Technische Universität München Institut für Energietechnik

Lehrstuhl für Thermodynamik

# Optimierung der aerodynamischen Flammenstabilisierung für brennstoffflexible, vorgemischte Gasturbinenbrenner

## **Stephan Georg Burmberger**

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. Harald Klein

Prüfer der Dissertation:

- 1. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Thomas Sattelmayer
- 2. Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Egon Hassel, Universität Rostock

Die Dissertation wurde am 5.11.2008 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Maschinenwesen am 23.03.2009 angenommen.

## Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand am Lehrstuhl für Thermodynamik der Technischen Universität München. Von September 2004 bis August 2008 wurde sie vom "KMVB - Karl Max von Bauernfeind Verein zur Förderung der Technischen Universität München e.V." im Rahmen eines Promotionsstipendiums gefördert.

Mein ganz besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr.-Ing. Thomas Sattelmayer für die Betreuung dieser Arbeit. Ebenso möchte ich mich für die von ihm gewährten wissenschaftlichen Freiräume, für das in mich gesetzte Vertrauen und für sein reges Interesse am Fortgang dieser Arbeit bedanken.

Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Egon Hassel danke ich für die freundliche Übernahme des Koreferats und das große Interesse bei der Durchsicht meiner Arbeit. Bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Harald Klein möchte ich mich für den Vorsitz bei der mündlichen Prüfung bedanken.

Für die freundschaftliche Zusammenarbeit und die zahlreichen interessanten Diskussionen gilt meinen Kolleginnen und Kollegen großer Dank. Ausdrücklich nennen möchte ich in diesem Zusammenhang Herrn Dr.-Ing. Hans Wäsle und Herrn Dr.-Ing. Anton Winkler, die mich in der Anfangsphase tatkräftig unterstützt haben. Auch der kompetente Beistand seitens der mechanischen und elektrischen Werkstatt sowie des Sekretariats hat wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. An dieser Stelle gilt mein Dank auch allen beteiligten Studenten und besonders meinem Diplomanden, Herrn Dipl.-Ing. Roman Keppeler.

Für den verständnisvollen Beistand während der Fertigstellung dieser Arbeit gebührt meiner Freundin Martina ganz herzlicher Dank. Abschließend möchte ich mich bei meinen Eltern für die Unterstützung während meiner gesamten Ausbildungszeit bedanken.

München, im September 2008

Stephan Burmberger

# Inhaltsverzeichnis

1	Ein	Einleitung			
	1.1	Motivation	1		
	1.2	Aerodynamische Flammenstabilisierung	2		
	1.3	Aufgabenstellung	4		
2	Gru	ındlagen der Wirbeldynamik	5		
	2.1	Die Wirbelstärke			
	2.2	Die Wirbeltransportgleichung	8		
	2.3	Die Terme der Wirbeltransportgleichung	12		
		2.3.1 Konvektion: $-(\vec{u} \cdot \nabla)\vec{\omega}$	13		
		2.3.2 Expansion: $-\vec{\omega} (\nabla \cdot \vec{u})$	14		
		2.3.3 Streckung und Umorientierung: $(\vec{\omega} \cdot \nabla) \vec{u}$	14		
		2.3.4 Barokliner Anteil: $\frac{1}{a^2} (\nabla \rho \times \nabla p)$	15		
		2.3.5 Diffusion bzw. Dissipation: $v(\nabla^2 \omega) + (\nabla v) \times \nabla^2 \vec{u} \dots$	17		
	2.4	Das Gesetz von Biot-Savart	18		
3	Verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen 20				
	3.1	Aerodynamik des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens . 2			
	3.2	Einfluss der Reaktionskinetik			
	3.3	Interaktion von Aerodynamik und Reaktionskinetik			
4	Wirbelaufplatzen in Drallbrennern 36				
	4.1	Charakterisierung von Drallströmungen			
	4.2	Wirbelaufplatzen in divergierenden Geometrien 4			
		4.2.1 Betrachtung der Wirbeltransportgleichung	42		
		4.2.2 Entstehen negativer azimutaler Wirbelstärke	44		
		4.2.3 Selbstverstärkender Charakter des Wirbelaufplatzens	47		

	4.3 Wirbelaufplatzen in zylindrischen Geometrien		
		4.3.1 Einstellen der stabilen Gleichgewichtslage	48
		4.3.2 Die Auswirkungen der Stromlinienaufweitung	50
		4.3.3 Einfluss des axialen Gradienten der azimutalen Wirbel-	
		stärke	55
5	Opt	timierung des Strömungsfeldes	58
	5.1	Axiale Strömungsführung	59
		5.1.1 Radiale Diffusion axialer Wirbelstärke	60
		5.1.2 Positiver axialer Gradient der azimutalen Wirbelstärke	62
	5.2	Radiales Strömungsprofil	64
		5.2.1 Baroklines Drehmoment	64
		5.2.2 Radiale Verteilung der Umfangsgeschwindigkeit	65
		5.2.3 Alternative Optionen zur Stabilisierung der Strömung	67
	5.3	Einfluss der Totaldruckverteilung	68
	5.4	Zusammenfassung der Qualitätskriterien	70
6	Atm	nosphärische Untersuchung des Stabilitätsverhaltens	73
	6.1	Geometrieentwurf für experimentelle Untersuchungen	73
	6.2	Aerodynamisch stabilisierte Flamme	76
	6.3	3 Optimierte Geometrie für maximale Brennstoffflexibilität	
	6.4	Qualitative Betrachtung des Strömungsfeldes	83
		6.4.1 Modellierung des Strömungsfeldes	83
		6.4.2 Wahl der Massenstromaufteilung	84
		6.4.3 Analyse des isothermen Strömungsfeldes	87
			0.
	6.5	Einfluss einer Brennkammer auf die CIVB-Grenzen	95
7	6.5 <b>Dru</b>	Einfluss einer Brennkammer auf die CIVB-Grenzen	95 97
7	6.5 <b>Dru</b> 7.1	Einfluss einer Brennkammer auf die CIVB-Grenzen	95 97 97
7	<ul><li>6.5</li><li>Dru</li><li>7.1</li><li>7.2</li></ul>	Einfluss einer Brennkammer auf die CIVB-Grenzen         uckabhängigkeit des CIVB-Phänomens         Der Hochdruckverbrennungsprüfstand         Adaption des Brenners	95 97 97 99
7	6.5 <b>Dru</b> 7.1 7.2	Einfluss einer Brennkammer auf die CIVB-Grenzen         uckabhängigkeit des CIVB-Phänomens         Der Hochdruckverbrennungsprüfstand         Adaption des Brenners         7.2.1         Auftreten thermoakustischer Instabilitäten	95 97 97 99 99
7	6.5 <b>Dru</b> 7.1 7.2	Einfluss einer Brennkammer auf die CIVB-Grenzen         uckabhängigkeit des CIVB-Phänomens         Der Hochdruckverbrennungsprüfstand         Adaption des Brenners         7.2.1         Auftreten thermoakustischer Instabilitäten         7.2.2         Variation der Geometrie	95 97 97 99 99 101
7	<ul> <li>6.5</li> <li>Dru</li> <li>7.1</li> <li>7.2</li> <li>7.3</li> </ul>	Einfluss einer Brennkammer auf die CIVB-Grenzen         uckabhängigkeit des CIVB-Phänomens         Der Hochdruckverbrennungsprüfstand         Adaption des Brenners         7.2.1         Auftreten thermoakustischer Instabilitäten         7.2.2         Variation der Geometrie         Versuchsauswertung für Konfiguration A	95 97 97 99 99 101 105
7	<ul> <li>6.5</li> <li>Dru</li> <li>7.1</li> <li>7.2</li> <li>7.3</li> <li>7.4</li> </ul>	Einfluss einer Brennkammer auf die CIVB-Grenzen         uckabhängigkeit des CIVB-Phänomens         Der Hochdruckverbrennungsprüfstand         Adaption des Brenners         7.2.1         Auftreten thermoakustischer Instabilitäten         7.2.2         Variation der Geometrie         Versuchsauswertung für Konfiguration B	95 97 97 99 99 99 101 105 113

	7.6	Zusammenfassung der Versuchsergebnisse	23
	7.7	Skalierung auf die Betriebsparameter realer Gasturbinen 12	25
8	Zus	mmenfassung 13	30
9	Anhang		
	9.1	Das Nabla-Kalkül in orthogonalen Koordinaten 14	43
		9.1.1 Maßstabsfaktoren	43
		9.1.2 Gradient eines Skalars $\nabla s$	44
		9.1.3 Divergenz eines Vektors $\nabla \cdot \vec{v}$	44
		9.1.4 Rotation eines Vektors $\nabla \times \vec{v} \dots \dots$	45
		9.1.5 Konvektive Änderung $(\vec{v} \cdot \nabla) \vec{w}$	45
		9.1.6 Laplace-Operator $\nabla^2 \vec{v}$	47
	9.2	Parametervariation für die Large-Eddy Simulationen 14	48
	9.3	Detektion des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens 14	49

# Nomenklatur

## Lateinische Buchstaben

a	[m]	Wirbelkernradius
$A_{1,u}$	[1/s]	charakteristische Konstante
$A_{2,u}$	[1/s]	charakteristische Konstante
С	[m/s]	Schallgeschwindigkeit
$C^*_{auench}$	[-]	Quenching Konstante
$D^{'}$	[mm]	Düsenaustrittsdurchmesser, Mischrohrdurchmesser
Ď	[Nm]	Drehimpulsstrom
d	[mm]	Innendurchmesser der Drosselscheibe
Da	[-]	Damköhlerzahl
Ε	[-]	Wirbelkernaufweitung
H	[Nm/kg]	Totalenergie
İ	[Nm]	Axialimpulsstrom
K <sub>c</sub>	$[m^2/s]$	Zirkulation des Wirbelkerns
Le	[-]	Lewis-Zahl
n	[-]	Anzahl der Drallschlitze
p	[Pa]	statischer Druck, Brennkammerdruck
p'	[Pa]	akustische Schwingungsamplitude
$P_{th}$	[kW]	thermische Leistung
$\Delta p$	[%]	Brennerdruckverlust
R	[m]	Brenneraustrittsradius
Re	[-]	Reynoldszahl
r	[m]	radiale Koordinate
$r_k$	[m]	Krümmungsradius einer Stromlinie
r <sub>s</sub>	[m]	Bahnradius einer Stromlinie

S	[-]	Drallzahl
S	[m]	Distanz entlang einer Stromlinie
<i>s</i> <sub>l</sub>	[mm]	freie Schlitzlänge
Т	[K]	Temperatur
t	[ <b>s</b> ]	Zeit
t <sub>flow</sub>	[ <b>s</b> ]	Strömungszeitmaß
t <sub>quench</sub>	[ <b>s</b> ]	Quenching-Zeitmaß
ū	[m/s]	Geschwindigkeitsvektor
$\vec{\overline{u}}$	[m/s]	zeitlicher Mittelwert des Geschwindigkeitsvektors
$\vec{u'}$	[m/s]	Schwankungsanteil des Geschwindigkeitsvektors
$u_r$	[m/s]	radiale Geschwindigkeit
$u_{\varphi}$	[m/s]	azimutale Geschwindigkeit
$u_z$	[m/s]	axiale Geschwindigkeit
$\overline{u}$	[m/s]	massengemittelte Axialgeschwindigkeit
u'	[m/s]	Schallschnelle
<i>ν</i>	$[m^3/s]$	Volumenstrom
$X_{CH_4}$	[-]	volumetrischer Methananteil im Brennstoff
$X_{CO}$	[-]	volumetrischer Kohlenmonoxidanteil im Brennstoff
$X_{H_2}$	[-]	volumetrischer Wasserstoffanteil im Brennstoff
Z	[m]	axiale Koordinate
Ζ	[-]	Impedanz

## Griechische Buchstaben

$lpha_0$	[-]	Helixwinkel des Geschwindigkeitsvektors
$eta_0$	[-]	Helixwinkel des Wirbelstärkenvektors
Γ	$[m^2/s]$	Zirkulation
ζ	[-]	Druckverlustkoeffizient
$\eta_{Vis}$	[-]	isentroper Verdichterwirkungsgrad
κ	[-]	Isentropenexponent
$\kappa_{ax}$	[%]	Anteil des drallfreien Volumenstroms
λ	[-]	Luftzahl, zugeführte Luftmenge bezogen
		auf die stöchiometrische Luftmenge (molar)

#### Nomenklatur

ν	$[m^2/s]$	kinematische Viskosität
$\vec{\xi}$	[m]	Distanzvektor
ρ	[kg/m <sup>3</sup> ]	Dichte
Π	[-]	Verdichterdruckverhältnis
$\tau_c, \tau_{c_{PSR}}$	[S]	chemisches Zeitmaß
$ au_{CDSD}^*$	[S]	lewiszahlkorrigiertes chemisches Zeitmaß
$\tau_u$	[S]	charakteristisches Strömungszeitmaß
$ au_t$	[S]	turbulentes Strömungszeitmaß
$\varphi$	[m]	azimutale Koordinate
Ψ	[m <sup>3</sup> /s]	Stromlinie
$\vec{\omega}$	[1/s]	Wirbelvektor, Wirbelstärke
$\frac{1}{\omega}$	[1/s]	zeitlicher Mittelwert des Wirbelvektors
$\vec{\omega}'$	[1/s]	Schwankungsanteil des Wirbelvektors
$\omega_r$	[1/s]	radiale Wirbelstärke
$\omega_{arphi}$	[1/s]	azimutale Wirbelstärke
$\omega_z$	[1/s]	axiale Wirbelstärke

# 1 Einleitung

## 1.1 Motivation

Der weltweit steigende Energiebedarf und die sich abzeichnenden Auswirkungen auf das Klima stellen eine große technologische Herausforderung für die Energieerzeugung im einundzwanzigsten Jahrhundert dar. Trotz der Fortschritte bei alternativen Energiequellen ist man weiterhin auf die Verbrennung fossiler Energieträger angewiesen. Erdgas weist dabei von allen fossilen Energieträgern die günstigste CO<sub>2</sub>-Bilanz auf und kann in GuD<sup>1</sup>-Kraftwerken mit einem Wirkungsgrad von bis zu 59% umgesetzt werden. Neben diesen ökologischen Gesichtspunkten spielen auch wirtschaftliche und politische Randbedingungen wie Brennstoffkosten, Verfügbarkeit und Vorsorgungssicherheit eine große Rolle.

Der IGCC<sup>2</sup>-Prozess kombiniert den GuD-Prozess mit einer vorgeschalteten Brennstoffvergasung und erschließt der Gasturbine dadurch alternative Brennstoffe wie Kohle, Raffinerierückstände oder Biomasse. Gegenüber der konventionellen thermischen Verwertung führt der IGCC-Prozess bei besserem Wirkungsgrad zu deutlich geringeren Schadstoff-Emissionen [RCW<sup>+</sup>03]. Bei der Vergasung des Brennstoffs entsteht eine Mischung aus Wasserstoff und Kohlenmonoxid, die bisher ausschließlich mit Diffusionsbrennern verbrannt wird [KM07]. Bei der Gasturbinenentwicklung geht der Trend zu immer höheren Wirkungsgraden, die vor allem durch höhere Turbineneintrittstemperaturen bzw. Feuerungstemperaturen erreicht werden. Damit zeichnet sich ein Zielkonflikt zwischen Wirkungsgrad und Stickoxidemissionen ab. Um beim Einsatz von Diffusionsflammen dennoch günstige Emissionswerte zu erreichen, muss der Brennstoff mit Stickstoff und bzw. oder Wasserdampf ver-

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Gas- und Dampfturbinen-Kraftwerk

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> Integrated Gasification Combined Cycle

dünnt werden. Dies bedingt eine Erhöhung der Anlagenkomplexität und führt dazu, dass der Kraftwerksprozess an den jeweiligen Brennstoff angepasst werden muss.

Demgegenüber bietet die bei der Erdgasverbrennung inzwischen etablierte magere Vormischverbrennung das Potential, niedrigere Stickoxidemissionen auch ohne zusätzliche Brennstoffaufbereitung zu realisieren. Bisher verhindert die hohe Reaktivität des Wasserstoffs, dass dieses Verfahren bei der Verbrennung von Synthesegasen zum Einsatz kommt. Die Gefahr des Flammenrückschlags, also eines Stromaufwanderns der Flamme und der damit einhergehenden Zerstörung des Brenners ist zu hoch. Die Adaption der mageren Vormischverbrennung für wasserstoffreiche Gase ermöglicht eine erhöhte Brennstoffflexibilität und erlaubt gleichzeitig eine Vereinfachung des Anlagenschemas. Die vorliegende Arbeit zeigt, wie die Optimierung der Aerodynamik im Brenner dazu beiträgt, dass dieser Schritt realisiert werden kann.

## 1.2 Aerodynamische Flammenstabilisierung

Moderne Vormischbrenner arbeiten überwiegend mit drallstabilisierten Flammen. Das Funktionsprinzip des Drallbrenners ist in Abbildung 1.1 am Beispiel der im Laufe dieser Arbeit entwickelten Geometrie dargestellt. Die im Brenner erzeugte Drallströmung begünstigt die Durchmischung der Reaktionspartner und führt zum Wirbelaufplatzen in der Brennkammer. Das Wirbelaufplatzen ist durch einen abrupten Wechsel der Strömungsform gekennzeichnet. An der Querschnittserweiterung am Düsenaustritt bildet sich eine zentrale Rückströmzone. Die heißen Verbrennungsprodukte, die hier rezirkulieren, ermöglichen eine kompakte Flamme mit hohem Ausbrand. Die aerodynamische Flammenstabilisierung kann ohne thermisch hoch belastete Flammenhalter wie z.B. einen Zentralkörper realisiert werden. Die Flammenposition ist dabei durchsatzinvariant und Axialgeschwindigkeiten weit über der turbulenten Flammengeschwindigkeit führen nicht zu einem Abblasen der Flamme.

Umgekehrt ist es vor allem die Aerodynamik und nicht nur die Strömungsgeschwindigkeit in der Düse, die das Stromaufwandern der Flamme verhindert. Die von Fritz [Fri03] und Kröner [Krö03] durchgeführte experimentelle Untersuchung eines Industriebrenners sowie die zugehörige numerische Arbeit von Kiesewetter [Kie05] haben gezeigt, dass es auch bei Strömungsgeschwindigkeiten von 100m/s zu einem Stromaufpropagieren der Flamme kommen kann. In diesen Arbeiten wurde die Stromaufverlagerung der Rückströmzone erstmals als Ursache dafür identifiziert. Durch die Interaktion von Drallströmung und Flamme kann sich der Ort des Wirbelaufplatzens verschieben. Dies bedingt einen schnellen Transport von Verbrennungsprodukten und Reaktanden entgegen der Hauptströmung und führt zum Flammenrückschlag. Für diesen Vorgang wurde der Begriff "verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen" bzw. "Combustion Induced Vortex Breakdown (CIVB)" eingeführt [Fri03] [Krö03]. Die Experimente haben gezeigt, dass das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen durch Wasserstoffzugabe und niedrige Luftzahlen begünstigt wird.



**Abbildung 1.1:** Skizze des entwickelten Drallbrenners mit Bildern der Flamme für Wasserstoff und Erdgas bei  $\lambda = 1$  und P<sub>th</sub> = 50kW

## 1.3 Aufgabenstellung

Wesentliches Ziel dieser Arbeit ist die Klärung der Frage, wie ein CIVBresistentes Strömungsfeld realisiert werden kann. Die theoretischen Überlegungen münden in der Gestaltung eines aerodynamisch stabilisierten Drallbrenners. Dessen Geometrie unterscheidet sich deutlich von der des bisher untersuchten Industriebrenners und ermöglicht die Überprüfung der Korrelation, die für die Vorhersage der Stabilitätsgrenzen entwickelt wurde [Krö03]. Zudem bietet sich die Option, erstmals die Druckabhängigkeit des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens zu untersuchen. Das Hauptziel der gesamten Arbeit stellt die Ableitung von Auslegungs- und Druckskalierungsregeln dar, die als Werkzeug für zukünftige Drallbrennerentwicklung dienen können. Aufgrund der anwendungsorientierten Aufgabenstellung und der Tatsache, dass 2005 die Arbeiten in einem themennahen Paketforschungsantrag begonnen wurden, wird auf eine umfangreiche Untersuchung des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens verzichtet. Dieser von der Deutschen Forschungsgemeinschaft geförderte Paketforschungsantrag hat den Titel: "Flammenbeschleunigung in Wirbelröhren durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen" und besteht aus sieben Teilprojekten.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in acht Kapitel. Zunächst werden in Kapitel 2 die fluidmechanischen Grundlagen zur Wirbeldynamik dargestellt. In Kapitel 3 folgt eine Zusammenfassung der bisherigen Arbeiten zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen. Kapitel 4 beschäftigt sich mit dem isothermen Wirbelaufplatzen. Ziel ist es, dieses umfassende Thema, dem sich die Wissenschaft seit Jahrzehnten widmet, so darzustellen, dass anwendungsorientierte Schlussfolgerungen gezogen werden können. Im fünften Kapitel wird auf die Optimierung der aerodynamischen Auslegung von Drallbrennern eingegangen. Anhand präzise definierter Qualitätskriterien lassen sich qualitative Aussagen über die CIVB-Anfälligkeit eines Strömungsfeldes treffen. Diese theoretischen Ansätze werden in Kapitel 6 verifiziert. Die für die experimentelle Untersuchung erarbeitete Drallbrennergeometrie basiert auf den vorher aufgestellten Auslegungsregeln. In Kapitel 7 dient diese Geometrie als Grundlage für die Untersuchung der Druckabhängigkeit des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens.

# 2 Grundlagen der Wirbeldynamik

Bevor im nächsten Kapitel auf den bisherigen Kenntnisstand zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen eingegangen wird, widmet sich dieser Abschnitt den notwendigen fluiddynamischen Grundlagen. Die hier dargestellten Zusammenhänge schaffen die Basis für die in Kapitel 5 abgeleiteten Auslegungsregeln und münden letztendlich in der erarbeiteten Brennergeometrie.

Die Forschung befasst sich seit über 50 Jahren mit dem Phänomen des Wirbelaufplatzens in isothermen Strömungen und es gibt verschiedene Ansätze, die zur Beschreibung der Vorgänge herangezogen werden. Die umfangreichen Arbeiten zu diesem Thema wurden von Fritz [Fri03] und in den Übersichtsartikeln von Lucca-Negro [LNO01] bzw. Delery [Del94] zusammengefasst. Auch die Interaktion von Flammen und Wirbelströmungen wurde in zahlreichen Grundlagenstudien untersucht. Die auf diesem Gebiet erarbeiteten Ergebnisse und die verschiedenen theoretischen Erklärungsansätze finden sich in den Übersichtsartikeln von Syred und Beer [SB74], Ishizuka [Ish02] und Renard et al. [RTRC00].

Ein vielversprechender Ansatz zur Erklärung der Vorgänge beim Wirbelaufplatzen besteht darin, die Wirbelstärkenverteilung bzw. die Wirbeltransportgleichung zu betrachten. Dabei verzichtet man primär auf die Betrachtung des Druckfeldes und beschränkt sich auf die Untersuchung der Geschwindigkeitsverteilung. Diese ist mit berührungslosen optischen Verfahren experimentell leicht zugänglich und kann durch Änderungen der Brennergeometrie direkt beeinflusst werden. Die Analyse der Wirbelstärke bietet die Option, die im Strömungsfeld vorhandenen Geschwindigkeitsinformationen günstiger darzustellen. Diese alternative Herangehensweise dient in unserem Fall dem besseren Verständnis, beinhaltet aber keine Information, die nicht schon durch den Geschwindigkeitsvektor gegeben wäre.

### 2.1 Die Wirbelstärke

Ein wesentliches Maß zur Beurteilung der Strömungsvorgänge in Drallbrennern ist die Wirbelstärke<sup>1</sup>. Bei dieser Größe handelt es sich um ein in der Fluiddynamik gebräuchliches mathematisches Konzept [Pop00]. Sie trägt die Einheit 1/s und ist als Rotation des vektoriellen Geschwindigkeitsfeldes  $\vec{u}$ 

$$\vec{\omega} \equiv \nabla \times \vec{u} \tag{2.1}$$

definiert. Die Wirbelstärke  $\vec{\omega}$  stellt eine vektorielle Größe dar und wird daher als Wirbelvektor bezeichnet. Die einzelnen Terme des Wirbelvektors im kartesischen (x, y, z) bzw. zylindrischen (r,  $\varphi$ , z) Koordinatensystem lauten<sup>2</sup>:

$$\omega_x = \frac{\partial u_z}{\partial y} - \frac{\partial u_y}{\partial z}, \qquad \qquad \omega_r = \frac{1}{r} \frac{\partial u_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial u_\varphi}{\partial z}, \qquad (2.2)$$

$$\omega_y = \frac{\partial u_x}{\partial z} - \frac{\partial u_z}{\partial x}, \qquad \qquad \omega_\varphi = \frac{\partial u_r}{\partial z} - \frac{\partial u_z}{\partial r}, \qquad (2.3)$$

$$\omega_z = \frac{\partial u_y}{\partial x} - \frac{\partial u_x}{\partial y}, \qquad \qquad \omega_z = \frac{1}{r} \left( \frac{\partial \left( r \cdot u_\varphi \right)}{\partial r} - \frac{\partial u_r}{\partial \varphi} \right). \tag{2.4}$$

Die z-Achse stellt dabei die Symmetrieachse des Zylinders,  $\omega_r$  die radiale Wirbelstärke,  $\omega_{\varphi}$  die azimutale Wirbelstärke und  $\omega_z$  die axiale Wirbelstärke dar (vgl. Abbildung 2.1). Die Wirbelstärke  $\vec{\omega}$  kennzeichnet Lage und Stärke eines Wirbels im Strömungsfeld und kann als Indikator für lokale Fluidrotation verstanden werden (Abb. 2.2).

Das Vorkommen von Wirbelstärke lässt sich auf den Einfluss viskoser Effekte zurückführen. Ein Fluidpartikel kann nur durch Scherkräfte, die sich nicht im Gleichgewicht befinden, in Rotation versetzt werden [Pan05, S. 324]. Druck und Gravitation wirken durch den Volumen- bzw. Massenmittelpunkt eines Partikels und können daher einzeln keine Rotation hervorrufen. Zudem besitzt die Wirbelstärke  $\vec{\omega}$  die folgende wichtige Eigenschaft.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> engl.: vorticity

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> vgl. Abschnitt 9.1.4



Abbildung 2.1: (a) kartesisches Koordinatensystem mit Vorzeichenkonvention (b) zylindrisches Koordinatensystem mit Vorzeichenkonvention



Abbildung 2.2: Wirbelstärke als Indikator für lokale Fluidrotation

#### Divergenz der Wirbelstärke:

Die Divergenz des Wirbelvektors ist stets null. Dies führt dazu, dass die drei Komponenten des Wirbelvektors  $\vec{\omega}$  nicht voneinander unabhängig sind. Diese Eigenschaft wird in Kapitel 5 zur Stabilisierung von Drallströmungen genutzt. Offensichtlich wird diese Abhängigkeit bei der Betrachtung der partiellen Ableitung im kartesischen Koordinatensystem:

$$\frac{\partial \omega_x}{\partial x} = \frac{\partial^2 u_z}{\partial y \partial x} - \frac{\partial^2 u_y}{\partial z \partial x},$$
(2.5)

$$\frac{\partial \omega_y}{\partial y} = \frac{\partial^2 u_x}{\partial z \partial y} - \frac{\partial^2 u_z}{\partial x \partial y},$$
(2.6)

$$\frac{\partial \omega_z}{\partial z} = \frac{\partial^2 u_y}{\partial x \partial z} - \frac{\partial^2 u_x}{\partial y \partial z}.$$
(2.7)

Kombiniert man die Gleichungen 2.5 bis 2.7 zur Divergenz des Wirbelvektors,

$$\nabla \cdot \vec{\omega} = \frac{\partial \omega_x}{\partial x} + \frac{\partial \omega_y}{\partial y} + \frac{\partial \omega_z}{\partial z} = 0, \qquad (2.8)$$

so wird klar, dass der Wirbelvektor nur zwei Freiheitsgrade besitzt. Dies ist eine Analogie zur Kontinuitätsgleichung von Fluiden mit konstanter Dichte, bei der auf Grund der Massenerhaltung die Divergenz des Geschwindigkeitsfeldes  $\nabla \cdot \vec{u}$  gleich null ist. Bezogen auf die Wirbelstärke  $\vec{\omega}$  bedeutet dies, dass das Wirbelfeld quellenfrei ist [Pan05, S. 327]. Analog zu Stromlinien, die in Richtung des Geschwindigkeitsvektors orientiert sind, verläuft eine Wirbellinie in Richtung des Wirbelvektors. Eine Ansammlung von Wirbellinien, die eine endliche Fläche innerhalb der Strömung passiert, bildet eine Wirbelröhre [Joh98, S. 4-44]. Die Zirkulation ist eine skalare Größe, die die Stärke einer Wirbelröhre wiedergibt [GTG04, S. 130]. Analog zum Volumenstrom, der entlang einer Stromröhre, d.h. einer Ansammlung von Stromlinien konstant ist, ist die Zirkulation in einer reibungsfreien Strömung entlang einer Wirbelröhre konstant. Dadurch erhöht sich lokal der Betrag der Wirbelstärke, wenn sich der Querschnitt der Wirbelröhre verringert. Ferner ist die Wirbelstärke Galileiinvariant, d.h. die Wirbelstärke bleibt konstant, wenn zum Geschwindigkeitsfeld  $\vec{u}$  eine beliebige Konstante  $\vec{u}^*$  addiert wird.

### 2.2 Die Wirbeltransportgleichung

Die Evolution des Wirbelvektors  $\vec{\omega}$  wird durch die Wirbeltransportgleichung beschrieben. Diese gibt an, unter welchen Bedingungen ein rotationsfreies Fluidpartikel weiterhin rotationsfrei bleibt, wie es an Wirbelstärke gewinnt und wie sich diese mit der Zeit verändert. Zur Herleitung der inkompressiblen Wirbeltransportgleichung wird die Rotation der Navier-Stokes Gleichung gebildet<sup>3</sup>. Jede gültige Lösung der Kontinuitätsgleichung und der Wirbeltransportgleichung ist daher auch eine gültige Lösung der Navier-Stokes Gleichung. In der Fachliteratur sind verschiedene Darstellungen der Wirbeltransportgleichung verbreitet. Je nach Autor und Anwendung werden dabei verschiedene Terme vernachlässigt, so dass eine vollständige Beschreibung aller relevanten Terme [HNM01] selten gegeben ist. Deshalb wird in diesem Abschnitt detailliert auf die Herleitung der Wirbeltransportgleichung eingegangen. Bei Vernachlässigung von Volumenkräften (Gravitation und Corioliskraft) und Termen höherer Ordnung lautet die inkompressible<sup>4</sup> Navier-Stokes-Gleichung [Pan05, S.17] [Ari62, S.114]:

$$\frac{D\vec{u}}{Dt} = \frac{\partial\vec{u}}{\partial t} + (\vec{u}\cdot\nabla)\vec{u} = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \nu\nabla^2\vec{u}.$$
(2.9)

Für die Herleitung der Wirbeltransportgleichung wird die substanzielle Ableitung in der Navier-Stokes Gleichung in die partielle Ableitung  $\partial \vec{u} / \partial t$  und in den konvektiven Term  $(\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u}$  zerlegt. Letzterer wird durch folgende Vektoridentität

$$(\vec{u} \cdot \nabla) \, \vec{u} = \nabla \left( \frac{\vec{u} \cdot \vec{u}}{2} \right) - \vec{u} \times (\nabla \times \vec{u}) \tag{2.10}$$

ersetzt. Die Rotation der Navier-Stokes Gleichung lautet nun:

$$\nabla \times \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \nabla \times \left[ \nabla \left( \frac{\vec{u} \cdot \vec{u}}{2} \right) \right] - \nabla \times (\vec{u} \times \omega) = \nabla \times \left( -\frac{1}{\rho} \nabla p \right) + \nabla \times \left( \nu \nabla^2 \vec{u} \right).$$
(2.11)

Da die Rotation des Gradienten des Skalarfeldes  $\vec{u} \cdot \vec{u}$  gleich null ist, verschwindet der zweite Term in dieser Gleichung. Der dritte Term in Gleichung 2.11 wird durch folgende Vektoridentität

$$-\nabla \times (\vec{u} \times \vec{\omega}) = -\vec{u} (\nabla \cdot \vec{\omega}) + \vec{\omega} (\nabla \cdot \vec{u}) + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{\omega} - (\vec{\omega} \cdot \nabla) \vec{u}$$
(2.12)

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> Dies ist eine Analogie zur Wirbelstärke, die aus der Rotation des Geschwindigkeitsfeldes gebildet wird.

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> Ein Fluid gilt allgemein als inkompressibel, wenn dessen Dichte konstant ist [Joh98, S. 4-46]. Diese Betrachtung steht in gewissem Widerspruch zu Strömungsvorgängen mit Verbrennung, die als inkompressibel betrachtetet werden. [Ger05, S.18] stellt diesbezüglich klar, dass nur die Auswirkungen der Druckvariation auf die Dichte als Kompressibilitätseffekt bezeichnet werden. Dementsprechend sind variable Dichten in inkompressiblen Strömungen möglich, wenn diese auf Temperatur- oder Konzentrationsänderungen zurückgehen können. Konkret bedeutet dies, dass diese Gleichungen bei Verbrennungsvorgängen relevant sind, jedoch auf niedrige Mach-Zahlen beschränkt sind (vgl. [GTG04, S.119]).

ersetzt. Im ersten Term auf der rechten Seite ergibt die zweifache Anwendung des Nabla-Operators, also die Divergenz der Rotation des Vektorfeldes  $\vec{u}$ , null:

$$\vec{u} \left( \nabla \cdot \vec{\omega} \right) = \vec{u} \left[ \nabla \cdot \left( \nabla \times \vec{u} \right) \right] = 0.$$
(2.13)

Der erste Term auf der rechten Seite der Navier-Stokes Gleichung beinhaltet mit der Dichte  $\rho$  und dem statischen Druck p zwei Skalare. Bei Anwendung des Nabla-Operators auf den Vektor  $\nabla p$  gilt daher die Produktregel:

$$\nabla \times \left(-\frac{1}{\rho}\nabla p\right) = -\frac{1}{\rho}\left(\nabla \times \nabla p\right) - \left(\nabla \frac{1}{\rho}\right) \times \nabla p.$$
(2.14)

Auch in dieser Gleichung ist die Rotation des Gradienten des skalaren Druckfeldes *p* gleich null. Durch Nachdifferenzieren des zweiten Terms erhält man:

$$\nabla \times \left( -\frac{1}{\rho} \nabla p \right) = \frac{1}{\rho^2} \left( \nabla \rho \times \nabla p \right).$$
(2.15)

Der zweite Term auf der rechten Seite der Navier-Stokes Gleichung beinhaltet die Anwendung des Laplace-Operators  $\Delta = \nabla^2$  auf das Vektorfeld  $\vec{u}$ . Dieser Ausdruck bildet ein Vektorfeld. Bei der Anwendung des Rotationsoperators auf diesen Term erhält man mit der Vektoridentität  $\nabla \times \nabla^2 \vec{u} = \nabla^2 (\nabla \times \vec{u})$ unter Verwendung der Produktregel folgendes Ergebnis:

$$\nabla \times \left( \nu \nabla^2 \vec{u} \right) = \nu \left( \nabla \times \nabla^2 \vec{u} \right) + (\nabla \nu) \times \nabla^2 \vec{u} = \nu \left( \nabla^2 \omega \right) + (\nabla \nu) \times \nabla^2 \vec{u}.$$
(2.16)

Somit lautet die aus der Navier-Stokes Gleichung abgeleitete Wirbeltransportgleichung:

$$\frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} + \vec{\omega} \left(\nabla \cdot \vec{u}\right) + \left(\vec{u} \cdot \nabla\right) \vec{\omega} - \left(\vec{\omega} \cdot \nabla\right) \vec{u} = \frac{1}{\rho^2} \left(\nabla \rho \times \nabla p\right) + \nu \left(\nabla^2 \omega\right) + \left(\nabla \nu\right) \times \nabla^2 \vec{u}.$$
(2.17)

Der erste und der dritte Term auf der linken Seite dieser Gleichung können zusammen zur substanziellen Ableitung der Wirbelstärke kombiniert werden (vgl. Gleichung 2.19).

#### Gültigkeitsbereich der instantanen Bewegungsgleichungen:

Die Navier-Stokes Gleichung 2.9 und die Wirbeltransportgleichung 2.17 beschreiben den instantanen Zustand eines Strömungsfelds. Informationen über die momentane Geschwindigkeits- und Wirbelstärkenverteilung  $\vec{u}$  und  $\vec{\omega}$  sind in technischen Anwendungen aber von untergeordnetem Interesse. Für die Analyse bietet es sich vielmehr an, die Detailinformationen in mittlere und fluktuierende Anteile

$$\vec{u} = \vec{\overline{u}} + \vec{u'} \qquad \qquad \vec{\omega} = \vec{\overline{\omega}} + \vec{\omega'} \qquad (2.18)$$

aufzuspalten und stattdessen die Mittelwerte  $\vec{u}$  und  $\vec{\omega}$  zu betrachten. Die Anwendung dieser Dekomposition nach Reynolds und die anschließende Mittelung überführt die für ein momentanes Feld gültigen Bewegungsgleichungen in die Reynolds-gemittelte Form. In der Navier-Stokes Gleichung bildet sich bei dieser Operation durch die Nichtlinearität des Konvektionsterms eine Doppelkorrelation von Schwankungsgrößen, die in der gemittelten Gleichung erhalten bleibt [Gro07, S. 21f]. Auch bei der Wirbeltransportgleichung führt die Reynoldsmittelung zur Entstehung zusätzlicher Terme [TL72]. Diese erschweren die in den Kapiteln 4 und 5 folgende anwendungsorientierte Analyse unnötig und werden daher vernachlässigt. Die aus der Literatur abgeleiteten Aussagen und die Argumentation für die Gestaltung eines stabilen Strömungsfeldes basieren zudem in der Regel auf einer reibungsfreien Betrachtung des Wirbelaufplatzens (Euler-Gleichung). Da numerische Untersuchungen zeigen, dass das Wirbelaufplatzen in reibungsfreien und reibungsbehafteten Fluiden den gleichen Gesetzmäßigkeiten folgt, stellt dies eine legitime Vereinfachung dar [LNO01].

In Abschnitt 6.4 werden die Ergebnisse einer zeitgemittelten Strömungssimulation analysiert. Für den qualitativen Vergleich der Geschwindigkeits- und Wirbelstärkeverteilung wird vereinfacht angenommen, dass es sich bei den gezeigten Strömungsfeldern um eine mögliche Lösung der instantanen Bewegungsgleichungen handelt. Dieser Ansatz orientiert sich an Kiesewetter [Kie05], dessen Analyse der Terme der instantanen Wirbeltransportgleichung auf einer Reynolds-gemittelten Strömungssimulation basiert.

Die Navier-Stokes Gleichung bzw. die Wirbeltransportgleichungen beschrei-

ben die Bewegung eines Fluids vollständig und unabhängig davon, ob die betrachtete Strömung laminar oder turbulent ist. In einer turbulenten Strömung erfolgt der Impuls- und Energieaustausch über stochastische Schwankungsbewegungen, welche bei der Betrachtung des zeitlichen Mittels zum turbulenten Transport von Wirbelstärke führen. Dieser Effekt wird als turbulente Diffusion bezeichnet. Die turbulente Fluktuation bzw. die turbulente Diffusion sind Resultat des Wechselspiels zwischen erzeugenden, transferierenden und vernichtenden Mechanismen und werden in den Bewegungsgleichungen nur indirekt über die zeitliche Entwicklung des Strömungsfeldes abgebildet. In der Regel ist die turbulente Diffusion um Größenordnungen stärker als der von der kinematischen Viskosität abhängige molekulare Austausch. Dieser Effekt beeinflusst die Diskussion des Diffusionsterms der Wirbeltransportgleichung in Abschnitt 2.3.5.

## 2.3 Die Terme der Wirbeltransportgleichung

In diesem Abschnitt werden die einzelnen Terme der Wirbeltransportgleichung erörtert. Die mathematischen Grundlagen zum Nabla-Kalkül in kartesischen und zylindrischen Koordinaten im dreidimensionalen Raum finden sich in Abschnitt 9.1. Bei der Wirbelstärke, die eine Funktion mit mehreren Veränderlichen darstellt, beschreibt die partielle Ableitung nach der Zeit die Evolution des Wirbelvektors an einer fixen Position im Raum. Für die Untersuchung der Vorgänge im Drallerzeuger bzw. am Übergang von der Düse zur Brennkammer ist diese ortsfeste Auswertung<sup>5</sup> von besonderer Relevanz. Im Gegensatz zur Verwendung der substantiellen Ableitung, die die Änderung der Wirbelstärke eines Fluidpartikels auf einer Stromlinie wiedergibt,

$$\frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} = -\underbrace{(\vec{u} \cdot \nabla) \vec{\omega}}_{Konvektion} - \underbrace{\vec{\omega} (\nabla \cdot \vec{u})}_{Expansion} + \underbrace{(\vec{\omega} \cdot \nabla) \vec{u}}_{Streckung \ u. \ Umorientierung} + \frac{1}{\underbrace{\rho^2}(\nabla \rho \times \nabla p)}_{barokliner \ Anteil} + \underbrace{v(\nabla^2 \omega) + (\nabla v) \times \nabla^2 \vec{u}}_{Diffusion \ / \ Dissipation},$$
(2.19)

<sup>5</sup> vgl. auch [HNM01] und [GTG04]

ist hier der konvektive Term an der Produktion der Wirbelstärke beteiligt. Klammert man bei der Betrachtung der Wirbeltransportgleichung mögliche Dichteänderungen aus, so verschwindet der Einfluss des baroklinen Anteils bzw. der Expansion. Neben dem Konvektionsterm gibt es nur noch den Streckungs- bzw. Umorientierungsterm sowie den viskosen Term. Es existiert also kein expliziter Produktionsterm. Das bedeutet, dass bei Strömungen mit konstanter Dichte die Wirbelstärke entweder durch die vorgegebenen Startbedingungen bereits in der Strömung existiert oder durch die Strömungsberandung in der Grenzschicht aufgezwungen wird [Sch00, S. 39]. Im Fluid selbst wird die Wirbelstärke dann nur umorientiert bzw. transportiert, nicht aber gebildet oder vernichtet.

#### **2.3.1** Konvektion: $-(\vec{u} \cdot \nabla) \vec{\omega}$

Der konvektive Anteil beschreibt die Änderung, die die Wirbelstärke durch die Bewegung des Fluids selbst erfährt. Bei diesem Prozess handelt es sich um eine reine Umverteilung. Betrachtet man z.B. die x-Komponente im kartesischen Koordinatensystem,

$$\frac{\partial \omega_x}{\partial t}\Big|_{Konvektion} = -\left(u_x \frac{\partial \omega_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial \omega_x}{\partial y} + u_z \frac{\partial \omega_x}{\partial z}\right), \quad (2.20)$$

so wird klar, dass der konvektive Transport proportional zur Geschwindigkeit in der jeweiligen Koordinatenrichtung ist. In einer stationären Strömung gibt es ein Gleichgewicht zwischen der im Kontrollvolumen entstehenden Wirbelstärke und dem konvektiven Transport durch die Grenzen des Kontrollvolumens.

Im Sinne einer einfacheren Betrachtung vernachlässigt Kiesewetter den konvektiven Term [Kie05, S. 166]. Er beschränkt sich damit implizit auf die Betrachtung eines Fluidpartikels entlang einer Stromlinie. Dieses Vorgehen erleichtert die Analyse der Wirbeltransportgleichung. Man sollte sich aber bewusst sein, dass die Strömungsbewegung der Fluidpartikel, also das Geschwindigkeitsfeld  $\vec{u}$ , maßgebend für den konvektiven Transport ist. Jede Änderung, die die Geschwindigkeitsverteilung beeinflusst, hat unmittelbare Auswirkungen auf den konvektiven Transport der Wirbelstärke.

#### **2.3.2** Expansion: $-\vec{\omega} (\nabla \cdot \vec{u})$

Die Kontinuitätsgleichung gibt bei Strömungen mit konstanter Dichte vor, dass die Divergenz des Geschwindigkeitsfeldes  $\nabla \cdot \vec{u}$  gleich null ist [Spu04]. Daher tritt der Expansionsterm<sup>6</sup> nur bei Strömungen mit variabler Dichte, also z.B. bei Verbrennungsvorgängen in Erscheinung. Die x-Komponente im kartesischen Koordinatensystem lautet:

$$\left. \frac{\partial \omega_x}{\partial t} \right|_{Expansion} = -\omega_x \cdot \left( \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right). \tag{2.21}$$

Die Änderung des Wirbelvektors durch Expansion ist proportional zur Wirbelstärke und zum Gradienten der Geschwindigkeit.

#### **2.3.3** Streckung und Umorientierung: $(\vec{\omega} \cdot \nabla) \vec{u}$

Der dritte Term auf der rechten Seite der Wirbeltransportgleichung beschreibt den Mechanismus der Wirbelfadenstreckung und Umorientierung<sup>7</sup>. Betrachtet man z.B. die x-Komponente im kartesischen Koordinatensystem,

$$\frac{\partial \omega_x}{\partial t}\Big|_{Streckung} = \omega_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + \omega_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + \omega_z \frac{\partial u_x}{\partial z},$$
(2.22)

so wird klar, dass dieser Vorgang zweigeteilt ist. Der erste Term auf der rechten Seite beschreibt die Änderung von  $\omega_x$  durch die longitudinale Streckung in x-Richtung. Der zweite und der dritte Term stellen die Änderung von  $\omega_x$  durch die Umverteilung von  $\omega_y$  und  $\omega_z$  über lokale Geschwindigkeitsgradienten dar. Diese reversiblen Vorgänge sind in Abbildung 2.3 dargestellt. Der blaue Zylinder symbolisiert die Wirbelstärke, die gestreckt oder umorientiert wird. Beim Umorientieren impliziert die Vektoreigenschaft der Wirbelstärke, dass die Wirbelstärke in einer Richtung zunimmt, wohingegen sie in anderer Richtung abnimmt.

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup> engl.: dilatation

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup> engl.: stretching & tilting; Dieser Vorgang wird auch als Wirbelstrecken und Wirbelkippen bezeichnet.



**Abbildung 2.3:** (a) Änderung von  $\omega_x$  durch longitudinale Streckung (b) Änderung von  $\omega_x$  durch Umorientierung von  $\omega_z$ 

## **2.3.4** Barokliner Anteil: $\frac{1}{\rho^2} (\nabla \rho \times \nabla p)$

Beim baroklinen Drehmoment handelt es sich um einen Quellterm, d.h. eine ursprünglich rotationsfreie Strömung kann über diesen Mechanismus in Rotation versetzt werden [Pan05, S. 329]. In einer bestehenden Wirbelströmung führt das barokline Drehmoment zur Bildung zusätzlicher Wirbelstärke. Dieser Vorgang ist in Abbildung 2.4 dargestellt: Einem rechteckigen Fluidelement wird z.B. durch den Verbrennungsvorgang ein Dichtegradient aufgeprägt (Schattierung in Grau). Das Element ist von einem Druckgradienten umgeben (Pfeile in Schwarz) und so austariert, dass es im Durchschnitt die gleiche Dichte wie das umgebende Fluid hat. Stehen Dichte- und Druckgradient senkrecht zueinander, so stimmt der Massenmittelpunkt nicht mit dem Volumenmittelpunkt<sup>8</sup> des Partikels überein. Dies führt zu einer Rotationsbewegung, die senkrecht zu den beiden Gradienten orientiert ist (Abbildung 2.4b)

$$\left. \frac{\partial \omega_x}{\partial t} \right|_{baroklin} = \frac{1}{\rho^2} \left( \frac{\partial \rho}{\partial y} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\partial \rho}{\partial z} \frac{\partial p}{\partial y} \right).$$
(2.23)

Gleichung 2.23 zeigt, dass das barokline Drehmoment in Strömungen mit konstanter Dichte bzw. konstantem Druck oder gleich orientierten Dichte-

<sup>&</sup>lt;sup>8</sup> Der Volumenmittelpunkt ist der Angriffspunkt der Druckkräfte.



Abbildung 2.4: (a) Keine Rotation bei parallelem Dichte- und Druckgradienten (b) Rotation durch orthogonalen Dichte- und Druckgradienten

und Druckgradienten nicht auftritt (Abbildung 2.4a). Das barokline Drehmoment ist bei Drallbrennern von besonderer Bedeutung. Der mit der Verbrennung einhergehende axiale Dichtegradient steht orthogonal zu dem durch die Drallströmung hervorgerufenen radialen Druckgradienten. Dies führt dazu, dass sich negative azimutale Wirbelstärke bildet, die die Strömung in Achsnähe verzögert (vgl. Abschnitt 2.4).

### Querdruckgleichung - radialer Druckgradient:

Die Krümmung der Bahnlinien führt zu einem Druckabfall, der zum Krümmungsmittelpunkt hin orientiert ist [Tru89, S. 113] [GTG04, S.57] [Kie05] [Fri03]. In einer quasi-zylindrischen Strömung ( $u_r = 0$ ) ist der radiale Druckgradient proportional zum Quadrat der Umfangsgeschwindigkeit

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \rho \frac{u_{\varphi}^2}{r}.$$
(2.24)

### **2.3.5** Diffusion bzw. Dissipation: $v(\nabla^2 \omega) + (\nabla v) \times \nabla^2 \vec{u}$

Diese beiden Terme der Wirbeltransportgleichung behandeln den Einfluss viskoser Effekte, die dazu führen, dass der Betrag der Wirbelstärke durch molekularen Austausch abgebaut wird [GTG04, S.125]. Der zweite Term tritt nur bei einem Gradienten der kinematischen Viskosität auf und wird meist vernachlässigt. Mathematisch gesehen ist der erste Term wie der Term zur Beschreibung der Wärmediffusion [BS94, S. 115], bzw. wie der Diffusionsterm in der Navier-Stokes Gleichung aufgebaut. Die zeitliche Änderung der Wirbelstärke wird durch die kinematische Viskosität v bestimmt. Diese Diffusionskonstante nimmt mit steigender Temperatur zu, was im Fall einer laminaren Strömung mit Reaktion dazu führt, dass die Wirbelstärke unmittelbar nach der Flammenzone überproportional gedämpft wird und somit Wirbelstrukturen verschwinden können [Ish02, S. 528]. Im kartesischen Koordinatensystem lautet die x-Komponente des ersten Terms:

$$\frac{\partial \omega_x}{\partial t}\Big|_{Diffusion} = v \cdot \left(\frac{\partial^2 \omega_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \omega_x}{\partial z^2}\right).$$
(2.25)

Die Diffusion von Wirbelstärke kann man sich folgendermaßen vorstellen: Ein zylindrischer Körper rotiert innerhalb eines koaxial ausgerichteten, ruhenden Rohrs. Der Raum zwischen beiden Körpern wird mit einem viskosen Medium gefüllt, was dazu führt, dass sich die Winkelgeschwindigkeit des Zylinders reduziert und die des Rohrs erhöht. Die kinematische Viskosität führt also dazu, dass die Wirbelstärke von innen nach außen diffundiert.

In turbulenten Strömungen mit den in Drallbrennern üblichen hohen Reynoldszahlen übersteigen die Trägheitskräfte die dämpfende Wirkung der molekularen Viskosität um ein Vielfaches. Unter diesen quasi-reibungsfreien Bedingungen kann der viskose Term bei der Untersuchung von Flammen-Wirbel-Interaktionen vernachlässigt werden (vgl. [Kie05] und [AM89]). Hier dominiert stattdessen die turbulente Diffusion, welche in den vorgestellten instantanen Bewegungsgleichungen nur indirekt abgebildet ist. Speziell im Hinblick auf das Stabilitätsverhalten von Drallbrennern kommt dem turbulenten Transport eine gewisse Bedeutung zu. Wenn sich eine Wirbelströmung, deren maximale Umfangsgeschwindigkeit in Achsnähe konzentriert ist<sup>9</sup>, im zylindrischen Mischrohr eines Gasturbinenbrenners<sup>10</sup> ausbreitet, so hat der turbulente Impulstransport folgende Auswirkung: Die in Achsnähe konzentrierte axiale Wirbelstärke  $\omega_z$  diffundiert nach außen. Dies führt dazu, dass sich auch der Punkt maximaler Umfangsgeschwindigkeit nach außen verlagert und die Umfangsgeschwindigkeit abnimmt<sup>11</sup>. Dies hat negative Folgen für die Stabilität der Drallströmung<sup>12</sup>. Der turbulente Transport sollte daher bei der Auswertung der einzelnen Terme der Wirbeltransportgleichung berücksichtigt werden.

### 2.4 Das Gesetz von Biot-Savart

Die Momentangeschwindigkeit an einer Position im Strömungsfeld resultiert aus der Überlagerung der drehungsfreien Potentialströmung  $\vec{u}_{irr}$  mit dem drehungsbehafteten Anteil  $\vec{u}_{rot}$  [Joh98] [GTG04]. Mit dem Gesetz von Biot-Savart [Bat67] lässt sich mit einer gegebenen Wirbelstärkenverteilung die resultierende Geschwindigkeitsverteilung  $\vec{u}_{rot}$ 

$$\vec{u}_{rot}(\vec{x}) = \frac{1}{4\pi} \int_{V} \frac{\vec{\omega}(\vec{x'}) \times \vec{\xi}}{|\vec{\xi}|^{3}} dV(x')$$
(2.26)

berechnen. Das Biot-Savart-Integral wird am Aufpunkt  $\vec{x}$  ausgewertet und dazu über das ganze Strömungsfeld  $\vec{x'}$  integriert. Der Vektor  $\vec{\xi} = \vec{x} - \vec{x'}$  beschreibt dabei die Distanz zwischen dem Aufpunkt und dem jeweiligen Punkt im Strömungsfeld. In der Literatur wird meist davon gesprochen, dass ein Wirbel an einem bestimmten Punkt eine Geschwindigkeit "induziert". Dieser Ausdruck ist unter Umständen irreführend. Das Biot-Savart-Integral gibt lediglich an, welche Auswirkung die **Überlagerung** verschiedenerer Wirbel bzw. Wirbelstärkenverteilungen auf die Geschwindigkeit an einem bestimmten Ort hat. In Abbildung 2.5 ist ein statischer Ringwirbel, d.h. ein kreisförmiger und in sich

<sup>&</sup>lt;sup>9</sup> vgl. Abbildung 3.2c

<sup>&</sup>lt;sup>10</sup> vgl. Abbildung 3.1a

<sup>&</sup>lt;sup>11</sup> vgl. Abbildung 5.1a

<sup>&</sup>lt;sup>12</sup> vgl. Kapitel 5



Abbildung 2.5: Ringwirbel mit positiver azimutaler Wirbelstärke

geschlossener Wirbelfaden mit positiver azimutaler Wirbelstärke  $\omega_{\varphi}$  dargestellt. Diese Wirbelstärkenverteilung bedingt z.B. eine positive Geschwindigkeit auf der z-Achse. Dementsprechend führt die azimutale Eigenbewegung des Wirbels dazu, dass bei Radien, die größer als der Wirbeldurchmesser sind, eine negative Axialgeschwindigkeit auftritt. Auch bei der Analyse des zeitgemittelten Strömungsfeldes bleibt diese Grundaussage erhalten.

Reduziert man die Betrachtung des Biot-Savart-Integrals auf rotationssymmetrische Systeme und auf die Auswertung der Axialgeschwindigkeit auf der Rotationsachse, so vereinfacht sich Gleichung 2.26 zu [Dar93]:

$$u_{z \ rot}(0,z) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{0}^{\infty} \frac{(r')^2 \,\omega_{\varphi}(r',z')}{\left[(r')^2 + (z-z')^2\right]^{\frac{3}{2}}} dr' dz'.$$
(2.27)

Das Strömungsfeld wird über r' und z' integriert und an der Position z und r = 0 ausgewertet. Der drehungsbehaftete Anteil der Axialgeschwindigkeit auf der Rotationsachse wird nur von der azimutal orientierten Wirbelstärke  $\omega_{\varphi}$  bestimmt. Da die drehungsfreie Potentialströmung  $\vec{u}_{irr}$  auf der Achse eines Drallbrenners in der Regel zu positiven Geschwindigkeiten führt, kann die Strömung nur durch negative azimutale Wirbelstärke  $\omega_{\varphi}$  verzögert bzw. umgekehrt werden (Gleichung 2.27). Der Einfluss der Wirbelstärke skaliert dabei mit 1/r und ist mit  $1/z^3$  stark von der axialen Distanz abhängig. Für die Betrachtung des Wirbelaufplatzens in Kapitel 4 ist daher die Geschwindigkeitsverteilung in Achsnähe von besonderer Bedeutung.

# 3 Verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen

In diesem Abschnitt wird der bisherige Wissensstand zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen in Drallbrennern kurz zusammengefasst. Der Schwerpunkt liegt dabei auf den Parallelen zwischen Numerik und Experiment. Vor allem bei experimentellen Arbeiten ist zu beachten, dass es neben dem verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen im Wesentlichen vier weitere Mechanismen gibt, die ebenfalls einen Flammenrückschlag in Vormischbrennern auslösen können. Diese werden von [Lec03, S.431ff] und [Fri03, S.44ff] detailliert dargestellt und diskutiert:

- Lokale Unterschreitung der Brenngeschwindigkeit: In Bereichen mit hoher Turbulenz bzw. niedriger lokaler Strömungsgeschwindigkeit besteht die Gefahr, dass die turbulente Flammengeschwindigkeit S<sub>t</sub> lokal die Strömungsgeschwindigkeit im Brenner überschreitet. Dadurch verlagert sich die Flamme stromauf.
- Akustische Schwingungen:

Bei sehr hohen Druckpulsationen erreicht die Amplitude der Schnelleschwankung eine ähnliche Größenordung wie die mittlere Geschwindigkeit. Die Axialgeschwindigkeit im Brenner sinkt periodisch unter die mittlere Strömungsgeschwindigkeit und die Flamme kann stromauf propagieren. Der Flammenrückschlag wird dabei vor allem durch tiefe Frequenzen ausgelöst.

 Flammenrückschlag in der Wandgrenzschicht: Durch die Haftbedingung sinkt die Strömungsgeschwindigkeit in Wandnähe und die Flamme kann sich dort entgegen der Hauptströmung fortpflanzen. Diese Art des Flammenrückschlags kann mit dem Wandgeschwindigkeitsgradienten korreliert und durch die Strömungsführung beeinflusst werden.

 Selbstzündung des Gemisches: Oberhalb der Selbstzündtemperatur (mind. 700K) reicht die Aktivierungsenergie zur Zündung des vorhandenen Radikalenpools. Das Gemisch zündet nach der Selbstzündzeit und ggf. vor Erreichen der Brennkammer.

Bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimenten konnten die oben genannten Ursachen in der Regel ausgeschlossen werden (vgl. Abschnitt 9.3). Auch Fritz [Fri03] und Kröner [Krö03] gelingt es, die in ihren Untersuchungen beobachteten Flammenrückschläge ausschließlich auf das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen zurückzuführen. Ihre Versuchskonfiguration ist in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt. Sie besteht aus einem konischen Drallerzeuger, einem Mischrohr und einer Brennkammer. Ausgehend von einem stabilen Betriebszustand, bei dem die vorgemischte Flamme in der Brennkammer verankert ist, wurde der Flammenrückschlag durch kontinuierliches Absenken der Luftzahl bei konstantem Luftmassenstrom eingeleitet.



Abbildung 3.1: Versuchskonfiguration mit konischem Drallerzeuger, Quelle: [Fri03] (a) stabil verankerte Flamme (b) verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen



Abbildung 3.2: Versuchsergebnisse mit konischem Drallerzeuger, Quellen: [Fri03] [Krö03](a) CIVB-Grenzen, Brennerkonfiguration BK2,  $X_{H_2,Br} = 0.584$ Radialverteilung der (b) Axial- bzw. (c) Umfangsgeschwindigkeit

Es wurden vier Brennstoffe mit einem Wasserstoffvolumenanteil von 0% bis 58.4% und verschiedene Gemischtemperaturen untersucht. Die so ermittelten Rückschlagsgrenzen sind in Abbildung 3.2a exemplarisch dargestellt. Die Brennergeometrie und das Strömungsfeld konnten durch einen Ringspalt auf der Achse des Drallerzeugers verändert werden. Bei Brennerkonfiguration BK1 ist der Ringspalt verschlossen, bei BK2 und BK3 beträgt die Ringspalthöhe 1mm bzw. 2mm. Mit der Laser-Doppler-Anemometrie wurden die Strömungsgeschwindigkeiten unter anderem am Übergang vom Drallerzeuger zum Mischrohr gemessen. Offensichtlich unterscheiden sich die Profile nur im achsnahen Bereich und der für diesen Drallerzeuger charakteristische geringe Wirbelkerndurchmesser<sup>1</sup> nimmt durch das Verschließen des Ringspalts weiter ab (Abb. 3.2c). Dies hat direkte Auswirkungen auf die CIVB-Gefahr, die bei BK3 am geringsten und bei BK1 am höchsten ist. Am Übergang zum Mischrohr ist die Axialgeschwindigkeit (Abbildung 3.2b) bei leicht geöffnetem Ringspalt (BK2) am höchsten, wird aber im Laufe des Mischrohrs schnell wieder abgebaut. Das Jet-ähnliche Strömungsprofil bleibt bei Konfiguration BK3 am längsten erhalten.

Kiesewetter [Kie05] baut auf diese Erkenntnisse auf und modelliert die untersuchte Geometrie numerisch. Mit dem Reynoldsspannungsmodell und dem Verbrennungsmodell von Schmid gelingt ihm bei der Erdgasflamme eine quantitative Übereinstimmung zu den experimentell bestimmten Rückschlagsgrenzen.

## 3.1 Aerodynamik des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens

Mit optischen Messmethoden konnte Fritz die Vorgänge beim verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen zeitaufgelöst betrachten. Den Ausgangspunkt bildet dabei das isotherme Wirbelaufplatzen bzw. der Betrieb oberhalb der Rückschlagsgrenze mit stabilem Wirbelaufplatzen in der Brennkammer. Beim Unterschreiten der kritischen Luftzahl führt die Interaktion von Drallströmung und Flammenfront zur Induktion des Wirbelaufplatzens stromauf der Reaktionszone. Das Gleichgewicht der Strömung wird erst wieder durch die Stromaufbewegung der Rückströmzone hergestellt. Dadurch werden Verbrennungsprodukte und aktive Spezies entgegen der Strömungsrichtung transportiert. Die Flammenspitze folgt der transportierten Rückströmblase [Fri03].

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Der Wirbelkerndurchmesser entspricht dem Ort maximaler Umfangsgeschwindigkeit.

Als Ursache für die Einleitung des Wirbelaufplatzens stromauf wurde die Entstehung negativer azimutaler Wirbelstärke<sup>2</sup> durch eine Wirbelkernaufweitung vor der Reaktionszone identifiziert. Zusätzliche negative azimutale Wirbelstärke führt auf der Achse zur Abnahme der axialen Geschwindigkeit (Gesetz von Biot-Savart). Das isotherme Strömungsfeld im Mischrohr bestimmt maßgeblich die Wirbelstärkenverteilung und damit die Flammenstabilität des Brenners [Fri03]. Es hat sich herausgestellt, dass bereits geringfügige Änderungen der Radialverteilung von axialer und azimutaler Geschwindigkeit deutliche Auswirkungen auf die CIVB-Gefahr haben. Diese Koppelung zwischen Strömungsfeld und resultierender Flammenstabilität konnte durch die Betrachtung der Wirbeldynamik begründet werden. Eine Erhöhung des Massenstroms hat lediglich einen geringen Einfluss auf den Flammenrückschlag durch CIVB.

Auch die Ergebnisse der dreidimensionalen numerischen Simulation von Kiesewetter [Kie05] zeigen, dass kleinste Änderungen des Verhältnisses von Ringspaltmassenstrom<sup>3</sup> zu Gesamtmassenstrom gravierende Auswirkungen auf das CIVB-Verhalten haben. Zudem untersucht Kiesewetter die Terme der Wirbeltransportgleichung in zweidimensionalen rotationssymmetrischen Berechnungen. Dafür verwendet er theoretische Geschwindigkeitsprofile, die aus den Experimenten abgeleitet wurden. In Übereinstimmung mit den Experimenten begünstigt auch hier eine minimale Erhöhung der Umfangsgeschwindigkeit in Achsnähe oder eine Reduzierung des Wirbelkernradius die CIVB-Gefahr. Dabei weist eine rückschlaggefährdete Strömung schon im isothermen Falle eine höhere negative azimutale Wirbelstärke auf<sup>4</sup>. [Kie05] zeigt, dass neben der Umorientierung der Wirbellinien (Wirbelkernaufweitung) das barokline Drehmoment einen entscheidenden Einfluss auf das Verhalten der Rückströmblase hat. Das von Kiesewetter gewonnene Verständnis der Vorgänge beim verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Diese Zusammenhänge basieren auf numerischen Untersuchungen und stimmen mit den experimentellen Beobachtungen überein:

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> vgl. Abschnitt 4.2.2

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> Der Ringspaltmassenstrom beträgt zwischen 0.7% und 1% des Hauptmassenstroms [Kie05, S.88].

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> vgl. [Kie05, S.155] Abbildung 101





(b) Strömung mit stabiler Verbrennung und ortsfester Rückströmblase

(c) CIVB: Rückströmblase bewegt sich stromauf

Abbildung 3.3a: Bei der isothermen Drallströmung führt der Querschnittssprung am Übergang zur Brennkammer zur Aufweitung der Stromlinien und damit zur Bildung negativer azimutaler Wirbelstärke. Durch die davon ausgehende "Induktionswirkung" bildet sich eine stabile und ortsfeste Rückströmblase.

Abbildung 3.3b: Bei der Verbrennung mit ausreichend hoher Luftzahl kommt es nicht zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen. Durch die Flamme entsteht ein baroklines Drehmoment und damit zusätzliche negative azimutale Wirbelstärke. Die Summe der "induzierten", stromaufgerichteten axialen Geschwindigkeit reicht aber nicht zum Verschieben der Rückströmblase.

Abbildung 3.3c: Durch die Reduzierung der Luftzahl bewegt sich die Flamme etwas stromauf und die Flammenzone wird dünner. Mit dem Temperaturgradienten steigt das barokline Drehmoment und die zusätzliche "Induktionswirkung" führt dazu, dass sich die Rückströmblase entgegen der Hauptströmung bewegt. Es kommt zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen. In diesem Stadium ist die Orientierung des Dichte- und Druckgradienten sowie die relative Position von Flamme und Rückströmzone von entscheidender Bedeutung.

## 3.2 Einfluss der Reaktionskinetik

Die von Fritz und Kröner durchgeführten Versuche zeigen, dass das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen neben der Aerodynamik stark von der Reaktionskinetik, also der Brennstoffzusammensetzung, der Luftzahl und der Gemischtemperatur beeinflusst wird. Mit optischen Messtechniken konnte nachgewiesen werden, dass der Übergang von einer stabilen Reaktion zum Flammenlöschen dazu führt, dass das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen unterbunden wird [Krö03]. In diesem Fall ist die chemische Reaktion zu langsam und durch das Eindringen unverbrannter, turbulenter Wirbelstrukturen wird der Flammenzone mehr Wärme entzogen als die Reaktion



Abbildung 3.4: OH-Radikale als Indikator für Wärmefreisetzung, Quelle: [Fri03]
selbst produziert. Die Reaktion hat nicht genügend Zeit, sich in der verlagerten Rückströmblase zu etablieren und ein weiteres stromauf Propagieren der Flamme wird durch das Quenchen verhindert. Abbildung 3.4 zeigt die Verteilung der OH-Radikale beim Stromaufwandern der Flamme. Durch das Einmischen kalter Reaktanden ist der Fortgang der Reaktion gefährdet und die Flammenspitze kann verlöschen.

#### Korrelation der experimentellen Daten:

Die Rückschlagsgrenzen der atmosphärischen Versuche konnten durch einen Vergleich des chemischen Zeitmaßes  $\tau_{c_{PSR}}$  mit dem Strömungszeitmaß  $\tau_u$  korreliert werden. Das chemische Zeitmaß wird aus Reaktionskinetikrechnungen eines ideal gerührten Behälters gewonnen<sup>5</sup>. Die höhere Diffusivität wasserstoffreicher Brennstoffe hat einen entscheidenden Einfluss auf die Vorgänge beim Flammenlöschen. Um dem Rechnung zu tragen, verwendet Kröner die Lewis-Zahl für Mehrkomponentenbrennstoffe<sup>6</sup>. Das Strömungszeitmaß bildet das Verhältnis aus Strömungsgeschwindigkeit und dem Mischrohrdurchmesser D. Zur Korrelation der Rückschlagsgrenzen wird unter Einbeziehung der Lewiszahl der brennerspezifische Parameter  $C^*_{auench}$ 

$$C_{quench}^* = \frac{\tau_{c_{PSR}}^*}{\tau_u} = Le \cdot \frac{\tau_{c_{PSR}}}{\tau_u} = Le \cdot \frac{\overline{u}}{D} \cdot \tau_{c_{PSR}}$$
(3.1)

definiert. Dieser beschreibt das CIVB-Verhalten einer Geometrie und ermöglicht die Vorhersage der Flammenrückschlagsgrenzen bei anderen Betriebspunkten. Nach [Krö03] ist  $C^*_{quench}$  von der Brennergeometrie abhängig. Jedoch ist  $C^*_{quench}$  unabhängig von der Gemischtemperatur, dem Wasserstoffanteil, der Luftzahl oder dem Durchsatz. Eine Brennergeometrie, die selbst bei hohen Wasserstoffanteilen, also kurzen chemischen Zeitmaßen einen sicheren Betrieb garantiert, zeichnet sich durch kleine Werte von  $C^*_{quench}$  aus. Somit stellt  $C^*_{quench}$  ein Qualitätskriterium für die CIVB-Resistenz eines Strömungsfeldes dar.

Implizit wird in Formel 3.1 von einem linearen Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit ausgegangen. Dies trifft bei mittleren und hohen Reynoldszah-

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup> vgl. [Krö03, S.143ff] und [GKGM88]

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup> vgl. [Krö03, S.155ff]

len zu, verursacht jedoch systematische Abweichungen bei niedrigen Durchsätzen (Abb. 3.5a). Kröner stellt fest, dass bei *"niedrigen Reynolds–Zahlen* Re < 50.000 die Bestimmung von  $C^*_{quench}$  nicht mit der gleichen Präzision erfolgen kann wie bei höheren Reynolds–Zahlen."<sup>7</sup>

Bei den Versuchen, die im Rahmen dieser Arbeit an der neu entwickelten Brennergeometrie durchgeführt wurden, wurde eine identische Charakteristik festgestellt: Bei niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten lässt sich das CIVB-Verhalten einer Geometrie nur schlecht auf eine Konstante zurückführen<sup>8</sup>. Daher wurden die für Brennerkonfiguration BK2 verfügbaren Messdaten [Krö03] diesbezüglich nochmals ausgewertet. Die Lewis-Zahl und das durch Reaktionskinetikrechnungen<sup>9</sup> bestimmte Zeitmaß  $\tau_{c_{PSR}}$  werden zum Quenching-Zeitmaß  $t_{quench}$  zusammengefasst. Die Kombination der strömungsspezifischen Parameter  $\overline{u}$  und D bildet das Strömungszeitmaß  $t_{flow}$ . Die Konstante  $C_{quench}^*$ 

$$C_{quench}^* = Le \cdot \frac{\overline{u}}{D} \cdot \tau_{c_{PSR}} = \frac{t_{quench}}{t_{flow}}$$
(3.2)

entspricht bei der Auftragung von  $t_{quench}$  über  $t_{flow}$  der Steigung einer beliebigen Ursprungsgeraden. Abbildung 3.5a zeigt zuerst die traditionelle Darstellung, bei der  $C^*_{quench}$  über die Reynoldszahl aufgetragen wird. Die identischen Daten sind mit der Luftzahl als Farbcodierung im Zeitmaßvergleich in Abbildung 3.5b dargestellt. Hier wird klar ersichtlich, dass die systematische Abweichung bei niedrigen Reynoldszahlen auf eine Luftzahlabhängigkeit zurückzuführen ist.

Bei der Auswertung der Versuche in Kapitel 7 wird dieser Luftzahleinfluss berücksichtigt. Die Messdaten werden ggf. als abschnittsweise definierte Geraden mit unterschiedlicher Orientierung, d.h. mit einem je nach Luftzahl verschiedenem CIVB-Verhalten interpretiert. Erst eine derartige Vorgehensweise ermöglicht eine präzise Berechnung der Druckabhängigkeit. Bei der Auswertung der Daten ist zu beachten, dass die Rückschlagsgrenze in einzelnen Teilabschnitten unter Umständen sogar ein annähernd durchsatzinvariantes

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup> [Krö03, S. 162]

<sup>&</sup>lt;sup>8</sup> vgl. Ergebnisse in Kapitel 7 auf S. 118f

<sup>&</sup>lt;sup>9</sup> Programm PSR [GKGM88] mit Reaktionsmechanismus GRI 3.0 [SGF<sup>+</sup>98]





Verhalten aufweisen kann. So zeigt Abbildung 3.5c am Beispiel von BK2 alle CIVB-Grenzen, die bei einer Luftzahl von maximal 1.25 im mittleren Geschwindigkeitsbereich bestimmt wurden. Falls in diesem Geschwindigkeitsund Luftzahlbereich die Druckabhängigkeit berechnet werden soll, so müssen die in Abbildung 3.5c dargestellten Messdaten verwendet werden<sup>10</sup>.

# Auswirkungen einer Durchsatzänderung auf das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen:

Kröner [Krö03] stellt fest, dass das kritische chemische Zeitmaß beim CIVB mit dem Durchsatz skaliert (Gl. 3.1). Er geht davon aus, dass eine lineare Beziehung zwischen  $\tau_{c_{PSR}}$  und  $\overline{u}$  besteht, und dass damit das CIVB-Verhalten in einer Konstanten zusammengefasst werden kann. Diese Aussage basiert auf der Interpretation von Versuchsergebnissen.

Fritz [Fri03] analysiert, dass der Übergang von einer stabilen Reaktion zum Flammenlöschen maßgeblichen Einfluss auf das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen hat. Dies kann auch zur Klärung der Durchsatz- bzw. Luftzahlabhängigkeit beim verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen herangezogen werden: Die chemische Umsetzung des Brennstoffs ist grundsätzlich von der Aufenthaltszeit in der Reaktionszone abhängig. Starke Änderungen der Strömungsgeschwindigkeit können im Bereich der Flammenwurzel den Grad des Reaktionsumsatzes und damit den Temperaturgradienten beeinflussen. Dieser interagiert mit der Aerodynamik des Wirbelaufplatzens. Es gibt also einen Zusammenhang zwischen der Variation der Anströmgeschwindigkeit und der chemischen Reaktion in der Flamme bzw. dem verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen. Die Ursache für die Durchsatz- bzw. Luftzahlabhängigkeit ist aus Sicht des Autors in der Interaktion von Flamme und Strömungsfeld zu suchen. Ein je nach Geometrie und Luftzahl leicht unterschiedliches Verhalten ist nicht generell auszuschließen.

Wenn das CIVB-Verhalten einer Geometrie auf eine brennerspezifische Konstante  $C^*_{quench}$  reduziert wird, ist zu berücksichtigen, dass diese Datenkompression dazu führt, dass ein Teil der in den Messungen vorhandenen Genauigkeit verloren geht. Die Konstante  $C^*_{quench}$  streut selbst bei Re > 50.000 fast

<sup>&</sup>lt;sup>10</sup> vgl. Auswertung der Messdaten von Konfiguration C in Abschnitt 7.5

um einen Faktor 2 (Abb. 3.5a). Vor allem bei der Berechnung der Druckabhängigkeit in Kapitel 7 führt dies zu einer unnötigen Unsicherheit<sup>11</sup>. Im Sinne einer möglichst präzisen Berechnung der Druckskalierung sollte daher kritisch geprüft werden, ob die Information, die in den Zeitmaßen  $t_{quench}$  und  $t_{flow}$ enthalten ist, auf eine Konstante  $C_{quench}^*$  reduziert werden muss.

#### Numerische Untersuchung des Flammenlöschens:

Neben den Experimenten zeigt auch die numerische Betrachtung den Einfluss des Flammenlöschens. Um diesen zu beschreiben, verwendet Kiesewetter die turbulente Damköhlerzahl,

$$Da = \frac{\tau_t}{\tau_c},\tag{3.3}$$

die das Verhältnis aus dem Zeitmaß der turbulenten Strömung und dem der chemischen Reaktion bildet. Die Damköhlerzahl erhöht sich bei kurzen chemischen Zeitmaßen und verhält sich damit umgekehrt proportional zu C\*auench. In Übereinstimmung mit den Experimenten stellt Kiesewetter fest, "dass in einer flammenrückschlagsgefährdeten Drallströmung mit Reduzierung der Damköhlerzahl ein Flammenrückschlag verhindert werden kann. Der Grund dafür ist das erhöhte Quenching der Rückströmblase"<sup>12</sup>. Der Einfluss des Flammenlöschens ist in Abbildung 3.3b skizziert. Während Kröner im  $C^*_{auench}$ -Ansatz die ganze Flammenzone als einen ideal gerührten Behälter betrachtet, zeigen Kiesewetter [Kie05] und Konle [KKS08], dass diese Vorstellung zu kurz greift: Die relative Lage zwischen Rezirkulationszone und Flamme hat einen entscheidenden Einfluss auf das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen. Dies erklärt, warum der  $C^*_{quench}$ -Ansatz in Teilbereichen gewisse Schwächen aufweist. Dennoch beschreibt der stark abstrahierte  $C^*_{quench}$ -Ansatz im Grunde das in der Numerik mit Hilfe der Damköhlerzahl modellierte Flammenlöschen und kann daher erfolgreich zur Korrelation der CIVB-Grenzen eingesetzt werden.

<sup>&</sup>lt;sup>11</sup> Welche Auswirkungen z.B. schon eine Veränderung um den Faktor 1.75 auf die Vorhersage der Druckabhängigkeit der CIVB-Grenzen haben kann, ist in Abbildung 7.6a ersichtlich. Eine präzise Vorhersage, ab welchem Wasserstoffanteil es unter Druck zum verbrennungsinduziertem Wirbelaufplatzen kommt, ist nicht mehr möglich.

<sup>&</sup>lt;sup>12</sup> [Kie05, S.153]

## 3.3 Interaktion von Aerodynamik und Reaktionskinetik

In den bisherigen Veröffentlichungen wurde davon ausgegangen, dass für den Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen zwei notwendige Kriterien erfüllt sein müssen [Fri03, S. 193] [Kie05, S. 140ff]:

- 1. "Verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen im Mischrohr", d.h. die Strömung begünstigt eine Stromaufverlagerung der Rückströmzone. "Brenner können CIVB grundsätzlich ermöglichen (BK1 und BK2) oder grundsätzlich vermeiden (BK3)"<sup>13</sup>.
- "Flammenstabilisierung an der stromauf propagierenden Rückströmzone", d.h. die Reaktion läuft ausreichend schnell ab und wird nicht gequencht. "Ist ein CIVB-Rückschlag prinzipiell möglich, so kann er durch Löschvorgänge in der Reaktionszone unterbunden werden"<sup>14</sup>. "Für die technische Anwendung ist der Brenner somit sicher gegen Flammenrückschläge, obwohl rein wirbeldynamisch betrachtet, das Strömungsfeld Schwächen aufweist"<sup>15</sup>.

Die Unterscheidung zwischen diesen beiden Kriterien ist nachvollziehbar, es bleibt aber anzumerken, dass beide Kriterien eng miteinander verbunden sind: Letztlich ist sowohl das Wirbelaufplatzen stromauf der Rückströmblase, als auch das Quenchen der Flamme von der Chemie abhängig. Eine niedrigere Luftzahl führt z.B. zu einer kompakteren Flamme mit einem höheren Dichtegradienten und damit zu einem höheren baroklinen Drehmoment. Die Zusammensetzung der reagierenden Mischung beeinflusst also die aerodynamische Stabilität (Punkt 1) und entscheidet gleichzeitig darüber, ob es zu einem Verlöschen der stromauf wandernden Flamme kommt (Punkt 2). Das erklärt auch, warum der Einfluss eines erhöhten Massenstroms, also einer primär aerodynamischen Stellgröße durch Betrachtung der Reaktionskinetik korreliert werden kann (Gl. 3.1).

<sup>&</sup>lt;sup>13</sup> [Krö03, S. 201]

<sup>&</sup>lt;sup>14</sup> [Krö03, S. 201]

<sup>&</sup>lt;sup>15</sup> [Kie05, S. 16]



**Abbildung 3.6:** CIVB-Grenzen, Brennerkonfiguration BK3,  $X_{H_2,Br} = 0.584$ 

Die Beobachtung, dass Brennerkonfiguration BK3 CIVB grundsätzlich vermeiden kann, stützen Fritz und Kröner auf Messungen mit einem Wasserstoffvolumenanteil von 58.4%. Bei dieser Kombination tritt ab einem Luftmassenstrom von 85g/s kein Flammenrückschlag mehr auf (Abb. 3.6). Generell ist bei höheren Massenströmen ein kürzeres chemisches Zeitmaß zur Einleitung des Flammenrückschlags nötig (Gl. 3.1). Extrapoliert man die Messdaten für 300°C und 400°C, so würde man bei stöchiometrischen Bedingungen im Bereich von 90-95g/s zusätzliche Flammenrückschläge erwarten. Das chemische Zeitmaß  $\tau_{c_{PSR}}$  nimmt mit steigender Luftzahl in etwa exponentiell zu [Krö03, S. 144f]. Im nahstöchiometrischen Bereich ( $\lambda \leq 1,3$ ) ist der Gradient sehr flach und eine Luftzahlabsenkung führt kaum noch zur Abnahme von  $\tau_{c_{PSR}}$ . Somit ist offensichtlich, dass jenseits von 100g/s ein Flammenrückschlag nur durch die Erhöhung des Wasserstoffanteils provoziert werden kann. Brennstoffe mit einem Wasserstoffanteil von über 58.4% wurden nicht untersucht.

Im Zuge der hier vorgestellten Arbeit wurde eine neue Brennergeometrie entwickelt<sup>16</sup>. Die damit durchgeführten Versuche haben gezeigt, dass die Differenzierung zwischen Strömungsfeldern, die das verbrennungsinduzierte

<sup>&</sup>lt;sup>16</sup> vgl. Kapitel 6

Wirbelaufplatzen "grundsätzlich" verhindern oder "grundsätzlich" ermöglichen nicht sinnvoll ist. Eine Reihe der in atmosphärischen Versuchen verwendeten Konfigurationen zeigten bei stöchiometrischen Bedingungen und Wasserstoffanteilen von höchstens 58.4% keinen Flammenrückschlag. Durch eine Erhöhung des Wasserstoffanteils, also durch eine Verringerung des chemischen Zeitmaßes konnte der Rückschlag aber fast immer eingeleitet werden. Um die in Abschnitt 6.3 präsentierte stöchiometrische Wasserstoffflamme zu stabilisieren, war eine Reihe von Geometrieänderungen erforderlich. Auch die Aerodynamik dieses Strömungsfeldes sollte nicht als "grundsätzlich" stabil betrachtet werden. So ist es durchaus realistisch, dass eine weitere Absenkung des chemischen Zeitmaßes (z.B. durch eine Druckerhöhung) wiederum CIVB auslösen wird. Es gibt also einen fließenden Übergang, bei dem eine verbesserte Aerodynamik dazu führt, dass eine Flamme bei einer niedrigeren Luftzahl oder mit einem höherem Wasserstoffanteil stabilisiert werden kann. Für die weitere Betrachtung des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens können auf Basis dieses Kenntnisstands folgende Schlussfolgerungen gezogen werden:

- Das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen wird durch die Verringerung der Luftzahl oder die Erhöhung des Wasserstoffanteils begünstigt.
- Die Aerodynamik des Strömungsfeldes hat entscheidenden Einfluss auf die CIVB-Grenzen. Eine veränderte Aerodynamik führt dazu, dass das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen bei anderen chemischen Zeitmaßen auftritt.
- Die aerodynamische Flammenstabilisierung mit quasi-statischer Flammenposition und das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen unterliegen den gleichen physikalischen Gesetzmäßigkeiten. Letztendlich entscheiden das Strömungsfeld und die Reaktionskinetik über den Ort des Wirbelaufplatzens.
- Eine ungünstige Kombination von Aerodynamik und Reaktionskinetik führt zum Flammenrückschlag durch CIVB.

Neben den hier dargestellten Übereinstimmungen zwischen Experiment und Numerik gibt es bei kritischer Betrachtung noch eine Reihe offener Fragen. Diese betreffen vor allem die numerische Modellierung wasserstoffreicher Brennstoffe, also den Einfluss der Lewiszahl und des Quenchens. Auch experimentell sind Detailfragen, die z.B. die Interaktion von Flamme und Rückströmblase betreffen noch nicht umfassend geklärt. Eine verbesserte und umfassende Beschreibung des Phänomens ist durch die Arbeit der CIVB-Projektgruppe<sup>17</sup> zu erwarten.

Auf der Basis der oben dargestellten Informationen können aber bereits Schlussfolgerungen für die Gestaltung eines stabileren Strömungsfeldes gezogen werden (Kapitel 5).

<sup>&</sup>lt;sup>17</sup> vgl. Abschnitt 1.3

## 4 Wirbelaufplatzen in Drallbrennern

Das Wirbelaufplatzen dient in drallstabilisierten Vormischbrennern als aerodynamischer Flammenhalter. Dieses Funktionsprinzip findet mittlerweile bei verschiedenen Herstellern Verwendung [Lec03, S. 385ff] und wird seit Jahren erfolgreich eingesetzt [SFH<sup>+</sup>92] [SKJ<sup>+</sup>97] [DHK07]. Bei der Brennerentwicklung wurde bisher meist das isotherme Strömungsfeld im Wasserkanal optimiert und angenommen, dass die Flamme aufgrund der hohen Strömungsgeschwindigkeiten im Brenner nicht stromauf propagieren kann. Unter bestimmten Umständen, die für die zukünftige Entwicklung der Gasturbine von besonderer Relevanz sind, kann es aber zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen kommen. Die CIVB-Gefahr steigt durch

- die Erhöhung der Brennkammereintrittstemperatur, die aus einem höheren Verdichterdruckverhältnis resultiert,
- die Erhöhung des Wasserstoffanteils im Brennstoff bei Zumischung oder Verwendung von alternativen Brennstoffen und
- die Erhöhung der adiabaten Flammentemperatur zur Steigerung der Turbineneintrittstemperatur bzw. des Wirkungsgrades.

Dieser Abschnitt widmet sich zuerst der Betrachtung klassischer Ansätze zur Beschreibung von Drallströmungen. Im Anschluss daran wird erörtert, wie das Wirbelaufplatzen aus Sicht der Wirbeldynamik analysiert werden kann. Daraus leitet sich die Frage ab, wie ein Strömungsfeld beschaffen sein muss um ungewolltes Wirbelaufplatzen stromauf der Brennkammer zu verhindern. Die Auslegungs- und Optimierungsregeln sind im darauf folgenden Kapitel 5 zusammengefasst.

## 4.1 Charakterisierung von Drallströmungen

Im technischen Einsatz [Sch91, S. 3] befinden sich verschiedenste Drallerzeugerbauformen. Die Wahl der Bauform hat entscheidenden Einfluss auf die radiale Verteilung der Umfangsgeschwindigkeit [MK91]. Grundsätzlich erstrecken sich die Möglichkeiten von einem Festkörperwirbel, dessen Umfangsgeschwindigkeit linear mit dem Radius zunimmt bis zu einer fast potentialwirbelartigen Geschwindigkeitsverteilung, bei der die maximale Umfangsgeschwindigkeit in Achsnähe konzentriert ist. Da ortsfestes Wirbelaufplatzen mit den unterschiedlichsten Umfangsgeschwindigkeitsverteilungen realisiert werden kann, eignen sich prinzipiell alle Drallerzeugerbauformen zur aerodynamischen Flammenstabilisierung [BHS06a]<sup>1</sup>.

In vielen technischen Publikationen wird die Drallzahl S zur Charakterisierung verdrallter Strömungen herangezogen. Sie bildet das Verhältnis aus integralem axialen Drehimpulsstrom  $\dot{D}$  und dem integralen Axialimpulsstrom  $\dot{I}$ 

$$S = \frac{\dot{D}}{\dot{I}R} \tag{4.1}$$

und wird mit dem Brenneraustrittsradius entdimensioniert [Sch00, S. 88] [Fri03, S.9] [Kie05, S.26]. Für verschiedene Drallerzeugerformen gibt Hillemanns [Hil88, S.15] Auskunft über die Berechnung der theoretischen Drallzahl, die auf den Geometriedaten basiert. Erhöht man die Drallzahl über einen bestimmten Wert  $S_{krit}$ , so kommt es zum Wirbelaufplatzen mit Bildung einer inneren Rezirkulationszone. Die kritische Drallzahl ist dabei von vielen Faktoren abhängig und eignet sich als Einzelparameter nicht zur vollständigen Beschreibung des Verhaltens von Drallströmungen [GTG04, S. 422]. Dementsprechend streut der in der Literatur angegebene Wert für die kritische Drallzahl<sup>2</sup>. Hellat [Hel79] stellt klar, dass die Drallzahl nur dann zur integralen Beschreibung einer Strömung herangezogen werden kann, wenn zusätzlich das Profil der Axialgeschwindigkeitsverteilung, die Art der Umfangsgeschwindig-

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Numerische Studie zum isothermen Wirbelaufplatzen, das durch einen Querschnittssprung ausgelöst wird. In einer zylindrischen Geometrie ohne Zentralkörper kann das stabile Wirbelaufplatzen mit verschiedenen Geschwindigkeitsprofilen realisiert werden.

 $<sup>^{2}</sup>$  0.35 < S<sub>krit</sub> < 1 nach [Fri03] bzw. 0.4 < S<sub>krit</sub> < 0.9 nach [Hel79]

keitsverteilung und das Öffnungsverhältnis des Querschnittssprungs gegeben sind. Folglich kann die Drallzahl auch nicht zur Beschreibung des Geometrieeinflusses beim verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen herangezogen werden. Experimentell bestimmt [Krö03] bei allen untersuchten Brennerkonfigurationen die gleiche Drallzahl S = 0.55, stellt aber ein deutlich unterschiedliches CIVB-Verhalten fest. Auch [Kie05, S. 185] betont, dass das Einsetzen des Wirbelaufplatzens nicht durch die Drallzahl beschrieben werden kann und dass das Verhalten der Rückströmblase stark von der radialen Axial- und Umfangsgeschwindigkeitsverteilung abhängt. Trotz dieser Unzulänglichkeiten findet die Drallzahl immer wieder Beachtung. Dies liegt auch daran, dass es keine ähnliche Kenngröße gibt, die das Einsetzen des Wirbelaufplatzens integral beschreibt. Die Wissenschaft beschäftigt sich seit Jahrzehnten mit mathematischen Modellen, die das Einsetzen des Wirbelaufplatzens vorhersagen sollen [Ben62] [Hal72] [SGG87] [BE95] [JHT01] [LNO01] [DKGT01] [RCMM03]. Die Ansätze zur Beschreibung des kritischen Zustands unterscheiden sich je nach zugrunde liegender physikalischer Sichtweise des Phänomens deutlich<sup>3</sup>. Bisher gibt es keine allgemein anerkannten Kriterien bzw. keine universelle mathematische Beschreibung für das Einsetzen des Wirbelaufplatzens. Ein vielversprechender Ansatz, der in letzter Zeit vermehrt zur Klärung des Wirbelaufplatzens herangezogen wird, basiert auf der Arbeit von Brown und Lopez [BL90] und der Analyse der Wirbeltransportgleichung. Die Publikationen von Darmofal [Dar93] und Kurosaka [KCS06] bauen darauf auf und tragen elementar zum Verständnis des Wirbelaufplatzens bei. Sie bilden in den Abschnitten 4.2 und 4.3 die Basis für die Betrachtung des Phänomens. Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, dass sich weitere Publikationen mit der Analyse der Wirbeltransportgleichung beschäftigen. Diese tragen hier aber nicht zur Klärung der Zusammenhänge bei [Dar94] [RJ95] [WN96] [CK00].

Brown und Lopez beschreiben das Einleiten des Wirbelaufplatzens durch die analytische Bewertung der Wirbelstärkenverteilung. Ihr Ansatz beschäftigt sich ausschließlich mit dem isothermen Wirbelaufplatzen. Der Einfluss der Flamme führt aber über das barokline Drehmoment dazu, dass sich schon bei geringerer Verdrallung eine Rückströmzone in der Wirbelströmung bilden

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> Die Suchmaschine "google scholar" listet 1280 wissenschaftliche Publikationen auf, die den Bergriff "vortex breakdown" im Titel enthalten.

kann. Auf Basis einer mathematischen Analyse zeigt [RKC02], dass die kritische Drallzahl mit Verbrennung deutlich geringer ist als im isothermen Fall.

#### Der zweidimensionale Zwang:

In Strömungen mit hoher Drallintensität hat der zweidimensionale Zwang erhebliche Auswirkungen auf die Geschwindigkeitsverteilung. Für den Grenzfall mit sehr starker Verdrallung leitet Proudman [Pro16] aus der Navier-Stokes-Gleichung ab, dass die Radialgeschwindigkeit im rotierenden Fluid verschwindet. Für sehr große Drallzahlen S besitzt die Drallströmung keine axialen Geschwindigkeitsgradienten und hat somit zweidimensionalen Charakter (Taylor-Proudman-Theorem). Durch ein Hindernis, dass teilweise in die Wirbelströmung eingebracht wird, formt sich die Strömung so um, als ob das Hindernis auf der gesamten Wirbellänge vorhanden wäre. Bei einer rotationssymmetrischen Drallströmung wird dadurch eine Veränderung des Wirbelrohrdurchmessers, wie sie z.B. bei einer stromabseitigen Kontraktion zustande kommt, schon weiter stromauf im Strömungsfeld vorweggenommen. Für eine verdrallte Rohrströmung mit hoher Reynoldszahl und stromabseitiger Kontraktion zeigt Hirsch [Hir95], dass sich die Stromlinien für S = 2schon unmittelbar nach dem Einlass<sup>4</sup> auf den Austrittsquerschnitt kontrahieren. Auch bei S = 1 ist eine axiale Kopplung zu erkennen [Hir95]. Die numerische Simulation zeigt eine Vorkontraktion der Stromlinien auf den Querschnittssprung.

Für die aerodynamische Auslegung von Gasturbinenbrennern bedeutet dies, dass es bei sehr hoher Drallintensität (S » 1) nicht möglich ist, eine Rückströmzone in der Brennkammer mit einer positiven Geschwindigkeit im Mischrohr bzw. in der Düse zu kombinieren. Die dafür nötigten axialen Geschwindigkeitsgradienten lassen sich durch den zweidimensionalen Zwang nicht realisieren. In technischen Anwendungen ist der Grad der Verdrallung für die vollständige Ausprägung der axialen Kopplung in der Regel zu gering. Dennoch kann schon eine schwache Drallintensität die axiale Entwicklung des Strömungsfeldes beeinflussen. Nach [GTG04, S.397] führt jede Verdrallung ( $S \ge 0$ ) dazu, dass stromabseitige Randbedingungen einen Einfluss in axialer Richtung ausüben. Mit zunehmender Drallzahl weitet sich dieser Einflussbereich

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> Am Einlass wurden ein Festkörperwirbel und eine konstante Axialgeschwindigkeit vorgegeben.

aus und man erreicht schließlich einen Punkt, ab dem keine axialen Gradienten mehr auftreten. Neben der Stärke des Dralls bzw. dem Betrag der Umfangsgeschwindigkeit ist die radiale Verteilung der Umfangsgeschwindigkeit entscheidend für die Ausprägung dieses Phänomens. Nach [GTG04] führt nur das Vorhandensein einer Rotationsbewegung (z.B. Festkörperwirbel) zur axialen Kopplung. In einer idealisierten, rotationsfreien Drallströmung (Potentialwirbel) beliebiger Drallstärke tritt der zweidimensionale Zwang nicht in Erscheinung.

## Annahmen für die aerodynamische Auslegung:

Bei der aerodynamischen Auslegung eines Drallbrenners gibt es in Bezug auf die Rückströmblase zwei Hauptforderungen:

- Die Verdrallung muss ausreichend stark sein, damit es spätestens mit Einsetzen der Verbrennung zu einer Rückströmzone in der Brennkammer kommt. Die Rezirkulationsbewegung muss so stark sein, dass es bei magerer Verbrennung nicht zu einem Abblasen oder Verlöschen der Flamme kommt (lean blowout).
- Die Stromaufverlagerung der Rückströmzone soll durch geeignete Strömungsführung bzw. Strömungsprofile unterbunden werden. Im brennstoffflexiblen Betrieb soll ein ausreichend großer Abstand zur CIVB-Grenze eingehalten werden.

Hier zeichnet sich ein Zielkonflikt ab: Die magere Verbrennung von Brennstoffen mit niedriger Reaktivität fordert eine möglichst große Verdrallung mit starker Rückströmzone, wohingegen beim Einsatz wasserstoffreicher Gase die Stabilität von einer geringen Verdrallung profitiert<sup>5</sup>. Die notwendige Intensität der Rückströmzone ist also implizit durch die lean blowout Grenze vorgegeben. Der im Folgenden beschriebene Ansatz zur Entwicklung der Optimierungsregeln geht daher von folgenden Annahmen aus:

1. Es gibt keine umfassende analytische Korrelation, die das Einsetzen des isothermen Wirbelaufplatzens in der Brennkammer zuverlässig vorher-

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup> vgl. Kapitel 5

sagen kann. Generell führt eine Erhöhung der Verdrallung zum Wirbelaufplatzen. Bei der Auslegung des Drallerzeugers stellt sich die Frage, unter welchen Bedingungen es zum Wirbelaufplatzen kommt. Die stetig zunehmende Rechenleistung kompensiert dabei den Bedarf nach einem formelmäßigen Vortex-Breakdown-Kriterium. Auch die Untersuchung im Wasserkanal ermöglicht präzise Aussagen darüber, ob es bei einer bestimmten Geometrie zum isothermen Wirbelaufplatzen kommt.

- 2. Die Berechnung der isothermen Strömung und die experimentelle Untersuchung der Geometrie im Wasserkanal erlauben keine Aussage darüber, ab welcher Luftzahl oder Brennstoffzusammensetzung es zum Flamenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen kommt. Die Untersuchung des isothermen Strömungsfelds stromauf der Brennkammer erlaubt aber zuverlässige Aussagen darüber, ob eine Veränderung im Strömungsfeld das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen begünstigt oder eher unterbindet. Diese qualitativen Aussagen ermöglichen die Optimierung der Brennergeometrie. Basis für diese Überlegungen bildet die Betrachtung des isothermen Wirbelaufplatzens.
- 3. Numerische Arbeiten, die das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen modellieren [Kie05] und damit CIVB vorhersagen, sind im Moment auf die Methanverbrennung bei atmosphärischen Bedingungen beschränkt. Alternativ kann die Frage, unter welchen Bedingungen es zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen kommt, auch mit einer leicht und schnell durchführbaren atmosphärischen Versuchsreihe geklärt werden. Wie Kapitel 7 zeigt, erlaubt eine atmosphärische Versuchsreihe zudem zuverlässige und relativ genaue Aussagen darüber, wie sich das CIVB-Verhalten unter Druck oder bei anderen Brennstoffmischungen verändert.

Die folgenden Abschnitte widmen sich der Betrachtung der isothermen Strömung. Mit analytischen Lösungsansätzen wird das Phänomen des Wirbelaufplatzens beschrieben. Soweit möglich steht die Betrachtung der Wirbeldynamik im Fokus. Wenn es dem besseren Verständnis dient, finden auch alternative Ansätze Verwendung. Der nächste Abschnitt behandelt den Standardfall, bei dem das Wirbelaufplatzen durch eine divergierende Strömungsberandung ausgelöst wird. Abschnitt 4.3 zeigt, dass in zylindrischen bzw. konvergenten Geometrien identische Mechanismen wirken.

## 4.2 Wirbelaufplatzen in divergierenden Geometrien

#### 4.2.1 Betrachtung der Wirbeltransportgleichung

In Drallströmungen geht die Umfangsgeschwindigkeitskomponente  $u_{\varphi}$  mit dem Vorhandensein axialer Wirbelstärke  $\omega_z$  einher (Gl. 2.4). Die einzelnen Fluidpartikel bewegen sich spiralförmig um die Rotationsachse. Ein Querschnittssprung bzw. eine Querschnittsaufweitung führt zu einem Absinken der Axialgeschwindigkeit. In einer radialsymmetrischen Geometrie kommt es dadurch zur Stromlinienaufweitung und zur Verschiebung des Partikels auf höhere Bahnradien. Die Drehimpulserhaltung bedingt, dass dabei der Betrag der Umfangsgeschwindigkeit abnimmt. Für ein Partikel auf einer Stromlinie in einer isothermen Strömung mit vernachlässigter Viskosität reduziert sich die Wirbeltransportgleichung (Gl. 2.19) auf den Streck- bzw. Umorientierungsterm:

$$\frac{D\vec{\omega}}{Dt} = (\vec{\omega} \cdot \nabla) \vec{u}. \tag{4.2}$$

Betrachtet man die für die Axialgeschwindigkeit relevante Azimutalkomponente in zylindrischen Koordinaten, so gilt Gleichung 4.3<sup>6</sup>. Mit der Annahme, dass vor der Aufweitung axiale Wirbelstärke dominiert, kann die rechte Seite von Gleichung 4.3 auf einen Term reduziert werden:

$$\frac{D\omega_{\varphi}}{Dt} = \omega_r \frac{\partial u_{\varphi}}{\partial r} + \frac{\omega_{\varphi}}{r} \frac{\partial u_{\varphi}}{\partial \varphi} + \omega_z \frac{\partial u_{\varphi}}{\partial z} + \frac{\omega_{\varphi} u_r}{r} \approx \omega_z \frac{\partial u_{\varphi}}{\partial z}.$$
 (4.3)

Die Wirbelvektoren bzw. die Wirbellinien, die bei rein axialer Wirbelstärke ausschließlich parallel zur Rotationsachse verlaufen, werden durch die Abnahme der Umfangsgeschwindigkeit  $\partial u_{\varphi}/\partial z$  in azimutale Richtung gekippt. Anschaulich ist dies in Abbildung 4.1 zu sehen: Die in weiß dargestellten Wirbel-

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup> vgl. Abschnitt 9.1



Abbildung 4.1: Wirbellinien beim blasenförmigen Wirbelaufplatzen (Simulation), Druckverteilung in Graustufen, Quelle: [Wei97]

linien, die ursprünglich parallel zur Rotationsachse orientiert sind, steilen sich bei Annäherung an das Aufplatzgebiet zunehmend auf. Dies kennzeichnet die Umverteilung von axialer in radiale und azimutale Wirbelstärke. Im hinteren Bereich der Rückströmblase stehen die Wirbellinien nahezu senkrecht zur Anströmung. In der Nähe der Achse geht diese azimutale Rotationsbewegung mit einem Massentransport entgegen der Hauptströmungsrichtung einher. Für diesen Vorgang ist die Orientierung der Drallströmung, also das Vorzeichen der axialen Wirbelstärke ohne Bedeutung<sup>7</sup>. Die Aufweitung der Stromlinien führt durch das Umorientieren immer zur Bildung negativer azimutaler Wirbelstärke. Unter Annahme dass  $\partial u_r/\partial z < \partial u_z/\partial r$  gilt, d.h. der Gradient in axialer Richtung kleiner ist, als der Gradient in radialer Richtung, ist klar ersichtlich, dass negative azimutale Wirbelstärke mit der Abnahme der Axialgeschwindigkeit zur Achse hin einhergeht<sup>8</sup>

$$\frac{\partial u_z}{\partial r} \cong -\omega_{\varphi}.$$
(4.4)

Dieser Vorgang, bei dem das Wirbelaufplatzen durch die Stromlinienaufweitung und die Bildung negativer azimutaler Wirbelstärke eingeleitet wird, wurde erstmals von [BL90] beschrieben. Brown und Lopez verdeutlichen den selbstverstärkenden Charakter des isothermen Wirbelaufplatzens:

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup> Je nach Orientierung des Drallregisters (Links- oder Rechtsdrall) und Definition des Koordinatensystems entsteht durch den Drallerzeuger positive oder negative axiale Wirbelstärke bzw. bildet sich eine positive oder negative Umfangsgeschwindigkeit. Durch die Querschnittserweiterung nimmt der Betrag der Umfangsgeschwindigkeit ab. Je nach Orientierung führt dies dazu, dass der axiale Gradient der Umfangsgeschwindigkeit ein negatives oder positives Vorzeichen hat und dadurch immer zur Abnahme azimutaler Wirbelstärke. Bildlich gesehen werden die Wirbellinien je nach Orientierung des Dralls entweder nach rechts oder links ausgelenkt bzw. gekippt.

<sup>&</sup>lt;sup>8</sup> vgl. Gleichung 2.3

Wenn die Strömung in Achsnähe durch die Stromlinienaufweitung überproportional verzögert wird, führt die Kontinuitätsbedingung zu einer radial nach außen gerichteten Geschwindigkeit. Die einzelnen Fluidpartikel werden auf höhere Bahnradien verschoben und verlieren weiter an Umfangsgeschwindigkeit. Dadurch wird das Strecken und Umorientieren der Wirbellinien verstärkt, was zur weiteren Abnahme der azimutalen Wirbelstärke führt. Dies geht mit einer zusätzlichen Verzögerung der Axialströmung im Wirbelkern einher.

Dieser Rückkopplungsmechanismus zwischen dem Aufweiten der Stromlinien, der Verzögerung der Strömung in Achsnähe und der Bildung negativer azimutaler Wirbelstärke kann bei ausreichender Drallintensität zur Bildung eines Staupunkts bzw. einer Rückströmzone führen. Bei der bisherigen Betrachtung des isothermen Wirbelaufplatzens wurde davon ausgegangen, dass stromauf keine azimutale Wirbelstärke vorhanden ist. Somit führt die Aufweitung sofort zur Bildung negativer azimutaler Wirbelstärke und "induziert" eine negative Axialgeschwindigkeit. Tatsächlich ist stromauf der Rückströmblase oft positive azimutale Wirbelstärke vorhanden.

## 4.2.2 Entstehen negativer azimutaler Wirbelstärke

Darmofal [Dar93] analysiert die Entwicklung der azimutalen Wirbelstärke genauer: Er geht davon aus, dass stromauf bereits axiale, radiale und azimutale Wirbelstärke vorhanden ist, und untersucht die Interaktion der einzelnen Terme. Für die Analyse der Stromlinienaufweitung wird vereinfachend angenommen, dass das Wirbelaufplatzen ein axialsymmetrischer Vorgang ist, bei dem viskose Terme eine untergeordnete Rolle spielen. Den Ausgangspunkt der Analyse bildet der in Gleichung 4.3 dargestellte azimutale Term der Wirbeltransportgleichung in zylindrischen Koordinaten.

## Strecken azimutaler Wirbelstärke:

Die Änderung, die ein Fluidpartikel auf einer Stromlinie durch Strecken der Wirbel erfährt, ist proportional zu 1/r. Eine radial nach außen gerichtete Geschwindigkeit führt zum Strecken des in Abbildung 2.5 dargestellten Ringwir-

bels und erhöht den Betrag der vorhandenen Wirbelstärke

$$\left. \frac{D\omega_{\varphi}}{Dt} \right|_{str.} = \frac{\omega_{\varphi} u_r}{r}.$$
(4.5)

Divergierende Stromlinien verstärken mit  $u_r > 0$  den Einfluss der im Strömungsfeld vorhandenen negativen azimutalen Wirbelstärke. Die Streckung der Wirbellinien kann aber nur dann zum Wirbelaufplatzen beitragen, wenn negative azimutale Wirbelstärke vorhanden ist [Dar93].

#### Umorientieren radialer und axialer Wirbelstärke:

Zur Einleitung des isothermen Wirbelaufplatzens muss der Umorientierungsterm dazu beitragen, dass  $\omega_{\varphi}$  negative Werte annimmt. Durch die Beschränkung auf Axialsymmetrie ergibt sich aus Gleichung 4.3:

$$\frac{D\omega_{\varphi}}{Dt}\bigg|_{umo.} = \omega_r \frac{\partial u_{\varphi}}{\partial r} + \omega_z \frac{\partial u_{\varphi}}{\partial z}.$$
(4.6)

Diese Gleichung wird von Darmofal nicht korrekt dargestellt<sup>9</sup>. In [Dar93] und [Dar94] beinhaltet die hier in grau dargestellte Gleichung zur Beschreibung der Umorientierung zusätzlich den Term  $(u_{\varphi}w_r)/r$ :

$$\frac{D\omega_{\varphi}}{Dt}\bigg|_{umo.} = \omega_r \frac{\partial u_{\varphi}}{\partial r} + \omega_z \frac{\partial u_{\varphi}}{\partial z} + \frac{u_{\varphi} w_r}{r}.$$
(4.7)

Für die korrekte Formulierung werden die Elemente des Wirbelvektors in Gleichung 4.6 durch Gleichungen 2.2 bzw. 2.4 ersetzt und die Zirkulation  $\Gamma = u_{\varphi}(r) \cdot 2\pi \cdot r$  vereinfacht durch  $\Gamma = u_{\varphi} \cdot r$  beschrieben. Bei axialsymmetrischer Betrachtung ergibt sich mit  $u_{\varphi} = \Gamma/r$ :

$$\frac{D\omega_{\varphi}}{Dt}\Big|_{umo.} = \frac{\partial u_{\varphi}}{\partial z} \left(\frac{1}{r}\frac{\partial\Gamma}{\partial r} - \frac{\partial u_{\varphi}}{\partial r}\right) = \frac{\partial u_{\varphi}}{\partial z}\frac{u_{\varphi}}{r} = \frac{1}{2r}\frac{\partial u_{\varphi}^{2}}{\partial z}.$$
(4.8)

Mit der Zirkulation  $\Gamma$  erhält mit

$$\left. \frac{D\omega_{\varphi}}{Dt} \right|_{umo.} = \frac{1}{2r^3} \frac{\partial \Gamma^2}{\partial z}$$
(4.9)

<sup>&</sup>lt;sup>9</sup> Die Abweichung wird offensichtlich, wenn man die Wirbeltransportgleichung in [Fri03] betrachtet: Gleichung 2.30 [Fri03] enthält die Formulierung des Streck- und Umorientierungsterms nach Fritz, während Gleichung 5.6 [Fri03] der Formulierung nach Darmofal entspricht.

ein Ergebnis, dass sich letztendlich nur durch den Faktor 1/2 von [Dar93]

$$\left. \frac{D\omega_{\varphi}}{Dt} \right|_{umo.} = \frac{1}{r^3} \frac{\partial \Gamma^2}{\partial z}$$
(4.10)

unterscheidet. Der Umorientierungsterm führt also bei Stromlinienaufweitung und der damit einhergehenden Abnahme der Umfangsgeschwindigkeit immer zum Absinken der azimutalen Wirbelstärke. Wenn dieser Einfluss, der proportional zu <sup>1</sup>/*r* ist und quadratisch von der Umfangsgeschwindigkeit abhängt, stark genug ist, damit die azimutale Wirbelstärke negativ wird, bildet dies mit dem Strecken der Wirbellinien einen nichtlinearen Rückkopplungsmechanismus.

#### Interaktion von Strecken und Umorientieren:

Bei lokal divergierenden Stromlinien in einer Strömung mit positiver azimutaler Wirbelstärke wirken beide Terme zuerst entgegengerichtet: Das Strecken führt zur Zunahme von  $\omega_{\varphi}$ , während das Umorientieren  $\omega_{\varphi}$  absinken lässt. Darmofal vergleicht den Einfluss beider Terme und kommt zu dem Schluss, dass der Einfluss des Umorientierens überwiegt und damit jede Stromlinienaufweitung zum Absinken der azimutalen Wirbelstärke führt. Bei korrekter Behandlung halbiert aber der Faktor 1/2 den Einfluss des Umorientierungsterms<sup>10</sup>. Zur Bewertung der Interaktion werden analog zu [Dar93] die Terme für Strecken und Umorientieren aus den Gleichungen 4.5 und 4.9 zusammen mit  $\omega_{\varphi}$  in Stromliniennotation überführt und zusammengefasst. Das Ergebnis

$$\left. \frac{D\omega_{\varphi}}{Dt} \right|_{ges.} = -u_r \frac{\partial H}{\partial \Psi} \tag{4.11}$$

bestätigt die Aussage von Darmofal: Bei einem Fluidpartikel auf einer Stromlinie führt eine positive Radialgeschwindigkeit zur Abnahme der azimutalen Wirbelstärke. Vorraussetzung dafür ist, dass der Totaldruck<sup>11</sup> nach außen hin zunimmt,

$$\left. \frac{D\omega_{\varphi}}{Dt} \right|_{ges.} < 0, \quad \text{wenn} \quad u_r > 0 \quad \text{und} \quad \frac{\partial H}{\partial \Psi} > 0,$$
 (4.12)

<sup>&</sup>lt;sup>10</sup> vgl. Gleichungen 4.9 und 4.10

<sup>&</sup>lt;sup>11</sup> Totalenergie  $H = p_t/\rho$ , vgl. auch Abschnitt 5.3

was in Drallströmungen aufgrund des achsnahen Totaldruckdefizites der Fall ist.

#### 4.2.3 Selbstverstärkender Charakter des Wirbelaufplatzens



Abbildung 4.2: Auswirkung der Drallintensität auf die minimale Axialgeschwindigkeit entlang der Rotationsachse. Quelle: [BC92] bzw. [GTG04];

Die numerische Simulation von [BC92] zeigt die Auswirkungen des selbstverstärkenden Rückkopplungsmechanismus. Die Navier-Stokes Gleichung wurde für eine laminare, stationäre, axialsymmetrische und viskositätsbehaftete Drallströmung gelöst. Die in [BC92] und [GTG04] dargestellten Ergebnisse zeigen, dass die Axialgeschwindigkeit auf der Rotationsachse in einem zylindrischen Rohr mit Einschnürung bzw. engstem Querschnitt von der Drallintensität abhängt (Abb. 4.2). Wenn die Drallstärke von null weg erhöht wird, sinkt die minimale Axialgeschwindigkeit im Rechengebiet zuerst geringfügig. Die Strömung bleibt bis zum Punkt A gleichförmig und es bildet sich kein Staupunkt. Eine kleine Erhöhung führt zu einer sprunghaften Abnahme der Axialgeschwindigkeit (Punkt A  $\rightarrow$  B) und zur Bildung einer Rückströmblase. Wenn man die Drallintensität von hohen Werten (Punkt C) ausgehend reduziert, verringert sich die Größe der Rezirkulationszone bis zum Punkt D, an dem eine kleine Änderung wiederum einen sprunghaften Wechsel der Strömungsform bedingt (Punkt D  $\rightarrow$  E). Die in Abbildung 4.2 dargestellte Hysterese lässt sich folgendermaßen erklären: Da sich die Aufweitung der Stromlinien selbst verstärkt<sup>12</sup>, ist zur Einleitung des Rückkopplungsmechanismus eine größere Drallintensität (Punkt A) nötig, als für die Aufrechterhaltung des Wirbelaufplatzens (Punkt D). Der selbstverstärkende Rückkopplungsmechanismus wird für den Spezialfall einer zylindrischen Geometrie in Abschnitt 4.3.1 nochmals genauer behandelt.

## 4.3 Wirbelaufplatzen in zylindrischen Geometrien

#### 4.3.1 Einstellen der stabilen Gleichgewichtslage

Althaus [AKHW94] baut auf dem von Brown und Lopez postulierten Rückkopplungsmechanismus auf und ergänzt diesen. Er erklärt, warum in zylindrischen Geometrien auch ohne divergierende Stromlinien das Wirbelaufplatzen eingeleitet werden kann. Zudem beschreibt er einen gegenläufigen Rückkopplungsmechanismus, der den stabilen Gleichgewichtszustand mit ortsfestem Wirbelaufplatzen erklärt. Ohne eine gegebene Strömungsberandung reagiert die Position des Wirbelaufplatzens sehr empfindlich auf Änderungen der Einströmrandbedingung. In Abschnitt 4.3.3 wird gezeigt, dass die Position der Rückströmblase dabei von der axialen Entwicklung der azimutalen Wirbelstärke abhängig ist. Der Ansatz von Althaus basiert auf der Beobachtung, dass im Außenbereich der Strömung ein positiver axialer Druckgradient existiert und dieser dazu führt, dass die Geschwindigkeit in Achsnähe absinkt<sup>13</sup>. Im Versuch, wie auch in der numerischen Simulation, löst diese veränderte Druckrandbedingung den bereits beschriebenen Rückkopplungsmechanismus aus<sup>14</sup>. Für einen stationären Gleichgewichtszustand muss ein gegenläufiger Mechanismus vorhanden sein, der das Anwachsen der Rückströmblase begrenzt: Der Staupunkt und die darauf folgende Rückströmblase versperren einen Teil des Strömungsquerschnitts. Im Randbereich steigt die Geschwindigkeit und der statische Druck sinkt ab. Althaus

<sup>&</sup>lt;sup>12</sup> vgl. z.B. Abschnitt 4.2.1

<sup>&</sup>lt;sup>13</sup> Die Betrachtung der Druckverteilung stellt einen alternativen Erklärungsansatz für das Wirbelaufplatzen dar. Dieser Zusammenhang ist in ähnlicher Form in Abschnitt 4.3.2 dargestellt.

<sup>&</sup>lt;sup>14</sup> Abbildung 4.3: positiver Rückkopplungsmechanismus



Abbildung 4.3: Rückkopplungsmechanismus nach [AKHW94]

folgert, dass damit der Einfluss des positiven axialen Druckgradienten aufgehoben wird. Damit steigt die Geschwindigkeit in Achsnähe wieder an. Dies leitet den gegenläufigen Mechanismus ein<sup>15</sup>: Die Fluidpartikel bewegen sich zur Achse hin und erhöhen ihre Umfangsgeschwindigkeit. Es kommt zur Umwandlung von azimutaler Wirbelstärke in axiale Wirbelstärke. Die entgegen der Hauptströmung gerichtete "Induktionswirkung" verringert sich, was dazu führt, dass die Axialgeschwindigkeit in der Nähe der Rotationsachse weiter zunimmt. Auch wenn die Argumentationskette nicht vollständig auf der Wirbeltransportgleichung beruht, zeigt die Arbeit von Althaus analytisch, numerisch und experimentell, dass es auch in zylindrischen Geometrien zum Wirbelaufplatzen kommen kann. Indirekt erklärt der gegenläufige Mechanismus neben dem stabilen Gleichgewichtszustand auch das stromabseitige Schließen der Rückströmblase<sup>16</sup>.

<sup>&</sup>lt;sup>15</sup> Abbildung 4.3: gegenläufiger Mechanismus

<sup>&</sup>lt;sup>16</sup> vgl. auch Abbildung 4.1

#### 4.3.2 Die Auswirkungen der Stromlinienaufweitung

Mit der analytischen Betrachtung der radialen Druckverteilung<sup>17</sup> leitet Hall [Hal72] [GTG04] eine Gleichung her, die bei einem divergierenden Wirbelkernradius das Ansteigen des statischen Drucks auf der Rotationsachse und damit das Absinken der Axialgeschwindigkeit beschreibt. Er betrachtet einen Rankinewirbel<sup>18</sup> in einer zylindrischen Geometrie. Mit der Zirkulationskonstante  $K_c$  und dem Wirbelkernradius *a*, gilt für die Umfangsgeschwindigkeit des inneren Festkörperwirbels folgender Zusammenhang<sup>19</sup>:

$$u_{\varphi} = K_c \frac{r}{a^2}.$$
(4.13)

Mit der Querdruckgleichung ergibt sich für den axialen Druckgradienten auf der Rotationsachse und den axialen Druckgradienten auf der Stromlinie des Wirbelkernradius folgende Beziehung:

$$\left. \frac{dp}{dz} \right|_{r=a} - \left. \frac{dp}{dz} \right|_{r=0} = \frac{d}{dz} \left( \int_0^a \frac{\rho \, u_\varphi^2}{r} dr \right). \tag{4.14}$$

Setzt man Gleichung 4.13 in Gleichung 4.14 ein, integriert und differenziert, so erhält man:

$$\left. \frac{dp}{dz} \right|_{r=0} - \left. \frac{dp}{dz} \right|_{r=a} = \rho \frac{K_c^2}{a^3} \left( \frac{da}{dz} \right) = \rho \frac{u_{\varphi}^2(a)}{a} \left( \frac{da}{dz} \right).$$
(4.15)

In dieser Gleichung stellt da/dz den halben Öffnungswinkel einer divergierenden Stromlinie dar. Hall folgert, dass bei einer Vergrößerung des Wirbelkernradius *a* die Druckänderung auf der Achse größer ist als die Druckänderung für r = a. Eine Veränderung des Wirbelkernradius führt also vor allem auf der Achse zur Änderung der Axialgeschwindigkeit und hat auf höheren Radien nur geringe Auswirkung. Die Verzögerung auf der Achse ist umso größer, je geringer der Wirbelkernradius ist, bzw. umso größer die Umfangsgeschwindigkeit bei r = a ist. Dabei ist zu beachten, dass wegen der Drehimpulserhaltung ein geringerer Wirbelkernradius meist mit einer höheren Umfangsgeschwindigkeit einhergeht.

<sup>&</sup>lt;sup>17</sup> Die Betrachtung der Druckverteilung stellt einen alternativen Erklärungsansatz für das Wirbelaufplatzen dar.



**Abbildung 4.4:** Einfluss der Wirbelkernaufweitung E auf die Axialgeschwindigkeit entlang der Rotationsachse in Abhängigkeit des Drallparameters  $S_i$ ; analytische Lösung; Quelle: [Hal66]

Abbildung 4.4 zeigt die analytische Lösung für den Einfluss der Wirbelkernaufweitung E auf die Axialgeschwindigkeit entlang der Rotationsachse [Hal66]. Vor der Stromlinienaufweitung (Index 0) besteht das Strömungsfeld aus einem axialen Blockgeschwindigkeitsprofil und einem Wirbel mit Festkörperrotation. Der von Hall definierte Drallparameter  $S_i$  gibt die Drallintensität an. Bei geringer Verdrallung oder ohne Verdrallung verhält sich das Fluid so, wie es die eindimensionale Bernoulli-Gleichung vorhersagt. Die Geschwindigkeitsänderung am Punkt z ist proportional zum Quadrat der Auf-

<sup>&</sup>lt;sup>18</sup> Ein Rankinewirbel ist eine Kombination aus Festkörperwirbel und Potentialwirbel. Die Umfangsgeschwindigkeit steigt bis zum Wirbelkernradius linear an und fällt dann mit 1/r.

<sup>&</sup>lt;sup>19</sup>  $K_c$  beschreibt die Zirkulation des Wirbelkerns:  $K_c = u_{\varphi}(a) \cdot a$ .  $K_c$  leitet sich von der Zirkulation  $\Gamma = u_{\varphi}(r) \cdot 2\pi \cdot r$  ab, und stellt eine Konstante dar.

weitung E

$$E = \frac{a(z)}{a(z_0)} - 1. \tag{4.16}$$

Bei höherer Verdrallung führt eine Aufweitung der Wirbellinien zu einem überproportionalen Geschwindigkeitseinbruch auf der Rotationsachse. Dieser ist umso stärker, je größer die Aufweitung des Wirbelkerns oder je intensiver die Verdrallung ist.

#### Veränderung der azimutalen Wirbelstärke bei Stromlinienaufweitung:

Auch Brown und Lopez befassen sich bei ihrer Betrachtung der azimutalen Wirbelstärke mit dem Einfluss der Stromlinienaufweitung in zylindrischen Geometrien. Mit einem Ansatz, der eine Verbindung zwischen  $\omega_{\varphi}$  und der Totaldruckverteilung herstellt, leiteten [BL90] folgende Beziehung her:

$$\frac{\omega_{\varphi}}{\omega_{\varphi,0}} = \frac{r_{s,0}}{r_s} \left(\frac{\alpha_0}{\beta_0}\right) - \frac{r_s}{r_{s,0}} \left(\frac{\alpha_0}{\beta_0} - 1\right) \qquad \text{mit} \qquad \omega_{\varphi,0} \neq 0.$$
(4.17)

Darin ist  $r_s$  der Radius einer Stromlinie im Strömungsfeld und  $r_{s,0}$  der entsprechende Wert stromauf der Aufweitung (Index 0). Die Konstanten

$$\alpha_0 = \frac{u_{\varphi,0}}{u_{z,0}} \quad \text{und} \quad \beta_0 = \frac{\omega_{\varphi,0}}{\omega_{z,0}} \tag{4.18}$$

definieren die Tangenten der Helixwinkel des Geschwindigkeits- bzw. Wirbelstärkenvektors. Abbildung 4.5 zeigt die Entwicklung der azimutalen Wirbelstärke in Abhängigkeit dieser Werte: Bei großem  $\alpha_0/\beta_0$  reagiert das Strömungsfeld stärker auf die Radialverschiebung der Fluidpartikel. Einzelne Stromlinien zeigen dann negative Wirbelstärke wenn  $\alpha_0$  größer als  $\beta_0$  ist. Ein Absinken von  $\omega_{\varphi}$  führt zur Verzögerung der Strömung, leitet aber nicht notwendigerweise das vollständige Wirbelaufplatzen ein. Dazu muss die azimutale Wirbelstärke besonders im achsnahen Bereich auf zahlreichen Stromlinien abfallen. Fritz [Fri03] greift diesen Ansatz auf und formt Gleichung 4.17 mit dem Durchmesser des zylindrischen Mischrohrs D zu

$$\omega_{\varphi}(z) = \frac{D}{r_{s}(z)} A_{1,u} - \frac{r_{s}(z)}{D} A_{2,u}$$
(4.19)

um. Die Konstanten

$$A_{1,u} = \frac{r_{s,0}}{D} \frac{u_{\varphi,0}\omega_{z,0}}{u_{z,0}} \quad \text{und} \quad A_{2,u} = \frac{D}{r_{s,0}} \left( \frac{u_{\varphi,0}\omega_{z,0}}{u_{z,0}} - \omega_{\varphi,0} \right)$$
(4.20)



Abbildung 4.5: Veränderung der azimutalen Wirbelstärke bei Stromlinienaufweitung

einer isothermen Stromlinie vor der Aufweitung enthalten das Verhältnis  $\alpha_0/\beta_0$ . Fritz betrachtet die Ableitung<sup>20</sup> und den Vorzeichenwechsel von Gleichung 4.19. Die azimutale Wirbelstärke entlang einer Stromlinie fällt bei einer Aufweitung der Strömung umso schneller ab, je größer die Konstanten  $A_{1,u}$  und  $A_{2,u}$  sind:

$$\frac{\partial \omega_{\varphi}}{\partial (r_{s/D})} = -\left(\frac{A_{1,u}}{(r_{s/D})^2} + A_{2,u}\right) = -\left(A_{1,u}^* + A_{2,u}\right). \tag{4.21}$$

Dies entspricht dem in Abbildung 4.5 dargestellten Zusammenhang. Zudem ist für den Vorzeichenwechsel bzw. für das Auftreten negativer azimutaler Wirbelstärke bei kleinem Verhältnis von  $A_{1,u}^*$  zu  $A_{2,u}$  nur eine geringe Stromlinienaufweitung erforderlich [Fri03]. Die für die Konstanten  $A_{1,u}^*$  und  $A_{2,u}$  im Mischrohr gemessenen Werte sind in Abbildung 4.6 dargestellt. Die besonders stabile Brennerkonfiguration BK3 [Fri03] zeichnet sich durch entsprechend niedrige Werte von  $A_{1,u}^*$  bzw.  $A_{2,u}$  und durch ein großes Verhältnis von  $A_{1,u}^*$  zu  $A_{2,u}$  aus. Dabei sind vor allem die Werte auf niedrigen Radien von Bedeutung.

<sup>&</sup>lt;sup>20</sup> vgl. auch [BL90]



**Abbildung 4.6:** Kennzahlen  $A_{1,u}^*$  und  $A_{2,u}$  in Abhängigkeit des Radius als Maß für die Entwicklung der azimutalen Wirbelstärke bei Stromlinienaufweitung. Quelle: [Fri03]

Ein Staupunkt bildet sich, wenn die azimutale Wirbelstärke auf einer ausreichenden Anzahl von Stromlinien negative Werte annimmt. Fritz folgert, dass diese Konstanten die Neigung einer Strömung zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen wiedergeben.

Mit der von Brown und Lopez bzw. Fritz durchgeführten Analyse ist es möglich, den Einfluss der Stromlinienaufweitung auf das Strömungsfeld zu erklären. Die Konstanten geben an, wie stark ein Strömungsprofil auf eine Veränderung des Strömungsquerschnitts reagiert und beschreiben damit die Neigung einer Drallströmung zum Wirbelaufplatzen. Insofern erfüllen sie die Ansprüche, die traditionell an die Drallzahl gerichtet werden, die diese aber bei den hier betrachteten Strömungsvorgängen nicht erfüllen kann. Die auf  $\alpha_0$  und  $\beta_0$ bzw.  $A_{1,u}^*$  und  $A_{2,u}$  basierende Auswertung stellt aber momentan kein allgemein akzeptiertes und allgemein gültiges Kriterium für das Einsetzen des isothermen Wirbelaufplatzens dar. Zudem ist folgende Einschränkung zu beachten: Eine Strömung, die wie in Brennerkonfiguration BK3 aufgrund der Werte von  $A_{1,u}^*$  zu  $A_{2,u}$  besonders CIVB-resistent ist, wird auch in der Brennkammer nur schwach aufplatzen, da sie nur geringfügig auf die Stromlinienaufweitung beim Querschnittssprung reagiert (Gl. 4.21). Wenn man diese Idee weiterführt, dann zeichnet sich eine Strömung mit absoluter Rückschlagssicherheit dadurch aus, dass sie nicht mehr auf eine Aufweitung der Stromlinien reagiert. Damit bildet sich stromab des Querschnittssprungs keine Rückströmzone und die Flamme kann nicht mehr stabilisiert werden. Bei der Optimierung der Strömung führt die ausschließliche Bewertung und Modifikation der radialen Geschwindigkeitsverteilung deshalb nicht zu idealen Ergebnissen. Zudem eignen sich die Konstanten  $A_{1,u}$  und  $A_{2,u}$  aufgrund ihrer hohen Komplexität nicht für eine einfach anwendbare Auslegungsregel. Das primäre Interesse muss daher der axialen Entwicklung der Strömung gelten. Diese verdeutlicht der nun folgende Abschnitt.

#### 4.3.3 Einfluss des axialen Gradienten der azimutalen Wirbelstärke

Kurosaka et al. [KCS06] untersuchen die Vorgänge in einer zylindrischen Geometrie ohne divergierende Strömungsberandung mit Hilfe der Wirbeltransportgleichung. Während Brown und Lopez bzw. Darmofal sich darauf konzentrieren, dass die Strömung durch negative azimutale Wirbelstärke verzögert wird, folgert Kurosaka, dass das Wirbelaufplatzen schon durch die Abnahme positiver azimutaler Wirbelstärke ausgelöst werden kann. Die Arbeit widmet sich damit der Frage, wodurch das inertiale Divergieren der Stromlinien in zylindrischen Geometrien hervorgerufen wird. Dabei betont [KCS06], dass eine stationäre Untersuchung, bei der davon ausgegangen wird, dass stromab bereits divergierende Stromlinien vorhanden sind, nicht zur Klärung der radialen Expansion herangezogen werden kann. Die Kernaussage seiner Arbeit lautet: Ein negativer axialer Gradient der azimutalen Wirbelstärke löst die radiale Expansion aus. Zur Herleitung dieser Aussage wird Gleichung 2.3 nach z differenziert und mit der Kontinuitätsgleichung für axialsymmetrische Strömungen<sup>21</sup>

$$\frac{1}{r}\frac{\partial(r u_r)}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0$$
(4.22)

zu

$$\frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{u_r}{r^2} + \frac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} = \frac{\partial \omega_{\varphi}}{\partial z}$$
(4.23)

umgeformt. Darin stellt  $\partial \omega_{\varphi}/\partial z$  einen Quellterm in einer inhomogenen Differentialgleichung dar. Mit der analytischen Lösung von Gleichung 4.23 zeigt

<sup>&</sup>lt;sup>21</sup> vgl. Abschnitt 9.1.3



**Abbildung 4.7:** Gradient der azimutalen Wirbelstärke mit  $\omega_{\varphi} > 0$ (a) Abnahme der azimutalen Wirbelstärke führt zu  $u_r > 0$ (b) Zunahme der azimutalen Wirbelstärke führt zu  $u_r < 0$ 

[KCS06], dass ein Absinken der azimutalen Wirbelstärke immer zu einer radial nach außen gerichteten Geschwindigkeit führt. Anschaulich ist dieser Zusammenhang in Abbildung 4.7 dargestellt: Drei in Umfangsrichtung orientierte Ringwirbel unterscheiden sich in ihrer Stärke<sup>22</sup>. Die Überlagerung der unterschiedlichen, aus der Drehbewegung resultierenden Radialgeschwindigkeiten führt dazu, dass die Fluidpartikel ihren Achsabstand verändern.

In der numerischen Simulation [KCS06] wird der lokale Gradient von  $\omega_{\varphi}$  durch eine zeitlich veränderte Randbedingung erzeugt. Die Zirkulation am Einlass ist zuerst sehr niedrig, steigt dann linear an und bleibt schließlich konstant. Dies erzeugt eine örtliche Variation der Umfangsgeschwindigkeit, die über den Umorientierungs- und Streckterm zu einem Gradienten der azimutalen Wirbelstärke führt. Diese abstrakte Vorgehensweise hat durchaus Bezug zu Strömungsvorgängen in Drallbrennern: Dort kann eine lokale Änderung der Umfangsgeschwindigkeit durch die Strömungsführung bzw. Strömungsberandung hervorgerufen werden. Kurosaka leitet einen Bezug zwischen der Änderung der azimutalen Wirbelstärke entlang einer Stromlinie  $\partial \omega_{\varphi}/\partial s$  und deren Krümmungsradius  $r_k$  her:

$$\frac{\partial \omega_{\varphi}}{\partial s} \approx \frac{1}{r_k^2} \frac{\partial r_k}{\partial t}.$$
(4.24)

<sup>&</sup>lt;sup>22</sup> Die Wirbel mit unterschiedlicher Stärke sind als Kreise mit unterschiedlichen Durchmessern dargestellt.

Ein Absinken von  $\omega_{\varphi}$  ist immer mit einer zunehmenden Krümmung der Stromlinie verbunden. In umgekehrter Weise führt ein Ansteigen der azimutalen Wirbelstärke dazu, dass die Stromlinien abflachen und gleichgerichtet werden. Damit gilt der Gradient der azimutalen Wirbelstärke als Auslöser für die primäre radiale Expansion. Er ist zudem entscheidend am danach einsetzenden Rückkopplungsmechanismus beteiligt. Abbildung 4.7 zeigt, dass die relative, lokale Änderung der Wirbelstärke einen größeren Einfluss hat als deren Absolutwert  $\omega_{\varphi}$ . Dies ist auch anschaulich zu begründen: Die Strömung setzt sich aus der drehungsfreien Potentialströmung und dem drehungsbehafteten Anteil zusammen. Idealisiert betrachtet, ist die Potentialströmung in einer zylindrischen Geometrie konstant. Vorhandene positive azimutale Wirbelstärke "induziert" in Achsnähe eine zusätzliche Axialgeschwindigkeit. Die Abnahme der azimutalen Wirbelstärke verringert diese "Induktionswirkung" und führt dazu, dass die Axialgeschwindigkeit absinkt. Die Stromlinien divergieren, der Rückkopplungsmechanismus tritt in Aktion.

## 5 Optimierung des Strömungsfeldes

Dieses Kapitel ist so aufgebaut, dass es auch isoliert betrachtet werden kann. Im Sinne einer ausführlichen und leicht anwendbaren Darstellung wiederholen sich daher gewisse Aspekte des vorhergehenden Kapitels. Der Bezug zu den theoretischen Zusammenhängen dient ausschließlich dem besseren Verständnis der Auslegungs- und Optimierungsregeln. Die hier vorgeschlagenen Maßnahmen betreffen primär das isotherme Strömungsfeld. Bezüglich der Interaktion von Flamme und Rückströmblase sind im Rahmen des Paketforschungsantrages "Flammenbeschleunigung in Wirbelröhren durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen" neue Forschungsergebnisse zu erwarten. Gegebenenfalls können diese Erkenntnisse zur weiteren Stabilisierung der Drallströmung genutzt werden. Momentan bietet das isotherme Strömungsfeld eine ausreichende Zahl von Ansatz- und Optimierungspunkten, deren Auswirkungen durch die zahlreichen bekannten Arbeiten auf diesem Gebiet zuverlässig beschrieben werden können.

Zur Gestaltung eines stabileren Strömungsfeldes wird die Geschwindigkeitsverteilung stromauf der Rückströmzone betrachtet. Änderungen der Brennergeometrie wirken primär auf das Geschwindigkeitsfeld. Die Analyse der Wirbeldynamik erklärt die Auswirkungen auf die Stabilität der Strömung. Von besonderer Bedeutung ist dabei der achsnahe Bereich. Das Gesetz von Biot-Savart gibt an, dass der Einfluss der azimutalen Wirbelstärke mit <sup>1</sup>/<sub>r</sub> zunimmt.

Sekundäre Größen wie die Totaldruckverteilung oder die Konstanten  $A_{1,u}^*$  und  $A_{2,u}$  resultieren letztendlich aus der Geschwindigkeitsverteilung und können durch Änderungen der Geometrie nur indirekt beeinflusst werden. Auch die Betrachtung der einzelnen Terme der Wirbeltransportgleichung ist nur dann hilfreich, wenn es gelingt, diese gezielt zu beeinflussen.

Die Auswirkung der Flamme auf das Strömungsfeld wird nachfolgend in qualitativer Form behandelt: Sie ist von der Reaktionskinetik abhängig und löst in axialer Richtung ein Absinken der azimutalen Wirbelstärke aus. Ein stabiles Strömungsfeld zeichnet sich dadurch aus, dass es diesen zusätzlichen negativen Effekten präventiv entgegenwirkt. Der Einfluss der Reaktion lässt sich am besten bei der Betrachtung der radialen Strömungsprofile beschreiben<sup>1</sup>. Die Optimierung des Strömungsfeldes basiert auf den in den Abschnitten 4.2 und 4.3 dargestellten Grundlagen. Von der Potentialströmung abgesehen, ist ein direkter Eingriff in die Axialgeschwindigkeitsverteilung nicht möglich, da diese von der Verteilung der azimutalen Wirbelstärke bestimmt wird. Die axiale Wirbelstärke, d.h. die Rotationsbewegung, die im Drallregister erzeugt wurde, wird über einen Gradienten der Umfangsgeschwindigkeit in azimutale Wirbelstärke überführt. Gleichung 4.8 und die darauffolgende Argumentation zeigen, dass eine Abnahme (Zunahme) der Umfangsgeschwindigkeit immer mit einer Abnahme (Zunahme) der azimutalen Wirbelstärke, also der Axialgeschwindigkeit einhergeht. Neben der axialen Entwicklung der Umfangsgeschwindigkeit und dem Vorzeichen der azimutalen Wirbelstärke ist der Gradient von  $\omega_{\alpha}$  das zweite wichtige Kriterium. Gleichung 4.23 begründet, dass ein Absinken der azimutalen Wirbelstärke die radiale Expansion bzw. das Wirbelaufplatzen auslösen kann.

Im Anschluss an die theoretische Betrachtung folgt die Darstellung der experimentell untersuchten Geometrie in Kapitel 6. Dieses beinhaltet numerisch berechnete Geschwindigkeits- bzw. Wirbelstärkenverteilungen, an denen die im Folgenden beschriebenen Zusammenhänge nachvollzogen werden können<sup>2</sup>.

## 5.1 Axiale Strömungsführung

Wenn eine Drallströmung, bei der die Axialgeschwindigkeit zur Achse hin zunimmt, in einer zylindrischen Geometrie in Richtung Brennkammer propagiert, ohne dass sich das Strömungsprofil in axialer Richtung stark verändert,

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> vgl. Abschnitt 5.2

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> vgl. Abschnitt 6.4.3

dann wird das Strömungsfeld von positiver azimutaler Wirbelstärke dominiert. Es gilt:

$$\omega_{\varphi} = \frac{\partial u_r}{\partial z} - \frac{\partial u_z}{\partial r} > 0 \quad \text{mit} \quad \frac{\partial u_z}{\partial r} < 0 \quad \text{und} \quad \frac{\partial u_r}{\partial z} < \frac{\partial u_z}{\partial r}.$$
(5.1)

Idealisiert betrachtet, könnte das Wirbelaufplatzen dann nur auf Höhe des Querschnittssprungs und nicht innerhalb der zylindrischen Geometrie eingeleitet werden. Aber das Strömungsfeld entwickelt sich in axialer Richtung und so besteht bei vielen Drallerzeugerbauformen die Herausforderung schon darin, das isotherme Wirbelaufplatzen mit einer Rückströmzone im Drallerzeuger zu unterbinden [LG04] [FCJH05] [JSKB05].

#### 5.1.1 Radiale Diffusion axialer Wirbelstärke

In laminaren Strömungen bewirkt die kinematische Viskosität einen radialen Impulstransport, während bei den in Gasturbinenbrennern üblichen hohen Reynoldszahlen die turbulente Diffusion dominiert<sup>3</sup>. Beide Mechanismen führen dazu, dass sich der Wirbelkernradius einer Drallströmung mit zunehmender axialer Lauflänge aufweitet. Dadurch sinkt vor allem in der Nähe der Rotationsachse die Umfangsgeschwindigkeit in axialer Richtung. Dieses Verhalten wurde unter anderem in den experimentellen Untersuchungen von [FT89] und [Fri03] beobachtet<sup>4</sup>. Die Begründung dafür liefert die radiale Diffusion axialer Wirbelstärke. Die Analysen von [BL90] und [RTRC00] und die numerische Untersuchung von [GB76] bestätigen, dass die Diffusion dazu führen kann, dass Stromlinien divergieren und die Gefahr besteht, dass der Rückkopplungsmechanismus das vorzeitige Wirbelaufplatzen auslöst<sup>5</sup>. Die Änderung, die die azimutale Wirbelstärke dann durch Strecken und Umorientieren (Gleichungen 4.5 und 4.8) erfährt, ist proportional zu 1/r. Zudem geht die Änderung der Umfangsgeschwindigkeit quadratisch in Gleichung 4.8 ein. Insofern ist die Entwicklung der Strömung auf achsnahen Radien von besonderer Bedeutung und entscheidend für die Stabilität der Drallströmung.

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> vgl. Abschnitt 2.3.5

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> vgl. Abb. 5.1a

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup> Nach [GB76] trägt auch der nach außen gerichtete konvektive Transport von Wirbelstärke zur Abnahme der Umfangsgeschwindigkeit bei.

Im Bereich der Rotationsachse kann die radiale Diffusion nach außen durch folgenden Ansatz unterbunden werden: Der physikalische Mechanismus, der der Diffusion zugrunde liegt, lässt sich umdrehen und gezielt zur Stabilisierung der Drallströmung nutzen. Dazu wird eine verdrallte Strömung auf höheren Radien mit einer unverdrallten Strömung im Bereich der Achse kombiniert. Der Drehimpuls propagiert dann zu niedrigeren Radien und die drallfreie Strömung wird mit zunehmender axialer Lauflänge in eine Drehbewegung versetzt. Dies führt dazu, dass die Umfangsgeschwindigkeit im achsnahen Bereich stetig zunimmt. Nach Gleichung 4.8 bedingt dies einen positiven Gradienten der azimutalen Wirbelstärke. Abbildung 4.3 zeigt, dass so der gegenläufige Rückkopplungsmechanismus ausgelöst wird, der die Strömung im Bereich der Achse beschleunigt. Dies entspricht einer Stabilisierung der Strömung.

Dieser stabilisierende Effekt ist in seiner Reichweite begrenzt. Stromab gibt es einen Punkt, an dem die Umfangsgeschwindigkeit im achsnahen Bereich ihr Maximum erreicht. Von dort an wirken wiederum die bereits beschriebenen destabilisierenden Effekte. Zudem reduziert sich durch die Umverteilung die Umfangsgeschwindigkeit auf mittleren und hohen Radien. Mit der <sup>1</sup>/r-Abhängigkeit des Streck- und Umorientierungsterms, und der <sup>1</sup>/r-Abhängigkeit des Gesetzes von Biot-Savart ist dies von untergeordneter Bedeutung und kann auch durch eine geeignete Strömungsführung kompensiert werden.

Eine Anordnung mit einer unverdrallten Strömung im Kernbereich des Drallerzeugers hat zudem folgenden Vorteil: Aus der Position einer Flamme, die sich durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen stromauf bewegt, nimmt die Umfangsgeschwindigkeit im achsnahen Bereich kontinuierlich ab. Die Flamme bzw. die Rückströmzone trifft also auf einen Bereich, in dem sich die axiale Wirbelstärke stets verringert. Gleichung 4.6 zeigt, dass die Änderung, die die azimutale Wirbelstärke durch Umorientieren erfährt, proportional zur axialen Wirbelstärke ist. Folglich reduziert sich in dieser idealisierten Betrachtung im Laufe des Stromaufwanderns der Einfluss des Umorientierungsterms. Dies bietet die Option, dass ein einmal eingeleitetes verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen unterbunden wird, bzw. dass die Flamme wieder ausgespült wird. Ein derart gestaltetes Strömungsfeld, bei dem die axiale Wirbelstärke mit zunehmender Lauflänge ansteigt, kann der Rückströmblase die Triebkraft für das Stromaufwandern entziehen. Umgekehrt verstärkt eine Strömung mit einer Abnahme der axialen Wirbelstärke in axialer Richtung den Einfluss des Umorientierungsterms beim Stromaufwandern.

Theoretisch lässt sich mit der öfter realisierten Gegendrallanordnung ein ähnlicher Effekt wie mit einer unverdrallten Strömung im Kernbereich erreichen: Wenn die äußere Drallströmung deutlich stärker ist, prägt sie mit zunehmender Lauflänge der inneren Drallströmung ihre Rotationsrichtung auf. Auf niedrigen Radien fällt der Betrag der Umfangsgeschwindigkeit zunächst ab, um dann wieder in gewünschter Weise zuzunehmen. Im Unterschied zur unverdrallten Strömung im Kernbereich würde die stabilisierende Wirkung weiter stromab eintreten. Zudem würde eine höhere Turbulenzintensität die Vermischung des Brennstoffs verbessern. Beides wäre in technischen Anwendungen erwünscht. Umgekehrt stellt eine Anordnung, die eine hohe Drallintensität im Innenbereich der Strömung mit einer schwachen und entgegengerichteten Verdrallung im Randbereich kombiniert, ein eher instabiles Strömungsfeld dar.

## 5.1.2 Positiver axialer Gradient der azimutalen Wirbelstärke

Während oben beschriebene Maßnahmen im Kernbereich der Strömung wirken, widmet sich dieser Abschnitt den Vorgängen auf mittleren und hohen Radien.

Die Wandreibung führt dazu, dass die Umfangsgeschwindigkeit stromab des Drallerzeugers abnimmt. Dieser Effekt betrifft primär den Wandbereich, hat aber auch Auswirkungen auf das restliche Strömungsfeld. Mit zunehmender axialer Lauflänge sinkt dadurch die gesamte Drallintensität. Zum selben Resultat führt eine divergierende Strömungsberandung. Durch die Drehimpulserhaltung sinkt die Umfangsgeschwindigkeit entlang einer Stromlinie in axialer Richtung. Nach Gleichung 4.8 bewirkt die Abnahme der Umfangsgeschwindigkeit immer ein Absinken der azimutalen Wirbelstärke und destabi-
lisiert damit die Strömung. Umgekehrt führt eine Verringerung des effektiven Strömungsquerschnitts zum Ansteigen der Umfangsgeschwindigkeit und stabilisiert die Strömung. Die azimutale Wirbelstärke der einzelnen Fluidpartikel steigt<sup>6</sup>. Dies kann den Verlust, den die Strömung durch die Umverteilung von axialer Wirbelstärke zu niedrigen Radien bzw. durch die Wandreibung erfahren hat, ausgleichen. Die Verringerung des effektiven Strömungsquerschnitts muss dabei nicht ausschließlich durch die Geometrie hervorgerufen werden. Die stabilisierende Wirkung kann z.B. durch das radiale Einblasen von Luft im Wandbereich erreicht werden. Gleichzeitig sinkt dadurch die Luftzahl in Wandnähe und somit die Gefahr eines Flammenrückschlags in der Grenzschicht.

Wie die Maßnahmen im Kernbereich der Strömung, hat die stabilisierende Wirkung, die durch die Einschnürung der Strömung erreicht wird, nur eine endliche axiale Wirkreichweite. Beide Maßnahmen können nur in begrenztem Umfang bzw. mit begrenzter Intensität eingesetzt werden. Zudem gibt das Gesetz von Biot-Savart an, dass der Einfluss der azimutalen Wirbelstärke mit der dritten Potenz der axialen Entfernung abfällt.

Eine stabiles Strömungsfeld stromauf der Brennkammer zeichnet sich durch positive Werte von  $\omega_{\varphi}$  und einen positiven Gradienten  $\partial \omega_{\varphi}/\partial z$  aus<sup>7</sup>. Dies gilt besonders für den Bereich am Übergang zur Brennkammer. Hier führt der Einfluss der Flamme zu einem abrupten Absinken der azimutalen Wirbelstärke. Sollte die Flamme den stabilen Bereich stromauf erreichen, so wirkt der aus der Strömungsführung entstandene positive Gradient der azimutalen Wirbelstärke dem durch die Flamme hervorgerufenem negativen Gradienten entgegen. Dies verhindert, dass sich die Flamme entgegen der Hauptströmung fortpflanzt. Im Prinzip ist es zwar ausreichend, wenn ein relativ kleiner Bereich stromauf des Querschnittssprungs zur Brennkammer stabilisiert wird. Jedoch können Strömungsinstabilitäten<sup>8</sup> dazu führen, dass dieser Bereich überwunden wird. Ziel der aerodynamischen Auslegung sollte es daher sein, möglichst weite Bereiche zu optimieren.

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup> vgl. Gleichung 4.8

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup> vgl. Abschnitt 4.3.3

<sup>&</sup>lt;sup>8</sup> Strömungsinstabilitäten entstehen z.B. durch Geschwindigkeitsfluktuation bei Verdichterinstabilitäten oder bei akustischen Instabilitäten.

Normalerweise wird eine Drallströmung, bei der die Axialgeschwindigkeit in Richtung des Drallerzeugers zunimmt, als besonders stabil angesehen. Man nimmt an, dass die stromauf wandernde Flamme sich in Bereichen mit deutlich höherer Strömungsgeschwindigkeit nicht stabilisieren kann und wieder ausgespült wird. Aus Sicht der Wirbeldynamik verhält sich dieser Zusammenhang genau entgegengesetzt: Das betrachtete Strömungsfeld zeichnet sich durch eine Abnahme der Axialgeschwindigkeit in Richtung der Brennkammer aus. In einer zylindrischen Geometrie geht diese Abnahme mit einem Absinken der azimutalen Wirbelstärke bzw. einem Aufweiten der Stromlinien einher. Dadurch wird der Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen begünstigt. Die Flamme kann in diesem Strömungsfeld bis zum Drallerzeuger propagieren. Eine stabile Geschwindigkeitsverteilung zeichnet sich stattdessen durch eine Zunahme der Axialgeschwindigkeit in Richtung Brennkammer aus. Aus wirbeldynamischer Sicht wird so der Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen verhindert.

### 5.2 Radiales Strömungsprofil

#### 5.2.1 Baroklines Drehmoment

Neben der Optimierung des Strömungsverlaufes bietet die Betrachtung des baroklinen Drehmoments einen zusätzlichen Ansatzpunkt für die Stabilisierung der Strömung. Es gilt:

$$\left. \frac{\partial \omega_{\varphi}}{\partial t} \right|_{baroklin} = \frac{1}{\rho^2} \left( \frac{\partial \rho}{\partial z} \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{\partial \rho}{\partial r} \frac{\partial p}{\partial z} \right).$$
(5.2)

Unter der Annahme, dass der radiale Druckgradient in der Flammenzone deutlich größer ist als der axiale, kann der zweite Term in der Klammer von Gleichung 5.2 vernachlässigt werden. Streng genommen gilt die Querdruckgleichung aber nur in einer quasi-zylindrischen Strömung [Kie05]. Ferner wird vereinfachend angenommen, dass der radiale Druckgradient  $\partial p/\partial r$  nur von der Umfangsgeschwindigkeitsverteilung abhängt, nicht aber von der Reaktionszone beeinflusst wird. Die Höhe des baroklinen Drehmoments wird dann bei gegebenen Gradienten nur durch die Anordnung von Dichte- und Druckgradient bestimmt. Diese ergibt sich aus der Interaktion von Flamme und Rückströmzone, und kann aus der hier betrachteten Perspektive nicht direkt beeinflusst werden. Der axiale Dichtegradient  $\partial \rho / \partial z$  wird von der Dicke der Flammenzone bestimmt. Hier zeigt sich einerseits die Wirkung der Reaktionskinetik, also die Dicke der Reaktionszone. Andererseits wird der Gradient  $\partial \rho / \partial z$  durch die Interaktion von Turbulenz und chemischer Reaktion beeinflusst, d.h. von der Einordnung der Flamme im Borghi-Diagramm<sup>9</sup>. Der ungünstigste Fall einer laminaren Flammenfront mit großem Dichtegradienten ist bei den hohen turbulenten Reynoldszahlen in Gasturbinenbrennern ohne Relevanz. Hier treten vor allem gefaltete bzw. turbulent verdickte Flammen auf.

Der hier präsentierte Ansatz basiert auf der Annahme, dass der axiale Dichtegradient bei gegebenem Brennstoff und gegebener Luftzahl aus der Interaktion von Flamme und Rückströmzone resultiert. Es wird davon ausgegangen, dass es mit dem momentanen Kenntnisstand nicht möglich ist, das Strömungsfeld so zu beeinflussen, dass Flamme und Rückströmblase eine hinsichtlich CIVB besonders stabile Relativlage einnehmen. Daher bietet die Wahl des radialen Druckgradienten den geeigneten Ansatzpunkt für die Optimierung.

# 5.2.2 Radiale Verteilung der Umfangsgeschwindigkeit

Die Querdruckgleichung gibt an, dass der radiale Druckgradient  $\partial p/\partial r$  von der Umfangsgeschwindigkeitsverteilung abhängig ist. Er ist umso größer, je höher die Umfangsgeschwindigkeit ist und umso mehr sich diese in Achsnähe konzentriert. Beide Aspekte interagieren zudem über die Drehimpulserhaltung. Für ein stabiles Strömungsfeld, bei dem die Flamme einen möglichst geringen Einfluss entwickelt, ist ein kleiner radialer Druckgradient im achsnahen Bereich wünschenswert. Der Wirbelkernradius wird über die Art der Drallerzeugung beeinflusst. Optimal wäre ein Festkörperwirbel oder ein Wirbel mit großem Wirbelkernradius. Zusätzlich sollte die Drallintensität bzw. die Um-

<sup>&</sup>lt;sup>9</sup> vgl. [Wäs07]

fangsgeschwindigkeit so gering wie nötig sein, d.h. für eine stabile Rückströmzone gerade ausreichen. Die Flamme übt dann einen geringeren Einfluss auf das Strömungsfeld aus und die aerodynamische Stabilität wird weniger von der Reaktionskinetik dominiert.

Eine relativ geringe Umfangsgeschwindigkeit in Achsnähe und ein möglichst großer Wirbelkernradius haben auch positive Auswirkungen auf die aerodynamische Stabilität der Strömung. Im instationären Strömungsfeld kann das lokale und temporäre Auftreten positiver Radialgeschwindigkeiten nicht ausgeschlossen werden. Der destabilisierende Einfluss, den eine potentielle Stromlinienaufweitung stromauf der Brennkammer hat, verringert sich bei dieser Art der Umfangsgeschwindigkeitsverteilung<sup>10</sup>. Auch die Gleichungen 4.5 und 4.8 zeigen, dass die azimutale Wirbelstärke bei einer positiven Radialgeschwindigkeit unter diesen Umständen weniger stark absinkt. Der Einfluss ist jeweils proportional zu 1/r und linear bzw. quadratisch von der Umfangs-

Eine geringere Umfangsgeschwindigkeit in Achsnähe und ein großer Wirbelkernradius sind nur in eingeschränkter Weise mit der in Abschnitt 5.1.2 aufgestellten Forderung nach einem Ansteigen der Umfangsgeschwindigkeit in axialer Richtung kombinierbar. Diesbezüglich legen die Ergebnisse aus Abschnitt 6.4.3 nahe, dass bei einem positiven Gradienten  $\partial u_{\varphi}/\partial z$  auch ein relativ geringer Wirbelkernradius akzeptiert werden kann. Zudem handelt es sich bei den hier vorgeschlagenen Maßnahmen um die Betrachtung eines optimalen Strömungsfeldes. Die Forderungen relativieren sich, wenn man die von Fritz gemessenen Strömungsprofile betrachtet: Abbildung 5.1 zeigt die axiale Entwicklung der Umfangsgeschwindigkeit im zylindrischen Mischrohr eines konischen Drallerzeugers. Der Messbereich beginnt stromauf bei z/D = -2,55und endet stromab bei z/D = -0,67 vor dem Querschnittssprung zur Brennkammer (z/D = 0). Die Profile von Brennerkonfiguration BK3 zeichnen sich durch einen größeren Wirbelkernradius, eine geringere Umfangsgeschwindigkeit und eine deutlich geringere Abnahme der Umfangsgeschwindigkeit aus. Offensichtlich handelt es sich hierbei um die CIVB-resistente Konfiguration. Dagegen ist die Brennerkonfiguration BK1 mit dem ungünstigen Strö-

<sup>&</sup>lt;sup>10</sup> vgl. Gleichung 4.15



Abbildung 5.1: Entwickung der Umfangsgeschwindigkeit in axialer Richtung, Quelle: [Fri03]
 (a) CIVB-anfällige Brennerkonfiguration BK1
 (a) CIVB-resistente Brennerkonfiguration BK3

mungsfeld besonders anfällig für verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen. Diese Darstellung zeigt auch, dass mit einer numerischen Simulation bzw. der Untersuchung im Wasserkanal schon im frühen Entwicklungsstadium eines Drallbrenners zuverlässige qualitative Aussagen über die CIVB-Anfälligkeit eines Strömungsfeldes möglich sind. Die axiale Entwicklung der Strömung ist dafür letztendlich aussagekräftiger als die radiale Betrachtung mit den Konstanten  $A_{1,u}^*$  und  $A_{2,u}^{11}$ .

#### 5.2.3 Alternative Optionen zur Stabilisierung der Strömung

Zusätzlich zur Optimierung der radialen Geschwindigkeitsverteilung gibt es weitere Ansatzpunkte, die die CIVB-Resistenz eines Strömungsfeldes erhöhen könnten. Diese Ansätze betreffen nicht ausschließlich die Aerodynamik des Drallbrenners und wurden daher im Rahmen dieser Arbeit nicht näher verfolgt.

• Erhöhte Luftzahl in Achsnähe: Der achsnahe Bereich trägt besonders zur Stabilisierung bzw. Destabilisierung eines Strömungsfeldes bei. Eine Abmagerung im achsnahen Be-

<sup>&</sup>lt;sup>11</sup> vgl. Abb. 4.6

reich reduziert den Einfluss der Flamme und die Auswirkungen des baroklinen Drehmoments. Ziel der experimentellen Untersuchung war aber die Stabilisierung einer perfekt vorgemischten Flamme.

 Gezielte Modifizierung der Turbulenzintensität: [Fri03] beschreibt, dass die Reaktion beim Stromaufwandern durch das Einmischen kalter Gase gequencht werden kann. Es bietet sich die Option, das stromaufseitige Strömungsfeld so zu verändern, dass das turbulente Einmischen intensiviert wird. [Kie05] zeigt, dass im Bereich der Rückströmzone durch die Veränderung des Turbulenzzeitmaßes die Relativlage zwischen Flamme und Rückströmzone beeinflusst werden kann. Dies verändert die Neigung zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen.

# 5.3 Einfluss der Totaldruckverteilung

In einer quasi-zylindrischen Strömung resultiert der radiale Verlauf des statischen Drucks aus der Querdruckgleichung. Die radiale Entwicklung des Totaldrucks  $p_t$  ergibt sich somit aus den Geschwindigkeitsprofilen. Im Strömungsfeld ist der Gradient der Totalenergie  $H = p_t/\rho$  durch

$$\nabla H = \vec{u} \times \vec{\omega} \tag{5.3}$$

gegeben [Dar93] [GTG04, S. 398]. Löst man die Radialkomponente dieser Gleichung nach  $\omega_{\varphi}$  auf und ersetzt  $\omega_z$  durch Gleichung 2.4, so erhält man:

$$\omega_{\varphi} = \frac{1}{2r} \frac{\partial \Gamma^2}{\partial \Psi} - r \frac{\partial H}{\partial \Psi}.$$
(5.4)

Darin ist  $\Psi$  eine axialsymmetrische Stromfunktion

$$u_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial z}$$
  $u_z = \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r}$  (5.5)

nach [Dar93]. Gleichung 5.4 zeigt, dass eine Verbindung zwischen der azimutalen Wirbelstärke und der Totaldruckverteilung besteht. In Drallströmungen ist die Zirkulation Γ üblicherweise so verteilt, dass sie nach außen hin zunimmt. Daher kann  $\omega_{\varphi}$  nur dann negative Werte annehmen, wenn ein positiver radialer Totaldruckgradient vorhanden ist (Gl. 5.4). Brown und Lopez [BL90] folgern aus der Analyse von Gleichung 5.4, dass die stromaufseitige Verteilung der Zirkulation und des Totaldrucks darüber entscheidet, wie schnell die azimutale Wirbelstärke bei divergierenden Stromlinien abnimmt. Auch die Ergebnisse von Darmofal bestätigen den Einfluss der Totaldruckverteilung: Damit eine positive Radialgeschwindigkeit zu einer Abnahme der azimutalen Wirbelstärke führt, muss der Totaldruck nach außen hin zunehmen<sup>12</sup>.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Einfluss des Totaldruckgradienten in einer numerischen Studie [BHS06a] mit theoretischen Geschwindigkeitsprofilen untersucht: In der Simulation stellt sich das isotherme Wirbelaufplatzen am Querschnittssprung nur dann ein, wenn ein radialer Totaldruckgradient vorhanden ist. Dafür wurden zwei Grenzfälle betrachtet: Eine Umfangsgeschwindigkeitsverteilung mit Festkörperwirbel und ein Profil mit achsnahem Wirbelkernradius. Die zweidimensionale rotationssymmetrische Berechnung mit dem Reynolds-Spannungs-Modell und einer Diskretisierung zweiter Ordnung zeigt, dass der Betrag des Gradienten selbst von untergeordneter Bedeutung ist. Das Ergebnis ist nicht davon abhängig, ob ein niedriger Gradient auf ganzem Radius aufgeprägt wird, oder ob ein entsprechend höherer Gradient nur auf niedrigen Radien wirkt [BHS06a]. Es ist vielmehr der absolute Betrag des Totaldruckdefizites auf der Achse, der darüber entscheidet, ob sich am Querschnittssprung eine Rückströmzone bildet. Die Simulation hat auch gezeigt, dass es für das Totaldruckdefizit auf der Achse eine untere Grenze gibt. Wenn das Totaldruckdefizit zu hoch ist, platzt die Strömung schon weit vor Erreichen des Querschnittssprungs auf. Bezüglich der Neigung eines Brenners zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen gilt daher die Empfehlung, den Totaldruck auf der Achse nur so niedrig wie nötig einzustellen.

Auch die numerische Betrachtung von Kiesewetter zeigt, dass der Totaldruckverlust auf der Achse bei reduziertem Ringspaltmassenstrom bei dem betrachtetem Drallerzeuger zunimmt. Eine höhere Verdrallung im achsnahen

<sup>&</sup>lt;sup>12</sup> vgl. Gleichung 4.12

Bereich führt ebenso dazu, dass der Absolutwert des Totaldrucks absinkt. Beides geht mit einer erhöhten Neigung zum Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen einher [Kie05]. Dies führt zu dem Schluss, dass das Totaldruckdefizit auf der Achse als Auslegungskriterium bei der Brennerentwicklung herangezogen werden kann. Dabei ist aber zu beachten, dass die Totaldruckverteilung lediglich den Informationsgehalt des Geschwindigkeitsfeldes wiedergibt. Insofern ist die Analyse der radialen Totaldruckverteilung zwar hilfreich, aber nicht geeignet, das Phänomen des Wirbelaufplatzens so umfassend und detailliert zu beschreiben, wie dies mit der Wirbelstärkenverteilung möglich ist.

# 5.4 Zusammenfassung der Qualitätskriterien

Abschließend werden die verfügbaren Qualitätskriterien zusammengefasst. Alle Aussagen beziehen sich auf eine optimale Strömungsführung. In der Realität kann eine Flamme bereits unter ungünstigeren Bedingungen stabilisiert werden. Die Strömung zwischen Drallerzeuger und Brennkammer soll **in axialer Richtung**, also in Strömungsrichtung folgende Eigenschaften aufweisen:

• Umfangsgeschwindigkeit:

Eine stetige Zuname der Umfangsgeschwindigkeit. Dies gilt besonders im achsnahen Bereich und vor dem Querschnittssprung zur Brennkammer.

• Wirbelkernradius:

Ein großer Wirbelkernradius, der in axialer Richtung zumindest konstant bleibt. Das Optimum ist erreicht, wenn der Wirbelkernradius in Strömungsrichtung abnimmt.

 Kernströmung, Strömungsführung: Der inhärenten Abnahme der Umfangsgeschwindigkeit wirkt eine unverdrallte Strömung im Kernbereich des Brenners entgegen. Gegebenenfalls kann dieser Effekt auch durch eine Gegendrallanordnung mit geringer Intensität in Achsnähe erreicht werden (vgl. S. 62). Unterstützt wird dies von einer konvergenten Strömungsberandung.

• Gradient der azimutalen Wirbelstärke: Der Gradient der azimutalen Wirbelstärke  $\partial \omega_{\varphi} / \partial z$  stellt ein wesentliches Kriterium dar. Ein positiver Gradient wirkt dem durch die Flamme hervorgerufenen negativen Gradienten  $\partial \omega_{\varphi} / \partial z$  präventiv entgegen. Ein stabiles Strömungsfeld stromauf der Brennkammer zeichnet sich ferner durch positive Werte von  $\omega_{\varphi}$  aus.

Alle vier oben vorgestellten Maßnahmen führen letztlich auf der Rotationsachse zur **Zunahme der Axialgeschwindigkeit**. Dies stellt ein einfach auswertbares Qualitätskriterium dar. Zudem gilt es, folgendes zu berücksichtigen:

• Gradient der axialen Wirbelstärke:

Eine Zunahme der Umfangsgeschwindigkeit geht mit einem positiven Gradienten  $\partial \omega_z / \partial z$  einher. Ein negativer Gradient ist ein Indikator für die unerwünschte Abnahme der Umfangsgeschwindigkeit.

• Angepasste Baulänge:

Da die stabilisierenden Maßnahmen eine endliche Reichweite haben, profitiert die Stabilität von einer entsprechend angepassten Baulänge und von geringen Umfangsgeschwindigkeitsverlusten durch Wandreibung. Die Wirkung der stabilisierenden Effekte muss bis zum Querschnittssprung reichen.

• Strömungsfluktuationen:

Periodische Schwankungsbewegungen wirken mit zunehmender Amplitude destabilisierend. Um einem Flammenrückschlag bei Strömungsfluktuationen entgegenzuwirken, muss ein möglichst großer Bereich stromauf des Querschnittssprungs den vorgestellten Qualitätskriterien genügen. In radialer Richtung soll die Strömung folgende Eigenschaften aufweisen:

• Drallerzeuger - radialer Druckgradient:

Der Drallerzeuger soll ein Umfangsgeschwindigkeitsprofil mit möglichst großem Wirbelkernradius generieren. Eine schwache Verdrallung mit geringer Umfangsgeschwindigkeit in Achsnähe führt zu einem reduzierten radialen Druckgradienten und begrenzt den Einfluss der Flamme auf das Strömungsfeld.

• Totaldruckdefizit:

Beim Wirbelaufplatzen besteht ein Totaldruckgradient zur Achse hin. Damit sich am Querschnittssprung zur Brennkammer eine Rückströmzone bildet, muss das Totaldruckdefizit auf der Rotationsachse einen bestimmten Wert erreichen. Eine massive Verringerung des Totaldrucks begünstigt dagegen das Wirbelaufplatzen stromauf des Querschnittssprungs und ist deshalb zu vermeiden.

# 6 Atmosphärische Untersuchung des Stabilitätsverhaltens

# 6.1 Geometrieentwurf für experimentelle Untersuchungen

Zur Überprüfung der Annahmen wurde ein Drallbrenner mit aerodynamischer Flammenstabilisierung entworfen. Zu dieser Zeit standen noch nicht alle Optimierungsparameter zur Verfügung, daher verwendet die Geometrie nur die wichtigsten Elemente:

- drallfreie Strömung im Kernbereich des Brenners
- konische Düse als konvergente Strömungsberandung
- variabler Aufbau zum Einstellen der Drallintensität und des Totaldruckdefizites auf der Achse

Die theoretischen Überlegungen zeigen, dass die Wahl der Drallquelle bzw. der Umfangsgeschwindigkeitsverteilung weniger kritisch ist als vielfach vermutet. Daher fiel die Wahl auf einen am Lehrstuhl bereits vorhanden Radialdrallerzeuger. In Kombination mit einer konischen Düse und einem zentralen Staukörper zur Flammenstabilisierung bildet dieser das Grundelement des TD1-Brenners [Wäs07]. Der TD1-Brenner dient als generischer Referenzbrenner des Lehrstuhls.

Für die rein aerodynamische Flammenstabilisierung wurden der Staukörper entfernt und die Geometrie nach obigen Vorgaben angepasst. Die erarbeitete Brennergeometrie ist in Abbildung 6.1a zu sehen. Der zugehörige Axialschnitt findet sich in Abbildung 6.2. Das Drallregister (A) besitzt acht tangential angeordnete Schlitze. Die Luft strömt über die Schlitze in den Brenner. Durch



Abbildung 6.1: (a) Brennerentwurf für aerodynamische Flammenstabilisierung (b) Schnitt durch das Drallregister senkrecht zur Rotationsachse

das Anbringen von Einsätzen (B) kann die Drallintensität modifiziert werden. Ohne Versperrung der Schlitze ist der Drall gering, da die Strömung überwiegend in axialer Richtung einströmt. Die Reduzierung der freien Schlitzlänge *s*<sub>*l*</sub> führt dazu, dass sich der Drehimpuls erhöht und die Drallzahl zunimmt. Bei den atmosphärischen Versuchen wird der Brenner vertikal montiert. Das Drallregister (A) wird mit der Düse (C) verschraubt. Gleichzeitig fixiert dies den Brenner in der horizontalen Abschlussplatte (F) des Plenums. Die Anordnung des Brenners und der für die Untersuchung verwendete Versuchsstand wird von Wäsle [Wäs07] ausführlich beschrieben. Das sukzessive Schließen der Schlitze erhöht die Drallzahl und es bildet sich eine Rückströmzone. Ohne den im TD1-Brenner verbauten Zentralkörper und ohne die hier realisierte drallfreie Strömung auf der Achse, propagiert die Rückströmblase bei der untersuchten Geometrie (D = 40mm) sofort in den Brenner. Die Flamme stabilisiert sich stromauf und pflanzt sich durch die Schlitze ins Plenum fort. Eine Modifikation der freien Schlitzlänge s<sub>1</sub> hat Auswirkungen auf die Intensität der Rückströmbewegung, verändert in diesem Fall aber nicht die ungewünschte Position der Rückströmblase.

Gemäß den Vorüberlegungen sollte eine unverdrallte Strömung im Kernbereich des Drallerzeugers das Wirbelaufplatzen in die Nähe des Querschnittssprungs verlagern. Die stabilisierende Wirkung beruht dabei primär auf der axialen Entwicklung der Umfangsgeschwindigkeitsverteilung. Der Theorie nach führt die Umverteilung des Drehimpulses zu niedrigeren Radien zum Ansteigen der azimutalen Wirbelstärke und beschleunigt die Strömung in Achsnähe. Es gibt mehrere Möglichkeiten, eine drallfreie Strömung in den Drallerzeuger einzubringen:

- ein Loch im Boden des Drallerzeugers
- ein Ringspalt bzw. eine Kaskade aus Ringspalten
- ein Lochblech bzw. eine Sintermetallplatte am Boden des Drallerzeugers

In Kombination mit einem präzedierenden Wirbelkern besteht bei einem kleinen Bohrloch die Gefahr, dass der unverdrallte Massenstrom nicht das Zentrum des Wirbels trifft und die stabilisierende Wirkung nicht oder nur eingeschränkt umgesetzt wird. Ein größerer Bohrungsdurchmesser führt zu einem erhöhten Massenstrom, welcher mit einer höheren Verdrallung kompensiert werden müsste. Da die Schlitze und der drallfreie Massenstrom mit dem gleichen Druckniveau gespeist werden, führt die Reduzierung der Schlitzlänge wiederum zu einem höheren Massenstrom im Kernbereich. Die Wahl fiel daher auf eine Kombination aus drei Lochblechen (D) und einer Drosselscheibe (E) mit variablem Bohrungsdruchmesser<sup>1</sup>. Ein kleiner Massenstrom soll mit geringer Geschwindigkeit über eine große Fläche im Boden des Drallerzeugers eintreten. Diese flexible Anordnung erlaubt es, den Massenstrom im Experiment fein zu dosieren. Die drallfreie Strömung wird durch die Lochbleche<sup>2</sup> gleichgerichtet und tritt - idealisiert betrachtet - mit einem blockförmigen Geschwindigkeitsprofil in den Drallerzeuger ein. Über den Druckverlust wird zudem das Totaldruckdefizit auf der Achse eingestellt. Ferner kann mit dieser Anordnung gezeigt werden, dass die stabilisierende Wirkung nicht primär auf der in Achsnähe eingebrachten Axialgeschwindigkeit beruht. Der Geometrieentwurf wurde in vorab durchgeführten zweidimensionalen, rotationssymmetrischen Berechnungen und dreidimensionalen Berechnungen

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> vgl. Abb. 6.2

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> Die Lochbleche haben eine Dicke von 1mm und einen Lochdurchmesser von 1.1mm. Die Löcher sind in Dreiecksform angeordnet und besitzen einen Achsabstand von 2mm.



Abbildung 6.2: Brennerentwurf für aerodynamische Flammenstabilisierung: Schnitt entlang der Rotationsachse

eines 90° Segments verifiziert. Im Anschluss wurde die Geometrie im Experiment optimiert. Durch den modularen Aufbau des Brenners führt dies bei der Feinabstimmung der Geometrie deutlich schneller zu Ergebnissen als die numerische Modellierung des isothermen Strömungsfeldes und die darauf basierende Verbesserung der Geometrie.

### 6.2 Aerodynamisch stabilisierte Flamme

Im Experiment wird der Brennstoff vor Erreichen des Plenums in einem statischen Mischer mit der kalten Luft gemischt<sup>3</sup>. Die Erdgasversorgung erfolgt aus dem Leitungsnetz der Stadtwerke mit einem gleichbleibenden Methananteil<sup>4</sup> von mindestens 97.5 vol%. Wasserstoff wird mit einer Reinheit von 99.9 vol%

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> Versuche mit erhöhter Gemischtemperatur wurden nur am Hochdruckversuchsstand durchgeführt und sind in Kapitel 7 dargestellt.

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> Quelle: Stadtwerke München - Monatsbericht zur Erdgasqualität im Verteilungsnetz des Großraumes München, Jan. 2004 bis Feb. 2005, Feb. 2006, Feb. 2007, Feb. 2008; Weitere Bestandteile: Ethan ≤ 1 vol%, Propan ≤ 0.3 vol%, Rest: Stickstoff und Kohlendioxid

in Flaschen bereitgestellt. Bei der experimentellen Feinabstimmung wurden die freie Schlitzlänge  $s_l$  und der Bohrungsdurchmesser d der Drosselscheibe so angepasst, dass in weiten Bereichen ein stabiler Betrieb möglich ist. Für die Optimierung der Geometrie waren folgende Kriterien ausschlaggebend:

- Flammenstabilisierung: Die Rückströmzone muss stark genug sein, um eine frei brennende Erdgasflamme zu stabilisieren.
- 2. Leistungsinvarianz:

Der Brenner sollte mit Erdgas in einem weiten Leistungsbereich ohne Flammenrückschlag bzw. Abblasen betrieben werden können.

3. Brennstoffflexibilität:

Der Brenner sollte ebenso mit Erdgas-Wasserstoffmischungen betrieben werden. Im Idealfall sollte auch eine stöchiometrische Wasserstoffflamme stabilisiert werden können.

Die Geometrie des Drallerzeugers selbst wurde bei der Optimierung ausgeklammert. Da es sich bei der vorgeschlagenen Geometrie um eine Machbarkeitsstudie und nicht um den Referenzentwurf für einen Industriebrenner handelt, wurde auch die Düsengeometrie nicht angepasst. Es sind also bei Optimierung weitere Verbesserungen im Bereich Drallerzeuger bzw. Düse möglich.

Abbildung 6.3 zeigt Bilder einer Erdgasflamme mit verschiedenen Luftzahlen. Alle Flammenbilder wurden mit der identischen Geometrieanordnung aufgenommen. Das Prinzip der rein aerodynamischen Flammenstabilisierung wurde erfolgreich angewendet. Unabhängig von der Leistung bzw. der Strömungsgeschwindigkeit in der Düse ist die Flamme immer stromab des Querschnittssprungs positioniert. Die Reaktionszone kann sich nicht innerhalb der Düse stabilisieren, da dort kein Transport entgegen der Strömungsrichtung erfolgt. Abbildung 6.3 steht exemplarisch für eine Geometriekonfiguration mit einem großen drallfreien Massenstrom im Kernbereich. Eine weitere Erhöhung des unverdrallten Massenstroms führt zum stärkeren Abheben der Flamme. Die Intensität der Rückströmbewegung wird schwächer und die



**Abbildung 6.3:** Flammenbilder mit Brennerkonfiguration gemäß Abbildung 6.2: freie Schlitzlänge  $s_l = 22$ mm, Düsenaustrittsdurchmesser D = 40mm, Innendurchmesser der Drosselscheibe d = 16mm (a)  $P_{th} = 15$ kW bei  $\lambda = 1.2$  (b)  $P_{th} = 30$ kW bei  $\lambda = 1.0$ (c)  $P_{th} = 60$ kW bei  $\lambda = 1.2$  (d)  $P_{th} = 95$ kW bei  $\lambda = 1.1$ 

Gefahr, dass die Flamme abgeblasen wird oder verlischt, nimmt zu. Bei Konfigurationen mit geringerem drallfreien Massenstrom sitzt die Flammenwurzel im Regelfall näher am Querschnittssprung. Bei einem Innendurchmesser der Drosselscheibe von weniger als 11mm besteht bei einer stöchiometrischen Erdgasflamme die Gefahr, dass es zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen kommt. Bei einem größeren Innendurchmesser kann CIVB nur durch die Zugabe von Wasserstoff ausgelöst werden. Der Betrieb mit Erdgas führt nicht zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen. Dabei stellt sich immer auch die Frage, wie bei der Versuchsdurchführung festgestellt werden kann, dass der beobachtete Flammenrückschlag durch CIVB ausgelöst wurde. Die Ansätze zur Detektion des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens sind in Abschnitt 9.3 zusammengefasst.

# 6.3 Optimierte Geometrie für maximale Brennstoffflexibilität

Das Ziel der weiteren Verbesserung der Geometrie bestand darin, die Brennstoffflexibilität zu maximieren. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.4 dargestellt: Mit der optimierten Geometrie kann in einer fixen Anordnung eine bemerkenswerte Brennstoffflexibilität erreicht werden.



79

Die Intensität der Rückströmbewegung ist zum einen ausreichend für die Stabilisierung einer Erdgasflamme (Bilder 6.4a bis 6.4g). Zum anderen tritt im identischen Strömungsfeld selbst bei einer stöchiometrischen Wasserstoffflamme kein verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen auf (Bilder 6.4h bis 6.4j). In den Versuchen wurde von einer Methanflamme ausgehend bei konstanter thermischer Leistung jeweils der Wasserstoffanteil erhöht. Dementsprechend ermöglicht diese Geometrie einen rückschlagssicheren Betrieb mit beliebigen Wasserstoffanteilen.

Im Rahmen der Optimierung musste die Drallintensität abgesenkt werden. Erst ab einer Schlitzlänge von  $s_l$  = 32mm war der brennstoffflexible Betrieb möglich. Außerdem ergaben sich weitere Einschränkungen: Wie Abschnitt 9.3 erörtert, ist für den Betrieb mit Wasserstoff grundsätzlich ein ausreichend hoher Durchsatz notwendig ( $P_{th} \ge 40$ kW), da nur so andere Auslöser für ein Stromaufwandern der Flamme unterbunden werden können. Im Gegensatz zu Abbildung 6.3, bei der die Flammenposition augenscheinlich durchsatzinvariant ist, existiert in Abbildung 6.4 eine klare Tendenz, die auf ein durchsatzabhängiges Strömungsfeld hindeutet: Bei Erhöhung des Durchsatzes bewegt sich die Erdgasflamme näher an den Drallerzeuger. Während die Flammenwurzel bei niedriger Leistung deutlich über der Düse positioniert ist, verschiebt sie sich bei hoher Leistung an eine Position stromauf des Querschnittssprungs. Für ein durchsatzabhängiges Verhalten spricht auch die Tatsache, dass für  $P_{th}$  = 70kW die Erhöhung des Wasserstoffanteils zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen führt<sup>5</sup>, während der Flammenrückschlag bei einer geringeren thermischen Leistung (z.B.  $P_{th} = 40$ kW) nicht auftritt. Die Durchsatzabhängigkeit wird im Folgenden näher erörtert.

Auch wenn die gezeigten Ergebnisse ermutigend sind, ist selbst das stabile Strömungsfeld grundsätzlich CIVB-gefährdet. Eine Temperaturerhöhung, eine Druckerhöhung oder das Absenken des Stickstoffpartialdrucks können wiederum zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen führen.

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup> Hier kann ein Flammenrückschlag in der Wandgrenzschicht ausgeschlossen werden. Durch den Staupunkt, der sich bei hoher Strömungsgeschwindigkeit in der Düse befindet, wird ein Teil des Strömungsquerschnitts versperrt. Damit steigt die Geschwindigkeit auf hohen Radien bzw. der Wandgeschwindigkeitsgradient überproportional an (vgl. auch Abschnitt 9.3).

#### Durchsatzabhängigkeit des isothermen Strömungsfeldes:

Der Parameter  $\kappa_{ax}$  definiert die für die Aerodynamik relevante Aufteilung der Volumenströme in den drallfreien Achsvolumenstrom und den drallbehafteten Schlitzvolumenstrom. Je höher  $\kappa_{ax}$ ,

$$\kappa_{ax} = \frac{\dot{v}_{Achse}}{\dot{v}_{Drallregister} + \dot{v}_{Achse}} = \frac{\dot{v}_{Achse}}{\dot{v}_{ges}},\tag{6.1}$$

umso größer ist der Anteil des Gesamtvolumenstroms  $\dot{v}_{ges}$ , der drallfrei auf der Achse in den Brenner eintritt. Bei idealisierter Betrachtung der Fluidmechanik ist das Strömungsfeld durchsatzinvariant. Alle Geschwindigkeitskomponenten skalieren mit der mittleren Geschwindigkeit und die prozentuale Aufteilung der Teilströme  $\kappa_{ax}$  bleibt bei konstanten Druckverlustbeiwerten erhalten. Diese durchsatzinvariante Grundtendenz wird von Effekten höherer Ordnung überlagert.

Die Aufteilung der Teilströme wird von den Druckverlustkoeffizienten der durchströmten Geometrie beeinflusst. Durch die Veränderungen der Strömungsgeschwindigkeit bzw. des Strömungsregimes in der Drosselscheibe oder den Lochblechen kann der Druckverlustkoeffizient der zentralen Einbauten variieren [Ide94]. In Abbildung 6.5 ist der Druckverlustkoeffizient



**Abbildung 6.5:** Druckverlustkoeffizient  $\zeta_{loch}$  einer scharfkantigen Lochscheibe mit d = 8mm Quelle: [Sch08]

einer Lochscheibe  $\zeta_{loch}$  in Abhängigkeit der Reynoldszahl dargestellt<sup>6</sup>. Der Druckverlustkoeffizient der Drosselscheibe variiert in dem zu erwartenden Geschwindigkeitsbereich um fast 10 Prozent. Ein durchsatzinvariantes Strömungsfeld ist nur dann gegeben, wenn das Drallregister eine identische Druckverlustcharakteristik aufweist. Zusätzlich müsste auch die Relativlage der Druckverlustkoeffizienten  $\zeta$  übereinstimmen, d.h. wenn sich an der Drosselscheibe ein minimales  $\zeta_{loch}$  einstellt, muss die Aufteilung der Teilströme gewährleisten, dass sich an diesem Punkt ebenso an den Schlitzen ein minimales  $\zeta$  einstellt. Es ist also anzunehmen, dass die Aufteilung der Teilströme in geringem Umfang durchsatzabhängig ist. Daher weicht auch das Strömungsfeld geringfügig von der durchsatzinvarianten Grundtendenz ab. In Verbindung mit dem nichtlinearen Rückkopplungsmechanismus, der das Wirbelaufplatzen einleitet, kann schon eine relativ kleine Änderung im Strömungsfeld eine deutliche Auswirkung auf die Position der Rückströmblase haben. Für eine belastbare Aussage zur Durchsatzabhängigkeit ist daher eine detaillierte numerische oder experimentelle Untersuchung notwendig.

Auch die Simulation von Kiesewetter zeigt, dass eine absolute Selbstähnlichkeit der Strömung nicht gegeben ist<sup>7</sup>. Dies deckt sich mit den entsprechenden experimentellen Beobachtungen [Krö03, S. 162].

Bei der Auswertung der Versuche in Kapitel 7 wird ersichtlich, dass eine Durchsatzänderung je nach Brennergeometrie auch leicht unterschiedliche Auswirkungen auf die CIVB-Grenzen haben kann.

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup> Der aufgetragene Reynoldszahlbereich umfasst in etwa die im Experiment zu erwartenden Reynoldszahlen:  $P_{th} = 10$ kW;  $\lambda = 1.0$ ;  $X_{CH_4} = 1$ ;  $\kappa_{ax} = 6.8\% \rightarrow \text{Re} \approx 0.22 \cdot 10^4$ 

 $P_{th} = 100$ kW;  $\lambda = 1.6$ ;  $X_{CH_4} = 1$ ;  $\kappa_{ax} = 6.8\% \rightarrow \text{Re} \approx 3.5 \cdot 10^4$ 

Für die Schlitze ergibt sich dementsprechend folgende Reynoldszahl:  $0.13 \cdot 10^4 < \text{Re} < 2.1 \cdot 10^4$ . Die Abschätzung von  $\kappa_{ax}$  erfolgt gemäß Abschnitt 6.4 bzw. Tabelle 9.1; hydraulischer Durchmesser nach [Ide94].

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup> vgl. [Kie05, S.93] Abbildung 56

# 6.4 Qualitative Betrachtung des Strömungsfeldes

Durch die im Laufe des Projekts verfügbare Rechenleistung konnte das dreidimensionale, isotherme Strömungsfeld mit Hilfe der Large-Eddy Simulation (LES) untersucht werden. Mit einem Verbrennungsmodell für die LES-Simulation [Dur07] wurde die reagierende Strömung in Testrechnung modelliert (vgl. [BHS06b]). Da die Verbrennungsmodellierung in mehreren Teilprojekten des Paketforschungsantrags "Flammenbeschleunigung in Wirbelröhren durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen" untersucht wird, wurde dieses Thema nicht weiter bearbeitet. Im Hinblick auf die aufgestellten Auslegungs- und Optimierungsregeln ist die Betrachtung des isothermen Strömungsfeldes ausreichend: Die Flamme beeinflusst zwar die Strömung im Nahbereich der Rückströmzone und destabilisiert diese. Ein stabiles Strömungsfeld wirkt aber den destabilisierenden Tendenzen entgegen und verhindert das Stromaufpropagieren der Flamme. Schon aus der isothermen Simulation können qualitative Aussagen zur Stabilität des Strömungsfeldes abgeleitet werden. In den Rechnungen wurden die thermische Leistung, der drallfreie Massenstrom und der Düsenaustrittsdurchmesser variiert<sup>8</sup>. Die umfangreichen Ergebnisse der isothermen numerischen Simulation wurden im Rahmen einer Diplomarbeit [Kep07] dokumentiert.

#### 6.4.1 Modellierung des Strömungsfeldes

Haag [Haa03] beschäftigt sich intensiv mit der Wahl des geeigneten Strömungslösers für die Simulation des turbulenten Strömungsfeldes in Gasturbinenbrennkammern. Er stellt fest, dass sich die Large-Eddy Simulation (LES) besonders gut für die Modellierung der großen turbulenten Wirbelstrukturen in Drallströmungen eignet. In Wandnähe liegen die Vorteile bei den RANS-Verfahren<sup>9</sup>. Auch [Gro07] kommt zu dem Schluss, dass die Large-Eddy Simulation bei hochverdrallten Strömungen den gängigen Modellierungsansätzen für das Reynolds-Spannungs-Modell überlegen ist. Zur Simulation des isothermen Strömungsfeldes wurde daher der kommerzielle Large-Eddy Löser

<sup>&</sup>lt;sup>8</sup> vgl. Tabelle 9.1 auf Seite 148

<sup>&</sup>lt;sup>9</sup> Reynolds Averaged Navier-Stokes

des Anbieters ANSYS Fluent verwendet. Das primäre Interesse gilt der Strömung in Achsnähe. Dieser Bereich ist entscheidend für die korrekte Modellierung des Wirbelaufplatzens. Im Sinne einer vertretbaren Rechenzeit wurde die Wandgrenzschicht nicht aufgelöst. In diesem Fall verwendet Fluent das logarithmische Wandgesetz zur Berechnung der Wandschubspannung. Das strukturierte Gitter umfasst das Plenum, das Drallregister, die Dralleinsätze, die Düse und eine Brennkammer<sup>10</sup>. Weiterführende Informationen zu den Solvereinstellungen, den Randbedingungen, dem Gitter, zur Untersuchung der Gitterabhängigkeit sowie zur Auswerteprozedur wurden von [Kep07] dokumentiert.

Ziel der numerischen Untersuchung ist eine Betrachtung der relativen Veränderung des Strömungsfeldes bei Vorgabe unterschiedlicher Randbedingungen. Zusätzlich zur Geschwindigkeits- und Wirbelstärkenverteilung in zylindrischen Koordinaten analysiert [Kep07] die einzelnen Komponenten der Wirbeltransportgleichung. Dabei hat sich herausgestellt, dass für eine anwendungsorientierte Vorgehensweise die detaillierte Analyse der einzelnen Terme nicht notwendig ist, da diese nicht einzeln beeinflusst werden können. Geometrie- oder Durchsatzänderung und die Auslegungs- und Optimierungsvorschläge (Abschnitt 5.4) wirken immer auf alle Komponenten der Wirbeltransportgleichung. Im Rahmen dieser Arbeit werden daher nur die Verteilung der Axial- und Azimutalgeschwindigkeit sowie die korrespondierende Verteilung der azimutalen und axialen Wirbelstärke betrachtet.

### 6.4.2 Wahl der Massenstromaufteilung

Die Verwendung der Drosselscheibe bzw. der Lochbleche erschwert die numerische Simulation. Bei der Modellierung der exakten Geometrie besteht in diesem Bereich die Notwendigkeit, die Geometrie mit besonders kleinen Gitterzellen aufzulösen. Zudem treten in diesem Bereich hohe Strömungsgeschwindigkeiten auf. Dadurch erhöht sich die Rechenzeit deutlich. Um dieser Problematik entgegenzuwirken, wird der drallfreie Massenstrom stromab des letzten Lochblechs als blockförmige Geschwindigkeitsrandbedingung model-

<sup>&</sup>lt;sup>10</sup> Abschnitt 6.5 zeigt, dass die Brennkammer einen vernachlässigbaren Einfluss auf CIVB hat.

liert. Für die experimentelle Bestimmung der Massenstromaufteilung müssen die Druckverlustkoeffizienten der jeweiligen Geometrie ermittelt werden. Eine Alternative dazu besteht darin, den drallfreien Massenstrom mit einem zusätzlichen Regelventil vorzugeben. Dieses regelt und misst den Massenstrom durch die Lochbleche mit hoher Genauigkeit<sup>11</sup>. Der Massenstrom kann während der Versuchsdurchführung auf den gewünschten Wert eingestellt werden.

Zu Beginn der experimentellen Arbeiten hat dieses Vorgehen entscheidend zum raschen Erkenntnisgewinn und zur Optimierung der Geometrie beigetragen. Der Nachteil der Massenstromregelung besteht darin, dass die drallfreie Strömung nur aus Luft besteht. Die eingestellte Luftzahl gilt dabei für die mittlere Gemischzusammensetzung am Düsenaustritt. Im Experiment wird typischerweise ein  $\kappa_{ax}$  von zwei bis maximal acht Prozent eingestellt. Dabei ist ein stabiler Betrieb mit einer am Düsenaustritt verankerten Flamme in der Regel innerhalb eines weiten Bereiches von  $\kappa_{ax}$  möglich<sup>12</sup>. Trotz der damit einhergehenden Erhöhung der Luftzahl in Achsnähe ist bei Betrachtung der Flamme augenscheinlich nicht erkennbar, ob eine Drosselscheibe oder ein Massenstromregler zur Dosierung der drallfreien Strömung verwendet wird. Sicherlich führt die Abmagerung in Achsnähe zur Verschiebung der CIVB-Grenzen, d.h. ein gegebenes Strömungsfeld ist so etwas stabiler, als es bei einer homogenen Mischung wäre. Andererseits werden diese Daten nur zur Generierung sinnvoller Geschwindigkeitsrandbedingungen für die isotherme Strömungssimulation verwendet. Die Parametervariation in der Numerik umfasst verschiedene Massenstromaufteilungen und die korrespondierenden Experimente dienen lediglich der Aussage, welches Strömungsfeld stabiler ist.

Aus den von [Kep07] durchgeführten Simulationen wurden exemplarisch zwei Konfigurationen mit unterschiedlicher Geometrie, aber identischem  $\kappa_{ax}$  ausgewählt. Unter der Annahme, dass der Mischungsvorgang in beiden Fällen ähnlich verläuft, können die Unterschiede bei den CIVB-Grenzen primär auf die Aerodynamik zurückgeführt werden. Bei beiden Konfigurationen beträgt

<sup>&</sup>lt;sup>11</sup> Massenstromregler: Bronckhorst F-203AC-RBB-44-V, Genauigkeit laut Hersteller: typisch 0.5% vom Messwert zzgl. 0.1% von Endwert = 8.62 g/s

 $<sup>^{12}</sup>$ Geometrie<br/>abhängig, z.B. 3% <  $\kappa_{ax}$  < 8%

die freie Schlitzlänge  $s_l$  = 22mm und es werden jeweils  $\kappa_{ax}$  = 6.8% des Volumenstroms auf der Achse zugegeben. Der Gesamtvolumenstrom entspricht dem einer stöchiometrischen Erdgasflamme mit einer thermischen Leistung von 60kW. Beide Anordnungen unterscheiden sich bei identischer Konizität der Düse<sup>13</sup> lediglich durch den Düsenaustrittsdurchmesser D. Konfiguration 1 besitzt einen Düsenaustrittsdurchmesser von 40mm, während dieser bei Konfiguration 2 nur 32mm beträgt.

- Konfiguration 1 steht dabei exemplarisch f
  ür ein relativ stabiles Strömungsfeld, dessen Aerodynamik unter den gegeben Umst
  änden den Betrieb mit Erdgas und Erdgas-Wasserstoffmischungen erlaubt. Bei einer st
  öchiometrischen Flamme kommt es im Experiment ab einem Wasserstoffanteil von ca. 80 vol% zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen.
- Bei Konfiguration 2 werden die Stromlinien vor dem Querschnittssprung zur Brennkammer stärker eingeschnürt. Die Strömung besitzt bei Erdgas-Wasserstoffmischungen einen großen Sicherheitsabstand zur Rückschlagsgrenze. Sogar der stöchiometrische Betrieb mit Wasserstoff ist problemlos möglich<sup>14</sup>. Unter diesen Bedingungen stellt sich das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen nur dann ein, wenn  $\kappa_{ges}$  auf ca. 4.5% reduziert wird.

Der Unterschied bei den CIVB-Grenzen von Konfiguration 1 und 2 spricht dafür, dass die Stabilität maßgeblich von der Aerodynamik beeinflusst wird und dafür, dass die erhöhte Luftzahl in Achsnähe beim Vergleich der CIVB-Grenzen eine untergeordnete Rolle spielt.

<sup>&</sup>lt;sup>13</sup> Durch einen Irrtum bei der Gittererstellung weicht der Öffnungswinkel der modellierten Düsengeometrie von der experimentell verwendeten Geometrie ab. Alle hier dargestellten Versuchsergebnisse basieren auf einem Öffnungswinkel von 19.9°, wohingegen die in [Kep07] enthaltenen Simulationsergebnisse einen Öffnungswinkel von 16.4° abbilden. In der Simulation erhöht sich dadurch die Länge der Düse. Um die Konsistenz zu [Kep07] zu bewahren, basieren auch die hier dargestellten Strömungsfelder auf einem Öffnungswinkel von 16.4°. Bei korrekter Modellierung der Steigung ändert sich die grundlegende Aussage der numerischen Simulation nicht. Die Interpretation der Ergebnisse basiert immer auf der Analyse der relativen Änderungen.

<sup>&</sup>lt;sup>14</sup> Die Position und Form der Wasserstoffflamme entspricht dann weitgehend der Darstellung in den Abbildungen 6.4h bis 6.4j.

Aus heutiger Sicht wäre ein Vergleich der Strömungsfelder aus den Abbildungen 6.3 und 6.4 zu bevorzugen. Als die Large-Eddy Simulation begonnen wurde, stand die optimierte Geometrie jedoch noch nicht zur Verfügung. Die einzige Möglichkeit, eine Wasserstoffflamme zu stabilisieren, bestand darin, die Geometrie in Kombination mit einem Massenstromregler für die drallfreie Strömung einzusetzen. Die Simulation verwendet die dafür eingestellten Randbedingungen. Die Fragestellung bei der numerischen Simulation besteht darin, welche Veränderung im Strömungsfeld trotz identischem  $\kappa_{ax}$  das unterschiedliche Stabilitätsverhalten bewirkt.

#### 6.4.3 Analyse des isothermen Strömungsfeldes

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der numerischen Simulation vorgestellt. Für eine aussagekräftige Differenzierung eignen sich nur die zeitgemittelten Geschwindigkeitsprofile [Kep07]. Bei vertretbaren Kosten für die Zeitmittelung bleiben leichte Unsymmetrien im Strömungsfeld erhalten. Im achsnahen Bereich resultieren diese aus der präzedierenden Bewegung des Wirbelkerns. Der Vergleich der Strömungsfelder erlaubt die Überprüfung der aufgestellten Qualitätskriterien.

Für Konfiguration 1 ist die Entwicklung der Axial- und Umfangsgeschwindigkeit im Brenner in Abbildung 6.6 dargestellt. Der Axialschnitt umfasst den Bereich stromab des letzten Lochblechs, d.h. die freie Schlitzlänge  $s_l$ , die konische Düse und einen Teil der Brennkammer. Abbildung 6.6 zeigt, dass die drallfreie Strömung, die mit einer Axialgeschwindigkeit von ca.  $1,5^{m/s}$  in den Drallerzeuger eintritt, auf eine hohe Umfangsgeschwindigkeit trifft. Entsprechend den theoretischen Überlegungen interagieren beide Teilströme miteinander und die drallfreie Strömung wird in Rotation versetzt. Nach Gleichung 4.8 führt eine Zunahme der Umfangsgeschwindigkeit in axialer Richtung zur Bildung positiver azimutaler Wirbelstärke. Dementsprechend konzentriert sich positive azimutale Wirbelstärke im Nahbereich des Einlasses der drallfreien Kernströmung (Abb. 6.7a). Dadurch erhöht sich die Axialgeschwindigkeit auf über  $25^{m/s}$ . An dieser axialen Position bedingt die positive azimutale Wirbelstärke eine negative Axialgeschwindigkeit mit der entsprechenden



**Abbildung 6.6:** Konfiguration 1 mit D = 40mm: Axialschnitt durch Drallerzeuger und Düse (a) Axialgeschwindigkeit  $u_z$ 

(b) Azimutalgeschwindigkeit  $u_{\varphi}$ 



**Abbildung 6.7:** Konfiguration 1 mit D = 40mm: Axialschnitt durch Drallerzeuger und Düse (a) azimutale Wirbelstärke  $\omega_{\varphi}$ 

(b) axiale Wirbelstärke  $\omega_z$ 

Rückströmbewegung auf höheren Radien (Abb. 6.6a). Wie bereits erörtert, hat die stabilisierende Wirkung der unverdrallten Strömung eine endliche Reichweite. In diesem Fall kommt es schon vor der konvergierenden Strömungsberandung wieder zu einer Abnahme der Umfangsgeschwindigkeit. Dies bedingt einen negativen Gradienten der azimutalen Wirbelstärke und eine daraus resultierende Verzögerung der Axialgeschwindigkeit. Eine Erhöhung von  $\kappa_{ax}$  führt dazu, dass dieser Effekt erst weiter stromab und nur in eingeschränkter Weise auftritt [Kep07].

Stromab dieser Verzögerung nimmt die Axialgeschwindigkeit auf der Rotationsachse bis zur Mitte der Düse leicht zu. Hier zeigt sich der stabilisierende Effekt der konvergenten Strömungsberandung, die ein Aufweiten des Wirbelkernradius unterbindet. Dadurch behält die Azimutalgeschwindigkeit  $u_{i\alpha}$  im achsnahen Bereich in weiten Teilen der Düse ein ähnliches Niveau (Abb. 6.6b und 6.10a). Dementsprechend nimmt die azimutale Wirbelstärke in diesem Bereich konstante positive Werte an. Ohne den Gradienten  $\partial \omega_{\varphi}/\partial z$  kommt es aus Sicht der Wirbeldynamik nicht zu einer Beschleunigung oder Verzögerung der Axialgeschwindigkeit. In der Düsenmitte beruht der Gradient  $\frac{\partial u_z}{\partial z}$ daher nicht auf der "induzierenden" Wirkung, sondern vielmehr auf der Verringerung des Strömungsquerschnitts (rotationsfreie Potentialströmung). Die Umfangsgeschwindigkeitsverteilung im Brenner zeigt dabei die Charakteristik eines Rankine-Wirbels. Die azimutale Geschwindigkeit nimmt in radialer Richtung bis zum Wirbelkernradius zu und geht im Außenbereich in einen potentialwirbelartigen Abfall über. Da ein Potentialwirbel per Definition rotationsfrei ist, konzentriert sich die axiale Wirbelstärke im Wirbelkern (Abb. 6.7b).

Im letzten Drittel der Düse, d.h. schon deutlich stromauf des Querschnittssprungs kommt es zur Verzögerung der Strömung (Abb. 6.6a). Diese resultiert aus der Abnahme der Umfangsgeschwindigkeit im achsnahen Bereich (Abb. 6.6b und 6.10a). Nach Gleichung 4.8 geht dieser negative Gradient der Umfangsgeschwindigkeit  $\partial u_{\varphi}/\partial z$  mit einer Abnahme der azimutalen Wirbelstärke einher. Dies entspricht einer Verringerung der Axialgeschwindigkeit. Damit setzt der selbstverstärkende Rückkopplungsmechanismus des Wirbelaufplatzens ein. Der Abbau der Axialgeschwindigkeit stellt sich unter diesen Bedingungen bereits stromauf des Querschnittssprungs<sup>15</sup> und deutlich vor der Rückströmblase ein. Bei idealisierter Betrachtung der Wirbeldynamik sollte die stabilisierende Wirkung der konvergierenden Strömungsberandung auch im letzten Drittel der Düse eine Abnahme der Umfangs- und Axialgeschwindigkeit verhindern. Das berechnete Strömungsfeld zeigt aber deutliche Ansätze einer für den zweidimensionalen Zwang charakteristischen axialen Kopplung. Am Düsenende ist die Drallzahl<sup>16</sup> mit S = 0.92 so hoch, dass ein schwach ausgeprägter zweidimensionaler Zwang dazu führen kann, dass die mit der Rückströmblase verbundene Divergenz der Stromlinien schon weiter stromauf eintritt. [Kep07] stellt fest, dass die Intensität der axialen Kopplung mit der Drallzahl korreliert.

Zum Vergleich zeigt Abbildung 6.8 die Axial- und Umfangsgeschwindigkeitsverteilung von Konfiguration 2, d.h. einer Düse mit D = 32mm Austrittsdurchmesser. Bei identischer Steigung ist diese entsprechend länger und besitzt zudem ein kurzes zylindrisches Teilstück stromauf des Querschnittssprungs zur Brennkammer. Die Drallzahl beträgt hier<sup>17</sup> nur S = 0.5. Konsequenterweise zeigt die Strömung keine axiale Kopplung. Die hohe Axialgeschwindigkeit auf der Rotationsachse bricht erst am Eintritt zur Brennkammer abrupt ein (Abb. 6.8a). Diese Konfiguration wurde ausgewählt, weil das dargestellte Ergebnis aus Sicht des Autors zahlreiche Charakteristika eines "idealen" Strömungsfeldes mit hoher CIVB-Resistenz aufweist. Die Experimente zeigen, dass die Neigung zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen bei dem hier gezeigten Strömungsfeld (Abb. 6.8) geringer ist. Diese positive Veränderung resultiert lediglich aus der unterschiedlichen Strömungsführung in der Düse.

Den entscheidenden Beitrag zur Stabilisierung leistet die axiale Entwicklung des Strömungsfeldes. Sie unterscheidet sich deutlich von Konfiguration 1. Durch die geringere Drallzahl führt die konvergente Strömungsberandung der Düse dazu, dass die Zunahme der Umfangsgeschwindigkeit bis zum zylindrischen Teilstück anhält. Dabei ist auch in unmittelbarer Nähe der Rotationsachse mindestens der Erhalt der Umfangsgeschwindigkeit sichergestellt (Abb. 6.8b und 6.10b). Der axiale Wirbel der Drallströmung wird in dieser Konfi-

 $<sup>^{15}</sup>$  Querschnittssprung: Position z/D = 0

 $<sup>^{16}</sup>$  Berechnet an Position z/D = -14/40; vgl. [Kep07, S. 23]

<sup>&</sup>lt;sup>17</sup> Berechnet an Position z/D = -14/32



**Abbildung 6.8:** Konfiguration 2 mit D = 32mm: Axialschnitt durch Drallerzeuger und Düse (a) Axialgeschwindigkeit  $u_z$ 

(b) Azimutalgeschwindigkeit  $u_{\varphi}$ 



**Abbildung 6.9:** Konfiguration 2 mit D = 32mm: Axialschnitt durch Drallerzeuger und Düse, azimutale Wirbelstärke  $\omega_{\varphi}$ 

guration durch die Düsenkontur deutlich intensiver gestreckt. Durch den geringeren Wirbelkernradius konzentriert sich die axiale Wirbelstärke näher an der Rotationsachse und weist gegenüber Konfiguration 1 einen bis zu dreimal höheren Absolutbetrag auf [Kep07]. Eine Divergenz der Stromlinien mit der einhergehenden Aufweitung des Wirbelkerns tritt erst kurz vor dem Querschnittssprung ein (Abb. 6.10b).

Nach Gleichung 4.8 geht ein positiver Gradient der Umfangsgeschwindigkeit  $\partial u_{\varphi}/\partial z$  mit der Zunahme der azimutalen Wirbelstärke einher. In Abbildung 6.9 ist klar erkennbar, dass  $\omega_{\varphi}$  im konvergenten Bereich der Düse in axialer Richtung zunimmt. In diesem Fall resultiert die deutliche Erhöhung der Axialgeschwindigkeit in der Düse aus dem Gradienten der azimutalen Wirbelstärke und aus dessen "induzierender" Wirkung. Dieser Vorgang wird durch den reduzierten Strömungsquerschnitt unterstützt (Potentialströmung). Erst auf Höhe des Querschnittssprungs kommt es bei der azimutalen Wirbelstärke zum Vorzeichenwechsel (Abb. 6.9). Die maximale Rückströmgeschwindigkeit in der zentralen Rezirkulationszone ist trotz der geringeren Drallzahl leicht höher als bei Konfiguration 1 [Kep07].





Insgesamt lassen sich die Vorgänge im Strömungsfeld von Konfiguration 2 vollständig anhand der axialen Strömungsführung erklären. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Versuche bestätigen, dass qualitative Aussagen zur CIVB-Anfälligkeit einer Drallströmung anhand der Analyse des isothermen Strömungsfeldes getroffen werden können. Die gleiche Aussage lässt sich auch aus den von [Fri03] durchgeführten Messungen ableiten (Abb. 5.1). Das Strömungsfeld in den Abbildungen 6.8 und 6.9 zeigt, dass auch die in Kapitel 5 aufgestellten Maximalforderungen grundsätzlich umgesetzt werden können.

#### Einfluss des Wirbelkernradius:

Abbildung 6.10 zeigt für beide Konfigurationen die mit der mittleren Geschwindigkeit am Düsenaustritt entdimensionierte radiale Umfangsgeschwindigkeitsverteilung. Durch die Entdimensionierung mit dem jeweiligen Düsendurchmesser ist der Unterschied bei den Absolutwerten deutlich größer. Die Darstellung erfolgt an identischen Positionen stromauf des Querschnittssprungs zur Brennkammer. In den Analysen von [Fri03] und [Kie05] gilt ein größerer Wirbelkernradius als zentrale Maßnahme zur Verbesserung der Stabilität einer Drallströmung. Dem ist prinzipiell zuzustimmen. Die Daten der numerischen Simulation zeigen aber, dass die axiale Entwicklung der Strömung ein ebenso entscheidendes Kriterium darstellt: Bei Konfiguration 2 mit einem Düsenaustrittsdurchmesser von 32mm ist der Wirbelkernradius sowohl absolut, als auch entdimensioniert, deutlich geringer als bei Konfiguration 1. Zusätzlich ist hier die entdimensionierte Umfangsgeschwindigkeit auf niedrigen Radien, d.h. bei  $r/D \le 0.1$  um den Faktor 1.5 bis 2 höher. Dementsprechend müsste sich diese Konfiguration bei isolierter Bewertung des Wirbelkernradius im Experiment merklich schlechter verhalten. Genau das Gegenteil ist aber der Fall.

Wenn mit  $\partial u_{\varphi}/\partial z \ge 0$  die Zunahme oder der Erhalt der Umfangsgeschwindigkeit stromauf des Querschnittssprungs gesichert ist, kann auch eine Strömung mit geringem Wirbelkernradius stabilisiert werden. Die axiale Entwicklung des Strömungsfeldes ist das zentrale Kriterium, dem bisher zu wenig Aufmerksamkeit gewidmet wurde. Aus dem Wirbelkernradius alleine lässt sich kein Stabilitätskriterium ableiten.

### 6.5 Einfluss einer Brennkammer auf die CIVB-Grenzen

Die vorgestellte Versuchsanordnung profitiert von einem sehr einfachen Aufbau und der guten optischen Zugänglichkeit. Zudem sind akustische Instabilitäten grundsätzlich ausgeschlossen. Es stellt sich allerdings die Frage, inwieweit die Verwendung einer Brennkammer die Neigung zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen beeinflusst. In Vorversuchen wurde dafür eine ungekühlte und nach oben offene zylindrische Glasbrennkammer<sup>18</sup> verwendet. Deren Boden besteht aus einer Stahlplatte, die bündig mit dem Düsenaustritt abschließt. Bei dieser Anordnung ist gegenüber der frei brennenden Flamme kein Unterschied feststellbar. Das Flächenverhältnis des Querschnittssprungs entspricht jedoch nicht dem typischen Öffnungsverhältnis in einer Gasturbine mit Ringbrennkammer. Für den Vergleich zur frei brennenden Flamme verwendet [Kon07] eine ungekühlte und nach oben offene Brennkammer aus hochtemperaturbeständigen Stahlblechen<sup>19</sup>. Am Querschnittssprung weist diese ein wesentlich geringeres Öffnungsverhältnis auf. Die gemessenen Rückschlagsgrenzen stimmen mit denen einer frei brennenden Flamme überein und liegen im Rahmen der Wiederholgenauigkeit [Kon07].

Die Verwendung einer Brennkammer unterbindet die Einmischung von Frischluft im Außenbereich der Flamme. Bei einer Erdgasflamme kommt es bei niedrigen Luftzahlen dann in der äußeren Scherschicht (r > D/2) nicht mehr zum Quenchen der Reaktion. Wie bei einer Wasserstoffflamme kann dann auch der Außenbereich der Flamme zur Wärmefreisetzung beitragen<sup>20</sup>. Anhand einer fast identischen Geometrie zeigt [Wäs07], dass das Einmischen von Umgebungsluft die Verbrennung im Außenbereich der Flamme erst 0.8D stromab der Flammenwurzel beeinflusst.

Aus Sicht der Theorie handelt es sich beim verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen um einen Vorgang, der in Achsnähe abläuft. Das Verhalten der Flamme in der äußeren Scherschicht hat aufgrund des großen radialen Abstands kaum Auswirkungen auf die Stabilität der Strömung. Zusätzlich nimmt der Einfluss, den Vorgänge stromab der Flammenwurzel auf die Stabilisierung ausüben, aus Sicht der Wirbeldynamik nach Gleichung 2.27 mit  $1/z^3$  ab. Damit lässt sich auch aus analytischer Sicht begründen, warum der Einschluss der Flamme in einer Brennkammer die CIVB-Grenzen nicht wesentlich verändert.

<sup>&</sup>lt;sup>18</sup> Durchmesser = 4D = 0.16m; Länge = 5D = 0.2m

<sup>&</sup>lt;sup>19</sup> Quadratische Grundfläche mit  $2.25D \times 2.25D = 0.09m \times 0.09m$ ; Länge = 5D = 0.2m

<sup>&</sup>lt;sup>20</sup> vgl. Abbildungen 6.4e und 6.4i: Bei der Erdgasflamme wird die Reaktion in der äußeren Scherschicht gequencht. Durch die hohe Reaktivität der Wasserstoffflamme führt die Einmischung von kalter Luft im Außenbereich der Flamme nicht zur Unterbindung der Reaktion. Es bildet sich eine geschlossene Flammenfront, die bündig mit der Düse abschließt.

# 7 Druckabhängigkeit des CIVB-Phänomens

# 7.1 Der Hochdruckverbrennungsprüfstand

Der Hochdruckverbrennungsprüfstand des Lehrstuhls für Thermodynamik ist in Abbildung 7.1 schematisch dargestellt. Der Massenstrom für Erdgas und Wasserstoff wird mit thermischen Durchflussreglern<sup>1</sup> eingestellt. Der Luftvolumenstrom wird mit einem Drall-Durchflussmesser<sup>2</sup> bestimmt. Die Versorgung erfolgt dabei aus dem Druckluftnetz des Laborgebäudes. Die Luft wird im elektrischen Lufterhitzer auf maximal 820K vorgewärmt und am Austritt des Lufterhitzers mit dem Brenngas vermischt. Trotz Isolierung kommt es in der Vorkammer zu deutlichen Wärmeverlusten, so dass bei einem geringen Massenstrom am Brenner eine Temperatur von max. 550K erreicht werden kann. Am Ende der Vorkammer ist eine poröse Sintermetallplatte senkrecht zur Strömungsrichtung montiert. Sie dient als Flammensperre und unterbindet akustische Schwingungen stromauf des Brenners. Alle Messdaten werden per PC erfasst und protokolliert.

Der Brenner wird mit einer Diffusionsflamme gezündet. Im Anschluss erfolgt die Umstellung auf den perfekt vorgemischten Betrieb. Der Brennkammerdruck wird durch die Erhöhung der thermischen Leistung bei weitgehend geschlossenen Abgasventilen eingestellt. Dabei steigt der Druck mit der Leistung. Für die isolierte Betrachtung der Druckabhängigkeit wäre eine absolut konstante Strömungsgeschwindigkeit ideal. Das dafür nötige Nachjustieren der Abgasventile bei erhöhtem Druck ist aus Sicherheitsgründen nicht mög-

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> für Erdgas: Bronckhorst F-116AI, Genauigkeit laut Hersteller: 0.8% vom Messwert zzgl. 0.2% vom Endwert 15g/s; für Wasserstoff: Bronckhorst F-113AC, Genauigkeit: 0.5% vom Messwert zzgl. 0.1% vom Endwert 1g/s

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> ABB Trio-Wirl ST 4000, Messwertabweichung laut Hersteller:  $\leq 0.5\%$  vom Messwert, Reproduzierbarkeit  $\leq 0.2\%$ ; zusätzlich werden Druck und Temperatur der Luft gemessen.



Abbildung 7.1: Hochdruckverbrennungsprüfstand

lich. Bei der Auswertung muss daher berücksichtigt werden, dass die Strömungsgeschwindigkeit im Brenner mit zunehmendem Druck geringfügig absinkt.

Die wassergekühlte Brennkammer ist für einen maximalen Druck von  $12 \cdot 10^5$ Pa bei einer Temperatur von 393K ausgelegt. Durch die in der Regel "kalte" Brennkammerwand verschiebt sich die lean blowout Grenze der Flamme zu niedrigeren Luftzahlen. In den experimentellen Untersuchungen verwendet Fritz einen Pilotbrenner zur Stabilisierung der Flamme in der Brennkammer. Er kann damit auch CIVB-Grenzen untersuchen, deren adiabte Flammentemperatur bei ca. 1450K liegt [Fri03]. Dies ist jedoch im Hochdruckversuchsstand nicht möglich, da ein Pilotbrenner akustische Instabilitäten begünstigt. Die Luftzahl muss daher im Versuch so eingestellt werden, dass die Flamme ohne Verlöschen betrieben werden kann. Bei der Versuchsdurchführung wurde folgendermaßen vorgegangen: Ein stationärer Betriebspunkt wird mit Erdgas eingestellt. An diesem Betriebspunkt werden die Luft-
zahl und die thermische Leistung konstant gehalten. Der Flammenrückschlag wird durch eine langsame Erhöhung des Wasserstoffvolumenanteils und eine entsprechende Anpassung des Erdgasvolumenanteils eingeleitet. Als Inkrement wurde +0.4% Wasserstoffvolumenanteil pro Sekunde gewählt. So kann bei relativ geringen Brennstoffkosten die CIVB-Grenze mit ausreichender Genauigkeit abgebildet werden. Ein geringeres Inkrement von +0.04% Wasserstoffvolumenanteil pro Sekunde führt zu kaum unterscheidbaren Ergebnissen, bedingt aber einen deutlich höheren Wasserstoffverbrauch. Der Flammenrückschlag wird mit einem Thermoelement stromauf des Brenners detektiert.

## 7.2 Adaption des Brenners

#### 7.2.1 Auftreten thermoakustischer Instabilitäten

Die geometrischen Abmessungen des Brenners ermöglichen die Montage der Komponenten im Hochdruckversuchsstand. Der radiale Abstand zwischen dem Drallerzeuger und der Wand des Plenums ist mit 24mm dann nur halb so groß wie bei den atmosphärischen Versuchen. Dies führt zu einer geringfügigen Änderung in der Anströmung und bedingt eine minimale Verschiebung der CIVB-Grenzen.

Für die erste Versuchsreihe wurde die in Abschnitt 6.3 vorgestellte Geometrie verbaut. Diese optimierte Anordnung erreicht in den atmosphärischen Versuchen eine maximale Brennstoffflexibilität. Im Gegensatz dazu war am Hochdruckversuchsstand mit erhöhtem Brennkammerdruck kein stabiler Betrieb möglich. Die Umstellung von der Diffusionsflamme zur vorgemischten Flamme führte stets zum Flammenrückschlag. Als Ursache für das Stromaufwandern der Flamme wurden selbsterregte thermoakustische Schwingungen identifiziert. Dies stellt ein typisches Problem der mageren Vormischverbrennung dar [Lec03, S. 425ff]. Eine Druckfluktuation in der Brennkammer bedingt eine periodische Modellierung des Gemischmassenstroms im Brenner. Dies führt zu einer schwankenden Wärmefreisetzungsrate, und verstärkt wiederum die Druckfluktuation. Durch die geschlossene Konstruktionsweise begünstigt der Hochdruckversuchsstand das Anwachsen thermoakustischer Instabilitäten. Die massiven Brennkammerwände und die kritisch durchströmten Abgasventile stellen für Schallwellen voll reflektierende Randbedingungen dar. Eine Dämpfung findet kaum statt. Begünstigt werden die thermoakustischen Instabilitäten dadurch, dass die in den atmosphärischen Versuchen optimierte Geometrie nur einen sehr geringen Brennerdruckverlust<sup>3</sup> besitzt. Trotz hoher thermischer Leistung liegt  $\Delta p$  unter 0.5%. Ein höherer Druckverlust trägt dazu bei, Durchsatzfluktuationen zu minimieren und kann somit auftretende akustische Schwingungen dämpfen. Brenner von Industriegasturbinen werden in der Regel so ausgelegt, dass der Brennerdruckverlust  $\Delta p$  in einem Bereich von 3-4% liegt.

Im Hochdruckversuchsstand lässt sich der TD1-Brenner mit Lanze bei  $\Delta p = 1\%$  nur in einem relativ engen Luftzahlband stabil betreiben [FKL<sup>+</sup>06]. Für die theoretische Betrachtung des thermoakustischen Stabilitätsverhaltens wurde ein linearisiertes Netzwerkmodell für den TD1-Brenner und den Prüfstand erstellt [Föl06]. Diese Stabilitätsanalyse zeigt, dass an bestimmten Betriebspunkten und vor allem bei geringen Luftzahlen, selbsterregte Verbrennungsschwingungen zu erwarten sind. Dies bestätigt die im Experiment auftretenden Eigenfrequenzen<sup>4</sup>. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Versuche haben gezeigt, dass thermoakustische Instabilitäten in der Regel durch einen erhöhten Brennkammerdruck, Wasserstoffzugabe, eine geringe Luftzahl und eine erhöhte Gemischtemperatur begünstigt werden. Genau diese Parameter sind für die Untersuchung des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens von besonderer Relevanz. Akustische Schwingungen beeinflussen die Versuchsdurchführung in zweierlei Hinsicht:

1. Flammenrückschlag durch akustische Schwingungen:

Bei hohen Amplituden sinkt die Axialgeschwindigkeit im Brenner periodisch so stark, dass die Flamme stromauf propagieren kann. In diesem Fall besteht kein Zusammenhang zwischen dem Flammenrückschlag und dem verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen.

 $<sup>^{3}</sup>$  Zur Bestimmung des Brennerdruckverlustes  $\Delta p$  wird der statische Druck im Plenum und in der Brennkammer gemessen. Die Differenz wird durch den Brennkammerdruck dividiert.

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> Die thermoakustischen Instabilitäten treten jeweils im Frequenzbereich von 80-100Hz und 330-400Hz auf.

2. Rückkopplung auf das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen: Zu einer Modulation der Strömungsgeschwindigkeit im Brenner kommt es auch dann, wenn die Amplitude der Schwingung den Flammenrückschlag nicht direkt auslösen kann. Die Schnelleschwankung kann die aerodynamische Stabilität des Brenners beeinflussen. Für die isolierte Untersuchung des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens sollte die akustische Schwingung daher auf ein Minimum reduziert werden.

#### 7.2.2 Variation der Geometrie

Um den akustischen Problemen entgegenzuwirken, kann der Brennerdruckverlust erhöht oder die Verzugszeit, also die Zeitdauer, mit der ein akustischer Impuls in der Brennkammer zu einer Modulation der Wärmefreisetzung führt, optimiert werden [Lec03, S. 425ff]. Dabei hat jede Geometrie einen charakteristischen Phasengang, d.h. eine korrespondierende Verzugszeit. Bei konstantem Brennkammerdruck ändern sich der Brennerdruckverlust und die Verzugszeit mit der mittleren Geschwindigkeit im Brenner. Eine Erhöhung des Durchsatzes und damit der spezifischen thermischen Leistung führt vor allem bei niedrigen Luftzahlen zur Überhitzung der Brennkammer. Dabei ist primär der Bereich unmittelbar stromab der großen Fenster gefährdet<sup>5</sup>. Um einen hohen Brennkammerdruck bei kleinen Luftzahlen realisieren zu können, ist eine relativ geringe spezifische Leistung von ca. 50kW pro 10<sup>5</sup>Pa anzustreben. Deshalb kann die Variation der thermischen Leistung nur geringfügig zur Optimierung der Verzugszeit bzw. zur Erhöhung des Druckverlustes beitragen.

Den zentralen Ansatzpunkt bildet daher die Modifikation der Geometrie. Eine geringere Schlitzlänge oder eine Drosselscheibe mit verringertem Innendurchmesser erhöhen den Druckverlustbeiwert, führen aber gleichzeitig zu einer höheren Drallzahl und einem rückschlaggefährdeten Strömungsfeld. Zudem eignen sich die Stahllochbleche bei erhöhtem Brennkammerdruck nicht für CIVB-Versuche, da sie bei jedem Flammenrückschlag zerstört werden. Die letztendlich untersuchte Geometrie (Abb. 7.2) unterscheidet sich da-

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup> Im Versuchsbetrieb wurde an dieser Position an der Außenseite der Brennkammer eine Temperatur von maximal 523K toleriert.



Abbildung 7.2: Geometrie zur Untersuchung der Druckabhängigkeit von CIVB: Schnitt entlang der Rotationsachse

her deutlich von der bisher vorgestellten Anordnung: Die Drosselscheibe (E) befindet sich nun an der Position des stromabseitigen Lochblechs und wird von einer Druckfeder an ihrer Position gehalten. Durch die stromab positionierte Drosselscheibe ist sichergestellt, dass auch ohne die Lochbleche eine drallfreie Strömung auf Höhe der Schlitze in den Brenner eintritt. Durch andere Dralleinsätze (B) reduziert sich die freie Schlitzlänge  $s_l$  von 32mm auf 6mm. Als Option wurde bei  $s_l = 23$ mm ein Drallregister (A) mit n = 2 gefrästen Schlitzen verwendet. Die wassergekühlte Düse (C) kann nur mit großem Aufwand ausgetauscht werden. Der Düsenaustrittsdurchmesser D = 32mm wird daher über einen Düseneinsatz (G) realisiert. Durch bauliche Gegebenheiten ist die Länge der Düse implizit vorgegeben. Daher besitzt die Düse mit D =40mm ebenso ein kurzes zylindrisches Teilstück vor dem Querschnittssprung zur Brennkammer. Insgesamt führt auch hier die Kombination aus drallfreiem Massenstrom und konischer Düse zu einem relativ stabilen Strömungsfeld. In Tabelle 7.1 sind die Parameter der drei untersuchten Konfigurationen A-C zusammengefasst. Sie unterscheiden sich hinsichtlich der Anzahl der Schlitze n, der freien Schlitzlänge  $s_l$ , dem Innendurchmesser der verwendeten Drosselscheibe d, dem Düsendurchmesser D und dem resultierenden Brennerdruckverlust<sup>6</sup>. Abbildung 7.3 zeigt eine typische Flammenposition am Beispiel von Konfiguration C. Die Temperatur des anströmenden Gemisches beträgt ca. 423K, der Druckverlust  $\Delta p$  ca. 1.9%.

Konfiguration	n [-]	s <sub>l</sub> [mm]	<i>d</i> [mm]	D [mm]	$\Delta p$ [%]
А	2	23	15	32	2.1 - 2.7
В	8	6	15	40	1.5 - 2.1
С	2	23	18.2	32	1.8 - 2.9

Tabelle 7.1: Geometriekonfigurationen für Versuche am Hochdruckversuchsstand

Die Geometrievariation ist Ergebnis eines iterativen Prozesses, der von thermoakustischen Herausforderungen dominiert wurde. Die hier verwendete Geometrie stellt aus rein wirbeldynamischer Sicht keine Optimallösung dar. Ein noch größerer drallfreier Massenstrom würde sich positiv auf die Brennstoffflexibilität auswirken. Gleichzeitig verschiebt sich die Flamme dadurch weiter stromab und die dann auftretenden akustischen Schwingungen führen zum Flammenrückschlag. Versuche bei vollständig geöffneten Abgasventilen zeigen, dass mit anderen akustischen Randbedingungen eine deutlich stärkere Spreizung der Geometrie und der Betriebsparameter möglich gewesen wäre.

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup> Die Angaben für den gemessenen Bennerdruckverlust  $\Delta p$  beziehen sich auf Versuche bei erhöhtem Brennkammerdruck mit kritisch durchströmten Abgasventilen. Die korrespondierende Strömungsgeschwindigkeit am Düsenende  $\overline{u}$  kann über  $t_{flow}$  z.B. aus Abbildung 7.5a abgelesen werden.



### 7.3 Versuchsauswertung für Konfiguration A

Für Konfiguration A sind die Ergebnisse der atmosphärischen Versuche in Abbildung 7.4a dargestellt. Der Druck in der Brennkammer bleibt bei geöffneten Abgasventilen trotz Durchsatzsteigerung weitgehend konstant. Die Streuung der Versuchsergebnisse ist gering, aber dennoch größer als bei Versuchen ohne Brennkammer. Nach unten wird die thermische Leistung durch den Minimaldurchsatz des Luftreglers begrenzt. Bei Betrieb mit Erdgas ist die maximale Leistung durch die Aufenthaltszeit des Brennstoffs in der heißen Reaktionszone begrenzt. Ohne Luftvorheizung oder Wasserstoffzugabe besteht bei  $P_{th} > 100$ kW die Gefahr, dass der Brennstoff nicht schnell genug umgesetzt wird und die Flamme verlischt.

Bei erhöhtem Brennkammerdruck (Abb. 7.4b) zeigt die CIVB-Grenze einen kontinuierlichen Übergang zu den atmosphärischen Versuchen. Dabei sind zwei Bereiche zu unterscheiden: Bei Drücken unter  $2 \cdot 10^5$ Pa sind die Ergebnisse eingeschränkt reproduzierbar. In diesem Bereich sind die Abgasventile nicht kritisch durchströmt und es gibt keine feste Geschwindigkeitsrandbedingung, die den Durchsatzfluktuationen entgegenwirkt. Dementsprechend streuen die Ergebnisse bei  $p \ge 2 \cdot 10^5$ Pa weniger stark. Wegen der hohen thermischen Belastung für den Versuchsstand und der guten Reproduzierbarkeit wurde bei  $\lambda = 1.4$  und höheren Drücken auf Versuchswiederholungen verzichtet. Bei  $\lambda = 1.2$  wurde das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen zweimal durch die Druckerhöhung, also bereits vor der Wasserstoffzugabe ausgelöst. Die Abweichung zwischen diesen Punkten lässt sich auf die unterschiedliche Luftzahl zurückführen<sup>7</sup>.

Die weitere Analyse der Daten basiert auf der Konstanten  $C^*_{quench}$ , die von [Krö03] erfolgreich zur Korrelation der CIVB-Grenzen angewendet wurde<sup>8</sup>. Die Auswertung berücksichtigt bei jedem Datenpunkt die jeweils gemessenen Parameter, d.h. Luftzahl, Druck, Gemischtemperatur, thermische Leistung und Brennstoffzusammensetzung. Die Lewis-Zahl wird für jeden Daten-

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup> Punkt \*1: p =  $2.7 \cdot 10^5$  Pa;  $\lambda = 1.18$ 

Punkt \*2: p =  $4.4 \cdot 10^5$  Pa;  $\lambda = 1.22$ 

<sup>&</sup>lt;sup>8</sup> vgl. Abschnitt 3.2





punkt in Abhängigkeit der Luftzahl und der Brennstoffzusammensetzung berechnet. Dabei gilt, dass Temperatur- und Druckänderungen die Lewiszahl primär nicht beeinflussen [Krö03].

Abbildung 7.5a zeigt die Auftragung der Zeitmaße  $t_{auench}$  und  $t_{flow}$  in einem dimensionslosen Zusammenhang. Das Diagramm beinhaltet alle mit Konfiguration A durchgeführten Versuche. Gefüllte Symbole zeigen Daten mit erhöhtem Brennkammerdruck, während nicht gefüllte Symbole Daten abbilden, die unter atmosphärischen Bedingungen gemessenen wurden. Obwohl die Versuchsergebnisse unter Druck hinsichtlich des kritischen Wasserstoffanteils deutlich von den atmosphärischen Ergebnissen abweichen, können sie durch den Zeitmaßvergleich korreliert werden.

Die Interpolation der qualitativ hochwertigen atmosphärischen Daten ergibt  $C^*_{quench} = 0.04264$ . Insgesamt zeigt Konfiguration A damit ein CIVB-Verhalten, dass den bisherigen Untersuchungen sehr ähnlich ist. Die Streuung der Ergebnisse unter Druck ist höher<sup>9</sup>, liegt aber innerhalb der für  $C^*_{quench}$  typischen Streuung (vgl. z.B. Abb. 3.5a). Vor allem bei den atmosphärischen Daten in Abbildung 7.5a ist erkennbar, dass die Versuche mit  $\lambda = 1.2$  (1.4) in der Regel etwas unter (über) der eingezeichneten Ursprungsgeraden liegen. Hier zeigt sich die in Abschnitt 3.2 erörterte Luftzahlabhängigkeit bereits in geringfügigem Umfang. Bei erhöhtem Brennkammerdruck gibt es eine Gruppe von Messpunkten, die bei  $\lambda = 1.4$  signifikant nach oben abweichen. Dazu zeigt Abbildung 7.5b die Druckabhängigkeit des Quenchingzeitmaßes  $t_{quench}$ . In Kombination mit Abbildung 7.5a ist klar ersichtlich, dass die Abweichung nach oben Betriebspunkte mit  $p \ge 3 \cdot 10^5$ Pa betrifft und das die Abweichung nicht aus einer zu geringen Strömungsgeschwindigkeit resultiert.

#### Bewertung des Einflusses von akustischen Schwankungsbewegungen:

Wie bereits erörtert, stellen thermoakustische Instabilitäten eine mögliche Ursache für diese Abweichung dar. Während der Versuchsdurchführung war daher ein Druckaufnehmer in der Brennkammer verbaut, dessen Daten online per FFT analysiert wurden. Im Resonanzfall zeigt das Frequenzspektrum

 $<sup>\</sup>overline{ p \sim p_{\infty}: 0.034 \le C^*_{quench} \le 0.052 }$  $p > p_{\infty}: 0.032 \le C^*_{quench} \le 0.06$ 



Abbildung 7.5: Konfiguration A, Quench-Zeitkonstante t<sub>quench</sub>

 (a) an allen Betriebspunkten in Abhängigkeit von t<sub>flow</sub>
 (b) in Abhängigkeit des Brennkammerdrucks und der Schwingungsamplitude

einen typischen Peak bei 360-400Hz mit Amplituden p' von mehreren kPa<sup>10</sup>. Die Farbkodierung in Abbildung 7.5b zeigt jeweils die mit dem Brennkammerdruck entdimensionierte akustische Schwingungsamplitude p'. Mit Hilfe der Impedanz Z, die den Zusammenhang zwischen der Schallschnelle u' und dem Schalldruck beschreibt und von der Akustik des Versuchsstands abhängig ist, kann die Schallschnelle

$$u' = \frac{p'_{max}}{Z \cdot \rho \cdot c} \tag{7.1}$$

abgeschätzt werden. Dies ermöglicht es, den Einfluss der akustischen Schwankungsbewegung zu bewerten. Bei kritisch durchströmten Gegendruckventilen kann angenommen werden, dass die Impedanz konstant ist. Somit besteht ein proportionaler Zusammenhang zwischen u' und p'/p.

Diese Herangehensweise bestätigt den subjektiven Höreindruck: Bei Konfiguration A kann die systematische Abweichung für erhöhten Druck nicht auf den Einfluss der Akustik zurückgeführt werden. Die vor dem Flammenrückschlag bestimmte und als Farbkodierung dargestellte Schwankungsamplitude ist für  $p > 2.5 \cdot 10^5$ Pa teilweise geringer als bei niedrigerem Druck (Abb. 7.5b).

#### Überprüfung der Vorhersagegenauigkeit bei der Druckskalierung:

Zur Überprüfung, inwieweit die Korrelation mit  $C^*_{quench}$  zur Vorhersage der Druckskalierung der CIVB-Grenzen geeignet ist, werden die unter atmosphärischen Bedingungen gemessenen CIVB-Grenzen, d.h. die maximal erreichbaren Wasserstoffanteile für einen höheren Druck extrapoliert. Dies entspricht einer für die Brennerentwicklung relevanten Fragestellung.

Den Ausgangspunkt für diese Operation bildet eine Matrix, die für eine bestimmte Luftzahl das Quenching-Zeitmaß  $t_{quench}$  in Abhängigkeit des Drucks und des Wasserstoffanteils  $X_{H_2}$  enthält. Über  $C^*_{quench} = 0.04264$  wird das Quenching-Zeitmaß  $t_{quench}$  in ein Strömungszeitmaß  $t_{flow}$  umgerechnet. Für  $\lambda = 1.4$  ist das Ergebnis dieser Operation in Abbildung 7.6a dargestellt. Mit dieser Datenbasis, die ausschließlich auf  $C^*_{quench}$  und der Berechnung der Reaktionskinetik basiert, lässt sich für ein bestimmtes Strömungszeitmaß der maxi-

<sup>&</sup>lt;sup>10</sup> Die Position des Druckaufnehmers entspricht in etwa der eines Schnelleknoten. Zur Bewertung des Einflusses der Schallschnelle wird die Maximalamplitude in den 10 Sekunden vor dem Flammenrückschlag verwendet.





mal erreichbare Wasserstoffanteil in Abhängigkeit des Drucks ermitteln. Damit wird nun jeder unter Druck gemessene Betriebspunkt in Abbildung 7.4b in Abhängigkeit seiner Geschwindigkeit aus den atmosphärischen Daten extrapoliert. Das Ergebnis dieser Operation ist in Abbildung 7.6c in Form von schwarzen Symbolen dargestellt. Die für  $\lambda = 1.2$  und  $\lambda = 1.4$  deutlich unterschiedliche Druckabhängigkeit wird in Summe gut vorhergesagt. Dies gilt vor allem vor dem Hintergrund, dass die Vorhersage nur auf einer einzigen in atmosphärischen Versuchen bestimmten Konstanten  $C^*_{auench}$  basiert.

Bei der Analyse der Druckskalierung ergibt sich ein, je nach Luftzahl, stark unterschiedliches Verhalten. So zeigt z.B. Abbildung 7.6b den maximal erreichbaren Wasserstoffanteil, der sich ergeben würde, wenn die Messungen unter Druck bei einer Luftzahl von 1.35 stattgefunden hätten. Wie im Folgenden erörtert wird, ist eine Abweichung von  $\Delta \lambda = 0.05$  bei den Messungen in der Realität durchaus möglich. Daher enthält Abbildung 7.6c einen Fehlerbalken, der angibt, inwieweit sich das Ergebnis verschieben würde, wenn die Luftzahl der Mischung jeweils um  $\Delta \lambda = 0.05$  nach unten abweichen würde.

### Diskussion der Mess - und Regelgenauigkeit:

Die Auswertung der Daten zeigt, wie deutlich die Luftzahl die Druckskalierung der CIVB-Grenzen beeinflusst. Im Folgenden werden daher mögliche Störfaktoren bei der Luftzahlregelung betrachtet.

- Differenz zwischen Messwert und Sollwert:
- Zur Einleitung des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens wird bei konstanter thermischer Leistung der Wasserstoffanteil erhöht. Mit dem Wasserstoffanteil im Brennstoff verändert sich auch der molare Luftbedarf. Dies führt dazu, dass den Luft-, Erdgas- und Wasserstoffreglern ständig neue Sollwerte vorgegeben werden. Da sich so kein stationärer Betriebspunkt einstellen kann, gibt es immer eine Differenz zwischen dem eingestellten Sollwert und dem momentanen Messwert. Generell ist dadurch die beim Flammenrückschlag aus den gemessenen Massenströmen errechnete Luftzahl meist etwas geringer als die eingestellte Sollgröße<sup>11</sup>. Ideal wäre es daher, bei der Datenaufbereitung jeden unter Druck

 $<sup>\</sup>overline{^{11}\,\lambda_{soll} - 0.025 < \lambda_{ist} < \lambda_{soll} + 0}$ 

gemessenen Betriebspunkt mit seiner jeweiligen Luftzahl zu extrapolieren. Der Aufwand dafür wäre aber enorm, da für jeden Betriebspunkt eine eigene Reaktionskinetik-Datenbasis erstellt werden müsste. In Abbildung 7.6c kann die signifikante Unterschreitung der vorhergesagten Rückschlagsgrenzen für  $\lambda = 1.4$  und  $2.2 \cdot 10^5$ Pa > p >  $3.2 \cdot 10^5$ Pa nicht alleine auf eine Abweichung der gemessenen Luftzahl nach unten zurückgeführt werden. Hier liegt die aus der Durchflussmessung errechnete Luftzahl bei  $1.37 < \lambda < 1.40$ .

• Differenz zwischen Messwert und Istwert:

Wie bei jedem Messsystem gibt es auch bei der Massen- und Volumenstrommessung systembedingte Messungenauigkeiten. Betrachtet man z.B. einen gemessenen Betriebspunkt mit  $P_{th}$  = 45kW,  $X_{CH_4}$  = 1 und  $\lambda = 1.2$ , so ergibt sich für den Erdgasmassenstrom nach den Herstellerangaben eine Unsicherheit von  $\pm 0.0372$ g/s. Damit liegen die Betriebspunkte  $P_{th}$  = 46.9kW,  $\lambda$  = 1.15 und  $P_{th}$  = 43.1kW,  $\lambda$  = 1.25 noch innerhalb der vom Hersteller angegebenen Messgenauigkeit. Dabei wurde davon ausgegangen, dass der Luftvolumenstrom korrekt gemessen wird. Die Abweichung von  $\Delta \lambda = 0.05$  zwischen Messpunkt und Extrapolation liegt damit größtenteils im Rahmen der mit dieser Versuchsanordnung erreichbaren Mess- und Regelgenauigkeit. Dadurch dass die Druckabhängigkeit aus den atmosphärischen Daten extrapoliert wird, beeinflusst ein Fehler bei niedriger Leistung die Auswertung bei hohem Druck. Hier wird ein grundlegendes messtechnisches Problem offensichtlich: Bei der Extrapolation werden teilweise Daten, die bei minimal möglichen Luftdurchsatz gewonnen wurden auf Versuche extrapoliert, die bei maximalen Massenstrom bzw. maximalen Brennkammerdruck durchgeführt wurden. Es ist nicht zu erwarten, dass die Bestimmung aller Messwerte in so einem weiten Bereich fehlerfrei möglich ist. Eine weitere potentielle Ursache für eine Differenz zwischen Messwert und Istwert stellen mögliche Leckagen stromab der Luftmassenstrommessung dar. Um diese absolut ausschließen zu können, müsste die Luftversorgung so aufgebaut werden, dass alle verwendeten Bauteile den sehr hohen Dichtigkeitsanforderungen der Brennstoffversorgung genügen.

Kritisch betrachtet, können die Abweichungen zwischen der Extrapolation und den Versuchen unter Druck auf Mess- und Regelungenauigkeiten bzw. Leckagen zurückgeführt werden. Um diese auszuschließen und die Qualität der Extrapolation letztendlich beurteilen zu können, wäre es notwenig alle Messpunkte mit gleichzeitiger Abgasanalyse nochmals anzufahren. Die Abgasanalyse erschwert die Versuchsdurchführung deutlich, sollte aber bei zukünftigen Messungen durchgeführt werden. Insgesamt zeigt aber der Trend und die gute Reproduzierbarkeit, dass mit der Massen- und Volumenstrommessung aussagekräftige Rückschlüsse hinsichtlich der Druckabhängigkeit des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens getroffen werden können.

### 7.4 Versuchsauswertung für Konfiguration B

Bei Konfiguration B wurde ein Drallerzeuger mit n = 8 gefrästen Schlitzen verwendet. Die Geometrie wurde so angepasst, dass auch bei erhöhtem Brennkammerdruck aus thermoakustischer Sicht Versuche mit deutlich unterschiedlichen Luftzahlen möglich sind. Die in den atmosphärischen Versuchen ermittelten Rückschlagsgrenzen sind in Abbildung 7.7a dargestellt. Auf der Basis dieser Daten errechnet sich ein mittleres  $C^*_{quench}$  von 0.02836. Dieser Wert ist im Vergleich zu Konfiguration A<sup>12</sup> geringer, was darauf hindeutet, dass das Strömungsfeld im Fall von Konfiguration B eine höhere CIVB-Resistenz aufweist. Welche Änderung im Strömungsfeld diesen positiven Effekt bewirkt, kann aber nur durch eine Analyse der Geschwindigkeits- und Wirbelstärkenverteilung angegeben werden.

Die Druckabhängigkeit wurde für  $\lambda = 1.4$  und  $\lambda = 1.6$  untersucht (Abb. 7.7b). Zusätzlich konnten unter Druck Betriebspunkte mit erhöhter spezifischer thermischer Leistung vermessen werden. Wie bei den atmosphärischen Versuchen sollte sich hier durch die höhere Strömungsgeschwindigkeit eine höhere CIVB-Resistenz ergeben. Bei  $\lambda = 1.4$  konnte durch die um ca. 10% erhöhte spezifische Leistung eine Flamme mit höherem Wasserstoffanteil stabilisiert werden (Abb. 7.7b). Das Ergebnis entspricht somit den Erwartungen.

 $<sup>\</sup>overline{{}^{12} C^*_{quench}} = 0.04264$ 

Bei  $\lambda = 1.6$  ist bei erhöhtem Durchsatz keine verbesserte Stabilität erkennbar. Hier zeigt sich der begrenze Informationsgehalt<sup>13</sup> der zweidimensionalen Darstellung in Abbildung 7.7b. Um thermoakustischen Problemen entgegenzuwirken wurde Punkt \*1 bei einer zu geringen Luftzahl vermessen. Durch die höhere spezifische Leistung lässt sich trotzdem ein Wasserstoffanteil von 50% realisieren. Bei Punkt \*1 entspricht das Ergebnis somit hinsichtlich CIVB vollkommen den Erwartungen. Punkt \*2 zeigt trotz der erhöhten Strömungsgeschwindigkeit keine verbesserte Stabilität und schneidet tatsächlich deutlich schlechter ab. Im Vergleich zu Abbildung 7.8b ist ersichtlich, dass starke thermoakustische Schwingungen bei Punkt \*2 einen vorzeitigen Flammenrückschlag ausgelöst haben. Dementsprechend zeigt die Auftragung des Zeitmaßvergleiches in Abbildung 7.8a, dass Punkt \*1 mit den atmosphärischen Daten übereinstimmt, während Punkt \*2 deutlich zu hoch liegt.

Bei der Auftragung im Zeitmaßvergleich in Abbildung 7.8a wird ersichtlich, dass die Durchsatzabhängigkeit der atmosphärischen Daten nur unzureichend durch eine einzelne Ursprungsgerade, d.h. durch ein mittleres  $C^*_{quench}$ beschrieben werden kann. Für eine qualitativ hochwertige Approximation der atmosphärischen Messwerte benötigt man für jede Luftzahl eine separate Gerade. Die im Zeitmaßvergleich vorhandene Luftzahlabhängigkeit wurde bereits in Abschnitt 3.2 diskutiert und wird auf Seite 118 nochmals genauer untersucht.

Der Wunsch, die Daten mit  $C^*_{quench}$  zusammenzufassen, nimmt den Versuchen einen Teil der vorhandenen Genauigkeit. Im Sinne einer möglichst präzisen Vorhersage der Druckskalierung ist dies kontraproduktiv. Die Extrapolation der Druckskalierung in Abbildung 7.9 basiert daher auf den beiden per Fit bestimmten Geradengleichungen (Abb. 7.8a).

Bei  $\lambda = 1.4$  ist die Vorhersage der Druckabhängigkeit abschnittsweise exzellent. Wenn man den bereits erörterten Hintergrund der Betriebspunkte mit erhöhtem Durchsatz berücksichtigt, ergibt sich auch für  $\lambda = 1.6$  und  $p \le 5 \cdot 10^5$  Pa eine sehr gute Übereinstimmung zwischen dem Experiment und der Extrapolation. Auch hier gibt der Fehlerbalken an, inwieweit sich die extrapolier-

<sup>&</sup>lt;sup>13</sup> Punkt \*1: p = 2.3 · 10<sup>5</sup> Pa;  $\lambda$  = 1.51;  $X_{H_2}$  = 0.50; thermoakustisch stabil Punkt \*2: p = 2.4 · 10<sup>5</sup> Pa;  $\lambda$  = 1.59;  $X_{H_2}$  = 0.45; thermoakustisch instabil



Abbildung 7.7: Konfiguration B, Flammenrückschlagsgrenzen bei Wasserstoffzugabe:
 (a) Atmosphärischer Betrieb
 (b) Erhöhter Brennkammerdruck



Abbildung 7.8: Konfiguration B, Quench-Zeitkonstante tquench:

 (a) an allen Betriebspunkten in Abhängigkeit von tflow
 (b) in Abhängigkeit des Brennkammerdrucks und der Schwingungsamplitude



**Abbildung 7.9:** Konfiguration B, Extrapolation der atmosphärischen Daten bei Berücksichtigung von  $t_{flow}$  des jeweiligen Messwertes

ten CIVB-Grenzen verschieben, wenn die Luftzahl der Mischung bei der Messung unter Druck um jeweils  $\Delta \lambda = 0.05$  nach unten abgewichen wäre. Für  $p > 5 \cdot 10^5$ Pa zeigen beide Versuchsreihen zunehmende Abweichungen. Diese sind allerdings deutlich geringer, als es die Auftragung über  $t_{quench}$  in Abbildung 7.8 vermuten lässt. Die Ursache liegt darin, dass das chemische Zeitmaß  $\tau_{c_{PSR}}$  mit steigender Luftzahl exponentiell zunimmt [Krö03, S. 144f]. Somit geht eine kleine Abweichung bei der Bestimmung der Rückschlagsgrenzen mit einer im Absolutbetrag deutlich größeren Differenz bei  $t_{quench}$  einher.

Aus Sicht der technischen Anwendung wäre es wünschenswert, den Brennkammerdruck durch die Erhöhung der thermischen Leistung noch weiter zu steigern. Mit der gegebenen Versuchsanordnung konnte dies nicht realisiert werden<sup>14</sup>: Bei Punkt \*3 stellt die Wandtemperatur der Brennkammer den begrenzenden Faktor dar, während die maximale Leistung bei Punkt \*4 durch den Druck der Luftversorgung begrenzt wird. Bei voll geöffnetem Volumenstromregler stellt sich bei Durchströmung der Ventile, der Leitungen, des Lufterhitzers und der Sintermetallplatte ein Druckverlust von ca. 4.8 · 10<sup>5</sup>Pa ein<sup>15</sup>.

#### Kritische Betrachtung der Luftzahlabhängigkeit bei der Auftragung im Zeitmaßvergleich:

Abbildung 7.8a zeigt, dass  $C^*_{quench}$  bei einer niedrigen Geschwindigkeit, also einem hohen Strömungszeitmaß t<sub>flow</sub> von der Luftzahl abhängt. Auch zusätzliche Messungen mit einer stärkeren Luftzahlvariation bei geöffneten Abgasventilen bestätigen diesen Trend: Die dafür angefahrenen CIVB-Grenzen sind in Abbildung 7.10a dargestellt. Jede Gruppe enthält eine Versuchsreihe mit konstantem Luftmassenstrom  $\dot{m}_{Luft}$  und einer konstanten Gemischtemperatur. Somit ergeben sich vier Geschwindigkeitsbereiche. Die Auftragung im Zeitmaßvergleich in Abbildung 7.10b zeigt bei  $t_{flow} > 10 \cdot 10^{-4}$  eine signifikante Luftzahlabhängigkeit. Nach Gleichung 3.2 dürfte dies nicht der Fall sein. Alle Datenpunkte müssten auf einer Ursprungsgeraden liegen. Die Betrachtung der Ergebnisse in den Abbildungen 7.8a und 7.10b führt aber zu dem Schluss, dass es sich in diesem Fall viel mehr um eine Geradenschar handelt. Bei niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten zeigt sich hier eine frappierende Ähnlichkeit zu den von Fritz und Kröner durchgeführten Versuchen<sup>16</sup>. Die Versuchsreihen von Konfiguration B<sup>17</sup> und Konfiguration BK2<sup>18</sup> [Krö<br/>03] zeigen, dass  $C^*_{quench}$  bei niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten von der Luftzahl  $\lambda$  abhängt. Dies ist eine charakteristische Eigenschaft des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens. Die Versuche, auf denen diese Aussage basiert, unterscheiden sich hinsichtlich des verwendeten Drallbrenners, des Prüfstandes, der Betriebspunkte, des verwendeten Messequipments und der Art und Weise, wie das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen eingeleitet wird. Ohne eine detaillierte Analyse des instationären Strömungsfeldes

 $<sup>^{14}</sup>$  Punkt \*3: p = 6.1  $\cdot\,10^{5}$  Pa;  $\lambda$  = 1.40;  $X_{H_{2}}$  = 0.26;  $P_{th}$  = 405kW

Punkt \*4:  $p = 7.2 \cdot 10^5$  Pa;  $\lambda = 1.66$ ;  $X_{H_2} = 0.48$ ;  $P_{th} = 430$  kW

 $<sup>^{15}</sup>$  Der Systemdruck der Luftversorgung beträgt  $11.5-12.5\cdot10^5 \mathrm{Pa}$ 

<sup>&</sup>lt;sup>16</sup> vgl. Abschnitt 3.2

<sup>&</sup>lt;sup>17</sup> Abbildung 7.10b

<sup>&</sup>lt;sup>18</sup> Abbildung 3.5b



**Abbildung 7.10:** Konfiguration B, Einfluss der Luftzahl  $\lambda$  auf die Flammenrückschlagsgrenzen (a) Versuchsergebnisse mit unterschiedlichem Luftmassenstrom  $\dot{m}_{Luft}$ (b) Auswertung der Luftzahlabhängigkeit

beim CIVB kann aber keine belastbare Erklärung für die Ursache der Luftzahlabhängigkeit gegeben werden. Es bleibt anzunehmen, dass bei niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten neben dem in  $t_{quench}$  abgebildeten Löscheffekt auch die Flammendicke, die von der Luftzahl abhängt, eine tragende Rolle spielt.

Im Sinne einer anwendungsorientierten Vorgehensweise stellt dieser Effekt kein Problem dar. Für die Berechnung der Druckskalierung ist es praktikabel, den Luftzahleinfluss bei der Auftragung der Zeitmaße  $t_{quench}$  und  $t_{flow}$ zu berücksichtigen. Dieses Vorgehen ist mit der geringsten Streuung behaftet und führt daher bei der Extrapolation der Druckabhängigkeit zu brauchbaren Ergebnissen. Der Ansatz, die Luftzahlabhängigkeit herauszurechnen und alle Daten in eine korrigierte Konstante überzuführen, geht zwangsläufig mit der Gefahr einher, dass sich die Qualität der Daten verringert.

# 7.5 Versuchsauswertung für Konfiguration C

Konfiguration C stellt eine Geometrievariante von Konfiguration A dar. Eine Drosselscheibe mit größerem Innendurchmesser führt zu einem deutlich stabileren CIVB-Verhalten und die Flamme sitzt etwas weiter stromab. Rechnerisch ergibt sich ein mittleres  $C^*_{quench}$  von 0.02136. Bei dieser besonders stabilen Geometrie streuen die Ergebnisse der atmosphärischen Versuche deutlich stärker (Abb. 7.11a). Dies stellt eine weitere Parallele zu den Versuchsergebnissen von Fritz und Kröner dar. Auch dort unterliegt die stabilste Konfiguration BK3 der größten Streuung<sup>19</sup>.

Im untersuchten Geschwindigkeitsbereich sind die Rückschlagsgrenzen bei den atmosphärischen Versuchen annähernd durchsatzinvariant (Abb. 7.11a). Damit zeigt Konfiguration C ein Verhalten, dass deutlich von der linearen Geschwindigkeitsabhängigkeit des  $C^*_{quench}$ -Ansatzes abweicht. Ein ähnliches Verhalten wurde in einzelnen Teilbereichen bereits bei den Messungen von Fritz und Kröner beobachtet (Abb. 3.5c). Bei Konfiguration C ist davon auszugehen, dass bei Vermessung deutlich höherer Luftzahlen ähnlich wie in Abbildung 3.5 insgesamt wiederum eine Durchsatzabhängigkeit erkennbar ist. Aufgrund dieser systematischen Schwäche des  $C^*_{quench}$ -Ansatzes, die vor allem bei niedrigen Geschwindigkeiten auftritt, wurde für die Extrapolation der Druckskalierung die in Abbildung 7.12a eingezeichnete Gerade verwendet. Sie bildet den aus den atmosphärischen Daten ermittelten Trend besser ab, als dies mit einer Ursprungsgerade möglich wäre. Damit kann auch für Konfiguration C die Druckskalierung des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens korrekt aus den atmosphärischen Daten errechnet werden.

Insgesamt wird die Druckskalierung der CIVB-Grenzen gut vorhergesagt (Abb. 7.11b). Angesichts der Tatsache, dass schon die atmosphärischen Daten einer

<sup>&</sup>lt;sup>19</sup> vgl. Auftragung der Versuchsergebnisse von BK2 in Abb. 3.2a mit den Ergebnissen von BK3 in Abb. 3.6



Abbildung 7.11: Konfiguration D, Flammenrückschlagsgrenzen bei Wasserstoffzugabe: (a) Atmosphärischer Betrieb (b) Erhöhter Brennkammerdruck



**Abbildung 7.12:** Konfiguration D, Quench-Zeitkonstante  $t_{quench}$ (a) an allen Betriebspunkten in Abhängigkeit von  $t_{flow}$ (b) in Abhängigkeit des Brennkammerdrucks und der Schwingungsamplitude

gewissen Streuung unterliegen, weichen nur wenige Messwerte systematisch von der extrapolierten Druckabhängigkeit ab: Bei einer Luftzahl von 1.2 gibt es für  $p > 2 \cdot 10^5$  Pa drei Messwerte, die vom theoretischen Verlauf ausgehend besonders stark nach unten abweichen (Abb. 7.11b). Bei diesen mit einem Stern gekennzeichneten Betriebspunkten treten thermoakustische Schwingungen auf (Abb. 7.12b). Dies trifft auch auf einen Teil der Messwerte bei  $\lambda = 1.4$  zu. Hier wurde achtmal der identische Betriebspunkt angefahren. Viermal liegt das Ergebnis im Rahmen der Erwartungen, viermal tritt der Flammenrückschlag deutlich zu früh auf. Auch bei diesen mit einem Stern gekennzeichneten Werten lassen sich die Abweichungen eindeutig auf eine erhöhte Schallschnelle zurückführen (Abb. 7.12b). Mit Hilfe eines akustischen Netzwerkmodells wurde die Schallschnelle am Düsenende abgeschätzt [Hir08]. Die Analyse ergibt, dass bei  $\lambda = 1.4$  das Übertragungsverhalten der Flamme die Eigenfrequenz des Systems optimal anregen kann. Mit dem Netzwerkmodell und der Schwingungsamplitude der mit einem Stern gekennzeichneten Werte kann am Düsenende eine Schallschnelle u' von mindestens  $3.5^{\text{m/s}}$  errechnet werden. An den vier Messpunkten, bei denen für  $\lambda = 1.4$  ein deutlich höherer Wasserstoffanteil realisiert werden konnte, ist die mit dem Netzwerkmodell ermittelte Schallschnelle u' um einen Faktor 10 geringer.

Bei  $\lambda = 1.2$  konnte die Druckskalierung des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens nur bis zu einen Brennkammerdruck ca.  $4 \cdot 10^5$ Pa untersucht werden. Durch die hohe Flammentemperatur steigt die Metalltemperatur des Druckkörpers schnell an. Dies begrenzt den maximal erreichbaren Brennkammerdruck.

# 7.6 Zusammenfassung der Versuchsergebnisse

Zur Untersuchung der Druckabhängigkeit musste der Brenner an die thermoakustischen Randbedingungen des Hochdruckversuchsstands angepasst werden. Der gewählte Geometriekompromiss erreicht daher nicht die CIVB-Resistenz der im atmosphärischen Versuch optimierten Geometrie. Die durchgeführten Experimente bestätigen das von Kröner erarbeitete Vorgehen zur Korrelation der CIVB-Grenzen in den wesentlichen Punkten. Zudem kann auch die Druckabhängigkeit des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens mit den bisher verwendeten Methoden berechnet werden. Pauschale Aussagen zur Druckskalierung sind nicht möglich, da die Druckabhängigkeit stark von der Luftzahl bzw. der Brennstoffzusammensetzung beeinflusst wird. Dieser komplexe Zusammenhang wird aber über die Quench-Zeitkonstante  $t_{quench}$ , d.h. die Berechnung der Reaktionskinetik abgebildet. Die Experimente zeigen, dass die Druckskalierung der CIVB-Grenzen in guter Näherung aus einfach durchzuführenden atmosphärischen Versuchen extrapoliert werden kann. Auf die Luftzahl bezogen liegt die maximal auftretende Differenz zwischen dem Versuchsergebnis unter Druck und der Vorhersage bei ca.  $\Delta \lambda = 0.1$ . Die je nach Betriebspunkt und Geometrie stark unterschiedliche Druckskalierung kann mit Hilfe des Zeitmaßvergleichs ( $t_{quench}$  und  $t_{flow}$ ) wiedergegeben werden:

- Bei einer Temperaturerhöhung oder einer Veränderung des Wasserstoffanteils im Brennstoff wird die Verschiebung der CIVB-Grenzen exakt abgebildet.
- Die Auswirkung einer Geometrievariation wird durch den Zeitmaßvergleich aussagekräftig dargestellt: Bei Konfiguration A fällt z.B. der maximal realisierbare Wasserstoffanteil mit zunehmendem Druck bei  $\lambda = 1.2$ schnell ab (Abb. 7.6c). Bei der leicht veränderten Geometriekonfiguration C ergibt sich für den maximal realisierbaren Wasserstoffanteil bei identischer Luftzahl ein stark unterschiedlicher Verlauf (Abb. 7.11b).
- Der Einfluss der Luftzahl auf die Druckskalierung kann über die Quench-Zeitkonstante  $t_{quench}$  gut vorhergesagt werden (Abb. 7.6c und 7.9).
- Bei den für Gasturbinen typischen hohen Strömungsgeschwindigkeiten im Brenner kann auch die Auswirkung einer Luftzahlvariation berechnet werden. Die für die CIVB-Grenze ermittelte Quench-Zeitkonstante  $t_{quench}$  ist dann unabhängig von der Luftzahl.

Dahingegen besteht bei niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten eine nicht zu vernachlässigende Luftzahlabhängigkeit, die auch in den experimentellen Daten von Fritz und Kröner zu finden ist. Dieser Effekt kann bei der Extrapolation der Druckabhängigkeit berücksichtigt werden und stellt so gesehen kein Problem dar. Bei einer niedrigen Strömungsgeschwindigkeit sollte die atmosphärische Messung daher mit der Luftzahl durchgeführt werden, für die im Anschluss die Druckskalierung berechnet wird.

## 7.7 Skalierung auf die Betriebsparameter realer Gasturbinen

Mit dem am Lehrstuhl vorhandenen Versuchsstand konnte die Druckskalierung des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens bis zu einem Druck von  $7.2 \cdot 10^5$ Pa untersucht werden. Unter der Annahme, dass die Druckabhängigkeit auch darüber den gleichen Gesetzmäßigkeiten unterliegt, bietet sich die Auswertung der Zeitmaße  $t_{quench}$  und  $t_{flow}$  auch in dem für Gasturbinen relevanten Druckbereich an. Im Hinblick auf die technische Anwendung ist deshalb die Frage zu klären, welche Quenching-Zeitmaße  $t_{quench}$  bei realen Gasturbinen zu erwarten sind. Bei Synthesegasen hängt die Zusammensetzung des Brennstoffs von den Ausgangsprodukten und dem Syntheseverfahren ab. Im Folgenden werden zwei typische Synthesebrennstoffe [Lec03, S. 523] betrachtet:

- Synthese gas aus der Vergasung von Kohle,  $X_{CH_4} = 0.35, X_{CO} = 0.65$
- Synthesegas aus der Vergasung von Raffinerierückständen,  $X_{CH_4} = 0.5, X_{CO} = 0.5$

Aus Sicherheits- und Kostengründen konnten die Versuche am Lehrstuhl nicht mit in Flaschen bereitgestelltem Kohlenmonoxid durchgeführt werden. Die folgende Analyse beruht daher ausschließlich auf der Betrachtung der Reaktionskinetik<sup>20</sup>. Hier wird der für Erdgasverbrennung optimierte GRI 3.0 [SGF<sup>+</sup>98] Reaktionsmechanismus verwendet. Die Untersuchung von [WG00] zeigt, dass dieser bei Methanflammen im Bereich von 0.1 bis 2.0 MPa eine sehr

<sup>&</sup>lt;sup>20</sup> Alle reaktionskinetischen Berechnungen wurden mit feuchter Luft durchgeführt. Die relative Luftfeuchtigkeit beträgt 60% bei 288K.

gute Übereinstimmung zu experimentellen Ergebnissen liefert. Da er auch die für Wasserstoff relevanten Elementarreaktionen enthält und Kohlenmonoxid Hauptbestandteil des Reaktionspfades von Methan ist, zeigt der GRI 3.0 auch bei typischen Synthesegasen eine gute Übereinstimmungen zu experimentellen Ergebnissen [NNLS05]. Selbst bei reinem Wasserstoff stimmt die errechnete laminare Flammengeschwindigkeit gut mit den experimentellen Werten [WMD01] überein.

Im Folgenden werden die zu erwartenden Temperatur- und Druckrandbedingungen am Brenner betrachtet. Diese sind durch den vorgeschalteten Verdichter gegeben. Die Verdichterendtemperatur  $T_V$  berechnet sich mit dem Verdichterdruckverhältnis<sup>21</sup>  $\Pi$ 

$$\Pi = \frac{p_V}{p_0} \tag{7.2}$$

zu:

$$T_V = \frac{T_0}{\eta_{Vis}} \left( \Pi^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} - 1 \right) + T_0.$$
 (7.3)

Am Einlass des Verdichters werden die Temperatur  $T_0 = 288$ K und der Druck  $p_0 = 1.013 \cdot 10^5$ Pa angenommen. Der isentrope Verdichterwirkungsgrad beträgt  $\eta_{Vis}$  = 0.9. Die Luftzahl in der Brennkammer ergibt sich aus der gewünschten adiabaten Flammentemperatur. Bei der mageren Vormischverbrennung liegt diese in Gasturbinen in einem Bereich von 1600K - 1800K. Darüber hinaus ist im realen Betrieb ein gewisser Sicherheitsbereich erforderlich, in dem es ebenfalls nicht zum Flammenrückschlag kommen darf. Als Maximalforderung wird daher eine adiabate Flammentemperatur von 2000K betrachtet. Die Berechnung der adiabaten Flammentemperatur wird mit dem Programm EQUIL [KMJ89] durchgeführt. Es wird eine Matrix erstellt, die im Bereich von 1600-2000K in Abständen von 20K die jeweils notwendige Luftzahl enthält. Für die beiden Brennstoffe ist das Ergebnis dieser Operation in den Abbildungen 7.13a und 7.14a dargestellt. An diesen Betriebspunkten wird die Quench-Zeitkonstante  $t_{quench}$  mit der entsprechenden Lewiszahl und dem chemischen Zeitmaß  $\tau_{c_{PSR}}$  berechnet. Wie erwartet, ergibt sich beim wasserstoffreichen Synthesegas aus Raffinerierückständen ein deutlich geringeres

<sup>&</sup>lt;sup>21</sup> Kraftwerks-Gasturbinen:  $\Pi$  = 17-34; Fluggasturbinen im Kraftwerkseinsatz:  $\Pi$  = 30-43

Zeitmaß. Abbildungen 7.13b und 7.14b zeigen zudem, dass bei Berücksichtigung des Sicherheitsabstandes ein  $t_{quench}$  von  $1.3 \cdot 10^{-5}$ s bzw.  $0.7 \cdot 10^{-5}$ s zu erwarten ist. In Tabelle 7.2 sind die im Rahmen dieser Arbeit bei den Versuchen erreichten Quenching-Zeitmaße zusammengefasst. Bei Konfiguration A und B wurde das jeweils angegebene  $t_{quench}$  in den atmosphärischen Versuchen erreicht. Die Werte für Konfiguration C wurden zudem auch bei den Versuchen mit erhöhtem Brennkammerdruck nachgewiesen. Damit erreicht Konfiguration C Werte, die zumindest für die Vergasung von Kohle (Abb. 7.13b) relevant sind und zudem den geforderten Sicherheitsbereich einhalten. Diese Geometrie stellt aber aus wirbeldynamischer Sicht kein Optimum dar.

Konfiguration	t <sub>quench</sub> [s]	Bemerkung	Kohlevergasung	Raffinerierückstände
А	ca. $2 \cdot 10^{-5}$	CIVB	ab $T_{ad} \approx 1940 \mathrm{K}$	ab $T_{ad} \approx 1870 \mathrm{K}$
В	ca. $1.7 \cdot 10^{-5}$	CIVB	ab $T_{ad} \approx 1960 \mathrm{K}$	ab $T_{ad} \approx 1890 \mathrm{K}$
С	ca. $1.3 \cdot 10^{-5}$	CIVB	ab $T_{ad} \approx 2000 \text{K}$	ab $T_{ad} \approx 1920 \mathrm{K}$
optimierte Geometrie	$0.67 \cdot 10^{-5}$	stabil	bei <i>T<sub>ad</sub></i> = 2000K	bei <i>T<sub>ad</sub></i> = 2000K

Tabelle 7.2: Geometrieabhängigkeit des realisierbaren Quenching-Zeitmaßes, errechnete adiabate Flammentemperatur  $T_{ad}$  beim CIVB für  $\Pi$  = 30

Die in Abschnitt 6.3 vorgestellte, optimierte Brennerkonfiguration zeigt auch bei einer stöchiometrischen Wasserstoffflamme, d.h. bei  $t_{quench} = 0.67 \cdot 10^{-5}$ s kein verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen<sup>22</sup>. Aufgrund von thermoakustischen Schwingungen konnten damit aber keine Versuche bei erhöhtem Brennkammerdruck durchgeführt werden. Gleichzeitig zeichnet sich diese Geometrie durch eine relativ hohe Brennstoffflexibilität aus. Ein Verlöschen der Flamme ist auch bei  $t_{quench} = 7.74 \cdot 10^{-5}$ s ausgeschlossen<sup>23</sup>.

Die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse sind ermutigend und zeigen, dass eine brennstoffflexible, aerodynamische Flammenstabilisierung für Synthesegase grundsätzlich realisierbar sein sollte. Dies gilt vor allem vor dem Hintergrund, dass in Gasturbinen deutlich höhere Strömungsgeschwindigkeiten üblich sind und sich damit die CIVB-Resistenz in der Regel erhöht.

 $<sup>\</sup>frac{22}{22} \frac{X_{H_2}}{X_{H_2}} = 1, T = 293 \text{K}, t_{quench} = 0.67 \cdot 10^{-5} \text{s}$   $\frac{23}{23} \frac{X_{CH_4}}{X_{CH_4}} = 1, T = 293 \text{K}, t_{quench} = 7.74 \cdot 10^{-5} \text{s}$ 



Abbildung 7.13: Brennstoff: Synthesegas aus der Vergasung von Kohle,(a) Luftzahl  $\lambda$  als Funktion der adiabaten Flammentemperatur(b) Errechnete Quench-Zeitkonstante  $t_{quench}$  (logarithmische Auftragung)



Abbildung 7.14: Brennstoff: Synthesegas aus der Vergasung von Raffinerierückständen,(a) Luftzahl  $\lambda$  als Funktion der adiabaten Flammentemperatur(b) Errechnete Quench-Zeitkonstante  $t_{quench}$  (logarithmische Auftragung)

# 8 Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der aerodynamischen Stabilisierung vorgemischter Flammen. Dieses schadstoffarme Verbrennungsverfahren wird bei stationären Gasturbinen immer häufiger eingesetzt. In der Regel besteht dabei nur eine geringe Brennstoffflexibilität. Vor allem bei wasserstoffreichen Synthesegasen besteht die Gefahr, dass ein Flammenrückschlag durch "verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen (CIVB)" ausgelöst wird.

Der erste in dieser Arbeit behandelte Themenbereich umfasst die theoretischen Grundlagen hierzu: Die auf diesem Gebiet vorhandenen Vorarbeiten wurden zusammengefasst. Unter anderem zeigt die experimentelle und numerische Untersuchung eines existierenden Industriebrenners<sup>1</sup>, dass das isotherme Strömungsfeld stromauf des Querschnittssprungs zur Brennkammer einen entscheidenden Einfluss auf die Stabilität der Flamme hat.

Daraus leitet sich die Frage ab, wie ein besonders stabiles Strömungsfeld für einen Brenner mit erhöhter Brennstoffflexibilität auszusehen hat. Bei der Klärung dieser Frage werden Details der Flamme-Wirbel-Interaktion, die Gegenstand anderer aktueller Forschungsarbeiten sind, ausgeklammert. Klare Aussagen lassen sich vielmehr schon aus den zahlreichen Publikationen zum isothermen Wirbelaufplatzen ableiten. Ein "ideales" Strömungsfeld wirkt dem Wirbelaufplatzen innerhalb des Brenners entgegen und ermöglicht gleichzeitig die Bildung einer Rückströmzone in der Brennkammer. Für diese Vorgänge ist der axiale Gradient der azimutalen Wirbelstärke  $\partial \omega_{\varphi}/\partial z$  von besonderer Bedeutung: Wenn die Umfangsgeschwindigkeit der Strömung auf dem Weg zur Brennkammer abnimmt, wird die in der Drallströmung vorhandene axiale Wirbelstärke in azimutale Richtung umorientiert. Dadurch sinkt der Betrag der azimutalen Wirbelstärke  $\omega_{\varphi}$ , was wiederum dazu führt, dass die Axialgeschwindigkeit entlang der Rotationsachse abfällt. Die Stromlinien divergie-

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> [Fri03], [Krö03] und [Kie05]

ren und der selbstverstärkende Rückkopplungsmechanismus des isothermen Wirbelaufplatzens tritt in Aktion.

Bei idealisierter Betrachtung unterscheiden sich das isotherme und das reagierende Strömungsfeld lediglich dadurch, dass die Flamme einen Quellterm darstellt, der eine zusätzliche Abnahme der azimutalen Wirbelstärke bewirkt. Eine Strömung, die z.B. durch die Zunahme der azimutalen Wirbelstärke dem isothermen Wirbelaufplatzen innerhalb des Brenners präventiv entgegenwirkt, kann somit auch den Flammenrückschlag durch CIVB unterbinden.

Von besonderem Interesse ist dabei der achsnahe Bereich, der überproportional zur Stabilisierung bzw. Destabilisierung der Strömung beiträgt. Hier zeigt sich das Grundproblem für die Gestaltung eines "stabilen" Strömungsfeldes: Bei einem konstanten Strömungsquerschnitt nimmt die Umfangsgeschwindigkeit in einer Drallströmung grundsätzlich ab und der Wirbelkernradius weitet sich mit zunehmender axialer Lauflänge auf. Damit steigt die Gefahr, dass es schon innerhalb des Brenners zum Wirbelaufplatzen kommt. Eine Begründung für diesen in Drallströmungen inhärenten Vorgang liefert die radiale Diffusion der Wirbelstärke. Dieser Mechanismus lässt sich aber auch umkehren und gezielt zur Stabilisierung der Strömung nutzen. Wenn man im Brenner eine drallfreie Strömung in Achsnähe einbringt, wird diese durch die Interaktion mit der Drallströmung in Rotation versetzt. Dadurch stellt sich in Achsnähe die gewünschte Zunahme der Umfangsgeschwindigkeit ein.

Aus der zugrundeliegenden Theorie kann für die Aerodynamik von Gasturbinenbrennern eine Reihe von Auslegungs- und Optimierungsregeln abgeleitet werden. Diese wurden in Form einer Liste zusammengefasst. Die Analyse des isothermen Strömungsfeldes ermöglicht damit schon in einem frühen Entwicklungsstadium eine qualitative Aussage über die CIVB-Anfälligkeit einer Strömung. Das entscheidende Kriterium ist dabei die axiale Entwicklung der azimutalen Wirbelstärke. Alternativ kann auch die Axialgeschwindigkeitsverteilung selbst betrachtetet werden. Bei einer besonders stabilen Auslegung nimmt innerhalb des Brenners die Axialgeschwindigkeit längs der Rotationsachse zu. Der Absolutbetrag der Axialgeschwindigkeit spielt dagegen nur eine untergeordnete Rolle. Der zweite in dieser Arbeit behandelte Themenbereich umfasst die experimentelle Überprüfung der theoretischen Ansätze. Dazu wurde eine neue Drallbrennergeometrie entworfen und unter atmosphärischen Bedingungen untersucht. Die optimierte Brennergeometrie kombiniert das Prinzip der aerodynamischen Flammenstabilisierung mit einer bemerkenswerten Brennstoffflexibilität. Einerseits ermöglicht das Strömungsfeld die Stabilisierung einer Erdgasflamme, andererseits tritt im identischen Strömungsfeld selbst bei einer stöchiometrischen Wasserstoffflamme kein verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen auf. Mit einer Large-Eddy Simulation und dem qualitativen Vergleich zweier unterschiedlicher Geometriekonfigurationen wurde gezeigt, dass der axiale Gradient der azimutalen Wirbelstärke entscheidend für die Stabilisierung der Rückströmzone ist.

Im nächsten Schritt wurde ein bereits vorhandenes Modell für die Korrelation der CIVB-Grenzen [Krö03] anhand der neuen Brennergeometrie validiert: Die Experimente bestätigen die bisherige Untersuchung in den wesentlichen Punkten. Das  $C^*_{quench}$ -Modell eignet sich grundsätzlich zur Abschätzung der CIVB-Grenze bei einem anderen Betriebspunkt bzw. einer anderen Brennstoffzusammensetzung. Zugleich wurde das Modell geringfügig erweitert. Wenn man die signifikante Luftzahlabhängigkeit bei niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten berücksichtigt, ist in diesem Bereich eine genauere Vorhersage möglich. Für den in Gasturbinen typischen Betriebsbereich mit deutlich höheren Strömungsgeschwindigkeiten ist dieser Effekt aber nicht relevant.

Für die Entwicklung von Gasturbinenbrennern ist stattdessen die Druckabhängigkeit des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens von entscheidender Bedeutung. Diese wurde anhand der neu entwickelten Geometrie erstmals experimentell untersucht. Die je nach Luftzahl stark unterschiedliche Druckskalierung wird über den im  $C^*_{quench}$ -Modell implementierten Zeitmaßvergleich sehr gut wiedergegeben. Dies eröffnet die Möglichkeit, das CIVB-Verhalten einer Geometrie unter gasturbinenspezifischen Bedingungen anhand von einfach und kostengünstig durchführbaren atmosphärischen Versuchen abzuschätzen.

Das beim Einsatz in Gasturbinen zu erwartende chemische Zeitmaß  $t_{quench}$  wurde am Beispiel zweier wasserstoffreicher Synthesegase berechnet. Ein stabiles Strömungsfeld zeichnet sich dadurch aus, dass es auch bei einem niedrigen  $t_{quench}$  eine ortsfeste Rückströmzone in der Brennkammer ermöglicht. Die Analyse ergibt, dass in Gasturbinen unter extremen Bedingungen ein Zeitmaß von  $t_{quench} = 0.7 \cdot 10^{-5}$ s auftreten kann. Mit der in den atmosphärischen Versuchen optimierten Geometrie, die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellt wurde, sollte selbst bei diesem chemischen Zeitmaß grundsätzlich ein stabiler Betrieb möglich sein. Dies setzt voraus, dass die für die Druckskalierung gültigen Zusammenhänge, welche bis  $7.2 \cdot 10^5$ Pa experimentell überprüft wurden, auch darüber hinaus gültig sind. Bei den hinsichtlich CIVB stabilsten Konfigurationen traten jedoch bei erhöhtem Druck die größten thermoakustischen Probleme auf. In Zukunft sollten daher thermoakustische Fragestellungen schon in einem möglichst frühen Entwicklungsstadium berücksichtigt werden.

# Literaturverzeichnis

[AKHW94]	ALTHAUS, W. ; KRAUSE, E. ; HOFHAUS, J. ; WEIMER, M.: Vortex break- down: Transition between bubble- and spiral-type breakdown. In: <i>Meccanica</i> 29 (1994), S. 373–382
[AM89]	ASHURST, W. ; MCMURTRY, P.: Flame Generation of Vorticity: Vor- tex Dipoles from Monopoles. In: <i>Combustion Science and Techno-</i> <i>logy</i> 66 (1989), S. 17–37
[Ari62]	ARIS, R.: Vectors, Tensors, and the Basic Equations of Fluid Mecha- nics. Prentic-Hall, Inc., 1962
[Bat67]	BATCHELOR, G.: <i>An introduction to fluid dynamics</i> . Cambridge University Press, 1967
[BC92]	BERAN, P.; CULICK, F.: The role of non-uniqueness in the develop- ment of vortex breakdown in tubes. In: <i>Journal of Fluid Mechanics;</i> <i>aus: Internal Flow - Concepts and Applications, Greitzer et al.</i> 242 (1992), S. 491–527
[BE95]	BERGER, S. ; ERLEBACHER, G.: Vortex breakdown incipience: Theo- retical considerations. In: <i>Physics of Fluids</i> 7 (1995), S. 972–982
[Ben62]	BENJAMIN, T.: Theory of the vortex breakdown phenomenon. In: <i>Journal of Fluid Mechanics</i> 14 (1962), S. 592–629
[BHS06a]	BURMBERGER, S. ; HIRSCH, C. ; SATTELMAYER, T.: Design rules for the velocity field of vortex breakdown swirl burners. In: <i>Procee-</i> <i>dings of GT 2006: ASME Turbo Expo: Power for Land, Sea and Air,</i> <i>No. GT2006-90495, Barcelona, Spain,</i> 2006
[BHS06b]	BURMBERGER, S. ; HIRSCH, C. ; SATTELMAYER, T.: Designing a ra-
----------	---
	dial swirler vortex breakdown burner. In: Proceedings of GT 2006:
	ASME Turbo Expo: Power for Land, Sea and Air, No. GT2006-90497,
	Barcelona, Spain, 2006

- [BL90] BROWN, G.; LOPEZ, J.: Axisymmetric vortex breakdown Part 2: Physical mechanisms. In: *Journal of Fluid Mechanics* 221 (1990), S. 553–567
- [BS94] BAEHR, D.; STEPHAN, K.: *Wärme- und Stoffübertragung*. Springer, Berlin, 1994
- [BSL60] BIRD, R. ; STEWART, W. ; LIGHTFOOT, E. ; INTRNATIONAL, Wiley (Hrsg.): *Transport Phenomena*. 1960
- [CK00] CHAMPAGNE, F. ; KROMAT, S.: Experiments on the formation of a recirculation zone in swirling coaxial jets. In: *Experiments in Fluids* 29 (2000), S. 494–504
- [Dar93] DARMOFAL, D.: The role of vorticity dynamics in vortex breakdown. In: *AIAA 24th Fluid Dynamics Conference* 93-3036 (1993), S. 1–14
- [Dar94] DARMOFAL, D.: A study of the mechanisms of axisymmetric vortex breakdown, Massachusetts Institute of Technology, Diss., 1994
- [Del94] DELERY, J.: Aspects of vortex breakdown. In: *Progress in Aerospace Sciences* 30 (1994), S. 1–59
- [DHK07] DÖBBELING, K. ; HELLAT, J. ; KOCH, H.: 25 Years of BBC/ABB/Alstom Lean Premix Combustion Technologies. In: Journal of Engineering for Gas Turbines and Power 129 (2007), S. 2–12
- [DKGT01] DARMOFAL, D. ; KHAN, R. ; GREITZLER, E. ; TAN, C.: Vortex core behaviour in confined and unconfined geometries:a quasi-onedimensional model. In: *Journal or Fluid Mechanics* 449 (2001), S. 61–84

[Dur07]	DURAND, L.: Development, implementation and validation of LES models for inhomogeneously premixed turbulent combustion, Technische Universität München, Diss., 2007					
[Eic08]	EICHLER, C.: private communication / Lehrstuhl für Thermody- namik, TU-München. 2008. – Forschungsbericht					
[FCJH05]	FU, Y.; CAI, J.; JENG, S.; H.MONGIA: Confinement effects on the swirling flow of a counter-rotating swirl cup. In: <i>Proceedings of GT</i> 2005: ASME Turbo Expo: Power for Land, Sea and Air, No. GT2005- 68622, Reno-Tahoe, Nevada, USA, 2005					
[FKL <sup>+</sup> 06]	FREITAG, E. ; KONLE, H. ; LAUER, M. ; HIRSCH, C. ; SATTELMAYER, T.: Pressure Influence on the flame transfer function of a premi- xed swirling flame. In: <i>Proceedings of GT 2006: ASME Turbo Expo</i> <i>Power for Land, Sea and Air, No. GT2006-90540, Barcelona, Spain</i> 2006					
[Föl06]	FÖLLER, S.: Untersuchung des Flammenstabilitätsverhaltens mit- tels eines optimierten akustischen Brennermodells / Technische Universität München. 2006. – Forschungsbericht					
[Fri03]	FRITZ, J.: Flammenrückschläge durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen, Technische Universität München, Diss., 2003					
[FT89]	FAROKHI, S. ; TAGHAVI, R.: Effect of initial swirl distribution on the evolution of a turbulent jet. In: <i>AIAA Journal</i> 27 (1989), S. 700–706					
[GB76]	GRABOWSKI, W. ; BERGER, S.: Solutions of the Navier-Stokes equations for vortex breakdown. In: <i>Journal of Fluid Mechanics</i> 75 (1976), S. 525–545					
[Ger05]	GERLINGER, P.: <i>Numerische Verbrennungssimulation</i> . Springer, Berlin, 2005					
[GKGM88]	GLARBORG, P.; KEE, R.; GRCAR, J.; MILLER, J.: <i>PSR: A Fortran Pro-</i> gram for Modeling Well-Stirred Reactors. Sandia National Labora-					

tories, Sandia Report SAND86-8209, 1988

[Gro07]	<ul><li>GROTTKE, R.: Analyse drallverstärkter Intermittenz mit Hilfe der Grobstruktursimulation, Technische Universität München, Diss., 2007</li></ul>
[GTG04]	GREITZER, E. ; TAN, C. ; GRAF, M.: <i>Internal Flow - Concepts and Applications</i> . Cambridge University Press, 2004
[Haa03]	HAAG, O.: Studie zur Anwendung von Turbulenzmodellen in Gasturbinenbrennkammern, Technische Universität Darmstadt, Diss., 2003
[Hal66]	HALL, M.: The structure of concentrated vortex cores. In: <i>Progress in Aeronautical Science</i> 7 (1966), S. 53–110
[Hal72]	HALL, M.: Vortex Breakdown. In: <i>Journal of Fluid Mechanics</i> 4 (1972), S. 195–218
[Hel79]	HELLAT, J.: Turbulente Strömung und Mischung in Erdgas- Diffusionsflammen mit Luftdrall, Universität Fridericiana Karlsru- he, Diss., 1979
[Hil88]	HILLEMANNS, R.: Das Strömungs- und Reaktionsfeld sowie Stabi- lisierungseigenschaften von Drallflammen unter dem Einfluss der inneren Reaktionszone, Universität Fridericiana Karlsruhe, Diss., 1988
[Hir95]	HIRSCH, C.: <i>Ein Beitrag zur Wechselwirkung von Turbulenz und Drall</i> , Universität Fridericiana Karlsruhe, Diss., 1995
[Hir08]	HIRSCH, C.: private communication / Lehrstuhl für Thermodyna- mik, TU-München. 2008. – Forschungsbericht
[HNM01]	HASEGAWA, T. ; NISHIK, S. ; MICHIKAMI, S.: Mechanism of flame propagation along a vortex tube. In: <i>IUTAM Symposium on Geometry and Statistics of Turbulence</i> 200 (2001), S. 235–240
[Ide94]	IDELCHIK, I.: Handbook of hydraulic resistance. CRC Press, 1994
[Ish02]	ISHIZUKA, S.: Flame propagation along a vortex axis. In: <i>Progress in Energy and Combustion Science</i> 28 (2002), S. 477–542

- [JHT01] JONES, M. ; HOURIGAN, K. ; THOMPSON, M.: Toward a Geometry Independent Criterion for Vortex Breakdown. In: *14th Australasian Fluid Mechanics Conference*, 2001
- [Joh98] JOHNSON, R. W.; JOHNSON, R. W. (Hrsg.): *The handbook of fluid dynamics*. CRC Press, 1998
- [JSKB05] JOCHMANN, P. ; SINIGERSKY, A. ; KOCH, R. ; BAUER, H.: Urans prediction of flow instabilities of a novel atomizer combustor configuration. In: *Proceedings of GT 2005: ASME Turbo Expo: Power for Land, Sea and Air, No. GT2005-68072, Reno-Tahoe, Nevada, USA,* 2005
- [KCS06] KUROSAKA, M.; CAIN, C.; SRIGRAROM, S.: Azimuthal vorticity gradient in the formative stages of vortex breakdown. In: *Journal or Fluid Mechanics* 569 (2006), S. 1–28
- [Kep07] KEPPELER, R.: Untersuchung der Aerodynamik von Drallbrennern mit Large Eddy Simulation, TU-München, Lehrstuhl für Thermodynamik, Diplomarbeit, 2007
- [Kie05] KIESEWETTER, F.: *Modellierung des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens in Vormischbrennern*, Technische Universität München, Diss., 2005
- [KKS08] KONLE, M.; KIESEWETTER, F.; SATTELMAYER, T.: Simultaneous high repetition rate PIV-LIF-measurements of CIVB driven flashback.
   In: *Experiments in Fluids* 44 (2008), S. 529–538
- [KM07] KIESOW, H. ; MCQUIGGAN, G.: The Challenges Facing the Utility Gas Turbine. In: *Proceedings of GT2007, ASME Turbo Expo*, 2007
- [KMJ89] KEE, R. ; MILLER, J. ; JEFFERSON, T.: CHEMKIN: A General-Porpose, Problem-Independent, Transportable, Fortran Chemical Kinetics Code Package. Sandia National Laboratories, Sandia Report SAND80-8003, 1989

- [Kon07] KONLE, M.: Einfluss der Drallströmungsform auf das verbrennungsinduzierte Aufplatzen in Wirbelröhren, internes Zwischenreview, Teilprojekt 1 / TU-München. 2007. – Forschungsbericht
- [Krö03] KRÖNER, M.: Einfluss lokaler Löschvorgänge auf den Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen., Technische Universität München, Diss., 2003
- [Lec03] LECHNER, C. ; SEUME, J. (Hrsg.): *Stationäre Gasturbinen*. Springer-Verlag Berlin, 2003
- [LG04] LI, G. ; GUTMARK, E.: Effects of swirler configurations on flow structures and combustion characteristics. In: *Proceedings of GT* 2004: ASME Turbo Expo: Power for Land, Sea and Air, No. GT2004-53674, Vienna, Austria, 2004
- [LNO01] LUCCA-NEGRO, O.; O'DOHERTY, T.: Vortex breakdown: a review.
   In: Progress in Energy and Combustion Science 27 (2001), S. 431–481
- [MK91] MUNDUS, B.; KREMER, H.: Untersuchung des Strömungs- und Verbrennungsverlaufs verdrallter Diffusionsflammen in Abhängigkeit von der Art der Drallerzeugung. In: *Gaswärme International* 12 (1991), S. 545–556
- [MT62] MILNE-THOMSON, L.: *Theoretical Hydrodynamics*. Macmillan & Co Ltd, London, 1962
- [NNLS05] NATARAJAN, J.; NANDULA, S.; LIEUWEN, T.; SEITZMAN, J.: Laminar flame speeds of synthetic gas fuel mixtures. In: ASME Turbo Expo 2005 GT2005-68917 (2005)
- [Pan05] PANTON, R. L.: *Incompressible flow*. Wiley, 2005
- [Pop00] POPE, S.B. ; POPE, S.B. (Hrsg.): *Turbulent Flows*. Cambridge University Press, 2000
- [Pro16] PROUDMAN, J.: On the Motion of Solids in a Liquid Possessing Vorticity. In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*,

*Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* 92 (1916), S. 408–424

- [RCMM03] RUITH, M.; CHEN, P.; MEIBURG, E.; MAXWORTHY, T.: Threedimensional vortex breakdown in swirling jets and wakes: direct numerical simulation. In: *Journal of fluid mechanics* 486 (2003), S. 331–378
- [RCW<sup>+</sup>03] RADGEN, P.; CREMER, C.; WARKENTIN, S.; GERLING, P.; MAY, F.; KNOPF, S.; WESTERMANN, B. (Hrsg.): Abschlussbericht: Verfahren zur CO2-Abscheidung und –Speicherung. Bundesministerium für Umwelt, Naturschutz und Reaktorsicherheit, 2003
- [RJ95] RAVINDRA, K. ; JACOBS, J.: A simple criterion for vortex breakdown. In: *Fluid Dynamics Conference, 26th, San Diego*, 1995
- [RKC02] RUSAK, Z.; KAPILA, A.; CHOI, J.: Effect of combustion on nearcritical swirling flow. In: *Combustion Theory and Modelling* 6 (2002), S. 625–645
- [RTRC00] RENARD, P.; THEVENIN, D.; ROLON, J.; CANDEL, S.: Dynamics of flame/vortex interactions. In: Progress in Energy and Combustion Science 26 (2000), S. 225–282
- [RW97] RADE, L.; WESTERGREN, B.; VACHENAUER, P. (Hrsg.): Springers Mathematische Formeln. Springer, 1997
- [SB74] SYRED, N. ; BEER, J.: Combustion in swirling flows A review. In: *Combustion and Flame* 23 (1974), S. 143–201
- [Sch91] SCHMID, C.: Drallbrenner-Simulation durch Starrkörperwirbel-Strömungen unter Einbeziehung von drallfreier Primärluft und Verbrennung, Universität Fridericiana Karlsruhe, Diss., 1991
- [Sch00] SCHLUETER, J.: Large Eddy Simulations of Flow and Mixing in Jets and Swirl Flows: Application to a Gas Turbine, Cerfacs, Toulouse, Diss., 2000
- [Sch08] SCHMITZ, N.: *Programm zur Druckverlustberechnung*. 2008. www.druckverlust.de

- [SFH<sup>+</sup>92] SATTELMAYER, T. ; FELCHLIN, M. ; HAUMANN, J. ; HELLAT, J. ; STY-NER, D.: Second-generation low-emission combustors for ABB gas turbines: Burner development and tests at atmospheric pressure. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 114 (1992), S. 118–125
- [SGF<sup>+</sup>98] SMITH, G.; GOLDEN, D.; FRENKLACH, M.; MORIARTY, N.; EITE-NEER, B.: GRI-MECH 3.0, Gas Research Institute / Gas Research Institute, www.me.berkeley.edu. 1998. – Forschungsbericht
- [SGG87] SPALL, R. ; GATSKI, T. ; GROSCH, C.: A criterion for vortex breakdown. In: *Physics of Fluids* 30 (1987), S. 3434–3440
- [She90] SHERMAN, F.: *Viscous Flow*. McGraw-Hill Publishing Company, 1990
- [SKJ<sup>+</sup>97] SATTELMAYER, T. ; KNÖPFEL, H.P. ; JANSOHN, P. ; RUCK, T. ; STEIN-BACH, C.: Development of the Advanced EV (AEV) Burner for the ABB GTX 100 Gas Turbine. In: 97-AA-139, ASME/IGTI Asia 97, Singapore, 1997
- [Spu04] SPURK, J. H.: *Strömungslehre*. Springer Verlag Berlin, 2004
- [TL72] TENNEKES, H.; LUMLEY, J.: A first course in turbulence. 1972
- [Tru89] TRUNKENBRODT, E.: *Fluidmechanik Band 1*. Springer-Verlag Berlin, 1989
- [Wei97] WEIMER, M.: Aufplatzen freier Wirbel und drallbehafteter Rohrströmungen, RWTH Aachen, Diss., 1997
- [WG00] WITT, M.; GRIEBEL, P.: Numerische Untersuchung von laminaren Methan/Luft-Vormischflammen / Paul Scherrer Institut. 2000. – Forschungsbericht
- [WMD01] WARNATZ, J.; MAAS, U.; DIBBLE, R.: *Verbrennung*. Springer-Verlag, Berlin, 2001
- [WN96] WATSON, J.; NEITZEL, G.: Numerical evaluation of a vortex breakdown criterion. In: *Physics of Fluids* 8 (1996), S. 3063–3071

[Wäs07] WÄSLE, J.: Vorhersage der Lärmemission turbulenter Vormischflammen, Technische Universität München, Diss., 2007

# 9 Anhang

#### 9.1 Das Nabla-Kalkül in orthogonalen Koordinaten

Im Folgenden werden die Differentialoperatoren in allgemeinen orthogonalen Koordinaten mit den drei Raumrichtungen  $\alpha$ ,  $\beta$  und  $\gamma$  dargestellt [She90, S.651] [RW97, S.246]. Jeder Punkt ist durch den Schnittpunkt dreier Ebenen mit jeweils konstanter Koordinate charakterisiert. Aus dieser allgemeinen Betrachtung wird eine Formulierung in kartesischen und zylindrischen Koordinaten abgeleitet.

#### 9.1.1 Maßstabsfaktoren

Nach [She90, S.656] bzw. [RW97, S.246] gelten folgende Maßstabsfaktoren:

$$h_{\alpha}^{2} = \left(\frac{\partial x}{\partial \alpha}\right)^{2} + \left(\frac{\partial y}{\partial \alpha}\right)^{2} + \left(\frac{\partial z}{\partial \alpha}\right)^{2}, \qquad (9.1)$$

$$h_{\beta}^{2} = \left(\frac{\partial x}{\partial \beta}\right)^{2} + \left(\frac{\partial y}{\partial \beta}\right)^{2} + \left(\frac{\partial z}{\partial \beta}\right)^{2}, \qquad (9.2)$$

$$h_{\gamma}^{2} = \left(\frac{\partial x}{\partial \gamma}\right)^{2} + \left(\frac{\partial y}{\partial \gamma}\right)^{2} + \left(\frac{\partial z}{\partial \gamma}\right)^{2}.$$
(9.3)

Ersetzt man die Raumrichtungen  $\alpha$ ,  $\beta$  und  $\gamma$  durch die des jeweiligen Koordinatensystems, so ergibt sich im kartesisches Koordinatensystem (x, y, z):

$$h_x = 1, \quad h_y = 1, \quad h_z = 1,$$
 (9.4)

bzw. im zylindrischen Koordinatensystem (r,  $\varphi$ , z) mit x = r cos $\varphi$ , y = r sin $\varphi$  und z = z:

$$h_r = 1, \quad h_{\varphi} = r, \quad h_z = 1.$$
 (9.5)

Die Ableitungen der Maßstabsfaktoren sind nach folgendem Beispiel definiert:

$$h_{\alpha\beta} = \frac{\partial h_{\alpha}}{\partial \beta}.$$
(9.6)

#### **9.1.2 Gradient eines Skalars** $\nabla s$

Die Anwendung des Nabla-Operators auf eine skalare Größe (z.B. Druckfeld) ergibt den Gradienten. Dabei handelt es sich um einen Vektor [RW97, S.246]:

$$\nabla s = \frac{1}{h_{\alpha}} \frac{\partial s}{\partial \alpha} \boldsymbol{e}_{\alpha} + \frac{1}{h_{\beta}} \frac{\partial s}{\partial \beta} \boldsymbol{e}_{\beta} + \frac{1}{h_{\gamma}} \frac{\partial s}{\partial \gamma} \boldsymbol{e}_{\gamma}.$$
(9.7)

Mit  $\alpha = x$ ,  $\beta = y$  und  $\gamma = z$  gilt im kartesischen Koordinatensystem:

$$\nabla s = \frac{\partial s}{\partial x} \boldsymbol{e}_{x} + \frac{\partial s}{\partial y} \boldsymbol{e}_{y} + \frac{\partial s}{\partial z} \boldsymbol{e}_{z}.$$
(9.8)

Mit  $\alpha$  = r,  $\beta$  =  $\varphi$  und  $\gamma$  = z gilt im zylindrischen Koordinatensystem:

$$\nabla s = \frac{\partial s}{\partial r} \boldsymbol{e}_{\boldsymbol{r}} + \frac{1}{r} \frac{\partial s}{\partial \varphi} \boldsymbol{e}_{\boldsymbol{\varphi}} + \frac{\partial s}{\partial z} \boldsymbol{e}_{\boldsymbol{z}}.$$
(9.9)

#### **9.1.3** Divergenz eines Vektors $\nabla \cdot \vec{v}$

Bei der Anwendung des Nabla-Operators auf eine vektorielle Größe (z.B. Geschwindigkeitsfeld) ist aus formalen Gründen das Multiplikationszeichen zu berücksichtigen. Die Divergenz eines Vektorfeldes stellt eine skalare Größe dar. Nach [She90, S.651] bzw. [RW97, S.246] gilt folgender Zusammenhang:

$$\nabla \cdot \vec{v} = \frac{1}{h_{\alpha}h_{\beta}h_{\gamma}} \left[ \frac{\partial \left( v_{\alpha}h_{\beta}h_{\gamma} \right)}{\partial \alpha} + \frac{\partial \left( v_{\beta}h_{\alpha}h_{\gamma} \right)}{\partial \beta} + \frac{\partial \left( v_{\gamma}h_{\alpha}h_{\beta} \right)}{\partial \gamma} \right].$$
(9.10)

Mit  $\alpha = x$ ,  $\beta = y$  und  $\gamma = z$  gilt im kartesischen Koordinatensystem:

$$\nabla \cdot \vec{v} = \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z}.$$
(9.11)

Mit  $\alpha$  = r,  $\beta$  =  $\varphi$  und  $\gamma$  = z gilt somit im zylindrischen Koordinatensystem:

$$\nabla \cdot \vec{v} = \frac{1}{r} \frac{\partial (r v_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_{\varphi}}{\partial \varphi} + \frac{\partial v_z}{\partial z}.$$
(9.12)

#### **9.1.4** Rotation eines Vektors $\nabla \times \vec{v}$

Die Rotation<sup>1</sup> ist das Kreuzprodukt des Nabla-Operators und einer vektoriellen Größe. Daraus ergibt sich wiederum eine vektorielle Größe. Zu beachten ist dabei, dass die Divergenz der Rotation eines beliebigen Vektors null ergibt. Gleiches gilt für die Rotation des Gradienten eines Skalars. Nach [She90, S.653] bzw. [RW97, S.246] gilt für die Rotation eines Vektors in allgemeinen orthogonalen Koordinaten mit den Einheitsvektoren  $e_{\alpha}$ ,  $e_{\beta}$ ,  $e_{\gamma}$  folgender Zusammenhang:

$$\nabla \times \vec{\nu} = \frac{1}{h_{\alpha}h_{\beta}h_{\gamma}} \begin{vmatrix} h_{\alpha}\boldsymbol{e}_{\alpha} & h_{\beta}\boldsymbol{e}_{\beta} & h_{\gamma}\boldsymbol{e}_{\gamma} \\ \frac{\partial}{\partial\alpha} & \frac{\partial}{\partial\beta} & \frac{\partial}{\partial\gamma} \\ h_{\alpha}\nu_{\alpha} & h_{\beta}\nu_{\beta} & h_{\gamma}\nu_{\gamma} \end{vmatrix}.$$
(9.13)

Mit  $\alpha = x$ ,  $\beta = y$  und  $\gamma = z$  gilt im kartesischen Koordinatensystem:

$$\nabla \times \vec{v} = \left(\frac{\partial v_z}{\partial y} - \frac{\partial v_y}{\partial z}\right) \boldsymbol{e_x} + \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial x}\right) \boldsymbol{e_y} + \left(\frac{\partial v_y}{\partial x} - \frac{\partial v_x}{\partial y}\right) \boldsymbol{e_z}.$$
 (9.14)

Mit  $\alpha$  = r,  $\beta$  =  $\varphi$  und  $\gamma$  = z gilt im zylindrischen Koordinatensystem:

$$\nabla \times \vec{v} = \left(\frac{1}{r}\frac{\partial v_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial v_\varphi}{\partial z}\right)\boldsymbol{e_r} + \left(\frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial r}\right)\boldsymbol{e_\varphi} + \frac{1}{r}\left(\frac{\partial \left(r \cdot v_\varphi\right)}{\partial r} - \frac{\partial v_r}{\partial \varphi}\right)\boldsymbol{e_z}.$$
 (9.15)

#### **9.1.5** Konvektive Änderung $(\vec{v} \cdot \nabla) \vec{w}$

Der Nabla-Operator ist in allgemeinen orthogonalen Koordinaten folgendermaßen definiert [She90, S.653] bzw. [MT62, S.61]:

$$\nabla = \frac{1}{h_{\alpha}} \frac{\partial}{\partial \alpha} \boldsymbol{e}_{\alpha} + \frac{1}{h_{\beta}} \frac{\partial}{\partial \beta} \boldsymbol{e}_{\beta} + \frac{1}{h_{\gamma}} \frac{\partial}{\partial \gamma} \boldsymbol{e}_{\gamma}.$$
(9.16)

Folglich ist die skalare Größe  $\vec{v} \cdot \nabla$  durch folgende Komponenten [She90, S.655] gegeben:

$$(\vec{\nu} \cdot \nabla) = \left(\frac{\nu_{\alpha}}{h_{\alpha}}\right) \frac{\partial}{\partial \alpha} + \left(\frac{\nu_{\beta}}{h_{\beta}}\right) \frac{\partial}{\partial \beta} + \left(\frac{\nu_{\gamma}}{h_{\gamma}}\right) \frac{\partial}{\partial \gamma}.$$
(9.17)

<sup>1</sup> eng: curl

In Kombination mit einem Vektor  $\vec{w} = w_{\alpha} e_{\alpha} + w_{\beta} e_{\beta} + w_{\gamma} e_{\gamma}$  erhält man durch Ausmultiplizieren:

$$(\vec{v}\cdot\nabla)\vec{w} = (\vec{v}\cdot\nabla)(w_{\alpha}\boldsymbol{e}_{\alpha}) + (\vec{v}\cdot\nabla)(w_{\beta}\boldsymbol{e}_{\beta}) + (\vec{v}\cdot\nabla)(w_{\gamma}\boldsymbol{e}_{\gamma}) = \frac{v_{\alpha}}{h_{\alpha}}\frac{\partial w_{\alpha}}{\partial \alpha}\boldsymbol{e}_{\alpha} + \frac{v_{\alpha}w_{\alpha}}{h_{\alpha}}\frac{\partial \boldsymbol{e}_{\alpha}}{\partial \alpha} + \frac{v_{\beta}}{h_{\beta}}\frac{\partial w_{\alpha}}{\partial \beta}\boldsymbol{e}_{\alpha} + \frac{v_{\beta}w_{\alpha}}{h_{\beta}}\frac{\partial \boldsymbol{e}_{\alpha}}{\partial \beta} + \frac{v_{\gamma}}{h_{\gamma}}\frac{\partial w_{\alpha}}{\partial \gamma}\boldsymbol{e}_{\alpha} + \frac{v_{\gamma}w_{\alpha}}{h_{\gamma}}\frac{\partial \boldsymbol{e}_{\alpha}}{\partial \gamma} + \frac{v_{\alpha}w_{\beta}}{h_{\alpha}}\frac{\partial \boldsymbol{e}_{\beta}}{\partial \alpha} + \frac{v_{\beta}}{h_{\beta}}\frac{\partial w_{\beta}}{\partial \beta}\boldsymbol{e}_{\beta} + \frac{v_{\beta}w_{\beta}}{h_{\beta}}\frac{\partial \boldsymbol{e}_{\beta}}{\partial \beta} + \frac{v_{\gamma}}{h_{\gamma}}\frac{\partial w_{\beta}}{\partial \gamma}\boldsymbol{e}_{\beta} + \frac{v_{\gamma}w_{\beta}}{h_{\gamma}}\frac{\partial \boldsymbol{e}_{\beta}}{\partial \gamma} + \frac{v_{\alpha}w_{\gamma}}{h_{\alpha}}\frac{\partial \boldsymbol{e}_{\gamma}}{\partial \alpha} + \frac{v_{\beta}}{h_{\beta}}\frac{\partial w_{\gamma}}{\partial \beta}\boldsymbol{e}_{\gamma} + \frac{v_{\beta}w_{\gamma}}{h_{\beta}}\frac{\partial \boldsymbol{e}_{\gamma}}{\partial \beta} + \frac{v_{\gamma}}{h_{\gamma}}\frac{\partial w_{\gamma}}{\partial \gamma}\boldsymbol{e}_{\gamma} + \frac{v_{\gamma}w_{\gamma}}{h_{\gamma}}\frac{\partial \boldsymbol{e}_{\gamma}}{\partial \gamma}.$$

$$(9.18)$$

Über weitere Umformungen erhält man:

$$(\vec{v} \cdot \nabla) \ \vec{w} = \left(\frac{\nu_{\alpha}}{h_{\alpha}} \frac{\partial w_{\alpha}}{\partial \alpha} + \frac{\nu_{\beta}}{h_{\beta}} \frac{\partial w_{\alpha}}{\partial \beta} + \frac{\nu_{\gamma}}{h_{\gamma}} \frac{\partial w_{\alpha}}{\partial \gamma} + \frac{\nu_{\alpha} w_{\beta} h_{\alpha\beta}}{h_{\alpha} h_{\beta}} - \frac{\nu_{\beta} w_{\beta} h_{\beta\alpha}}{h_{\beta} h_{\alpha}} + \frac{\nu_{\alpha} w_{\gamma} h_{\alpha\gamma}}{h_{\alpha} h_{\gamma}} - \frac{\nu_{\gamma} w_{\gamma} h_{\gamma\alpha}}{h_{\gamma} h_{\alpha}}\right) \boldsymbol{e}_{\alpha} + \left(\frac{\nu_{\alpha}}{h_{\alpha}} \frac{\partial w_{\beta}}{\partial \alpha} + \frac{\nu_{\beta}}{h_{\beta}} \frac{\partial w_{\beta}}{\partial \beta} + \frac{\nu_{\gamma}}{h_{\gamma}} \frac{\partial w_{\beta}}{\partial \gamma} + \frac{\nu_{\beta} w_{\alpha} h_{\beta\alpha}}{h_{\beta} h_{\alpha}} - \frac{\nu_{\alpha} w_{\alpha} h_{\alpha\beta}}{h_{\alpha} h_{\beta}} + \frac{\nu_{\beta} w_{\gamma} h_{\beta\gamma}}{h_{\beta} h_{\gamma}} - \frac{\nu_{\gamma} w_{\gamma} h_{\gamma\beta}}{h_{\gamma} h_{\beta}}\right) \boldsymbol{e}_{\beta} + \left(\frac{\nu_{\alpha}}{h_{\alpha}} \frac{\partial w_{\gamma}}{\partial \alpha} + \frac{\nu_{\beta}}{h_{\beta}} \frac{\partial w_{\gamma}}{\partial \beta} + \frac{\nu_{\gamma}}{h_{\gamma}} \frac{\partial w_{\gamma}}{\partial \gamma} + \frac{\nu_{\gamma} w_{\alpha} h_{\gamma\alpha}}{h_{\gamma} h_{\alpha}} - \frac{\nu_{\alpha} w_{\alpha} h_{\alpha\gamma}}{h_{\alpha} h_{\gamma}} + \frac{\nu_{\gamma} w_{\beta} h_{\gamma\beta}}{h_{\gamma} h_{\beta}} - \frac{\nu_{\beta} w_{\beta} h_{\beta\gamma}}{h_{\beta} h_{\gamma}}\right) \boldsymbol{e}_{\gamma}.$$
(9.19)

Mit  $\alpha = x$ ,  $\beta = y$  und  $\gamma = z$  und den Ableitungen der Maßstabsfaktoren  $h_{\alpha\alpha}$  bis  $h_{\gamma\gamma} = 0$  gilt im kartesischen Koordinatensystem (vgl. auch [BSL60, S. 738]):

$$(\vec{v} \cdot \nabla) \ \vec{w} = \left( v_x \frac{\partial w_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial w_x}{\partial y} + v_z \frac{\partial w_x}{\partial z} \right) \boldsymbol{e_x} + \left( v_x \frac{\partial w_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial w_y}{\partial y} + v_z \frac{\partial w_y}{\partial z} \right) \boldsymbol{e_y} + \left( v_x \frac{\partial w_z}{\partial x} + v_y \frac{\partial w_z}{\partial y} + v_z \frac{\partial w_z}{\partial z} \right) \boldsymbol{e_z}.$$
(9.20)

In zylindrischen Koordinaten ( $\alpha = r$ ,  $\beta = \varphi$  und  $\gamma = z$ ) sind die Ableitungen der Maßstabsfaktoren mit Ausnahme von  $h_{\beta\alpha} = \frac{\partial h_{\beta}}{\partial \alpha} = \frac{\partial h_{\varphi}}{\partial r} = \frac{\partial r}{\partial r} = 1$  ebenso null.

Somit gilt für den konvektiven Term (vgl. auch [BSL60, S. 739]:

$$(\vec{v} \cdot \nabla) \, \vec{w} = \left( v_r \frac{\partial w_r}{\partial r} + \frac{v_{\varphi}}{r} \frac{\partial w_r}{\partial \varphi} + v_z \frac{\partial w_r}{\partial z} - \frac{v_{\varphi} w_{\varphi}}{r} \right) \boldsymbol{e_r} + \left( v_r \frac{\partial w_{\varphi}}{\partial r} + \frac{v_{\varphi}}{r} \frac{\partial w_{\varphi}}{\partial \varphi} + v_z \frac{\partial w_{\varphi}}{\partial z} + \frac{v_{\varphi} w_r}{r} \right) \boldsymbol{e_{\varphi}} + \left( v_r \frac{\partial w_z}{\partial r} + \frac{v_{\varphi}}{r} \frac{\partial w_z}{\partial \varphi} + v_z \frac{\partial w_z}{\partial z} \right) \boldsymbol{e_z}.$$

$$(9.21)$$

## **9.1.6** Laplace-Operator $\nabla^2 \vec{v}$

Der Laplace-Operator ist in allgemeinen orthogonalen Koordinaten folgendermaßen definiert [RW97, S.246]:

$$\nabla^{2}\vec{v} = \frac{1}{h_{\alpha}h_{\beta}h_{\gamma}}\sum_{i=\alpha}^{\gamma}\frac{\partial}{\partial v_{i}}\left(\frac{h_{\alpha}h_{\beta}h_{\gamma}}{h_{i}^{2}}\frac{\partial v}{\partial v_{i}}\right).$$
(9.22)

Mit  $\alpha = x$ ,  $\beta = y$  und  $\gamma = z$  gilt im kartesischen Koordinatensystem [BSL60, S. 738]:

$$\nabla^{2} \vec{v} = \left(\frac{\partial^{2} v_{x}}{\partial x^{2}} + \frac{\partial^{2} v_{x}}{\partial y^{2}} + \frac{\partial^{2} v_{x}}{\partial z^{2}}\right) \boldsymbol{e}_{x} + \left(\frac{\partial^{2} v_{y}}{\partial x^{2}} + \frac{\partial^{2} v_{y}}{\partial y^{2}} + \frac{\partial^{2} v_{y}}{\partial z^{2}}\right) \boldsymbol{e}_{y} + \left(\frac{\partial^{2} v_{z}}{\partial x^{2}} + \frac{\partial^{2} v_{z}}{\partial y^{2}} + \frac{\partial^{2} v_{z}}{\partial z^{2}}\right) \boldsymbol{e}_{z}.$$
(9.23)

Mit  $\alpha$  = r,  $\beta$  =  $\varphi$  und  $\gamma$  = z gilt im zylindrischen Koordinatensystem [BSL60, S. 739]:

$$\nabla^{2} \vec{v} = \left[ \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_{r}) \right) + \frac{1}{r^{2}} \frac{\partial^{2} v_{r}}{\partial \varphi^{2}} - \frac{2}{r^{2}} \frac{\partial v_{\varphi}}{\partial \varphi} + \frac{\partial^{2} v_{r}}{\partial z^{2}} \right] \boldsymbol{e}_{r} + \left[ \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_{\varphi}) \right) + \frac{1}{r^{2}} \frac{\partial^{2} v_{\varphi}}{\partial \varphi^{2}} + \frac{2}{r^{2}} \frac{\partial v_{r}}{\partial \varphi} + \frac{\partial^{2} v_{\varphi}}{\partial z^{2}} \right] \boldsymbol{e}_{\varphi} + \left[ \frac{1}{r^{2}} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left( r \frac{\partial v_{z}}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^{2}} \frac{\partial^{2} v_{z}}{\partial \varphi^{2}} + \frac{\partial^{2} v_{z}}{\partial z^{2}} \right] \boldsymbol{e}_{z}.$$

$$(9.24)$$

Bezeichnung nach [Kep07]	$\overline{u}_{z} [m/s]$	$\kappa_{Luft}$ [%]	$\kappa_{ax}$ [%]	D [mm]	S [-]
Fall 1	14.2	2.5	2.3	40	0.95
Fall 2	14.2	5	4.5	40	0.92
Fall 3	14.2	7.5	6.8	40	0.92
Fall 4	14.2	10	9.1	40	0.86
Fall 5	14.2	15	13.6	40	0.71
Fall 6	7.1	7.5	6.8	40	0.89
Fall 7	22.5	0	0	40	0.95
Fall 8	22.2	7.5	6.8	32	0.50

### 9.2 Parametervariation für die Large-Eddy Simulationen

**Tabelle 9.1:** Parameter der mit Large-Eddy Simulation untersuchten Konfigurationen. Das Strömungsfeld und die Auswertung der einzelnen Terme der Wirbeltransportgleichung ist in [Kep07] dokumentiert.

Der Parameter  $\kappa_{Luft}$  gibt an, welcher Bruchteil des gesamten Luftstroms auf der Achse zugegeben wird. Je nach Luftzahl und Brennstoffzusammensetzung ändert sich bei konstantem  $\kappa_{Luft}$  die für die Aerodynamik relevante Aufteilung der Volumenströme  $\kappa_{ax}$ . Eine Veränderung von  $\kappa_{ax}$  führt zu einer gleitenden Verlagerung der statischen Flammenposition. Im Gegensatz dazu zeichnet sich das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen durch eine schlagartige Verlagerung der Rückströmzone aus. Kurz vor dem verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen befindet sich die Flammenwurzel in der Regel auf Höhe des Querschnittssprungs und propagiert beim CIVB von dort aus in Richtung des Drallerzeugers.

## 9.3 Detektion des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens

Aufgrund des anwendungsorientierten Charakters dieser Arbeit wurde auf den Einsatz bildgebender Hochgeschwindigkeitsmesstechnik verzichtet. Das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen ist auch auf einfache Weise sicher zu detektieren: Je nach Geometriekonfiguration führt das Absenken der Luftzahl bzw. die Wasserstoffzugabe zu einer schlagartigen Stromaufverlagerung der Rückströmblase<sup>2</sup>. Die Rückströmzone bewegt sich in Richtung des Drallerzeugers. Die Flamme überwindet danach das Drallregister und zündet das im Plenum befindliche Gemisch. Dort detektiert ein Thermoelement den Temperaturanstieg und löst das Schließen der Treibstoffzufuhr aus. Bei diesem Vorgehen ist es elementar, alternative Ursachen für den Flammenrückschlag sicher ausschließen zu können:

• Akustische Schwingungen:

Im atmosphärischen Betrieb ohne Brennkammer sind thermoakustische Instabilitäten mit ausreichend hohen Amplituden (Resonanzfall) ausgeschlossen. Die frei brennende Flamme erzeugt lediglich ein turbulentes Lärmspektrum mit geringen Pegeln [Wäs07]. Bei den Versuchen unter Druck wird die Schwingungsamplitude während der Versuchsdurchführung mit einem Druckaufnehmer gemessen.

- Lokale Unterschreitung der Brenngeschwindigkeit:
- Im atmosphärischen Versuch ist beim stöchiometrischen Betrieb mit Ergas und einer thermischen Leistung von  $P_{th} \leq 10$ kW ein Flammenrückschlag wahrscheinlich (D = 40mm). Die Strömungsgeschwindigkeit kann dann lokal unter der turbulenten Brenngeschwindigkeit liegen. Am Düsenaustritt entspricht dies einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit von  $\overline{u}_z \approx 2, 4^{m/s}$ . Die experimentellen Vorarbeiten [Krö03] haben gezeigt, dass das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen nur geringfügig auf Durchsatzänderungen reagiert. Wenn eine deutliche Erhöhung der thermischen Leistung im Experiment die Stabilität nur geringfügig verbes-

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> Auf Videoaufnahmen mit 25 Bildern pro Sekunde wird dieser Vorgang im Regelfall nicht erfasst.

sert, kann die turbulente Flammenausbreitung als Ursache ausgeschlossen werden.

- Flammenrückschlag in der Wandgrenzschicht:
  - Der Geschwindigkeitsgradient in Wandnähe skaliert mit der mittleren Strömungsgeschwindigkeit. Diese Art des Flammenrückschlags tritt daher bevorzugt bei niedrigen thermischen Leistungen auf und lässt sich durch eine Durchsatzsteigerung unterbinden. Das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen hingegen reagiert nur geringfügig auf Durchsatzänderungen. Noch deutlicher wird die Unterscheidung zwischen dem Flammenrückschlag in der Wandgrenzschicht und dem verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen, wenn man die Axialgeschwindigkeitsverteilung analysiert. Eine Drosselscheibe mit größerem Innendurchmesser führt im Experiment dazu, dass die CIVB-Gefahr sinkt bzw. CIVB unterbunden wird. Die numerische Berechnung des Strömungsfeldes zeigt, dass bei Erhöhung des unverdrallten Massenstroms die Geschwindigkeit auf der Rotationsachse zunimmt [Kep07]. Bei gleichbleibender thermischer Leistung bedingt ein vergrößerter Innendurchmesser d somit eine Abnahme der Axialgeschwindigkeit in Wandnähe. Wenn sich durch diese Maßnahme der Rückschlag verhindern lässt, dann kann der Flammenrückschlag in der Wandgrenzschicht als Ursache ausgeschlossen werden. Die Gefahr, dass der Flammenrückschlag in der Wandgrenzschicht ausgelöst wird, besteht primär bei nahstöchiometrischen Flammen mit hohem Wasserstoffanteil. Dies gilt vor allem dann, wenn die Wand und damit die Wandgrenzschicht eine erhöhte Temperatur aufweisen<sup>3</sup>. Bei stöchiometrischem Betrieb mit sehr hohen Wasserstoffanteilen wurde bei  $P_{th} = 30$ kW ein sofortiger Flammenrückschlag beobachtet (vgl. Abschnitt 6.3). Bei einer Düse mit D = 32mm entspricht dies einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit von  $\overline{u}_z \approx 11,8^{m/s}$ . Es ist anzunehmen, dass die Flamme dabei in der Wandgrenzschicht propagiert. Umgekehrt zeigt Abbildung 6.4h, dass mit der identischen Geometrie auch bei einer stöchiometrischen Wasserstoffflamme ab  $P_{th}$  = 40kW ein stabiler Betrieb möglich ist. Ein Flammenrückschlag in der Wandgrenzschicht ist unter diesen Bedingungen somit ab einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>Bei einer am Düsenaustritt anliegenden Flamme verhindert dies ggf. die Langzeitstabilität.

von  $\overline{u}_z \approx 15,7^{m/s}$  ausgeschlossen<sup>4</sup>. Zudem ist der Wasserstoffanteil der untersuchten Flammen meist deutlich geringer.

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> Dieses Ergebnis passt zu den aus der Literatur übernommenen Werten für den kritischen Wandgeschwindigkeitsgradienten bei stöchiometrischen Wasserstoffflammen [Eic08]: Der Geschwindigkeitsgradient wurde über die Berechnung der Wandreibung bzw. der Wandschubspannung nach Blasius aus der mittleren Strömungsgeschwindigkeit ermittelt. Diese Abschätzung ergibt, dass für  $P_{th} = 30$ kW ein Flammenrückschlag in der Wandgrenzschicht zu erwarten ist. Durch die Erhöhung der Leistung auf  $P_{th} = 40$ kW erreicht man die Grenze, ab der ein Rückschlag unterbunden wird.