4 \,\mathrm{m}^3$ bzw. $T_5 = 0,2 \,\mathrm{m}^3$ gespeist. Eine LabVIEW-

Steuersoftware regelt die Pumpe P₁, steuert die Pumpe P₃ und liest die Durchflussmesser V_1 und V_2 aus.

In den Wasserkanal wurde ein Drallbrenner eingebaut, der geometrisch identisch zum Drallbrenner im Verbrennungsexperiment ist. Alle Glasteile (Mischrohr, Glas-Brennkammer, Hüllrohr des Plenums) bestehen im Wasserkanal aus Acrylglas. Die Länge der Brennkammer beträgt 10,3 *D*. Stromauf des Plenums befindet sich eine 6,7 *D* lange Einlaufstrecke mit mehreren Lochblechen, um die Strömung zu homogenisieren.

Versuchsdurchführung: Im Wasserkanal wurden Betriebspunkte angefahren, die bestimmten Betriebspunkten des Verbrennungsexperiments entsprechen. Die beiden Wasservolumenströme müssen hierfür mit gültigen Ähnlichkeitsbedingungen skaliert werden (s. Abschnitt 3.2.3). Pro Injektor wurden zwei Betriebspunkte untersucht: Beim Luftmassenstrom im Verbrennungsexperiment $\dot{m}_a = 100$ g/s wurden ein stabiler Bertriebspunkt bei der Luftzahl $\lambda = 2$ sowie die Flammenrückschlagsgrenze bei der Luftzahl $\lambda_{\rm FB}$ im Wasserkanal nachgestellt (s. Tab. B.3). Im Messbetrieb wurden der Volumenstrom des Hauptstrangs mit einem in der Steuersoftware implementierten PID-Regler konstant gehalten und der Zusatzstrom ("Brennstoff") manuell auf den gewünschten Wert eingestellt.

3.2.2 Reagierende Strömung

Flammenrückschlags- und Regenerationsverhalten wurden an einem Einzelbrenner-Versuchsstand [37, 66] unter Umgebungsdruck untersucht. In den Versuchsstand wurde die Messstrecke (Drallerzeuger mit Plenumsund Mischrohr) integriert. Mayer [83] charakterisierte den ursprünglichen A2EV-Brenner am gleichen Versuchsstand.

Abbildung 3.7 zeigt den Aufbau des Teststands. Alle Steuersignale und Messwerte werden mit einem LabVIEW-Programm und A/D-Wandlern der Firma National Instruments ausgegeben und eingelesen. Ein Seitenkanalverdichter (Rietschle SKP 49033(06)) fördert den Verbrennungsluftstrom ($\dot{m}_a = 40$ -175 g/s), der mit einem Durchflussmesser (Bronkhorst HiTec IN-FLOW F-106) gemessen wird. Über einen LabVIEW-internen PID-Regler wird der Stellwert für den Frequenzumrichter des Seitenkanalverdichters ausgegeben. Der Luftstrom wird nach dem Durchflussmesser auf drei ebenfalls PID-geregelte Lufterhitzer (Leister 40000, je 35 kW) aufgeteilt. Die maximal erreichbare Tempera-



Abbildung 3.7: Schema des atmosphärischen Verbrennungsteststands.

tur nach den Heizern ist 700 °C. Im folgenden Sulzer-Mischer kann Brennstoff zugemischt werden, um eine perfekte Durchmischung zu erreichen (externe Vormischung). Im technisch vorgemischten Betrieb wird der Brennstoff entweder durch eine zentrale Lanze auf der Brennerachse im Apex des Drallerzeugers oder in den Drallschlitzen eingebracht. Mayer zeigte, dass durch axiale Brennstoffinjektion zwar die Rückschlagswahrscheinlichkeit durch CIVB verringert wird, dieser Stabilitätsgewinn allerdings zu hohen Stickoxidemissionen führt. Im Zuge der vorliegenden Arbeit wird deshalb auf die axiale Brennstoffzufuhr verzichtet. Mit Massedurchflussreglern (Bronkhorst HiTec EL-FLOW F-203 (Erdgas); F-206 (Wasserstoff)) können beliebige Erdgas-Wasserstoff-Luftgemische eingestellt werden. Erdgas wird aus der Versorgungsleitung des Laborgebäudes entnommen, enthält $96,2 \pm 0,1$ Vol.% Methan und kann in guter Näherung als reines Methan betrachtet werden. Der Wasserstoff (Reinheit 99,9 Vol.%) wird aus Flaschenbündeln entnommen. Stromab der optisch zugänglichen Messstrecke befindet sich eine mit Keramik isolierte, wassergekühlte Brennkammer und der Abgastrakt mit einem Gebläse zur Abgaskühlung.

Versuchsdurchführung: Ein Zündbrenner im wassergekühlten Teil der Brennkammer zündet das Brennstoff-Luft-Gemisch, woraufhin sich eine drallstabilisierte Vormischflamme ausbildet. Betriebspunkte bei den Luftzahlen 4,5 oder 2,1 eignen sich gut für die Zündung (Zündung mit reinem Wasserstoff oder reinem Erdgas).

Die Rückschlagsgrenzen des A2EV-Brenners für die Injektoren A-D wurden mit reinem Wasserstoff als Brennstoff für die Luftmassenströme $\dot{m}_a = 60,80$ und 100 g/s und 400 °C Vorwärmtemperatur ermittelt. Während eines Versuchs wurde der Luftmassenstrom konstant gehalten und der Brennstoffmassenstrom langsam ($\Delta\lambda/\Delta t = -0,01 \text{ s}^{-1}$) bis zum Flammenrückschlag erhöht. Der Flammenrückschlagspunkt ist eindeutig identifizierbar, weil die Flamme beim Flammenrückschlag die aerodynamische Flammenstabilisierungszone am Brennkammereintritt verlässt, bis in den Drallerzeuger zurück brennt und Brennkammer und Mischrohr optisch zugänglich sind. Obwohl die Temperatur des Mischrohrs nicht überwacht wurde, wird diese als nahezu zeit-invariant betrachtet, weil Vorwärmtemperatur, Kühlluftstrom und Versuchsdurchführung für alle gezeigten Experimente konstant gehalten wurden.

Zusätzlich wurde das Regenerationsverhalten des A2EV-Brenners mit allen vier Injektoren untersucht. Zuerst wurde ein stabiler Betriebspunkt eingestellt. Die Flamme wurde, wie oben beschrieben, mit dem Zündbrenner gezündet und aerodynamisch durch die aufplatzende Wirbelströmung in der Brennkammer stabilisiert. Anschließend erfolgte die Laserzündung im Drallerzeuger. Dazu kam ein Lasersystem (Abschnitt 3.4) zum Einsatz. Es wurden Betriebspunkte bei drei Luftmassenströmen ($\dot{m}_a = 60, 80$ und 100 g/s), drei Luftverhältnissen ($\lambda = 2, 2, 5$ und 3), zwei Vorwärmtemperaturen der Luft $(T_a = 300 \text{ und } 400 \degree \text{C})$ und unterschiedlichen Wasserstoffanteilen am Brennstoff bestehend aus Erdgas und Wasserstoff ($X_{H_2,f} = 40-100$ Vol.%) vermessen. Das verwendete Erdgas kann in guter Näherung als Methan betrachtet werden. Jedes Experiment wurde fünfmal wiederholt. Eine Auflistung der untersuchten Betriebspunkte am Sicherheitslimit ist in Tab. B.13 im Anhang zu finden. Strömung und Flammenstabilisierung am Injektor benötigen einige Zeit, um stationäre Bedingungen zu erreichen. Deshalb gilt ein Betriebspunkt als sicher, wenn die Flamme spätestens vier Sekunden nach der Laserzündung aus der Vormischzone ausgespült wird.¹ Dieses Zeitintervall wird als groß genug angesehen, um die Physik der Flammenstabilisierung abzubilden.

¹In einer realen Gasturbine müsste nach vier Sekunden bereits mit erheblichen Schäden am Brenner gerechnet werden.

3.2.3 Ähnlichkeitsbedingungen

Um die im Wasserkanal (WK) in isothermer Strömung gemessenen Geschwindigkeits- und Mischungsfelder mit dem Verbrennungsexperiment (VE) vergleichen zu können, müssen geometrische und fluiddynamische Ähnlichkeit gegeben sein. Die geometrische Ähnlichkeit ist erfüllt, weil in beiden Versuchen der gleiche Brenner verwendet wurde. Um fluidynamische Ähnlichkeit zu erreichen, muss das Verhältnis der Impulsstromdichten von Brennstoffzu Luftstrom im atmosphärischen Verbrennungsversuch dem Verhältnis der Impulsstromdichten der Wasserströme entsprechen [81, 82, 106–108]:

$$\left(\frac{\dot{j}_f}{\dot{j}_a}\right)_{\rm WK} = \left(\frac{\dot{j}_f}{\dot{j}_a}\right)_{\rm VE} \text{ mit } \dot{j} = u^2 \rho = \frac{\dot{m}^2}{A^2 \rho} .$$
(3.3)

Weil die Verhältnisse der durchströmten Flächen in Wasserkanal- und Verbrennungsversuch gleich groß sind, ergibt sich damit das Verhältnis der beiden Wasserströme:

$$\left(\frac{\dot{m}_f}{\dot{m}_a}\right)_{\rm WK} = \left(\frac{\dot{m}_f}{\dot{m}_a}\right)_{\rm VE} \sqrt{\frac{\left(\frac{\rho_a}{\rho_f}\right)_{\rm VE}}{\left(\frac{\rho_a}{\rho_f}\right)_{\rm WK}}}.$$
(3.4)

Es bleibt ein Freiheitsgrad. Um Reynolds-Ähnlichkeit zu erzielen, wird die Reynolds-Zahl am Ende der Mischstrecke im Wasserkanal und im Verbrennungsexperiment gleichgesetzt:

$$\operatorname{Re}_{WK} = \operatorname{Re}_{VE} \operatorname{mit} \operatorname{Re} = \frac{u_b D}{v}$$
 (3.5)

Die Gleichungen 3.4 und 3.5 legen die beiden Volumenströme für einen Betriebspunkt im Wasserkanal eindeutig fest und stellen fluiddynamische Ähnlichkeit zwischen Wasserkanal- und Verbrennungsversuch her. Die Reynolds-Zahl im Mischrohraustritt beträgt für den Luftmassenstrom $\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}$ bei Luftzahlen $2 \le \lambda \le \lambda_{\text{FB}}$ zwischen 58 267 und 65 530.

Allgemein gelten voll turbulente Strömungen ab Re > 6 000 als selbstähnlich. Der Fehler, der durch eine Abweichung in der Reynoldszahl entsteht, ist bei hoch turbulenten Strömungen dementsprechend gering. Allerdings sind die Schwankungsgrößen im Allgemeinen in Flüssigkeitsströmen größer als in Gasen. Lacarelle et al. [69] ermittelten z.B. einen um 20-30 % überschätzten Turbulenzgrad in Wasserkanaluntersuchungen verglichen mit der Gasströmung. Die Ähnlichkeit der makroskopischen, konvektiven Vermischung der beiden Volumenströme ist durch obige Skalierung gegeben. Die Feinmischung auf Mikroskalen ist hingegen aufgrund des stark unterschiedlichen diffusiven Impuls- und Stofftransports, ausgedrückt durch die Schmidt-Zahl, nicht vergleichbar:

$$\operatorname{Sc}_{WK} \approx 1000 \gg \operatorname{Sc}_{VE} \approx 0.2$$
. (3.6)

Die Feinmischung wird im Wasserkanalversuch unterschätzt. Miller [85] zeigte, dass dieser Fehler mit steigender Reynolds-Zahl kleiner wird und spricht ab Re > 40 · 10³ von selbstähnlichem Mischverhalten von Flüssigkeiten. Lacarelle et al. betrachten die Selbstähnlichkeit der Mischungsfluktuation schon ab Re > 25 · 10³ als erreicht.

Der Einfluss von Wärmefreisetzung in der Flammenzone auf die reagierende Strömung bleibt in den Wasserkanalexperimenten unberücksichtigt.

3.3 Messtechnik

3.3.1 Particle Image Velocimetry

Mit Particle Image Velocimetry (PIV) kann die Geschwindigkeit in Strömungen nicht-invasiv ermittelt werden. Dazu werden einer Strömung Partikel mit möglichst gutem Folgevermögen² beigemischt. PIV ist eine in der Strömungsmesstechnik etablierte Methode und wurde z.B. von Raffel et al. [103] umfassend beschrieben. Beim zweidimensionalen PIV werden die Partikel i.d.R. mit einem gepulsten Laser in einer Ebene (definiert durch den Laserlichtschnitt) beleuchtet und die Mie-Streuung des Laserlichts an den Partikeln mit einer Kamera detektiert. Die Laserpulse erzeugen Momentaufnahmen des Strömungsfeldes zum Zeitpunkt der Laserpulse. Die Partikel legen die Distanz Δx in der Zeit Δt zwischen den beiden Laserpulsen zurück. Diese Distanz wird durch Kreuzkorrelation von kleinen Bildausschnitten (engl. interogation area, abgekürzt IA) zweier Partikelbilder (Doppelbildpaar) bestimmt. Damit ergibt sich für die Geschwindigkeit der Partikel:

$$u = \frac{\Delta x}{\Delta t} . \tag{3.7}$$

²Dazu muss der Dichteunterschied zwischen Partikeln und Fluid marginal sein.



Abbildung 3.8: Synchronisierungsschema für PIV-Messungen.

Für die vermessenen Betriebspunkte beträgt der die Luft substituierende Volumenstrom mindestens 90% des Gesamtvolumenstroms. Deshalb reicht es aus, nur diesen mit Partikeln zu versetzen. Es wurden runde Polyamide der Firma ILA mit einem mittleren Durchmesser von 20 μ m und einer Dichte von 1,016 g/cm³ verwendet. Die Partikeldichte betrug ca. 40 g/m³.

Die Lichtschnittoptik (s. Abb. 3.6) besteht aus einer bi-konkaven Zylinderlinse (L5, f = -25 mm), einer plan-konkaven Zylinderlinse (L6, f = -50 mm) sowie einer bi-konvexen Sammellinse (L7, f = 1000 mm). Die Zylinderlinsen sind um 90° drehbar, wodurch ein vertikaler und ein horizontaler Lichtschnitt realisierbar sind (LS3 und LS4). Die Linsen L5 und L6 der Lichtschnittoptik weiten den Laserstrahl in z-Richtung auf. Die Sammellinse L7 ist nötig, um im Messvolumen einen dünnen Laserlichtschnitt zu erzeugen; auf der z-Achse ist der Laserlichtschnitt ca. ein bis zwei Millimeter dick. Abbildung 3.6 zeigt eine Schnittdarstellung des Wasserkanals, in der die Schnittebene dem vertikalen Laserlichtschnitt LS3 und der *z*-*x*-Ebene im Koordinatensystem des Brenners (s. Abb. 3.1) entspricht. Die Lichtschnittebene LS4 ist parallel zur x-v-Ebene und befindet sich 0,2 D stromauf des Mischrohraustritts. Alle optischen Komponenten können mit Optomechaniken feinjustiert werden. Mit einer Traverse mit drei Freiheitsgraden werden Laser und Lichtschnittoptik auf den Wasserkanal ausgerichtet. Kamera 5 (Photron Fastcam SA5) ist auf LS3 und Kamera 6 (Photron APX) auf LS4 fokussiert. Die Messungen in LS3 und LS4 werden nacheinander durchgeführt.

Um auf jedem Kamerabild eines Bildpaares genau einen Laserpuls zu sehen, müssen Laser und Kamera miteinander synchronisiert werden. Das verwendete Synchronisierungsschema ist in Abb. 3.8 zu sehen. Die Hochgeschwindigkeitskamera (Photron Fastcam SA5 oder Photron APX, Auflösung 1024 × 1024 Pixel) sendet das Synchronisierungssignal mit der halben Kamera- Aufnahmefrequenz $f_{\rm PIV} = f_{\rm Kamera}/2 = 250$ Hz an einen Delay-Generator, der mit einer Verzögerung von $\Delta t_{\rm delay} = 1,85$ ms den Laserpuls der ersten Kavität des Lasers auslöst. Die zweite Kavität wird $\Delta t_{\rm PIV} = 0,3$ ms später ausgelöst. Die PIV-Aufnahmerate beträgt damit $f_{\rm PIV} = 250$ Hz. Für jede Messreihe werden 1024 Bildpaare aufgezeichnet, um daraus die Geschwindigkeitsfluktuation u' bestimmen zu können. Zur Beleuchtung wird ein New Wave Pegasus Nd:YAG Laser mit zwei Kavitäten und einer Wellenlänge von $\lambda_L = 527$ nm verwendet. Die Pulsenergie beträgt maximal 10 mJ. Ein Bandpassfilter vor der Kamera mit der Zentralwellenlänge $\lambda_{\rm cw} = 532$ nm und 10 nm Halbwertsbreite wird benutzt, um das Hintergrundlicht in den Bildern zu entfernen.

Die Berechnung der Geschwindigkeitsfelder aus den Partikelbildern erfolgt mit der Matlab-Toolbox *Prana 2.0b* [127] mit den in Tab. B.1 und B.2 aufgelisteten Einstellungen. Die Partikeldichte erlaubt eine IA-Größe von 16 × 16 Pixeln in LS3 und 32 × 32 Pixeln in LS4 mit 50 % Überlappung. Aus dem zeitlichen Verlauf der Geschwindigkeitsverteilung in der Messebene ergeben sich zweidimensionale Felder der über die Messzeit gemittelten Geschwindigkeit $\overline{u}_z(z, x)$, der Geschwindigkeitsfluktuation $u'_{z,RMS}(z, x)$ (Gleichung 2.17) und der integralen turbulenten Längenskale $l_t(z, x)$ (Gleichung 2.25). Damit kann die integrale turbulente Zeitskale $\tau_t(z, x) = l_t / u'_{z,RMS}$ berechnet werden. Um Vergleichbarkeit zwischen Flüssigkeits- und Gasströmung herzustellen, werden die Geschwindigkeitsfelder mit der mittleren Geschwindigkeit im Mischrohraustritt,

$$(u_b)_{\rm WK/VE} = \left(\frac{\dot{m}_a + \dot{m}_f}{\rho D^2 \pi / 4}\right)_{\rm WK/VE}, \qquad (3.8)$$

normiert. Details zur Messgenauigkeit sind im Anhang A.1 zu finden.

3.3.2 Laserinduzierte Fluoreszenz

Unter laserinduzierter Fluoreszenz (engl. Laser Induced Fluorescence, abgekürzt LIF) versteht man ein spektroskopisches Messverfahren. Dabei wird ein Molekül mit einem Laser angeregt. Die Lichtabsorptionseigenschaften unterschiedlicher Stoffe sind wellenlängenabhängig, weshalb die Wellenlänge des Lasers mit dem anzuregenden Molekül abgestimmt sein muss. Das Molekül erreicht durch die Anregung ein höheres elektronisches Energieniveau (vgl. Abschnitt 2.5). Kurz darauf (nach ca. 10^{-8} - 10^{-5} s) fällt dieses Molekül auf das ursprüngliche elektronische Energieniveau zurück. Die Energiedifferenz wird entweder durch einen unelastischen Stoß mit anderen Molekülen oder durch die Emission eines Photons abgegeben. Die emittierte Strahlung kann detektiert werden.

Uranin-LIF

Zur Bestimmung der Mischung in einem Laserlichtschnitt wird ein auf laserinduzierter Fluoreszenz basierendes, nicht-invasives Messverfahren eingesetzt. Im Wasserkanal wird dem Zusatzstrom ("Brennstoff") der Farbstoff (Tracer) Uranin (Handelsname Basacid Yellow 226, bezogen von BASF) beigemischt. Uranin zeigt bei der Anregungswellenlänge $\lambda = 475-490$ nm die besten Absorptionseigenschaften. Das Intensitätsmaximum der Emission liegt bei $\lambda \approx 560$ nm. Zur Anregung wird der Halbleiterlaser Coherent Genesis CX 488-4000 SLM (optisch gepumpter Halbleiterlaser) verwendet, der mit maximal vier Watt kontinuierlich Licht der Wellenlänge $\lambda_L = 488$ nm emittiert. Die nichtbildverstärkte Hochgeschwindigkeitskamera Photron Fastcam SA5 zeichnet die Uranin-Antwort mit einer Aufnahmerate von 250 Hz auf. Pro Messreihe werden 2048 Bilder mit einer Auflösung von 1024 × 1024 Pixeln aufgenommen. Der Sperrfilter RazorEdge LP532RU blockt Licht der Wellenlänge λ < 539 nm nahezu vollständig. Er wird benötigt, um die Laserwellenlänge in den Kamerabildern auszublenden. Der Filter wird in einem C-Mount- Adapter zwischen Objektiv und Kamerachip montiert. Am Objektiv (Brennweite f = 85 mm) wird die Blendenzahl $f_{\#} = 2,8$ eingestellt. Die Belichtungszeit der Kamera beträgt 0,5 ms. Der Laser wird kontinuierlich mit 4 W Lichtleistung benutzt. Die gemessene Laserleistungsschwankung ist kleiner als 0,5 % und kann vernachlässigt werden. Mischungsuntersuchungen werden nur in LS3 durchgeführt. Die Position von LS3 ist bei LIF- und PIV-Messungen identisch.

Soll die Mischung quantitativ bestimmt werden, sind umfangreiche Korrekturen der Rohbilder nötig [70, 81, 82]. Dafür müssen mit dem zum Experiment identischen optischen Aufbau Kalibrierbilder aufgenommen werden. Zuerst wird ein Hintergundbild benötigt. Das Hintergrundbild zeigt den mit klarem Wasser gefüllten, mit voller Laserleistung beleuchteten Kanal und wird von jedem Rohbild abgezogen, um Hintergrundrauschen und Reflexionen zu minimieren. Des Weiteren ist eine Lichtschnitt- und Absorptionskorrektur nötig: Der Farbstoff Uranin absorbiert das Laserlicht, weshalb die Intensität des Lasers entlang eines Strahlengangs abnimmt. Deshalb fällt die Intensität der Uranin-Antwort ebenfalls geringer aus. Um diesen Effekt korrigieren zu können, muss die punktförmige Lichtquelle lokalisiert und die davon ausgehenden Strahlengänge rekonstruiert werden. Durch Abblenden eines Teils des Laserlichts entstehen im Rohbild starke Gradienten bzw. Kanten, deren



Abbildung 3.9: Kalibrierbilder zur quantitativen Konzentrationsbestimmung. Links: Rekonstruktion des Strahlengangs im Laserlichtschnitt: a) Rohbild mit Teilverschattung; b) Stahlengang nach der Rekonstruktion. Rechts: Lichtschnitt und Absorptionskorrektur: c) mit homogener Uraninkonzentration gefüllter Kanal vor der Korrektur; d) nach der Korrektur (nur grünes Viereck korrigiert).



ild → Hintergrundkorrektur → Lichtschnitt+ Absorptionskorrektur

Abbildung 3.10: Korrektur der Intensität im Rohbild zur Bestimmung der Uraninkonzentration; korrigierte Bilder in Falschfarben dargestellt.

Verlängerungen direkt auf den Ursprung der Lichtquelle zeigen (s. Abb. 3.9 a und b). Anschließend wird die Absorptionslänge l_{ab} entlang des Strahlengangs s gemäß dem Gesetz von Lambert-Beer bestimmt:

$$I_L(s) = I_{L,0} \cdot e^{-c_{ab}cs} \text{ mit } c_{ab} = \frac{1}{c_0 l_{ab}}.$$
(3.9)

 c_{ab} ist der Absorptionskoeffizient, I_L die Laserintensität, c die Uraninkonzentration und der Index 0 bezeichnet die Zustände an der Position i = 0, an welcher der Lichtstrahl das erste Mal auf den Farbstoff trifft. Die Berechnung von c_{ab} bzw. l_{ab} erfolgt iterativ für jeden Pixel i entlang eines Strahlengangs:

$$I_{L,i+1} = I_{L,i} \cdot e^{-c_{ab}c_i \Delta s} \text{ mit } c_i = \frac{I_i \cdot I_{L,0}}{I_0 \cdot I_{L,i}} c_0.$$
(3.10)

 I_i und I_0 sind die von der Kamera empfangenen Signalintensitäten an den Positionen *i* und 0; Δs ist der Abstand zwischen den Positionen *i* und *i*+1. Zur Bestimmung der Absorptionslänge ist eine Aufnahme von der mit gefärbtem Wasser gefüllten Messstrecke nötig; die Uraninkonzentration muss hierfür in der gesamten Messstrecke gleich groß sein. Das aufgenommene Rohbild weist trotzdem Intensitätsunterschiede auf (s. Abb. 3.9c). Dafür gibt es zwei Gründe: Die Absorption des Laserlichts entlang des Strahlengangs durch das Uranin und die Helligkeitsverteilung im Laserlichtschnitt senkrecht zum Laserstrahl. Letztere hat in etwa die Form einer Gaußschen Glockenkurve. Zuerst wird das Gauß-Profil des Lichtschnitts an der Position i = 0 korrigiert. Anschließend erfolgt die Berechnung der Absorptionlänge. Nach der Absorptions- und Lichtschnittkorrektur ist die Helligkeitsverteilung im Laserlichtschnitt und die Absorptionslänge bekannt und das korrigierte Bild der homogen befüllten Messstrecke ist überall gleich hell (s. Abb. 3.9d). Die aus dem Kalibrierbild bestimmte Absorptionslänge für das gezeigte Experiment beträgt $l_{ab} = 3042,33$ Pixel. Damit ist das Messsystem kalibriert.

Für die Auswertung der Messergebnisse muss von jedem Rohbild zuerst das Hintergrundbild abgezogen und anschließend die Lichtschnitt- und Absorptionskorrektur durchgeführt werden (s. Abb. 3.10). Das Kalibrieren des Aufbaus sowie die Korrektur der Rohbilder erfolgt mit der kommerziellen Software Davis 8.1 von LaVision [70]. Jedes Bild wird als Graustufenbild (Auflösung: 2048 × 2048 Bildpunkte, 8 Bit) exportiert und mit Matlab weiter verarbeitet. Die Mittlung aller N = 2048 Bilder einer Messreihe ergibt das Mittelwertbild \overline{I} . Durch die Montageplatte zwischen Mischrohr und Brennkammer entstehen Helligkeitsunterschiede in den Aufnahmen die mit dem Korrekturfaktor K_{LIF} in jedem Bild beseitigt werden:

$$K_{\text{LIF}} = \frac{\overline{I}_{\text{Brennkammer}}}{\overline{I}_{\text{Mischrohr}}} \longrightarrow \boldsymbol{I}_{\text{korrigiert, Mischrohr}} = K_{\text{LIF}} \cdot \boldsymbol{I}_{\text{Mischrohr}} \,. \tag{3.11}$$

Die Standardabweichung in einer Messreihe beträgt

$$\boldsymbol{I}_{\sigma}' = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N} \left(\frac{I_{i}}{I} - \overline{I}\right)^{2}}{N-1}} \approx \boldsymbol{I}_{\text{RMS}}'$$
(3.12)

und entspricht in guter Näherung dem RMS-Wert der Intensitätsschwankung (vgl. Abschnitt 2.1.2). Jedes Bild wird mit einem Medianfilter mit einem $[1 \times 9]$ Pixel breiten Filterkern geglättet. Der Filter wird zweimal angewendet und wirkt nur in Hauptströmungsrichtung. Dadurch werden unphysikalisch große Gradienten in Hauptströmungsrichtung entfernt.

Die Intensität der Fluoreszenz-Antwort von Uranin, I, ist bis zu einer Konzentration von $c_0 = 1 \text{mg/l}$ in guter Näherung proportional zur Uraninkonzentra-

tion in LS3:

$$\frac{I(z,x)}{I_0} = K_{\text{Uranin}} \cdot \frac{c(z,x)}{c_0} \,. \tag{3.13}$$

 I_0 ist die Uranin-Antwort bei $c = c_0$. Der Proportionalitätsfaktor $K_{\text{Uranin}} = 1$ wird experimentell mit einer Bildserie bei bekannten Uraninkonzentrationen ermittelt. Der Brennstoffmassenbruch $Y_{f,0}$ bei perfekter Durchmischung der beiden Wasserströme bzw. von Brennstoff und Luft entspricht der mittleren Intensität \overline{I} . $Y_{f,0}$ ist aus dem Verbrennungsexperiment bekannt. Wegen $K_{\text{Uranin}} = 1$ kann der lokale Brennstoffmassenbruch $Y_f(z, x)$ aus der Intensität der Uranin-Antwort I(z, x) ermittelt werden:

$$Y_f(z, x) = Y_{f,0} \cdot \frac{I(z, x)}{\overline{I}}$$
 (3.14)

Somit ist die Verbindung zum Verbrennungsexperiment geschlossen. Anstelle des Brennstoffmassenbruchs könnte in obiger Gleichung auch der Brennstoffmolenbruch X_f stehen. Hier wird X_f jedoch aus Y_f berechnet:

$$X_f = \frac{M_a}{M_a + M_f \left(\frac{1}{Y_f} - 1\right)} \,. \tag{3.15}$$

 M_f und M_a sind die molaren Massen von Brennstoff und Luft.

Um die laminare Brenngeschwindigkeit mit Gleichung 2.9 aus den im Wasserkanal ermittelten Mischungsfeldern zu berechnen, muss die lokale Luftzahl λ entsprechend des Brennstoffmassenbruchs berechnet werden. Die globale Reaktionsgleichung von Wasserstoff mit Luft lautet:

$$2\mathrm{H}_{2} + \lambda \left(\mathrm{O}_{2} + \frac{X_{\mathrm{N}_{2},a}}{X_{\mathrm{O}_{2},a}}\right) \mathrm{N}_{2} \longrightarrow 2\mathrm{H}_{2}\mathrm{O} + (\lambda - 1)\mathrm{O}_{2} + \lambda \frac{X_{\mathrm{N}_{2},a}}{X_{\mathrm{O}_{2},a}} \mathrm{N}_{2} \,. \tag{3.16}$$

Die Zusammensetzung der Luft wird vereinfachend mit $X_{N_2,a} = 0,79$ und $X_{O_2,a} = 0,21$ angenommen. Die stöchiometrische Luftmenge beträgt damit

$$l_{a,\lambda=1} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{X_{N_2,a}}{X_{O_2,a}} \right) \frac{M_a}{M_f} \left[\frac{\text{kg Luft}}{\text{kg Wasserstoff}} \right].$$
 (3.17)

Die lokal vorliegende Luftmenge l_a ergibt sich aus dem gemessenen Brennstoffmassenbruch:

$$l_a = \frac{1}{Y_f} - 1. (3.18)$$



Abbildung 3.11: Schnittdarstellung der Messstrecke sowie Position von Kamera und Laserlichtschnitt für OH-PLIF-Messungen im Drallerzeuger.

Damit ist die lokale Luftzahl λ berechenbar:

$$\lambda(Y_f) = \frac{l_a}{l_{a,\lambda=1}} = \frac{2}{1 + \frac{X_{N_2,a}}{X_{O_2,a}}} \frac{M_f}{M_a} \left(\frac{1}{Y_f} - 1\right).$$
(3.19)

Mit der Temperatur des unverbrannten Gemischs T_u und unter der Annahme von Umgebungsdruck ergeben die Gleichungen 2.9-2.11 die laminare Brenngeschwindigkeit. Gleichung 2.2 liefert das chemische Zeitmaß τ_c entsprechend der Theorie zur laminaren Flammenausbreitung. Die Dichte des Gemischs sowie die Koeffizienten der Temperatur- und Stoffdiffusion werden mit Cantera 2.1.1 [18] berechnet.

Wird das mit der Geschwindigkeitsmessung gewonnene turbulente Zeitmaß mit dem aus den Mischungsfeldern abgeleiteten chemischen Zeitmaß verknüpft, erhält man entsprechend der Gleichungen 2.28-2.30 die Kennzahlen der turbulenten Verbrennung (Da, Ka, Re_t). Gleichung 2.35 liefert einen Schätzwert für die turbulente Brenngeschwindigkeit. Detaillierte Fehlerabschätzungen zu den Angaben von Luftzahl und Brenngeschwindigkeit sind im Anhang A.1 zu finden.

OH-LIF

Planares OH-LIF (OH-PLIF) wird im Drallerzeuger und im Mischrohr zur Flammendetektion in der Lichtschnittebene eingesetzt. Damit kann beobachtet werden, ob und wie die Flamme nach einem Rückschlag am Brennstoffinjektor stabilisiert wird.



Abbildung 3.12: Messebenen und Strömungsführung im Drallerzeuger.

OH-Radikale entstehen bei der Verbrennung von Erdgas und Methan zeitig im Reaktionspfad, sind allerdings auch nach der Zone maximaler Wärmefeisetzung noch vorhanden. Das Auftauchen von OH-Radikalen markiert deshalb den Beginn der Reaktionszone.

Die OH-Radikale werden bei der Wellenlänge $\lambda_L = 282,96$ nm mit einem optisch gepumpten Farbstofflaser (Sirah Credo) angeregt. Als Pumplaser dient ein Edgewave Nd:YVO₄ IS8-2 Festkörperlaser ($\lambda_L = 532$ nm). Zwei Linsen L1 und L2 mit den Brennweiten $f_1 = -45$ mm und $f_2 = 500$ mm (s. Abb. 3.11) formen den Laserlichtschnitt im Drallerzeuger. Es wurden Aufnahmen in zwei Laserlichtschnittebenen gemacht: LS2 liegt unmittelbar auf dem Brennstoffinjektor auf, LS1 befindet sich in der Mitte des Drallschlitzes (s. Abb. 3.11 und 3.12). Wenn die angeregten OH-Radikale in den Grundzustand zurückfallen, liegt das Maximum der Lichtemission bei ca. 310 nm (vgl. Abb. 2.18). Zur Detektion des LIF-Signals werden die Hochgeschwindigkeitskamera Photron Fastcam SAX und der externe Bildverstärker Hamamatsu C10880-03F mit einem Nikon UV-Objektiv (f = 45 mm) verwendet. Die Anregungswellenlänge wird von einem Bandpassfilter mit guten Transmissionseigenschaften für Licht im Wellenlängenbereich 320 ± 20 nm nahezu vollständig reflektiert. Um möglichst große Pulsenergie des vom Farbstofflaser erzeugten UV-Lichts zu erzielen, wird der Pumplaser bei 20 kHz betrieben (mit einer Kavität). Signalgeneratoren erzeugen die Synchronisierungssignale für Pumplaser, Kamera und Bildverstärker. Eine Aufnahmerate von 10 kHz reicht zur Darstellung der Phä-



Abbildung 3.13: Positionierung des stereoskopischen Kamerasystems.

nomene aus. Um OH*-Chemilumineszenz in den Aufnahmen zu vermeiden, beträgt die Belichtungszeit des Bildverstärkers nur $\Delta t_{I^2} = 100$ ns. Die Verzögerungszeit des Bildverstärkers muss sorgfältig justiert werden, sodass die Laserpulse dieses Zeitfenster treffen. Genauere Angaben zur Synchronisation finden sich in Abschnitt 3.4. Weil keine Informationen zur OH-Konzentration im Laserlichtschnitt vorliegen, sind die OH-PLIF-Ergebnisse von rein qualitativer Natur.

3.3.3 OH*-Chemilumineszenz

Einige Moleküle in der Flammenzone werden durch die chemische Reaktion in einen elektronisch angeregten Zustand versetzt (vgl. Abschnitt 2.5.1). Analog zum Verhalten bei externer Anregung geben sie nach kurzer Zeit die überschüssige Energie ab, entweder durch Stöße mit anderen Molekülen oder durch Photonenemission. Diese Lichtemission wird als Chemilumineszenz bezeichnet. Unterschiedliche Brennstoffe zeigen charakteristische Emissionsspektren. In Wasserstoff- und Erdgasflammen tragen die OH-Radikale im nahen UV-Bereich signifikant zum Flammenleuchten bei. Das Intensitätsmaximum der OH*-Strahlung liegt bei ca. 310 nm (vgl. Abb. 2.18). In diesem Wellenlängenbereich kann das Eigenleuchten der Flamme benutzt werden, um die Flammenposition abzuschätzen.

Die OH*-Strahlung wird benutzt, um die Flammenpropagationswege im Mischrohr während eines Flammenrückschlags zu visualisieren. Um die Position der Flammenspitze im dreidimensionalen Raum zu ermitteln, werden zwei identische Kamerasysteme (Photron APX I², Nikon UV Objektiv (f = 45 mm), Andover Bandpass Filter 307 ± 5 nm) orthogonal zueinander und mit ca.

einem Meter Abstand zum Mischrohr montiert (s. Abb. 3.13). Die Blende der Objektive muss ausreichend klein gewählt werden, sodass der gesamte Mischrohrdurchmesser innerhalb der Schärfentiefe liegt. Die Aufnahmefrequenz beträgt 2-4 kHz. Eine Kamera (Master) sendet das Synchronisierungssignal und einen Triggerpuls als Zeichen für den Stopp der Aufnahme an die zweite Kamera (Slave). Dadurch ist gewährleistet, dass die Aufnahmen beider Kameras synchronisiert sind. Die Aufnahme der Master-Kamera wird manuell vom Nutzer beendet.

Um die Flammenzone vom Bildrauschen abzugrenzen, werden die OH*-Aufnahmen entsprechend der Otsu-Methode [92] gefiltert und morphologische Bildoperationen (Öffnen und Schließen) angewendet. In Kombination liefern die Methoden eine Maske für die Reaktionszone. Weiterführende Information dazu finden sich in [31]. Die Intensität jeder OH*-Aufnahme wird mit der maximalen Intensität jeder Bildserie normiert. Kamera 1 zeigt die entlang des optischen Pfads integrierte OH*-Strahlung in der z-x-Ebene und Kamera 2 die OH*-Strahlung in der z-y-Ebene. Aufgrund des großen Arbeitsabstands der Kameras vom Brenner (ca. 1 m) ist der Ort und die Bewegung der Flammenspitze aus beiden Perspektiven eindeutig erkennbar. Die z-Achse ist parallel zu den Bildebenen der Kameras. Die z-Position der Flammenspitze wird von beiden Kameras aufgezeichnet und ist damit überbestimmt. Die angegebenen z-Positionen der Flammenspitze sind Mittelwerte aus den Ergebnissen beider Kamerapositionen. x- bzw. y-Positionen werden nur von Kamera 1 bzw. Kamera 2 aufgezeichnet. Damit sind die Koordinaten der Flammenspitze bekannt und die Rückschlagstrajektorie im Mischrohr kann rekonstruiert werden.

500-1000 Bilder der Flamme in der Brennkammer von Kamera 1 kurz vor dem Flammenrückschlag werden entsprechend des Abel-Algorithmus [26] in die z-x-Ebene projiziert. Die OH*-Intensität wird vor der Projektion mit dem Maximalwert der Bildserie normiert. Die Projektion zeigt die mittlere Flammenposition in der z-x-Ebene vor dem Rückschlag; die entsprechenden Konturlinien sind in den Abb. 4.2, 4.6-4.9 und 4.20 auf der rechten Seite eingezeichnet.

Mit dem OH-PLIF-Aufbau (s. o.) können zusätzlich OH*-Chemilumineszenz-Aufnahmen der Flamme im Drallerzeuger gemacht werden. Dazu muss der Pumplaser abgeschaltet und die Belichtungszeit des Bildverstärkers angepasst werden. Die Belichtungszeit und Aufnahmerate betragen für OH*-CL-Aufnahmen im Drallerzeuger $\Delta t_{I^2} = 2\,\mu$ s und 10 kHz.



Abbildung 3.14: Strahlführung und Zündposition (ZP).

3.4 Laserzündung

Um Selbstzündung in der Vormischzone im stabilen Betrieb nachzustellen, wird das Brennstoff-Luft-Gemisch im Drallerzeuger mit einem fokussierten Laserstrahl gezündet (s. Abb. 3.14). Zur Zündung wird der Nd:YAG Laser New Wave Research Gemini PIV 200-15 mit ca. 75 % der maximalen Pulsenergie $E_L = 200$ mJ und der Pulsdauer $\Delta t_L = 3-5$ ns bei der Wellenlänge $\lambda_L = 532$ nm im Einzelschuss-Modus eingesetzt. Zwei Linsen L3 (f = -100 mm) und L4 (f = 100 mm) mit ca. 40 mm Abstand zueinander bilden ein Teleskop, mit dem der Laserstrahl fokussiert wird. Die gebündelte Lichtleistung generiert in den Zündpunkten Plasma³ an der Oberfläche des Drallerzeugers. Durch die hohe Temperatur im Plasma entzündet sich anschließend das Brennstoff-Luft-Gemisch in unmittelbarer Nähe des Zündpunkts. Es werden zwei Zündpunkte ZP1 und ZP2 untersucht.

Interaktion von Laserstrahlung mit Materie: Trifft gebündeltes Laserlicht hoher Energie auf eine Oberfläche (hier Messing), erwärmt sich diese. Die vom Metall absorbierte Energie hängt von Reflexionseigenschaften, Laserleistung und -wellenlänge ab. Ist die Energiedichte groß genug, schmilzt und verdampft das Metall. Die Eindringtiefe d_L des Wärmeeintrags ins Metall

³In einem Plasma sind die Moleküle zu einzelnen Atomkernen dissoziiert. Lösen sich die Elektronen vollständig von den Atomkernen, ist die Spezies vollständig ionisiert. Stoßprozesse der Teilchen führen zur Ionisation [10].

steigt mit der Pulsdauer Δt_L und dem Temperaturdiffusionskoeffizienten a_M $(d_L \approx \sqrt{\Delta t a_M})$. Ein kurzer Laserpuls erwärmt demnach das Metall nur in unmittelbarer Nähe der Oberfläche. Dadurch sinken die Wärmeverluste, weshalb bei kurzen Pulsen bereits relativ geringe Pulsenergie zur Ionisation führen kann. Das verdampfte Metall liegt als dichtes Gas vor. Im Metalldampf befinden sich aufgrund der hohen Temperatur bereits freie Elektronen. Das dichte Gas expandiert und wird durch Kaskadenionisation im Fokuspunkt ionisiert.⁴ Die zur Ionisation benötigte Mindestleistung ist druckabhängig. Ist Plasma im Zündpunkt entstanden, absorbiert dieses nahezu die gesamte Laserleistung [89]. Die für die Verdampfung von Metall benötigte Strahlungsleistungsdichte bei Pulsdauern im Nanosekundenbereich beträgt ca. 10⁸ W/cm². Bei dieser Leistung wird der dichte Metalldampf anschließend ionisiert [90]. Die zur Ionisation von Luft, Sauerstoff oder Methan beim Druck von einem bar benötigte Leistungsdichte beträgt ca. $3 \cdot 10^{12}$ W/cm² und für Wasserstoff in etwa das Doppelte [98]. Für die Ionisation von Metall sind folglich kleinere Strahlungsleistungsdichten nötig als für die Ionisation von Wasserstoff-Methan-Luft-Gemischen.

Eigenschaften von Laser und fokussierender Optik: Um Materie zu ionisieren, muss eine hohe Leistungsdichte im Fokuspunkt des Laserstrahls vorliegen. Dafür ist eine gute Qualität des Laserstrahls nötig, d.h. die Intensität des Strahlprofils sollte möglichst wenig von einer Gauß-Verteilung abweichen. Der Qualitätsparameter $M_L^2 = \pi D_L \varphi_L / (4\lambda_L)$ ist ein Maß dafür [90]. D_L ist der Strahldurchmesser und φ_L der Divergenzwinkel. Für $M_L^2 = 1$ liegt ein perfektes Gauß-Profil vor. Für die Strahlungsleistungsdichte im Fokus gilt:

$$I_{L0} = \frac{E_L}{\Delta t_L w_0^2 \pi} \frac{1}{\left(M_L^2\right)^2} \,. \tag{3.20}$$

Maximale Leistungsdichte ist bei minimalem Taillenradius w_0 des mit einer oder mehreren Linsen fokussierten Laserstrahls zu erreichen. Für eine aberra-

⁴Die Energie eines Photons reicht nicht aus, um ein Elektron eines Atoms zu ionisieren. Wird ein Elektron durch simultane Absorption mehrerer Photonen ionisiert, spricht man von Mehrphotonenionisation. Bei der Kaskadenionisation, auch "inverse Bremsstrahlung" genannt, wird ein freies Elektron durch Absorption von Photonen beschleunigt. Wenn es die zur Ionisation weiterer Elektronen nötige Energie überschreitet, kann es durch Kollision ein weiteres Atom ionisieren [89].



Abbildung 3.15: Synchronisierungsschema von optischer Messtechnik und Laserzündsystem.

tionsfreie Optik ist der Taillenradius durch Beugung limitiert:

$$w_0 = \frac{f_{\text{Optik}}\lambda_L}{\pi D_L/2} \,. \tag{3.21}$$

 f_{Optik} ist die Brennweite der fokussierenden Optik und D_L der Durchmesser des Laserstrahls [89]. Setzt man Größen des in der vorliegenden Arbeit verwendeten Zündsystems ein ($E_L \approx 150 \text{ mJ}$, $\Delta t_L = 5 \text{ ns}$, $\lambda_L = 532 \text{ nm}$, $D_L \approx 5,5 \text{ mm}$, $M_L^2 = 16,2 \text{ und } f_{\text{Optik}} \approx 230 \text{ mm}$), ergeben sich $w_0 = 14,2 \mu \text{m}$ und $I_0 = 1,80 \cdot 10^{10}$ W/cm². Das bedeutet, dass an der Messingoberfläche im Drallerzeuger Plasma entsteht und wahrscheinlich keine Ionisation des Brennstoff-Luft-Gemischs stattfindet (vgl. die für die Ionisation mindestens nötigen Leistungsdichten $I_{0,\text{Metall}} \approx 10^8 \text{ W/cm}^2$ und $I_{0,\text{Gas}} \approx 3 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$). Selbst wenn der Fokuspunkt leicht oberhalb der Metalloberfläche liegt, ist die Leistungsdichte nicht aus-
reichend, um das Gasgemisch im Zündpunkt zuverlässig zu ionisieren. Das Brennstoff-Luft-Gemisch im Drallerzeuger wird folglich durch das an der Messingoberfläche des Injektors erzeugte Plasma gezündet.

Synchronisation: Die Zündung durch den Laserpuls muss zu einem definierten Zeitpunkt erfolgen, um diesen erstens zu kennen und zweitens den Bildverstärker nicht durch die gebündelte Laserenergie zu beschädigen. Abbildung 3.15 zeigt das Synchronisierungschema von optischer Messtechnik und Zündsystem. Der Pumplaser für das OH-PLIF-System wird wie oben beschrieben mit der Frequenz $f_{PLIF} = 20$ kHz (Signal des ersten Delaygenerators) sowie Bildverstärker und Kamera mit der Aufnahmerate $f_{cam} = 10$ kHz betrieben (blau dargestellt in Abb. 3.15). Der zweite Delaygenerator halbiert die Frequenz des ersten Delaygenerators. Ein dritter Delaygenerator verkleinert die Frequenz auf $f_{IZ} = 0.5$ Hz. Mit dieser Frequenz wird die Blitzlampe des Zündlasers angesteuert, wenn der Experimentator durch einen manuellen Schalter S1 den Signalweg dafür freigibt. Aufgrund der Laser-spezifischen Verzögerung $\Delta t_{OS} = 190 \,\mu s$ zwischen Blitzlampe und Q-Switch verzögert der dritte Delaygenerator das an die Blitzlampe gesendete Signal um $\Delta t_{\rm FI} = 60 \,\mu s$. Damit wird sichergestellt, dass der durch das Q-Switch ausgelöste Laserpuls 50 µs vor der Aufnahme des Bildverstärkers emittiert wird. Kamera 3 beginnt mit der Aufnahme, wenn der Schalter S1 geschlossen wird. Der Schalter wird nur kurzzeitig geschlossen, sodass pro Versuch nur ein Laserpuls emittiert wird und nur eine Laserzündung erfolgt.

4 Flammenrückschlagsverhalten

Die Ergebnisse dieser Arbeit gliedern sich in die Beschreibung des Flammenrückschlags (engl. Flashback, abgekürzt FB) aus der stabilen Flammenposition in der Brennkammer (Kapitel 4) und die Beschreibung der Regenerationsfähigkeit (Kapitel 5). Flammenrückschlag bedeutet, dass die in der Brennkammer stabilisierte Flamme entgegen der Strömungsrichtung in der Vormischstrecke stromauf propagiert. Unter Regenerationsfähigkeit wird in diesem Kontext verstanden, ob die Flamme, nachdem sie die Brennstoffinjektionsstellen im Drallerzeuger erreicht hat, abgeblasen wird, oder nicht.

Im Folgenden wird Flammenrückschlag am Beispiel des A2EV-Brenners diskutiert und bewertet. Wesentliche Teile dieses Kapitels wurden bereits als Konferenzbeitrag eingereicht [125].

Die Strömungs- und Mischungseigenschaften eines Brenners sind entscheidend für die Stabilität der Verbrennung und deshalb essentiell zur Beurteilung der Flammenrückschlagsneigung. Sie können in guter Näherung im Wasserkanal untersucht werden, wenn die Ähnlichkeitsgesetze (Abschnitt 3.2.3) berücksichtigt werden. Im Wasserkanal in isothermer Wasserströmung gewonnene Daten zu Geschwindigkeit und Mischung werden in den Abschnitten 4.1 und 4.2 beschrieben. Trotzdem wird zur besseren Lesbarkeit hier von "Luft" und "Brennstoff" anstatt von Wasser gesprochen. Das Flammenrückschlagsverhalten wird anhand der Rückschlagsgrenzen des Brenners im Verbrennungsexperiment an den Betriebspunkten bei den Luftmassenströmen $\dot{m}_a = 60, 80$ und 100 g/s und der Vorwärmtemperatur $T_a = 400$ °C beschrieben (s. Abschnitt 4.3). Anschließend wird der Rückschlagsmechanismus anhand der Flammenrückschlagspfade identifiziert (Abschnitt 4.4). Die Luftzahl beim Flammenrückschlag beträgt $\lambda = \lambda_{FB}$. Der Brennstoff ist reiner Wasserstoff. Im Wasserkanal wurde ein für alle Injektoren stabiler Betriebspunkt bei $\dot{m}_a = 100$ g/s und $\lambda = 2$ sowie das Stabilitätslimit bei $\dot{m}_a = 100$ g/s und $\lambda_{\rm FB}$ entsprechend der Ähnlichkeitsbedingungen nachgestellt. Die Reynolds-Zahl im Brenneraustritt beträgt 58 267 bis 65 530. Die Betriebspunkte liegen alle im Flammenregime der gefalteten Flamelets (s. Abb. 4.1). Die größte Geschwindigkeitsfluktuation in der inneren Scherschicht und das an der selben Position



Abbildung 4.1: Messwerte an der Position maximaler RMS-Schwankung in der inneren Scherschicht im Borghi-Diagramm nach [95] mit Linien bei konstantem s_t/s_l mit den Injektoren A bis D ($\dot{m}_a = 100$ g/s).

aus PIV-Daten bestimmte turbulente Längenmaß l_t bezogen auf die laminare Brenngeschwindigkeit $s_{l,0}$ bzw. Flammendicke l_l entsprechend der globalen Luftzahl sind in der Abbildung eingetragen und in Tab. B.12 aufgelistet. Der stabile Betriebspunkt befindet sich im Übergangsbereich zum Flammenregime der dünnen Reaktionszonen. Bemerkenswert ist, dass s_t/s_l an der Flammenrückschlagsgrenze kleiner ist als am stabilen Betriebspunkt bei $\lambda = 2$. Daraus wird eine Hypothese abgeleitet: Die Reaktivität des Gemischs beeinflusst die Rückschlagsgrenze stärker als die Turbulenz.

Im Folgenden werden charakteristische Merkmale der Verteilung der Geschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung und der Mischung für die Injektoren A bis D in isothermer Wasserströmung vorgestellt.

4.1 Strömungseigenschaften

Das Strömungsfeld wird anhand der Geschwindigkeit in Richtung der Brennerachse u_z und der Geschwindigkeitsschwankung $u'_{z,RMS}$ charakterisiert. Beide Parameter (v.a. die Schwankungsgröße) können jedoch im Experiment nicht direkt, sondern nur indirekt über den Luftmassenstrom \dot{m}_a und den Brennstoffmassenstrom \dot{m}_f vorgegeben werden. In den gezeigten Strömungsfeldern in der *z*-*x*-Ebene sind für die Betriebspunkte an der Rückschlagsgrenze zusätzlich die Isolinien der Stahlungsintensität zeitgemittelter OH^{*}-Chemilumineszenz der Flamme kurz vor dem Rückschlag dargestellt, die mit einem Algorithmus¹ unter der Annahme von Rotationssymmetrie zur Brennerachse in die *z*-*x*-Ebene projiziert wurden (vgl. Abschnitt 3.3.3). Dadurch kann die mittlere Flammenposition kurz vor dem Rückschlag in guter Näherung dargestellt werden. Zuerst wird die zeitgemittelte Geschwindigkeit und deren RMS-Schwankung getrennt betrachtet. Anschließend werden beide Größen miteinander verknüpft.

Einfluss des Injektors

Betrachtet man die mittlere Axialgeschwindigkeit bezogen auf die Bulk-Brenneraustrittsgeschwindigkeit u_b auf der linken Seite der Abb. 4.2, wird der Einfluss des Injektors erst auf den zweiten Blick deutlich. Mit allen Injektoren sind stabile innere und äußere Rezirkulationszonen (IRZ und ORZ) und ein Staupunkt bei $z/D \approx 0,3-0,4$ vorhanden (s. Tab. B.6). Die Isolinien $\overline{u}_z/u_b = 0$ grenzen die IRZ und ORZ ab. Die IRZ läuft mit den Hinterkanteninjektoren A bis C spitz zum Staupunkt hin zu. Der halbe Öffnungswinkel β der IRZ bezogen auf die Brennerachse beträgt mit Hinterkanteninjektoren ca. 45° und mit Injektor D ca. 50° (s. Tab. B.7). Auffällig ist außerdem der starke Axialimpuls mit Injektor D in Achsnähe. Mit den Hinterkanteninjektoren ist die Geschwindigkeit dort niedriger.

Deutlicher ist die Geschwindigkeit auf der Symmetrieachse des Brenners in Abb. 4.4 auf der linken Seite zu erkennen. Mit den Hinterkanteninjektoren A bis C fällt auf, dass die Strömung trotz der konvergenten Mischrohrform bei $z/D \approx -1,35$ bis $z/D \approx -1$ abhängig von Betriebspunkt und Injektor verzögert und anschließend beschleunigt wird. Das liegt an der großen tangentialen Geschwindigkeitskomponente und der daraus resultierenden Zentrifugalkraft. Dadurch wird Fluid zu größeren Radien transportiert. Mit den Hinterkanteninjektoren entsteht deshalb ein lokales Geschwindigkeitsminimum bei $z/D \approx -1,2$ nahe der Achse. Mit Injektor D ist dieser Effekt schwächer ausgeprägt und die Geschwindigkeit auf der Brennerachse nimmt streng monoton ab.

Der Strömungsverlauf auf der Achse ist nicht selbsterklärend. Seidel et al. [112, 113] beobachteten die Verzögerung der Axialgeschwindigkeit auf der Achse im ersten Drittel der Mischzone für den A2EV-Brenner ebenfalls und verglichen anhand RANS-Simulationsdaten u.a. eine Brennervariante mit großem Plenum mit einer Variante mit schmalem Plenumshüllrohr. In den

¹wie z.B. von Dribinski et al. [26] und Garcia et al. [38] beschrieben, umgangssprachlich "Entabelung"



Abbildung 4.2: Normierte mittlere axiale Geschwindigkeit \overline{u}_z/u_b und entabelte OH*-Strahlung für $\dot{m}_a = 100$ g/s und variierten Brennstoffmassenstrom sowie Injektortyp.



Abbildung 4.3: Normierte mittlere axiale Geschwindigkeit \overline{u}_z/u_b für die Injektortypen A und D für $\dot{m}_a = 100$ g/s und unterschiedliche Brennstoffmassenströme.

CFD-Ergebnissen sind die Geschwindigkeitskomponenten im gesamten Strömungsfeld zugänglich (s. Abb. C.1 und C.2). Nimmt die Tangentialgeschwindigkeit im axialen Verlauf ab ($\partial u_{\alpha}/\partial z < 0$), wird axiale Wirbelstärke in negative azimutale Wirbelstärke umverteilt (s. Gleichung 2.61). Dementsprechend sinken u_{ω} und ω_z . Tritt dieser Effekt in Achsnähe auf, wird entsprechend dem Biot-Savart-Integral die axiale Geschwindigkeit auf der Brennerachse reduziert. Wenn negative azimutale Wirbelstärke vorhanden und $u_r > 0$ ist, führt dies zu divergierenden Stromlinien (s. Gleichung 2.61, Streckungsanteil). Das entspricht einer Stauchung der Wirbelröhre. Die konvergierende Mischrohrform stoppt im weiteren Strömungsverlauf in der zweiten Hälfte des Mischrohrs die Stromlinienaufweitung. Die Stromlinien konvergieren ($u_r < 0$) und die Tangentialgeschwindigkeit steigt mit der *z*-Koordinate ($\partial u_{\omega}/\partial z > 0$). Das entspricht einer Streckung der Wirbelröhre. Entsprechend Gleichung 2.61 entsteht positive azimutale Wirbelstärke und nahe der Brennerachse nimmt nach Biot-Savart (Gleichung 2.58) die axiale Geschwindigkeit zu. Damit kann das lokale Geschwindigkeitsminimum im Mischrohr auf der Brennerachse (vgl. Abb. 4.4 links) erklärt werden.

Abbildung 4.3 zeigt die Profile der mit u_b normierten Axialgeschwindigkeit an unterschiedlichen Positionen z/D in der z-x-Ebene im Mischrohr und in der Brennkammer für einen stabilen Betriebspunkt und die Rückschlagsgrenze bei einem Luftmassenstrom von $\dot{m}_a = 100$ g/s. Stellvertretend für alle Hinterkanteninjektoren wird nur Injektor A gezeigt, weil die Unterschiede in der Axialgeschwindigkeit für die Injektortypen A bis C gering sind. Mit ihnen bildet sich am Brennkammereintritt ein M-förmiges Geschwindigkeitsprofil mit einem lokalen Minimum in der Nähe der Achse aus. Injektor D führt zu einem blockförmigen Geschwindigkeitsprofil. Der Axialimpuls ist hier größer.



Abbildung 4.4: Normierte mittlere Axialgeschwindigkeit auf der Brennerachse (links) und normierte mittlere Umfangsgeschwindigkeit in LS4 (rechts) für alle Injektoren an den Betriebspunkten $\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}$ bei λ_{FB} und am stabilen Betriebspunkt ($\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}, \lambda = 2$).

Anhand der relativen Häufigkeitsverteilung (pdf) von u_z auf der Brennerachse im Mischrohr, wie in Abb. 4.5 dargestellt, kann die Streuung der Axialgeschwindigkeit herausgearbeitet werden. Der obere Teil der Abbildung zeigt den stabilen Betriebspunkt. Wichtig für die Rückschlagsresistenz ist v.a. die Geschwindigkeit nahe des Brennkammereintritts auf der Achse (dunkelblaue Linien). Negative Werte der Axialgeschwindigkeit treten nur mit den Hinterkanteninjektoren A bis C auf, aber nicht mit Injektor D. Am häufigsten sind negative Geschwindigkeiten im Brenneraustritt mit Injektor C. In der Brennkammer wird die IRZ durch $u_z < 0$ angezeigt. Im Mischrohr kommt auf der Brennerachse mit den Hinterkanteninjektoren (v.a. mit A und C) $u_z < u_b$ vor.

Der Einfluss der Brennstoffinjektion auf die tangentiale Geschwindigkeit \overline{u}_{φ} nahe des Brenneraustritts ist gering. Die mit u_b normierten Verläufe von $\overline{u}_{\varphi}/u_b$ in der x-y-Ebene bei z/D = -0,2 (in LS 4) unterscheiden sich kaum voneinander und haben die Form eines Burgers-Wirbels (vgl. die rechte Seite von Abb. 4.4). Der Wirbelkernradius beträgt $r_{\rm WK} \approx 0,3-0,35 D$ (s. Tab. B.9).

Neben der mittleren Geschwindigkeit spielt die Schwankungsgröße $u'_{z,RMS}$ eine wichtige Rolle. Abbildung 4.6 zeigt, dass die Maxima der Geschwindigkeitsfluktuation im Bereich der inneren Scherschicht liegen. Der Winkel β dieser Zonen zur Brennerachse nimmt in der Reihenfolge $\beta_{Inj. A} \approx \beta_{Inj. C} < \beta_{Inj. B} < \beta_{Inj. D}$ zu (s. Tab. B.8). Je kleiner dieser Winkel ist, desto spitzer läuft die IRZ in Richtung des Staupunkts zu. Die Hinterkanteninjektoren A bis C zeigen größere RMS-Werte auf der Brennerachse stromauf des Staupunktes als Injektor D. Das deutet auf instationäre Positionen von Staupunkt und IRZ sowie große Fluktuationen der Flammenposition hin. Im Mischrohr ist $u_{z,\rm RMS}'$ relativ klein.

Seidel [112, 113] identifizierte in seinen LES-Ergebnissen im Übergang vom Drallerzeuger zum Mischrohr auf mittleren Radien Zonen großer RMS-Schwankung der Axialgeschwindigkeit (s. Abb. C.3). Diese Zonen zeigen die Präsenz eines taumelnden Zentralwirbels an. Mit einem schmaleren Plenumshüllrohr nimmt die axiale Geschwindigkeitskomponente in den Drallschlitzen zu und die RMS-Schwankung im Übergang vom Drallerzeuger zum Mischrohr ab. [112] folgerte außerdem, dass die im Nachlauf des taumelnden Zentralwirbels entstehenden turbulenten Strukturen konvektiv bis zum Brenneraustritt transportiert werden. Dort führen sie zu großen Fluktuationen des Geschwindigkeitsfeldes und der Positionen von Staupunkt und IRZ.

Durch die tangentiale Brennstoffinjektion an den Hinterkanten der Drallschlitze mit den Injektoren A bis C wird der Tangentialimpuls im Drallerzeuger erhöht und der Axialimpuls der Luftströmung geschwächt. Dadurch steigt die RMS-Fluktuation der Axialgeschwindigkeit auf kleinen bis mittleren Radien und die Ausprägung des taumelnden Zentralwirbels nimmt zu. Die erhöhten RMS-Werte in Achsnähe stromauf des Staupunktes mit den Hinterkanteninjektoren (Abb. 4.6) sind vermutlich auf einen taumelnden Zentralwirbel zurückzuführen.

Seidel [112] schlussfolgerte weiterhin, dass ein gleichmäßiges Geschwindigkeitsfeld in den Drallschlitzen zu einer gleichmäßigen Tangentialgeschwindigkeitsverteilung im Mischrohr führt. Ist dies nicht der Fall, entstehen lokale Minima der Axialgeschwindigkeit auf der Brennerachse. Anhand der Ergebnisse aus den Wasserkanaluntersuchungen konnte diese Aussage nicht überprüft werden.

Sangl [106] untersuchte den Einfluss des Axialimpulses auf der Brennerachse durch unterschiedliche Öffnungsverhältnisse in der Düse im Apex des Drallerzeugers (ohne Brennstoffinjektion). Ein blockförmiges Profil der Axialgeschwindigkeit im Brenneraustritt stellte sich beim Öffnungsverhältnis $A_{ax} = 51$ % ein. Dieser Wert wurde in der vorliegenden Arbeit übernommen und gilt für alle Experimente. Bei Sangl führten größere Öffnungsverhältnisse zu Geschwindigkeitsmaxima und kleinere Werte zu Geschwindigkeitsminima. Die Verteilung der Tangentialgeschwindigkeit zeigte sich für $A_{ax} > 0$ unabhängig vom Axialimpuls und hatte die Form eines Festkörperwirbels. Der Wirbelkernradius betrug ca. 0,4 *D* und war damit etwas größer als in der vorliegenden Arbeit. Hier beträgt der Anteil des gefärbten Wasserstroms ("Brenn-



Abbildung 4.5: Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der axialen Geschwindigkeit u_z/u_b auf der Brennerachse bei $\dot{m}_a = 100$ g/s für die Injektoren A bis D. Oben: Stabiler Betriebspunkt bei $\lambda = 2$. Unten: Rückschlagsgrenze bei $\lambda = \lambda_{\rm FB}$.

stoff") am stabilen Betriebspunkt ca. 4,7 %.² Mit Injektor C, der Sangls Konfiguration am ähnlichsten ist, erhält man im Brenneraustritt ein M-förmiges Axialgeschwindigkeitsprofil. Sangl beobachtete erst ab ca. 10 % "Brennstoff"-Volumenstrom signifikante Abweichung vom Blockprofil. Die Unterschiede zwischen Sangls Ergebnissen und den Resultaten der vorliegenden Arbeit sind auf abweichende Reynolds-Zahlen zurückzuführen ($Re_{Sangl} = 75000$, $\text{Re}_{\lambda=2} = 58\ 267$). Obwohl man i.A. ab Re> 6 000 von Reynolds-Zahl unabhängigen Geschwindigkeitsfeldern ausgeht, zeigte Sangl, dass größere Reynolds-Zahlen zu höherer Axialgeschwindigkeit im Kern des Brenneraustritts führen. Ein erhöhter Luftmassenstrom stärkt für den A2EV-Brenner demnach die axiale Geschwindigkeitskomponente in der Kernströmung und damit die Stabilität der reagierenden Strömung. Insgesamt stimmen die Geschwindigkeitsfelder von [106] trotz unterschiedlicher Re gut mit den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit überein. Der positive Einfluss eines großen Wirbelkernradius auf die Rückschlagssicherheit kann allerdings hier nicht beurteilt werden, weil der Wirbelkernradius weder durch den Luftmassenstrom noch den Injektortyp beeinflusst wird (s. Abb. 4.4).

²Das entspricht 13,6 Vol.% Wasserstoff im entsprechenden Verbrennungsexperiment.

Charakteristische Axialgeschwindigkeit: Die charakteristische Geschwindigkeit $\hat{u} = \overline{u}_z - u'_z$ ist ein geeignetes Maß, um den Einfluss der turbulenten Geschwindigkeitsschwankung auf das mittlere Strömungsfeld darzustellen. Der Staupunkt des mittleren Strömungsfeldes muss nicht zwangsläufig der mittleren Position aller momentanen Staupunkte entsprechen. Chterev et al. [21] beobachteten abweichende Staupunkte des mittleren Geschwindigkeitsfeldes bzw. gemittelte momentane Staupunktlagen, wenn sich der Wirbelkern in einer Kreiselbewegung um die Symmetrieachse (PVC) bewegte und schlussfolgerten, dass rein auf dem mittleren Geschwindigkeitsfeld basierende Vorhersagen der Flammenposition in diesem Fall falsche Ergebnisse liefern. Die im Wasserkanal bestimmten Geschwindigkeitsfelder sind nicht gänzlich rotationssymmetrisch (vgl. z.B. Abb. 4.3), weshalb ein PVC wahrscheinlich ist. Die in Abb. 4.7 links dargestellte charakteristische Geschwindigkeitsverteilung bei $\lambda = 2$ zeigt v.a. mit den Hinterkanteninjektoren A bis C deutlich stromauf verschobene Staupunkte verglichen mit den Staupunktlagen des mittleren Strömungsfeldes in Abb. 4.2. Mit Injektor D ist der Unterschied der Staupunktlagen geringer, weil die RMS-Fluktuation auf der Brennerachse hier kleiner ist (s. Abb. 4.6).

Mit Hilfe der kleinsten während einer Messreihe auftretenden Geschwindigkeit $u_{z,\min}$ lässt sich der im Zeitverlauf am weitesten stromauf liegende Staupunkt darstellen (s. Abb. C.4). Mit den Hinterkanteninjektoren liegt dieser im stabilen Betrieb bei $\lambda = 2$ nicht mehr in der Brennkammer, sondern bereits in der Mischzone. Mit Injektor D kann der Staupunkt nicht in die Mischzone eindringen. Das qualitative Erscheinungsbild von $u_{z,\min}$ unterscheidet sich kaum von $\overline{u}_z - u'_{z,\text{RMS}}$, zeigt aber zappelnde Verläufe der Isolinien, die auf ein schlechtes Signal-Rausch-Verhältnis hinweisen.

Zusammenfassend bleibt festzustellen, dass durch die Art und Weise der Brennstoffinjektion das Strömungsfeld und v.a. der Axialimpuls in der Kernströmung beeinflusst wird. Den größten axialen Impuls erreicht man mit dem Kreuzstrominjektor D. Der Axialimpuls mit Injektor B ist etwas größer als mit den Injektoren A und C, deren Geschwindigkeitsverteilung nur geringe Unterschiede aufweist. Hohe Strömungsgeschwindigkeit in der Kernströmung der Mischzone ohne lokales Minimum und Zwischenbeschleunigung vor der IRZ deuten auf geringe Flammenrückschlagsgefahr durch CIVB hin. Aussagen zur Rückschlagsneigung in der Wandgrenzschicht basierend auf den vorliegenden Geschwindigkeitsfeldern sind nicht möglich, weil die räumliche Auflösung der Grenzschicht nicht ausreichend ist.



Abbildung 4.6: Normierte axiale Geschwindigkeitsfluktuation $u'_{z,RMS}/u_b$ und entabelte OH*-Strahlung für $\dot{m}_a = 100$ g/s und variierten Brennstoffmassenstrom sowie Injektortyp.



Abbildung 4.7: Normierte charakteristische axiale Geschwindigkeit $\hat{u}/u_b = (\overline{u}_z - u'_{z,\text{RMS}})/u_b$ und entabelte OH*-Strahlung für $\dot{m}_a = 100$ g/s und variierten Brennstoffmassenstrom sowie Injektortyp.

Einfluss des Brennstoffmassenstroms

Neben dem Injektortyp beeinflusst die eingebrachte Brennstoffmenge das Strömungsfeld. Die Unterschiede zeigen sich v.a. im Kernbereich der Strömung. Im Folgenden wird der bereits eingeführte stabile Betriebspunkt bei der Luftzahl $\lambda = 2$ mit der Rückschlagsgrenze bei $\lambda = \lambda_{FB}$ verglichen.

Die Staupunktlagen des mittleren Geschwindigkeitsfeldes verändern sich durch Steigern des Brennstoffmassenstroms bezogen auf den stabilen Betriebspunkt bei $\lambda = 2$ kaum (s. Abb. 4.2 und Tab. B.6). Während sich der Staupunkt mit den Injektoren C und D leicht stromab verlagert, befindet sich der Staupunkt mit Injektor A etwas weiter stromauf. Mit Injektor B bleibt die Staupunktlage konstant. Ein Erhöhen des Brennstoffmassenstroms verstärkt mit den Hinterkanteninjektoren das Phänomen der Verzögerung und erneuten Beschleunigung der Strömung im Mischrohr auf der Brennerachse (lokales Minimum im Geschwindigkeitsverlauf, s. Abb. 4.4). Mit den Injektoren A und C ist dieses Phänomen stärker ausgeprägt als mit Injektor B. Außerdem bilden sich in der Nähe der Brennerachse bei -1 < z/D < -0,2 Zonen erhöhter Geschwindigkeit (s. Abb. 4.2). Der Öffnungswinkel β der IRZ bezogen auf die Brennerachse wird mit Injektor A kleiner und bleibt mit den Injektoren B bis D konstant (vgl. Tab. B.7). Das mit den Hinterkanteninjektoren zu beobachtende, M-förmige Geschwindigkeitsprofil am Brennkammereintritt bleibt erhalten und die Strömungsgeschwindigkeit auf der Achse verringert sich im Vergleich zum stabilen Betriebspunkt etwas (s. Abb. 4.3). Mit Injektor D steigt die Axialgeschwindigkeit im Brenneraustritt leicht an. Das blockförmige Geschwindigkeitsprofil bleibt bestehen. Die axiale Geschwindigkeit mit Injektor D ist unabhängig von der eingebrachten Brennstoffmenge.

Die Diagramme in der unteren Hälfte von Abb. 4.5 zeigen die relative Häufigkeitsverteilung der axialen Geschwindigkeit im Brenneraustritt auf der Brennerachse (grüne Linien). Mit Injektor A ist $u_z < 0$ an der Rückschlagsgrenze häufiger als im stabilen Betrieb. Injektor B zeigt keine Änderung. Die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen mit den Injektoren C und D sind im Ganzen zu größeren Werten von u_z verschoben. Dieses Ergebnis ist konsistent zur Verlagerung der Staupunkte. In der Brennkammer und im Mischrohr beeinflusst der Brennstoffmassenstrom die pdf von u_z auf der Brennerachse nur minimal.

Die Brennstoffmenge beeinflusst die mit u_b normierte Tangentialgeschwindigkeit in LS4 kaum (vgl. die rechte Seite der Abb. 4.4). Lediglich mit Injektor C steigt die Umfangsgeschwindigkeit übermäßig stark. Das könnte am deutlich größeren Brennstoffstrom an der Rückschlagsgrenze verglichen mit Injektor A und B liegen. Mit Injektor D ist der Brennstoffmassenstrom zwar auch stark erhöht, allerdings wird der Brennstoff hier nicht tangential, sondern im Drallschlitz senkrecht zur Luftströmung injiziert, weshalb $\overline{u}_{\varphi}/u_b$ nicht im gleichen Maße wie mit Injektor C gesteigert wird.

Die RMS-Fluktuation der axialen Geschwindigkeit ändert sich durch die gesteigerte Brennstoffmenge kaum (s. Abb. 4.6). Der Winkel β von Zonen hoher RMS-Werte in der inneren Scherschicht zur Brennerachse bleibt annähernd unverändert (vgl. Tab. B.8).

Der Einfluss des Brennstoffmassenstroms auf die charakteristische Geschwindigkeit \hat{u} ergibt sich aus den Änderungen der mittleren Geschwindigkeit und der RMS-Schwankung der Geschwindigkeit, wobei letztere sehr klein sind. Dementsprechend verändert sich die Lage des Staupunkts (s. Abb. 4.7, rechts). Die größten Werte der OH*-Intensität entsprechen der wahrscheinlichsten Position der Flammenfront und treten in der Brennkammer bei $0,2 < \hat{u} < 0,5$ in der Nähe der inneren Scherschicht auf. Mit \hat{u} kann die Flammenposition genauer abgeschätzt werden als mit \overline{u}_z .

Die Verteilung der minimalen Geschwindigkeit $u_{z,\min}$ reagiert analog auf gesteigerte Brennstoffmassenströme. Die Flammenzone liegt hier bei $u_{z,\min} \approx 0,2$ (s. Abb. C.4).

Zusammenfassend bleibt festzuhalten: Die Axialgeschwindigkeit im Brenner mit Injektor D ist unabhängig von der Brennstoffmenge. Größere Brennstoffströme führen mit den Hinterkanteninjektoren A bis C zu lokalen Minima und Zonen überhöhter Geschwindigkeit in der Kernströmung der Mischzone stromauf der Rezirkulationsblase. Dieses Phänomen ist nicht quantifizierbar, es liefert jedoch einen Hinweis auf einen möglichen Flammenrückschlag aufgrund CIVB (s. Abschnitt 4.5). Insgesamt wird der Einfluss des Brennstoffmassenstroms auf das Strömungsfeld als gering eingestuft.

4.2 Mischungseigenschaften

Im Folgenden werden Mischung und Mischungsfluktuation exemplarisch für einen stabilen Betriebspunkt ($\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}, \lambda = 2$) und einen Betriebspunkt an der Rückschlagsgrenze ($\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}, \lambda = \lambda_{\text{FB}}$) pro Injektor vorgestellt. Dazu werden der gemittelte Wasserstoffmolenbruch X_f und dessen RMS-Fluktuation $X'_{f,\text{RMS}}$ mit der Konzentration der perfekten Mischung, $X_{f,0}$, normiert (vgl. Gleichungen 3.12 bis 3.15).

Einfluss des Injektors

Die Abbildungen 4.8 und 4.9 zeigen auf der linken Seite den Wasserstoffmolenbruch bzw. dessen RMS-Fluktuation am stabilen Betriebspunkt bei der Luftzahl $\lambda = 2$. Mit allen Injektortypen ist der Einfluss der unverdrallten axialen Stützluft auf der Brennerachse bis in die Brennkammer deutlich erkennbar. Dieser Einfluss ist mit Injektor D am stärksten ausgeprägt (D>C>A>B). Die Brennstoffinjektion generiert einen Druckverlust in der Luftströmung. Dieser Druckverlust in den Drallschlitzen ist bei der Ausrichtung der Brennstoffinjektionsbohrungen im rechten Winkel zur Luftströmung (mit Kreuzstrominjektor D) deutlich größer als mit den Hinterkanteninjektoren. Deswegen strömt mit Injektor D mehr unverdrallte Luft durch die Düse im Apex des Drallerzeugers. Das führt zu einer sehr mageren Mischung auf der Symmetrieachse. Der Injektionswinkel des Brennstoffs relativ zur Luftströmung ist mit Injektor B nur halb so groß wie mit Injektor A, wodurch der Druckverlust in den Drallschlitzen reduziert wird. Deshalb strömt weniger Luft axial durch den Apex des Drallerzeugers. Die Mischungsgüte in der Nähe der Brennerachse mit Injektor B ist höher als mit Injektor A.

Weil der Brennstoff mit den Injektortypen A, B und D nur auf mittleren Radien eingebracht wird, entsteht eine Art Kleeblattmuster mit abwechselnd mageren und fetten Bereichen im Mischrohr. Dieses Muster deutet auf eine um die *z*-Achse rotierende Wirbelströmung hin. Die Mischung scheint stark von den Stromlinien der Drallströmung dominiert zu sein. Injektor C mit 14 über die gesamte Drallschlitzlänge verteilten Injektionsstellen liefert eine sehr homogene Mischung bereits zu Beginn der Mischstrecke.

Dementsprechend ist die RMS-Fluktuation der Mischung für Injektor C am kleinsten. Dagegen zeigt Injektor D entlang der gesamten Mischrohrlänge im Kern starke Mischungsschwankungen. Die RMS-Schwankung im Brenneraustrittsquerschnitt ist in weiten Teilen größer als 10 % von $X_{f,0}$. Mit den Injektoren A und B sinkt die RMS-Fluktuation in der Kernströmung ab z/D > -1, ist allerdings durchweg größer als 10% von $X_{f,0}$. Im Übergang zur Brennkammer sinkt die Fluktuation unter 10 % von $X_{f,0}$.

Zusammenfassend ist festzuhalten: Der Einfluss unverdrallter Stützluft auf der Brennerachse ist, obwohl bei allen Injektoren erkennbar, unterschiedlich stark ausgeprägt. Gleichmäßige Brennstoffinjektion entlang der gesamten Länge der Drallschlitze steigert die Mischungsgüte erheblich und reduziert die RMS-



Abbildung 4.8: Normierter Wasserstoffmolenbruch $X_f/X_{f,0}$ und entabelte OH*-Strahlung für $\dot{m}_a = 100$ g/s und variierten Brennstoffmassenstrom sowie Injektortyp.



Abbildung 4.9: Normierter RMS-Wert des Wasserstoffmolenbruch $X'_{f,RMS}/X_{f,0}$ und entabelte OH*-Strahlung für $\dot{m}_a = 100$ g/s und variierten Brennstoffmassenstrom sowie Injektortyp.

Schwankung. Weil die Geschwindigkeitsfluktuation in Wasserströmungen verglichen mit Gasströmungen überschätzt [69] und die Feinmischung auf Mikroskalen unterschätzt [85] wird, ist die Durchmischung von Wasserstoff mit Luft im Verbrennungsversuch aller Wahrscheinlichkeit nach homogener als die Wasserkanalmessungen ergeben. Deshalb werden mit allen Injektoren relativ niedrige Stickoxid-Emissionen erwartet. Injektor C erzeugt sehr homogene Mischungen und verspricht deshalb die niedrigsten Emissionen. Sangl [106] zeigte für einen sehr ähnlichen Brenner, dass sich die Makromischung in Wasserströmungen nicht durch eine längere Mischzone verbessern lässt. Ihre Ergebnisse stimmen mit dem weitreichenden Einfluss der unverdrallten Stützluft überein. Die Mindestlänge der Mischzone, um gute Mikromischung und niedrige Schadstoffemission zu erreichen, kann in der Wasserströmung nicht ermittelt werden und stand nicht im Fokus dieser Arbeit.

Einfluss des Brennstoffmassenstroms

Wird der Brennstoffmassenstrom bis zur Rückschlagsgrenze erhöht, ändern sich weder das normierte Konzentrationsfeld noch die normierte RMS-Fluktuation der Brennstoffkonzentration qualitativ (vgl. Abb. 4.8 und 4.9, rechte Seite). Das ist einerseits erstaunlich, da der Brennstoffvolumenstrom stark erhöht wird (für Injektor D um mehr als 90 %). Andererseits sind die Absolutwerte von X_f und $X'_{f,RMS}$ an der Rückschlagsgrenze sehr wohl größer als die des stabilen Betriebspunktes, weil die zur Normierung benutzte Konzentration der homogenen Mischung, $X_{f,0}$, ebenfalls steigt. Dementsprechend erhöht sich die laminare Brenngeschwindigkeit der Mischung. Dieser Effekt wird in Abschnitt 4.5 diskutiert.

4.3 Rückschlagsgrenzen

Mit einer Flammenrückschlagsgrenze ist der Betriebspunkt eines Brenners gemeint, bei dem Flammenrückschlag erfolgt. Dieser Punkt ist bei konstanter Vorwärmtemperatur T_a durch den Luftmassenstrom \dot{m}_a und die Luftzahl $\lambda = \lambda_{\rm FB}$ definiert. Zusammen mit der Dichte des Brennstoff- Luft-Gemischs kann dieser Betriebspunkt auch durch die mittlere Geschwindigkeit u_b der Strömung in einem charakteristischen Querschnitt der durchströmten Geometrie³ eindeutig beschrieben werden. Abbildung 4.10 zeigt die am atmo-

³In dieser Arbeit ist das der Mischrohraustrittsquerschnitt mit dem Durchmesser *D*.



Abbildung 4.10: Flammenrückschlagsgrenzen des A2EV-Brenners mit den Injektortypen A bis D bei atmosphärischem Druck.

sphärischen Verbrennungsprüfstand gemessenen Rückschlagsgrenzen der Injektoren A bis D für $\dot{m}_a = 60, 80$ und 100 g/s. Unterhalb der Trendlinien ist kein stabiler Betrieb des Brenners möglich. Für große Strömungsgeschwindigkeiten u_h sinkt die Rückschlagsneigung und die kritische Luftzahl. Alle Injektoren haben unterschiedliche Rückschlagsgrenzen. Injektor D verhält sich grundlegend anders als die Hinterkanteninjektoren. Injektor A ist am wenigsten stabil. Der kleine Unterschied in der Geometrie zwischen den Injektoren A und B führt zu einer um $\Delta \lambda \approx 0.2$ verbesserten Rückschlagsgrenze mit Injektor B. Die Trendlinien der Rückschlagsluftzahl konvergieren für $u_h > 55$ m/s mit den Injektoren A bzw. B gut erkennbar gegen $\lambda \approx 1.5$ bzw. $\lambda \approx 1.3$. Das bedeutet, dass bei großer Strömungsgeschwindigkeit die kritische Luftzahl unabhängig von ersterer ist. Für Injektor C konvergiert die Trendlinie wahrscheinlich ebenso, der Wert ist aus der Abbildung allerdings nicht abzulesen. Dazu müsste der Betriebsbereich zu höheren Strömungsgeschwindigkeiten erweitert werden. Injektor D ist sehr stabil bei großer Strömungsgeschwindigkeit und kann ab $u_h \approx 55$ m/s stöchiometrisch betrieben werden. Für langsame Strömungsgeschwindigkeiten ist das kritische Luftverhältnis an der Rückschlagsgrenze jedoch größer als mit den Injektoren B und C. Die Krümmung der Trendlinien ist positiv mit den Hinterkanteninjektoren A bis C und negativ mit dem Kreuzstrominjektor D. Der Vollständigkeit halber sind die Parameter der Ausgleichskurven zu den Rückschlagsgrenzen in Abb. 4.10 angegeben.

4.4 Flammenrückschlagspfade in der Mischstrecke

Das einen Flammenrückschlag auslösende Ereignis und auch die Flammenausbreitung im Mischrohr werden stark von der turbulenten Strömung beeinflusst. Da Turbulenz ein stochastisches Phänomen ist, sind Flammenrückschläge nicht bis ins Detail identisch, selbst wenn alle Randbedingungen unverändert bleiben. Deshalb wurden pro Betriebspunkt mehrere Flammenrückschläge ausgewertet. Die Propagationspfade der Flammenspitze wurden aus OH*-CL-Aufnahmen extrahiert und in die *z*-*x*-Ebene projiziert (s. Abschnitt 3.3.3). Abbildung 4.11 zeigt Rückschlagsverläufe. Aufgrund der hohen Wiederholrate der Rückschlagsversuche sind folgende Aussagen möglich, obwohl vorerst nur eine Kameraperspektive betrachtet wird:

Beginn des Flammenrückschlags: Mit den Injektoren A und B beginnt der Flammenrückschlag immer in der Nähe der Brennerachse ($x/D \approx 0$). Dort ist turbulente Flammenpropagation entgegen der Strömungsrichtung (TFP) nicht möglich, weil die Axialgeschwindigkeit u_z sehr groß ist. Deshalb wird von CIVB ausgegangen. Mit den Injektoren C und D dringt die Flamme ebenfalls in der Kernströmung ins Mischrohr ein, der Abstand x/D zur Achse ist jedoch größer und deshalb der Rückschlagsmechanismus nicht eindeutig identifizierbar. CIVB oder TFP sind möglich. Für die langsame Strömung beim Luftmassenstrom $\dot{m}_a = 60$ g/s kann mit den Injektoren C und D die Flamme auch in unmittelbarer Wandnähe ins Mischrohr eindringen. Dementsprechend tritt hier wahrscheinlich WBLF auf. Diese Aussagen basieren allein auf der ausgewerteten x-Position der Flammenspitze. Information zur y-Koordinate liegen nicht vor. Weil mit den Injektoren A und B die Flamme immer im Kern und mit den Injektoren C und D mit erkennbarem Abstand von der Brennerachse ins Mischrohr eindringt, sind obige Aussagen jedoch gerechtfertigt.

Rückschlagstrajektorie: Nachdem die Flamme im Kernbereich der Strömung in die Mischzone eingedrungen ist, erreicht sie nach einer gewissen Strecke bei der axialen Koordinate z/D wandnahe Bereiche. Mit den Injektoren C und D geschieht dies im Zeitverlauf sehr früh, mit den Injektoren A und B hingegen sehr spät. Mit letzteren ist die Flamme bereits weiter ins Mischrohr eingedrungen, wenn sie wandnahe Bereiche erreicht.

Flammenausbreitungsgeschwindigkeit: Die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit entgegen der Anströmung (FP) ist in der Kernströmung aufgrund der hohen Strömungsgeschwindigkeit langsamer als in Wandnähe. Mit steigendem Luftmassenstrom nimmt die Flammenausbreitungsge-



Abbildung 4.11: Flammenrückschlagsverläufe aus einer Kameraperspektive bei den Luftmassenströmen $\dot{m}_a = 60, 80$ und 100 g/s für die Injektoren A bis D.

schwindigkeit zu, weil gleichzeitig die Luftzahl an der Rückschlagsgrenze sinkt und deshalb die Brenngeschwindigkeit steigt.

Videoanalyse: Zusätzlich zu obigen Aussagen lassen sich durch Videoanalyse der Flammenbilder aus einer Kameraperspektive folgende Injektorspezifische Beobachtungen machen:

Injektor A: Die Wirbelströmung platzt am Mischrohraustritt oder bereits im Mischrohr auf. Dadurch dringt die Rückströmblase bis ins Mischrohr ein und ermöglicht eine stationäre Flamme im Mischrohr bis $-0.3 \le z/D \le -0.15$. Es entsteht eine "durchhängende" M-Flamme, d.h. die Flamme in der Nähe der Brennerachse bildet die Flammenspitze. Die Flammenspitze ist die am weitesten stromauf gelegene Flammenfront (vgl. Abb. 4.22). Der Flammenrückschlag wird immer durch CIVB ausgelöst. Die Flammenspitze propagiert in Achsnähe bis $-0.8 \le z/D \le -0.4$ stromauf. Je größer der Luftmassenstrom, desto weiter kann die Flammenspitze stromauf propagieren, bevor sie wandnahe Bereiche erreicht und dort beschleunigt. Der letzte Teil des Rückschlags wird als TFP in Wandnähe identifiziert.

Injektor B: Injektor B verhält sich ähnlich wie Injektor A, allerdings liegt die mittlere Flammenposition vor dem Flammenrückschlag weiter stromab. Dringt die Flammenspitze ins Mischrohr ein, fluktuiert deren radiale Position stark. Der Rückschlag wird durch CIVB ausgelöst. Bei $-0.6 \le z/D \le -0.4$ erreicht die Flamme wandnahe Bereiche und beschleunigt. Es folgt TFP in Wandnähe.

Injektor C: Im stabilen Betrieb bildet sich eine M-förmige Flamme, die bis $-0.2 \le z/D \le 0$ ins Mischrohr eindringen und wieder ausgespült werden kann. Die Rückströmblase und die M-förmige Flamme dringen seltener und nicht so weit ins Mischrohr ein als mit Injektor A und B. Der Rückschlag wird durch CIVB ausgelöst, stoppt aber bereits bei $-0.4 \le z/D \le -0.3$. Dort erreicht die Flamme wandnahe Bereiche. In einigen Fällen rotiert die Flammenspitze einige Male um die Brennerachse, ohne nennenswert stromauf zu propagieren. Danach folgt TFP in Wandnähe.

Injektor D: Die Flammenform in der Brennkammer vor dem Rückschlag ist bei niedriger Strömungsgeschwindigkeit blockförmig. Erst bei höheren Strömungsgeschwindigkeiten bildet sich eine M-förmige Flamme aus, deren Öffnungswinkel β deutlich größer als mit den Hinterkanteninjektoren ist (vgl. Abb. 4.22). Die Flamme kann sporadisch mit erkennbarem Abstand zur Brennerachse bzw. in wandnahen Bereichen ins Mischrohr eindringen und wieder ausgespült werden. Rückschlag erfolgt nie in unmittelbarer Nähe der Brennerachse. Deshalb wird der Flammenrückschlag mit großer Wahrscheinlichkeit durch TFP, oder, wenn die Flamme auf sehr großen Radien in die Mischzone eindringt, durch WBLF ausgelöst. Bis $z/D \approx -0.4$ propagiert die Flamme relativ langsam stromauf. In einigen Fällen stoppt der Rückschlag kurzzeitig in der axialen Bewegung. Ab $-0.8 \le z/D \le -0.4$ beschleunigt die Flamme und propagiert bis in den Drallerzeuger.

Zusätzlich zeigen die OH*-CL-Aufnahmen, dass die Brennstoffinjektion Form und Position der Rückströmblase und damit die Zonen maximaler Wärmefreisetzung auch im stabilen Betrieb beeinflusst. Die Injektoren A bis C begünstigen das Aufplatzen der Wirbelströmung wegen des kleineren Axialimpulses auf der Brennerachse im Brenneraustritt verglichen mit Injektor D. Deshalb kann die Flammenspitze auf der Achse mit den Hinterkanteninjektoren leichter ins Mischrohr eindringen. Die OH*-CL-Aufnahmen können gut mit den Strömungs- und Mischungsfeldern in Verbindung gebracht werden (s. Abschnitt 4.5).

3D-Rückschlagstrajektorie: Die Abbildungen 4.12 bis 4.19 zeigen jeweils einen exemplarischen Rückschlagsverlauf für die Injektoren A bis D bei $\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}$ und vermitteln einen detaillierten Eindruck der Flammenpropagation im Mischrohr.

Mit Injektor A propagiert die Flammenspitze in unmittelbarer Nähe der Brennerachse langsam stromauf (s. Abb. 4.12 und 4.13).

- 1-2 ms: Die Flammenspitze dringt auf der Brennerachse ins Mischrohr ein. Der Öffnungswinkel β der M-Flamme ist klein.
- 6-8 ms: Der Winkel β der Flamme im Mischrohr wird größer.
- 10,5 ms: Erstmals erreicht die Flamme wandnahe Bereiche. Die Flammenspitze befindet sich noch im Kernbereich.
- 10,5-16 ms: Die Flammenspitze rotiert mit der Drallströmung um die Brennerachse. Die axiale Position ändert sich nur geringfügig.
- 16,5 ms: Die Flamme in Wandnähe wird erstmals zur Flammenspitze. Danach tritt TFP in Wandnähe auf. Die Trajektorie der Flammenspitze ist spiralförmig.

Mit Injektor B propagiert die Flammenspitze in der Kernströmung, aber selten unmittelbar auf der Brennerachse, langsam stromauf (s. Abb. 4.14 und 4.15).



Abbildung 4.12: Flammenrückschlagsverlauf mit Injektor A, $\dot{m}_a = 100$ g/s.



Abbildung 4.13: Stereoskopische OH*-CL-Aufnahmen zum Flammenrückschlagsverlauf mit Injektor A (Abb. 4.12).



Abbildung 4.14: Flammenrückschlagsverlauf mit Injektor B, $\dot{m}_a = 100$ g/s.



Abbildung 4.15: Stereoskopische OH*-CL-Aufnahmen zum Flammenrückschlagsverlauf mit Injektor B (Abb. 4.14).



Abbildung 4.16: Flammenrückschlagsverlauf mit Injektor C, $\dot{m}_a = 100$ g/s.



Abbildung 4.17: Stereoskopische OH*-CL-Aufnahmen zum Flammenrückschlagsverlauf mit Injektor C (Abb. 4.16).

Der Übergang von CIVB zu TFP ist verglichen mit Injektor A weniger eindeutig erkennbar.

- 0,25 ms: Die Flammenspitze dringt mit kleinem Abstand zur Brennerachse ins Mischrohr ein. Der Öffnungswinkel β der Flamme in Achsnähe ist klein.
- 3 ms: Der Öffnungswinkel der Flamme wird deutlich größer.
- 3-9,5 ms: Die axiale Position stagniert nahezu.
- 5,5 ms: Die Enden der Flamme im Mischrohr erreichen wandnahe Bereiche in der Nähe des Brenneraustritts.
- 6,25 ms: Die Flammenspitze weist deutlichen Abstand zur Achse auf. Die Flamme etabliert sich fast im gesamten Querschnitt des Mischrohrs an der axialen Position der Flammenspitze.
- 7,25-13 ms: Die Flammenspitze führt eine Kreiselbewegung um die Brennerachse aus und verlöscht in Wandnähe teilweise. Das deutet auf einen ausgeprägten PVC hin.
- 17 ms: Die Flammenspitze wird etwas stromab gespült. Die Flamme erreicht erneut wandnahe Bereiche und etabliert sich im gesamten Querschnitt des Mischrohrs.
- ab 19 ms: Eine geschlossene Flammenfront propagiert im gesamten Mischrohrquerschnitt stromauf. Die Trajektorie der Flammenspitze ist unförmig und sprunghaft.

Mit Injektor C propagiert die Flammenspitze in der Kernströmung mit kleinem Abstand zur Brennerachse stromauf, erreicht schnell große Radien und beschleunigt dort (s. Abb. 4.16 und 4.17).

- 0-1,5 ms: Die Flammenspitze dringt mit kleinem Abstand zur Brennerachse ins Mischrohr ein und propagiert stromauf. Der Öffnungswinkel β der Flamme in Achsnähe ist klein.
- 1,5-6 ms: Die Stromauf-Bewegung der Flammenspitze stoppt bzw. wird stark verzögert. Der Öffnungswinkel der Flammenzone wird größer.
- 7-7,5 ms: Die Flamme erreicht wandnahe Bereiche und beschleunigt.
- ab 9 ms: Die Flamme etabliert sich im gesamten Mischrohrquerschnitt. Die Flammenspitze propagiert auf großen Radien bis in den Drallerzeuger. Ihre Trajektorie ist spiralförmig.



Abbildung 4.18: Flammenrückschlagsverlauf mit Injektor D, $\dot{m}_a = 100$ g/s.



Abbildung 4.19: Stereoskopische OH*-CL-Aufnahmen zum Flammenrückschlagsverlauf mit Injektor D (Abb. 4.18).

Mit Injektor D dringt die Spitze der M-Flamme zwar in der Kernströmung, aber mit deutlichem Abstand zur Achse, ins Mischrohr ein, erreicht schnell wandnahe Bereiche und propagiert mit hoher Geschwindigkeit bis in den Drallerzeuger (s. Abb. 4.18 und 4.19).

- 0-0,5 ms: Die Flammenspitze propagiert auf mittleren Radien stromauf. Der Öffnungswinkel β der Flamme im Mischrohr ist klein.
- 1 ms: Die Flammenspitze erreicht Wandnähe.
- ab 2 ms: Der Rückschlag verläuft in der WGS bis in den Drallerzeuger. die Rückschlagstrajektorie beschreibt keine eindeutige Spirale, weil die Flammenausbreitung nicht mehr von der Drallströmung, sondern der Grenzschichtströmung dominiert wird. Deshalb kann die führende Flammenspitze in der Grenzschicht von weiteren Flammenspitzen an anderen Umfangspositionen überholt werden.

Die Flammenrückschlagspfade bestätigen die Vermutung, dass die vom Injektortyp abhängige Trendlinienkrümmung der Rückschlagsgrenzen in Abb. 4.10 auf unterschiedliche Rückschlagsmechanismen hindeutet. Mit den Hinterkanteninjektoren A bis C wird der Rückschlag meistens durch CIVB ausgelöst (positive Krümmung der Trendlinie an der Rückschlagsgrenze). Mit Injektor C kann bei langsamer Strömung ($u_b \leq 30$ m/s) der Rückschlag außerdem durch TFP oder WBLF ausgelöst werden. Die Krümmung der Trendlinie der Rückschlagsgrenze mit Injektor C ist minimal. Mit Injektor D (negative Krümmung) tritt TFP auf. Die Verläufe der Trendlinien bestätigen die Aussage von Fritz [36] und Kröner [65], dass große Strömungsgeschwindigkeit in Drallströmungen TFP verhindert, aber trotzdem CIVB auftreten kann.

Vergleichbare Rückschlagsgrenzen und Trendlinien beobachteten Mayer et al. [84] und Sattelmayer et al. [109] in einem ähnlichen Experiment. Sie erhielten CIVB, wenn eine konische Mischzone abrupt durch die plötzliche Querschnittserweiterung in die Brennkammer endete. WBLF trat auf, wenn sich zwischen der konischen Mischzone und der Brennkammer ein kurzer Diffusor befand. Außerdem beeinflussten die Autoren Rückschlagsmechanismus und -grenze durch die Variation des Axialimpulses in der Kernströmung. Die Ergebnisse stimmen erwartungsgemäß⁴ gut mit den in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Experimenten überein.

Baumgartner und Sattelmayer [7] beobachteten an vorgemischten Wasserstoff-Luft-Flammen in einem drallbehafteten Rohrbrenner den Umschlag von CIVB zu WBLF, nachdem die Enden der U-förmigen Flamme im Rohr die WGS

⁴Bis auf die Brennstoffinjektoren unterscheiden sich die Experimente kaum.

erreichten. Der endgültige Rückschlag ins Plenum erfolgte immer durch WBLF. Baumgartners Ergebnisse sind konsistent zu den Rückschlagstrajektorien der vorliegenden Arbeit. Wenn die Mischungsgüte in Wandnähe hoch ist und die Flamme während des Rückschlags diese Bereiche erreicht, ermöglicht die langsame Grenzschichtströmung der propagierenden Flamme schnelle Flammenausbreitung stromauf.

4.5 Prognose der Flammenrückschlagsgrenze

Basierend auf den in isothermer Wasserströmung ermittelten Geschwindigkeits- und Mischungsfeldern und den im atmosphärischen Verbrennungsversuch identifizierten Rückschlagsgrenzen und Rückschlagsmechanismen wird im Folgenden ein Ansatz zur Identifikation der Flammenrückschlagsgrenze vorgeschlagen. Die Strömungs- und Mischungszustände im Brenneraustritt sind entscheidend für die Rückschlagsfestigkeit des Brenners. Deshalb wird nach einer Größe gesucht, die sowohl Strömung als auch Mischung geeignet beschreibt und die Rückschlagsfestigkeit widerspiegelt. Ist dies der Fall, kann anhand dieser Größe die Rückschlagsgrenze prognostiziert werden.

Der Widerstand, den die Strömung der stromauf-propagierenden Flamme entgegenzusetzen hat, wird durch das Verhältnis der charakteristischen Strömungsgeschwindigkeit $\hat{u} = \overline{u}_z - u'_{z,RMS}$ zu einer charakteristischen Brenngeschwindigkeit $\hat{s} = s(X_f + X'_{f,RMS})$ beschrieben:

$$\xi_l = \frac{\hat{u}}{\hat{s}_l} \text{ bzw. } \xi_t = \frac{\hat{u}}{\hat{s}_t} . \tag{4.1}$$

Der Parameter ξ beschreibt die Flammenrückschlagsresistenz (FBR). Kleine Werte von ξ implizieren eine kleine FBR. Ähnliche Ansätze zur Berechnung einer FBR wählten bereits Wang et al. [128] und Baumgartner [9]. In die FBR fließen Mittelwerte und RMS-Werte der axialen Geschwindigkeit und der Brennstoffkonzentration ein.

Für die Brenngeschwindigkeit kann die laminare bzw. die turbulente Brenngeschwindigkeit in die obige Formel eingesetzt werden. Damit ergibt sich ξ_l bzw. ξ_t . Die charakteristische laminare Brenngeschwindigkeit \hat{s}_l wird in der Messebene LS3 entsprechend dem im Wasserkanal gemessenen Brennstoffmolenbruch zuzüglich der RMS-Fluktuation, $X_f + X'_{f RMS}$, mit der Korrelation von Peters (s. Gleichung 2.9) berechnet.⁵ Der charakteristische Mischungsbruch $X_f + X'_{f,RMS}$ erlaubt eine konservative Abschätzung der für den Flammenrückschlag relevanten Brenngeschwindigkeit. In die Berechnung der charakteristischen turbulenten Brenngeschwindigkeit \hat{s}_t , ebenfalls mit einer auf Peters zurückgehenden Korrelation (s. Gleichung 2.35), geht zusätzlich die Geschwindigkeitsschwankung $u'_{z,RMS}$ ein.

Weil an der Rückschlagsgrenze gleichzeitig sowohl kleine Strömungsgeschwindigkeiten als auch große Brenngeschwindigkeiten vorliegen müssen, erscheint es sinnvoll, nicht die Extremwerte der Geschwindigkeitsverteilung ($u_{z,min}$) und der Konzentrationsverteilung ($X_{f,max}$) für die Modellierung der FBR zu benutzen, sondern wahrscheinliche Abweichungen vom Mittelwert (hier die RMS-Werte). Noch besser geeignet wäre eine zweidimensionale Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für u_z und s_l . Diese liegt jedoch nicht vor, weil Geschwindigkeits- und Mischungsfelder nicht zeitgleich gemessen werden konnten.

Flammenlöschen durch Wärmeverluste oder große Scherraten werden nicht berücksichtigt. Der Einfluss von letzterem wird kleiner, je näher das Wasserstoff-Luft-Gemisch den stöchiometrischen Bedingungen kommt und die laminare Brenngeschwindigkeit stark ansteigt.

Gleichung 4.1 berücksichtigt die Interaktion der Flamme mit dem Strömungsfeld nicht. Frühere Studien, v.a. zum Rückschlag in der Wandgrenzschicht, legen jedoch nahe, dass der Flammenrückdruck das Strömungsfeld während das Rückschlags beeinflusst [8, 9, 28, 29] (vgl. Abschnitt 2.4.2).

Aus diesem Grund wird in der FBR der Einfluss des Flammenrückdrucks auf das Strömungsfeld durch eine induzierte Geschwindigkeit $u_{\Delta p_F}$ im Geschwindigkeitsgleichgewicht an der Flammenfront berücksichtigt. $u_{\Delta p_F}$ wird dementsprechend von \hat{u} abgezogen. Für die mit der laminaren Brenngeschwindigkeit gebildete FBR ergibt sich:

$$\xi_{l,\Delta p_F} = \frac{\hat{u} - u_{\Delta p_F}}{\hat{s}_l} \,. \tag{4.2}$$

Der Flammenrückdruck Δp_F wird mit Gleichung 2.8 berechnet und als dynamischer Druck aufgefasst. Deshalb gilt für die durch den Flammenrückdruck

⁵Anstelle des Brennstoffmolenbruchs wird der Brennstoffmassenbruch in Gleichung 2.9 verwendet.

induzierte Geschwindigkeit:

$$u_{\Delta p_F} = \sqrt{2\frac{\Delta p_F}{\rho_u}} = \hat{s}_l \sqrt{2\left(\frac{T_{\rm ad}}{T_u} - 1\right)}.$$
(4.3)

Die adiabate Flammentemperatur T_{ad} wird mit Gleichung 2.11 abgeschätzt.

Die berechneten Felder der FBR entsprechend ξ_l , ξ_t und $\xi_{l,\Delta p_F}$ sind in den Abbildungen C.5, C.6 und 4.20 abgebildet. Zuerst wird der Einfluss des Injektors an einem stabilen Betriebspunkt mit $\lambda = 2$ (linke Seite der Abbildungen) und anschließend der Einfluss des Brennstoffmassenstroms anhand eines Betriebspunktes an der Rückschlagsgrenze (rechte Seite der Abbildungen) auf die FBR diskutiert. Die auf der rechten Seite der Abbildungen C.5, C.6 und 4.20 zusätzlich dargestellten Isolinien der relativen OH*-Strahlungsintensität der Flamme kurz vor dem Rückschlag überlagern die FBR-Intervalle $4 \lesssim \xi_l \lesssim 6$, $0.5 \leq \xi_t \leq 1.5$ und $0 \leq \xi_{l,\Delta p_E} \leq 2$ in der Nähe des Brenneraustritts (s. Abb. C.5, C.6 und 4.20). Diese Intervalle der FBR werden als charakteristische Flammenzone (CFZ) bezeichnet. Die Reaktion der FBR beim Erhöhen des Brennstoffmassenstroms bis zur Rückschlagsgrenze ist in der Darstellung von $\xi_{l,\Delta p_F}$ besser erkenn- und interpretierbar als mit ξ_l und ξ_t (vgl. Abb. 4.20 mit C.5 und C.6). Deshalb wird $\xi_{l,\Delta n_{\nu}}$ im Brenneraustritt zur Bewertung der Rückschlagssicherheit verwendet. In Abb. 4.20 wurden im nicht einsehbaren Übergangsbereich vom Mischrohr zur Brennkammer einige schwarz dargestellte Isolinien von $\xi_{l,\Delta p_F}$ händisch verlängert und mit gestrichelten Linien skizziert. Dadurch können die Werte von $\xi_{l,\Delta p_{r}}$ in der Kernströmung im Brenneraustritt abgeschätzt werden, obwohl die Brennstoffkonzentration in unmittelbarer Nähe des Brenneraustritts nicht gemessen werden konnte.

Einfluss des Injektors

Die hohe Axialgeschwindigkeit (Abb. 4.7) bei gleichzeitig relativ niedriger Brennstoffkonzentration (Abb. 4.8) in Achsnähe schlägt sich im Mischrohr bei allen Injektoren in Werten für ξ_l und $\xi_{l,\Delta p_F} > 10$ nieder. Dieser Kernbereich reicht mit Injektor C bis $x/D \approx 0,25$. Innerhalb der charakteristischen Flammenzone verlaufen die Isolinien von ξ in der Brennkammer M-förmig. Für alle Hinterkanteninjektoren ist der Verlauf sehr ähnlich und der Öffnungswinkel der Isolinien an der Flammenspitze zur Brennerachse relativ klein.⁶ Die Flam-

⁶Der halbe Öffnungswinkel β der inneren Rezirkulationszone zur Brennerachse ist mit den Injektoren A, B und C relativ klein und mit Injektor D deutlich größer (analog \overline{u}_z , vgl. Abb. 4.2 und Tab. B.7).



Abbildung 4.20: Flammenrückschlagsresistenz $\xi_{l,\Delta p_F}$ und entabelte OH*-Strahlung für $\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}$ und variierten Brennstoffmassenstrom sowie Injektortyp. Die gestrichelten Isolinien von $\xi_{l,\Delta p_F}$ im Brenneraustritt wurden händisch skizziert.

menspitze der M-förmigen Flamme wird mit den Hinterkanteninjektoren bereits bei $\lambda = 2$ in unmittelbarer Nähe des Brenneraustritts stabilisiert, weil auf der Brennerachse unmittelbar stromab des Brenneraustritts FBR-Werte $0 \le \xi_{l,\Delta p_F} \le 2$ auftreten (s. Abb. 4.20 und 4.21). Dieses FBR-Intervall entspricht der charakteristischen Flammenzone. Mit Injektor D ist der Öffnungswinkel β der inneren Rezirkulationszone deutlich größer. Im Brenneraustritt stellt sich eine annähernd blockförmige Verteilung bei $\xi_l \approx 10$, $\xi_t \approx 2$ und $\xi_{l,\Delta p_F} \approx 6$ ein. Die Flammenspitze wird folglich innerhalb der Brennkammer bei z/D > 0 erwartet. Der Betriebspunkt bei $\lambda = 2$ ist mit allen Injektoren stabil, weil die FBR im gesamten Brenneraustritt größer als die FBR in der charakteristischen Flammenzone ist (z.B. $\xi_{l,\Delta p_F} > 2$). Es wird keine Flammenausbreitung stromauf erwartet.

Strömungszustände und Brennstoffverteilung im Brenneraustritt bestimmen sowohl die FBR als auch die Rückschlagsgrenze. Das bedeutet im Umkehrschluss, dass Rückschlagsgrenze und FBR im Brenneraustritt unmittelbar miteinander verknüpft sind. Deswegen wird nachfolgend die FBR an der Rückschlagsgrenze analysiert.

Einfluss des Brennstoffmassenstroms

Durch Steigern des Brennstoffmassenstroms bis zur Rückschlagsgrenze steigt die Brennstoffkonzentration und damit die Brenngeschwindigkeit ebenfalls an. Die Auswirkung auf das Geschwindigkeitsfeld (vgl. Abschnitt 4.1) ist gering. Folglich sinkt die FBR bezogen auf den stabilen Betriebspunkt für alle Injektoren im gesamten Feld (vgl. die rechte Seite der Abb. C.5, C.6 und 4.20). Im Brenneraustritt entspricht die FBR größtenteils den FBR-Werten in der charakteristischen Flammenzone (z.B. $\xi_{l,\Delta p_F} < 2$). Das bedeutet, dass ein Eindringen der Flamme ins Mischrohr wahrscheinlich ist.

Mit Injektor D bleibt die Blockform der FBR-Verteilung im Brenneraustritt annähernd erhalten. Auf der Brennerachse liegen die Maxima der FBR ($\xi_l > 4$, $\xi_t > 1$, $\xi_{l,\Delta p_F} > 2$) allesamt oberhalb der FBR-Werte in der charakteristischen Flammenzone. Obwohl die Minima der FBR am Ende der Mischstrecke an der Wand auftreten, ist die FBR im Brenneraustritt bei $x/D = \pm 0,5$ in der Brennkammer deutlich größer als etwas weiter stromauf an der Mischrohrwand. Das könnte an einem Leckagestrom \dot{m}_l liegen (vgl. die Skizze in Abbildung 4.22), der durch den Flammenrückdruck der Flamme in der äußeren Scherschicht und die Zuströmung aus der äußeren Rezirkulationszone stabilisiert wird (analog [8, 9]). Entsprechend der FBR-Verteilung tritt die Flamme auf mittleren bis großen Radien durch TFP in die Mischzone ein und erreicht anschließend schnell die Wandgrenzschicht, weil die FBR dort sehr klein ist. Die Rückschlagstrajektorien aus Abschnitt 4.4 bestätigen dieses Verhalten.

Der oben beschriebene Leckagestrom tritt, aufgrund des größeren Axialimpulses auf großen Radien sogar mit gesteigerter Wirkung, auch mit den Hinterkanteninjektoren auf. Dementsprechend übersteigt hier die FBR in Wandnähe im Bereich des Brenneraustritts die von Injektor D. Mit den Injektoren A und B liegt die FBR auf mittleren bis großen Radien über der FBR von Injektor C. In der Nähe der Brennerachse hat die charakteristische Flammenzone (z.B. $\xi_{l,\Delta p_F}$ < 2) die Brennkammer verlassen und liegt mit allen Hinterkanteninjektoren deutlich innerhalb der Mischzone. Die Rückschlagstrajektorien mit den Hinterkanteninjektoren (s. Abschnitt 4.4) bestätigen die Verteilung der FBR im Brenneraustritt. Die Flamme dringt im Kernbereich in die Mischzone ein. Auffällig sind allerdings Zonen großer FBR im Mischrohr auf der Achse im Bereich -0.75 < z/D < -0.25. Diese Zonen großer axialer Geschwindigkeit sind mit den Injektoren A und C stärker ausgeprägt als mit Injektor B und sollten die Flammenpropagation im Kern aufhalten, tun dies jedoch nicht (vgl. Abschnitt 4.4). Die Flamme bewegt sich im Kernbereich aufgrund von CIVB bis $z/D \approx -0.75$ bzw. $z/D \approx -0.5$ (Injektor A und B bzw. C) stromauf und erreicht erst dort Bereiche an der Wand. Weil die Zonen überhöhter Geschwindigkeit nur bei kleiner Luftzahl und mit Hinterkanteninjektoren auftreten, werden sie als Indikator für CIVB interpretiert.

Durch die isokinetische Injektion des Brennstoffs an der inneren Hinterkante mit kleinem Winkel zur Luftströmung mit Injektor B nimmt die Ausprägung der Zonen überhöhter Geschwindigkeit und damit die CIVB-Gefahr ab. Daraus resultiert wahrscheinlich das stabilere Betriebsverhalten im Vergleich zur Injektion auf der Hinterkante mit Injektor A. Die bessere Stabilität mit Injektor C ist die Folge homogenerer Mischung und niedrigerer RMS-Schwankung der Brennstoffkonzentration.

Angabe der Flammenrückschlagsgrenze

Die Größe $\xi_{l,\Delta p_F}$ ist sehr gut geeignet, um die Flammenrückschlagsresistenz zu quantifizieren. Abbildung 4.20 lässt vermuten, dass im Brenneraustritt die Bedingung $\xi_{l,\Delta p_F} > 2$ erfüllt sein muss, um die Flamme am Eindringen in die Vormischzone zu hindern. Zusätzlich sind in Abb. 4.21 die Verläufe von $\xi_{l,\Delta p_F}$ in der *z*-*x*-Ebene an der Position z/D = 0,07 dargestellt. Im Mischrohraustritt bei z/D = 0 sind aufgrund der Stahlplatte am Übergang vom Mischrohr in die


Abbildung 4.21: Flammenrückschlagsresistenz $\xi_{l,\Delta p_F}$ in der Nähe des Brennkammereintritts bei z/D = 0,07 für $\dot{m}_a = 100$ g/s und variierten Brennstoffmassenstrom sowie Injektortyp.

Brennkammer keine Messungen möglich. Am stabilen Betriebspunkt bei $\lambda = 2$ (gestrichelte Linien) ist mit Injektor D $\xi_{l,\Delta p_F} > 2$. Mit den Hinterkanteninjektoren A bis C ist die innere Rezirkulationszone bereits erkennbar und $\xi_{l,\Delta p_F}$ sinkt nahe der Brennerachse unter den Wert 2; mit zunehmendem Abstand zur Brennerachse steigt die FBR rapide an. Betrachtet man jedoch zusätzlich auf der linken Seite von Abb. 4.20 den Verlauf der Isolinien von $\xi_{l,\Delta p_F}$ in der Brennkammer und setzt deren Verlauf bis in den Mischrohraustritt fort (gestrichelte Linien in Abb. 4.20), ist zu erkennen, dass bei $\lambda = 2$ im Mischrohraustritt auch für die Hinterkanteninjektoren $\xi_{l,\Delta p_F} \ge 4$ gilt.

An der Rückschlagsgrenze bei der Luftzahl $\lambda_{\rm FB}$ sinkt die FBR in der *z*-*x*-Ebene bei z/D = 0,07 mit allen Injektoren in weiten Bereichen des Mischrohrquerschnitts auf $\xi_{l,\Delta p_F} < 2$ (durchgezogene Linien in Abb. 4.21). Mit den Hinterkanteninjektoren A bis C befinden sich die Minima der Verläufe in der Nähe der Brennerachse und mit Injektor D auf mittleren bis großen Radien. Die Verläufe der FBR mit den Injektoren A und B sind sich sehr ähnlich, obwohl die kritische Luftzahl an der Rückschlagsgrenze mit Injektor B kleiner ist als mit Injektor A; auf der Brennerachse ist $\xi_{l,\Delta p_F} < 0$. Mit Injektor C ist $\xi_{l,\Delta p_F} < 1$ für |x/D| < 0,25. Flammenrückschlag tritt folglich mit den Hinterkanteninjektoren in Achsnähe auf. Nur mit dem Kreuzstrominjektor D ist an der Rückschlagsgrenze auf der Brennerachse $\xi_{l,\Delta p_F} > 2$. Hier ist keine stromauf gerichtete Flammenpropagation möglich und der Rückschlag beginnt auf mittleren bis großen Radien. Zusätzlich ist in Abb. 4.20 auf der rechten Seite an den Isolinien der FBR zu erkennen, dass im Mischrohraustritt $\xi_{l,\Delta p_F} < 2$ gilt (vgl. die skizzierte Fortsetzung der Isolinien in Abb. 4.20).

Die Auswertung der Abbildungen 4.20 und 4.21 bestätigt $\xi_{l,\Delta p_F} \approx 2$ als kritischen Wert der Flammenrückschlagsresistenz an der Rückschlagsgrenze. Dieses Kriterium gilt für alle vier Injektoren unabhängig vom auftretenden Rückschlagsmechanismus, obwohl die tangentiale Geschwindigkeitskomponente unberücksichtigt bleibt. Die Tangentialgeschwindigkeit in LS4 hängt nur geringfügig von Injektor und Brennstoffmassenstrom ab (s. Abb. 4.4) und die Drallzahl *S* variiert von 0,56 bis 0,75 (s. Tab. B.10). Das bedeutet, dass in LS4 (z/D = -0, 2D) die Absolutgeschwindigkeit auf einer Stromlinie im Mittel das 1,15 bis 1,25-fache der Axialgeschwindigkeit beträgt. Nimmt man an, dass an einem laminaren Flamelet die Strömungsgeschwindigkeit betragsgleich zur laminaren Brenngeschwindigkeit ist, so ist $\xi_{l,\Delta p_F} > 2$ für moderate Drallzahlen bis S < 1 ein konservatives Auslegungskriterium. Im Anhang A.1 wird der Fehler in der Bestimmung von $\xi_{l,\Delta p_F}$ für die vorliegende Arbeit abgeschätzt. Der Einfluss der Wirbelstärkeverteilung auf das Strömungsfeld wird in $\xi_{l,\Delta p_F}$ allerdings nicht berücksichtigt.

4.5.1 Querverbindung zur CIVB-Theorie

Der Flammenrückschlag in der Kernströmung durch CIVB ist mit der oben eingeführten FBR physikalisch nicht erklärbar, weil die FBR nur mit der Geschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung und einer Brenngeschwindigkeit gebildet wird. Die radiale und azimutale Geschwindigkeitskomponente werden vernachlässigt und der Einfluss der Flamme auf das Strömungsfeld lediglich durch den Flammenrückdruck in $\xi_{l,\Delta p_F}$ berücksichtigt. Trotzdem beschreibt die aus der FBR abgeleitete charakteristische Flammenzone Form und Position der Flamme sehr gut. Die Hinterkanteninjektoren führen zu einer auf der Brennerachse spitz zulaufenden Flamme mit kleinem Öffnungswinkel β (im unteren Teil von Abb. 4.22 dargestellt). Mit dem Kreuzstrominjektor entsteht eine flache M-Flamme mit großem Winkel β (Abb. 4.22 oben). Im rechten Teil der Abbildung sind qualitativ die Verläufe vom Druck p und der Dichte ρ als Funktion von axialer und radialer Koordinate z und r für eine Stromlinie nahe der Brennerachse im Bereich der Flammenfront skizziert. Die Stromlinie schneidet die Flammenfront nahe der Brennerachse. Der Druck steigt aufgrund des Flammenrückdrucks vor der Flamme im unverbrannten Gemisch (P_u) an und erreicht das Maximum in der Flamme am Punkt P_F . Im Abgas sinkt der Druck aufgrund chemischer Reaktion und Expansion. Durch die Erwärmung des Frischgas in der Vorwärmzone der Flamme und die Dichteabnahme während der chemischen Reaktion in der inneren Flammenzone sinkt die Dichte im Strömungsverlauf von P_u zu P_v . Die Verläufe von Druck



Abbildung 4.22: Modellvorstellung zur CIVB-Neigung.

und Dichte entlang der axialen Koordinate z sind nahezu unabhängig vom Flammenwinkel β . Die radialen Verläufe sind für große Winkel β hingegen merklich flacher, weil die radiale Koordinate hier fast parallel zur Flammenfront verläuft. Die Gradienten der Verläufe ergeben nach Gleichung 2.62 das barokline Moment in der Transportgleichung der azimutalen Wirbelstärke:

$$\left. \frac{\partial \omega_{\varphi}}{\partial t} \right|_{\text{baro}} = \frac{1}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial z} \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{\partial \rho}{\partial r} \frac{\partial p}{\partial z} \right). \tag{4.4}$$

Entsprechend obiger Argumentationskette gilt damit im Punkt P_u :

$$\left. \frac{\partial \omega_{\varphi}}{\partial t} \right|_{\beta_1} < \left. \frac{\partial \omega_{\varphi}}{\partial t} \right|_{\beta_2} < 0 \text{ mit } \beta_1 < \beta_2 \,. \tag{4.5}$$

Kleine Winkel β führen folglich zu negativer azimutaler Wirbelstärke ω_{φ} nahe der Brennerachse. Gemäß dem Biot-Savart-Integral (Gleichung 2.58) wird die axiale Anströmung abgebremst, wodurch der Flamme die Propagation stromauf erleichtert wird. Dieser Rückkopplungseffekt des Wirbelstärkefeldes auf das Geschwindigkeitsfeld wird als Auslöser für CIVB betrachtet. Große Winkel β unterdrücken dementsprechend die CIVB-Neigung. In der Flammenspitze selbst ist die zeitliche Änderung der azimutalen Wirbelstärke sehr klein, weil der Druckgradient und der radiale Dichtegradient sehr klein werden. Lediglich die axiale Dichteabnahme ist hier vorhanden. Das bedeutet, dass die Flammenspitze während des Rückschlags ständig von der Flammenfront in ihrer unmittelbaren Nähe überholt wird. Im Zusammenspiel mit der turbu-

	Inj. A	Inj. B	Inj. C	Inj. D
C_q^*	0,0025	0,0015	0,0011	0,0014

Tabelle 4.1: Löschkonstante C_a^* an der Rückschlagsgrenze λ_{FB} bei $\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}$.

lenten Geschwindigkeitsfluktuation führt dieses Verhalten vermutlich zum zappelnden Rückschlagspfad in der CIVB-Phase der Hinterkanteninjektoren (s. Abb. 4.13 bis 4.17). Diese Beobachtung ist zusätzlich konsistent zur Modell-vorstellung des Geschwindigkeitsgleichgewichts über ein laminares Flamelet, wie es in Abb. 2.3 im vergrößerten Ausschnitt der Flammenfront dargestellt ist. Der Anteil der Strömungsgeschwindigkeit normal zur Flammenfront beträgt $u_{s,u} = u_z \cdot \sin \beta$. Für kleine Winkel β wird $u_{s,u}$ klein und es fällt der Flamme leicht, in radialer Richtung zu propagieren. Dadurch bildet sich eine neue Flammenspitze, die wegen der Drallströmung um die Brennerachse rotiert.

Wie weit und schnell die Flammenspitze auf größere Radien vordringen kann, hängt von der lokalen Brenngeschwindigkeit und dem Geschwindigkeitsvektor ab. Mit Injektor C erreicht die Flamme deutlich schneller große Radien als mit den Injektoren A und B. Aufgrund der kleineren Rückschlags-Luftzahl λ_{FB} nimmt $\xi_{l,\Delta p_F}$ in Abb. 4.20 für Injektor C im Bereich $z/D \approx -0.5$ auf mittleren bis großen Radien relativ kleine Werte an, weil die Brenngeschwindigkeit dort größer ist als mit den Injektoren A und B.

Entscheidend für die Rückschlagsfestigkeit eines Vormischbrenners ist jedoch nicht der Pfad, den eine zurückschlagende Flamme nimmt, sondern die FBR im Brenneraustritt.

4.5.2 Anwenden des CIVB-Prognosemodells nach Kröner

Abschließend wird das Modell einer kritischen Löschkonstante nach Kröner et al. [66] auf die Messdaten angewendet. Die Autoren ermittelten für ihr Experiment die Löschkonstante $C_q^* = 0,12$ entsprechend Gleichung 2.72. Je kleiner C_q^* , desto stabiler ist der Brenner. In Tab. 4.1 sind die Werte von C_q^* an der Rückschlagsgrenze für den A2EV-Brenner mit allen Injektortypen zusammengefasst. Zur Berechnung von C_q^* wurden die axiale Geschwindigkeit im Brenneraustitt auf der Achse $\overline{u}_z(0,0)$ (anstelle von u_b) und die laminare Brenngeschwindigkeit $s_l(0,0)$ entsprechend $X_f(0,0)$ an der Position (0,0) verwendet. Analog wurde τ_c^* mit dem Brennstoffmolenbruch X_f an der Position



Abbildung 4.23: Löschkonstante C_q^* an der Rückschlagsgrenze in der Nähe des Brennkammereintritts bei z/D = 0.07 für $\dot{m}_a = 100$ g/s und variierten Brennstoffmassenstrom sowie Injektortyp.

(0,0) berechnet. Dadurch kann der Injektoreinfluss auf die Vormischung berücksichtigt werden. Weil an der Position (0,0) keine Messwerte vorliegen, wurden die in Tab. 4.1 angegebenen Werte auf der Brennerachse durch eine Ausgleichskurve berechnet. Die Werte für C_q^* liegen zwei Größenordnungen unterhalb des Limits von [66], folglich sollte der A2EV-Brenner stabiler zu betreiben sein als Kröners Konfiguration. Für die Hinterkanteninjektoren nimmt C_q^* von A bis C ab. Das spiegelt die Rückschlagssicherheit der Injektoren wider (vgl. Abb. 4.10). Die Löschkonstante mit Injektor D ist größer als die von Injektor C, weil vermutlich mit dem Kreuzstrominjektor D die durch CIVB bestimmte Rückschlagsgrenze auf der Brennerachse noch nicht erreicht ist und der Rückschlag auf mittleren Radien durch TFP ausgelöst wird. Die in Abb. 4.23 dargestellten Verläufe von C_q^* an der Rückschlagsgrenze für alle Injektoren in der z-x-Ebene bei z/D = 0,07 weisen auf der Brennerachse ein Maximum auf und suggerieren dadurch, dass Flammenrückschlag in der Kernströmung zu erwarten ist. Der Verlauf von C_q^* mit Injektor D unterscheidet sich nicht maßgeblich von den Verläufen der Hinterkanteninjektoren A bis C. Flammenrückschlag auf mittleren bis großen Radien durch TFP kann mit dem Konzept einer kritischen Löschkonstante dementsprechend nicht prognostiziert werden. Mit der Löschkonstante kann lediglich die Resistenz gegen CIVB unterschiedlicher Brennstoffinjektionsszenarien bzw. von Vormischbrennern tendenziell beurteilt werden. Ein ganzheitliches Bild der Stabilität der Strömung im Brenneraustritt erschließt sich für technisch vorgemischte Brenner allerdings nicht. Außerdem muss für jede Injektorkonfiguration die von der Brennergeometrie beeinflusste kritische Löschkonstante experimentell ermittelt werden. Die Angabe der Flammenrückschlagsgrenze mit

einem konstanten Wert der Flammenrückschlagsresistenz $\xi_{l,\Delta p_F}$ nach Gleichung 4.2 ist dagegen auf alle verwendeten Brennstoffinjektoren anwendbar und ermöglicht Aussagen zum zu erwartenden Rückschlagsmechanismus.

4.6 Fazit

Der Einfluss der Brennstoffinjektionstrategie auf die Flammenrückschlagsresistenz wurde mit optischen Messmethoden in isothermer Wasserströmung und atmosphärischen Verbrennungstest mit reinem Wasserstoff als Brennstoff untersucht. Die wichtigsten Ergebnisse sind:

- Brennstoffinjektion an den Hinterkanten der Drallschlitze führt zu einem M-förmigen Geschwindigkeitsprofil im Brenneraustritt. Brennstoffinjektion in Kreuzstrom-Anordnung in den Drallschlitzen verstärkt den Axialimpuls in der Kernströmung und führt zu einem blockförmigen Geschwindigkeitsprofil im Brenneraustritt.
- Tangentialgeschwindigkeit und Wirbelkernradius in der Nähe des Brenneraustritts sind nahezu unabhängig vom Injektortyp und der Brennstoffmenge.
- Alle Injektoren führen zu relativ magerer Mischung in der Kernströmung und homogener Mischung in der Brennkammer. Trotzdem steigert die Brennstoffinjektion entlang der gesamten Drallschlitzlänge die Mischungsgüte erheblich.
- Jet-in-Crossflow-Brennstoffinjektion (JIC) erhöht den Druckverlust in den Drallschlitzen und führt zu großem Axialimpuls in der Kernströmung. Dieser Effekt unterdrückt verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen (CIVB). Flammenrückschlag mit dem Kreuzstrominjektor beginnt außerhalb der Kernströmung mit relativ großem Abstand zur Brennerachse und wird durch turbulente Flammenausbreitung entgegen der Strömungsrichtung (TFP) verursacht.
- Rückschlag durch TFP wird durch spiralförmige Trajektorien der Flammenspitze außerhalb der Kernströmung identifiziert. Weicht die Trajektorie deutlich von der Spiralform ab und befindet sich die Flamme in unmittelbarer Wandnähe, tritt WBLF auf. Befindet sich die Flammenspitze in der Kernströmung, tritt CIVB auf.

- Flammenrückschlag mit den Hinterkanteninjektoren wird durch CIVB ausgelöst (Ausnahme: Die Strömungsgeschwindigkeit ist sehr klein).
- Verzögerung gefolgt von erneuter Beschleunigung in der Mischzone in der Kernströmung in Kombination mit Zonen überhöhter axialer Geschwindigkeit nahe der Brennerachse stromauf der IRZ werden als charakteristische Merkmale von zu CIVB neigenden Strömungen interpretiert.
- Zwei zusätzliche Indikatoren für CIVB-Neigung sind kleine Öffnungswinkel der IRZ und Staupunkte, die zeitweise in die Mischzone eindringen können.

Diese Beobachtungen führen zu folgenden Gestaltungsrichtlinien:

- Mit Hinterkanteninjektoren sollte der Brennstoff möglichst isokinetisch zur Luftströmung entlang der gesamten Drallschlitzlänge einbracht werden (z.B. durch eine Kombination der Injektoren B und C), um RMS-Werte von Axialgeschwindigkeit und Brennstoffkonzentration zu minimieren.
- Die Injektion des Brennstoffs in den Drallschlitzen senkrecht zur Luftströmung mit Injektor D ist hinsichtlich der Rückschlagssicherheit eine mindestens gleichwertige Alternative. Allerdings ist der Druckverlust über den Drallerzeuger verglichen mit isokinetischer Brennstoffinjektion größer.
- Durch Anpassen des axialen Moments in der Kernströmung sollte der Staupunkt in der Brennkammer positioniert werden.
- Die charakteristische Strömungsgeschwindigkeit sollte im gesamten Brenneraustrittsquerschnitt mindestens zweimal so groß sein wie die charakteristische Brenngeschwindigkeit.

Diese Maßnahmen führen zu stabilem Betrieb von Vormischbrennern mit wasserstoffhaltigen Brennstoffen bei niedrigen Luftzahlen und sollten bei der Auslegung beachtet werden.

5 Regenerationsverhalten

Unter Regenerationsfähigkeit wird in diesem Kontext verstanden, ob eine Flamme in der Vormischstrecke brennen kann, oder in die Brennkammer ausgespült wird. Trifft letzteres zu, wird die Strömung als "regenerationsfähig" und "sicher" bezeichnet. Gerade noch sichere Betriebspunkte definieren das Sicherheitslimit. Die Flamme kann, z.B. durch einen Flammenrückschlag oder durch Selbstzündung in der Vormischstrecke, in den Drallerzeuger gelangen. Im Modellexperiment wird Selbstzündung durch Fremdzündung mit einem Laser (vgl. Abschnitt 3.4) nachgestellt. Der Versuchsaufbau, die Messebenen und die Strömungsführung sind in Abb. 3.12 dargestellt.

Im Inneren des Drallerzeugers wurde die OH*-Emission der Flamme (OH*-CL) oder die OH-Strahlung von extern angeregten Radikalen (OH-PLIF) beobachtet. Beide Messverfahren konnten nicht gleichzeitig angewendet werden; wenn OH-Radikale mit einem Laser angeregt werden, ist OH*-Chemilumineszenz nicht mehr sichtbar. OH*-Strahlung einer Flamme identifiziert die entlang der Blickrichtung integrierte Flammenzone. Mit OH-PLIF wird die Verbrennungsreaktionen in einer Laserlichtschnittebene sichtbar gemacht. Mit den Injektoren A und C liegen die Brennstofflöcher im Blickfeld, mit den Injektoren B und D sind sie hingegen verdeckt. Mit B und D schneidet außerdem der Geschwindigkeitsvektor der Brennstoffjets die Lichtschnittebenen LS1 und LS2 nicht oder erst spät. Aus diesen Gründen ist die Qualität der OH*-CL- und OH-PLIF-Aufnahmen mit den Injektoren B und D deutlich schlechter und die Bilder weniger aussagekräftig als mit den Injektoren A und C, weshalb im Folgenden nur die Aufnahmen mit A und C gezeigt werden. Der Vollständigkeit halber sind im Anhang C Aufnahmen mit den Injektoren B und D aufgeführt (Abb. C.7 bis C.9).

Nachfolgend wird zuerst das Flammenbild im Drallerzeuger nach einem Flammenrückschlag an der Rückschlagsgrenze mit den Injektoren A und C betrachtet. Abschnitt 5.2 behandelt die Flammenausbreitung nach Laserzündung im Drallerzeuger. Anschließend wird in Abschnitt 5.3 eine Korrelation für die Regenerationsfähigkeit des A2EV-Brenners mit technischer Vormischung entwickelt. Wesentliche Teile dieses Kapitels wurden bereits als Konferenzbeitrag eingereicht [122].

5.1 Flammenbild im Drallerzeuger nach einem Flammenrückschlag

Im Folgenden wird die Flammenausbreitung im Drallerzeuger nach einem Flammenrückschlag mit den Injektoren A und C beschrieben.

5.1.1 Flammenausbreitung

Zunächst werden beide Injektoren beim Luftmassenstrom $\dot{m}_a = 60$ g/s verglichen (Abb. 5.1 und 5.2). Anschließend wird der Einfluss des Luftmassenstroms auf die Flammenausbreitung erläutert (Abb. 5.3). Es werden jeweils OH*-CLund OH-PLIF-Aufnahmen (in LS2) gezeigt. Weil beide Messtechniken nicht gleichzeitig angewendet werden können, entstammen OH*-CL- und OH-PLIF-Serien aus zwei unterschiedlichen Rückschlagsereignissen. Die Rückschlagsluftzahlen sind in den Abbildungsunterschriften angegeben. Als Brennstoff wurde reiner Wasserstoff verwendet. Die Vorwärmtemperatur betrug 400 °C. Die Außenkontur des Fensters im Drallerzeuger und die Austrittsöffnungen der Brennstoffinjektoren sind eingezeichnet.

In Abb. 5.1 werden Rückschläge mit Inj. A bei $\dot{m}_a = 60$ g/s gezeigt. Zum Zeitpunkt t = 0 ist die Flamme erstmals durch das Fenster erkennbar (rechts oben in Abb. 5.1a und k). 1,7 ms später (Abb. 5.1l) ist in LS2 eine Flammenfront zu sehen, die typische Merkmale einer vorgemischten Wasserstoffflamme aufweist. Die Flammenfront ist gekrümmt und zeigt klar ausgeprägte, zerklüftete Strukturen. Diese deuten auf überlagerte hydrodynamische und thermo-diffusive Instabilitäten hin, die in vorgemischten Wasserstoffflammen auftreten (vgl. Abschnitt 2.1.1). Die Form der Flammenfront ist typisch für turbulente Vormischflammen und wird als Indiz für schnelle Vermischung von Brennstoff und Luft gewertet. Im LIF-Bild liegt die Position der Flammenspitze etwas weiter stromab als im entsprechenden OH*-Bild (vgl. z.B. Abb. 5.1c mit 5.1m). Dieser Unterschied zwischen der globalen und der lokalen Flammenspitze in LS2 bleibt bis ca. t = 4,8 ms erkennbar. Später sind entlang der gesamten Länge des Fensters Flammen zu sehen (Abb. 5.1h). Nach t = 3,3 ms erreicht die Flamme die am weitesten stromab gelegene Brennstoffbohrung (Abb. 5.1n). Anschließend springt die Flamme von Austrittsöffnung zu Austrittsöffnung



Abbildung 5.1: OH*-CL-Aufnahmen (a-j) und OH-PLIF-Aufnahmen in LS2 (k-t) eines Rückschlagvorgangs mit Injektor A bei $\dot{m}_a = 60$ g/s und $\lambda = 1,83$ (a-j) bzw. $\lambda = 1,86$ (k-t).

(Abb. 5.1p). Nach t = 4,6 ms bilden sich erstmals für Jetflammen typische Strukturen aus (Abb. 5.1q); die Flamme wird in der Scherschicht zwischen Brennstoffjet und Luftströmung stabilisiert. Nach t = 6,2 ms (Abb. 5.1t) sind an allen Injektionslöchern klare Strukturen von Jetflammen zu sehen.

Mit Injektor C ist die Luftzahl an der Rückschlagsgrenze bei $\dot{m}_a = 60$ g/s kleiner als mit Injektor A, weshalb die Flammenausbreitung schneller verläuft. Bereits nach t = 3,8 ms (Abb. 5.2) ist im gesamten Fenster OH*-Strahlung sichtbar. Die Flamme im Drallerzeuger erreicht LS2 nach t = 1,4 ms (Abb. 5.2l). Anschließend wird die Flammenzone schnell größer (Abb. 5.2m und n). Deshalb wird angenommen, dass sich die Flamme nicht durch TFP im Lichtschnitt ausbreitet, sondern diesen aus dem Inneren des Drallerzeugers erreicht. Mit Injektor C wird durch die weit stromab liegenden Brennstoffjets zündfähiges Gemisch vom Nachbarinjektor in LS2 transportiert. Die zurückschlagende Flamme entzündet die Ausläufer der Brennstoffjets des Nachbarinjektors



Abbildung 5.2: OH*-CL-Aufnahmen (a-j) und OH-PLIF-Aufnahmen in LS2 (k-t) eines Rückschlagvorgangs mit Injektor C bei $\dot{m}_a = 60 \text{ g/s}$ und $\lambda = 1,56$ (a-j) bzw. $\lambda = 1,50$ (k-t).

sowie das brennbare Gemisch im Inneren des Drallerzeugers. Von dort erreicht die Flamme LS2. Daraus wird gefolgert, dass die durch das Mischrohr stromauf propagierende Flamme den Drallerzeuger entweder nicht durch die Wandgrenzschicht erreicht, oder eine ausgeprägte Ablösung der Strömung im Übergang vom Drallerzeuger zum Mischrohr vorliegt. Nach t = 1,9 ms (Abb. 5.20) sind die Brennstoffjets erstmals an den schwarzen Zonen unterhalb der Brennstofflöcher zu erkennen. Nach t = 2,7 ms (Abb. 5.2p) ist die OH-Emission kurzzeitig sehr schwach. Das ist der transienten Natur des Rückschlags und starken Fluktuationen im Strömungsfeld geschuldet. Nach t = 6,8ms sind an allen Injektionslöchern für Jetflammen typische Strukturen zu sehen (Abb. 5.2t).

Für die in Abb. 5.3 gezeigten Rückschläge mit Injektor A wurde der Luftmassenstrom auf 80 g/s erhöht. Die Flammenausbreitung im Drallerzeuger verläuft etwas schneller als in Abb. 5.1, weil die Rückschlagsluftzahl niedriger



Abbildung 5.3: OH*-CL-Aufnahmen (a-j) und OH-PLIF-Aufnahmen in LS2 (k-t) eines Rückschlagvorgangs mit Injektor A bei $\dot{m}_a = 80$ g/s und $\lambda = 1,65$ (a-j) bzw. $\lambda = 1,62$ (k-t).

ist. Bereits nach t = 3,6 ms (Abb. 5.3h) ist entlang der gesamten Fensterlänge OH*-Strahlung zu sehen. Außerdem sind die Flammen anfangs weiter vom Injektor abgehoben (vgl. Abb. 5.1p und 5.3p), weil die Austrittsgeschwindigkeit der Brennstoffjets größer ist (wegen des größeren Massenstroms). Ansonsten sind die gleichen Phänomene wie in Abb. 5.1 zu beobachten, d.h. die Flammenausbreitung im Drallerzeuger nach einem Flammenrückschlag ist nahezu unabhängig vom Massenstrom. Gleiches gilt analog für Injektor C (nicht graphisch dargestellt).

Allerdings ist die Flammenausbreitung im Laserlichtschnitt abhängig vom Injektortyp. Mit Injektor A kann die Flamme nahe der Hinterkante des Drallschlitzes von Brennstoffjet zu Brennstoffjet springen, während mit Injektor C das Gemisch im Lichtschnitt aus dem Inneren des Drallerzeugers gezündet wird. Die Jetflammen werden mit den Injektoren A und C in der Scherschicht zwischen Brennstoffjet und Luftströmung stabilisiert. Die Flammenstabilisie-



Abbildung 5.4: Mittlere Flammenposition der Jetflammen im Drallerzeuger in den Laserlichtschnittebenen LS1 und LS2 nach einem Flammenrückschlag. Das Mittelwertbild entsteht durch die Mittelung von 500 OH-PLIF-Einzelbildern.

rung mit den Injektoren B und D verhält sich höchst wahrscheinlich ähnlich (vgl. Abb. C.7 und C.8). In jedem Fall ist an der Rückschlagsgrenze die Regeneration der Strömung mit den Injektoren A bis D unmöglich.

5.1.2 Mittlere Flammenposition nach der Stabilisierung

Das Mittelwertbild aus 500 OH-PLIF-Einzelbildern stellt die mittlere Flammenposition und den Winkel der Jetflammen in den beiden Laserlichtschnitten LS1 (Mittelebene des Drallschlitzes) und LS2 (auf dem Injektor aufliegende Ebene) dar (s. Abb. 5.4). Weil das Phänomen Flammenrückschlag stochastischen Fluktuationen unterworfen ist, schwankt die Rückschlagsluftzahl $\lambda_{\rm FB}$ zwischen den Messungen in LS1 und LS2.

Vor allem in der auf dem Injektor aufliegenden Laserlichtschnittebene LS2 ist gut erkennbar, dass die Reaktion hauptsächlich in der Scherschicht zwischen Luftströmung und Brennstoffjet abläuft. In der Scherschicht erreicht die Mischung sehr schnell Stöchiometrie; dort befindet sich die mittlere Flammenposition. Entlang der Stromlinien stromab der Brennstoffinjektionsstellen ist die Mischung stark unterstöchiometrisch, weshalb hier die OH-Strahlung gering ist. Die Abhebehöhe der Jetflammen von den Injektionslöchern ist sehr klein.

Der Winkel der Brennstoffjets zur Hauptströmungsrichtung beträgt für beide Injektortypen und Luftgeschwindigkeiten $\alpha_1 \approx 63^\circ$ (vgl. die Skizze in Abb. 3.4). Die großen Unterschiede im Brennstoffmassenstrom (der Rückschlagsgrenze bei $\lambda_{\rm FB}$ entsprechend) führen zu keiner Änderung des Flammenwinkels, d.h. der Luftmassenstrom bzw. die Luftgeschwindigkeit im Drallschlitz bestimmen α_1 maßgeblich. Der konstante Winkel bei beiden Luftmassenströmen legt außerdem nahe, dass der Verlauf der Stromlinien im Drallerzeuger annähernd unabhängig vom Luftmassenstrom ist und lediglich der Geschwindigkeitsbetrag auf der Stromlinie beeinflusst wird. Mit Injektor C weisen die weit stromab auf großen Radien liegenden Jets größere Winkel auf, weil die axiale Komponente der Luftströmung durch die Strömungsberandung am Ende des Plenums stark reduziert wird. Aufgrund obiger Beobachtungen wird gefolgert, dass α_1 unabhängig von Injektortyp und Massenstrom ist, weshalb der Winkel $\alpha_1 = 63^\circ$ im gesamten Betriebsfenster als nahezu konstant angenommen wird.

In LS2 tritt keine Abhängigkeit der mittleren Flammenposition von Betriebspunkt und Injektor zu Tage. Gleiches gilt in der Mitte des Drallschlitzes in LS1. Bei größeren Luft- und Brennstoffmassenströmen nimmt hier lediglich die Entfernung der Flammenspitze zu den Injektionslöchern zu. Mittelwertbilder mit den Injektoren B und D sind wegen der unzureichenden Bildqualität nicht sinnvoll.

5.2 Flammenausbreitung nach Laserzündung im Drallerzeuger

Im Folgenden werden Unterschiede in der Flammenausbreitung im Drallerzeuger mit den Injektoren A und C nach der Laserfremdzündung bezogen auf einen willkürlich gewählten Referenzfall beschrieben. Dafür werden jeweils eine durch das Fenster im Drallerzeuger aufgezeichnete Bildserie von OH*-CL-Aufnahmen und eine Serie von OH-PLIF-Aufnahmen analysiert. Die folgenden Bildserien wurden am Sicherheitslimit aufgenommen, welches maßgeblich durch den Wasserstoffanteil im Brennstoff beeinflusst wird. Weil beide Messmethoden nicht gleichzeitig angewendet werden können, entstammen die Bildserien zwei unterschiedlichen Messungen am gleichen Betriebspunkt. Aufgrund der guten Reproduzierbarkeit der Ergebnisse ist diese Methodik zulässig.



Abbildung 5.5: OH*-CL-Aufnahmen nach Laserzündung an ZP1 mit Injektor A bei $\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}, \lambda = 3, X_{H_{2},f} = 0,80$ (sicherer Betriebspunkt).

5.2.1 Flammenstabilisierung am Injektor

Die Zündung durch den Laser erfolgte zum Zeitpunkt t = 0. Die Strömung regenerierte an den sicheren Betriebspunkten (Ausspülen der Flamme aus dem Drallerzeuger). Trotzdem wurden kurzzeitig Jetflammen an den Brennstoffinjektoren stabilisiert. Das Ausspülen der Flamme aus dem Drallerzeuger erfolgte bei allen sicheren Betriebspunkten, wird in den folgenden Abbildungen aber nicht dargestellt.

Referenzfall ($\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}, \lambda = 3$)

Der Referenzfall entspricht einer Messreihe nach Laserzündung an ZP1 mit Injektor A beim Luftmassenstrom $\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}$, der Luftzahl $\lambda = 3$ und dem Wasserstoffanteil im Brennstoff $X_{H_2,f} = 0,80$ (20 Vol.% Erdgas).



Abbildung 5.6: OH-PLIF-Aufnahmen nach Laserzündung an ZP1 mit Injektor A bei $\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}, \lambda = 3, X_{H_2,f} = 0,80$ (sicherer Betriebspunkt) in LS1.

OH*-CL-Emission der Flamme ist t = 0,55 ms nach der Laserzündung erstmals durch das Fenster erkennbar (Abb. 5.5a). Die Flamme wird durch die Drallströmung im Inneren des Drallerzeugers (vgl. Abb. 3.12) stromab transportiert. Bereits ab t = 0,85 ms ist zusätzlich stromauf-gerichtete, turbulente Flammenpropagation (TFP) sichtbar, zu erkennen an der sich stromauf ausbreitenden OH*-Intensitätsverteilung (Abb. 5.5d).

Bei t = 1,55 ms erreicht die Flamme die Laserlichtschnittebene LS1 in der Mitte des Drallschlitzes (Abb. 5.6a) in der Nähe des am weitesten stromab gelegenen Injektorlochs (Loch 1). Im LS1 breitet sich die Flamme schnell in alle Richtungen aus. Weil die Flammenzone sehr schnell wächst (vgl. Abb. 5.6ac) ist davon auszugehen, dass reagierendes Gemisch durch die Drallströmung aus dem Inneren des Drallerzeugers in LS1 transportiert wird. Turbulente Flammenausbreitung in der Lichtschnittebene spielt nur eine untergeordnete Rolle. Bei t = 1,95 ms ist im gesamten durch das Fenster beobachtbaren Gasvolumen OH*-Strahlung zu sehen (Abb. 5.5o).

Die Strahlung der OH-Radikale ist während des transienten Zündvorgangs zwischen t = 1,85 ms und t = 2,15 ms im gesamten Laserlichtschnitt hoch (Abb. 5.6d-g). Auf der linken Seite der Aufnahmen ist das OH-Signal schwächer, weil dort die Intensität des Lasers in LS1 niedriger war. Schwarze Bereiche mit geringer OH-Strahlung am Austritt der Brennstoffjets sind jedoch immer klar erkennbar. Hier findet die Mischung von Luft und Brennstoff statt, und die Brennstoffkonzentration ist noch sehr groß.

Bei t = 4,45 ms (Abb. 5.6m) entspricht das OH-Signal in etwa der mittleren Flammenposition in LS1 nach einem Flammenrückschlag im reinen Wasserstoffbetrieb (vgl. Abb. 5.4). Verglichen mit den OH-PLIF-Aufnahmen an der Rückschlagsgrenze mit reinem Wasserstoff (z.B. Abb. 5.3) erscheinen die Flammenfronten in Abb. 5.6 verschwommener und die Reaktionszone breiter. Das ist dem Erdgasanteil im Brennstoff geschuldet. Nach t = 7,25 ms ist kurzzeitig keine Flamme in LS1 zu sehen (Abb. 5.6o). Am globalen Flammenbild im Drallerzeuger ändert sich jedoch kurz nach der Zündung noch nichts (Abb. 5.5p-t). Das endgültige Ausspülen der Flamme aus dem Drallerzeuger dauert länger als die Aufnahmezeit der Kamera und wird nicht dargestellt (vgl. Abschnitt 5.2.2).

Ausgehend von obigem Referenzfall werden im Folgenden Unterschiede der Flammenausbreitung nach Laserfremdzündung im Drallerzeuger durch Variation von Brennstoffmassenstrom, Luftmassenstrom, Injektortyp und Zündpunkt herausgearbeitet. Weil die gezeigten Messungen am Sicherheitslimit aufgenommen wurden, ändert sich zusätzlich der Wasserstoffanteil im Brennstoff.

Größerer Brennstoffmassenstrom ($\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}, \lambda = 2$)

Wird der Brennstoffmassenstrom erhöht ($\lambda = 2$) und bleiben alle anderen Parameter unverändert, muss der Wasserstoffanteil im Brennstoff auf 60 Vol.% gesenkt werden, um im sicheren Betriebsbereich zu bleiben. Die Flammenausbreitung nach der Zündung in ZP1 unterscheidet sich kaum vom Referenzfall (vgl. Abb. 5.7 und 5.8). Kleine Unterschiede sind jedoch erkennbar. Die stromauf-gerichtete TFP ist etwas langsamer; die Flamme füllt erst ab t = 2,05 ms die gesamte Länge des Fensters aus (Abb. 5.7l). Das wird auf den Unterschied in der laminaren Brenngeschwindigkeit zurückgeführt. Sie beträgt $s_{l,MR} \approx 3,7$ m/s und ist wegen des geringeren Wasserstoffanteils im Brennstoff kleiner als die Brenngeschwindigkeit im Referenzfall ($s_{l,MR} \approx 5,7$ m/s).¹

Weil der Luftmassenstrom unverändert bleibt, sind die Strömungsbedingungen und damit die Geschwindigkeit des konvektiven Transports der Flamme dem Referenzfall sehr ähnlich. Die Flamme erreicht LS1 t = 1,55 ms nach der

¹Die Vermischung von Brennstoff und Luft ist im Drallerzeuger noch nicht abgeschlossen und $\lambda(Y_{MR}) < 1$. Deshalb wird die Brenngeschwindigkeit der reaktivsten Mischung MR berechnet.



Abbildung 5.7: OH*-CL-Aufnahmen nach Laserzündung an ZP1 mit Injektor A bei $\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}, \lambda = 2, X_{H_2,f} = 0,60$ (sicherer Betriebspunkt).



Abbildung 5.8: OH-PLIF-Aufnahmen nach Laserzündung an ZP1 mit Injektor A bei $\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}, \lambda = 2, X_{H_2,f} = 0,60$ (sicherer Betriebspunkt) in LS1.

Zündung mit großem Abstand zum Injektor (Abb. 5.8a, rechts unten im Bild). Bei t = 1,75 ms erscheinen zwei weitere Flammenzonen, ohne Verbindung untereinander oder zur ersten Flamme, knapp unterhalb des Injektors (Abb. 5.8c). Das ist ein Hinweis darauf, dass sich die Flamme in LS1 nicht durch TFP von Injektionsöffnung zu Injektionsöffnung fortpflanzt, sondern den Lichtschnitt aus dem Inneren des Drallerzeugers bzw. vom Nachbarinjektor erreicht.

Zwischen t = 2,05 ms und t = 2,25 ms ist die OH-Strahlung im gesamten Lichtschnitt hoch und die einzelnen Brennstoffjets sind kaum erkennbar (Abb. 5.8f-h). Diese sind erst ab t = 2,35 auszumachen (Abb. 5.8i). Verglichen mit dem Referenzfall dauert es länger, bis sich Jet-förmige Flammenstrukturen ausbilden. Dafür sind vermutlich der höhere Brennstoffstrom und -impuls verantwortlich. Aufgrund der höheren thermischen Leistung steigt wahrscheinlich auch die Amplitude der akustischen Druckschwankung, die durch die Flammenfront während des Zündvorgangs induziert wird. Die Amplitude der Druckschwankung wird anhand des hörbaren Knalls nach der Zündung subjektiv bewertet.

Nach t = 4,45 ms stellt sich wie im Referenzfall vorerst eine dem Mittelwertbild ähnliche Flamme ein (Abb. 5.8m) und bei t = 7,25 ms ist kurzzeitig keine Flamme durch das Fenster zu sehen (Abb. 5.8o).

Kleinerer Luftmassenstrom ($\dot{m}_a = 80 \text{ g/s}, \lambda = 3$)

Mit reduziertem Luftmassenstrom $\dot{m}_a = 80$ g/s sinkt die Strömungsgeschwindigkeit im Drallerzeuger. Außerdem ist der Wasserstoffanteil im Brennstoff $X_{H_2,f} = 0,70$ am Sicherheitslimit kleiner als im Referenzfall. Ersteres führt zu verlangsamtem Transport der Flamme durch die Drallströmung unmittelbar nach der Zündung, zweiteres zu einer geringeren laminaren Brenngeschwindigkeit. Folglich erreicht die Flamme den LS1 erst t = 2,15 ms nach der Zündung (Abb. 5.10a). Entlang der gesamten Länge des Fensters ist ab t = 2,95 ms OH*-CL-Emission sichtbar (Abb. 5.9m). Nach t = 5,05 ms ist vorübergehend keine Flamme durch das Fenster zu erkennen (Abb. 5.10m), anschließend sind kurzzeitig für Jetflammen typische Strukturen sichtbar (Abb. 5.10n-o). Währenddessen verändert sich das globale Flammenbild nicht (Abb. 5.9m-o). Die Fluktuation der OH-Strahlungsintensität erscheint etwas größer als im Referenzfall, ansonsten bleibt die Flammenausbreitung unverändert.



Abbildung 5.9: OH*-CL-Aufnahmen nach Laserzündung an ZP1 mit Injektor A bei $\dot{m}_a = 80 \text{ g/s}, \lambda = 3, X_{H_2,f} = 0,70$ (sicherer Betriebspunkt).



Abbildung 5.10: OH-PLIF-Aufnahmen nach Laserzündung an ZP1 mit Injektor A bei $\dot{m}_a = 80 \text{ g/s}, \lambda = 3, X_{H_2,f} = 0,70$ (sicherer Betriebspunkt) in LS1.



Abbildung 5.11: OH*-CL-Aufnahmen nach Laserzündung an ZP1 mit Injektor C bei $\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}, \lambda = 3, X_{H_2,f} = 0,80$ (sicherer Betriebspunkt).



Abbildung 5.12: OH-PLIF-Aufnahmen nach Laserzündung an ZP1 mit Injektor C bei $\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}, \lambda = 3, X_{H_2,f} = 0,80$ (sicherer Betriebspunkt) in LS1.



Abbildung 5.13: OH*-CL-Aufnahmen nach Laserzündung in ZP2 mit Injektor A bei $\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}, \lambda = 3, X_{H_2,f} = 0,80$ (sicherer Betriebspunkt).

Injektor C ($\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}, \lambda = 3$)

Mit Injektor C ist sowohl der Transport der Flamme durch die Drallströmung als auch TFP im Drallerzeuger langsamer. Eine Flamme in LS1 taucht erstmals nach t = 1,85 ms auf (Abb. 5.12a) und OH*-CL-Emission ist ab t = 2,65 ms entlang der gesamten Länge des Sichtfensters zu sehen (Abb. 5.11l). Das führt zur Schlussfolgerung, dass die Geschwindigkeit des Flammentransports auf den Stromlinien durch den Injektortyp beeinflusst wird. Das Gemisch in LS1 wird aus dem Inneren des Drallerzeugers gezündet (vgl. t = 1,95-2,35 ms, Abb. 5.12b-f). Erst danach breitet sich die Flamme im Lichtschnitt durch TFP aus (vgl. t = 2,45-2,65 ms, Abb. 5.12g-i). In LS1 ist zeitweise keine Flamme zu sehen und die Strukturen der Jetflammen sind im Zeitverlauf unterschiedlich stark ausgeprägt (Abb. 5.12l-o). Währenddessen bleibt das globale Flammenbild im Drallerzeuger unverändert (Abb. 5.11m-o).

Zündpunkt ZP2 ($\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}, \lambda = 3$)

Erfolgt die Zündung mit Injektor A bei Referenzbedingungen, aber weiter stromab am ZP2, erreicht die Flamme den LS1 nach t = 2,05 ms (Abb. 5.14a), also 0,5 ms später als im Referenzfall. Das liegt daran, dass die Flamme, wür-



Abbildung 5.14: OH-PLIF-Aufnahmen nach Laserzündung an ZP2 mit Injektor A bei $\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}, \lambda = 3, X_{H_2,f} = 0,80$ (sicherer Betriebspunkt) in LS1.

de sie lediglich durch die Drallströmung transportiert, keinen Injektor bzw. Drallschlitz erreichte, sondern ins Mischrohr ausgespült würde. Außerdem ist der radiale Abstand von ZP2 zur Brennerachse größer als der von ZP1. Damit ist der Weg des konvektiven Transports der Flamme auf der in ZP2 beginnenden Stromlinie länger als bei der Zündung in ZP1. Trotzdem erreicht die Flamme nach der Zündung in ZP2 nach einiger Zeit alle Injektionsstellen im Drallerzeuger. Die Flamme breitet sich folglich durch TFP stomauf aus. OH*-Emission entlang des gesamten Fensters ist ab t = 3,05 ms erkennbar (Abb. 5.13m). Ausgeprägte Jetstrukturen treten ab t = 4,95 ms auf (Abb. 5.14m). Auch in diesem Fall ist zeitweise keine Flamme in LS1 zu sehen (Abb. 5.14m).

Erhöhter Wasserstoffanteil im Brennstoff ($\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}, \lambda = 3$)

Wird mit Injektor A ausgehend vom Referenzfall der Wasserstoffanteil im Brennstoff auf $X_{H_2,f} = 0,85$ erhöht, erreicht man den unsicheren Betriebsbereich. Die Flamme wird nicht mehr aus dem Drallerzeuger ausgespült. In der Flammenpropagation nach der Zündung ist bezogen auf den Referenzfall allerdings kein Unterschied auszumachen (vgl. Abb. 5.15 und 5.16).

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass die Geschwindigkeit der



Abbildung 5.15: OH*-CL-Aufnahmen nach Laserzündung an ZP1 mit Injektor A bei $\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}, \lambda = 3, X_{H_2,f} = 0,85$ (unsicherer Betriebspunkt).



Abbildung 5.16: OH-PLIF-Aufnahmen nach Laserzündung an ZP1 mit Injektor A bei $\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}, \lambda = 3, X_{H_2,f} = 0,85$ (unsicherer Betriebspunkt) in LS1.

Flammenausbreitung im Drallerzeuger am Sicherheitslimit auf Unterschiede in Luft- und Brennstoffmassenströmen sowie in der Reaktivität des Brennstoffs und auf unterschiedliche Ausführungen der Brennstoffinjektoren reagiert. Der optische Zugang reicht nicht aus, um die Unterschiede noch detaillierter aufzuarbeiten.

Die Charakteristik der Flammenpropagation bleibt hingegen weitgehend unbeeinflusst von genannten Parametern. Unmittelbar nach der Zündung erfolgt die Flammenausbreitung durch konvektiven Transport der Flamme entlang der Stromlinien der Drallströmung. Zusätzlich tritt turbulente Flammenausbreitung entgegen der Hauptströmungsrichtung auf. Es findet immer Verbrennung im Drallerzeuger statt - unabhängig davon, ob oberhalb oder unterhalb des Sicherheitslimits gezündet wird. Aus diesem Grund ist das Flammenbild im Drallerzeuger kein Indikator, der zur Unterscheidung zwischen sicheren und unsicheren Betriebspunkten herangezogen werden kann. Die dafür relevanten Parameter werden in Abschnitt 5.3 identifiziert.

Zum Mechanismus der Flammenstabilisierung können nur Aussagen für die Hinterkanteninjektoren A und C getroffen werden. Hier wird die Jetflamme in der Nähe des Brennstofflochs und in der Jet-Scherschicht stabilisiert. Die Vermischung von Brennstoff und Luft erfolgt sehr schnell; bereits an den Düsenaustritten der Injektoren wird die stöchiometrische bzw. die reaktivste Mischung erreicht. An unsicheren Betriebspunkten transportieren turbulente Wirbelstrukturen heiße Verbrennungsprodukte in die Reaktionszone und Luft ins Jet-Innere, ohne zu signifikantem Flammenlöschen zu führen (vgl. Abschnitt 2.2.3). Am Sicherheitslimit versagt dieser Stabilisierungsmechanismus nach einer gewissen Zeitspanne, die für das Erreichen eines stationären Zustands benötigt wird, und die Jetflammen werden abgeblasen. In den OH-PLIF-Aufnahmen können kurz nach der Zündung zwischen sicheren und unsicheren Betriebspunkten keine signifikanten Unterschiede erkannt werden.

5.2.2 Ausblasen der Jetflammen am Injektor

Es kommt zum Ausblasen der Jetflammen, wenn diese nicht dauerhaft am Injektor stabilisiert werden können. Die Abbildungen 5.17 und 5.18 veranschaulichen den Vorgang des Ausblasens der Jetflammen mit den Injektoren A und C. Mit beiden Injektoren versagt der Stabilisierungsmechanismus wegen der gegen die Strömungsrichtung zeigenden Drallerzeugerspitze zuerst an den Brennstoffjets auf kleinen Radien. Die Flamme wird stromab ausgespült



Abbildung 5.17: Ausblasen der Jetflammen von Injektor A (OH*-CL-Aufnahmen) bei $\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}, \lambda = 3, X_{H_2,f} = 0,80$ (sicherer Betriebspunkt).



Abbildung 5.18: Ausblasen der Jetflammen von Injektor C (OH*-CL-Aufnahmen) bei $\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}, \lambda = 3, X_{H_2,f} = 0,80$ (sicherer Betriebspunkt).

(Abb. 5.17a-i und 5.18a-f). Allerdings brennt die Flamme anschließend zeitweise stromauf zurück und erreicht erneut Brennstoffjets auf kleinen Radien (Abb. 5.17j-m und 5.18h-j,l,n). Erst wenn an jedem Injektor und Brennstoffjet in den vier Drallschlitzen die Stabilisierung der Jetflammen versagt, kann die Flamme aus Drallerzeuger und Mischrohr ausgespült werden. Endgültiges Ausspülen der Flamme aus der Vormischzone ist weder in Abb. 5.17 noch in Abb. 5.18 dargestellt, weil die Aufnahmezeit der Kamera dafür zu kurz war. Mit Injektor C verschwindet nur zeitweise das OH*-Signal im Bildausschnitt des Fensters (Abb. 5.18g,k,t,o). Die Flamme brennt hier vermutlich etwas weiter stromab im nicht einsehbaren Bereich des Drallerzeugers und kann von dort wiederholt zu den Brennstoffinjektionspunkten zurückkehren (Abb. 5.18h,l,n).

5.3 Modellierung der Regenerationsfähigkeit

Das Regenerationsverhalten der Strömung in der Vormischzone eines Gasturbinenbrenners ist essentiell für die Betriebssicherheit. Die Strömung stromauf der Brennkammer ist regenerationsfähig, wenn keine stabile Flamme in der Vormischstrecke möglich ist. Ein Ziel dieser Arbeit ist deshalb, eine Sicherheitskarte für Jetflammen in Co- und Crossflow (JICo und JIC, vgl. Abschnitt 2.2.3) zu entwickeln, in der die Geometrie des Drallerzeugers mit Drallschlitzen und Injektoren berücksichtigt ist. Die komplexe Geometrie des A2EV-Brenners mit großer Ähnlichkeit zu realen Gasturbinenbrennern erschwert die Anwendung analytischer Korrelationen für Jets in Co- bzw. Crossflow, weshalb gängige Korrelationen aus der Literatur nicht für den A2EV-Brenner mit technischer Vormischung geeignet erscheinen. Im Abschnitt 5.3.3 wird ein neuer Modellierungsansatz für die Brennstoffinjektion in Drallbrennern und in Abschnitt 5.3.4 ein Prognosemodell für das Regenerationsverhalten der Strömung in der Vormischstrecke mit wasserstoffhaltigen Brennstoffen vorgestellt. Die gefundene Gesetzmäßigkeit für das Sicherheitslimit führt zu der in Abschnitt 5.3.5 gezeigten Sicherheitskarte. Im Folgenden werden zunächst die das Regenerationsverhalten bestimmenden Parameter identifiziert.

5.3.1 Parameteridentifikation

Die experimentell ermittelte Abhängigkeit des Sicherheitslimits von Betriebspunkt, Injektortyp und Wasserstoffanteil nach der Laserzündung an ZP1 ist in Abb. 5.19 dargestellt. Um das Sicherheitslimit zu finden, wurde für mehrere

	-		
Betriebspunkt	Werte	Geometrie	Werte
\dot{m}_a	60-100 g/s	α_2	8°(B);16°(A,C);90°(D)
T_a	300;400 °C	N_{f}	8(A,B,D);14(C)
λ	2;2,5;3	d_f	1,5mm(C);2mm(A,B,D)
$X_{H_2,f}$	0,40-1,00	A_s	$4 \cdot 1298 \text{ mm}^2$
		A _{ax}	51 %
Weitere Größen	Werte	Weitere Gr.	Werte
$T_{f, \text{Speisebohrung}}$	117-245 °C	l_t	1-8 mm
T_f	190-307 °C	τ_t	0,11-0,39 ms
α_1	63°	$Y_{\rm MR}$	0,046-0,057
α	$0^{\circ}(D);59^{\circ}(A,C);62^{\circ}(B)$	$\tau_{c,\mathrm{MR}}$	$3 - 15 \mu s$
$u_{s,\alpha}$	4-38 m/s	$s_{l,\mathrm{MR}}$	2,3-6,7 m/s
u_a	22-36 m/s	$\check{u}_{f,\mathrm{Tieszen}}$	226-1574 m/s
u_f	67-180 m/s	$\check{s}_{t,\mathrm{Tieszen}}$	6,4-14,6 m/s
r	1,6-2,6	Ďa	18-56

Tabelle 5.1: Betriebspunkte sowie Geometrie- und Strömungsgrößen.

Betriebspunkte² der Wasserstoffanteil im Brennstoff $X_{H_2,f}$ schrittweise erhöht und das Gemisch im Drallerzeuger durch Laserzündung gezündet (s. Abschnitt 3.4). Wurde die Flamme im Drallerzeuger spätestens vier Sekunden nach der Zündung durch das Mischrohr bis in die Brennkammer ausgespült, gilt der Betriebspunkt als sicher. Bildeten sich hingegen stabile Diffusionsflammen an den Brennstoffjets, wird von unsicheren Betriebspunkten gesprochen.

Die Geometrieunterschiede der Injektoren beschränken sich auf den Bohrungsdurchmesser d_f , die Anzahl der Brennstoffbohrungen N_f und den Injektionswinkel α_2 (entsprechend den Injektoren A bis D, s. Abb. 3.3). Die Geometrie des Drallerzeugers bleibt unverändert. Wichtig für die Strömungseigenschaften sind die Drallschlitzfläche A_s und das axiale Öffnungsverhältnis ($A_{ax} = 51$ %). Randbedingungen und resultierende Strömungszustände des experimentell untersuchten Betriebsbereichs sind in Tab. 5.1 zusammengestellt. Die Betriebspunkte am Sicherheitslimit sind in Tab. B.13 aufgelistet. Der Ein-

²Ein Betriebspunkt ist durch \dot{m}_a , T_a und λ festgelegt.



Abbildung 5.19: Betriebszustände am Sicherheitslimit: Die Flamme wird nach Laserzündung am ZP1 aus dem Drallerzeuger stromab ausgespült.

fluss der Parameter auf die Betriebssicherheit wird im Folgenden beschrieben.

Wasserstoffanteil: Der Parameter mit dem größten Einfluss auf die Sicherheit ist der Wasserstoffanteil im Brennstoff. Wird dieser erhöht, muss entweder der Luftmassenstrom ebenfalls erhöht oder der Brennstoffmassenstrom verringert werden, um im sicheren Betriebsbereich zu bleiben.

Luftmassenstrom: Mit steigendem Luftmassenstrom kann für alle Injektoren mehr Brennstoff zugegeben und/oder der Wasserstoffanteil im Brennstoff erhöht werden.

Globale Luftzahl: Für einen gegebenen Luftmassenstrom kann bei steigender Luftzahl der Wasserstoffanteil mit den Hinterkanteninjektoren erhöht werden. Das Sicherheitslimits mit Injektor D (Kreuzstrominjektor) ist vermutlich von der Luftzahl unabhängig.

Geometrie des Injektors: Die Injektoren A und C haben den gleichen Injektionswinkel α_2 und die gleiche Gesamtfläche der Injektorbohrungen. Sie zeigen ein nahezu identisches Regenerationsverhalten. Mit Injektor B ist der Injektionswinkel halbiert; es kann mehr Wasserstoff zugegeben werden, d.h. das Betriebsverhalten ist etwas sicherer. Die Verläufe des Sicherheitslimits in Abhängigkeit vom Wasserstoffanteil im Brennstoff sind für alle Hinterkanteninjektoren relativ ähnlich. Die maximale Abweichung beträgt $X_{H_2,f} = 0,05$. Mit Injektor D ist das Sicherheitslimit vermutlich unabhängig von der globalen Luftzahl. Bei niedrigen Luftzahlen ($\lambda \le 2$) darf mit Injektor D mehr Wasserstoff zugegeben werden, bei größeren Luftzahlen ($\lambda \ge 3$) hingegen weniger als mit Hinterkanteninjektoren.

Vorwärmtemperatur: Die Vorwärmtemperatur der Luft hat im betrachten Bereich zwischen $T_a = 300-400$ °C nur geringen Einfluss auf das Sicherheitslimit. Mit Injektor D ist dieses annähernd unabhängig von T_a . Mit den Hinterkanteninjektoren wird der Betrieb durch niedrige Vorwärmtemperatur tendenziell sicherer. Mit steigendem Luftmassenstrom nimmt der Einfluss von T_a ab bzw. verschwindet.

Brennstofftemperatur: Die Brennstofftemperatur beeinflusst das Sicherheitslimit in ähnlicher Weise wie die Vorwärmtemperatur der Luft. Allerdings kann die Brennstofftemperatur am Jet-Austritt nicht gemessen werden und ist damit ein Unsicherheitsfaktor bei der Charakterisierung des Strömungsund Mischungsfeldes im Nahbereich des Injektors. Außerdem beeinflusst die Brennstofftemperatur die Temperatur der Reaktanden. Der Brennstoff strömt durch Bohrungen im Vollmaterial von Flansch und Hohlkegel, erreicht durch kleine Überströmbohrungen die Tasche im Injektor und wird durch die Injektorbohrungen in die Luftströmung eingedüst. Der kegelige Teil des Drallerzeugers erreicht im stationären Betrieb in etwa die Vorwärmtemperatur der Luft und erwärmt den Brennstoff. Die Brennstofftemperatur kann aus konstruktiven und messtechnischen Gründen nur in der Bohrung im Hohlkegel des Drallerzeugers gemessen werden. In den kleinen Überströmbohrungen zum Injektor und den Injektorbohrungen ist der Wärmeübergang sehr groß, kann allerdings aufgrund der komplexen Geometrie analytisch nicht hinreichend genau berechnet werden. Deswegen wird auf die Modellierung des Wärmeübergangs vom Drallerzeugermaterial auf den Brennstoff, wie beispielsweise von Reichel et al. [104] implementiert, verzichtet. Im in Abschnitt 5.3.3 beschriebenen Modellierungsansatz wird davon ausgegangen, dass 40 % der Temperaturdifferenz zwischen der gemessenen Brennstofftemperatur in den Speisebohrungen und der Vorwärmtemperatur der Luft bis zur Injektion ausgeglichen werden:

$$T_f = T_{f,\text{Speisebohrung}} + 0.4 \left(T_a - T_{f,\text{Speisebohrung}} \right).$$
(5.1)

Das ist zunächst eine grobe Abschätzung. Durch die Fehleranalyse im Anhang A.2 kann jedoch gezeigt werden, dass die Brennstofftemperatur nur einen geringen Einfluss auf die Regenerationsfähigkeit der Strömung im Drallerzeuger hat. Weil der Unterschied in der Vorwärmtemperatur (300 °C oder 400 °C) das Sicherheitslimit nur geringfügig beeinflusst, wird der Einfluss der Brennstofftemperatur als noch geringer eingeschätzt ($\dot{m}_a >> \dot{m}_f$).

Regenerationszeit: Mit allen Injektoren dauert am Sicherheitslimit die Regeneration der Strömung länger, je größer der Methananteil im Brennstoff ist. Weil bei großen Luftzahlen am Sicherheitslimit mehr Wasserstoff hinzugegeben werden kann, regeneriert sich die Strömung hier schneller als bei kleinen Luftzahlen. Die vom Betriebspunkt abhängige, zur Regeneration benötigte Zeit beträgt zwischen Sekundenbruchteilen und mehreren Sekunden.

5.3.2 Anwenden bekannter Modelle

Die Diskussion des Einflusses der Randbedingungen auf die Betriebssicherheit anhand Abb. 5.19 zeigt, dass der Wasserstoffanteil im Brennstoff zwar der dominante Parameter ist, für sich betrachtet aber nicht als Sicherheitslimit verwendet werden kann. Zusätzlich beeinflussen alle anderen Randbedingungen die Stabilität der Diffusionflammen im Drallerzeuger, weisen allerdings keinen offensichtlichen analytischen Zusammenhang auf. Für jede Konfiguration, die durch den Injektor, den Luftmassenstrom und die Vorwärmtemperatur festgelegt ist, könnte eine kritische Luftzahl in Abhängigkeit vom Wasserstoffanteil im Brennstoff angegeben werden. Eine derartige Stabilitätskarte wäre allerdings nicht universell einsetzbar und rechtfertigte keine Extrapolation über den zugrundeliegenden Datensatz hinaus. Außerdem beschreiben die genannten Parameter die Strömungseigenschaften und die Charakteristika der chemischen Reaktion nur indirekt. Im Folgenden wird daher nach alternativen Modellen gesucht.

Die von Tieszen et al. [119] hergeleitete Korrelation zur Vorhersage von Ausblasen (engl. Blowout, abgekürzt BO) wurde für einen Brennstoff-Jet in ruhendem Fluid entwickelt. Um sie an den vorliegenden Fall mit dominanter Luftströmung anzupassen, wird von der Geschwindigkeit des Brennstoffjets u_f die Coflow-Geschwindigkeit u_a abgezogen und anstelle der Jet-Geschwindigkeit u_j in die Gleichungen 2.44 bis 2.48 eingesetzt:

$$u_j = u_f - u_a \,. \tag{5.2}$$

Das entspricht einem mit der Luftströmung bewegten Bezugssystem. Damit ergibt sich für die kritische Geschwindigkeit am Düsenaustritt, $\check{u}_{f,\text{Tieszen}}$, und die turbulente Brenngeschwindigkeit am Ausblase-Punkt , $\check{s}_{t,\text{Tieszen}}$, analog den Gleichungen 2.47 und 2.46:

$$\check{u}_{f,\text{Tieszen}} = \frac{0.013}{\nu_{\text{MR}}} \left(\frac{s_{l,\text{MR}}}{Y_{\text{MR}}}\right)^2 \left(\frac{\rho_f}{\rho_a}\right)^{1/2} \frac{d_f}{2} + u_a , \qquad (5.3)$$

$$\check{s}_{t,\text{Tieszen}} = s_{l,\text{MR}} + 0.26 \left(\frac{Y_{\text{MR}}^2 s_{l,\text{MR}}^2 (u_f - u_a)^3 d_f / 2}{\nu_{\text{MR}}} \left(\frac{\rho_f}{\rho_a} \right)^{1/2} \right)^{1/4} .$$
(5.4)

Wie für Diffusionsflammen üblich, werden die Stoffwerte der reaktivsten Mischung MR verwendet. Die laminare Brenngeschwindigkeit $s_l(Y)$ als Funktion des Mischungsbruchs Y erreicht bei der reaktivsten Mischung Y_{MR} ihr Maximum, $s_{l,MR}$. In Tab. 5.1 sind für beide Größen die Werte am experimentell bestimmten Sicherheitslimit zu finden. Die kritische Geschwindigkeit des Brennstoffs

während die turbulente Brenngeschwindigkeit kleiner als $10 \cdot s_{l,MR}$ ist. Letzteres legten [119] für die Herleitung von 5.3 zu Grunde. Diese Diskrepanzen deuten darauf hin, dass der Einfluss der Luftströmung auf das Ausblaseverhalten der Flammen im Drallerzeuger durch die Anpassung in Gleichung 5.2 nicht hinreichend berücksichtigt wird. Die Geschwindigkeit der Luft ist, verglichen mit der Jet-Geschwindigkeit, betragsmäßig zu klein. Vermutlich wäre der sehr viel größere Impuls der Luft geeigneter, um den Einfluss der Luftströmung abzubilden. Die Flammenstabilisierung im A2EV lässt sich mit den Korrelationen nach [119] nicht vorhersagen. Gleiches gilt für die Korrelationen für die Abhebehöhe nach Kalghatgi [54] und Bradley et al. [13]³, die ebenfalls für Jets in ruhenden Coflow entwickelt wurden (vgl. Abschnitt 2.2.3). Für den von der Luftströmung dominierten Drallerzeuger ist das von [54] eingeführte Konzept einer kritischen Abhebehöhe am Ausblase-Punkt nicht gültig.

$$u_j \rightarrow u_f - u_a, \ \frac{p_i}{p_a} \rightarrow \frac{p_\infty + \frac{\rho_f}{2} u_f^2}{p_\infty + \frac{\rho_a}{2} u_a^2} \text{ mit } p_\infty = 1,013 \text{ bar}$$
 (5.5)

vorgenommen, um sie an die Strömung im Drallerzeuger anzupassen.

³An der Korrelation nach Bradley et al. [13] (Gleichung 2.51) werden die Substitutionen

5.3.3 Modellierungsansatz für den A2EV-Brenner

Keine der oben genannten Korrelationen ist dazu in der Lage, das Ausblasen der Flamme im Drallerzeuger vorherzusagen. In allen bleibt der Injektionswinkel α_3 des Brennstoffs zur Luftströmung unberücksichtigt. Der Winkel zwischen den Jetflammen und der Hauptströmung⁴ beträgt ca. $\alpha_1 = 63^{\circ}$. Dieser Wert wurde experimentell bestimmt (s. Abb. 5.4). Der Luftmassenstrom ist um ein Vielfaches größer als der Brennstoffmassenstrom, weshalb davon ausgegangen wird, dass der Luftstrom nicht nur den Winkel der Jetflammen, sondern auch das Strömungsfeld und das Ausblaseverhalten der Jetflammen dominiert. Diese Behauptung wird durch den konstanten Winkel α_1 gestützt. Der aus α_1 und α_2 resultierende Winkel α_3 wird entsprechend Gleichung 3.2 mit

$$\alpha = 90^{\circ} - \alpha_3 \tag{5.6}$$

auf die von Han und Mungal [43] verwendete Darstellung eines angestellten Jets in Coflow umgerechnet (s. Abb. 2.10). α_3 und α bezeichnen Winkel zwischen den reagierenden Brennstoffjets und der Luftströmung. Gleichung 2.39 liefert die Geschwindigkeit des Fluids an der Position der reaktivsten Mischung:

$$u_{s,\alpha} = Y_{\rm MR} u_f + (1 - Y_{\rm MR}) u_a \sin \alpha$$
, (5.7)

mit

$$u_{a} = \frac{95,5\%\dot{m}_{a}}{\rho_{a} \cdot A_{s}} \text{ und } u_{f} = \frac{\dot{m}_{f}}{\rho_{f} \cdot N_{s} \cdot N_{f} \cdot d_{f}^{2}/4 \cdot \pi}.$$
 (5.8)

 A_s ist die durchströmte, kumulierte Fläche aller vier Drallschlitze. Aufgrund einer CFD-Simulation (s. Anhang D) wird angenommen, dass 95,5 % des Luftmassenstroms \dot{m}_a durch die Drallschlitze und nur $\dot{m}_{a,ax} = 4,5 \% \cdot \dot{m}_a$ durch die Düse in der Spitze des Drallerzeugers strömen. $u_{s,\alpha}$ wird als charakteristische Strömungsgeschwindigkeit des reagierenden Gemischs verwendet.

Mithilfe des Anstellwinkels α der Brennstoffjets zur Luftströmung wird aus dem Bohrungsdurchmesser der Brennstofflöcher, d_f , und dem hydraulischen Durchmesser eines Drallschlitzes, d_s , ein charakteristisches Längenmaß der JICo- bzw. JIC-Konfiguration gebildet:

$$l_t = \left(d_f \cdot \cos^2(\alpha) + d_s \cdot \sin^2(\alpha)\right) \sqrt{\frac{\rho_f}{\rho_a}} \,. \tag{5.9}$$

⁴Die Hauptströmung (Co- bzw. Crossflow) entspricht der Luftströmung in den Drallschlitzen und dem Luft-Brennstoff-Gemisch im Inneren des Drallerzeugers.

Die trigonometrischen Funktionen stellen einen Gewichtungsfaktor dar. Für eine JIC-Anordnung ($\alpha = 0^{\circ}$) spielt die Schlitzgeometrie keine Rolle, in JICo-Anordnung ($\alpha = 90^{\circ}$) verschwindet der Einfluss des Lochdurchmessers. Die Quadratwurzel des Dichteverhältnisses berücksichtigt die Impulsströme. Zusammen mit der stöchiometrischen Geschwindigkeit $u_{s,\alpha}$ ergibt sich ein charakteristisches Zeitmaß:

$$\tau_t = \frac{l_t}{u_{s,\alpha}} \,. \tag{5.10}$$

Mit einem chemischen Zeitmaß der reaktivsten Mischung $\tau_{c,MR} = a_{u,MR}/s_{l,MR}^2$ entsprechend der gängigen Vorstellung von laminaren Flamelets (s. Abschnitt 2.1.1) lässt sich eine Damköhler-Zahl für die Jetflammen im Drallerzeuger formulieren:

$$Da = \frac{l_t}{u_{s,\alpha}} \cdot \frac{1}{\tau_{c,MR}} \,. \tag{5.11}$$

Die laminare Brenngeschwindigkeit wird hierfür mit der Korrelation nach Peters [94] (Gleichung 2.9) für Methan und Wasserstoff abgeschätzt. Die Brenngeschwindigkeit des Brennstoffgemischs ist [65]

$$\frac{1}{s_l} = \frac{X_{H_2,f}}{s_{l,H_2}} + \frac{X_{CH_4,f}}{s_{l,CH_4}} \text{ mit } X_{CH_4,f} = 1 - X_{H_2,f} .$$
(5.12)

Die Damköhler-Zahl aus Gleichung 5.11 wird im Folgenden für die Modellierung benutzt werden.

5.3.4 Ähnlichkeitsbeziehung zur Prognose der Regenerationsfähigkeit

Das effektive Geschwindigkeitsverhältnis r (vgl. Gleichung 2.36) wird benutzt, um das Strömungsfeld von JIC(o)-Situationen zu beschreiben:

$$r = \sqrt{\frac{u_f^2 \rho_f}{u_a^2 \rho_a}}.$$
(5.13)

r wird lediglich von Betriebspunkt und Brennstoffzusammensetzung, jedoch nicht vom Injektionswinkel und der chemischen Reaktion beeinflusst. Im untersuchten Betriebsbereich liegt r ca. zwischen 1,6 und 2,6. In die Berechnung von Damköhler-Zahlen fließen hingegen charakteristische Größen der Strömung als auch der chemischen Reaktion ein (s. Gleichung 5.11). In Abb. 5.20



Abbildung 5.20: Abschätzen des Sicherheitslimits mit Hilfe einer kritischen Damköhler-Zahl Da (schwarze Linie); unterhalb der schwarzen Linie liegt der sichere Betriebsbereich. Schwarze Kreuze symbolisieren das experimentell ermittelte Sicherheitslimit. Links: Atmosphärische Bedingungen für die Injektoren A bis D. Rechts: Anwenden des Damköhler-Zahl-Modells bei der Vorwärmtemperatur $T_a = 50$ °C bzw. höheren Drücken (p = 5 und 20 bar) für die Injektoren A und D bei $\lambda = 2,5$ und $\dot{m}_{a,ref} = 80$ g/s.

sind *r* und Da für den A2EV gegeneinander aufgetragen. Die schwarzen Kreuze symbolisieren die gerade noch sicheren Betriebspunkte aller vier Injektortypen am Sicherheitslimit. Wird der Wasserstoffanteil weiter erhöht, erreicht man den unsicheren Bereich. Die schwarz gezeichnete Trendlinie des Sicherheitslimits wurde mittels linearer Regression berechnet. Unterhalb der Trendlinie liegt der sichere Betriebsbereich. In der Abbildung sind berechnete Betriebspunkte für alle Injektoren bei $\dot{m}_a = 60-100$ g/s, $\lambda = 2-3$ und $X_{H_2,f} = 0,3-1$ entsprechend des Wasserstoffanteils im Brennstoff farbig codiert. Nur sichere und unsichere Betriebspunkte in der Nähe des Sicherheitslimits wurden experimentell untersucht.

Die linke Seite von Abb. 5.20 zeigt das Verhältnis zwischen r und Da bei Umgebungsdruck. Beide Größen steigen monoton an, wenn der Wasserstoffanteil erhöht wird. Am Sicherheitslimit gilt:

$$\check{\text{Da}} = \frac{K}{r} \text{ mit } K = 70.$$
 (5.14)

Die kritische Damköhler-Zahl Ďa ist indirekt proportional zur Quadratwurzel des Impulsstromdichteverhältnisses von Brennstoff- und Luftstrom, r. Der validierte Gültigkeitsbereich für r ist 1,6 < r < 2,6. Wird ausgehend von einem
Punkt im sicheren Betriebsbereich der Wasserstoffanteil im Brennstoff erhöht, nimmt für $X_{H_{r,f}}$ < 0,6 das effektive Geschwindigkeitsverhältnis r stark zu, während die Damköhler-Zahl nur moderat ansteigt. Für große Wasserstoffanteile kehrt sich dieses Verhalten um: r bleibt fast unverändert und Da steigt sehr stark. Damit wird schnell der unsichere Bereich oberhalb der schwarzen Linie erreicht. Das beweist, dass Gleichung 5.14 den dominierenden Einfluss von $X_{H_{o},f}$ auf das Sicherheitslimit wiedergibt. Steigt der Brennstoffstrom (die Luftzahl λ sinkt), steigt auch *r* und die Punktewolke für einen gegebenen Luftmassenstrom wird zu größeren Werten von r verschoben. Gleichzeitig erscheint die mit steigendem r kleiner werdende kritische Damköhler-Zahl Ďa sinnvoll, weil nicht nur r mit steigendem Wasserstoffanteil zunimmt, sondern auch die Reaktivität des Gemischs. Die vorgeschlagene Ähnlichkeitsbeziehung in Gleichung 5.14 gibt auch diesen Trend wieder. Der Einfluss der Vorwärmtemperatur der Reaktanden ist nicht explizit aus Abb. 5.20 abzulesen, wird jedoch implizit über das chemische Zeitmaß in der Berechnung der Damköhler-Zahl berücksichtigt.

Obwohl die Geometrie des Injektors sowohl r als auch Da beeinflusst, lassen sich die Punkte in Abb. 5.20 nicht intuitiv einem Injektortyp zuordnen. An einem konstanten Betriebspunkt weicht r mit Injektor C leicht von den anderen Injektorvarianten ab, weil die Gesamtfläche der Brennstoffaustrittsöffnungen leicht abweicht. Die Damköhler-Zahl nimmt für alle Injektoren unterschiedliche Werte an, weil der Injektionswinkel α oder der Durchmesser der Brennstoffbohrung d_f variieren. Trotzdem ist die Streuung in der Punktewolke am Sicherheitslimit gering und Gleichung 5.14 nähert für alle Injektortypen das Sicherheitslimit mit guter Genauigkeit an.

Die Injektoren A und C führen zum fast gleichen Sicherheitslimit und Injektor B weicht nur geringfügig von A und C ab. Daraus wird abgeleitet, dass Position und Anzahl der Brennstoffinjektionspunkte das Sicherheitslimit nur schwach beeinflussen. Obwohl der Anstellwinkel α in die Berechnung von Da einfließt, unterscheidet sich Da zwischen den Injektoren A und D kaum. Weiterhin wird gefolgert, dass der Einfluss der Jetflammen des Nachbarinjektors durch Einmischen von Verbrennungsprodukten in stromab gelegene Brennstoffjets nur einen kleinen Beitrag zur Flammenstabilisierung leistet, weil die Jetflammen in unmittelbarer Nähe des Injektors stabilisiert werden (vgl. Abb. 5.4). Loch-Loch- und Injektor-Injektor-Interaktion sind im Ďa-Modell nicht explizit berücksichtigt.

Aus mathematischer Sicht zeigt Gleichung 5.14 asymptotische Eigenschaften. Für den Grenzwert $r \rightarrow 0$ ist der Impuls der Luftströmung sehr groß oder

der Brennstoffimpuls sehr klein. Die kritische Damköhler-Zahl divergiert ins Unendliche. Dieses Verhalten erscheint physikalisch sinnvoll; für sehr kleine Werte von r verhindert die Luftströmung die Flammenstabilisierung und die Flamme am Injektor wird ausgeblasen. Für $r \rightarrow \infty$ konvergiert Da gegen Null. Der Brennstoffimpuls ist hier entweder sehr groß oder der Luftimpuls sehr klein. Letzteres entspricht dem Fall eines JIC(o) in ruhende Luft. Auch dieses Verhalten erscheint physikalisch sinnvoll; die Anwendbarkeit von Gleichung 5.14 bei großen Werten von r wurde jedoch in der vorliegenden Arbeit nicht validiert. Das Da-Modell basiert auf Experimenten mit dem A2EV-Brenner, in denen der Luftimpuls eine wichtige Rolle spielt.

Die Verbrennung in realen Gasturbinen findet unter erhöhtem Druck bei ca. 20 bar statt. Deshalb soll das Modell aus Gleichung 5.14 auf im atmosphärischen Verbrennungsprüfstand nicht nachstellbare Bedingungen angewendet werden. Um vergleichbare Bedingungen zu erhalten, wird für eine gegebene Luftzahl die Strömungsgeschwindigkeit der Luft u_a konstant gehalten und der Luftmassenstrom m_a entsprechend angepasst. Mit dem idealen Gasgesetz⁵ ergibt sich damit für vom Referenzzustand ref abweichenden Druck p_p bei konstanter Temperatur

$$\dot{m}_{a,p} = \dot{m}_{a,\text{ref}} \frac{p_p}{p_{\text{ref}}}$$
(5.15)

und für abweichende Temperatur $T_{a,T}$ bei konstantem Druck

$$\dot{m}_{a,T} = \dot{m}_{a,\text{ref}} \frac{T_{a,\text{ref}}}{T_{a,T}} \,. \tag{5.16}$$

Im Referenzzustand ist $T_{a,ref} = 673,15$ K und $p_{ref} = 1,013$ bar. Auf der rechten Seite von Abb. 5.20 sind für die Luftzahl $\lambda = 2,5$ und den Referenzmassenstrom $\dot{m}_{a,ref} = 80$ g/s Betriebspunkte mit den Injektoren A bis D bei der Temperatur $T_{a,T} = 50$ °C und Umgebungsdruck (willkürlich gewählter Wert für einen Fall ohne Vorwärmung) und bei den Drücken $p_p = 5$ oder 20 bar und 400 °C Vorwärmtemperatur dargestellt. Die skalierten Luftmassenströme ergeben sich aus den Gleichungen 5.16 und 5.15 zu $\dot{m}_{a,T} = 2,08 \cdot \dot{m}_{a,ref}$ und $\dot{m}_{a,p} = 5$ oder 20 $\cdot \dot{m}_{a,ref}$.

Für $T_{a,T} = 50$ °C stuft das Modell der kritischen Damköhler-Zahl sogar den Betrieb mit reinem Wasserstoff als sicher ein. r ist gestiegen⁶, während Da aufgrund der kleineren Brenngeschwindigkeit gesunken ist. r wird durch

 $^{{}^{5}}p = \frac{R_{s}}{V} \cdot m \cdot T$ mit R_{s} =konst. und V =konst.

⁶Weil die Brennstofftemperatur ebenfalls auf $T_f = 50$ °C gesetzt wurde, beträgt das skalierte r ca. das 1,1-fache des Referenzzustands.



Abbildung 5.21: Ungenauigkeit des Da-Modells in der Prognose des Ausblase-Verhaltens.

Druckerhöhung nicht beeinflusst. Die Damköhler-Zahl nimmt bei moderatem Wasserstoffanteil $X_{H_2,f} < 0,85$ leicht und bei großem Wasserstoffanteil stark zu. Die Anwendung des Modells bei höheren Drücken verändert ausschließlich Da, aber nicht r oder Ďa. Eine Änderung der Temperatur beeinflusst alle drei Größen.

Das Ďa-Modell scheint auf den ersten Blick auch anwendbar zu sein, wenn die thermodynamischen Bedingungen vom validierten Bereich abweichen. Einen Nachweis dafür kann die vorliegende Arbeit nicht liefern. Die Prognosen des Sicherheitslimits mit dem Ďa-Modell bei gasturbinentypischen Bedingungen werden in Abschnitt 5.3.5 diskutiert.

Prognosegenauigkeit

Um die Prognosegenauigkeit des Ďa-Modells zu quantifizieren, wurden die Größen *r* und Da für einen weiten Betriebsbereich ober- und unterhalb des experimentell bestimmten Sicherheitslimits berechnet (für $0.3 \le X_{H_2,f} \le 1$, $60 \le \dot{m}_a \le 100$ g/s, $2 \le \lambda \le 3$, $300 \le T_a \le 400$ °C und die Injektoren A bis D). Für diese Betriebspunkte wird die Prognose der Gleichung 5.14 mit dem experimentell bestimmten Sicherheitslimit verglichen. Daraus ergibt sich die in Abb. 5.21 dargestellte Abweichung zwischen Prognose und Messung. Der gemittelte Gesamtfehler $\bar{\epsilon}$ ist akzeptabel. Der Gesamtfehler ist jedoch wenig aussagekräftig, weil etwaige in einem bestimmten Betriebsbereich auftretende Schwächen des Modells unentdeckt bleiben könnten. Deswegen sind in der Abbildung zusätzlich die Fehler bei bestimmten Werten von *r* abgebildet.

Für das Ďa-Modell ist der Fehler für $1,5 \le r \le 2,2$ meistens kleiner als 10 %. Nimmt r zu, steigt der Fehler auf bis zu 26 % bei r = 2,5.

Die Brennstofftemperatur wird mit Gleichung 5.1 abgeschätzt und unterliegt einem relativ großen Fehler. Dieser Fehler wird vernachlässigt, obwohl die Brennstofftemperatur sowohl r als auch Da beeinflusst. Die Temperatur des Brennstoffs ist über das ideale Gasgesetz mit der Dichte gekoppelt und beeinflusst die Austrittsgeschwindigkeit und die Impulsstromdichte des Jets abhängig von der Brennstoffzusammensetzung mit unterschiedlicher Ausprägung. Außerdem ist die laminare Brenngeschwindigkeit stark von der Temperatur der Reaktanden getrieben. Trotzdem wird der Einfluss der Brennstofftemperatur auf die Flammenstabilisierung im Drallerzeuger als gering eingestuft. Das ist gerechtfertigt, weil r bei steigender Brennstofftemperatur steigt und Da mit den Hinterkanteninjektoren in der gleichen Größenordnung sinkt. Im Da-Modell ist Da indirekt proportional zu r, weshalb der Fehler in der Annahme der Brennstofftemperatur für die Hinterkanteninjektoren und moderate Wasserstoffanteile größtenteils kompensiert wird (s. Anhang A.2). Mit Kreuzstrominjektoren wird der Fehler nur teilweise kompensiert.

Insgesamt ermöglicht das Ďa-Modell eine zuverlässige Vorhersage des Sicherheitslimits für den A2EV-Brenner.

Validierung mit Literaturdaten

Um die Allgemeingültigkeit des vorgeschlagenen Modells einer kritischen Damköhler-Zahl zur Beschreibung des Ausblasevorgangs (engl. Blowout, abgekürzt BO) zu überprüfen, werden im Folgenden in der Literatur beschriebene Messdaten am BO-Punkt mit dem Ďa-Modell nach Gleichung 5.20 verglichen und in Abb. 5.22 dargestellt. Die Achsen der Abbildung sind logarithmisch skaliert. Die Abbildung zeigt zusätzlich eine Variation des Proportionalitätsfaktors *K* des Ďa-Modells. *r* und Da wurden mit den Gleichungen 5.13 und 5.11 entsprechend der in den Veröffentlichungen angegebenen Bedingungen berechnet und in Tab. 5.2 aufgelistet. Wenn die Luftgeschwindigkeit, ausgehend vom BO-Punkt, verdoppelt bzw. halbiert wird, sollte der sichere bzw. unsichere Betriebsbereich erreicht werden. Diese Punkte wurden berechnet und ebenfalls in Abb. 5.22 eingezeichnet. Die zitierten Experimente wurden bei Normalbedingungen ($T_a = 25$ °C, p = 1,013 bar) mit dem Brennstoff Methan durchgeführt.

Dahm und Mayman [22] führten BO-Experimente an koaxialen Jets mit innerer und äußerer Düse durch. Die Geschwindigkeiten von Brennstoff und Luft



Abbildung 5.22: Anwenden des Damköhler-Zahl-Modells auf Literaturdaten.

Lit.	$u_a [\mathrm{m/s}]$	$u_f [\mathrm{m/s}]$	α	$X_{H_2,f}$	l_t [mm]	r	Da
[22]	4,60	20,0	90	0	7,5	3,2	10,7
[47]	1,58	21,5	0	0	3,5	10,2	21,2
[72]	1,04	11,9/27,6	90	0	1,7	8,5/19,8	8,1/5,2
[40]	0,60	61,7/72,8	70/20	0	2,2	76,7/90,5	4,2/3,9

 Tabelle 5.2: Literaturdaten zu Betriebspunkten am Ausblase-Punkt.

lagen in der gleichen Größenordnung. Das ist ein gravierender Unterschied zu den Strömungsbedingungen im Drallerzeuger, weil im A2EV-Brenner die Geschwindigkeit der Brennstoffjets deutlich größer ist als die Luftgeschwindigkeit. In Abb. 5.22 sind der BO-Punkt (schwarzes x) und je ein sicherer Punkt (BO, schwarzes Quadrat) und ein unsicherer Punkt (kein BO, schwarze Raute) eingezeichnet. Ausgehend vom BO-Limit wurde für den sicheren Punkt die Luftgeschwindigkeit verdoppelt bzw. für den unsicheren Punkt halbiert, wodurch r leicht sinkt bzw. steigt und Da kleiner bzw. größer wird. Die kritische Damköhler-Zahl als Funktion von r trennt den sicheren und unsicheren Punkt und der BO-Punkt kommt dem prognostizierten Sicherheitslimit sehr nahe. Die vorgeschlagene Korrelation ist demnach konsistent zu den Messdaten von [22]. Der Proportionalitätsfaktor K wird allerdings überschätzt.

Die Daten von Lawn [72] entstammen einem Versuch, bei dem ein zur Luftströmung in einem Diffusor koaxialer Methan-Jet eingedüst wird. Die Geschwindigkeit des Jets überstieg am BO-Punkt die Luftgeschwindigkeit um das 10-30-fache, weil der Durchmesser des Diffusors viel größer als der Durchmesser der Brennstoffdüse war. Deshalb wird letzterer als charakteristisches Längenmaß zur Berechnung von Da verwendet. Die BO-Punkte (hellblaue Kreuze) treffen die kritische Damköhler-Zahl sehr gut. Die Punkte mit verdoppelter bzw. halbierter Luftgeschwindigkeit werden eindeutig als sicher (hellblaues Quadrat) bzw. unsicher (hellblaue Raute) eingestuft. Demnach bestätigen die Messwerte von [72] das Ďa-Modell.

Gomes et al. [40] untersuchten u.a. angestellte Methan-Jets mit Winkeln zwischen 20° und 70° in langsamer Luftströmung. Die beiden in Abb. 5.22 gezeigten Punkte am BO-Limit liegen oberhalb der kritischen Damköhler-Zahl im unsicheren Bereich. Allerdings ist das effektive Geschwindigkeitsverhältnis mit r > 75 deutlich außerhalb des in der vorliegenden Arbeit validierten Bereichs.

Hasselbrink und Mungal [47] zeigen für eine JIC-Anordnung eines Methan-Jets einen Betriebspunkt bei r = 10, der die BO-Bedingung nach [53] erfüllt. Dieser Betriebspunkt ist als Limit in Abb. 5.22 mit einem roten Kreuz eingetragen. Gleichung 5.14 unterschätzt die kritische Damköhler-Zahl. Wird die Luftgeschwindigkeit des Kreuzstroms verdoppelt bzw. halbiert, sinkt bzw. steigt r, während Da konstant bleibt. Da wird für JIC-Konfigurationen nicht durch u_a beeinflusst (vgl. die Gleichungen 5.7 und 5.11). Entsprechend der Daten von [47] wird der Proportionalitätsfaktor K des Ďa-Modells unterschätzt, die Tendenz passt jedoch zum Modell.

Insgesamt stimmen die zitierten Daten zum Ausblaseverhalten von nicht vorgemischten JICo- und JIC-Flammen gut mit den Prognosen des Ďa-Modells überein. Der Vergleich kommt zum Ergebnis, dass die Modellvorstellung einer kritischen Damköhler-Zahl am BO-Punkt in Abhängigkeit von der Quadratwurzel des Impulsstromdichteverhältnisses für moderate Werte von r < 20sehr gut anwendbar ist. In diesem Bereich darf der Einfluss des Luftimpulses auf die Stabilisierung von Jetflammen nicht vernachlässigt werden.

5.3.5 Sicherheitskarte

Bei der Neuentwicklung von Gasturbinenbrennern ist es wichtig, bereits in der frühen Phase des Entwicklungsprozesses das Regenerationsverhalten abschätzen zu können. Das oben beschriebene Modell einer kritischen Damköhler-Zahl könnte dabei behilflich sein. Im Folgenden wird das Sicherheitslimit des A2EV-Brenners in Form einer Sicherheitskarte dargestellt.

Aus der Sicherheitskarte kann für eine bekannte Strömungsgeschwindigkeit die Kombination aus kritischer Luftzahl und Wasserstoffanteil im Brennstoff am Sicherheitslimit abgelesen werden. Dafür wurden für das Betriebsfenster $50 \le \dot{m}_a \le 200 \text{ g/s}, \ 0 \le X_{H_2,f} \le 1, \ 1 \le \lambda \le 3$ bei $T_f = 283 \text{ °C}$ die Damköhler-



Abbildung 5.23: Sicherheitskarten für die Injektoren A-D ($T_a = 400$ °C, $T_f = 283$ °C). Isolinien und Farbcode zeigen die Luftgeschwindigkeit in den Drallschlitzen u_a . Für eine konstante Luftgeschwindigkeit können die kritische Luftzahl und der kritische volumetrische Wasserstoffanteil im Brennstoff abgelesen werden.



Abbildung 5.24: Sicherheitskarten für die Injektoren A und D bei p = 20 bar ($T_a = 400$ °C, $T_f = 283$ °C). Isolinien und Farbcode zeigen die Luftgeschwindigkeit in den Drallschlitzen u_a .

Zahl Da und das effektive Geschwindigkeitsverhältnis r berechnet. Abb. 5.23 zeigt die Luftgeschwindigkeit am Sicherheitslimit (Ďa=Da). Betriebspunkte mit größerer Geschwindigkeit sind sicher, während für kleinere Geschwindigkeit die Flammen am Injektor stabilisiert werden. Die Geschwindigkeit im experimentell untersuchten Betriebsbereich beträgt $22 \le u_a \le 36$ m/s. Das Sicherheitslimit mit den Injektoren A und C ist identisch und führt zu identischen Sicherheitskarten. Mit Injektor B regeneriert die Strömung etwas besser. Dieser Effekt ist in den Sicherheitskarten nicht mehr erkennbar. Mit Injektor D ist das Sicherheitslimit aufgrund der schnellen Mischvorgänge annähernd Luftzahl-unabhängig; mit JIC-Injektoren verschwindet die Jetstruktur schnell und die Postion der reaktivsten Mischung wird Luftzahl-unabhängig.

Als gasturbinentypische Geschwindigkeit im Brenneraustritt wird $u_b = 100$ m/s angenommen. Weil nur ca. 95,5 % der Luft durch die Drallschlitze strömt und die effektive Fläche der Schlitze größer als die Fläche des Brenneraustritts ist, beträgt die Strömungsgeschwindigkeit in den Drallschlitzen $u_a \approx 75$ m/s (für $u_b = 100$ m/s). Bei Gasturbinen-typischer Strömungsgeschwindigkeit und atmosphärischem Druck könnten mit den Hinterkanteninjektoren A bis C bei der Luftzahl $\lambda = 2$ in etwa 90 Vol.% Wasserstoff im Brennstoff sicher verbrannt werden. Dieses Beispiel für das Sicherheitslimit ist in Abb. 5.23 mit roten Linien gekennzeichnet. Der sichere Betrieb bei der Luftzahl $\lambda = 1$ mit reinem Wasserstoff wäre mit Injektor D möglich.

Betriebssicherheit bei erhöhtem Druck

Die in Abb. 5.24 abgebildeten Sicherheitskarten wurden entsprechend Gleichung 5.15 für den in Gasturbinen-Brennkammern typischen Druck $p_p = 20$ bar berechnet. Weil die Regenerationsfähigkeit mit allen Hinterkanteninjektoren ähnlich ist, werden nur die Injektoren A und D gezeigt. Mit Injektor A könnten bei der Luftzahl $\lambda = 2$ ca. 80 Vol.% Wasserstoff zugegeben werden, ohne den sicheren Betriebsbereich zu verlassen. Mit dem Kreuzstrominjektor D liegen Betriebspunkte mit 95 Vol.% Wasserstoff nahezu unabhängig von der Luftzahl im Bereich des Sicherheitslimits. Verglichen mit dem Modellexperiment bei Umgebungsdruck kann bei p = 20 bar weniger Wasserstoff zugegeben werden.

Das in dieser Arbeit vorgestellte Ďa-Modell basiert ausschließlich auf Experimenten unter atmosphärischen Bedingungen. Die Strömungsgeschwindigkeit war in etwa halb so groß wie in realen Gasturbinen. Die Anwendung des Modells bei erhöhtem Druck liefert zwar tendenziell sinnvolle Ergebnisse, bedarf allerdings experimenteller Validierung.

5.4 Fazit

Der Einfluss der Brennstoffinjektion auf die Regenerationsfähigkeit der Strömung in einem Gasturbinen-typischen Modellbrenner nach Laserzündung in der Vormischzone wurde in atmosphärischen Verbrennungstest mit Wasserstoff-Erdgas-Luft-Mischungen untersucht. Die Experimente führen zu folgenden Ergebnissen:

- Nach der Laserzündung transportiert die um die Brennerachse rotierende Strömung die Flammenfront entlang der Stromlinien im Drallerzeuger und entzündet die Brennstoffjets in den Drallschlitzen.
- Das Sicherheitslimit ist unabhängig von der Zündposition im Drallerzeuger.
- Die Stabilität der Jetflammen im Drallerzeuger wird hauptsächlich vom Wasserstoffanteil im Brennstoff bestimmt. Geringerer Wasserstoffgehalt macht Betriebspunkte sicherer. Zusätzlich beeinflussen der Injektionswinkel zwischen Brennstoffjet und Luftstrom, die Geschwindigkeit von Luft- und Jetströmung sowie die Vorwärmtemperatur die Regenerationsfähigkeit.
- Je größer der Luftmassenstrom, desto besser ist die Regenerationsfähigkeit der Strömung.
- Beträgt der Injektionswinkel des Brennstoffs relativ zum Luftstrom 90° (Kreuzstrominjektor), ist das Sicherheitslimit annähernd unabhängig von der Luftzahl.
- Wird der Brennstoff an der Hinterkante der Drallschlitze unter einem Winkel injiziert, der deutlich kleiner als 90° ist (Hinterkanteninjektor), sinkt der kritische Wasserstoffanteil am Sicherheitslimit bei sinkender Luftzahl.
- Das Sicherheitslimit kann durch eine Ähnlichkeitsbeziehung beschrieben werden: Die kritische Damköhler-Zahl am Sicherheitslimit ist indirekt proportional zur Quadratwurzel des Impulsstromdichteverhältnisses von Luftstrom und Brennstoffjet. Diese Beziehung wird zur Prognose der Regenerationsfähigkeit verwendet.

- Die Anwendung dieser Beziehung bei Gasturbinen-typischen Bedingungen führt zu diesen Sicherheitslimits: Mit Hinterkanteninjektoren kann der A2EV-Brenner mit 80 Vol.% Wasserstoff bei der Luftzahl zwei betrieben werden. Mit dem Kreuzstrominjektor ist der Betrieb mit 95 Vol.% Wasserstoff bei stöchiometrischen Bedingungen möglich.
- Der kritische Wasserstoffgehalt ist bei erhöhtem Druck kleiner als bei atmosphärischen Bedingungen.
- Am Sicherheitslimit des A2EV-Brenners tritt kein Flammenrückschlag auf.

Um das vorgeschlagenen Modell zur Prognose der Regenerationsfähigkeit zu validieren, sind weitere Experimente bei erhöhtem Druck nötig.

6 Zusammenfassung

In Brennkammern moderner stationärer Gasturbinen zur Stromerzeugung kommt das Konzept der mageren Vormischverbrennung zum Einsatz. Um Stickoxide im Abgas zu reduzieren, ist es nötig, Brennstoff und Luft vor der Reaktionszone homogen zu vermischen. Allerdings verschärft das Vormischkonzept die Sicherheitsproblematik, weil es bei falscher Auslegung zu Flammenrückschlag oder Selbstzündung in der Vormischzone mit anschließender Stabilisierung der Verbrennung außerhalb der Brennkammer kommen kann. Das führt zur Beschädigung der Bauteile. Mit dem Brennstoff Erdgas ist die Sicherheit in den heutigen Gasturbinenbrennern gegeben. Wird jedoch ein Teil des Erdgases oder der gesamte Brennstoff durch Wasserstoff ersetzt, steigt dadurch die Brenngeschwindigkeit im Brennstoff-Luft-Gemisch immens und damit die Gefahr von Flammenrückschlägen.

In dieser Arbeit wurden unterschiedliche Konzepte der Brennstoffinjektion mit dem Ziel untersucht, die Strömungs- und Mischungseigenschaften derart zu beeinflussen, sodass der sichere Betrieb von Gasturbinenbrennern mit wasserstoffhaltigen Brennstoffen zu gewährleisten ist.

Als Versuchsobjekt diente ein modifizierter A2EV-Drallbrenner, in den vier Varianten von Brennstoffinjektoren eingesetzt wurden. Der A2EV-Brenner besteht aus einem dickwandigen Hohlkegel mit vier tangentialen Schlitzen. Die Brennstoffinjektion erfolgte an der Hinterkante der Drallschlitze mit Jetin-Coflow-Injektoren oder im Drallschlitz mit einem Jet-in-Crossflow-Injektor. Es wurden drei Jet-in-Coflow-Injektoren und ein Jet-in-Crossflow-Injektor getestet. Das Flammenrückschlagsverhalten wurde mit reinem Wasserstoff als Brennstoff und die Regenerationsfähigkeit mit Brennstoffmischungen aus Wasserstoff und Erdgas untersucht. Um Flammenrückschlag und Flammenstabilisierung in der Vormischzone optisch untersuchen zu können, bestehen Brennkammer und Mischrohr aus Quarzglas. Außerdem können Flammen im Drallerzeuger durch ein Quarzglasfenster und ein gläsernes Plenumshüllrohr beobachtet werden.

Um den Einfluss der Brennstoffinjektion auf den Flammenrückschlag in Drallbrennern zu ermitteln, wurden Geschwindigkeits- und Mischungsfelder in isothermer Wasserströmung zeitaufgelöst mit den Messmethoden Particle Image Velocimetry und laserinduzierter Fluoreszenz vermessen. Es zeigte sich, dass die Injektionsmethode das axiale Geschwindigkeitsfeld in der Nähe der Brennerachse beeinflusst. Außerdem ergaben sich Unterschiede im Mischverhalten. Die Mischung am Brennkammereintritt wird homogener, wenn auf der gesamten Drallschlitzlänge Brennstoff eingebracht wird.

Flammenrückschlag durch die Vormischzone bis ins Innere des Drallerzeugers mit anschließender Stabilisierung der Flamme am Brennstoffinjektor konnte erfolgreich mit optischer Diagnostik (OH*-Chemilumineszenz, OH-PLIF) beobachtet werden. Selbstzündung in der Vormischzone wurde durch Laserfremdzündung im Drallerzeuger nachgestellt.

Die im Verbrennungsversuch ermittelten Rückschlagsgrenzen und -pfade bestätigen die aus den isothermen Untersuchungen gewonnenen Schlussfolgerungen. Hohe Axialgeschwindigkeit in Verbindung mit einem relativ mageren Kern wirken stabilisierend. Der axiale Impuls auf der Brennerachse hängt von den Druckverlusten in der Düse im Apex des Drallerzeugers und in den Drallschlitzen ab. Letzterer wird durch die Brennstoffinjektion beeinflusst. Dieser Einfluss sollte bei der Brennerauslegung geeignet ausgenutzt werden. Im stabilen Betrieb darf die Flamme nicht in die Vormischzone eindringen. Die Brennstoffinjektion beeinflusst Form und Position der Rückströmblase und damit die Flammenlage.

Entscheidend für die Rückschlagssicherheit eines Brenners sind die Strömungs- und Mischungszustände im Querschnitt des Brennkammereintritts. Es erwies sich als zielführend, diese Zustände im sogenannten charakteristischen Geschwindigkeitsverhältnis abzubilden und damit die Rückschlagsfestigkeit des Brenners zu bewerten. Das charakteristische Geschwindigkeitsverhältnis wird gebildet aus dem Verhältnis von charakteristischer Strömungsgeschwindigkeit (mittlere Geschwindigkeit minus RMS-Geschwindigkeitsfluktuation minus durch den Flammenrückdruck induzierte Geschwindigkeit) zu charakteristischer Brenngeschwindigkeit (Brenngeschwindigkeit entsprechend der mittleren Brennstoffkonzentration plus der RMS-Konzentrationsschwankung). Die experimentell ermittelten Rückschlagsgrenzen legen nahe, dass die charakteristische Strömungsgeschwindigkeit im gesamten Brennkammereintritt mindestens zweimal so groß wie die charakteristische Brenngeschwindigkeit sein sollte. Die Definition dieses Kriteriums spiegelt wider, dass große Strömungsgeschwindigkeiten, homogene Mischungen und kleine Schwankungsgrößen von Geschwindigkeit und Mischungsbruch Merkmale rückschlagssicherer Brenner sind.

Es wurde gezeigt, dass eine reine Wasserstoff-Flamme nach einem Rückschlag immer am Injektor stabilisiert wird und nicht ausgespült werden kann. Mit einem Brennstoffgemisch aus Wasserstoff und Erdgas hängt die Regenerationsfähigkeit der Strömung nach Zündung in der Vormischzone von Wasserstoffanteil und Brennstoffreaktivität, Injektionsmethode sowie Luft- und Brennstoffimpuls ab. Die Regenerationsfähigkeit wird maßgeblich vom Wasserstoffanteil im Brennstoff beeinflusst. Geringer Wasserstoffgehalt macht den Betrieb sicherer. Am Sicherheitslimit des A2EV-Brenners tritt kein Flammenrückschlag auf.

Basierend auf den experimentell ermittelten Zuständen am Sicherheitslimit wurde eine Beziehung zwischen der kritischen Damköhler-Zahl der Jetflammen und dem Kehrwert des effektiven Geschwindigkeitsverhältnisses von Brennstoffjet und Luftströmung hergestellt. Am Sicherheitslimit ist die Damköhler-Zahl indirekt proportional zum effektiven Geschwindigkeitsverhältnis. Wird diese Beziehung bei Gasturbinen-typischen Bedingungen angewendet, ist mit Jet-in-Crossflow-Brennstoffinjektion unabhängig vom globalen Luftverhältnis die beste Regenerationsfähigkeit zu erwarten.

In Kombination führt die Analyse von Flammenrückschlagsresistenz und Regenerationsfähigkeit zur Schlussfolgerung, dass die Jet-in-Crossflow-Brennstoffinjektion im Drallschlitz entlang der gesamten Schlitzlänge die maximale Betriebssicherheit gewährleistet. Dieses Ergebnis sollte durch zukünftige experimentelle und numerische Untersuchungen bei Gasturbinentypischen Bedingungen mit unterschiedlichen Brennerkonzepten validiert werden.

Anhang A

Fehlerabschätzung

Die Messgenauigkeit der zugrunde liegenden Datenbasis ist entscheidend für korrekte Vorhersagen mit den in dieser Arbeit vorgeschlagenen analytischen Modellen.

A.1 Prognose der Rückschlagsgrenze

In die Beurteilung der Flammenrückschlagsgrenze gehen die gemittelte Axialgeschwindigkeit \overline{u}_z , die laminare Brenngeschwindigkeit s_l sowie die Schwankungsgrößen u'_{RMS} und X'_{RMS} ein. Diese Größen werden im Wasserkanal durch die Volumenströme vorgegeben. Die Abweichung des Volumenstrommessers des Hauptstrangs beträgt ca. $\delta \dot{V}_l = 0,5 \%$ und die des Zusatzstrangs $\delta \dot{V}_2 = 2 \%$. Die Abbildungsungenauigkeit der PIV-Auswerteroutine geben Raffel et al. [103] mit $\Delta x_{PIV} = 0,1$ Pixel an. Damit ergibt sich für die axiale Geschwindigkeitskomponente in LS3

$$\Delta u_{z,\text{PIV}} = \frac{\Delta x_{\text{PIV}} \cdot M}{\Delta t_{\text{PIV}}} = \frac{0.1 \text{Pix} \cdot 204.24 \mu \text{m/Pix}}{300 \mu \text{s}} = 68.1 \cdot 10^{-3} \frac{\text{m}}{\text{s}} , \qquad (A.1)$$

mit dem Maßstab *M* und der Zeitdifferenz Δt_{PIV} zwischen den beiden Doppelbildern. Für die Berechnung des relativen Fehlers des zeitaufgelösten Geschwindigkeitsfeldes wird die kleinste in den Experimenten auftretende mittlere Geschwindigkeit im Brenneraustritt $u_{z,PIV,min} = 0,64$ m/s verwendet:

$$\delta u_{z,\text{PIV}} = \frac{\Delta u_{z,\text{PIV}}}{u_{z,\text{PIV,min}}} = 10,6 \%.$$
(A.2)

Für das mittlere Geschwindigkeitsfeld erhöht sich die Messgenauigkeit mit der Anzahl der Messungen N = 1024:

$$\delta \overline{u}_z = \delta \dot{V}_1 + \delta \dot{V}_2 + \frac{\delta u_{z,\text{PIV}}}{\sqrt{N}} = 2,83 \%.$$
 (A.3)

Für die tangentiale Geschwindigkeitskomponente in der Laserlichtschnittebene LS4 beträgt der Maßstab $M = 88,76 \,\mu$ m/Pix und es ergeben sich analog die Fehler

$$\Delta u_{\varphi,\text{PIV}} = 30,0 \cdot 10^{-3} \frac{\text{m}}{\text{s}} \text{ , } \delta u_{\varphi,\text{PIV}} = 4,62 \text{ \% und } \delta \overline{u}_{\varphi} = 0,14 \text{ \%}.$$
 (A.4)

Die Fehler der beiden Volumenstrommesser für Haupt- und Zusatzstrom werden addiert, weil beide Ströme die Geschwindigkeit beeinflussen. Eine deutlich größere Wirkung auf die Geschwindigkeit hat eine Änderung des Hauptvolumenstroms, der mit größerer Genauigkeit als der Zusatzstrom eingestellt werden kann. Der angegebene Fehler der mittleren Geschwindigkeit ist deshalb eine konservative Abschätzung. δu_b wird nicht durch PIV bestimmt und setzt sich aus diesem Grund lediglich aus den Ungenauigkeiten der Volumenstrommessung und der Fertigungstoleranz δA^1 zusammen:

$$\delta u_{b,WK} = \delta \dot{V}_1 + \delta \dot{V}_2 + \delta A = 3,8 \%.$$
 (A.5)

Der Fehler der Konzentrationsmessung mittels Uranin-Tracer-LIF ist schwer quantifizierbar und wird deshalb in der Größenordnung der Standardabweichung der zeitaufgelösten Konzentrationsfelder angenommen. Ein sehr konservativer Wert hierfür ist $\delta X = 25$ %. Für das mittlere Mischungsfeld gilt mit N = 2048

$$\delta \overline{X} = \delta \dot{V}_1 + \delta \dot{V}_2 + \frac{\delta X}{\sqrt{N}} = 3,05 \%.$$
 (A.6)

Die Fehler der beiden Volumenstrommesser für Haupt- und Zusatzstrom werden addiert. Beide Volumenströme beeinflussen die Mischung maßgeblich. Der Fehler in der lokalen Luftzahl entspricht dem Fehler des Konzentrationsfeldes: $\delta \lambda = \delta \overline{X}$.

Zu den Fehlern der isothermen Geschwindigkeits- und Konzentrationsmessung kommen die Ungenauigkeiten in der Angabe des im atmosphärischen Verbrennungsversuch ermittelten Betriebspunktes, bei dem der Rückschlag erfolgt. Dieser ist durch Luft- und Brennstoffmassenstrom sowie Luft- und

 $^{{}^{1}\}delta A = 2 \cdot \delta R \text{ mit } \delta R \approx \frac{0.5 \text{ mm}}{75 \text{ mm}}$



Abbildung A.1: Einfluss der Brennstofftemperatur auf die mittlere Geschwindigkeit u_b am Brennkammereintritt ($T_a = 400$ °C, $\dot{m}_a = 100$ g/s, $\lambda = 1$).

Brennstofftemperatur festgelegt. Daraus ergibt sich die kritische Luftzahl λ bei einer mittleren Geschwindigkeit im Brenneraustritt u_b . Der Fehler des Massedurchflussmessers der Luft und der Massenstromregler für Wasserstoff und Erdgas beträgt laut Hersteller $\delta \dot{m}_{\text{Durchflussmesser}} = 1$ %. Für den Luftstrom kommt zusätzlich die Schwankung der Gebläseleistung hinzu, die mit der Standardabweichung der geförderten Luftmenge im stationären Betrieb² zu $\delta \dot{m}_{\text{Gebläse}} = \sigma_{\text{Gebläse}}/\dot{m}_a = 0.41/60 = 0.7$ % berechnet wird. Der Fehler in der Angabe des Luftmassenstroms beträgt damit

$$\delta \dot{m}_a = \delta \dot{m}_{\text{Durchflussmesser}} + \delta \dot{m}_{\text{Gebläse}} = 1,7 \%. \tag{A.7}$$

Die Standardabweichung des gemessenen Brennstoffmassenstroms beträgt $\sigma_f/\dot{m}_f \approx 5\%$ und der Gesamtfehler $\delta \dot{m}_f = \delta \dot{m}_f + \sigma_f/\dot{m}_f \approx 6\%$.

Die Temperatur wird mit Thermoelementen vom Typ K (Klasse 2) gemessen. Für diese Thermoelemente beträgt der Fehler nach DIN EN 60584-2 (1996)

$$\Delta T_{\text{Thermoelement}} = 2.5 \,^{\circ}\text{C} + 0.075 \cdot T_a \,. \tag{A.8}$$

Mit $T_a = 400$ °C ergibt sich $\delta T_{\text{Thermoelement}} = 1,4$ %. Die Vorheiztemperatur schwankt im stationären Betrieb bei $T_a = 400$ °C mit einer Standardabweichung von $\sigma_{T,\text{Heizung}} = 5,18$ °C. Der Fehler in der Angabe der Vorwärmtemperatur beträgt

$$\delta T_a = \delta T_{\text{Thermoelement}} + \delta T_{\text{Heizung}} = 2,7 \%.$$
(A.9)

Die Temperatur des Brennstoffs an der Injektionsstelle kann nicht gemessen, sondern nur abgeschätzt werden. Der Einfluss der Brennstofftemperatur auf wichtige Größen wird später genauer betrachtet.

 $^{^{2}\}sigma_{\text{Gebläse}} = 0.41 \text{ g/s}$ bei $T_{a} = 400 \text{ }^{\circ}\text{C}$ und $\dot{m}_{a} = 60 \text{ g/s}$

Um den Fehler in u_b zu erhalten, müssen die Fehler in der Angabe von Massenströmen, der Dichte des Gemischs und der Mischrohraustrittsfläche addiert werden. Ersterer wird maßgeblich durch den viel größeren Luftmassenstrom bestimmt. Der Fehler in der Angabe der Dichte entspricht für ein ideales Gas dem Fehler in der Angabe der Temperatur. Für das Luft-Brennstoffgemisch werden die Fehler in der Angabe der Luftdichte und der Brennstoffdichte addiert. Weil die Brennstofftemperatur nicht bekannt ist, wird für Luft und Brennstoff δT_a verwendet. Mit $\delta A = 1,33$ % ergibt sich

$$\delta u_b = \delta \dot{m}_a + 2 \cdot \delta \rho_a + \delta A = 8,4\%. \tag{A.10}$$

 u_b hängt u.a. von der Brennstofftemperatur T_f ab. Abbildung A.1 zeigt die Fehler in u_b bei einem absoluten Fehler $\Delta T_f = 150$ °C für reinen Wasserstoff oder reines Methan. Dieser Fehler muss zu $\delta u_{b,WK}$ aus Gleichung A.10 addiert werden. Ist der Brennstoff reiner Wasserstoff, gilt mit $\delta u_{b,T_f} = 6,7$ %:

$$\delta u_{b,\text{VE}} = 8,4 \% + 6,7 \% = 15,1 \%. \tag{A.11}$$

Die Angabe der Luftzahl ist ebenfalls mit einem Fehler behaftet. Dieser ergibt sich aus der Addition der Fehler der Massenströme von Luft und Brennstoff:

$$\delta\lambda = \delta \dot{m}_a + \delta \dot{m}_f = 7,7 \%. \tag{A.12}$$

Die Fehler in den im Verbrennungsexperiment bestimmten kritischen Größen u_b und λ kommen zu den Fehlern der Wasserkanalversuche hinzu. Die Gesamtfehler ergeben sich damit zu

$$\delta u_{b,\text{ges}} = 18.9 \% \text{ und } \delta \lambda_{\text{ges}} = 10.8 \%.$$
 (A.13)

Der Fehler in der Angabe der mittleren Axialgeschwindigkeit berechnet sich durch Addition der Gleichungen A.3 und A.11:

$$\delta u_z = \delta \overline{u}_z + \delta u_{b,\text{ges}} = 21,7 \%. \tag{A.14}$$

Linearisiert man $s_l = f(\lambda, T_a = 673, 15\text{K}, T_f = 456, 15\text{K}, p = 1,013\text{bar})$ im Intervall $1 \le \lambda \le 2$, ergeben sich für reinen Wasserstoff und reines Methan mit den Werten für die linearisierte Brenngeschwindigkeit aus Abb. A.2 die absoluten, mittleren Fehler in der Angabe der Brenngeschwindigkeit:

$$\Delta \overline{s}_{l,H_2} = \Delta s_{l,H_2} \cdot \delta \lambda_{\text{ges}} = 0.72 \frac{\text{m}}{\text{s}} \text{ und } \Delta \overline{s}_{l,CH_4} = \Delta s_{l,CH_4} \cdot \delta \lambda_{\text{ges}} = 0.13 \frac{\text{m}}{\text{s}} \text{ . (A.15)}$$



Abbildung A.2: Einfluss der Luftzahl auf die laminare Brenngeschwindigkeit ($T_a = 400$ °C).



Abbildung A.3: Einfluss der Brennstofftemperatur T_f auf die laminare Brenngeschwindigkeit ($T_a = 400$ °C).

Der relative Fehler in der Angabe der Luftzahl beträgt $\delta \lambda_{ges} = \delta \overline{X}_{ges} = 10,8 \%$ (s. Gleichung A.13). Für reinen Wasserstoff und laminare Brenngeschwindigkeiten zwischen 6-10 m/s beträgt der relative Fehler zwischen 7 und 12 %. Berücksichtigt man zusätzlich den Einfluss der Brennstofftemperatur T_f auf die laminare Brenngeschwindigkeit, kann die Ungenauigkeit in s_l ca. 20-30 % erreichen. Hierbei liegt die sehr konservative Annahme von 150 °C absolutem Fehler in der Angabe von T_f zugrunde. Daraus ergibt sich der in Abb. A.3 angegebene relative Fehler $\delta s_{l,T_f} = 15,3 \%$, der auf den durch die Abweichung in der Luftzahl resultierenden Fehler addiert wird:

$$\delta s_l = \frac{\Delta \overline{s}_{l, H_2}}{s_l} + \delta s_{l, T_f} = 27,3 \text{ \%, mit } s_l = 6 \text{ m/s.}$$
(A.16)

Mit steigender Luftzahl sinkt dieser Fehler (s. Abb. A.3). Die Genauigkeit der Korrelation zur Berechnung der laminaren Brenngeschwindigkeit nach Gleichung 2.9 ist nicht bekannt und wird vernachlässigt.

Das hier vorgeschlagene Stabilitätskriterium basiert auf dem Geschwindigkeitsgleichgewicht von Anströmung und Brenngeschwindigkeit. Beide Größen sind mit Fehlern behaftet, wobei die nicht messbare Brennstofftemperatur für einen Fehler von jeweils ca. 15 % verantwortlich ist. Mit steigender Brennstofftemperatur nehmen sowohl u_b als auch s_l gleichermaßen zu. Demnach wird der durch die falsche Brennstofftemperatur entstehende Fehler im Stabilitätskriterium teilweise kompensiert und der Fehler in der Prognose der Rückschlagsgrenze $\delta \xi_{\rm FBR}$ beträgt für reinen Wasserstoff und $\Delta T_f = 150$ K in etwa:

$$\begin{split} \delta \xi_{\text{FBR}} &= \delta \, u_z + \delta \, s_l - |\delta \, s_{l,T_f} - \delta \, u_{b,T_f}| = (\delta \, u_{b,\text{ges}} + \delta \, \overline{u}_z) + \delta \, s_l - |\delta \, s_{l,T_f} - \delta \, u_{b,T_f}| \,. \end{split} \tag{A.17} \\ \text{Für} \, \Delta T_f &= 150 \text{ K gilt mit } \delta \, u_{b,\text{ges}} = 18,9 \,\% \text{ (s. Gleichung A.13)}, \, \delta \, \overline{u}_z = 2,83 \,\% \text{ (s. Gleichung A.3)}, \, \delta \, s_l = 27,3 \,\% \text{ (s. Gleichung A.16)}, \, \delta \, u_{b,T_f} = 6,7 \,\% \text{ (s. Abb. A.1)} \\ \text{und } \delta \, s_{l,T_f} = 15,3 \,\% \text{ (s. Abb. A.3)}: \end{split}$$

$$\delta \xi_{\text{FBR}}(\Delta T_f = 150 \text{ K}) = 40,4 \%.$$
 (A.18)

Wird der absolute Fehler in der Angabe der Brennstofftemperatur nur halb so groß veranschlagt bzw. gedrittelt, gilt für den Fehler des Stabilitätskriteriums $\delta \xi_{\text{FBR}}(\Delta T_f = 75 \text{ K}) = 33,7 \%$ bzw. $\delta \xi_{\text{FBR}}(\Delta T_f = 50 \text{ K}) = 31,5 \%$. Vernachlässigt man den Fehler in der Angabe der Brennstofftemperatur gänzlich, gilt $\delta \xi_{\text{FBR}}(\Delta T_f = 0 \text{ K}) = 27,0 \%$.

A.2 Prognose der Regenerationsfähigkeit

Die vorgeschlagene Beziehung zur Berechnung des Sicherheitslimits führt eine kritische Damköhler-Zahl Ďa ein, die indirekt proportional zur Quadratwurzel des Impulsstromdichteverhältnisses r ist:

$$\check{\mathrm{Da}} = \frac{K}{r} \,. \tag{A.19}$$

Beide Größen sind durch den Betriebspunkt festgelegt. In die Berechnung fließen allerdings viele unterschiedliche Größen ein (s. Abschnitt 5.3), wodurch die Fehlerrechnung hier nur relativ ungenaue Ergebnisse liefern wird. Eine grobe Abschätzung des Fehlers ist trotzdem möglich und im Folgenden beschrieben.

r und Da sind durch den Betriebspunkt (Massenströme von Luft, Wasserstoff und Erdgas, sowie Luft- und Brennstofftemperatur) und die Geometrie (Drallerzeuger und Injektor) festgelegt. Durch Addition der Fehler in der Angabe dieser Größen ergeben sich die Fehler δ Da und δr :

$$\delta r \approx \delta \text{Da} \approx \delta \dot{m}_a + \delta u_a + 2 \cdot \delta \dot{m}_f + \delta T_a = 21,4 \%.$$
 (A.20)

Der Fehler der Massenstromregler für Wasserstoff und Erdgas geht jeweils mit $\delta \dot{m}_f = 6 \%$ ein (s. Abschnitt A.1). Zusätzlich zum Fehler im Luftmassenstrom wird der Fehler in der Angabe der Strömungsgeschwindigkeit in den Drallschlitzen mit $\delta u_a = 5 \%$ geschätzt. Dieser Fehler hängt von der Aufteilung der Luft in axiale Stützluft und verdrallte Luft ab. δT_a beträgt ca. 2,7 % (s. Gleichung A.9). Der unbekannte Fehler in der Angabe der Brennstofftemperatur wird zunächst vernachlässigt. Die Abbildung A.4 zeigt r und Da mit Injektor A an einem Betriebspunkt als Funktion von T_f . Für den Brennstoff Erdgas und Erdgas-Wasserstoff-Mischungen steigt r mit steigender Brennstofftemperatur monoton an, während Da monoton fällt. Lediglich mit reinem Wasserstoff als Brennstoff ist die Damköhler-Zahl nahezu unabhängig von T_f . Die grünen Linien symbolisieren ein Brennstoffgemisch mit 75 Vol.% Wasserstoff. Dieser Betriebspunkt liegt in der Nähe des Sicherheitslimits bei $\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}$. Beträgt der absolute Fehler in der Angabe der Brennstofftemperatur $\Delta T_f = 150 \,^{\circ}$ C, gilt für den relativen Fehler

$$\delta r_{T_f}(T_f = 250 \,^{\circ}\text{C}) = \frac{\Delta r_{T_f}}{r(T_f = 250 \,^{\circ}\text{C})} \approx 14,5 \,\%.$$
 (A.21)

Analog gilt für $\delta \text{Da}_{T_f}(T_f = 250 \text{ °C}) \approx 13,6 \%$. Beide Fehler liegen in der gleichen Größenordnung. Der Fehler, den man bei der Angabe von *r* durch eine falsche Brennstofftemperatur macht, wird zu einem Großteil durch den Fehler in der Damköhler-Zahl kompensiert. Wird T_f zu niedrig angegeben, ist das für den Betriebspunkt berechnete *r* zu klein, d.h. die kritische Damköhler-Zahl nach Gleichung A.19 ist eigentlich zu groß. Allerdings wird auch die berechnete Damköhler-Zahl des Betriebspunktes, Da, als zu groß eingeschätzt. Weil beide Abweichungen in der selben Größenordnung liegen, ist der Fehler δT_f nahezu irrelevant für die Genauigkeit des Sicherheitslimits nach Gleichung A.19. Dessen Gesamtfehler liegt demnach bei ca. 21,4 % (Gleichung A.20).

Die Abhängigkeit des Fehlers in r von der Brennstofftemperatur ist für alle Injektoren identisch. In die Damköhler-Zahl fließen die Geometrieparameter von Drallerzeuger und Injektor ein (d_f, N_f, d_S) . Der Fehler in der Damköhler-Zahl ist in Abhängigkeit der Brennstofftemperatur für moderate Wasserstoffanteile im Brennstoff mit den Hinterkanteninjektoren A bis C nahezu identisch. Mit Injektor D verdreifacht sich der relative Fehler in Da verglichen mit den Hinterkanteninjektoren. Mit einem Injektor in Kreuzstromanordnung kann



Abbildung A.4: Einfluss der Brennstofftemperatur auf das effektive Geschwindigkeitsverhältnis und die Damköhler-Zahl ($T_a = 400$ °C, $\dot{m}_a = 100$ g/s, $\lambda = 2$, Injektor A).

nicht mehr davon ausgegangen werde, dass der durch falsche Annahme der Brennstofftemperatur gemachte Fehler kompensiert wird.

Die Angabe der laminaren Brenngeschwindigkeit am reaktivsten Mischungsbruch beeinflusst die Damköhler-Zahl maßgeblich. In der vorliegenden Arbeit wird s_l mit der Korrelation nach Peters [94] berechnet. Falls die laminare Brenngeschwindigkeit anderweitig ermittelt wird, muss gegebenenfalls die Proportionalitätskonstante K in Gleichung 5.14 angepasst werden. Die Abhängigkeit der Konstante K von s_l wird im Folgenden analysiert. Hierfür wurde die laminare Brenngeschwindigkeit von Wasserstoff in Luft s_{l,H_2} mit einer alternativen Korrelation abgeschätzt:

$$s_{l,H_2} = s_{l,0} \left(\frac{T}{T_0}\right)^n$$
 (A.22)

mit

$$s_{l,0} = \begin{cases} (-488,9X_{\text{H}_{2}}^{4} + 285,0X_{\text{H}_{2}}^{3} - 21,92X_{\text{H}_{2}}^{2} + 1,351X_{\text{H}_{2}} - 0,040)\text{m/s}, X_{\text{H}_{2}} \le 0,35 \\ (-160,2X_{\text{H}_{2}}^{4} + 377,7X_{\text{H}_{2}}^{3} - 348,7X_{\text{H}_{2}}^{2} + 140,0X_{\text{H}_{2}} - 17,45)\text{m/s}, X_{\text{H}_{2}} > 0,35 \end{cases}$$
(A.23)

Die Parameter in Gleichung A.23 wurden von Ettner [33] an eine Zusammenstellung laminarer Brenngeschwindigkeiten für Wasserstoff-Luft-Gemische nach Konnov [64] angepasst. T ist die Temperatur des Frischgases und die



Abbildung A.5: Sicherheitslimit analog Abb. 5.20. Für die rot gezeichneten Werte wurde die laminare Brenngeschwindigkeit des Wasserstoffanteils mit den Gleichungen A.22 bis A.23 berechnet.

Referenztemperatur beträgt $T_0 = 298$ K. Der Exponent n in Gleichung A.22 hängt von der Luftzahl bzw. dem Wasserstoffmolenbruch ab, kann jedoch für $0,29 \le X_{\text{H}_2} \le 0,45$ näherungsweise als konstant betrachtet werden. Es wird n = 1,6 gesetzt. Die Brenngeschwindigkeit des Wasserstoff-Erdgas-Luft-Gemischs liefert Gleichung 5.12. s_{l,CH_4} wird nach wie vor mit der Korrelation nach Peters (Gleichung 2.9) berechnet. Abbildung A.5 verdeutlicht den Einfluss der Brenngeschwindigkeit auf das Sicherheitslimit. Die Konstante Kwird ca. 21 % kleiner, wenn s_{l,H_2} mit obigen Gleichungen berechnet wird. Die Korrelation nach Peters überschätzt die laminare Brenngeschwindigkeit von Wasserstoff-Luft-Gemischen für fette Gemische und große Vorwärmtemperaturen vermutlich. Die kritische Damköhler-Zahl ist jedoch nach wie vor indirekt proportional zum effektiven Geschwindigkeitsverhältnis r.

Anhang B

Tabellen zu Messtechnik, Datenauswertung und Betriebspunkten

Setup LS 4	Pass 1	Pass 2	
	Experiment Parameters		
Laser Pulse Separation	30	0 μs	
Sampling Rate	50	0 Hz	
Image Resolution	88,757	μ m/pix	
	Grid and Cor	relation Setup	
Window Resolution	64,64;64,64	32,32;32,32	
Window Overlap	50%	50%	
Grid Buffer	8	3,8	
	Postprocessi	ng and Output	
Umin,Umax,Vmin,Vmax	-16,16	6,-16,16	
Location Parameter	Mean	Median	
Window Sizes	5,5;5,5	3,3;3,3	
Threshold	2,2	1,1	

 Tabelle B.1: Einstellungen in Prana 2.0b für die Messebene LS4.

 Tabelle B.2: Einstellungen in Prana 2.0b für die Messebene LS3.

Setup LS 3	Pass 1	Pass 2
	Experimen	t Parameters
Laser Pulse Separation	30	$0\mu{ m s}$
Sampling Rate	50	0 Hz
Image Resolution	204,24	μ m/pix
	Grid and Cor	relation Setup
Window Resolution	32,32;32,32	16,16;16,16
Window Overlap	50%	50%
Grid Buffer	8	3,8
	Postprocessi	ng and Output
Umin,Umax,Vmin,Vmax	-16,16	6,-16,16
Location Parameter	Mean	Median
Window Sizes	5,5;5,5	3,3;3,3
Threshold	2,2	1,1

 Tabelle B.3: Betriebspunkte im Wasserkanal: Luftmassenstrom und Luftzahlen des entsprechenden Verbrennungsexperiments.

Bez.	Luftmassenstrom	Luftzahl
STAT	100 g/s	2
FB-100	100 g/s	$\lambda_{ m FB}$

Inj.	Bez.	$\dot{V}_a [\mathrm{m}^3/\mathrm{h}]$	$\dot{V}_{f} [\mathrm{m}^{3}/\mathrm{h}]$	$u_b [\mathrm{m/s}]$
A,B,C,D	STAT	11,89	0,56	0,78
А	FB-100	12,26	0,69	0,81
В	FB-100	12,58	0,76	0,84
С	FB-100	12,67	0,88	0,85
D	FB-100	13,03	0,97	0,88

 Tabelle B.4:
 Betriebspunkte im Wasserkanal.

Tabelle B.5: Luftzahl an der Rückschlagsgrenze λ_{FB} .

$\dot{m}_a/{ m Inj.}$	А	В	С	D
60 g/s	1,92	1,78	1,61	1,84
80 g/s	1,67	1,49	1,41	1,5
100 g/s	1,55	1,35	1,21	1,07

Tabelle B.6: Staupunktposition z/D auf der Brennerachse.

Bez./Inj.	А	В	С	D
STAT	0,316	0,305	0,283	0,354
FB-100	0,228	0,274	0,355	0,394

Tabelle B.7: Halber Öffnungswinkel der Rückströmblase β .

Bez./Inj.	А	В	С	D
STAT	46°	45°	45°	49°
FB-100	30°	45°	45°	50°

Tabelle B.8: Winkel β der inneren Scherschicht zur Brennerachse.

Bez./Inj.	А	В	С	D
STAT	34°	36°	34°	50°
FB-100	34°	36°	34°	50°

Tubene D.o	. whoer	Kermaui	$u_{S} / W_{K} / L$, III LO4.
Bez./Inj.	А	В	С	D
STAT FB-100	0,350 0,335	0,303 0,350	0,318 0,313	0,330 0,334

Tabelle B.9: Wirbelkernradius r_{WK}/D in LS4.

 Tabelle B.10: Drallzahl S in LS4.

Bez./Inj.	А	В	С	D
STAT FB-100	0,623 0.640	0,664 0,680	0,701 0,753	0,564 0,561
10 100	0,010	0,000	0,100	0,001

 Tabelle B.11: Integrale Größen des Verbrennungsexperiments (ermittelt im Wasserkanal).

Inj.	Bez.	λ_0	$u_b [\mathrm{m/s}]$	Re	$s_{l,0} [\mathrm{m/s}]$	$D/(a_u/s_{l,0})$	$u_b/s_{l,0}$
А	FB-100	1,55	51,03	60647	4,79	2349,24	10,65
В	FB-100	1,35	51,13	62491	5,80	2963,95	8,81
С	FB-100	1,21	52,23	63597	6,95	3386,30	7,52
D	FB-100	1,07	52,60	65530	7,95	3975,45	6,62
Α	STAT	2	50,05	58267	3,01	1486,14	16,63
В	STAT	2	50,05	58267	3,01	1486,14	16,63
С	STAT	2	50,05	58267	3,01	1486,14	16,63
D	STAT	2	50,05	58267	3,01	1486,14	16,63

Tabelle B.12: Turbulenzgrößen an der Position maximaler Geschwindigkeitsfluktuation $\max(u'_{z.RMS})$ in der inneren Scherschicht (ermittelt im Wasserkanal).

Inj.	Bez.	l_t [m]	$\max(u'_{z,\text{RMS}})[\text{m/s}]$	$l_{t}/l_{l,0}$	$\max(u_{z,\text{RMS}}')/s_{l,0}$
А	FB-100	2,83E-02	21,67	666,33	4,73
В	FB-100	2,50E-02	20,82	605,35	3,85
С	FB-100	3,02E-02	22,12	790,91	3,42
D	FB-100	2,62E-02	20,32	960,53	2,76
А	STAT	2,83E-02	19,82	461,83	7,12
В	STAT	2,70E-02	21,11	441,41	7,68
С	STAT	2,74E-02	20,40	413,44	6,98
D	STAT	2,55E-02	20,63	401,45	8,57

Inj.	\dot{m}_a	λ	$X_{H_2,f}$	T_a	T_f	Inj.	\dot{m}_a	λ	$X_{H_2,f}$	T_a	T_f
	[g/s]	[—]	[%]	[°C]	[°Č]		[g/s]	[—]	[%]	[°C]	[°Č]
А	60	2,5	60	400	219	В	60	2,5	65	400	240
Α	60	2	45	400	207	В	60	2	55	400	245
Α	80	3	70	400	232	В	80	3	80	400	243
Α	80	2,5	65	400	216	В	80	2,5	70	400	221
Α	80	2	55	400	194	В	80	2	60	400	204
Α	100	3	80	400	199	В	100	3	85	400	207
Α	100	2,5	75	400	176	В	100	2,5	75	400	206
А	100	2	60	400	172	В	100	2	70	400	181
С	60	2,5	60	400	233	В	100	3	85	300	157
С	80	3	75	400	242	В	100	2,5	80	300	157
С	80	2,5	65	400	229	В	100	2	65	300	152
С	80	2	50	400	223	D	60	2,5	55	400	200
С	100	3	80	400	208	D	60	2	55	400	188
С	100	2,5	75	400	203	D	80	3	65	400	200
С	100	2	60	400	198	D	80	2,5	70	400	185
Α	80	3	75	300	174	D	80	2	70	400	174
А	80	2,5	70	300	182	D	100	3	75	400	176
Α	80	2	50	300	181	D	100	2,5	75	400	171
Α	100	3	80	300	148	D	100	2	75	400	162
Α	100	2,5	75	300	146	D	80	3	70	300	153
Α	100	2	60	300	137	D	80	2,5	70	300	145
С	80	3	75	300	183	D	80	2	70	300	132
С	80	2,5	70	300	183	D	100	3	75	300	148
С	80	2	50	300	180	D	100	2,5	75	300	136
С	100	3	80	300	153	D	100	2	75	300	117
С	100	2,5	75	300	153						
С	100	2	55	300	154						

 Tabelle B.13: Experimentell bestimmte Betriebspunkte am Sicherheitslimit.

Anhang C

Zusätzliche Abbildungen



Abbildung C.1: Mittlere Axialgeschwindigkeit im A2EV-Brenner. Oben: Großes Plenum. Unten: Schmales Plenum. Aus [112].



Abbildung C.2: Mittlere Tangentialgeschwindigkeit im A2EV-Brenner. Oben: Großes Plenum. Unten: Schmales Plenum. Aus [112].



Abbildung C.3: RMS-Schwankung der Axialgeschwindigkeit im A2EV-Brenner. Oben: Großes Plenum. Unten: Schmales Plenum. Aus [112].



Abbildung C.4: Minimale axiale Geschwindigkeit $u_{z,\min}/u_b$ und entabelte OH*-Strahlung für $\dot{m}_a = 100$ g/s und variierten Brennstoffmassenstrom sowie Injektortyp.



Abbildung C.5: Flammenrückschlagsresistenz ξ_l und entabelte OH*-Strahlung für $\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}$ und variierten Brennstoffmassenstrom sowie Injektortyp.



Abbildung C.6: Flammenrückschlagsresistenz ξ_t und entabelte OH*-Strahlung für $\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}$ und variierten Brennstoffmassenstrom sowie Injektortyp.


Abbildung C.7: OH*-CL-Aufnahmen (a-j) und OH-PLIF-Aufnahmen in LS2 (k-t) eines Rückschlagvorgangs mit Injektor B bei $\dot{m}_a = 80 \text{ g/s}$ und $\lambda = 1,51$ (a-j) bzw. $\lambda = 1,60$ (k-t).



Abbildung C.8: OH*-CL-Aufnahmen (a-j) und OH-PLIF-Aufnahmen in LS2 (k-t) eines Rückschlagvorgangs mit Injektor D bei $\dot{m}_a = 80$ g/s und $\lambda = 1,72$ (a-j) bzw. $\lambda = 1,65$ (k-t).



Abbildung C.9: OH*-CL-Aufnahmen von Flammenausbreitung und anschließender Regeneration der Strömung im Drallerzeuger nach Laserzündung an ZP1 mit Injektor B bei $\dot{m}_a = 100 \text{ g/s}, \lambda = 3, X_{H_2,f} = 0.85$ (sicherer Betriebspunkt).

Anhang D

Numerische Simulation

Zur Auslegung der Brennstoffinjektoren wurden CFD-Simulationen durchgeführt. Aus den isothmermen RANS-Rechnungen mit Ansys Fluent v14.5 wurden Rückschlüsse über die Stabiliät der Drallströmung und die Flammenrückschlagsneigung gezogen. Zusätzlich wurde mit der Simulation der durch die Düse im Apex des Drallerzeugers strömende Luftmassenstrom ermittelt. Zuerst werden das Netz, die Einstellungen des Solvers und die Abschätzung des axialen Luftmassenstroms beschrieben. Anschließend folgen die Ergebnisse für alle Injektorvarianten. Weitere Informationen finden sich in den Bachelorarbeiten von Maas [80] und Petermann [93].

D.1 Rechennetz, Axialimpuls in der Kernströmung und Strömungslöser

Alle Bauteile (Plenum, Axialdüse, Drallerzeuger, Brennstoffinjektoren, Mischrohr, Brennkammer) wurden mit Ansys ICEM v14.5 [3] unstrukturiert vernetzt. Die Eigenschaften des Rechengebiets sind in Tab. D.1 zusammengefasst. Die Gesamtlänge des Rechengebiets beträgt 1180 mm. Das Strömungsfeld im Mischrohr ist stark von der Zellgröße im Kern abhängig. Mit einer Konvergenzstudie konnte gezeigt werden, dass ab der maximal erlaubten Zellgröße von 3 mm diese Abhängigkeit vernachlässigbar klein wird [93]. Der erste Teil der Brennkammer (grün gezeichnet in Abb. D.1) wurde ebenfalls mit obigen Einstellungen vernetzt. Im zweiten Teil (blau) beträgt die maximale Zellgröße 8 mm. Im Mischrohr und in der Brennkammer wurden in Wandnähe fünf Prismenschichten eingefügt. Die maximale Zellgröße in den Brennstoffzuführungen beträgt 0,7 mm. Die Berechnung des Netzes erfolgte in zwei Schritten: Der robuste Octree-Algorithmus erstellt zuerst ein Volumennetz. Im Mischrohr



Abbildung D.1: Rechengebiet (links) und Brennstoffzuführung (rechts, Inj. A); aus [80].



Abbildung D.2: Rechennetz (aus [93]).

	inetz.
Merkmal	Ausprägung
Netztyp	unstrukturiert
Zellanzahl	$2,73 \cdot 10^{6}$
Maximale Zellgröße im Kern	3,0 mm
Mittlere Zellqualität	0,79
Minimale Zellqualität	0,15
Anzahl Prismenschichten	5

Tabelle D.1: Rechennetz

und im ersten Teil der Brennkammer werden an der Wand Prismenschichten eingefügt. Nach zweistufiger Glättung folgt eine erneute Vernetzung nach dem Delauny-Algorithmus. Dadurch steigt die mittlere Zellqualität bezogen auf das Octree-Netz. Abbildung D.2 zeigt das Rechennetz bis zum ersten Teil der Brennkammer. Die Prismenschichten im Mischrohr und in der Brennkammer sind klar erkennbar. Die Zellgrößen erscheinen sinnvoll und bestätigen die Vorgabe von minimaler und maximaler Zellgröße.

Netz in der Düse und Axialimpuls in der Kernströmung: Das Lochblech im Apex des Drallerzeugers zur Einstellung des Axialimpulses der unverdrallten Stützluft auf der Brennerachse wird in der CFD durch einen Ringspalt modelliert. Das im Verbrennungsexperiment verwendete Öffnungsverhältnis $A_{ax} = 51$ % muss mit dem Ringspalt nachgebildet werden. Eine genauere Modellierung des Lochblechs rechtfertigt den Rechenaufwand nicht. Die maximale Zellgröße im Ringspalt beträgt 0,7 mm.

Allerdings stellte sich heraus, dass die Kernströmung sehr sensibel auf das Netz im Ringspalt reagiert. Dadurch werden die Eigenschaften des Brenners maßgeblich beeinflusst. Die Ringspaltfläche wurde deshalb derart angepasst, sodass die CFD bestmöglich mit dem im Wasserkanal für Injektor A mittels PIV vermessenen axialen Geschwindigkeitsfeld in der Brennkammer (s. Abb. 4.2) übereinstimmt. Um die Vergleichbarkeit zu steigern, wurde die numerische Simulation sowohl mit dem Medium Wasser (mit den im Wasserkanal eingestellten Volumenströmen) als auch mit Wasserstoff und Luft (Massenströme entsprechend dem vergleichbaren Verbrennungsexperiment) durchgeführt. Es ergab sich ein Öffnungsverhältnis von $A_{ax,CFD} = 36$ %. Das entspricht einer Verkleinerung der Ringspaltfläche um 30 %. In der Brennkammer ist die Übereinstimmung sehr gut. Im Mischrohr unterschätzt die CFD mit Wasser die axiale Geschwindigkeit im Kern verglichen mit dem Experiment. Wird in der



Abbildung D.3: Numerische Simulation des Wasserkanalexperiments mit $A_{ax,CFD} = 36 \%$ ($\dot{m}_a = 100$ g/s und $\lambda = 2$).

Simulation Wasserstoff und Luft anstatt Wasser verwendet, überschätzt die CFD die Geschwindigkeit im Kern (vgl. die Abb. 4.2, D.3 und D.6).

Die Druckverluste über den Ringspalt sind in der CFD für die Wasserströmung und Luft-Wasserstoff-Gemische nahezu identisch. Der Zusammenhang zwischen Ringspaltfläche und Massenstrom durch den Spalt ist linear (s. Abb. D.4). Mit dem Öffnungsverhältnis $A_{ax,CFD} = 36$ % strömen ca. 4,5 % des Gesamtmassenstroms durch den Ringspalt.

Zusätzlich zeigt der Vergleich von Wasser- und Gassimulation, dass die im Wasserkanal vermessenen Strömungsfelder in guter Näherung die Strömungsverhältnisse im Verbrennungsexperiment wiedergeben. Die Übereinstimmung zwischen Wasser- und Gasströmung ist in der Brennkammer besser als im Mischrohr. Das Phänomen des Wirbelaufplatzens in der Brennkammer ist in Gas- und Wasserströmung identisch.

Einstellungen von Turbulenzmodell und Solver: Die Turbulenz wurde mit dem in FLUENT implementierten realizable $k - \varepsilon$ -Modell modelliert. Das $r - k - \varepsilon$ -Modell ist gut für die Berechnung von Drallströmungen geeignet und lieferte bei der Strömungssimulation des A2EV-Brenners bessere Ergebnisse als das RNG- $k - \varepsilon$ -Modell [93]. Die Verwendung eines Reynoldsspannungsansatzes



Abbildung D.4: Linearer Zusammenhang zwischen Spaltfläche und Durchfluss für Wasser und Luft in Abhängigkeit der Ringspaltfläche bezogen auf $A_{ax} = 51 \%$ mit Injektor A für $\dot{m}_a = 100 \text{ g/s und } \lambda = 2$ (aus [93]).

Tabelle D.2: Konvergenz und Rechenzeit (10 000 Iterationen).						
Medium	Kont.	u_z	k	ε	Y	Zeit
H ₂ -Luft (Inj. C)	3,4·10 ⁻³	3,4·10 ⁻⁵	2,6·10 ⁻⁵	8,6·10 ⁻⁵	$3,7 \cdot 10^{-6}$	ca. 75 h

wurde als zu aufwendig eingestuft. Die Schmidt-Zahl des Wasserstoff-Luft-Gemischs beträgt 0,2 und die turbulente Schmidt-Zahl 0,7 (Default-Wert).

Der Zell-basierte Solver ist weniger kostenintensiv als der Knoten-basierte, in Fluent implementierte Solver und wurde deswegen verwendet. Das Diskretisierungsschema war zweiter Ordnung.

Die Residuen nach 10 000 Iterationen und die benötigte Rechenzeit sind in Tab. D.2 für Injektor C aufgeführt. Mit Injektor C waren die Residuen aufgrund der erhöhten Anzahl an Brennstoffinjektionspunkten (14 anstatt 8) größer als mit den anderen Injektoren. Die Rechenzeit mit den Injektoren A, B und D betrug ca. 45 Stunden. Alle Rechnungen wurden parallelisiert auf sechs CPUs durchgeführt.

D.2 Strömungs- und Mischungseigenschaften

Im Folgenden werden isotherme Strömungs- und Mischungsfelder von Wasserstoff und Luft für die Injektorvarianten A bis D am stabilen Betriebspunkt (Referenzbedingungen) bei $\dot{m}_a = 100$ g/s und $\lambda = 2$ (s. Tab. D.3) verglichen. Axial- und Tangentialgeschwindigkeiten werden mit u_b normiert. Die azimutale Wirbelstärke bzw. die Brennstoffkonzentration werden mit den Mittelwerten in der Mischrohraustrittsfläche normiert ($\omega_{\varphi,ref}$ bzw. $X_{f,0}$).

Tabelle D.3:	Referenz	bedingur	ıgen für	die CFD.
	recronering	ocumpan		are or pr

$\dot{m}_a [{ m g/s}]$	λ[-]	T_a [K]	T_f [K]
100	2	673	485

Tabelle D).4: Dral	lzahlen	S	(CFD).
-----------	------------------	---------	---	--------

Injektor	S@z=0	$S@LS4, r \le D/2$
Vorgemischt	0,79	0,89
Injektor A	0,77	0,87
Injektor B	0,75	0,90
Injektor C	0,84	1,06
Injektor D	0,78	0,89
Injektor A, $\lambda = 1,55$	0,77	0,87

In Tab. D.4 sind die Drallzahlen im Mischrohraustritt (z = 0) und in LS4 mit den Injektoren A bis D bei Referenzbedingungen sowie für die Rückschlagsgrenze mit Injektor A bei $\lambda = 1,55$ angegeben. Für die Drallzahlberechnung in LS4 wurden Radien bis $r \leq D/2$ berücksichtigt (vgl. Gleichung 2.52). *D* ist der Mischrohraustrittsdurchmesser. Die Unterschiede zwischen den Injektoren sind klein; lediglich mit Injektor B ist *S* etwas kleiner und mit Injektor C größer. Im Mischrohraustritt ist die Drallzahl mit allen Injektoren kleiner als in der Messebene LS4 bei der axialen Position z/D = -0,2. Die im Wasserkanal ermittelten Drallzahlen in LS4 (s. Tab. B.10) liegen in der gleichen Größenordnung, sie sind allerdings ca. 20 % kleiner. Die CFD überschätzt die Drallzahl mit den Hinterkanteninjektoren A bis C sowie sehr deutlich mit Injektor D.



Abbildung D.5: Perfekte Vormischung ($\dot{m}_a = 100 \text{ g/s und } \lambda = 2$).

Die Drallzahl ist kein universeller Indikator für Flammenrückschlag. Eine Drallströmung kann detaillierter mit den Geschwindigkeiten in axialer und tangentialer Richtung charakterisiert werden. Für eine Rückschlagsprognose ist weiterhin das Mischungsfeld wichtig. Im Folgenden werden Geschwindigkeitsund Mischungsfelder für die in Tab. D.4 gelisteten Fälle gezeigt und kurz wesentliche Eigenschaften beschrieben.

Vorgemischt: Die Rechnung für den perfekt vorgemischten Fall wurde mit dem Netz von Injektor A ohne Brennstoffinjektion durch die Brennstoffzuführungen durchgeführt. Anstelle von Luft am Einlass wird eine Wasserstoff-Luft-Mischung mit der Luftzahl $\lambda = 2$ als Randbedingung gesetzt.

Die Axialgeschwindigkeit in der Nähe der Rotationsachse ist im Drallerzeuger sehr groß. Die Kernströmung wird im Mischrohr stark verzögert. Sie beschleunigt in der Nähe des Mischrohraustritts erneut. Der Staupunkt liegt bei $z/D \approx 0.4$.

Die Tangentialgeschwindigkeit u_{φ} ist im Bereich der Drallschlitze hoch. Im Mischrohr sind nur auf großen Radien große Tangentialgeschwindigkeiten zu sehen. Die Isolinien der Tangentialgeschwindigkeit divergieren im ersten Drittel des Mischrohrs, bevor sie der Mischrohrkontur folgen.



Abbildung D.6: Injektor A ($\dot{m}_a = 100$ g/s und $\lambda = 2$).

Die azimutale Wirbelstärke ω_{φ} ist in der Nähe der Drallschlitze und in der Brennkammer in der äußeren Scherschicht stark positiv. Im Mischrohr ist ω_{φ} nahe Null und auf mittleren Radien ($|x/D| \approx 0,25$) negativ. In der inneren Scherschicht (in der Brennkammer) ist ω_{φ} stark negativ.

Injektor A: Die Axialgeschwindigkeit im Mischrohr nimmt monoton ab; es tritt keine Zwischenbeschleunigung auf. Die Staupunktlage ist ähnlich und der halbe Öffnungswinkel der Rückströmblase ist etwas kleiner als im perfekt vorgemischten Fall.

Der Einfluss der Brennstoffinjektion ist im Drallerzeuger und in der ersten Hälfte des Mischrohrs auf mittleren Radien an größeren Werten der Tangentialgeschwindigkeit zu erkennen (bezogen auf perfekte Vormischung). Die Isolinien von u_{φ} divergieren deutlich langsamer im Strömungsverlauf als bei perfekter Vormischung.



Abbildung D.7: Injektor B ($\dot{m}_a = 100 \text{ g/s und } \lambda = 2$).

Der Betrag der azimutalen Wirbelstärke ist im gesamten Mischrohr nahe Null. Es treten keine negativen Werte von ω_{φ} auf mittleren Radien im Mischrohr auf. Erst unmittelbar stromauf der Rückströmblase wird ω_{φ} negativ.

Die Brennstoffinjektion auf mittleren Radien führt dort zu hoher Brennstoffkonzentration. In der Kernströmung und in Wandnähe ist die Mischung magerer. Der Einfluss der unverdrallten Stützluft auf die Mischung bleibt bis in die Brennkammer erhalten. In der Brennkammer ist die Mischung vollständig homogen. Einzige Ausnahme ist der Kernbereich am Brennkammereintritt.

Injektor B: Die Unterschiede in Strömungs- und Mischungsfeld zwischen den Injektoren A und B sind sehr klein. Nur der Bereich großer Axialgeschwindigkeit im Mischrohr ist mit Injektor B etwas weiter auf mittlere Radien ausgedehnt.



Abbildung D.8: Injektor C ($\dot{m}_a = 100 \text{ g/s und } \lambda = 2$).

Injektor C: Die Axialgeschwindigkeit mit Injektor C ähnelt der von Injektor A. Der Axialimpuls im Kern im Mischrohraustritt ist mit Injektor C etwas größer; auf der Achse ist ein lokales Maximum im Geschwindigkeitsprofil zu erkennen. Der Öffnungswinkel der Rezirkulationsblase ist größer als mit den Injektoren A und B und in etwa so groß wie im perfekt vorgemischten Fall.

Die Tangentialgeschwindigkeitsverteilung entspricht weder der von Injektor A noch dem perfekt vorgemischten Fall; mit Injektor C ist sie eher eine Mischung aus beiden. Der Einfluss der Brennstoffinjektion ist stärker und auch im Mischrohr auf mittleren bis großen Radien an großen Werten von u_{φ} erkennbar. Bis $z/D \approx -1,5$ divergieren die Isolinien von u_{φ} sehr schnell, bevor die Kontur des konvergenten Mischrohrs diesen Trend stoppt.

Die normierten Werte der azimutalen Wirbelstärke sind in Drallerzeuger und Mischrohr relativ klein. Ab $z/D \approx -1,5$ treten negative Werte von ω_{φ} auf mittleren Radien auf.



Abbildung D.9: Injektor D ($\dot{m}_a = 100 \text{ g/s und } \lambda = 2$).

Nach der ersten Hälfte des Mischrohrs sind Brennstoff und Luft fast homogen vermischt. Nur im Kern und an der Mischrohrwand ist die Mischung magerer. Der Einfluss der magerern Kernströmung auf das Mischungsfeld ist bis zum Mischrohraustritt zu erkennen.

Injektor D: Das Strömungsfeld mit Injektor D unterscheidet sich kaum vom perfekt vorgemischten Fall. Lediglich der Axialimpuls in der Kernströmung im Mischrohr ist mit Injektor D etwas größer. Der Öffnungswinkel der Rückströmblase ist verglichen mit den Injektoren A bis C relativ groß.

Die azimutale Wirbelstärke auf großen Radien im Mischrohr wird durch die Brennstoffinjektion erhöht (bezogen auf den perfekt vorgemischten Fall). In der Kernströmung im Mischrohr ist ω_{φ} negativ.

Das Brennstoff-Luft-Gemisch ist in der Kernströmung im gesamten Mischrohr und in Wandnähe relativ mager. In der Brennkammer ist die Mischung bis auf



Abbildung D.10: Injektor A ($\dot{m}_a = 100 \text{ g/s und } \lambda = \lambda_{\text{FB}} = 1,55$).

kleine Bereiche im Kern und am Mischrohraustritt homogen.

Injektor A an der Rückschlagsgrenze: Durch Steigern des Brennstoffmassenstroms wird die Rückschlagsgrenze bei $\lambda_{FB} = 1,55$ erreicht. Die Unterschiede im Strömungsfeld zwischen dem stabilen Betriebspunkt bei der Luftzahl 2 und der Rückschlagsgrenze bei $\lambda = 1,55$ sind sehr klein. Im Mischrohraustritt ist die Axialgeschwindigkeit im Kern etwas kleiner.

Möglicherweise divergieren die Isolinien der Tangentialgeschwindigkeit in der zweiten Mischrohrhälfte auf mittleren Radien etwas schneller als bei $\lambda = 2$. Der Verlauf der Linien konstanter Tangentialgeschwindigkeit im Mischrohr bleibt ansonsten unverändert.

Die Verteilung der azimutalen Wirbelstärke wird nicht durch den erhöhten Brennstoffmassenstrom beeinflusst. Das Mischungsfeld bleibt ebenfalls fast unverändert. Nur der magere Kern reicht weiter in die Brennkammer hinein.

Zusammenfassung: Abschließend bleibt festzuhalten. dass RANS-Simulation und Wasserkanalergebnisse nur teilweise übereinstimmen. In der Brennkammer ist die Übereinstimmung relativ gut. Im Mischrohr hingegen treten deutliche Abweichungen auf. Beispielsweise wird der im Wasserkanal beobachtete starke Axialimpuls im Kern mit Injektor D nicht abgebildet. Das erklärt die Unterschiede in der Drallzahl zwischen Experiment und Numerik. Wahrscheinlich müsste für eine korrekte Berechnung des Strömungsfeldes der Korrekturfaktor für das axiale Öffnungsverhältnis A_{ax} in der Simulation für jeden Injektortyp an das Experiment angepasst werden. Das Tangentialgeschwindigkeitsfeld im Mischrohr wird durch die Brennstoffinjektion beeinflusst. Am Mischrohraustritt unterscheidet sich die Tangentialgeschwindigkeitsverteilung zwischen den Injektoren allerdings kaum noch. Das passt zur im Wasserkanal gemessenen Tangentialgeschwindigkeit. Divergieren die Linien konstanter Tangentialgeschwindigkeit in der *z*-*x*-Ebene im Mischrohr schnell, ist das mit einem großen axialen Gradienten von u_{ω} gleichzusetzen. Dadurch entsteht negative azimutale Wirbelstärke auf kleinen bis mittleren Radien. Diese wiederum reduziert entsprechend dem Biot-Savart-Integral die axiale Geschwindigkeitskomponente im Kern.

Die Mischungsfelder der RANS-Simulation weichen ebenfalls von den Wasserkanalergebnissen ab. Mit den Injektoren A und B wird die Brennstoffkonzentration in der Kernströmung im Mischrohr unterschätzt. Die alternierenden Bereiche magerer und fetter Mischung im Mischrohrverlauf auf mittleren bis großen Radien fehlen gänzlich und die Mischung in Wandnähe ist tendenziell zu mager. Trotzdem bestätigt die Simulation, dass die Art und Weise der Brennstoffinjektion zu Unterschieden in Strömungs- und Mischungsfeldern führt.

Betreute studentische Arbeiten

Während meiner Forschungstätigkeit am Lehrstuhl für Thermodynamik der Technischen Universität München betreute ich mehrere studentische Arbeiten (Semester-, Bachelor- und Masterarbeiten) im Zusammenhang mit dem Forschungsprojekt AG Turbo 2.1.8, die am Lehrstuhl angefertigt wurden, sowie die Arbeit von studentischen Hilfswissenschaftlern (Hiwi) und Wissenschaftlichen Hilfskräften (WiHi). Teile dieser betreuten Arbeiten können in die vorliegende Arbeit eingeflossen sein. Ich danke den Studenten für die geleistete Arbeit und ihr großes Engagement.

München, im Mai 2016

Matthias Utschick

Student	Studentische Arbeit/Tätigkeit
Barnerßoi, Matthias	Entwicklung und Kalibrierung eines stereoskopischen Ka- merasystems zur Flammenfrontverfolgung. Semesterar- beit, Abgabe am 14.10.2013 [6]
Bollmann, Peter	Entwurf und Inbetriebnahme einer Volumenstromre- gelung für einen Wasserkanal zur Vermessung von Geschwindigkeits- und Strömungsfeldern. Bachelorar- beit. Abgabe am 11.10.2013 [11]
Eiringhaus, Daniel	<i>Experimentelle Untersuchung des Flammenrückschlags</i> <i>in einem generischen Gasturbinenbrenner mittels Hoch-</i> <i>geschwindigkeits OH*-Chemilumineszenz und Hoch-</i> <i>geschwindigkeits OH-PLIF.</i> Masterarbeit, Abgabe am 30.05.2015 [31]
Köhler, Christian	Konstruktionsarbeiten. Hiwi, 5/2013-8/2013
Köhler, Christian	<i>Charakterisierung eines Gasturbinenbrenners im Wasser- kanal mittels PIV.</i> Bachelorarbeit, Abgabe am 31.05.2015 [56]
Köhler, Christian	Labortätigkeit, Datenauswertung. WiHi, 4/2015-7/2015
Maas, Philipp	Abschätzung der Flammenrückschlagsresistenz ei- nes Gasturbinenbrenners mittels stationärer RANS- Simulation. Bachelorarbeit, Abgabe am 30.05.2014 [80]
Petermann, Jannik	Beurteilung der Flammenrückschlagssicherheit eines Gasturbinenbrenners mittels RANS-Simulation. Bache- lorarbeit, Abgabe am 31.03.2015 [93]
Petermann, Jannik	Numerische Simulation. Hiwi, 5/2015-7/2015
Siegert, Katharina	Labortätigkeit, Zeichnungserstellung. Hiwi, 9/2014- 1/2016

Literaturverzeichnis

- [1] Ansys CFX-Solver Theory Guide, Release 12.1, 2009.
- [2] Ansys Fluent Theory Guide, Release 14.0, 2011.
- [3] Ansys ICEM CFD User Manual, Release 14.5, 2012.
- [4] E. E. Arens, R. C. Youngquist und S. O. Starr. Intensity Calibrated Hydrogen Flame Spectrum. *International Journal of Hydrogen Energy*, 39: 9545–9551, 2014.
- [5] W. T. Ashurst. Flame Propagation Along a Vortex: the Baroclinic Push. *Combustion Science and Technology*, 112:175–185, 1996.
- [6] M. Barnerßoi. Entwicklung und Kalibrierung eines stereoskopischen Kamerasystems zur Flammenfrontverfolgung. Semesterarbeit, Technische Universität München, 2013.
- [7] G. Baumgartner und T. Sattelmayer. Experimental Investigation of the Flashback Limits and Flame Propagation Mechanisms for Premixed Hydrogen-Air Flames in Non-Swirling and Swirling Flow. *Proceedings* of ASME Turbo Expo, 94258, 2013.
- [8] G. Baumgartner, L. Böck und T. Sattelmayer. Experimental Investigation of the Transition Mechanism from Stable Flame to Flashback in a Generic Premixed Combustion System with High-Speed Micro-PIV and Micro-PLIF Combined with Chemiluminescence Imaging. *Proceedings* of ASME Turbo Expo, 42605, 2015.
- [9] G. Baumgartner. Flame Flashback in Premixed Hydrogen-Air Combustion Systems. Dissertation, Technische Universität München, 2014.
- [10] J. A. Bittencourt. Fundamentals of Plasma Physics. Springer New York, 2004.
- [11] P. Bollmann. Entwurf und Inbetriebnahme einer Volumenstromregelung für einen Wasserkanal zur Vermessung von Geschwindigkeits- und Strömungsfeldern. Bachelorarbeit, Technische Universität München,

2013.

- [12] R. Borghi. On the Structure and Morphology of Turbulent Premixed Flames. *Recent Advances in the Aerospace Sciences*, S. 117–138. Plenum Publishing Corporation, 1985.
- [13] D. Bradley, J. Casal, P. H. Gaskell und A. Palacios. Jet Flames, Flares and Pool Fires: Predictions of Flame Lift-Off, Plume and Flame Height under Choked and Unchoked Conditions. *Proceedings of the Seventh International Seminar on Fire and Explosion Hazards*, S. 200–209, 2013.
- [14] J. E. Broadwell, W. J. A. Dahm und M. G. Mungal. Blowout of Turbulent Diffusion Flames. *Symposium (International) on Combustion*, S. 303– 310, 1985.
- [15] S. Burmberger. Optimierung der aerodynamischen Flammenstabilisierung für brennstoffflexible, vorgemischte Gasturbinenbrenner. Dissertation, Technische Universität München, 2008.
- [16] S. Burmberger und T. Sattelmayer. Optimization of the Aerodynamic Flame Stabilization for Fuel Flexible Gas Turbine Premix Burners. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 133:101501, 2011.
- [17] S. Candel, D. Durox, T. Schuller, J.-F. Bourgouin und J. P. Moeck. Dynamics of Swirling Flames. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 46:147–173, 2014.
- [18] Cantera 2.1.1. https://sourceforge.net/projects/cantera/files/cantera/. Zuletzt abgerufen am 17.03.2014.
- [19] C. J. Chen und W. Rodi. Vertical Turbulent Buoyant Jets A Review of Experimental Data. Pergamon, 1980.
- [20] T. S. Cheng, T. Yuan, Y. C. Chao, C. C. Lu und D. C. Wu. Premixed Methane-Air Flame Spectra Measurements Using UV Raman Scattering. *Combustion Science and Technology*, 135:65–84, 1998.
- [21] I. Chterev, G. Sundararajan, J. M. Seitzman und T. Lieuwen. Precession Effects on the Relationship Between Time-Averaged and Instantaneous Swirl Flow and Flame Characteristics. *Proceedings of ASME Turbo Expo*, 42768, 2015.
- [22] W. J. A. Dahm und A. G. Mayman. Blowout Limits of Turbulent Jet Diffusion Flames for Arbitrary Source Conditions. *AIAA Journal*, 28: 1157–1162, 1990.

- [23] G. Damköhler. Der Einfluß der Turbulenz auf die Flammengeschwindigkeit in Gasgemischen. Zeitschrift für Elektrochemie und angewandte physikalische Chemie, 46:601–652, 1940.
- [24] D. Darmofal. The Role of Vorticity Dynamics in Vortex Breakdown. Proceedings of AIAA 24th Fluid Dynamics Conference, S. 1–14, 1993.
- [25] D. R. Dowling und P. E. Dimotakis. Similarity of the Concentration Field of Gas Phase Turbulent Jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 218:109–141, 1990.
- [26] V. Dribinski, A. Ossadtchi, V. A. Mandelshtam und H. Reisler. Reconstruction of Abel-Transformable Images: The Gaussian Basis-Set Expansion Abel Transform Method. *Review of Scientific Instruments*, 73:2635–2642, 2002.
- [27] C. Duwig und L. Fuchs. Large Eddy Simulation of Vortex Breakdown/Flame Interaction. *Physics of Fluids*, 19:075103, 2007.
- [28] C. Eichler. Flame Flashback in Wall Boundary Layers of Premixed Combustion Systems. Dissertation, Technische Universität München, 2011.
- [29] C. Eichler und T. Sattelmayer. Premixed Flame Flashback in Wall Boundary Layers Studied by Long-Distance Micro-PIV. *Experiments in Fluids*, 52:347–360, 2012.
- [30] C. Eichler, G. Baumgartner und T. Sattelmayer. Experimental Investigation of Turbulent Boundary Layer Flashback Limits for Premixed Hydrogen-Air Flames Confined in Ducts. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 134:011502, 2012.
- [31] D. Eiringhaus. Experimentelle Untersuchung des Flammenrückschlags in einem generischen Gasturbinenbrenner mittels Hochgeschwindigkeits OH*-Chemilumineszenz und Hochgeschwindigkeits OH-PLIF. Masterarbeit, Technische Universität München, 2015.
- [32] R. R. Erickson, M. C. Soteriou und P. G. Mehta. The Influence of Temperature Ratio on the Dynamics of Bluff Body Stabilized Flames. 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 2006.
- [33] F. Ettner. Effiziente numerische Simulation des Deflagrations-Detonations-Übergangs. Dissertation, Technische Universität München, 2013.
- [34] T. Fiala. Radiation from High Pressure Hydrogen-Oxygen Flames and

its Use in Assessing Rocket Combustion Instability. Dissertation, Technische Universität München, 2015.

- [35] T. F. Fric und A. Roshko. Vortical Structure in the Wake of a Transverse Jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 279:1–47, 1994.
- [36] J. Fritz. Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen. Dissertation, Technische Universität München, 2003.
- [37] Y. Fritz, M. Kröner und T. Sattelmayer. Flashback in a Swirl Burner with Cylindrical Premixing Zone. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 126:276–283, 2004.
- [38] G. A. Garcia, L. Nahon und I. Powis. Two-Dimensional Charged Particle Image Inversion Using a Polar Basis Function Expansion. *Review of Scientific Instruments*, 75:4989–4996, 2004.
- [39] A. G. Gaydon. The Spectroscopy of Flames. Chapman and Hall Ltd, 1974.
- [40] J. N. Gomes, J. D. Kribs und K. M. Lyons. Stability and Blowout Behavior of Jet Flames in Oblique Air Flows. *Journal of Combustion*, 2012:218916, 2012.
- [41] J. Göttgens, F. Mauss und N. Peters. Analytic Approximations of Burning Velocities and Flame Thicknesses of lean Hydrogen, Methane, Ethylene, Ethane, Acetylene, and Propane Flames. *Twenty-Fourth Symposium* (*International*) on Combustion, S. 129–135, 1992.
- [42] A. Gupta. Swirl Flows. Abacus Press, 1984.
- [43] D. Han und M. Mungal. Simultaneous Measurements of Velocity and CH Distribution. Part II: Deflected Jet Flames. *Combustion and Flame*, 133:1–17, 2003.
- [44] D. Han und M. Mungal. Simultaneous Measurements of Velocity and CH Distribution. Part I: Jet Flames in Co-Flow. *Combustion and Flame*, 132:565–590, 2003.
- [45] T. Hasegawa, K. Nishikado und J. Chomiak. Flame Propagation Along a Fine Vortex Tube. *Combustion Science and Technology*, 108:67–80, 1995.
- [46] E. F. Hasselbrink und M. G. Mungal. Transverse Jets and Jet Flames. Part 1. Scaling Laws for Strong Transverse Jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 443:1–25, 2001.

- [47] E. F. Hasselbrink und M. G. Mungal. Transverse Jets and Jet Flames. Part 2. Velocity and OH Field Imaging. *Journal of Fluid Mechanics*, 443:27–68, 2001.
- [48] H. M. Heravi, A. Azarinfar, S. I. Kwon, P. J. Bowen und N. Syred. Determination of Laminar Flame Thickness and Burning Velocity of Methane-Air-Mixtures. *Third European Combustion Meeting ECM*, 2007.
- [49] P. Huerre und P. A. Monkewitz. Local and Global Instabilities in Spatially Developing Flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 22:473–537, 1990.
- [50] International Energy Agency. World Energy Outlook Zusammenfassung (Deutsche Übersetzung). Technischer Bericht, 2014.
- [51] International Energy Agency. World Energy Outlook Zusammenfassung (Deutsche Übersetzung). Technischer Bericht, 2015.
- [52] International Energy Agency. Key World Energy Statistics. Technischer Bericht, 2015.
- [53] G. T. Kalghatgi. Blow-Out Stability of Gaseous Jet Diffusion Flames Part II: Effect of Cross Wind. *Combustion Science and Technology*, 26: 241–244, 1981.
- [54] G. T. Kalghatgi. Lift-off Heights and Visible Lengths of Vertical Turbulent Jet Diffusion Flames in Still Air. *Combustion Science and Technology*, 41: 17–29, 1984.
- [55] T. Kathrotia, M. Fikri, M. Bozkurt, M. Hartmann, U. Riedel und C. Schulz. Study of the H + O + M Reaction Forming OH*: Kinetics of OH* Chemiluminescence in Hydrogen Combustion Systems. *Combustion and Flame*, 157:1261–1273, 2010.
- [56] C. Köhler. Charakterisierung eines Gasturbinenbrenners im Wasserkanal mittels PIV. Bachelorarbeit, Technische Universität München, 2015.
- [57] F. Kiesewetter. Modellierung des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens in Vormischbrennern. Dissertation, Technische Universität München, 2005.
- [58] F. Kiesewetter, M. Konle und T. Sattelmayer. Analysis of Combustion Induced Vortex Breakdown Driven Flame Flashback in a Premix Burner With Cylindrical Mixing Zone. *Journal of Engineering for Gas Turbines* and Power, 129:929–936, 2007.

- [59] J. Kojima, Y. Ikeda und T. Nakajima. Basic Aspects of OH(A), CH(A), and C2(d) Chemiluminescence in the Reaction Zone of Laminar Methane-Air Premixed Flames. *Combustion and Flame*, 140:34–45, 2005.
- [60] M. Konle. Verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen in moderat turbulenten Drallströmungen. Dissertation, Technische Universität München, 2010.
- [61] M. Konle und T. Sattelmayer. Prediction of CIVB Driven Flame Flashback for CH4-H2-Air Mixtures and Moderate Turbulence. 22nd Int. Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems, Luikov Heat and Mass Transfer Institute, Minsk, Belarus, 27th till 31st July, 2009.
- [62] M. Konle und T. Sattelmayer. Time Scale Model for the Prediction of the Onset of Flame Flashback Driven by Combustion Induced Vortex Breakdown (CIVB). *Proceedings of the ASME Turbo Expo*, 59606, 2009.
- [63] M. Konle und T. Sattelmayer. Interaction of Heat Release and Vortex Breakdown During Flame Flashback Driven by Combustion Induced Vortex Breakdown. *Experiments in Fluids*, 47:9, 2009.
- [64] A. A. Konnov. Remaining Uncertainties in the Kinetic Mechanism of Hydrogen Combustion. *Combustion and Flame*, 152:507–528, 2008.
- [65] M. Kröner. Einfluss lokaler Löschvorgänge auf den Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen. Dissertation, Technische Universität München, 2003.
- [66] M. Kröner, Y. Fritz und T. Sattelmayer. Flashback Limits for Combustion Induced Vortex Breakdown in a Swirl Burner. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 125:693–700, 2003.
- [67] M. Kröner, T. Sattelmayer, Y. Fritz, F. Kiesewetter und C. Hirsch. Flame Propagation in Swirling Flows-Effect of local Extinction on the Combustion Induced Vortex Breakdown. *Combustion Science and Technology*, 179:1385–1416, 2007.
- [68] V. Kurdyumov, E. Fernández-Terrazo, J.-M. Truffaut, J. Quinard, A. Wangher und G. Searby. Experimental and Numerical Study of Premixed Flame Flashback. *Proceedings of the Combustion Institute*, 31:1275– 1282, 2007.
- [69] A. Lacarelle, S. Göke und C. O. Paschereit. A Quantitative Link Between Cold-Flow Scalar Unmixedness and NOx Emissions in a Conical Premixed Burner. *Proceedings of ASME Turbo Expo*, 23132, 2010.

- [70] Product Manual for Davis 8.0: LIF in Liquid Fluids. LaVision GmbH, 2011.
- [71] C. K. Law. Combustion Physics. Cambridge University Press, 2006.
- [72] C. Lawn. Lifted Flames on Fuel Jets in Co-Flowing Air. *Progress in Energy and Combustion Science*, 35:1–30, 2009.
- [73] C. Lechner und J. Seume. Stationäre Gasturbinen. Springer Heidelberg Dordrecht London New York, 2010.
- [74] B. Lewis und G. von Elbe. Stability and Structure of Burner Flames. *Journal of Chemical Physics*, 11:75–97, 1943.
- [75] T. Lieuwen, V. McDonell, D. Santavicca und T. Sattelmayer. Burner Development and Operability Issues Associated with Steady Flowing Syngas fired Combustors. *Combustion Science and Technology*, 180: 1169–1192, 2008.
- [76] Y.-C. Lin, S. Daniele, P. Jansohn und K. Boulouchos. Turbulent Flame Speed as an Indicator for Flashback Propensity of Hydrogen-Rich Fuel Gases. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 135:111503, 2013.
- [77] O. Lucca-Negro und O'Doherty. Vortex Breakdown: A Review. *Progress in Energy and Combustion Science*, 27:431–481, 2001.
- [78] J. Luque und D. R. Crosley. Transition Probabilities in the A 2S+-X 2Pi Electronic System of OH. *Journal of Chemical Physics*, 109:439–448, 1998.
- [79] K. M. Lyons. Toward an Understanding of the Stabilization Mechanisms of Lifted Turbulent Jet Flames: Experiments. *Progress in Energy and Combustion Science*, 33:211–231, 2007.
- [80] P. Maas. Abschätzung der Flammenrückschlagsresistenz eines Gasturbinenbrenners mittels stationärer RANS-Simulation. Bachelorarbeit, Technische Universität München, 2014.
- [81] A. Marosky. Einfluss der Kühllufteindüsung auf das Betriebsverhalten von Drallbrennern. Dissertation, Technische Universität München, 2014.
- [82] A. Marosky, V. Seidel, S. Bless, T. Sattelmayer und F. Magni. Impact of Cooling Air Injection on the Primary Combustion Zone of a Swirl Burner. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 134:121502, 2012.

- [83] C. Mayer. Konzept zur vorgemischten Verbrennung wasserstoffhaltiger Brennstoffe in Gasturbinen. Dissertation, Technische Universität München, 2012.
- [84] C. Mayer, J. Sangl, T. Sattelmayer, T. Lachaux und S. Bernero. Study on the Operational Window of a Swirl Stabilized Syngas Burner Under Atmospheric and High Pressure Conditions. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 134:031506, 2012.
- [85] P. L. Miller. Mixing in high Schmidt Number Turbulent Jets. Dissertation, California Institute of Technology, 1991.
- [86] K. Müller, J. Geng, J. Völkl und W. Arlt. Energetische Betrachtung der Wasserstoffeinspeisung ins Erdgasnetz. *Chemie Ingenieur Technik*, 84: 1513–1519, 2012.
- [87] G. Müller-Syring und M. Henel. Wasserstofftoleranz der Erdgasinfrastruktur inklusive aller assoziierter Anlagen. Technischer Bericht, DVGW Forschung, 2014.
- [88] J. P. Moeck, D. D. Bourgouin, T. Schuller und S. Candel. Investigation of Precessing-Vortex-Core-Flame Interaction Based on Tomographic Reconstruction Techniques. *Proceedings of ASME Turbo Expo*, 69626, 2012.
- [89] S. Musazzi und U. Perini. Laser-Induced Breakdown Spectroscopy. Springer Berlin Heidelberg, 2014.
- [90] R. Noll. Laser-Induced Breakdown Spectroscopy Fundamentals and Applications. Springer Berlin Heidelberg, 2012.
- [91] K. Oberleithner, M. Sieber, N. Nayeri, C. O. Paschereit, C. Petz, H.-C. Hege, B. R. Noack und I. Wygnanski. Three-Dimensional Coherent Structures in a Swirling Jet Undergoing Vortex Breakdown: Stability Analysis and Empirical Mode Construction. *Journal of Fluid Mechanics*, 679:383–414, 2011.
- [92] N. Otsu. A Threshold Selection Method from Gray-Level Histograms. *IEEE Transactions on Systems, Man, and Cybernetics*, 9(1):62–66, 1979.
- [93] J. Petermann. Beurteilung der Flammenrückschlagssicherheit eines Gasturbinenbrenners mittels RANS-Simulation. Bachelorarbeit, Technische Universität München, 2015.
- [94] N. Peters. Turbulente Brenngeschwindigkeit. Technischer Bericht,

RWTH Aachen, 1994.

- [95] N. Peters. Turbulent Combustion. Cambridge University Press, 2006.
- [96] N. Peters und F. A. Williams. Liftoff Characteristics of Turbulent Jet Diffusion Flames. *AIAA Journal*, 21:423–429, 1983.
- [97] E. Peterson, M. Kopp, N. Donato und F. Güthe. Assessment of Current Chemiluminescence Kinetics Models at Engine Conditions. *Proceedings* of ASME Turbo Expo, 45914, 2011.
- [98] T. X. Phuoc. Laser Spark Ignition: Experimental Determination of Laser-Induced Breakdown Thresholds of Combustion Gases. *Optics Communications*, 175:419–423, 2000.
- [99] T. Poinsot, D. Veynante und S. Candel. Quenching Processes and Premixed Turbulent Combustion Diagrams. *Journal of Fluid Mechanics*, 228:561–606, 1991.
- [100] S. B. Pope. Turbulent Flows. Cambridge University Press, 2005.
- [101] C. Poruba. Turbulente Flammenausbreitung in Wasserstoff-Luft-Gemischen. Dissertation, Technische Universität München, 2003.
- [102] A. A. Putnam und R. A. Jensen. Application of Dimensionless Numbers to Flash-back and other Combustion Phenomena. *Third Symposium* on Combustion, Flame and Explosion Phenomena, S. 89–98, 1949.
- [103] M. Raffel, C. E. Willert und J. Kompenhans. Particle Image Velocimetry: A Practical Guide. Springer Berlin Heidelberg, 1998.
- [104] T. G. Reichel, K. Göckeler und C. O. Paschereit. Investigation of Lean Premixed Swirl-Stabilized Hydrogen Burner with Axial Air Injection Using OH-PLIF Imaging. *Proceedings of ASME Turbo Expo*, 42491, 2015.
- [105] W. Rodi. A Review of Experimental Data of Uniform Density free Turbulent Boundary Layers. Academic Press, 1975.
- [106] J. Sangl. Erhöhung der Brennstoffflexibilität von Vormischbrennern durch Beeinflussung der Wirbeldynamik. Dissertation, Technische Universität München, 2011.
- [107] J. Sangl, C. Mayer und T. Sattelmayer. Dynamic Adaptation of Aerodynamic Flame Stabilization of a Premix Swirl Burner to Fuel Reactivity Using Fuel Momentum. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 133:071501, 2011.

- [108] J. Sangl, C. Mayer und T. Sattelmayer. Prediction of the NOx Emissions of a Swirl Burner in Partially and Fully Premixed Mode on the Basis of Water Channel Laser Induced Fluorescence and Particle Image Velocimetry Measurements. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 136: 061503, 2014.
- [109] T. Sattelmayer, C. Mayer und J. Sangl. Interaction of Flame Flashback Mechanisms in Premixed Hydrogen-Air Swirl Flames. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 138:011501, 2016.
- [110] H. Schlichting und K. Gersten. Grenzschichttheorie. Springer Berlin, 2006.
- [111] H.-P. Schmid, P. Habisreuther und W. Leuckel. A Model for Calculating Heat Release in Premixed Turbulent Flames. *Combustion and Flame*, 113:79–91, 1998.
- [112] V. Seidel. Numerische und experimentelle Untersuchungen der Aerodynamik und Verbrennungsstabilität eines Vormischbrenners. Dissertation, Technische Universität München, 2014.
- [113] V. Seidel, A. Marosky, C. Hirsch, T. Sattelmayer, W. Geng und F. Magni. Influence of the Inflow Confinement on the Flashback Limits of a Premixed Swirl Burner. *Proceedings of ASME Turbo Expo*, 94866, 2013.
- [114] S. J. Shanbhogue, F. Hussain und T. Lieuwen. Lean Blowoff of Bluff Body Stabilized Flames: Scaling and Dynamics. *Progress in Energy and Combustion Science*, 35:98–120, 2009.
- [115] S. H. Smith und M. G. Mungal. Mixing, Structure and Scaling of the Jet in Crossflow. *Journal of Fluid Mechanics*, 357:83–122, 1998.
- [116] Y. Sommerer, D. Galley, T. Poinsot, S. Ducruix, F. Lacas und D. Veynante. Large Eddy Simulation and Experimental Study of Flashback and Blow-Off in a Lean Partially Premixed Swirled Burner. *Journal of Turbulence*, 5:1–21, 2004.
- [117] M. Stöhr, R. Sadanandan und W. Meier. Phase-Resolved Characterization of Vortex–Flame Interaction in a Turbulent Swirl Flame. *Experiments in Fluids*, 51:1153–1167, 2011.
- [118] N. Syred. A Review of Oscillation Mechanisms and the Role of the Precessing Vortex Core (PVC) in Swirl Combustion Systems. *Progress in Energy and Combustion Science*, 32:93–161, 2006.

- [119] S. R. Tieszen, D. W. Stamps und T. J. O'Hern. A Heuristic Model of Turbulent Mixing Applied to Blowout of Turbulent Jet Diffusion Flames. *Combustion and Flame*, 106:442–466, 1996.
- [120] S. Trage. Renaissance von Öl und Gas bei gleichzeitigem Boom der Erneuerbaren. Pictures of the Future -Das Magazin für Forschung und Innovation, 13. April 2015. https://www.siemens.com/innovation/de/home/pictures-of-thefuture/energie-und-effizienz/zukunft-von-oel-und-gas-fakten-undprognosen.html. Zuletzt abgerufen am 16.03.2016.
- [121] S. R. Turns. An Introduction to Combustion: Concepts and Applications. McGraw-Hill Boston [u.a], 2000.
- [122] M. Utschick und T. Sattelmayer. Flame Holding in the Premixing Zone of a Gas Turbine Model Combustor After Forced Ignition of H2-NG-Air-Mixtures. *Proceedings of ASME Turbo Expo*, 56246, 2016.
- [123] M. Utschick, A. Aboueldahab und T. Sattelmayer. Entwicklung eines Cassegrain-Teleskops zur orts- und zeitaufgelösten Flammenchemilumineszenzmessung. Fachtagung Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik, 4.-6. September, Rostock, 2012.
- [124] M. Utschick, G. Fink und T. Sattelmayer. Planar Flame Front Visualization Using a Cassegrain Sensor. *16th International Symposium on Flow Visualization, June 24-28, Okinawa, Japan,* 2014.
- [125] M. Utschick, D. Eiringhaus, C. Köhler und T. Sattelmayer. Predicting Flashback Limits of a Gas Turbine Model Combustor Based on Velocity and Fuel Concentration for H2-Air-Mixtures. *Proceedings of ASME Turbo Expo*, 56245, 2016.
- [126] L. Vanquickenborne und A. van Tiggelen. The Stabilization Mechanism of Lifted Diffusion Flames. *Combustion and Flame*, 10:59–69, 1966.
- [127] Virgina Polytechnic Institute and State University. Prana 2.0b, 2012. sourceforge.net/projects/qi-tools/. Zuletzt abgerufen am 16.03.2016.
- [128] Q. Wang, V. McDonell, E. Steinthorsson, A. Mansour und B. Hollon. Correlating Flashback Tendencies for Premixed Injection of Hydrogen and Methane Mixtures at Elevated Temperature and Pressure. *Proceedings* of ASME Turbo Expo, 59500, 2009.
- [129] M. Wietschel, S. Ullrich, P. Markewitz, F. Schulte und F. Genoese. Energietechnologien der Zukunft - Erzeugung, Speicherung, Effizienz und

Netze. Springer Wiesbaden, 2015.

- [130] C. H. K. Williamson. Vortex Dynamics in the Cylinder Wake. Annual Review of Fluid Mechanics, 28:477–539, 1996.
- [131] J. Wäsle. Vorhersage der Lärmemission turbulenter Vormischflammen. Dissertation, Technische Universität München, 2007.
- [132] J. G. Wäsle, A. Winkler und T. Sattelmayer. Spatial Coherence of the Heat Release Fluctuations in Turbulent Jet and Swirl Flames. *Flow, Turbulence and Combustion*, 75:29–50, 2005.
- [133] Q. Zhang, S. J. Shanbhogue und T. Lieuwen. Dynamics of Premixed H2/CH4 Flames under near Blowoff Conditions. *Proceedings of ASME Turbo Expo*, 59981, 2009.