

Lehrstuhl für Thermodynamik
Technische Universität München

Modellierung des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens in Vormischbrennern

Frank Kieseewetter

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. W. A. Wall
Prüfer der Dissertation: 1. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Th. Sattelmayer
2. Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. N. A. Adams

Die Dissertation wurde am 07.11.2005 bei der Technischen Universität
München eingereicht und durch die Fakultät für Maschinenwesen am
14.12.2005 angenommen.

Für meine Mutter

Vorwort

Diese Arbeit entstand am Lehrstuhl für Thermodynamik der Technischen Universität München während meiner Zeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter. Mein herzlicher Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. Th. Sattelmayer für die mir als Hörbehinderten gegebene Chance zur Bearbeitung einer wissenschaftlichen Aufgabe, für das in mich gesetzte Vertrauen und für den mir gewährten wissenschaftlichen Freiraum.

Herrn Professor Dr.-Ing. habil. N. A. Adams danke ich für den Vorsitz bei der mündlichen Prüfung und Herrn Professor Dr.-Ing. W. A. Wall für die freundliche Übernahme des Koreferats.

Für seine unermüdliche Motivationsgabe, die zahlreichen Anregungen und die Vermittlung seines umfangreichen Wissens bei fachlichen Diskussionen möchte ich mich bei Herrn Dr. Christoph Hirsch bedanken. Allen Mitarbeitern des Lehrstuhls gilt mein Dank für die stets freundliche und hilfsbereite Unterstützung. Hervorheben möchte ich in diesem Zusammenhang die Herren R. Grottke, R. Paggiaro und Dr. M. Kröner, mit denen gemeinsam einige knifflige Aufgaben gelöst wurden. Der reibungslose Betrieb der Cluster war nur durch den beachtenswerten Einsatz von Christian Richter möglich, der als studentische Hilfskraft die auftretenden Probleme stets zuverlässig behob.

Das Stipendium der Stiftung zur Förderung körperbehinderter Hochbegabter (Fürstentum Liechtenstein) ermöglichte mir ein Studium des Maschinenwesens an der TU München und eröffnete mir die Chance zur Anfertigung dieser Arbeit. Die Promotionsstipendien sowohl nach dem Gesetz zur Förderung des wissenschaftlichen und künstlerischen Nachwuchses des Freistaates Bayern als auch der Loschge-Studienstiftung sicherten mir die Bearbeitung dieser wissenschaftlichen Aufgabe.

Ein besonderer Dank gilt meiner Mutter. Ohne ihren enormen Einsatz, mir trotz meiner an Taubheit grenzenden Schwerhörigkeit die Kommunikation beizubringen, ihren starken Glauben an mich und ihre tatkräftige Unterstützung in allen Belangen wäre meine Ausbildung nicht möglich gewesen.

München, im Februar 2006

Frank Kiesewetter

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Experimentelle Erkenntnisse und Ziele dieser Arbeit	3
2.1	Verdrallte, isotherme Strömung	5
2.2	Verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen	7
2.3	Flammenrückschlagsgrenzen	13
2.4	Ziele der numerischen Simulation	16
3	Eigenschaften verdrallter Strömungen	18
3.1	Mathematische Erfassung der Fluidbewegung	18
3.2	Turbulente Strömung	20
3.3	Wirbeldynamik	25
3.3.1	Wirbelform	25
3.3.2	Drallzahl	26
3.3.3	Verdrallte Rohrströmung	27
3.3.4	Wirbelaufplatzen	30
4	Verbrennung in turbulenten Strömungen	35
4.1	Laminare Flammenausbreitung	35
4.2	Turbulente Flammenausbreitung	38
4.3	Wechselwirkung zwischen chemischer Reaktion und Wirbel	45
4.3.1	Stabilität von Drallströmungen	45
4.3.2	Laminare Instabilitäten	46
4.3.3	Einfluss von Wirbeln auf die Flammenfront	50
4.3.4	Verdrallte Rohrströmung	52
5	Numerische Simulation von Strömungen mit Verbrennung	57
5.1	Turbulenzmodellierung	57
5.2	Verbrennungsmodellierung	61
5.2.1	Verbrennung im stationären Fall	61
5.2.2	Verbrennung im instationären Fall	65
5.3	Reaktionsmodellierung	68
5.3.1	Reaktionsmodell für eine Verbrennung in hochverdrallten Strömungen	69

5.3.2	Modell von Schmid	72
5.3.3	Eddy Breakup Modell	74
5.3.4	Turbulent Flame Speed Closure Modell	76
6	Numerische Berechnung der Drallströmung	79
6.1	3D Rechnung	79
6.1.1	Vergleich mit den experimentellen Daten	81
6.1.2	Einfluss des Ringspaltmassenstroms	89
6.1.3	Einfluss des Gesamtmassenstroms	92
6.1.4	Zusammenfassung dreidimensionaler Simulation . .	93
6.2	Reduzierung der Geometrie auf ein rotationssymmetri- sches Problem	94
6.2.1	Entwicklung der Drallquelle	95
6.2.2	Synthetische Geschwindigkeitsprofile	99
6.2.3	Vergleich der Rechenmodelle	102
6.2.4	Rechengitter	104
6.2.5	Flexibilität der Drallquelle	110
6.2.6	Einfluss der Turbulenz	114
6.2.7	Variationsmöglichkeiten mit den synthetischen Ge- schwindigkeitsprofilen	116
6.2.8	Verhalten der Rückströmblase	120
6.2.9	Zusammenfassung zur Reduzierung der dreidimen- sionalen Strömung auf ein axialsymmetrisches Pro- blem	123
7	Numerische Simulation des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens	125
7.1	Vergleich der Ergebnisse mit den experimentellen Daten .	125
7.2	Vergleich der ausgewählten Verbrennungsmodelle	130
7.2.1	Eddy-Breakup Modell	132
7.2.2	Modelle von Zimont und Schmid	134
7.2.3	Berechnung des chemischen Zeitmaßes	138
7.2.4	Vergleich der Damköhlerzahlen	139
7.2.5	Zusammenfassung	140
7.3	Analyse des verbrennungsinduzierten Flammenrückschlags	140
7.3.1	Strömungsfeld	142

7.3.2	Verteilung der Wirbelstärke im Rückströmblasenbereich	154
7.3.3	Rückströmblase bei einem Flammenrückschlag . .	164
7.3.4	Vergleich mit der Flammenausbreitung in freien Wirbelröhren	170
7.3.5	Einfluss der Drallströmungsform auf die Flammenrückschlagsneigung	171
7.3.6	Vergleich des Erscheinungsbilds der propagierenden Flamme mit dem Experiment	178
7.3.7	Bedeutung des lokalen Flammenlöschens (Quenching)	181
7.3.8	Zusammenfassende Darstellung der zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen führenden Effekte	181
8	Zusammenfassung	185
	Literatur	188

Nomenklatur

Lateinische Buchstaben

a	$[m^2/s]$	Temperaturleitfähigkeit
A	$[m^2]$	Fläche
A_o	$[m^3/kmols]$	Frequenzfaktor für die Arrheniusgleichung
\tilde{c}	$[-]$	Fortschrittsvariable
C	$[-]$	Konstante für Starkkörperwirbel
c_p	$[J/kgK]$	Spezifische isobare Wärmekapazität
c_{p_i}	$[J/kgK]$	Spezifische isobare Wärmekapazität der Spezies i
C_{quench}	$[-]$	Quenching Konstante
C_W	$[-]$	Konstante für das chemische Zeitmaß
D	$[m]$	Durchmesser des Mischrohrs
\dot{D}	$[Nm]$	Drehimpulsstrom
D_{Br}	$[m^2/s]$	Diffusionskoeffizient für den Brennstoff
D_i	$[m^2/s]$	Diffusionskoeffizient der Spezies i
Da	$[-]$	Damköhler Zahl
Da_{krit}	$[-]$	kritische Damköhler Zahl
Da_t	$[-]$	Turbulente Damköhler Zahl
E_A	$[J/kmol]$	Aktivierungsenergie
$E(\kappa)$	$[J]$	Energie eines Wirbels bei der Wellenzahl κ
F	$[N]$	Kraft
F	$[-]$	Mischungsverhältnis
h_i	$[J/kg]$	Spezifische Enthalpie der Spezies i
h_i^o	$[J/kg]$	Standardbildungsenthalpie der Spezies i
\dot{I}	$[Nm]$	Axialimpulsstrom
k	$[m^2/s^2]$	Turbulent kinetische Energie
$k(T)$	$[1/s]$	Geschwindigkeitskoeffizient
Ka	$[-]$	Karlovitz Zahl
l_{int}	$[m]$	Integrales Längenmaß der energietragenden Wirbel
l_{kol}	$[m]$	Kolmogorovsches Längenmaß
l_{max}	$[m]$	Maximales Längenmaß für ein Wirbel
Le	$[-]$	Lewis Zahl

\dot{m}	[kg/s]	Massenstrom
M_i	[kg/kmol]	Molmassen der Spezies i
n	[–]	Reaktionsordnung
N	[–]	Anzahl der Zellen
o_{st}	[–]	Stöchiometrisches Verhältnis
p	[Pascal]	Druck
p_{dyn}	[Pascal]	dynamischer Druck
p_{stat}	[Pascal]	statischer Druck
p_t	[Pascal]	Totaldruck
P_v	[W/m ³]	Volumenbezogene Leistung
Pr	[–]	Prandtlzahl
q	[kg/m ³ s]	Wärmefreisetzungsrate
r	[m]	Radiale Koordinate
R	[m]	Radius des Mischrohrs
R	[J/kgK]	Spezifische Gaskonstante
r_{wk}	[m]	Wirbelkernradius
R_A	[J/kmolK]	Allgemeine Gaskonstante
Re	[–]	Reynoldszahl
S	[–]	Drallzahl
Sc_t	[–]	Turbulente Schmidtzahl
S_L	[m/s]	Laminare Flammengeschwindigkeit
S_t	[m/s]	Turbulente Flammengeschwindigkeit
t	[s]	Zeit
T	[K]	Temperatur
T_{ad}	[K]	Adiabate Flammen Temperatur
T_{ein}	[K]	Temperatur am Einlass des Drallbrenners
u	[m/s]	Axiale Geschwindigkeit
\bar{u}	[m/s]	Reynolds-gemittelte axiale Geschwindigkeit
\tilde{u}	[m/s]	Periodisch instationärer Anteil der Schwankungsgeschwindigkeit
$\langle u \rangle$	[m/s]	Zeitabhängige Reynolds-gemittelte axiale Geschwindigkeit
\vec{U}	[m/s]	Geschwindigkeitsvektor

U_m	$[m/s]$	Über die Querschnittsfläche des Mischrohrs gemittelte Geschwindigkeit
u_{rms}	$[m/s]$	R.m.s. der Geschwindigkeitsschwankungen
U_t	$[m/s]$	Turbulente Flammengeschwindigkeit
u'	$[m/s]$	Schwankungsgeschwindigkeit
u''	$[m/s]$	Zeitabhängige stochastische Schwankungsgeschwindigkeit
$u'u'$	$[m^2/s^2]$	Reynoldsspannung
\bar{v}	$[m/s]$	Zeitlich gemittelte radiale Geschwindigkeit
V	$[m^3]$	Volumen
v_f	$[m/s]$	Flammenausbreitungsgeschwindigkeit
w	$[m/s]$	Tangentiale Geschwindigkeit
\bar{w}	$[m/s]$	Zeitlich gemittelte tangentielle Geschwindigkeit
w_{rms}	$[m/s]$	R.m.s. der Geschwindigkeitsschwankungen
$w'w'$	$[m^2/s^2]$	Reynoldsspannung
x_i	$[m]$	Koordinatenrichtung i
x	$[m]$	Axiale Koordinate
$[X]_i$	$[kmol/m^3]$	Stoffkonzentration
Y_i	$[-]$	Massenbrüche der Spezies i
$Y_{i,ein}$	$[-]$	Massenbrüche der Spezies i am Einlass des Drallbrenners

Griechische Buchstaben

Γ	$[-]$	Zirkulation
δ_L	$[m]$	Laminare Flammendicke
ε	$[m^2/s^3]$	Dissipation
η_i	$[-]$	Dimensionslose Radien
κ	$[1/m]$	Wellenzahl
λ	$[W/mK]$	Wärmeleitung
λ	$[-]$	Luftzahl
λ_{krit}	$[-]$	Kritische Luftzahl beim Flammenrückschlag
μ	$[N/m^2s]$	Dynamische Viskosität
μ_T	$[N/m^2s]$	Turbulente Viskosität
ν	$[m^2/s]$	Kinematische Viskosität
ν_i	$[-]$	Stöchiometrische Koeffizienten der Spezies i
$\vec{\xi}$	$[m]$	Vektorieller Abstand von den Wirbeln zu der

		induzierten Geschwindigkeit
ρ	$[kg/m^3]$	Dichte
ρ_{ein}	$[kg/m^3]$	Dichte am Einlass des Drallbrenners
σ	$[-]$	Dichteverhältnis über die Flammenfront
σ_L	$[-]$	Laminare Prandtlzahl
σ_T	$[-]$	Turbulente Prandtlzahl
τ_c	$[s]$	Chemisches Zeitmaß
τ_{Diss}	$[s]$	Zeitmaß der charakteristischen Dissipation
τ_{kol}	$[s]$	Kolmogorovsches Zeitmaß
τ_{ij}	$[m^2/s^2]$	Reynoldsspannungen
τ_q	$[s]$	Zeitmaß des Reaktionsumsatzes
τ_t	$[s]$	Turbulentes Strömungszeitmaß
τ_u	$[s]$	Charakteristisches Strömungszeitmaß
φ	$[-]$	Tangentiale Koordinate
$\vec{\omega}$	$[1/s]$	Wirbelvektor
$\dot{\omega}$	$[1/s]$	Reaktionsrate

1 Einleitung

Verbrennungssysteme in Gasturbinen arbeiten überwiegend mit Kraftstoffen, die aus Kohlenwasserstoffverbindungen bestehen. Bei der Verbrennung entstehen neben den nicht vermeidbaren Produkten Kohlendioxid und Wasser zusätzlich Kohlenmonoxid, Stickoxide und teilverbrannte Kohlenwasserstoffverbindungen. Die Abgase wirken negativ auf die Umwelt und führen z. B. zur Zerstörung der Ozonschicht in der Atmosphäre. Somit stellt sich die Aufgabe, den Schadstoffausstoß pro erzeugter Nutzenergiemenge zu verringern. Bei einem Beibehalten des Kraftstoffes ist das Produkt Kohlendioxid aufgrund der chemischen Zusammensetzung des Kraftstoffes nicht vermeidbar und nur durch eine bessere Umwandlungseffizienz reduzierbar. Dagegen ist eine starke Reduzierung der eigentlichen Schadstoffe durch Eingriffe in den Verbrennungsablauf möglich. Um die Forderung einer schadstoffarmen Verbrennung in einer Anlage mit hoher Leistungsdichte erfüllen zu können, arbeiten moderne Brenner meist mit drallstabilisierten Flammen. Zur Verringerung der Stickoxidemissionen wurde im Bereich der stationären Gasturbinen die magere Vormischverbrennung eingeführt, diese Kombination begünstigt aber die Anfälligkeit des Verbrennungssystems für Instabilitäten. Unter den Bedingungen der Gasturbine ist die Vormischverbrennung wesentlich schwieriger zu beherrschen als der Verbrennungsprozess mit der getrennten Zufuhr von Luft und Brennstoff in den Brennraum. Die drei sicherheitsrelevanten Problembereiche sind die Selbstzündung in der Mischzone, thermoakustische Schwingungen und der Flammenrückschlag. Alle drei Effekte können zu Schädigungen der Gasturbine führen.

Ein namhafter Hersteller von Gasturbinen verwendet Drallbrenner ohne zusätzliche Flammenhalter, die auf einer rein aerodynamischen Flammenstabilisierung beruhen. Bei Brennern dieses Typs wurde festgestellt, dass Flammenrückschläge in die Mischzone auftreten können, obwohl die Strömungsgeschwindigkeiten über den ganzen Querschnitt deutlich größer sind als die turbulente Brenngeschwindigkeit des Gemischs und der Flammenrückschlag über Wandgrenzschichten ausgeschlossen werden konnte. Zunächst war unverständlich, warum die beobachteten Flammenrückschläge durch geringfügige Modifikationen des Drallerzeugers bis zum

völligen Verschwinden massiv beeinflusst werden können. Diese Problematik wurde in den Arbeiten von Fritz [41], [40] und Kröner [72], [73] experimentell analysiert. Diese Studien zeigten, dass in Drallströmungen ein bisher noch unbekannter Mechanismus existiert, der zum Flammenrückschlag führen kann. Für diesen Mechanismus wurde der Begriff „verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen“ oder „Combustion Induced Vortex Breakdown“ (CIVB) geprägt.

Die vorliegende Arbeit verfolgt das Ziel, die Vorgänge zu modellieren und durch die Analyse der Ergebnisse zum physikalischen Verständnis beizutragen. Darüber hinaus ist die Modellierung für die Vorhersage des CIVB während des Entwicklungsprozesses von Gasturbinenbrennkammern eine wichtige Aufgabe, um das Risiko zu vermindern. In dieser Arbeit wird die Möglichkeit der numerischen Simulation des CIVB mit einem Strömungslöser aufgezeigt. Dabei wird die Strategie verfolgt, ein Werkzeug zu entwickeln, das in der industriellen Entwicklung eingesetzt werden kann.

Die beiden oben erwähnten Studien stellen die Basis dieser numerischen Arbeit dar. Daher werden im ersten Kapitel die in diesen beiden Studien gewonnenen Erkenntnisse zusammengefasst. In Kapitel 3 und 4 wird dann auf die Eigenschaften verdrallter Strömungen und der turbulenten Verbrennung mit dem Schwerpunkt der Interaktion zwischen der Turbulenz und der chemischen Reaktion eingegangen. Im nächsten Schritt erfolgt eine Auswahl der Modelle zur Beschreibung der Turbulenz und der Verbrennung (Kapitel 5) unter besonderer Berücksichtigung der Kompatibilität mit gängigen Strömungslösern und der einfachen Handhabung in der industriellen Entwicklung. Die Reduzierung des Modells von drei auf zwei Dimensionen zur weiteren Verringerung des numerischen Aufwands ohne Verschlechterung der Modellierungsqualität wird in Kapitel 6 beschrieben, das auch einen Vergleich mit den Messungen enthält. Zum Schluss erfolgt in Kapitel 7 eine detaillierte Analyse des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens. Dabei spielt der Vergleich der Bedeutung der einzelnen Terme der Wirbeltransportgleichung die zentrale Rolle bei der Identifikation der Effekte, die zum plötzlichen Auftreten des CIVB führen.

2 Experimentelle Erkenntnisse und Ziele dieser Arbeit

Die Untersuchungen zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen und Propagieren der Flamme in den Drallbrenner erfolgten in einer von Fritz [40] und Kröner [73] aufgebauten Versuchsanlage. Der für Gasturbinen entwickelte Drallbrenner und die Brennkammer stellen die wichtigsten Bauteile dar, die im Zusammenspiel eine drallstabilisierte Flamme mit einem mageren Brennstoff-Luft-Gemisch erzeugen. Da der Fokus dieser Arbeit in der numerischen Simulation liegt, sind nur die in Abbildung 1 dargestellten Komponenten von Interesse.

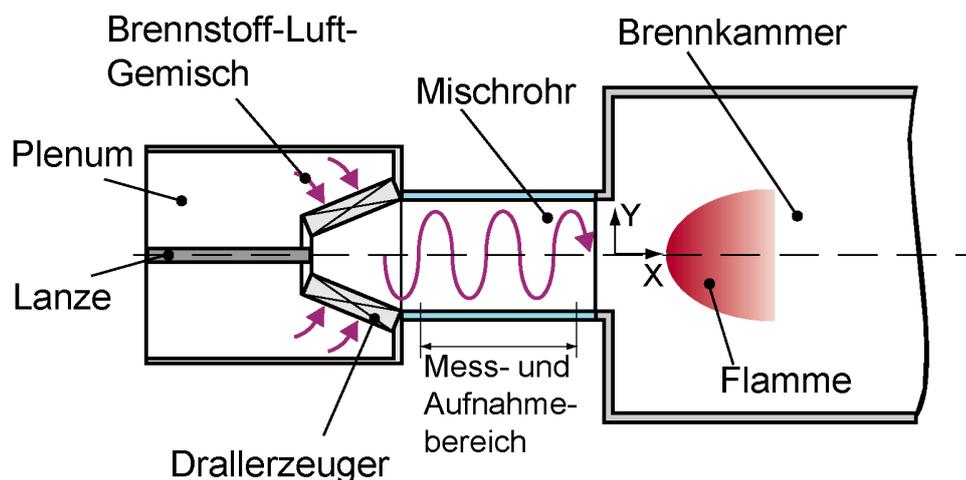


Abbildung 1: Wichtigste Komponenten der Versuchsanlage aus [73].

Das Brennstoff-Luft-Gemisch strömt von einem Plenum aus über die im Drallerzeuger angeordneten Schaufeln in das Mischrohr mit einem Innendurchmesser von 75 mm, wobei eine verdrallte Strömung entsteht. Zusätzlich strömt ein kleiner Teil des Gemisches durch einen Ringspalt (Abb. 2), der zwischen der auswechselbaren Lanze und dem Drallerzeuger entsteht. Nach dem Mischrohr erfolgt am Übergang zur Brennkammer eine plötzliche Querschnittserweiterung in die Brennkammer. Hier wird das in die Brennkammer einströmende Gas infolge der durch die Rotationsbewegung hervorgerufenen Zentrifugalkräfte in Richtung der Brennkammerwand transportiert. Folglich platzt der Wirbel auf und es entsteht ein Rückströmgebiet. In dem Bereich zwischen dem Rückströmgebiet und

der es umgebenden verdrahten Strömung entsteht ein Gebiet hoher turbulenter Intensität. Im Fall mit Verbrennung strömen heiße Abgase mit hoher Temperatur in dieses Gebiet mit hoher Turbulenz. Dort vermischen sie sich mit dem Frischgas, was einen permanenten Zündmechanismus erzeugt. Als Folge stabilisiert sich in diesem Gebiet eine kompakte Flamme rein aerodynamisch und ohne einen zusätzlichen Flammenhalter.

Die detaillierte Vermessung der Strömung und die Beobachtung der Flamme während des Flammenrückschlags sind durch das gläserne Mischrohr (siehe Abb. 1) möglich. Die Untersuchung der Flammenrückschläge erfolgte unter Variation der Vorheiztemperatur von 373 K bis 773 K und des Gemischmassenstroms von 50 g/s bis 150 g/s. Außerdem wurde der Einfluss des zusätzlichen drallfreien Massenstroms aus dem Ringspalt auf die Strömung und den Flammenrückschlag untersucht. Dabei wurden Ringspalthöhen von 0 mm, 1 mm und 2 mm realisiert, die durch Lanzen mit unterschiedlichen Durchmessern eingestellt wurden. Zur Veranschaulichung der Geometrie dient Abbildung 2.

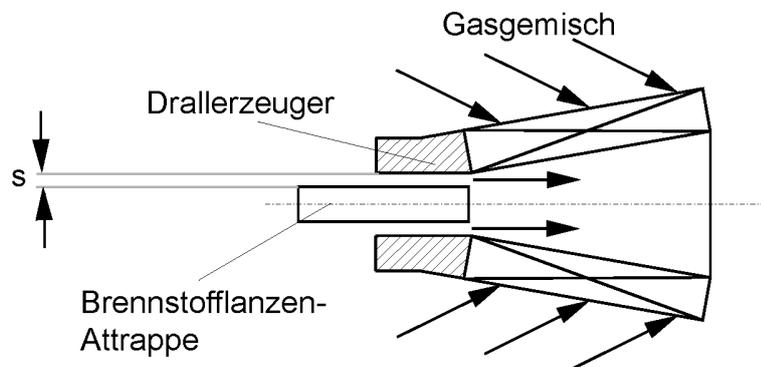


Abbildung 2: Variierung des Ringspalts aus [73].

In den nächsten Abschnitten folgt eine kurze Darstellung der Messergebnisse zur kalten Strömung, zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen und zu den Grenzen der Flammenrückschläge. Danach werden die bisher nicht verfügbaren Informationen zusammengestellt und daraus abgeleitet, welche Beiträge die numerische Simulation liefern kann.

2.1 Verdrallte, isotherme Strömung

Die Messung der stationären Strömung im Mischrohr erfolgte mit der Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) in einer Ebene, die durch die Mischrohrachse verläuft. Der Ursprung des Koordinatensystems liegt auf der Geometrieachse am Querschnittsprung vom Mischrohr in die Brennkammer (Abb. 1). Die positive x-Achse zeigt in Richtung der Brennkammer. Die Messpunkte lagen in radialer Richtung in einem Abstand von 1 mm von der Achse bis in die Nähe der Wand und in axialer Richtung in einem Abstand von 25 mm zwischen den Bereichen von -66 bis -191 mm (Messbereich in Abbildung 1). An diesen Messpunkten wurden die axialen und tangentialen Geschwindigkeitskomponenten U bzw. W erfasst und zeitlich gemittelt. Die sich auf die drei Spaltdicken von 0 mm, 1 mm und 2 mm beziehenden Abbildungen 3, 4 und 5 zeigen die von Fritz [40] gemessenen radialen Verläufe der axialen bzw. tangentialen Geschwindigkeitskomponenten in Abhängigkeit von der Entfernung x vom Querschnittsprung. Die axialen und tangentialen Schwankungsgeschwindigkeiten u_{rms} und w_{rms} vervollständigen die Abbildungen. Fritz [40] entdimensionierte die Größen mit der über den Querschnitt des Mischrohrs gebildeten mittleren Geschwindigkeit U_m . Diese dimensionslosen Messwerte stellen die Basis für die numerische Arbeit dar.

Der Drallerzeuger (Abb. 1) erzeugt im Mischrohr in Achsnähe eine tangentiale Geschwindigkeit W mit einem hohen Gradienten und einem ausgeprägten Maximum. Im Außenbereich fällt diese bis zur Mischrohrwand nur moderat ab. Von außen nimmt die axiale Geschwindigkeit U bis zur Mischrohrachse stark zu. Die Abbildungen 3, 4 und 5 zeigen ein für Drallströmungen typisches Turbulenzniveau von 10% - 20% (dimensionslose Schwankungsgeschwindigkeiten u_{rms} bzw. w_{rms}). In Richtung zur Mischrohrachse steigt vor allem die tangentiale Schwankungsgeschwindigkeit deutlich an. Fritz [40] kommt zum Schluss, dass die hohen Schwankungswerte nicht als turbulente Schwankungen zu interpretieren sind, sondern vielmehr aus dem sich um die Achse bewegenden Wirbelkern resultieren.

In den Abbildungen 3 - 5 sinken in Strömungsrichtung (positive x-Richtung) die tangentialen und axialen Geschwindigkeiten. Dieses Verhalten ist insbesondere in Achsnähe sichtbar. Der Grund liegt in einer

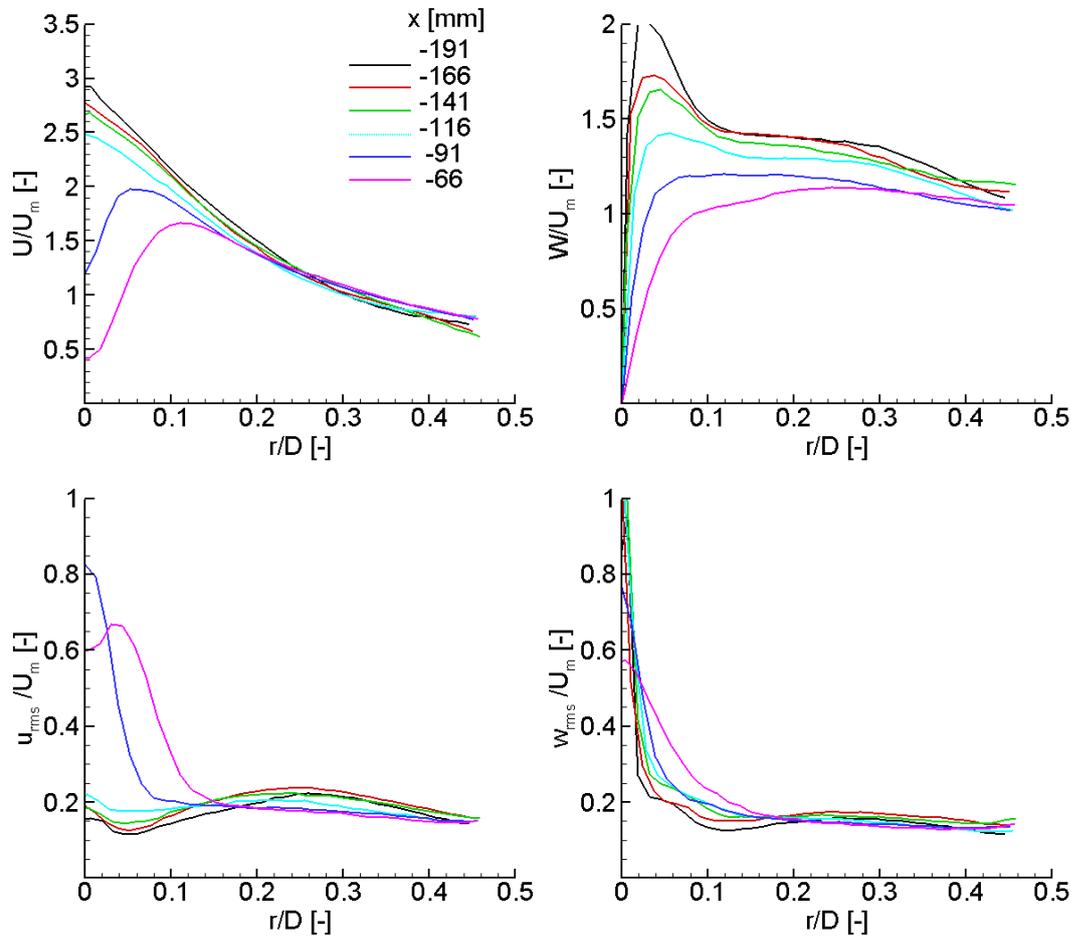


Abbildung 3: Radialer Verlauf der Geschwindigkeiten U , W und der Schwankungsgeschwindigkeiten u_{rms} , w_{rms} bei einem Ringspalt von 0 mm in Abhängigkeit von der Achsenposition x aus [40].

Umverteilung des Drehimpulses durch die Schwankungsgeschwindigkeiten zu größeren Radien bei gleichzeitiger Drehimpulserhaltung (Fritz [40]).

Die Veränderung der Dicke des Ringspalts beeinflusst das Strömungsfeld in der Nähe der x -Achse (Abb. 6). Mit Vergrößerung des Ringspalt es wird ein zusätzlicher drallfreier Axialimpuls in den Drallerzeuger eingebracht. Der Vergleich der Geschwindigkeitsprofile bei $x = -191$ mm zeigt in der Nähe der Achse ein Sinken des radialen Gradienten der tangentialen Geschwindigkeit und eine Veränderung der Maxima der Geschwindigkeitskomponenten bei Vergrößerung des Ringspalt es.

Zugleich verändern sich die Geschwindigkeiten ab einem Radius von über 7,5 mm ($r/D = 0,1$) kaum.

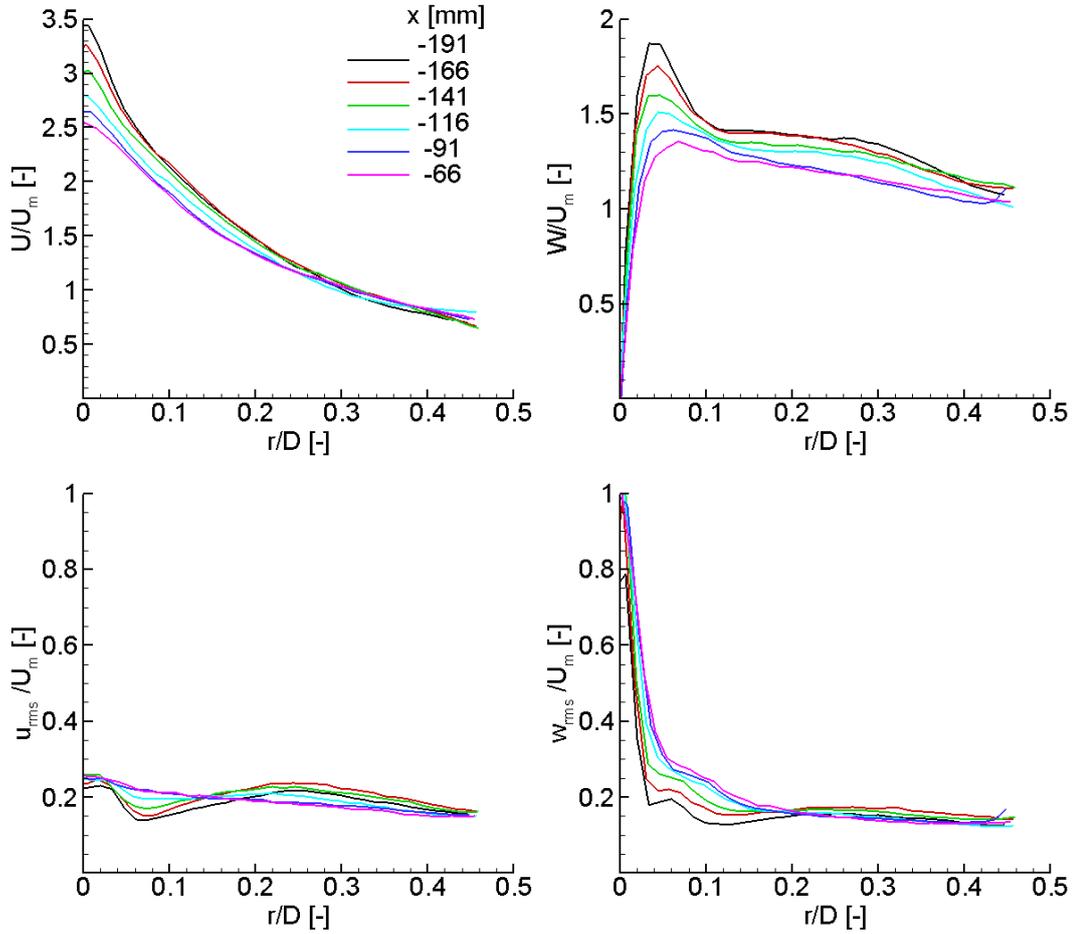


Abbildung 4: Radialer Verlauf der Geschwindigkeiten U , W und der Schwankungsgeschwindigkeiten u_{rms} , w_{rms} bei einem Ringspalt von 1 mm in Abhängigkeit von der Achsenposition x aus [40].

2.2 Verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen

Im Experiment wurden die Flammenrückschläge provoziert, indem die Luftzahl λ kontinuierlich mit $\Delta\lambda/\Delta t \approx 0,01$ [1/s] abgesenkt wurde. Von besonderem Interesse sind die Fälle mit Ringspalten von 1 und 2 mm, da bei verschlossenem Ringspalt bereits weit im Mischrohr eine ringförmige Strömung existiert. Die Untersuchungen der Flammenrückschläge erfolgten schwerpunktmäßig bei einem Ringspalt von 1 mm. Nur bei dieser Konfiguration propagiert die Flamme bei einer Absenkung der Luftzahl λ zum Drallbrenner. Bei einem Ringspalt von 2 mm ergibt sich eine rückschlagssichere Konfiguration, bei der die Verbrennung im ganzen Luftzahlbereich stabil in der Brennkammer abläuft.

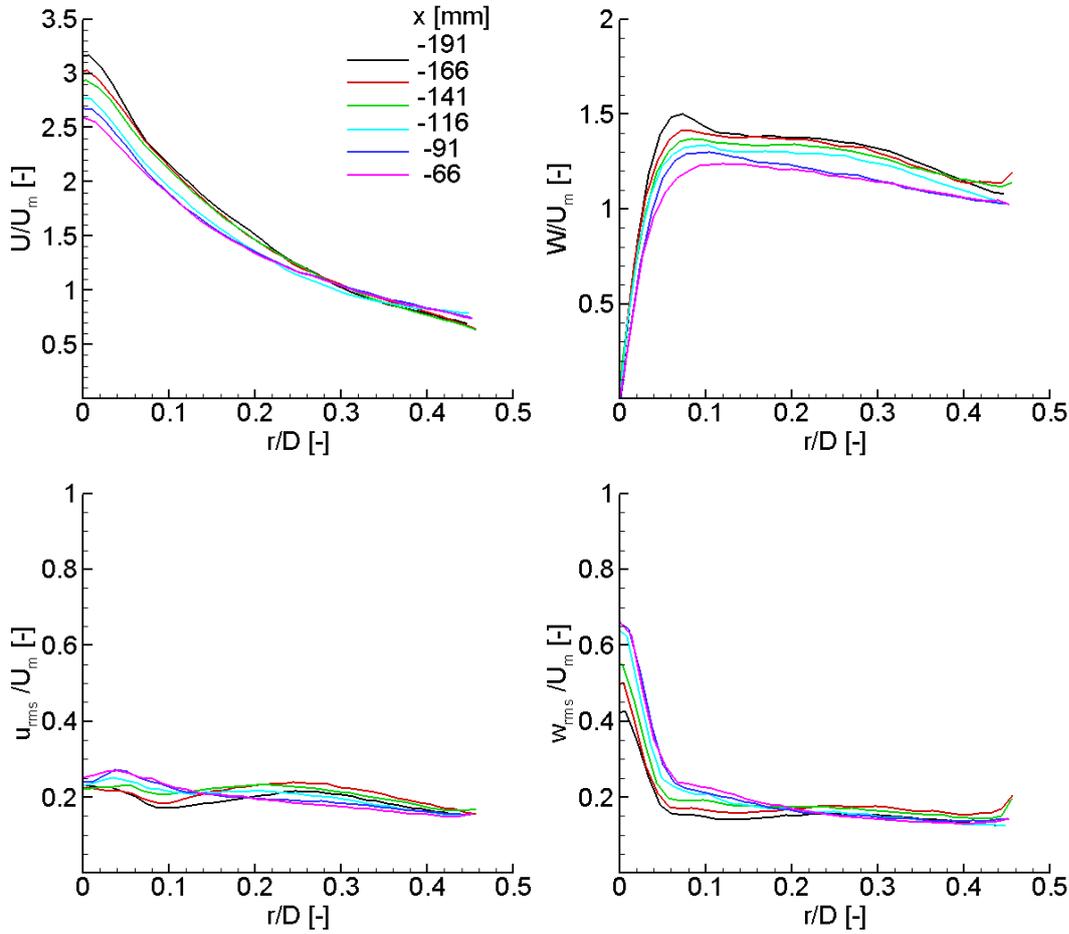


Abbildung 5: Radialer Verlauf der Geschwindigkeiten U , W und der Schwankungsgeschwindigkeiten u_{rms} , w_{rms} bei einem Ringspalt von 2 mm in Abhängigkeit von der Achsenposition x aus [40].

Abbildung 7 stellt eine UV-intensivierte Hochgeschwindigkeitsaufnahme einer zurückschlagenden Flamme aus dem Aufnahmebereich im Mischrohr (Abb. 1) dar.

Interessanterweise propagiert die Flamme ab einer Luftzahl λ_{krit} im Achsbereich gegen die dort besonders hohe axiale Geschwindigkeit. Bei der Entwicklung von Vormischbrennern geht man üblicherweise von der Überlegung aus, dass die chemische Reaktion das Strömungsfeld im Mischrohr kaum beeinflusst und die hohe axiale Geschwindigkeit auf der Achse einen sicheren Betrieb gewährleistet. Offensichtlich ist dieses Kriterium unzureichend und kann Flammenrückschläge nicht ausschließen. In zahlreichen Untersuchungen von drallfreien Konfigurationen konnten drei Ursachen

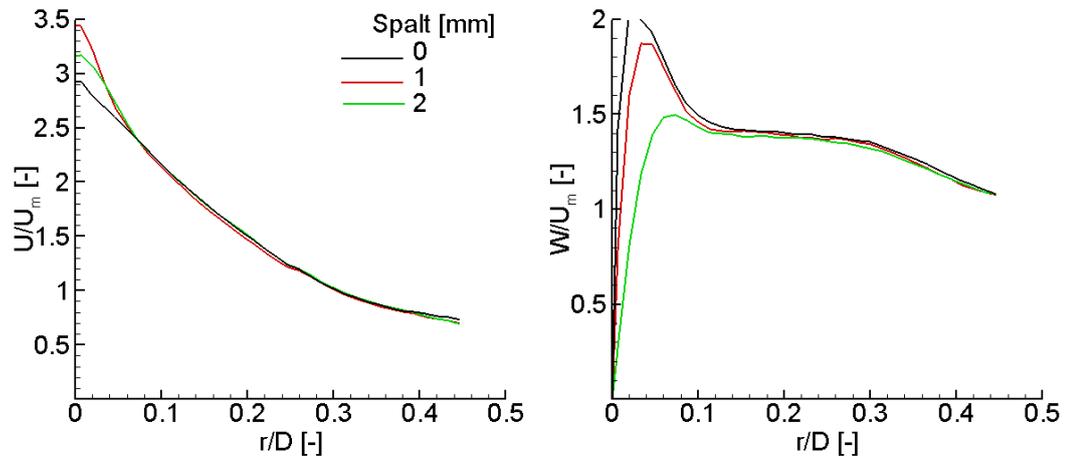


Abbildung 6: Einfluss des Spaltmassenstroms bei einem Spalt von 0 mm, 1 mm und 2 mm auf die radialen Geschwindigkeitsverläufe bei $x = -191$ mm aus [40].

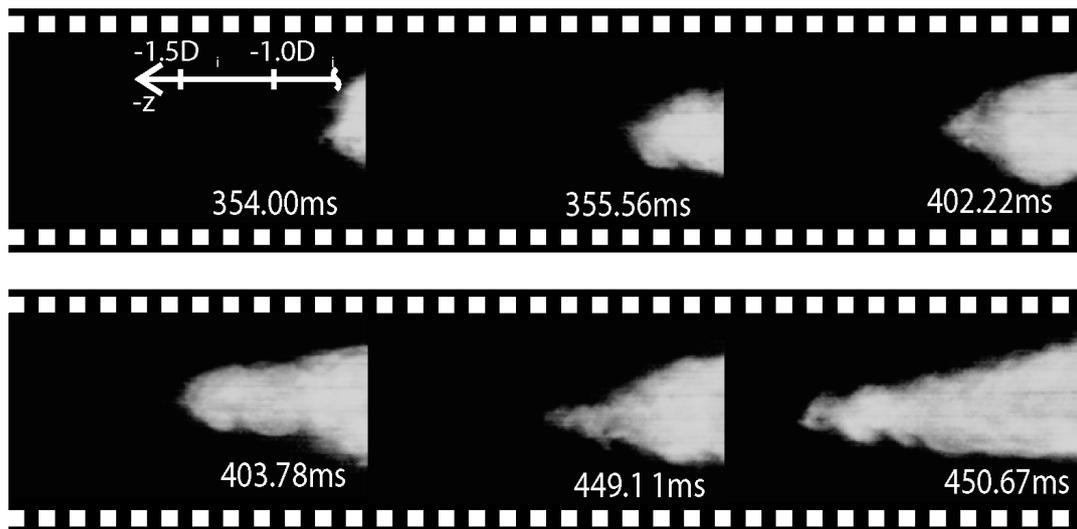


Abbildung 7: UV-intensivierte Hochgeschwindigkeitsaufnahme einer rückschlagenden Flamme im Mischrohr aus [40].

für Flammenrückschläge identifiziert werden:

- Flammenausbreitung in der Kernströmung gegen die Strömung wegen zu hoher turbulenter Brenngeschwindigkeit
- Flammenrückschlag in der Wandgrenzschicht
- Flammenrückschlag durch starke Verbrennungsschwingungen, wenn

über den Schwingungszyklen momentan negative Strömungsgeschwindigkeiten auftreten

Der von Fritz [40] und Kröner [73] untersuchte Flammenrückschlag konnte keiner der drei oben aufgelisteten Ursachen zugeordnet werden. In den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen (Abb. 7) ist eindeutig ersichtlich, dass die Flamme nicht an der Wand gegen die Strömung propagiert. Das Propagieren erfolgt im achsnahen Bereich, also bei axialen Geschwindigkeiten, die größer als der gemittelten axialen Geschwindigkeit U_m sind (Abb. 4). Nach Kröner [73] lässt sich die turbulente Flammengeschwindigkeit S_t wie folgt abschätzen:

$$S_t \approx u' \approx 0.25U_m \quad . \quad (1)$$

Die mittlere axiale Geschwindigkeit im Bereich der Flammenausbreitung ist aber rund viermal größer, was eine turbulente Flammenausbreitung gegen die Strömung ausschließt. Fritz [40] schloss Flammenrückschläge infolge von Verbrennungsschwingungen aus, da keine ausreichend starken Druckpulsationen auftraten, die geeignet wären, eine Umkehrung der Strömungsrichtung einzuleiten. Der Flammenrückschlag konnte damit nicht den bekannten Ursachen zugeordnet werden. Fritz [40] zeigte, dass die Reaktion zu einer Änderung der Strömungsform führen kann und erkannte, dass der Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen verursacht wird, wofür er den Begriff „Combustion Induced Vortex Breakdown (CIVB)“ prägte.

Zur genaueren Untersuchung des CIVB führte Fritz [40] während des Flammenrückschlags Messungen der axialen und tangentialen Geschwindigkeitskomponenten durch. Diese erfolgten an den radialen Positionen von $r = 0$ mm, 10 mm, 20 mm und 30 mm bei $x = -116$ mm. Zeitgleich bestimmte Fritz mit den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen und einem Flammensensor die momentane Flammenposition und -form. Abbildung 8 zeigt das Ergebnis der Messungen. Der Ursprung des Koordinatensystems ist auf die auf der Mischrohrachse liegenden Flammenspitze verschoben.

Die axiale Geschwindigkeit U zeigt bei $r = 0$ mm nur im Bereich von $x/D = 0$ bis $x/D = 0.5$ negative Werte. Daraus kann gefolgert

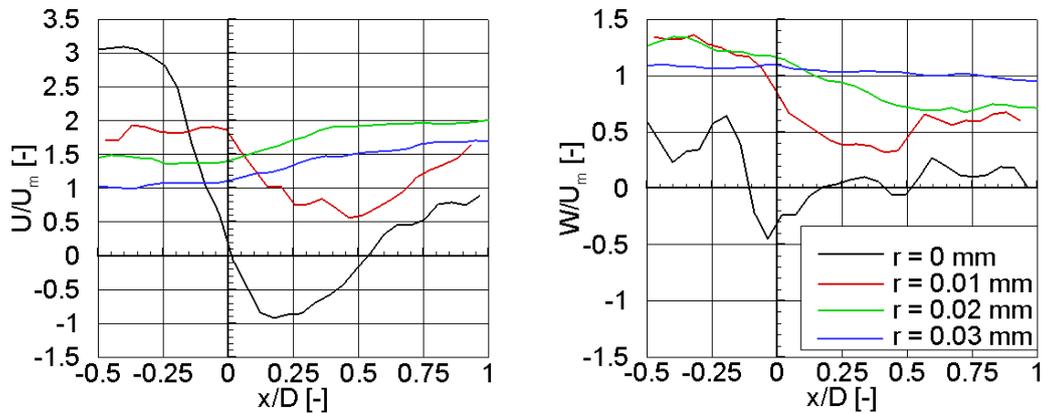


Abbildung 8: Mittlere axiale und tangentiale Strömungsgeschwindigkeiten im flammenfesten Koordinatensystem aus [40].

werden, dass während des Propagierens der Flamme durch das Mischrohr eine Rückströmblase entsteht. Die Flammenspitze folgt unmittelbar der aus dem Zusammenbruch des Wirbelkerns entstehenden Spitze der Rückströmblase. Außerdem verdeutlichen die Verläufe der Geschwindigkeitskomponenten U bzw. W an den anderen radialen Positionen die Dicke der Rückströmblase. Schon 10 mm von der Achse entfernt, treten keine negativen Axialgeschwindigkeiten mehr auf, was auf eine geringe radiale Ausdehnung der Rückströmblase hindeutet. Zusätzlich ist sichtbar, dass der Flammenrückschlag das Strömungsfeld im äußeren Bereich ($r = 20$ und 30 mm) kaum beeinflusst. Fritz [40] konnte die Flammenkontur aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen rekonstruieren (Abb. 9).

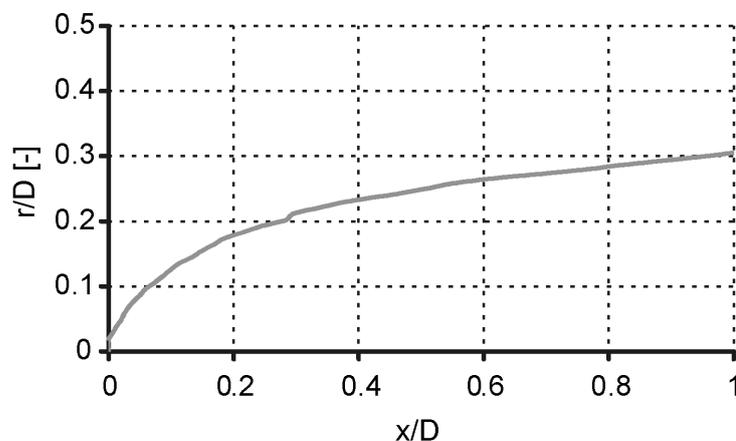


Abbildung 9: Flammenkontur während des Flammenrückschlags aus [40].

Er identifizierte als physikalischen Mechanismus des CIVB eine Volumenexpansion in der Reaktionszone, die die beim isothermen Wirbelaufplatzen vorhandenen divergierenden Stromflächen stromauf der Reaktionszone weiter aufweitet. Die Aufweitung führt zu höherer negativer tangentialer Wirbelstärke. Die daraus entstehende zusätzliche Induktionswirkung führt auf der Achse zu einer Zunahme der in der Rückströmblase vorhandenen negativen axialen Geschwindigkeit. Die Folge ist eine Störung des Gleichgewichts des isothermen Wirbelaufplatzens mit einer gleichzeitigen Bewegung der Rückströmblase und der Reaktionszone stromauf, bis sich ein neuer Gleichgewichtszustand einstellt. Weiterhin leitete Fritz [40] aus den Erhaltungsgleichungen einer reibungsfreien inkompressiblen Strömung eine Gleichung für die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit U_f in einer in einem Rohr eingeschlossenen Drallströmung her. Für einen Rankinewirbel mit axialem Blockprofil und einer Verbrennung eingeschränkt auf den Wirbelkernbereich lautet die Lösung:

$$U_f = W_{max} \sqrt{\frac{\eta_2^2 \cdot (\eta_2^2 - 1)^2 \cdot (2\eta_2^2 \sigma - \eta_1^2(1 + \sigma))}{\sigma \cdot (\eta_2^4 \cdot (\eta_1^2 - 1)^2 - \sigma \cdot \eta_1^4 \cdot (\eta_2^2 - 1)^2)}} \quad (2)$$

Dabei sind $\eta_1 = 2r_{vc,u}/D$ der dimensionslose Wirbelkernradius der isothermen Strömung und $\eta_2 = 2r_b/D$ der dimensionslose Wirbelkernradius, innerhalb der die verbrannten Gase sich befinden. Außerdem stellen W_{max} die maximale tangentialen Geschwindigkeit und σ das Dichteverhältnis zwischen dem unverbrannten und verbrannten Zustand dar. Nach einer iterativen Rechnung erhält Fritz [40] die in Abbildung 10 dargestellten Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten U_f in Abhängigkeit des Dichteverhältnisses σ und des Wirbelkernradius η_1 .

Die wichtigsten Erkenntnisse sind:

- Die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit ist proportional zur maximalen tangentialen Geschwindigkeit.
- Bei zunehmender thermischer Leistung sinken die Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten geringfügig.

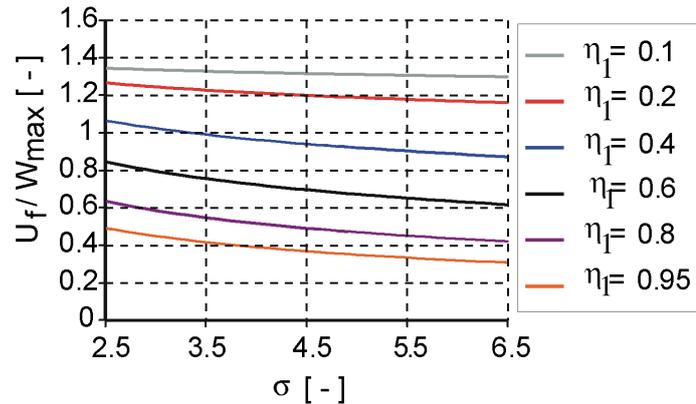


Abbildung 10: Einfluss des Dichteverhältnisses σ und des Wirbelkernradius η_1 auf die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit U_f aus [40].

- Eine Abnahme des Wirbelkernradius führt zur Erhöhung der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit.

2.3 Flammenrückschlagsgrenzen

Fritz [40] konnte in seinen Studien aufzeigen, wie durch das Geschwindigkeitsfeld der Flammenrückschlag beeinflusst bzw. verhindert werden kann. In Abschnitt 2.2 wurde erwähnt, dass mit einer Reduzierung der Luftzahl ab einem kritischen Wert ein Flammenrückschlag eintritt. Dies bedeutet, dass in einer flammenrückschlagsgefährdeten Drallströmung durch eine Veränderung der Luftzahl ein Flammenrückschlag verhindert werden kann. Kröner [73] führte bezüglich der Flammenrückschlagsgrenzen umfassende Parameterstudien durch. Zusätzlich zu der oben genannten Parametervariation wurden neben Methan drei unterschiedliche Methan-Wasserstoff-Zusammensetzungen untersucht. Die gemessenen Flammenrückschlagsgrenzen für Methan sind in Abbildung 11 wiedergegeben.

Bei Luftzahlen unter den gemessenen kritischen Werten lässt sich ein Propagieren der Flamme gegen die Hauptströmung nicht vermeiden. Die kritischen Werte variieren in Abhängigkeit vom Massenstrom, von der Vorheiztemperatur und der Brennstoffzusammensetzung. Diese Ergebnisse zeigen, dass der intuitive Ansatz, Flammenrückschläge durch eine Erhöhung des Massenstroms vermeiden zu können, nur zum Teil richtig

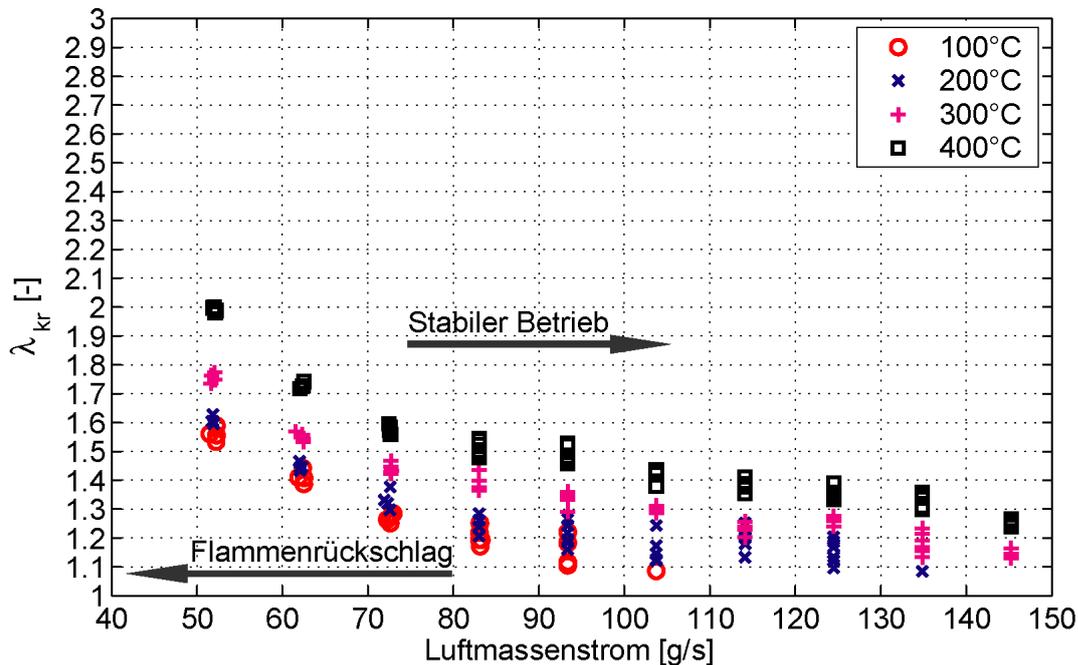


Abbildung 11: Flammenrückschlagsgrenzen für Methan-Luft-Mischungen aus [73].

ist. In Wirklichkeit ändert sich die Flammenrückschlagsneigung trotz einer massiven Erhöhung des Massenstroms nur zu einem geringem Maß (Abb. 11). Die Flammenrückschlagsneigung wird durch eine Erhöhung der Vorheiztemperatur deutlich gefördert, obwohl die Dichte geringer ist und somit höhere axiale Geschwindigkeiten im Mischrohr herrschen. Außerdem erhöht eine Zugabe von Wasserstoff die Flammenrückschlagsneigung massiv. In seiner Studie kommt Kröner [73] zu folgenden Aussagen über die Einflüsse der einzelnen Parameter auf die Flammenrückschlagsneigung:

- Der Massenstrom hat deshalb einen nur schwachen Einfluss, weil eine direkte Proportionalität der mittleren Geschwindigkeit der Flammen Spitze im ortsfesten Koordinatensystem zur tangentialen Geschwindigkeitskomponente und damit auch zur Axialgeschwindigkeit und zum Massenstrom besteht. Somit bleibt das Gleichgewicht bei Erhöhung des Durchsatzes erhalten.
- Im Gegensatz zur Aussage der von Fritz entwickelten Gleichung zur Flammenausbreitungsgeschwindigkeit, bei der nur die Wirbeldynamik und der Dichtesprung den Flammenrückschlag beeinflussen,

fördert eine Beschleunigung der chemischen Reaktion infolge höherer Vorheiztemperatur die Flammenrückschlagsneigung.

- Eine Wasserstoff-Beimischung im Brennstoff verstärkt die Flammenrückschlagsneigung, da die Reaktionsrate verändert wird.

Die Flammenrückschlagsgrenzen können nicht alleine über die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit erklärt werden. Kröner [73] korreliert die Flammenrückschlagsgrenzen mittels der laminaren bzw. turbulenten Flammengeschwindigkeit und kommt zu folgenden Aussagen:

- Das Dichteverhältnis hat nur geringen Einfluss auf die Rückschlagsgrenzen.
- Trotz gleicher wirbeldynamischer Zustände können die Flammenrückschlagsgrenzen nicht alleine mit der laminaren Flammengeschwindigkeit als Maß für den Einfluss der Reaktionskinetik korreliert werden.
- Die turbulente Flammengeschwindigkeit S_t , die aufgrund des hohen Turbulenzgrades im Wesentlichen von den Strömungszuständen im Brenner bestimmt wird, ist weitgehend unabhängig von Luftzahl und Vorheiztemperatur und kann daher den Einfluss der Reaktionskinetik auf die Rückschlagsgrenzen ebenfalls nicht erklären.

Die oben aufgelisteten Aussagen deuten auf einen zusätzlichen Effekt hin, der von der Reaktionskinetik beeinflusst wird. Dieser Effekt ist das Flammenlöschen in der Rückströmblase. Kröner [73] führt einen Vergleich des chemischen Zeitmaßes τ_c und des Strömungszeitmaßes τ_u durch und definiert eine brennerspezifische Konstante C_{quench} :

$$\frac{\tau_c}{\tau_u} = \frac{a}{S_L^2} \frac{U_m}{D} \geq C_{quench} \quad (3)$$

mit der Temperaturleitfähigkeit a und der laminare Flammgeschwindigkeit S_L .

Ist das Verhältnis der Zeitmaße größer als diese Konstante, hat die Reaktion nicht genügend Zeit, sich in der Rückströmblase zu etablieren und die Flamme kann nicht zum Brenner propagieren. Für die technische Anwendung ist der Brenner somit sicher gegen Flammenrückschläge, obwohl rein wirbeldynamisch betrachtet, das Strömungsfeld Schwächen aufweist.

2.4 Ziele der numerischen Simulation

Die Herleitung des algebraischen Modells der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit von Fritz [40] setzt eine vollentwickelte Blase in einem Rohr mit konstantem Querschnitt voraus. Diese Bedingung findet man bei einer weit in das Mischrohr propagierten Flamme vor. Nicht geklärt ist die Einleitung eines Flammenrückschlags von der Brennkammer am Querschnittsprung, da Fritz [40] und Kröner [73] aufgrund des Versuchsaufbaus die Verbrennung im stabilen Zustand und beim Übergang ins Mischrohr experimentell nicht untersuchen konnten. Außerdem vereinfachte Fritz [40] sein Modell durch die Annahmen, dass der Dichtesprung im Bereich der Rückströmblase bei $U = 0$ auftritt und die Verbrennung nur innerhalb des Wirbelkerns stattfindet. Im realen Fall hängen der Ort der Flammenfront im Geschwindigkeitsfeld und die Flammendicke stark von der Interaktion der Turbulenz mit der chemischen Reaktion ab. Zuletzt erfordert das analytische Modell von Fritz [40] zur Überprüfung der Flammenrückschlagsneigung einer Drallströmung die Vorgabe der radialen Verläufe der Geschwindigkeitskomponenten und des Radius der Reaktionszone. Dazu sind aufwändige Messungen bei jeder Drallbrennergeometrie erforderlich.

Die Flammenrückschlagskonstante C_{quench} , mit der die Grenzen der chemischen Zusammensetzung des Brennstoff-Luftgemisches zur Vermeidung eines Flammenrückschlags bestimmt werden können, ist nicht unabhängig von der Drallbrennergeometrie. Nach jeder geometrischen Änderung müssen in einigen Betriebszuständen Messungen zur Ermittlung der kritischen Luftzahl durchgeführt werden, um für alle Betriebszustände die Flammenrückschlagsgrenzen über die Flammenrückschlagskonstante C_{quench} ermitteln zu können. Damit hat das Modell nur einen beschränkten technischen Nutzen.

In der industriellen Designphase wird versucht, die Anzahl der Brennerprototypen für die experimentellen Studien zu reduzieren. Um flammenrückschlagsgefährdete Brennerformen im Voraus ausschließen zu können, sind Modelle erforderlich, die die Flammenrückschlagsgrenzen geometrieunabhängig vorhersagen können. Hierfür eignet sich die numerische Simulation.

Für eine effiziente Anwendbarkeit der numerischen Simulation in der industriellen Entwicklung sind dabei folgende zwei Kriterien wichtig: Zunächst sollte die numerische Simulation einen allgemein verfügbaren CFD-Code und ein robustes und einfach zu integrierendes Verbrennungsmodell nutzen können. Diese Kombination muss die experimentellen Daten richtig wiedergeben können. Mit der numerischen Simulation ist ein tieferer Einblick in die Interaktion der Turbulenz mit der chemischen Reaktion möglich. Sie gestattet eine Überprüfung der von Fritz aufgestellten Theorie der Stromflächenaufweitung. Darüber hinaus ist eine Reduzierung von einem 3D-Modell in ein 2D-Modell zur Erhöhung der Effizienz des Verfahrens erstrebenswert. Gelingt diese Vereinfachung auf ein axialsymmetrisches Modell, ist zugleich nachgewiesen, dass das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen ein im Wesentlichen zweidimensionales Phänomen ist und die in den Experimenten gefundenen dreidimensionalen Strukturen der Flammenfront von untergeordneter Bedeutung sind.

Die Kombination der Strömungssimulation mit der Analyse der einzelnen Terme der Wirbeltransportgleichung gestattet die Beantwortung der Frage, welche relative Bedeutung die Wirbelstreckung, -umorientierung und -aufweitung sowie das barokline Drehmoment beim verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen haben.

3 Eigenschaften verdrallter Strömungen

3.1 Mathematische Erfassung der Fluidbewegung

Bevor auf verdrallte Strömungen mit Wirbelaufplatzen, auf die Interaktion der chemischen Reaktion mit der Strömung und auf die numerische Simulation eingegangen wird, erfolgt eine kurze Beschreibung der wichtigsten Gleichungen, auf denen diese Arbeit aufbaut. Im Allgemeinen erfolgt die Beschreibung der Bewegung eines reibungsbehafteten newtonschen Fluids über die Massenerhaltung und die Navier-Stokes-Gleichungen. Dazu erfolgt sowohl eine Bilanzierung der ein- und ausströmenden Massenströme über die Flächen eines aus dem Fluid willkürlich herauszunehmenden infinitesimalen Volumens mit den Quellen bzw. Senken im gewählten Volumen als auch eine zusätzliche Bilanzierung des Transports von Fluid-elementen mit den an den Flächen bzw. im Volumen wirkenden Kräften. Die Kontinuitätsgleichung ohne Quellen bzw. Senken lautet

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{U}) = 0 \quad (4)$$

mit der Dichte ρ , der Zeit t und dem Geschwindigkeitsvektor \vec{U} .

Die Kräftebilanz lässt sich über die Impulserhaltungsgleichung mit der Annahme eines newtonschen Fluids beschreiben,

$$\rho \left[\frac{\partial}{\partial t} \vec{U} + (\vec{U} \cdot \nabla) \vec{U} \right] = -\nabla p - \frac{2}{3} \nabla (\mu \nabla \times \vec{U}) + 2 \nabla \left(\frac{1}{2} \mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right) + \vec{F} \quad (5)$$

wobei p der statische Druck, \vec{F} die externen Kräfte wie z. B. die Gewichtskraft, μ die dynamische Viskosität und x_i die Koordinatenrichtungen sind.

Einen Überblick über die Darstellungen der Navier-Stokes-Gleichungen in indizierter Tensornotation, in kartesischen Koordinaten, Zylinder- bzw. Kugelkoordinaten geben Panton [94], Jischa [63] bzw. Rodi [109].

Autoren, wie Suh [134] und Qian [107] benutzen stattdessen die Wirbeltransportgleichung. Die Wirbeltransportgleichung lässt sich aus der Impulstransportgleichung herleiten, indem die Rotation der Impulstransportgleichung gebildet wird. Lakkis [74] stellt eine Methode vor, mit der sich Strömungen mit Verbrennung mit Hilfe der Wirbeltransportgleichung lösen lassen. In dieser Arbeit wird die Wirbeltransportgleichung nur ergänzend zur Analyse des Wirbelaufplatzens herangezogen. Die Wirbeltransportgleichung für kompressible Strömungen unter Vernachlässigung des Terms der Viskosität lautet:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\vec{\omega}) + (\vec{U} \cdot \nabla)\vec{\omega} = -\vec{\omega}(\nabla \cdot \vec{U}) + \frac{1}{\rho^2}(\nabla\rho \times \nabla p) + (\vec{\omega} \cdot \nabla)\vec{U}; \quad (6)$$

ω ist die Wirbelstärke, U die Geschwindigkeit und p bzw. ρ der Druck bzw. die Dichte. Der erste Term auf der rechten Seite beschreibt die Änderung der Wirbelstärke infolge Kompression bzw. Dehnung, der zweite die Produktion von Wirbelstärke aufgrund des baroklinen Drehmoments und der dritte die Entwicklung der Wirbelstärke durch Streckung bzw. Umorientierung. Der zweite Term auf der linken Seite stellt die Konvektion der Wirbelstärke dar.

Um aus dem Wirbelfeld die einzelnen Geschwindigkeitskomponenten ermitteln zu können, findet die aus der Elektrotechnik allgemein bekannte Biot-Savartsche Gleichung Anwendung, die auch in der Fluidmechanik Einzug gefunden hat (Batchelor [11]). Die Biot-Savartsche Gleichung lautet:

$$\vec{U}_{rot}(\vec{x}) = \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{\vec{\omega}(\vec{x}') \times \vec{\xi}}{|\vec{\xi}|^3} dV(x'); \quad (7)$$

$\vec{\xi}$ ist der Vektor vom Ort der Wirbelstärke (\vec{x}') zum Ort der induzierten Geschwindigkeit (\vec{x}).

Das Geschwindigkeitsfeld ist in einen drehungsfreien (*ir*) und drehungsbehafteten (*rot*) Anteil zerlegbar:

$$\vec{U}(\vec{x}) = \vec{U}_{rot}(\vec{x}) + \vec{U}_{ir}(\vec{x}) \quad . \quad (8)$$

Die Wirbelstärke wiederum kann aus einem bekannten Geschwindigkeitsfeld durch

$$\vec{\omega} = \nabla \times \vec{U} \quad (9)$$

ermittelt werden.

3.2 Turbulente Strömung

Turbulente Strömungen sind durch unregelmäßige, dreidimensionale und zeitabhängige Wirbel unterschiedlicher Größen charakterisiert. Die Wirbel entstehen durch Scherung, Störung und geometrische Veränderung infolge von Geschwindigkeitsgradienten (Gleichung (9)). Die Energie der größten Wirbel wird in einem Kaskadenprozess an kleinere Wirbel weitergegeben. Bei den kleinsten Wirbeln mit dem kolmogorovschen Längenmaß l_{kol} erfolgt eine Umwandlung der kinetischen Energie in die innere Energie des Fluids (Abbildung 12).

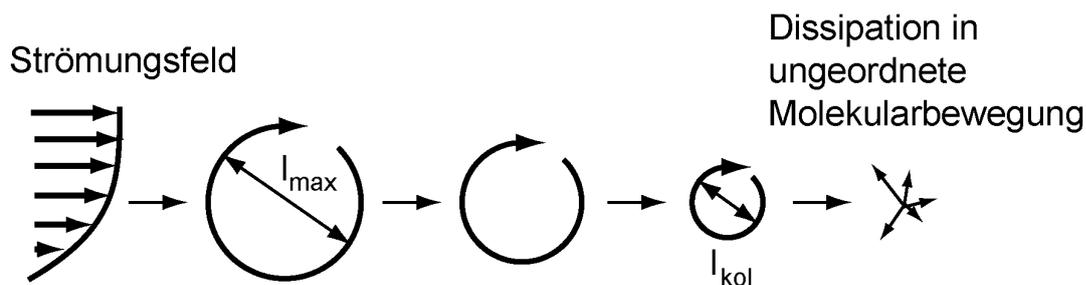


Abbildung 12: Übertragung der Energie

Nach einer Spektralanalyse aller Wirbel wird die Energieverteilung über die Wirbelgrößen sichtbar (Abbildung 13).

Im Produktionsbereich (l_{max} bis l_{int}) werden Wirbel direkt aus der Hauptströmung gebildet. Zwischen dem Bereich der Wirbel der integralen Länge und dem Bereich der Wirbel der kolmogorovschen Länge ist der sogenannte Trägheitsbereich angesiedelt, in dem im Wesentlichen keine neuen

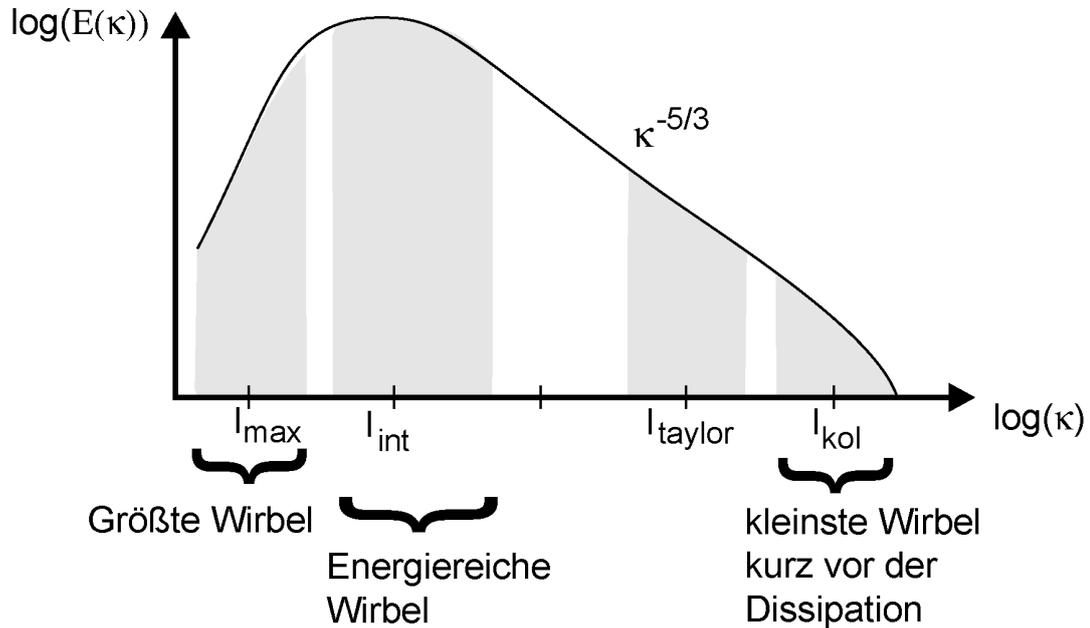


Abbildung 13: Übertragung der Energie

Wirbel entstehen, sondern die in der Rotationsbewegung steckende Energie von größeren in kleinere Wirbel übertragen wird. In diesem Bereich ist der Energiefluss konstant und $E(\kappa)$ ist proportional zu $\kappa^{(-5/3)}$. Im Bereich der Wirbel mit kolmogorowscher Länge zerfallen die Wirbel infolge der molekularen Reibungskräfte (Dissipation ε), die durch die Viskosität bestimmt sind.

Um die Energie aller Wirbel in einer Größe, der turbulent kinetischen Energie k , zusammenzufassen, erfolgt eine Integration von $E(\kappa)$ über alle Wellenzahlen κ .

$$k = \int_0^{\infty} E(\kappa) d\kappa \quad (10)$$

Da die Wirbel der integralen Länge den größten spektralen Anteil der Energie beinhalten bzw. transportieren, stellen diese und damit das integrale Längenmaß l_{int} in der theoretischen Strömungsmechanik wichtige Größen dar. Die Dissipation ε wird über eine Dimensionsanalyse unter der Annahme einer Abhängigkeit der kleinsten Wirbel von der Dissipation ε und der kinematischen Viskosität $\nu = \mu/\rho$ erfasst. Das kolmogorowsche Längenmaß l_{kol} bzw. das Zeitmaß τ_{kol} ergeben sich zu:

$$l_{kol} \approx (\nu^3/\varepsilon)^{1/4}, \quad \tau_{kol} \approx (\nu/\varepsilon)^{1/2} \quad . \quad (11)$$

Abbildung 14 zeigt die direkte numerische Simulation einer isotropen turbulenten Strömung von Collins [27]. Die Wirbel bzw. Wirbelröhren im Durchmesser des kolmogorowschen Längenmaßes kurz vor der Dissipation in die innere Energie sind grün verdeutlicht.

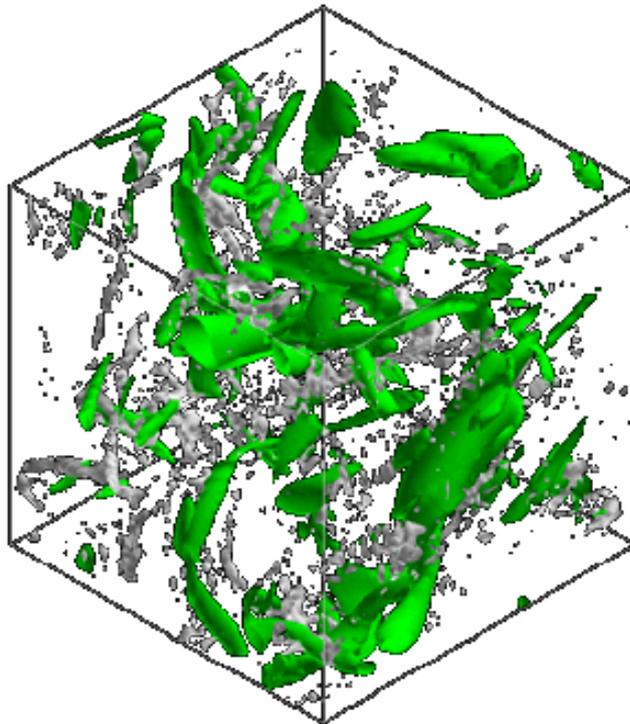


Abbildung 14: Verdeutlichung von Wirbeln mit l_{kol} (grün) in einer DNS einer turbulenten Strömung

Die Messung der Strömungsbewegung an einem Ort liefert den in Abbildung 15 dargestellten Geschwindigkeitsverlauf in Abhängigkeit von der Zeit.

In dieser Abbildung ist über die Zeit gesehen eine Schwankung der Geschwindigkeit um einen Mittelwert ersichtlich. Somit lässt sich die Geschwindigkeit in eine Reynolds-gemittelte Hauptströmungsgeschwindigkeit \bar{u} und eine turbulente Schwankungsgeschwindigkeit u' aufteilen.

$$U(x, t) = \bar{u}(x) + u'(x, t) \quad (12)$$

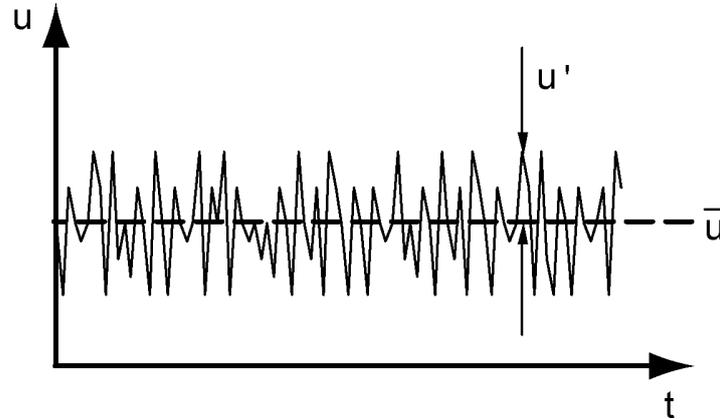


Abbildung 15: Geschwindigkeitsfluktuationen in turbulenten Strömungen

wobei nach einer Zeitmittelung der Mittelwert der Schwankungsgeschwindigkeit verschwindet:

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{T} \int_t^{t+T} u' dt \right) = 0 \quad (13)$$

Zur Erfassung der Schwankungsgeschwindigkeiten dient die Standardabweichung:

$$u'_{rms} = \sqrt{\overline{u'^2}} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_t^{t+T} u'^2(x, t) dt} \quad . \quad (14)$$

In der Literatur wird diese Standardabweichung der Schwankungsgeschwindigkeit häufig als „root mean square fluctuation velocity u_{rms} “ bezeichnet. Die in den Schwankungsgeschwindigkeiten gespeicherte kinetische Energie entspricht der turbulenten kinetischen Energie k , sodass für den Zusammenhang mit der Standardabweichung der Schwankungsgeschwindigkeiten in den drei Koordinatenrichtungen gilt:

$$k = \frac{1}{2} (u'_{rms}{}^2 + v'_{rms}{}^2 + w'_{rms}{}^2) \quad . \quad (15)$$

Da sich der größte Anteil der turbulenten kinetischen Energie in dem Bereich der großen Wirbel mit dem integralen Längenmaß befindet, kann

die Standardabweichung der Schwankungsgeschwindigkeiten diesen zugeordnet werden. Die zugehörige Dissipationsrate ist

$$\varepsilon = C_{\mu}^{0.75} \frac{k^{3/2}}{l_{int}} \quad . \quad (16)$$

Der Quotient aus l_{int} und u_{rms} ist die Lebensdauer der Wirbel mit der integralen Länge:

$$\tau_{int} = \frac{l_{int}}{u_{rms}} \approx \frac{k}{\varepsilon} \quad (17)$$

Zur Vereinfachung der Beschreibung verschiedener Effekte bzw. des Verhaltens der Drallströmung erfolgt, wie bei den Schwankungswerten aufgeführt, eine Reynolds-Mittelung der Navier-Stokes-Gleichungen unter Berücksichtigung der Vereinfachung für stationäre, inkompressible und rotationssymmetrische Strömungen. Die dafür relevanten Beziehungen sind die Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial r} + \frac{\bar{v}}{r} = 0, \quad (18)$$

die Axialimpulsleichung:

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tau_{xr}) + \frac{\partial}{\partial x} \tau_{xx} \right], \quad (19)$$

die Radialimpulsleichung:

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial r} - \frac{\bar{v}^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tau_{rr}) - \frac{\tau_{\varphi\varphi}}{r} + \frac{\partial}{\partial x} \tau_{xr} \right], \quad (20)$$

die Tangentialimpulsleichung:

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{w}}{\partial r} + \frac{\bar{v} \bar{w}}{r} = \frac{1}{\rho} \left[\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \tau_{\varphi r}) + \frac{\partial}{\partial x} \tau_{\varphi x} \right] \quad (21)$$

und der Reynoldsspannungstensor mit folgenden Komponenten:

$$\tau_{xx} = -\overline{\rho u'^2} + 2\mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \quad (22)$$

$$\tau_{rr} = -\overline{\rho v'^2} + 2\mu \frac{\partial \bar{v}}{\partial r} \quad (23)$$

$$\tau_{\varphi\varphi} = -\overline{\rho w'^2} + 2\mu \frac{\bar{v}}{r} \quad (24)$$

$$\tau_{xr} = -\overline{\rho u'v'} + \mu \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial r} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right) \quad (25)$$

$$\tau_{\varphi r} = -\overline{\rho v'w'} + \mu \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial r} - \frac{\bar{w}}{r} \right) \quad (26)$$

$$\tau_{\varphi x} = -\overline{\rho u'w'} + \mu \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial x} \right) \quad (27)$$

3.3 Wirbeldynamik

3.3.1 Wirbelform

Beim Potentialwirbel folgt die tangentielle Geschwindigkeit w aus Gleichung (28)

$$w = \frac{\Gamma}{r} \quad (28)$$

mit der konstante Zirkulation Γ . In realen viskosen Strömungen bricht der Potentialwirbel in Achsnähe zusammen und es bildet sich ein Wirbelkern mit Starrkörperprofil aus. Betrachten wir die auf den laminaren Fall reduzierten Reynoldsspannungen, so erhalten wir nach Gleichung (26) für

$\tau_{\varphi r}$

$$\tau_{\varphi r} = -2\mu \frac{\Gamma}{r^2} \quad (29)$$

Bei Annäherung an die Achse steigt diese Schubspannung ins Unendliche und bremst folglich die tangentielle Geschwindigkeit ab. Dieser neue

Geschwindigkeitsverlauf im Wirbelkern kann durch einen Festkörperwirbel ohne Schubspannung angenähert werden. Die mathematisch einfach beschreibbare Synthese aus Potentialwirbel und Festkörperwirbel als Wirbelkern wird als Rankinewirbel bezeichnet und kann näherungsweise reale Drallströmungen beschreiben. Diese Wirbelform ist eine vereinfachte Darstellung, da sich in Realität infolge der Reibung bzw. der Geschwindigkeitsschwankungen die Form des Wirbels durch Abbremsung bzw. Umverteilung der Fluidelemente gegenüber dem Rankinewirbel verändert. Drallströmungen werden in der industriellen Anwendung mit ganz verschieden aufgebauten Drallerzeugern erzeugt, deren Gestaltung einen großen Einfluss auf die Form des Wirbels hat. Nach Schmid [116] entstehen im Falle eines Einströmens in ein kreisrundes Rohr näherungsweise folgende Wirbelformen:

- Radialschaufelgitter: Rankine- oder Burgers-Wirbel.
- Axialschaufelgitter: Wirbel mit näherungsweise konstanter Tangentialgeschwindigkeit.
- Tangentialkanal-Drallerzeuger: Starrkörperwirbel.

3.3.2 Drallzahl

Zum Vergleich von Drallströmungen hat die Drallzahl S eine große Bedeutung. Diese ist der Quotient aus dem integralen axialen Drehimpulsstrom und dem Produkt aus dem integralen Axialimpulsstrom und einem charakteristischen Radius dar. Es gilt:

$$S = \frac{\dot{D}}{\dot{I}R} \quad (30)$$

mit

$$\dot{D} = 2\pi \int_0^R \rho(\overline{uw} + \overline{u'w'})r^2 dr \quad (31)$$

und

$$\dot{I} = 2\pi \int_0^R (p(r) - p_{ref} + \rho(\bar{u}^2 + u'^2))rdr. \quad (32)$$

In den häufigsten Fällen kommt eine vereinfachte Form der Drallzahl zur Verwendung, da das Druckfeld in experimentellen Studien oft nicht bekannt ist. Außerdem werden gewöhnlich die Schwankungswerte vernachlässigt, da deren Erfassung hohe Messgenauigkeiten erfordert. Diese Näherungen führen in vielen Drallströmungen nur zu kleinen Fehlern.

3.3.3 Verdrallte Rohrströmung

Zur Beschreibung des Verhaltens eines Wirbels in einer Rohrströmung wird der oben beschriebene Rankinewirbel herangezogen. Bei hohem Drall und der Annahme einer quasi-zylindrischen reibungsfreien Strömung im Rohr, bei der die Radialgeschwindigkeit klein ist, vereinfacht sich die radiale Impulsgleichung (Gleichung (20)) zu der Querdruckgleichung, da die ersten zwei Glieder auf der linken Seite der Gleichung verschwinden:

$$\frac{w^2}{r} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}. \quad (33)$$

Mit der Querdruckgleichung wird der Einfluss des Wirbelkernradius auf den Druckgradienten deutlich. Bei einer Verschiebung des Wirbelkernradius des Rankinewirbels in Richtung kleinerer Radien steigt gleichzeitig der Druckgradient. Mit einem konstanten statischen Druck im äußeren Randbereich des Rankinewirbels erhöht sich der Unterdruck im Wirbelkern.

Am Beispiel des Potentialwirbels, der drehungsfrei ist, lässt sich die Stabilität einer Drallverteilung einfach überprüfen. In diesem Fall ist der Gradient der Zirkulation

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial r} = \frac{\partial(wr)}{\partial r} = 0. \quad (34)$$

Bei einer minimalen Versetzung eines Fluidelements in einer Drall-

strömung auf der Kreisbahn nach außen verringert sich die tangentielle Geschwindigkeit nach Gleichung (34). Bei Annahme von $\partial(wr)/\partial r < 0$ hat das Fluidelement in der neuen äußeren Bahn eine geringere Geschwindigkeit als die der Umgebung. Dadurch wird der Druckgradient geringer (Gleichung (33)) und die Druckkraft genügt nicht mehr, um das Fluidelement wieder auf seine Bahn zurückzuschieben. Dies hat eine Instabilität der Strömung zur Folge. Währenddessen ist bei $\partial(wr)/\partial r > 0$ die Geschwindigkeit größer als die der Umgebung und somit der Druckgradient höher. Die daraus resultierende überschüssige Druckkraft schiebt das Fluidteilchen wieder an seine ursprüngliche Bahn zurück, was zu einer Stabilisierung der Strömung führt. Dieses Stabilitätskriterium wird auch Rayleigh-Kriterium genannt.

In einer reibungsfreien Rohrströmung mit einem Rankinewirbel und unterschiedlichen axialen Geschwindigkeitsverläufen kann die Veränderung des Wirbelkernradius zu unterschiedlichen Auswirkungen auf die Drallzahl führen. Dies sei an zwei Beispielfällen gezeigt. Beiden ist ein Rankinewirbel und eine über den Radius konstante axiale Geschwindigkeit im äußeren Bereich des Rankinewirbels gemeinsam. Während im ersten Fall im Wirbelkern, dem Festkörpewirbel, keine axiale Geschwindigkeit vorhanden ist (Totwassergebiet), wird im zweiten Fall der radiale Verlauf der axialen Geschwindigkeit mit der Querdruckgleichung beschrieben und dabei der Totaldruck konstant gehalten. Dies führt zu einem Geschwindigkeitsmaximum auf der Achse. Abbildung 16 stellt die zwei Strömungsformen gegenüber. Im ersten Fall ergibt sich die Drallzahl aus Gleichung

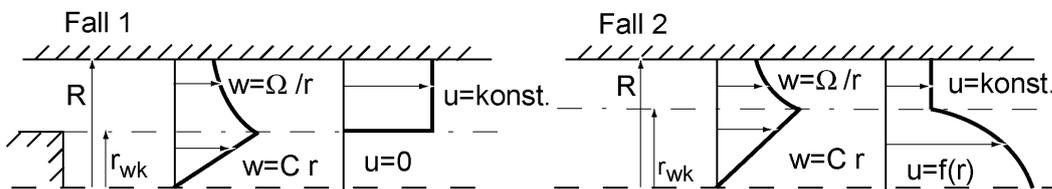


Abbildung 16: Rankinewirbel mit Totwassergebiet (Fall 1) und konstantem Totaldruck (Fall 2) im Wirbelkern

(30)

$$S = \frac{C r_{wk}^2}{u R}, \quad (35)$$

wobei C die Konstante des Festkörperwirbels, r_{wk} der Wirbelkernradius, u die axiale Geschwindigkeit und R der Rohrradius ist. Gleichung (35) zeigt, dass sich die Drallzahl mit Vergrößerung des Wirbelkerns erhöht. Im zweiten Fall verringert sich die Drallzahl bei einer Zunahme des Wirbelkerns. Zugleich baut sich das Maximum der axialen Geschwindigkeit auf der Achse ab. Der zweite Fall beschreibt eine vollausgebildete Wirbelströmung ohne Rückströmblase oder Hindernis. Dagegen gibt der erste Fall eine Rohrströmung nach einer auf der Achse liegenden Lanze wieder.

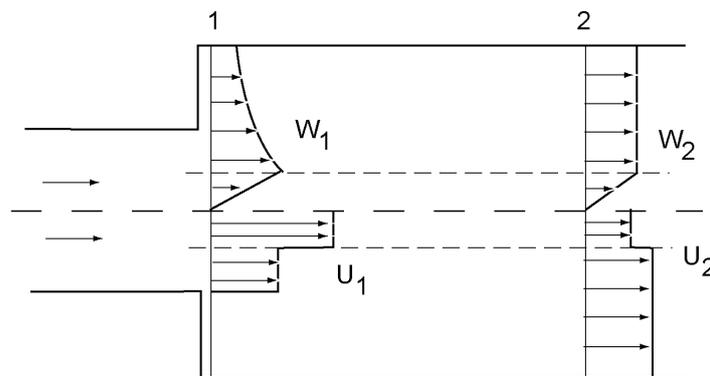


Abbildung 17: Geometrie mit Querschnittsprung und theoretischen Geschwindigkeitsprofilen aus [50]

Hallett [50] leitete für die in Abbildung 17 gezeigte Geometrie mit einem Rankinewirbel und mit unterschiedlichen blockförmigen axialen Strömungen innerhalb bzw. außerhalb des Wirbelkerns eine kritische Drallzahl her, bei der eine Rückströmung entsteht. Diese wird über ein umfangreiches Gleichungssystem in Abhängigkeit vom Wirbelkernradius, vom Verhältnis des Querschnittsprungs und vom Verhältnis der axialen Geschwindigkeiten im Wirbelkern und in der Außenströmung ermittelt. Die Ergebnisse zeigen bei einer Erhöhung des Wirbelkernradius mit gleichzeitigem Festhalten der axialen Geschwindigkeiten eine Verschiebung des Wirbelaufplatzens zu höheren Drallzahlen hin. In diesem Fall verringert sich der Unterdruck auf der Achse mit Erhöhung des Wirbelkernradius (Querdruckgleichung (33)), was wiederum den axialen Druckgradienten reduziert. Folglich wird die Kraft gegen die Strömung kleiner (Axialimpulsgleichung (19)). Bei einem Festhalten des Wirbelkernradius mit gleichzeitiger Erhöhung des Verhältnisses der axialen Geschwindigkeiten bleibt der Unterdruck auf der Achse konstant, wogegen sich der axiale Impuls im Wirbelkernbereich erhöht. Dadurch reicht die axiale Druckkraft

gegenüber dem höheren axialen Impuls nicht mehr aus, um den Wirbel zum Aufplatzen zu bringen und der Aufplatzvorgang verschiebt sich zu höheren Drallgraden.

3.3.4 Wirbelaufplatzen

Viele Veröffentlichungen beschäftigen sich mit den Ursachen und den Strukturen des Wirbelaufplatzens in freien Wirbeln bzw. in rotierenden Zylindern. In dieser Arbeit sollen schwerpunktmäßig die Drallformen betrachtet werden, die einen Wirbelkern und eine äußere tangentialen Strömung besitzen. Eine umfangreiche Zusammenfassung der in den letzten 45 Jahren publizierten Arbeiten zu diesem Thema ist bei Lucca-Negro [85] zu finden. Bei turbulenten Drallströmungen hoher Reynoldszahl treten nur zwei Formen des Wirbelaufplatzens auf, die spiralförmige und die blasenförmige Form. Alle anderen Formen mit komplexen Strukturen in der Rückströmblase sind Strömungen mit niedrigen Reynoldszahlen zuzuordnen. Das blasenförmige Wirbelaufplatzen tritt bei hohen Drallzahlen auf. Es bildet sich eine axialsymmetrische Rückströmzone mit einem Staupunkt aus. Die Vorwärtsströmung umströmt diese wie einen starren, glatten Körper. Je höher die Turbulenz ist, desto höher ist der Massenaustausch über die Blasenoberfläche. Auch schließt sich die Blase mit steigender Reynoldszahl stromab nicht mehr, sondern geht in grobballige Turbulenz über. Bei hoher Reynoldszahl mit gleichzeitig geringerer Drallzahl als beim blasenförmigen Wirbelaufplatzen entwickelt sich ein spiralförmiges Wirbelaufplatzen. Dabei staut sich die Strömung im Wirbelkern auf und der Wirbelkern wickelt sich spiralförmig um die Rohrachse auf. Nach einigen Windungen löst sich diese in grobballige Turbulenz auf. Abbildung 18 stellt die beiden Formen gegenüber.

Sowohl Brücker [17] in experimentellen Untersuchungen mit Hilfe der Particle-Image-Velocimetry als auch Breuer [18] mit numerischen Simulationen konnten bei bestimmten Anströmbedingungen bzw. Randbedingungen einen periodischen Wechsel zwischen blasenförmigem und spiralförmigem Wirbelaufplatzen nachweisen. Während des Übergangs vom blasenförmigen ins spiralförmige Wirbelaufplatzen wandert der Staupunkt stromab. Beide Autoren konnten zeigen, dass beim blasenförmigen

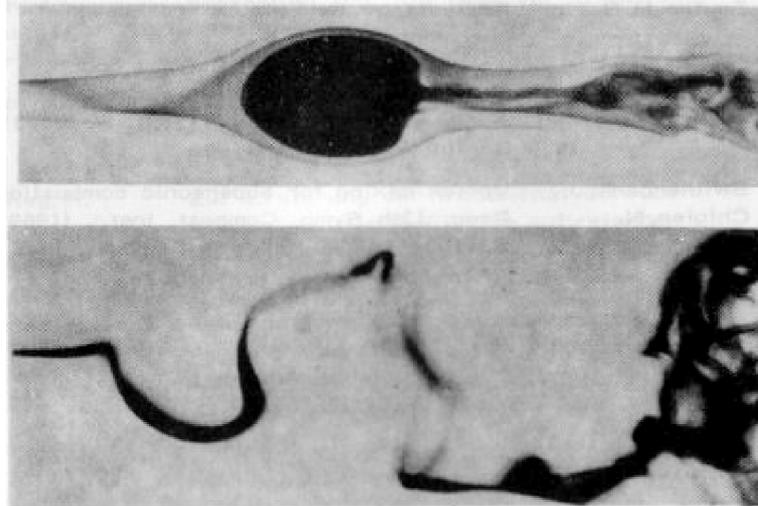


Abbildung 18: Blasenförmiges und spiralförmiges Wirbelaufplatzen aus [123]

gen Wirbelaufplatzen die negativen axialen Geschwindigkeiten um eine Größenordnung größer sind als beim spiralförmigen, bei dem in nur wenigen Fällen überhaupt negative Geschwindigkeiten vorkommen. Wenn diese auftreten, sind sie nur in einem kleinen Bereich konzentriert und es ist keine geschlossene Blase vorhanden (Abb. 18). Mit einer schubspannungsempfindlichen Flüssigkeit konnte Brücker die Kontur der Blase und den Übergang in grobballige Turbulenz visuell festhalten. Zusätzlich wies Brücker ein instabiles und blasenförmiges Aufplatzen nach, bei dem der Wirbelring schräg um die Achse rotiert. Breuer und Brücker stellten in der Anfangsphase des Wirbelaufplatzens eine Entstehung eines Wirbelrings fest, der anfänglich zu einem blasenförmigen Wirbelaufplatzen führt, aber durch Asymmetrien im Strömungsfeld in einen spiralförmigen Endzustand übergehen kann. Weimar [143] setzte die Simulation von Breuer fort, indem er das Wirbelaufplatzen in einem leicht divergierenden Rohr numerisch simulierte. Auch hier konnte der Umschlag von einem blasenförmigen Wirbelaufplatzen in ein spiralförmiges in einer Rohrströmung nachgewiesen werden. Außerdem stellte Weimar fest, dass mit einer geringfügigen Erhöhung der axialen Geschwindigkeit um circa 2 % auf der Achse die Position der Rückströmblase sich um $0.22D$ stromab verschiebt. Weimar beweist eine sehr hohe Empfindlichkeit der Position des Aufplatzgebietes gegenüber kleinen Variationen der Einströmrandbedingungen. Weitere Untersuchungen des Einflusses minimaler Variationen der einzelnen Geschwindigkeitskomponenten oder des Wirbelkernradius auf die

Position der Rückströmblase führte Darmofal [30] durch. Trotz minimaler Veränderungen wiederum von nur 2 % verschob sich die Position der Rückströmblase in stärkerem Maße. Bei einer Erhöhung der Verdrallung, Reduzierung des Wirbelkerns oder Verkleinerung des Verhältnisses der axialen Geschwindigkeiten im Wirbelkern zum Außenbereich bewegte sich die Rückströmblase stromaufwärts. Das blasenförmige Wirbelaufplatzen erfolgte stets axialsymmetrisch. Ruith [111] erhielt mit dreidimensionalen Simulationen das gleiche Ergebnis, wobei dieser gegenüber den anderen Autoren systematisch die Einflüsse der Drallzahl bzw. der Reynoldszahl auf das Verhalten der Rückströmblase mit Nachlauf untersuchte.

Breuer erklärt über die Wirbeltransportgleichung die Entstehung der Rückströmblase. Wird nur der azimuthale Anteil (Abb. 19) der Wirbeltransportgleichung (6) für inkompressible axialsymmetrische Strömungen

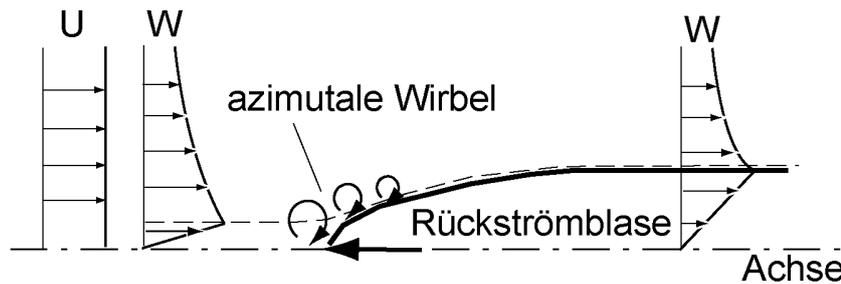


Abbildung 19: Skizze der Positionierung der azimuthalen Wirbelstärke vor der Rückströmblase

$$\frac{\partial \omega_\varphi}{\partial t} + v \frac{\partial \omega_\varphi}{\partial r} + u \frac{\partial \omega_\varphi}{\partial x} + \frac{w \omega_r}{r} = \omega_r \frac{\partial w}{\partial r} + \omega_x \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\omega_\varphi v}{r} \quad (36)$$

betrachtet und eine vollausgebildeten Drallströmung angenommen, kann Gleichung (36) unter Vernachlässigung von ω_φ und ω_r vereinfacht werden.

$$\frac{\partial \omega_\varphi}{\partial t} = \omega_x \frac{\partial w}{\partial x} \quad (37)$$

Diese Formel illustriert den Anstieg der negativen azimuthalen Wirbelstärke bei Verringerung der tangentialen Geschwindigkeit in Strömungsrichtung. In einer Rohrströmung kann diese nur durch Reibung bzw. Wirbeldiffusion oder eine Störung erfolgen. Dagegen ist der Effekt

bei einer Querschnittsvergrößerung infolge der Divergenz der Stromlinien wesentlich stärker, da der Wirbelkern aufgeweitet wird. Sobald negative azimuthale Wirbelstärke entsteht, induziert diese eine axiale Induktionsgeschwindigkeit, die gegen die Strömung wirkt. Diese Induktionswirkung ist über die Biot-Savart-Gleichung (7) beschrieben. Nach einer Umformung in Zylinderkoordinaten und der Betrachtung der Induktionsgeschwindigkeit auf der Achse kann die Biot-Savart-Gleichung auf

$$U_{rot,achse} = \frac{1}{4\pi} \int_{V'} \frac{r\omega_\varphi}{(r^2 + (x - x')^2)^{\frac{3}{2}}} dV' \quad (38)$$

reduziert werden. Die Gleichung zeigt eindeutig eine negative Induktionsgeschwindigkeit bei negativer azimuthaler Wirbelstärke. Dadurch verstärkt sich die Veränderung der tangentialen Geschwindigkeit in Strömungsrichtung infolge einer erhöhten Wirbelkernaufweitung und der Wirbel platzt letztendlich auf. Dieser Vorgang ist auch über die Navier-Stokes-Gleichungen beschreibbar. Bei Annahme einer Vernachlässigung der radialen Geschwindigkeit in der Tangentialimpulsgleichung (21) (vollausgebildete Rohrströmung) ist die Veränderung der tangentialen Geschwindigkeit in Strömungsrichtung nur von den Reynoldsspannungen abhängig. Bei einer Querschnittserweiterung dagegen bewegen sich die Fluidelemente infolge der Zentrifugalkraft nach außen. Die Radialgeschwindigkeit führt laut der Tangentialimpulsgleichung (21) zu einer Wirbelkernaufweitung, die wiederum zu einer Reduzierung des Unterdrucks auf der Achse führt (Querdruckgleichung (33)). Dieser axiale Druckgradient bremst die axiale Geschwindigkeit ab (Axialimpulsgleichung (19)), was wiederum zu einem verstärkten radialen Abfluss führt und ein Wirbelaufplatzen unterstützt. Weimar [143] beschreibt den Anfahrvorgang beim Wirbelaufplatzen ausführlich und stellt diesen in einer Grafik dar, die in Abbildung 20 wiedergegeben wird.

Mit diesen Effekten kann auch das weitere Wandern der Blase stromauf beim blasenförmigen Wirbelaufplatzen gegenüber dem spiralen Wirbelaufplatzen verstanden werden. Breuer [18] und Brücker [17] konnten die negative azimuthale Wirbelstärke bei beiden Aufplatzformen quantifizieren. Die negative Wirbelstärke ist im Falle des blasenförmigen Aufplatzens stets höher als beim spiralförmigen Aufplatzen. Über die oben formu-

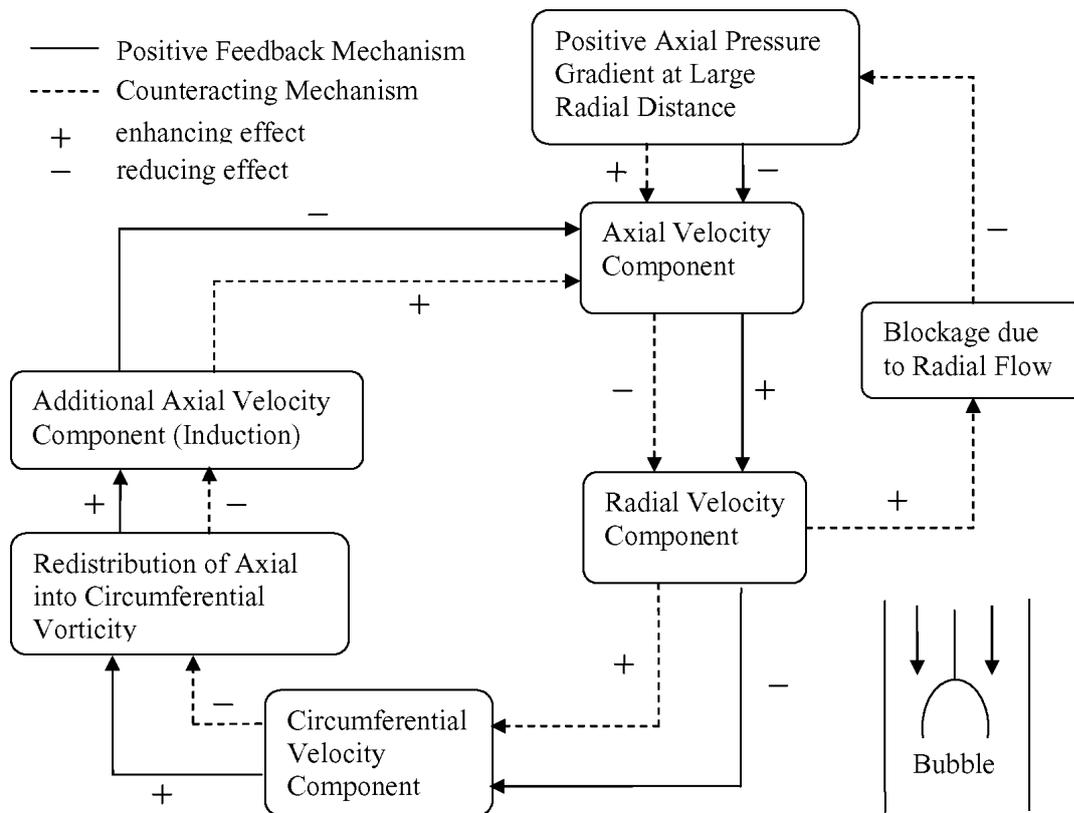


Abbildung 20: Skizze zur Entstehung eines Wirbelaufplatzens [143]

lierte vereinfachte Form der Biot-Savart-Gleichung (38) wird die stärkere Induktionswirkung und eine höhere Druckkraft beim blasenförmigen Aufplatzen vorhergesagt.

4 Verbrennung in turbulenten Strömungen

Für die Erklärungen der komplexen Wechselwirkungen zwischen der Flammenfront und dem Strömungsfeld bzw. deren Erfassung in numerischen Verbrennungsmodellen ist ein Verständnis der chemischen Vorgänge bei der Verbrennung Voraussetzung. Auf der einen Seite sind die chemischen Reaktionen an sich ein definiert ablaufender Prozess und auf der anderen Seite ist der Einfluss der Dichteänderung auf einfache Strömungen über eine Bilanzierung beschreibbar. In Strömungen mit Wirbeln, Schwankungen im Geschwindigkeitsfeld und in Schergebieten entstehen dagegen komplexe Wechselwirkungen zwischen der chemischen Reaktion, dem Dichteverlauf und dem Strömungsfeld durch gegenseitige Beeinflussung.

4.1 Laminare Flammenausbreitung

Die Betrachtung der planaren laminaren Flamme ist ein nützlicher Ausgangspunkt zur Untersuchung turbulenter Flammenstrukturen. Abbildung 21 zeigt die Flammenstruktur einer planaren laminaren Flamme, die mit einer Geschwindigkeit u angeströmt wird.

Infolge des Zusammenwirkens von molekularen Transportvorgängen (Diffusion D und Temperaturleitfähigkeit a), der Konvektion und der Reaktion (Reaktionsrate ω) breitet sich die Flammenfront mit der Geschwindigkeit v_f aus. Die Relativgeschwindigkeit der Flamme zu der Geschwindigkeit u ist die laminare Flammengeschwindigkeit S_L . Für die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit v_f gilt dann:

$$v_f = u + S_L. \quad (39)$$

Die laminare Flammengeschwindigkeit S_L ist eine vom Brennstoff, von der Temperatur und vom Druck abhängige Größe. Mit Hilfe der Energiebilanz bei gleichzeitiger Annahme einer stationären Flamme im mit der Flamme mitbewegten Koordinatensystem kann ein globales chemisches Zeitmaß τ_c aus der Aufenthaltszeit der Moleküle in der Reaktionszone

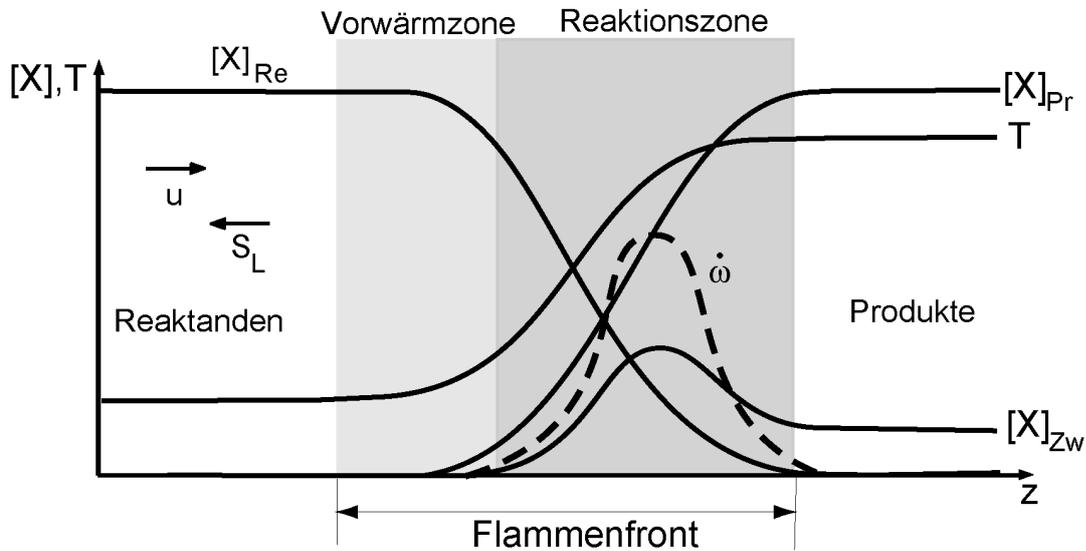


Abbildung 21: Schematische Verläufe der Temperatur T , der Stoffkonzentrationen $[X]$ und der Reaktionsrate $\dot{\omega}$ in einer mit der Geschwindigkeit u angeströmten planaren Flamme

ermittelt werden (Kröner [73]). Mit der Flammengeschwindigkeit S_L und der Dicke der Reaktionszone δ_L lässt sich das chemische Zeitmaß τ_c mit der Temperaturleitfähigkeit a , die die diffusiven Mischungsprozesse repräsentiert, zu

$$\tau_c = \frac{\delta_L}{u - v_f} = \frac{\delta_L}{S_L} = \frac{a}{S_L^2} \quad (40)$$

angeben.

Bei einer genaueren Betrachtung kann die Flammenfront in eine Vorwärmzone und eine Reaktionszone aufgeteilt werden. In der Vorwärmzone finden keine chemischen Reaktionen statt, sondern es erfolgt eine Aufwärmung der Reaktanden (Stoffkonzentration $[X]_{Re}$) bis zur Zündtemperatur. Nach dem Überschreiten der Zündtemperatur reagieren die Reaktanden zu Endprodukten (Stoffkonzentration $[X]_{Pr}$), deren Verläufe ebenfalls schematisch in Abbildung 21 dargestellt sind. In der Reaktionszone läuft eine große Anzahl von Elementarreaktionen mit Zwischenprodukten (Stoffkonzentration $[X]_{Zw}$) ab, die den Verbrennungsvorgang steuern. Diese sind einzeln über eine Reaktionsrate $\dot{\omega}_i$ beschreibbar, die den Abbau bzw. die Bildung von Molekülen pro Zeiteinheit und Volumen

quantitativ angibt,

$$\dot{\omega}_i = -\frac{d[X_i]}{dt} = k(T)[X_i]^{n_i}[X_j]^{n_j} \quad (41)$$

mit den Konzentrationen $[X]_i$, $[X]_j$ den Reaktanden i, j und der Reaktionsordnungen n_i , n_j bezüglich der Reaktionspartner i und j. $k(T)$ ist der temperaturabhängige Geschwindigkeitskoeffizient, der auf das Arrheniusgesetz aus der molekularen Stoßtheorie aufbaut.

$$k(T) = A_o e^{\frac{-E_A}{R_a T}} \quad (42)$$

mit der Aktivierungsenergie E_A , dem Frequenzfaktor A_o und der allgemeinen Gaskonstante R_a . Die Elementarreaktionen laufen unterschiedlich schnell ab und starten zu verschiedenen Zeitpunkten in Abhängigkeit des Vorhandenseins von geeigneten Zwischenprodukten, Radikalen und/oder der Höhe der Aufheizung zur Überwindung der Aktivierungsenergie. Im Übergang von der Flammenfront ins verbrannte Gas sinken die Konzentrationen vieler Zwischenprodukte wieder auf ein niedriges Niveau ab (Abb. 21) oder verschwinden gänzlich. In der Vergangenheit sind viele Reaktionsschemata entwickelt worden, die in Form von Listen vorliegen. Mit den Schemata von z. B. Warnatz [142] oder den Gas Research Institute [126] lässt sich die laminare Methan-Luft Verbrennung detailliert beschreiben. Im GRI 3.0 Mechanismus sind zum Beispiel 325 verschiedene Elementarreaktionen für eine Methanverbrennung aufgelistet, deren Reaktionsraten über die Gleichung (41) darstellbar sind. Für Vergleiche unterschiedlicher Brennstoffe erfolgen in häufigen Fällen Reduzierungen der Elementarreaktionen auf Ein- bis Vier-Schritt-Reaktionen, die die ratenbestimmenden Reaktionsschritte beinhalten. Die Gleichungen für die Reaktionsraten ermöglichen die Bestimmung eines chemischen Zeitmaßes der Einzelreaktionen. In Kröner [73], Warnatz [142] bzw. Turns [137] ist die Herleitung der chemischen Zeitmaße ausführlich beschrieben. Mit einer globalen Einschrittkinetik kann das Zeitmaß τ_c eines kompletten Verbrennungsvorgangs direkt ermittelt werden.

4.2 Turbulente Flammenausbreitung

Die laminare Flamme kommt in technischen Systemen nur selten vor. Durch den Einfluss der Turbulenz gehen die eindeutigen Längen-, Zeit- und Geschwindigkeitsmaße der laminaren Verbrennung verloren. Abbildung 22 zeigt auf der linken Seite die momentanen Flammenkonturen zu unterschiedlichen Zeitpunkten in einer turbulenten stationären Strahlflamme.

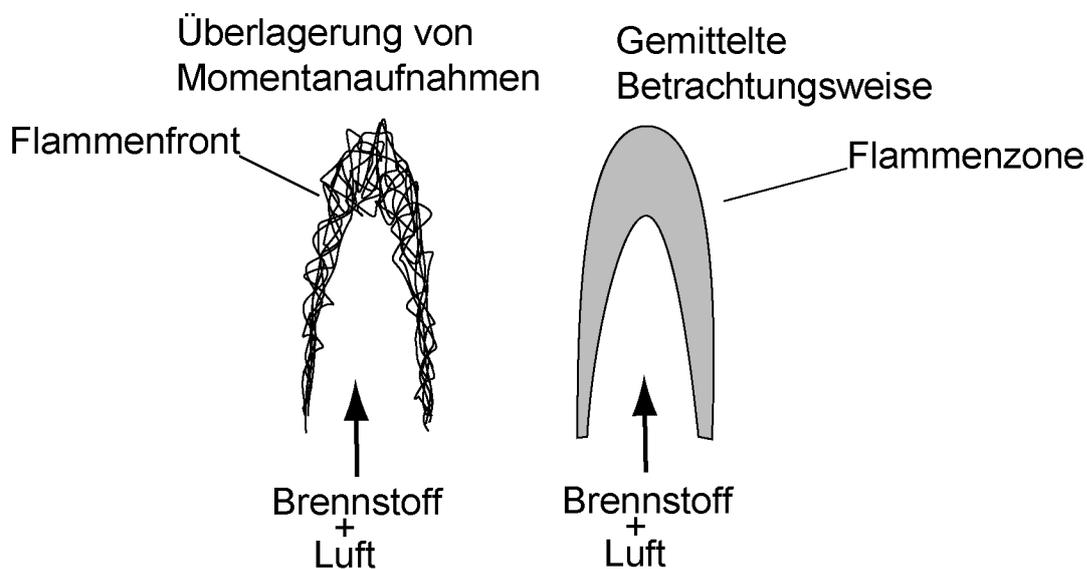


Abbildung 22: Flammenkonturen und Flammenzone

Nach der zeitlichen Mittelung aller momentanen Flammenkonturen entsteht die rechts abgebildete Flammenzone. Diese beschreibt die möglichen Aufenthaltsorte der momentanen Reaktionszonen, die oft dünner als ein Millimeter sind. Viele Autoren wie Nastoll [92], Abdel-Gayed [2] bzw. Kido [67] erfassen in ihren experimentellen Studien die turbulente Flammengeschwindigkeit in Abhängigkeit von den turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten. Abbildung 23 stellt einige Ergebnisse dar. Infolge unterschiedlicher Messtechniken, Versuchsaufbauten und Anfangsbedingungen entstehen zum Teil große Abweichungen bei Messungen der turbulenten Flammengeschwindigkeit. Zum Beispiel stellt Bradley [15] bei einer experimentellen Erfassung der turbulenten Flammenausbreitung in sphärischen Flammen fest, dass die quantitativen Aussagen stark von der Wahl des Ortes innerhalb der Flammenzone abhängen.

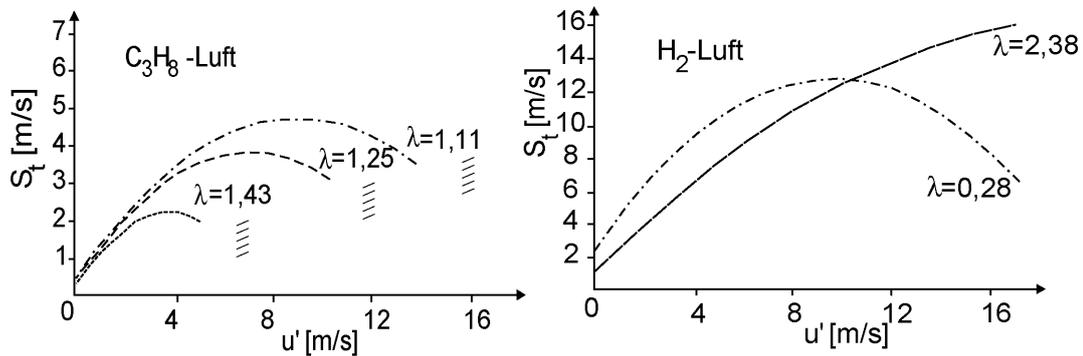


Abbildung 23: Abhängigkeit der turbulenten Flammgeschwindigkeit von der Schwankungsgeschwindigkeit für Wasserstoff und Propan aus [2]

Trotz der Abweichungen stellen alle Autoren einen Anstieg der turbulenten Flammenausbreitungsgeschwindigkeit mit einer Erhöhung der Schwankungsgeschwindigkeit fest. Erhöht man die Schwankungsgeschwindigkeiten weiter, verlangsamt sich der Anstieg und geht in einen Abfall über. Dieser Bereich wird oft als „Quenching“ bezeichnet, bei dem die Reaktion nicht mehr vollständig abläuft und die Verbrennung schließlich zusammenbricht. In den Arbeiten von Abdel-Gayed [3], [4] bzw. Chomiak [24] wird das Flammenlöschen experimentell untersucht und die Grenze der Verbrennung zum Verlöschen mit einer kritischen Karlovitzzahl charakterisiert. Abdel-Gayed [2] weist auf deren eingeschränkte Gültigkeit hin, da die Karlovitzzahl für isotrope Turbulenz gilt und sich bei Krümmungseffekten durch Wirbel verschieben kann. Der Anstieg und der Verlauf der turbulenten Flammgeschwindigkeit bis zum Flammenlöschen hängen stark von der Luftzahl bzw. den Stoffeigenschaften des Brennstoffs ab. Bei Wasserstoff ist die turbulente Flammgeschwindigkeit höher als bei Methan bzw. Propan und das Löschen einer Wasserstoffflamme findet erst bei wesentlich höheren Schwankungsgeschwindigkeiten statt. Die experimentell ermittelten Verläufe der turbulenten Flammgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Schwankungsgeschwindigkeit wurden von vielen Autoren mit analytischen Beziehungen beschrieben, die Lipatnikov [82] in seiner Arbeit hinsichtlich der Einflüsse der Turbulenz, der Stoffwerte und des Drucks untersuchte. Der Vergleich von Lipatnikov [82] ist besonders wertvoll, weil eine umfangreiche experimentelle Datenbasis zur Validierung herangezogen wurde. Die Analyse verdeutlicht die Grenzen der Vorhersage der turbulenten Flammgeschwindigkeit im vor-

gemischten Fall. Die Schwankungsgeschwindigkeiten beeinflussen in Form von Wirbeln unterschiedlicher Durchmesser in einem komplexen Zusammenspiel mit der Diffusion, der Wärmeleitung, dem chemischen Reaktionsfortschritt und dem Mischvorgang die turbulente Verbrennungsgeschwindigkeit. Einige grundlegende Effekte dieses Zusammenspiels werden in den folgenden Kapiteln näher untersucht, um die Interaktion der Turbulenz mit der chemischen Reaktion besser nachvollziehen zu können.

Die Zusammenhänge sollen trotz der geschilderten Schwierigkeiten über die Damköhlerzahl Da und die Karlovitz-Zahl Ka dargestellt werden. Die Damköhlerzahl ist das Verhältnis aus dem integralen Turbulenzzeitmaß τ_t der energietragenden Wirbel und dem chemischen Zeitmaß τ_c der laminaren Flamme.

$$Da = \frac{\tau_t}{\tau_c} \quad (43)$$

Bei einer Damköhler-Zahl größer als 1 wird die Verbrennung von der Turbulenz gesteuert. Bei einem Wert kleiner als 1 tritt dagegen die chemische Kinetik in den Vordergrund. Die Karlovitz-Zahl verwendet als turbulentes Zeitmaß das Kolmogorov-Zeitmaß τ_{kol} , die Lebensdauer der kleinsten Wirbel.

$$Ka = \frac{\tau_c}{\tau_{kol}} \quad (44)$$

Mit Hilfe dieser Kennzahlen unterteilte Borghi in einem Diagramm erstmals systematisch die Interaktion der chemischen Reaktion mit der Turbulenz (Abb. 24). Die Abszisse stellt das Verhältnis des integralen Längenmaßes l_{int} zur Dicke der Reaktionszone δ_L der laminaren Verbrennung dar. Dagegen gibt die Ordinate das Verhältnis aus der Schwankungsgeschwindigkeit und der laminaren Flammengeschwindigkeit S_L wieder. Im Borghi-Diagramm ist die turbulente Verbrennung in 5 Gebiete unterteilt.

Nachfolgend soll kurz erklärt werden, welche Effekte in den einzelnen Regimes das Erscheinungsbild der Flamme dominieren. Dabei wird von einer festen laminaren Flammengeschwindigkeit mit einer konstanten laminaren Flammendicke ausgegangen. Abbildung 25 zeigt einen energietragen-

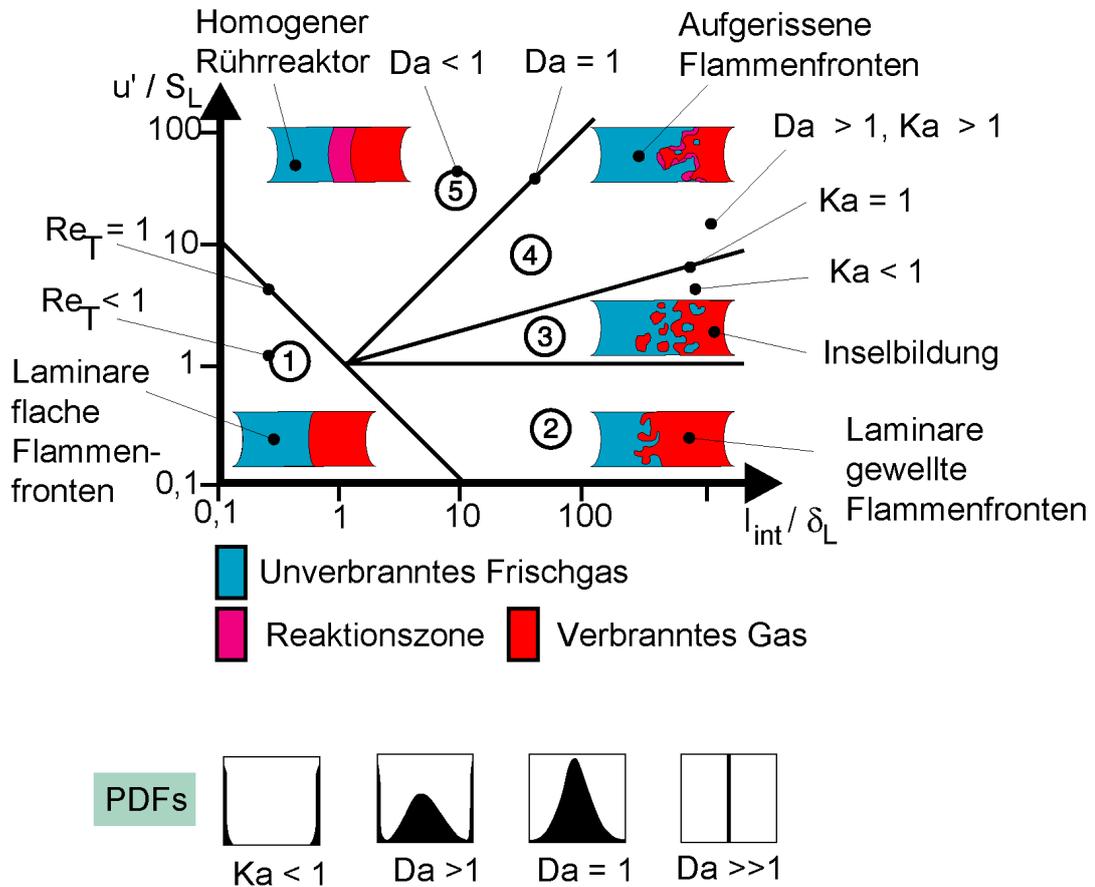


Abbildung 24: Borghidiagramm

den Wirbel mit integralem Längenmaß l_{int} vor der Flammenfront. Dieser Wirbel bewegt sich mit konstanter mittlerer Anströmgeschwindigkeit auf die stationäre Flammenfront zu. Zusätzlich rotiert der Wirbel, sodass die Differenzgeschwindigkeit zur Anströmgeschwindigkeit die Schwankungsgeschwindigkeit darstellt, die die Flammenfront verformt.

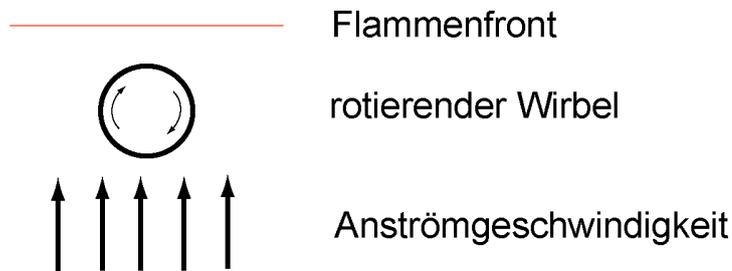


Abbildung 25: Wirbeleinfluss auf die Flammenfront

1. Laminare Flamme

In diesem Gebiet liegt das integrale Längenmaß l_{int} der energietragenden Wirbel in der Größenordnung der laminaren Reaktionszone δ_l . Bei Wirbeln, die größer sind als die Flammendicke, ist die Schwankungsgeschwindigkeit infolge der langsamen Rotation gering. Somit ist die Auslenkung der laminaren Flamme kleiner als deren Dicke. Die Wirbel bewegen sich mit der mittleren Anströmgeschwindigkeit durch die laminare Flammenfront und es erfolgt keine signifikante Verformung der Flammenfront.



Abbildung 26: laminare Flammenfront

2. Gewellte Flamme

Im Unterschied zum Fall der laminaren Flamme ist die integrale Länge der Wirbel bei gleicher Schwankungsgeschwindigkeit wesentlich größer als die laminare Reaktionszone. Deshalb dauert der Durchgang durch die Flammenfront länger. In dieser Zeit kommt es zu einer größeren Auslenkung der Flammenfront, sodass diese eine wellige Struktur annimmt.



Abbildung 27: gewellte Flammenfront

3. Gefaltete Flamme

Mit steigender Rotationsgeschwindigkeit der Wirbel und somit höherer Schwankungsgeschwindigkeit, aber mit identischer Wirbelgröße wie im Fall 2, wird die Flammenfront in der gleichen Zeit schneller und weiter transportiert. Die wesentlich stärkere Auslenkung der Flammenfront kann zu einer Faltung der Flamme mit Inselbildungen führen.



Abbildung 28: gefaltete Flammenfront

4. Turbulent verdickte Flamme

Die Wirbel mit dem integralen Längenmaß formen die Flammenfront wie im Fall 3. Sobald aber die Karlovitz-Zahl über 1 steigt, werden die kleinsten Wirbel im Gegensatz zu den obigen Fällen kleiner als die Reaktionszone. Somit greifen sie an den Grenzen der Reaktionszone in diese ein, indem sie lokal die Vorwärmzone mit dem kalten Brennstoff-Luft-Gemisch und die Reaktionszone mit den heißen Abgasen stärker vermischen. Dadurch werden die ablaufenden Reaktionen entweder auf ein größeres Gebiet verteilt oder gestört und es entstehen lokal verdickte Flammenfronten.

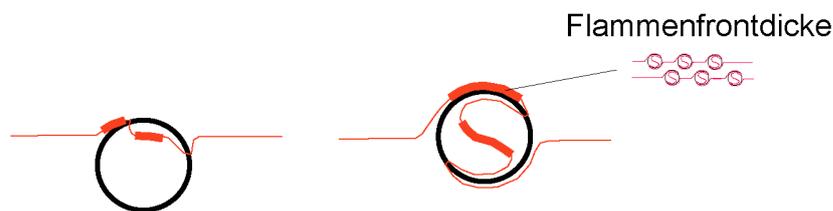


Abbildung 29: gefaltete und verdickte Flammenfront

5. Homogenes Reaktionsgebiet

In diesem Gebiet ist die Rotation der Wirbel mit dem integralen Längenmaß so hoch, dass diese die laminare Flammenfront zusätzlich zerreißen und das verbrannte Gas mit dem Brennstoff-Luftgemisch total durchmischen. Die Damköhler-Zahl wird kleiner als 1, was dazu führt, dass das turbulente Zeitmaß kleiner als das chemische Zeitmaß wird. In diesem Fall werden die Reaktionspartner vor dem Abschluss der chemischen Reaktion auch von den energietragenden Wirbeln beeinflusst. Die verstärkte Durchmischung des Brennstoff-Luft-Gemisches mit den heißen Abgasen führt zu einem örtlich ausgedehnten Reaktionsgebiet.

Diese fünf beschriebenen Fälle spiegeln sich im Verlauf der turbulenten Flammengeschwindigkeit wider (Abb. 23). Bei kleinen Schwankungsge-

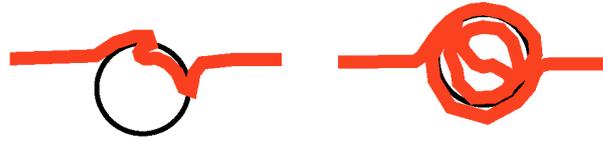


Abbildung 30: durchgemischte Flammenfront

schwindigkeiten ist ein Anstieg der turbulenten Flammengeschwindigkeit mit der Schwankungsgeschwindigkeit zu beobachten, da sich die Fläche der Flammenfront infolge der Verformung der laminaren Flammenfront vergrößert und eine größere Reaktionsfläche die Umsetzung erhöht. Die beginnende Abflachung des Anstiegs der turbulenten Flammengeschwindigkeit mit der Erhöhung der Schwankungsgeschwindigkeit ist auf lokale Verdickungen der Flammenfront mit teilweise Flammenlöschen zurückzuführen. Eine weitere Erhöhung der Schwankungsgeschwindigkeit führt zu einem Abfall der turbulenten Flammengeschwindigkeit, da verstärkt die chemische Reaktion gestört wird und die Durchmischung so hoch ist, dass am Ende ein totales Flammenlöschen erreicht wird.

Abbildung 31 zeigt die mittels LIF am OH-Radikal bestimmte Gestalt der Reaktionszonen einer Wasserstoff-Luft-Flamme nach Ardey [7] bzw. Jordan [64] in den verschiedenen Bereichen des Borghidiagramms. Die Orte mit den höchsten Werten an OH-Radikalen stellen die Hauptreaktionszonen, also die Flammenfront dar.

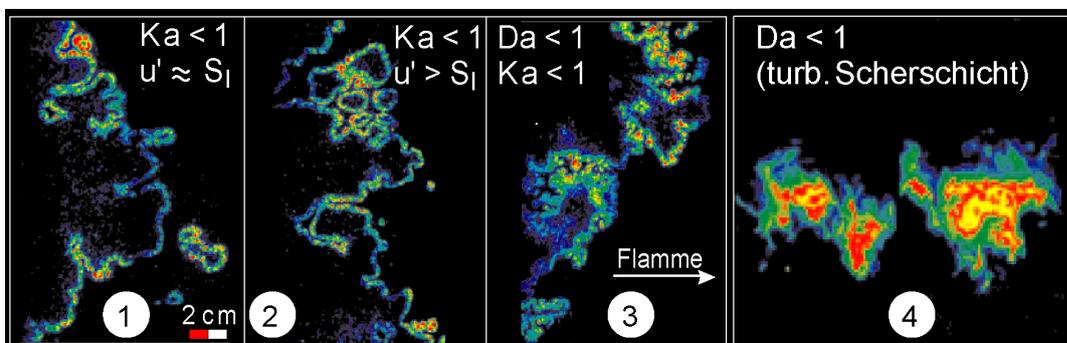


Abbildung 31: Wirbeleinfluss auf die Flammenfront aus [7] und [64]

4.3 Wechselwirkung zwischen chemischer Reaktion und Wirbel

In den meisten Veröffentlichungen zur Flammenausbreitung in turbulenten Strömungen wird die Veränderung der turbulenten Flammengeschwindigkeit in Explosionsbehältern, Rohren oder Bunsenbrennerflammen in Abhängigkeit der Schwankungswerte u_{rms} für verschiedene Brennstoff-Luftzusammensetzungen untersucht (Abb. 23). Damit sind aber keine Aussagen über die Interaktion der Reaktion mit der turbulenten Wirbelstruktur möglich. Im nächsten Abschnitt werden hierzu einige wichtige Effekte kurz beschrieben.

4.3.1 Stabilität von Drallströmungen

Das Fluid erfährt durch die Wärmefreisetzung und somit die Erhöhung der Temperatur T bei konstantem Druck p nach der thermischen Zustandsgleichung für ideale Gase

$$\rho = \frac{p}{RT} \quad (45)$$

eine Dichteabsenkung. Ist die Flamme in einem Rohr eingeschlossen, steigt die Geschwindigkeit u durch die Verbrennung an. In dem gleichen Maße steigt die Axialimpulskraft nach Gleichung (32), da diese die Form ρu^2 besitzt und ρu in einem Rohr konstanter Fläche konstant ist. Die Dichteabsenkung hat dagegen keine Auswirkung auf den Drehimpuls (Gl. (31)) mit der Form $\rho u W$, da die Konstante ρu die Tangentialgeschwindigkeit nicht unmittelbar beeinflusst. Damit sinkt die Drallzahl S über die Flamme deutlich ab. Bei gleichbleibender Strömungsform gilt:

$$S(T) = \frac{\dot{D}}{\dot{I}R} = S(T_{ein}) \frac{T_{ein}}{T} \quad (46)$$

Die Dichteänderung beeinflusst weiterhin auch die Stabilität einer verdrallten Strömung. Das verallgemeinerte Stabilitätskriterium ([116] u. vgl. Gl. (34))

$$\frac{\partial \rho(rw)^2}{\partial r} \geq 0 \quad (47)$$

zeigt die stabilisierende Wirkung positiver, radialer Dichtegradienten. Aufgrund der großen Dichteänderung bei der Verbrennung kann dieser Effekt signifikant die Strömung beeinflussen.

4.3.2 Laminare Instabilitäten

Planare laminare Flammenfronten sind in der Realität nicht stabil, da geringe Störungen sofort zu Veränderungen des idealen Gleichgewichts zwischen der Wärmefreisetzung, der Diffusionsvorgängen und der erforderlichen Aufheizleistung führen. Die Beschreibung der gewellten Flammenfront ist im Fall einer konstanten Ausbreitungsgeschwindigkeit normal zu ihrer Oberfläche vereinfacht auf der Basis des van Huygenschen Prinzips der Wellenausbreitung möglich (Abbildung 32). Nach diesem Prinzip

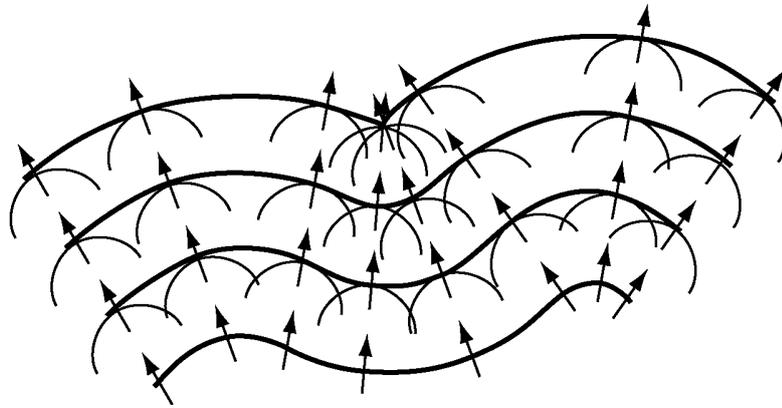


Abbildung 32: van Huygensches Prinzip der Ausbreitung einer laminaren Flamme

bilden sich die vom Unverbrannten aus gesehen nach innen gewölbten (konkaven) Bereiche der Flammenfront zu Spitzen aus und die konvexen werden zeitgleich geglättet. Einer Stabilisierung wirken hydrodynamische und diffusive Effekte entgegen, wie Ardey [7] in seinen experimentellen Untersuchungen der Flammenausbreitung von Wasserstoff-Luftgemischen illustriert (Abb. 33).

Eine konvex gekrümmte Flammenfront weitet ein auf die Flammenfront strömendes Stromlinienbündel mit der Querschnittsfläche A_0 auf eine

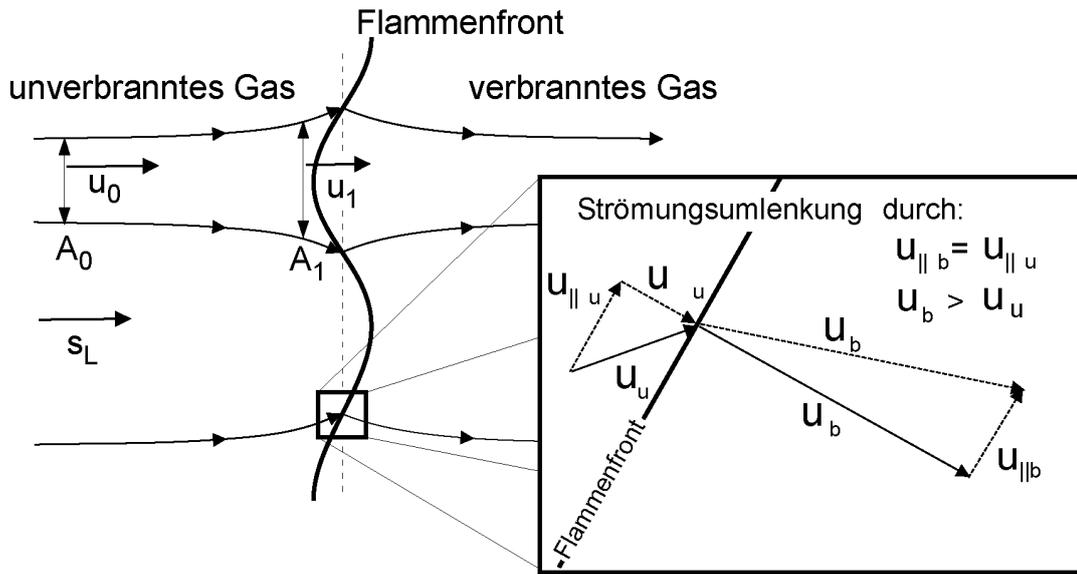


Abbildung 33: Hydrodynamische Instabilität bei einer gewellten Flammenfront

Querschnittsfläche A_1 auf. u_0 ist die in das System einströmende Geschwindigkeit, bei der die globale Flamme sich an einer Position stabilisiert und identisch mit der Flammengeschwindigkeit S_L ist. Nach der Kontinuitätsgleichung im unverbrannten Bereich

$$u_1 A_1 = u_0 A_0 = S_L A_0 \quad (48)$$

ist die Geschwindigkeit u_1 kleiner als die Brenngeschwindigkeit S_L , da $A_0 < A_1$ ist. Also wandert die Flammenfront lokal weiter der kalten Strömung entgegen mit gleichzeitiger Verstärkung der Krümmung, bis wieder ein Gleichgewicht der Anströmgeschwindigkeit und der lokalen Flammenfront herrscht. Bei einer genaueren Betrachtung der Veränderungen über die Flammenfront (Abbildung 33, rechts) wird deutlich, dass das Brennstoff-Luft Gemisch nun die Flammenfront schräg anströmt. Die Geschwindigkeit lässt sich in tangentiale und normale Komponenten aufteilen. Das Fluid wird mit der normalen Komponente über die Flammenfront beschleunigt, was zu einer Erhöhung der normalen Geschwindigkeitskomponente führt. Mit dieser Erhöhung konvergiert das Strömungslinienbündel stromab. Die Folge ist wiederum eine Beschleunigung der Strömung, die die Krümmung zusätzlich verstärkt. Entsprechend werden in konkaven Flammenfronten die Auslenkungen geschwächt.

Abgesehen von den beschriebenen hydrodynamischen Effekten beeinflussen auch diffusive Transportvorgänge von Wärme und Spezies die Wellung einer laminaren Flammenfront. Abbildung 34 stellt einen Ausschnitt einer gewellten Flammenfront mit einer Vorwärm- und einer Reaktionszone dar, der diesen Effekt illustriert.

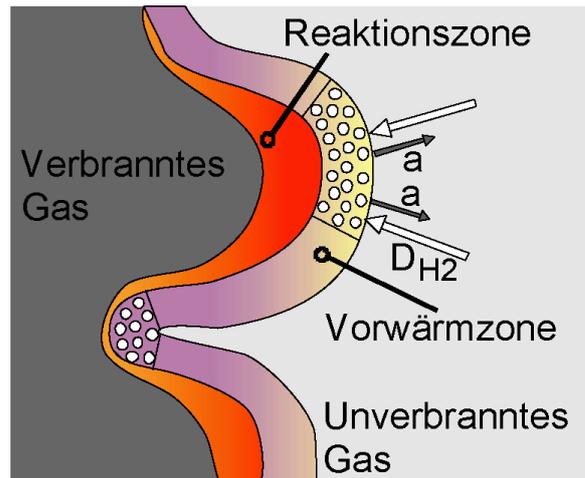


Abbildung 34: Diffusionsvorgänge über einer gewellten Flammenfront

Das Zusammenspiel beider Effekte wird von der Lewiszahl Le

$$Le = \frac{a}{D_{Br}}, \quad (49)$$

dem Verhältnis der Temperaturleitfähigkeit a und bei mageren Brennstoff-Luft-Gemischen dem Diffusionskoeffizienten des Brennstoffs D_{Br} , beeinflusst.

Bei einer Lewiszahl kleiner als eins diffundiert die Minoritätsspezies schneller in das verbrannte Gas als die Wärme. An einer konvex in Richtung des unverbrannten Frischgases gekrümmten Flammenfront erhöht sich die Wärmediffusion senkrecht zur Flammenfront, was eine Abkühlung der Flammenfront und eine Erniedrigung der laminaren Flammengeschwindigkeit zur Folge hat. Die Diffusion der Minoritätsspezies konzentriert sich auf das gleiche Gebiet, was zu einer erhöhten Fokussierung in der Vorwärmzone und somit zu einer Erhöhung der laminaren Flammengeschwindigkeit führt. Bei einer Lewiszahl kleiner als eins überwiegt die Konzentrationserhöhung der Minoritätsspezies in der Vor-

heizzone bzw. in der Flammenfront. Dies führt zu einer Erhöhung der lokalen Flammengeschwindigkeit. Diese Störung führt wiederum zu einer verstärkten Krümmung der konvexen Flammenfront. Im Gegensatz dazu kann es in konkaven Flammenfronten infolge eines Konzentrationsmangels der Minoritätsspezies zu einem lokalen Löschen der Verbrennung kommen.

Bei Lewiszahlen größer als eins dominiert in einer konvexen Flammenfront die Wärmediffusion über die Speziesdiffusion, was eine Abbremsung der Flammenausbreitung zur Folge hat. Dagegen kommt es in einer konkaven Flammenfront zu einer Intensivierung der Verbrennung. Dies führt zu einer Stabilisierung.

In Abbildung 35 aus den Arbeiten von Jordan [64] und Ardey [7] sind zwei Flammenfronten für Gemische mit unterschiedlicher Lewis-Zahl, Methan und Wasserstoff, gezeigt, um den Einfluss der Lewiszahl zu illustrieren.

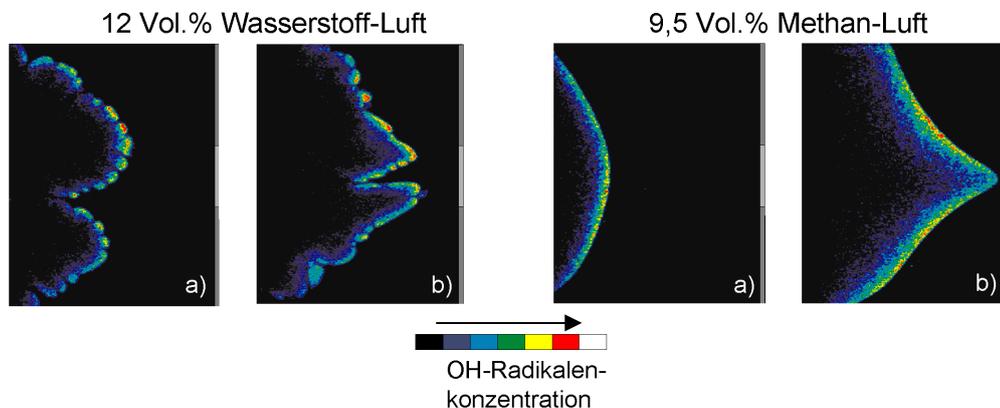


Abbildung 35: Flammenausbreitung bei Brennstoffen mit unterschiedlicher Lewiszahl bei den Zeitpunkten a, bzw. b, aus [64] und [7]

Eine zelluläre Struktur der Flammenfront bildet sich nur bei der Wasserstoffverbrennung mit der Lewiszahl kleiner als eins, während sich bei Methan mit einer Lewiszahl um eins eine glattere Flammenfront entsteht, die nur großräumigere Welligkeiten besitzt.

4.3.3 Einfluss von Wirbeln auf die Flammenfront

Im Gegensatz zur laminaren Strömung besteht eine turbulente Strömung aus Wirbeln unterschiedlicher Größen (Kapitel 3.2), die zusätzlich den Verbrennungsfortschritt beeinflussen. Den Einfluss eines Wirbelpaars auf eine kreisförmige Flammenfront untersuchte Im [60]. Das Wirbelpaar wurde kurz vor der Flammenfront angeordnet (Abb. 36). In den drei gezeigten Fällen wurde von links nach rechts die Rotationsgeschwindigkeit der Wirbel erhöht. Von oben nach unten ist die zeitliche Entwicklung des Einflusses des Wirbelpaares auf die Flammenfront ersichtlich.

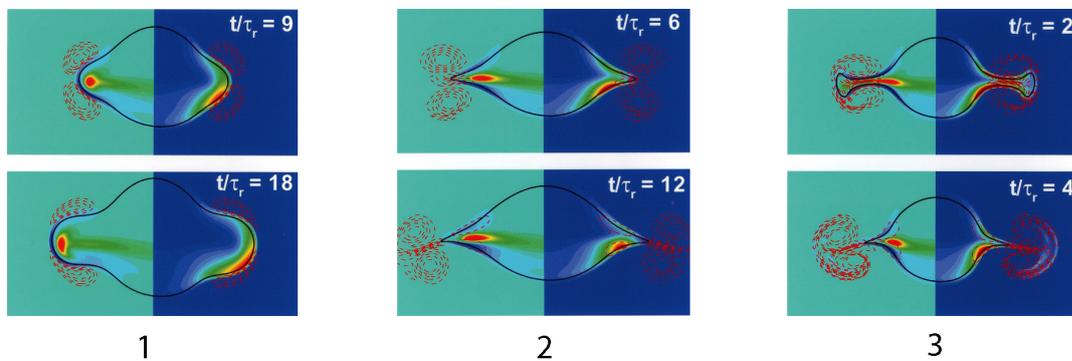


Abbildung 36: Flammenlöschen nach [60]

Die beiden Teilbilder in Abbildung 36 stellen jeweils die H-Atome und die Wärmefreisetzungsrate dar. In Fall 1 propagiert die Flamme zwischen den Wirbeln durch, während sich bei einer Erhöhung der Rotationsgeschwindigkeit (Fall 2) die Flammenfront spitz verformt und infolge des Zusammenquetschens durch hohe Streckungsraten zwischen den Wirbeln gestoppt wird. Im dritten Fall ist die Geschwindigkeit so hoch, dass die Flammenfront komplett zwischen die Wirbel gezogen wird. Infolge der hohen Streckung der Flammenfront ist eine starke Wärmeabfuhr vorhanden. Dadurch steht der chemischen Reaktion nicht mehr ausreichend Wärme zur Verfügung und die Flamme erlischt zwischen den Wirbeln.

Louch [84] untersuchte mit der Wirbeltransportgleichung (Gl. (6)) die Wechselwirkung zwischen einem sich auf die Flammenfront zubewegenden Wirbelpaar und der Flammenfront (Abb. 37).

Abbildung 38 zeigt in den oberen und mittleren Bildern die zeitliche Entwicklung der negativen Wirbelstärke (strichpunktierte Linien) des unte-

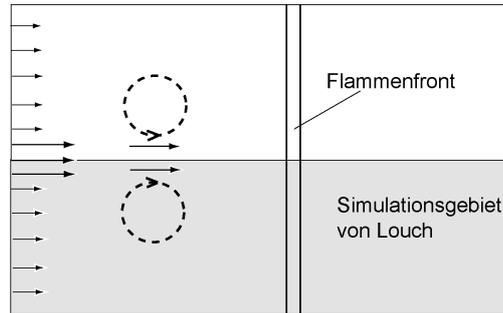


Abbildung 37: Anordnung des Wirbelpaars vor einer Flammenfront in [84]

ren Wirbels und des Druckverlaufs für einen der Fälle. Beim Auftreffen auf die Flammenfront verschwindet der Wirbel. Dessen negative Wirbelstärke wird durch einen neuen gegenläufigen Wirbel mit positiver Wirbelstärke (durchgezogene Linien) abgebaut, der hinter der Flammenfront entsteht. Über die Terme des baroklinen Drehmoments und der Ände-

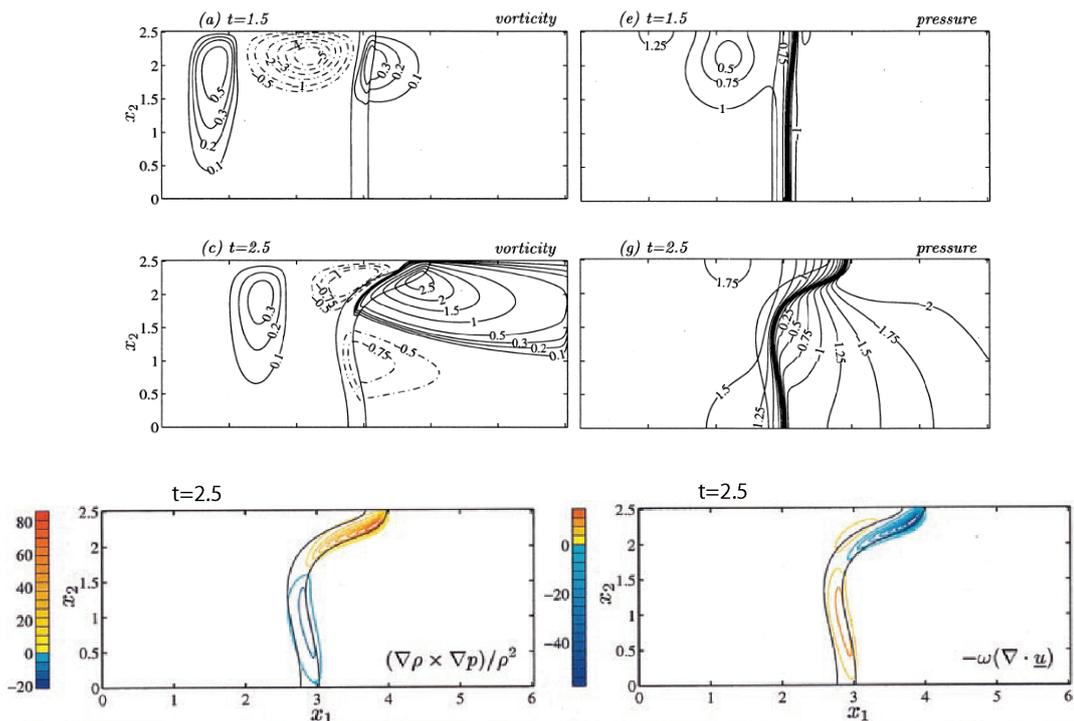


Abbildung 38: Wechselwirkung zwischen einem Wirbelpaar und einer Flammenfront nach [84]

rung der Wirbelstärke infolge der Volumenausdehnung aus der Wirbeltransportgleichung (untere Bilder in Abb. 38) wird ersichtlich, dass der positive Term des baroklinen Drehmoments wesentlich höher ist als der

Term des Abbaus von positiver Wirbelstärke durch die Volumenausdehnung. Folglich entsteht dort eine positive Wirbelstärke durch das barokline Drehmoment. Dies entwickelt sich aus den Gradienten der Dichte und des Drucks, die nicht parallel zueinander sind (siehe rechtes Bild mitte in Abb. 38).

Weitere Arbeiten zur Wechselwirkung von Flammenfronten mit Wirbeln sind von Candel [22], Im [59], Samaniego und Mantel [90], Louch [84] bzw. [114] veröffentlicht worden, die auf eine ganze Reihe weiterer Effekte eingehen.

4.3.4 Verdrallte Rohrströmung

Bisher wurde der Einfluss eines die Flammenfront durchdringenden Wirbels bzw. Wirbelpaares auf die Flammenfront erläutert. Nachfolgend soll gezeigt werden, welche Effekte auftreten können, wenn Flammenfronten normal zu einer Wirbelröhre oder entlang eines Wirbelrohrs propagieren. Ishizuka [61] führte eine ausführliche Literaturstudie bezüglich den Arbeiten zur Flammenausbreitung in Wirbelröhren durch. Auffällig in dieser Studie ist die Vielfalt der Beziehungen zur Vorhersage der Flammenspitzen­geschwindigkeit. Außerdem konnte der Mechanismus der Interaktion von Wirbel und Flamme in einem Wirbelrohr nicht schlüssig erklärt werden. Die Gleichungen der Flammenspitzen­geschwindigkeiten stammen aus drei unterschiedlichen Ansätzen, die unten beschrieben werden.

Der erste Ansatz geht von einer Erhöhung der Flammenspitzen­geschwindigkeit infolge des Druckunterschieds vor bzw. nach der Flammenfront aus. In einer planaren vorgemischten laminaren Flamme ist der Druck hinter der Flammenfront, also im verbrannten Bereich, niedriger als vor der Flammenfront. Aus der Kontinuitätsgleichung und der Impulsgleichung kann der Druckunterschied berechnet werden. Es gilt:

$$p_b - p_u = -\rho_u S_L^2 \left(\frac{\rho_u}{\rho_b} - 1 \right) \quad (50)$$

mit den Drücken p bzw. Dichten ρ im unverbrannten (u) und verbrannten (b) Bereich.

In einem Wirbelrohr mit einer propagierenden Flammenspitze liegt genau der umgekehrte Fall vor, wie ein Experiment deutlich zeigte, das Ishizuka [61] in seiner Studie darstellte. Der Druckunterschied entsteht durch den Wirbelzusammenbruch in der Flamme und ist vergleichbar mit dem aus dem kalten Wirbelaufplatzen (Kap. 3.3.4). Nach dem Wirbelzusammenbruch bzw. der radialen Ausdehnung des Wirbelkerns infolge der Verbrennung ist der Verlauf der tangentialen Geschwindigkeit innerhalb des Flammenkerns flacher als vor der Flamme (Abb. 39).

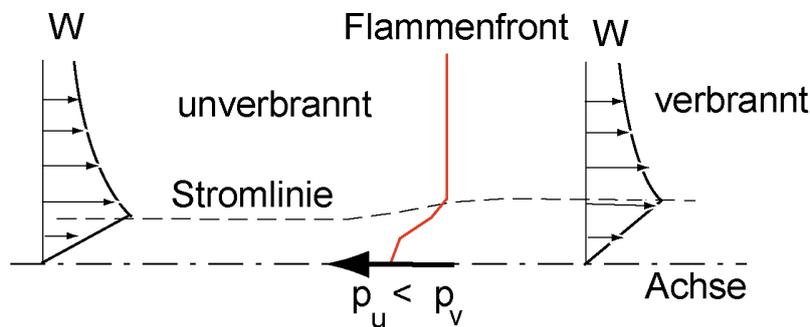


Abbildung 39: Propagieren der Flamme infolge des Druckunterschieds

Über die Querdruckgleichung (33) führt dies zu einer Verringerung des Unterdrucks auf der Achse. Der Dichteabfall vom Frischgas zum verbrannten Bereich bewirkt innerhalb des Wirbelkernradius r_k einen zusätzlichen Druckunterschied, der über eine Integration der Querdruckgleichung vor und nach der Flammenfront berechnet werden kann. Dies zeigt Gleichung (51).

$$p_v - p_u = \frac{1}{2}(\rho_u - \rho_v)C^2(r_k^2 - r^2) \quad (51)$$

mit der tangentialen Geschwindigkeit im Wirbelkern $w = Cr$, dem statischen Druck p , der Dichte ρ und den Indizes v bzw. u für die verbrannten bzw. unverbrannten Zustände. Beide Fälle erzeugen einen positiven axialen Druckgradienten von der Frischgasseite zum Flammenkern. Mit dieser resultierenden Druckkraft längs der Wirbelröhre wird eine Geschwindigkeit in Richtung des Frischgases induziert, die die Flammenspitze antreibt. Asato [9] führte Experimente mit einer Flamme in einem Wirbelring durch und entwickelte eine algebraische Gleichung zur Vorhersage

der Flammenspitzen­geschwindigkeit. Asato verwendete in seinem Experiment Brennstoff-Luft-Gemische mit Wasserstoff, Methan und Propan mit unterschiedlichen Luftzahlen und variierte die Tangentialgeschwindigkeit des Wirbelrings. In seinem Vergleich erzielte Asato eine gute Übereinstimmung der experimentellen Ergebnisse zu der Theorie, die den Druckunterschied zwischen dem kalten Gas und dem verbrannten Bereich in der Flammenspitze als die treibende Kraft benutzt. Dagegen wendeten Ashurst [10] und Hasegawa [51] einen anderen Ansatz auf der Basis des baroklinen Drehmoments aus der Wirbeltransportgleichung (6) an (Abb. 40).

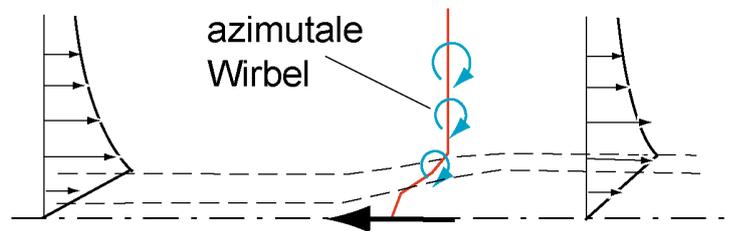


Abbildung 40: Propagieren der Flamme infolge des baroklines Drehmoments

Mit dem baroklinen Drehmoment, dem Vektorprodukt des Dichtegradienten mit dem Druckgradienten, entstehen azimutale Wirbel im Übergangsbereich Flamme/Frischgas. Diese induzieren nach der Biot-Savart-Gleichung (7) eine Geschwindigkeit auf der Achse, deren Richtung von der verbrannten Seite zum Frischgas geht und wiederum die Flammenspitze antreibt. Dagegen stellt Umemura [138] in seiner Theorie und seinen numerischen Simulationen nur einen geringen Einfluss des baroklinen Drehmoments auf die Entstehung der azimutalen Wirbel fest, weil die Gradienten des Druckes und der Dichte parallel waren (Abb. 41).

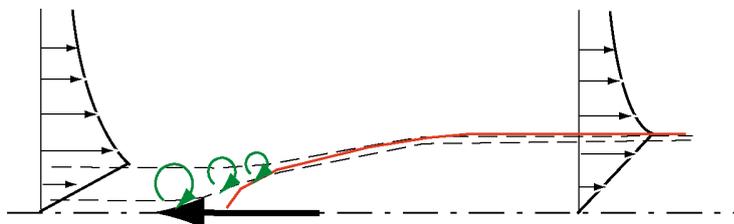


Abbildung 41: Propagieren der Flamme infolge der Wirbelkernaufweitung

Richtig wurde gefolgert, dass der radialen Ausdehnung des Wirbelkerns auf der Frischgasseite vor der Flammenspitze durch die Flamme eine

größere Bedeutung zukommt und diese vor der Flammenfront azimuthale Wirbel erzeugt. In Kapitel 3.3.4 wurde mit der Wirbeltransportgleichung für den Fall ohne Flamme (Gl. (36) und Gl. (37)) die Auswirkung einer radialen Aufweitung des Wirbelkerns auf die Produktion von azimuthalen Wirbeln aufgezeigt. Da die Ausdehnung des Wirbelkerns im kalten Bereich stattfindet, kann diese Erklärung auch für den reagierenden Fall übernommen werden. Die sich vor der Flammenfront befindenden negativen azimuthalen Wirbel induzieren, wie oben gezeigt, über die Biot-Savart-Gleichung eine Geschwindigkeit, die die Flammenspitze in der Wirbelröhre antreibt.

Auf dem ersten Blick erscheinen die drei Ansätze widersprüchlich, aber diese lassen sich zu einem kompletten Bild zusammenfügen, wenn man annimmt, dass die Ansätze jeweils Teilaspekte beschreiben, die sich in der Realität überlagern. Beginnen wir mit dem Fall der zur Wirbelröhre senkrecht angeordneten planaren Flammenfront (Abb. 42a). Zu Beginn ist der radiale Verlauf der tangentialen Geschwindigkeit konstant entlang der Achse der Wirbelröhre. Nach dem ersten Wirken des baroklinen Drehmoments (Ansatz 2) infolge des Vektorprodukts aus Dichtegradienten und Druckgradienten entstehen negative azimuthale Wirbel (Abb. 42a), die zu einer Induktion einer axialen Geschwindigkeit von der verbrannten Seite zum Frischgas führt. Zusätzlich herrscht ein Druckunterschied über die Flammenfront (Ansatz 1), der eine Kraft von der verbrannten Seite zum Frischgas aufbaut. Wie beim Wirbelaufplatzen ohne Flamme führt die induzierte axiale Geschwindigkeit zu einem radialen Fluss von Masse, der wiederum den Wirbelkern aufweitet (Abb. 42b). Infolge der Aufweitung des Wirbelkerns steigt innerhalb des Bereiches der heißen Abgase der Druck auf der Achse (Ansatz 1), der die stromauf wirkende Kraft erhöht. Gleichzeitig entstehen infolge der Aufweitung azimuthale Wirbel vor der Flammenfront (Ansatz 3), die eine zusätzliche axiale Geschwindigkeit induzieren. Nach einem weiteren Propagieren der Flamme in der Wirbelröhre ist die Wirbelkernaufweitung abgeschlossen. Während der Aufweitung sinkt der Einfluss des baroklinen Drehmoments, weil sich die Richtungen des Druckgradienten und des Dichtegradienten angleichen (42c). Letztendlich propagiert die Flamme durch die kombinierte Wirkung aller oben beschriebenen Effekte mit einer wesentlich höheren

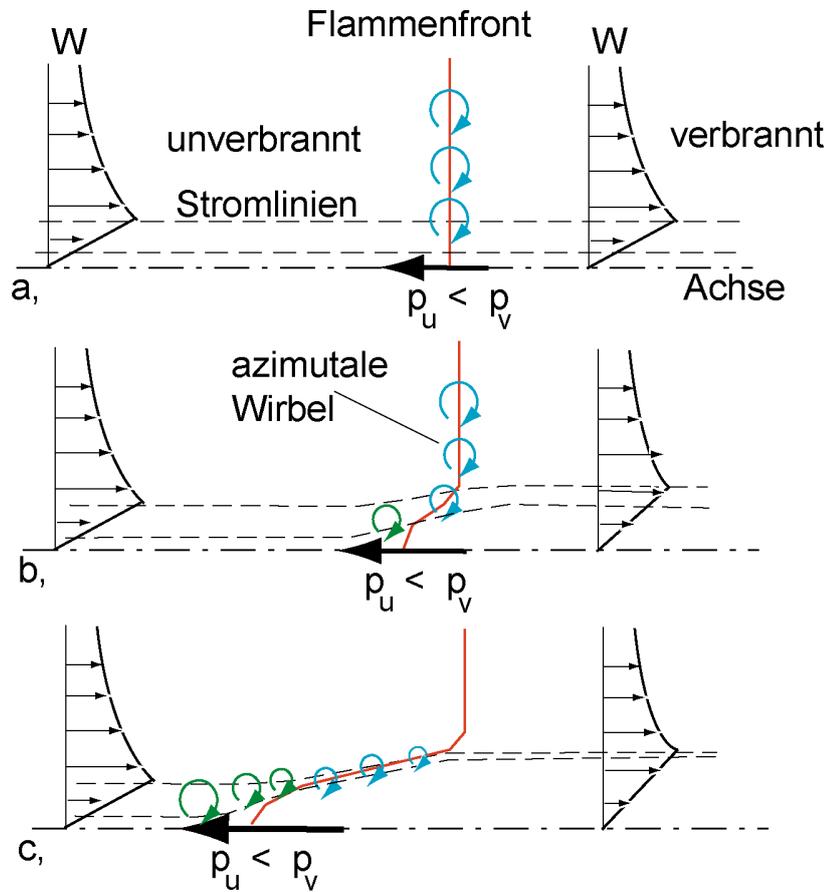


Abbildung 42: Propagieren der Flamme in einer Wirbelröhre

Geschwindigkeit als die Flammengeschwindigkeit.

Die Literatur sagt konsistent einen Anstieg der Flammenspitzen­geschwindigkeit mit Erhöhung der maximalen Tangentialgeschwindigkeit des Wirbels bzw. mit Verringerung der Lewiszahl und der Luftzahl bis zum stöchiometrischen Wert voraus. Zusätzlich verkleinert sich der Flammendurchmesser mit Erhöhung der maximalen tangentialen Geschwindigkeit infolge der erhöhten Stabilisierungswirkung des radialen Dichtegradienten (Gl. (47)).

Ein wichtiger Aspekt der Ergebnisdiskussion in Kapitel 7.3 ist die Beantwortung der Frage, welche Bedeutung die beschriebenen Effekte beim verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen spielen.

5 Numerische Simulation von Strömungen mit Verbrennung

5.1 Turbulenzmodellierung

Die Navier-Stokes-Gleichungen (Kapitel 3.2) stellen die Grundlage zur numerischen Simulation dar. In dieser Arbeit wird der Strömungslöser FLUENT [57] benutzt, ein Finite-Volumen-Verfahren zum Lösen von Strömungsproblemen (Patankar [96], Versteeg [140], Schönung [121], Fletcher [37], Shyy [124], Pope [105], Wilcox [147] und Eggels [34]).

Direkte numerische Simulation (DNS)

Das genaueste Simulationsverfahren zum Lösen der Navier-Stokes-Gleichungen ist die DNS, da diese ohne Modellannahmen für die Turbulenz auskommt. Dazu ist eine Erfassung sämtlicher Zeit- bzw. Längenmaße der turbulenten Strömung notwendig. Die Zeitschritte müssen kleiner als die Lebensdauer der kleinsten Wirbel bzw. als das Zeitmaß der Stoffdiffusion sein. Weiterhin ist eine ausreichende Aufteilung des Rechengebietes in Volumina erforderlich, die kleiner sein müssen als die Länge der kleinsten Wirbel. Diese besitzen nach dem Kaskadenprozess (Kapitel 3.2) einen Durchmesser mit der kolmogorowschen Länge. Deshalb werden für eine Simulation einer turbulenten Strömung in einer Koordinatenrichtung mindestens

$$N \sim 10Re^{\frac{3}{4}} \quad (52)$$

Zelleneckpunkte benötigt (Eggels [34]). Nach Fritz [40] ist im Mischrohr des in dieser Arbeit verwendeten Drallbrenners die experimentell ermittelte Reynoldszahl Re bei 90000. DNS von Strömungen mit diesen Reynoldszahlen sind bisher nicht realisierbar.

Grobstruktursimulation (LES)

Eine Möglichkeit zur Reduzierung der Anzahl der Zellen mit geringem Informationsverlust stellt die LES dar, die in den letzten Jahren stärker an Bedeutung gewonnen hat. In der Large Eddy Simulation (LES) erfolgt eine Aufteilung in klein- bzw. großskalige Wirbel. Die Idee basiert auf der Annahme der Isotropie der kleinskaligen Wirbel. Die großen Skalen werden wie in der DNS aufgelöst bei gleichzeitiger Modellierung der kleinskaligen Wirbel (Abb. 43).

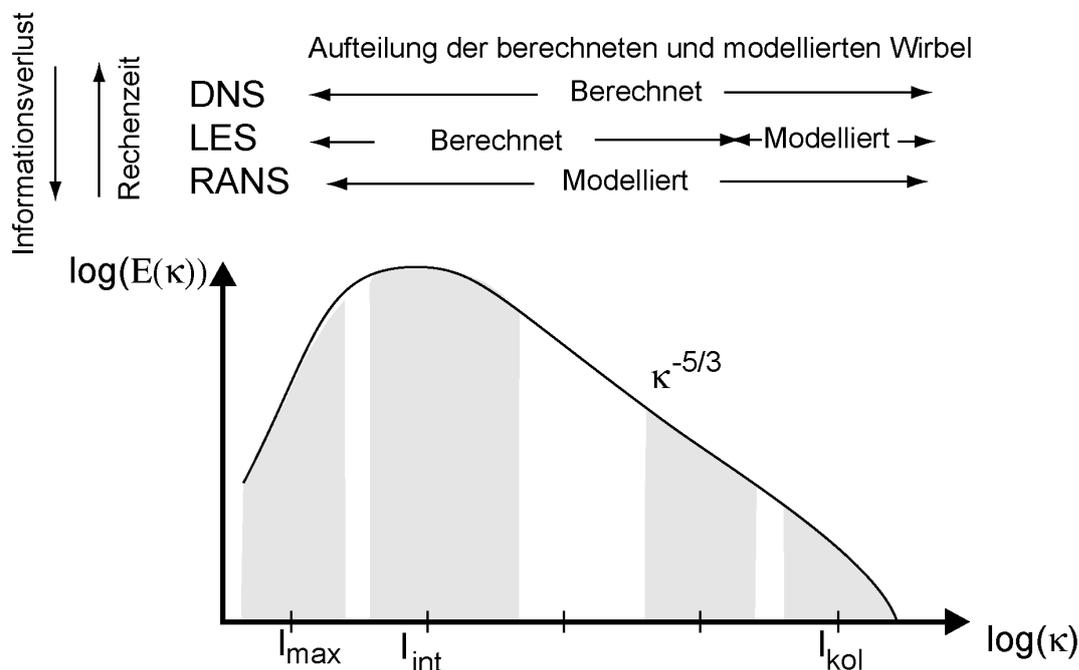


Abbildung 43: Erfassung der im Energiespektrum klassifizierten Wirbel (Kap 3.2) mit verschiedenen Simulationsverfahren

Mit dieser Aufteilung hängt die Anzahl der Zellen in einem Rechengebiet stark vom Strömungsproblem ab, da in den Bereichen mit hoher Scherung die Zellengrößen entsprechend angepasst werden müssen. In einer Drallströmung mit einer Rückströmblase entstehen Gebiete mit hoher Scherung. Folglich ist eine hohe Anzahl von kleinen Zellen notwendig, die die Speichergrenzen der Parallelrechner schnell erreichen kann. Außerdem benötigt eine LES mit komplexen Strömungen lange Rechenzeiten zum Erreichen einer statistisch unabhängigen Lösung. Diese wird aus ei-

ner großen anfallenden Datenmenge aus allen Zeitschritten nach einer aufwändigen Nachbearbeitung ermittelt. Werner [145] geht ausführlich in die Theorie der LES ein und stellt die Komplexität einer LES Simulation beispielhaft dar. Er zeigt im Fall einer Kanalströmung mit Rippe, dass je nach Auflösung des Gitters mindestens 40000 bis 90000 Zeitschritte für eine statistische Mittelung notwendig sind. Die Simulationen von Sommerer [128] von instationären Verbrennungsvorgängen in einem Drallbrenner mit einem Querschnittsprung dauerten jeweils circa 3000 Stunden. Weitere Beispiele von Selle [122], Stone [132] und Huang [58] zeigen, dass die Simulation von verdrallten Strömungen in Gasturbinenbrennern mit der LES möglich sind. Aufgrund der langen Rechenzeiten und der benötigten großen Speicherkapazitäten sind aber derzeit noch keine Parameterstudien mit Simulationen instationärer Verbrennung bei Flammenrückschlägen in Drallbrennern mit vertretbarem Aufwand möglich.

Statistisch gemittelte Simulation (RANS, URANS)

Bei der Verwendung von Turbulenzmodellen werden alle Turbulenzskalen unter Hinnahme eines Verlustes an Information über die momentane Struktur der Strömung zeitgemittelt und es werden alle Wirbelklassen modelliert (Abb. 43). Dieses Verfahren führt zu einer starken Verkürzung der Rechendauer und erweitert die Möglichkeit der Verwendung größerer Zellen im Rechengebiet, da eine räumliche Erfassung aller Wirbelgrößen nicht mehr notwendig ist. Durch die zeitliche Mittelung entstehen unter anderem die in Kapitel 3.2 für axialsymmetrische Strömungen dargestellten reynoldsgemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (Gl. (18)- (21)) mit dem Reynoldsspannungstensor (Gl. (22) - (27)). Die Reynoldsspannungen sind nicht direkt lösbar und müssen modelliert werden. Bekannte Turbulenzmodelle sind die $k - \varepsilon$ - bzw. Reynoldsspannungsmodelle. Erste-
re beruhen auf der Wirbelviskositätshypothese von Boussinesq und kommen mit zwei zusätzlichen Transportgleichungen für die turbulente kinetische Energie bzw. Dissipation aus. Dagegen werden beim Reynoldsspannungsmodell die Reynoldsspannungen über eigene Transportgleichungen beschrieben, um die Anisotropie der Turbulenz erfassen zu können. Diese führen zu einem neuen Schließungsproblem zweiter Ordnung, das wie-

derum modelliert wird. Das bekannteste Reynoldsspannungsmodell ist die Variante von Launder, Reece und Rodi [78], die in FLUENT zur Verfügung steht (LRR).

Autoren, wie Smith [125], Landenfeld [76], [77], Speziale [130], Pfuderer [99], Pope [105], Grunert [47] und Hirsch [53], [54] untersuchen bzw. diskutieren die Eignung verschiedener Turbulenzmodelle für numerische Simulationen von verdrallten Strömungen. Alle Arbeiten zeigen ein Versagen des $k - \varepsilon$ Modells in stark verdrallten Strömungen, da die Turbulenz mit steigender Verdrallung anisotroper wird und das Modell auf einer lokalen Isotropie der Turbulenz basiert. Dagegen ist trotz des Informationsverlustes infolge der Modellierung (Abb. 43) an sich häufig eine gute Übereinstimmung der Ergebnisse von Reynoldsspannungsmodellen mit den experimentellen Messwerten nachgewiesen worden.

Im Zusammenhang mit der aktuellen Aufgabenstellung stellt sich die Frage, ob Simulationen von zeitlich abhängigen Strömungsvorgängen, wie sie bei einem Flammenrückschlag auftreten, mit statistisch gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen erfassbar sind. Noll [93] führte numerische Simulationen von hochfrequenten Strömungsinstabilitäten in einer verdrallten Strömung mit URANS (Unsteady Reynolds averaged Navier-Stokes Equations) durch. Nach einem Vergleich mit den experimentellen Daten zeigt Noll [93] die Anwendbarkeit dieses Verfahrens für den untersuchten Fall, der eine höhere zeitliche Auflösung erforderte, als sie für die Berechnung des Flammenrückschlags notwendig ist.

In dieser Arbeit wird zur Ermittlung der Flammenrückschlagsneigung in Drallbrennern das Reynoldsspannungsmodell mit dem Druck-Scher-Korrelationsmodell von Launder, Reece und Rodi verwendet.

5.2 Verbrennungsmodellierung

5.2.1 Verbrennung im stationären Fall

Bei der Verbrennung von Brennstoff-Luft-Gemischen beeinflusst die Umwandlung der im Brennstoff gebundenen chemischen Energie in Wärme das Strömungsfeld. Für die numerische Simulation der Wärmefreisetzung in einer Strömung sind zu den Navier-Stokes-Gleichungen weitere Gleichungen für die Spezies, die Dichte und die Enthalpie notwendig. Abbildung 44 stellt die Interaktionen bei der Simulation von Strömungen mit Wärmefreisetzung dar.

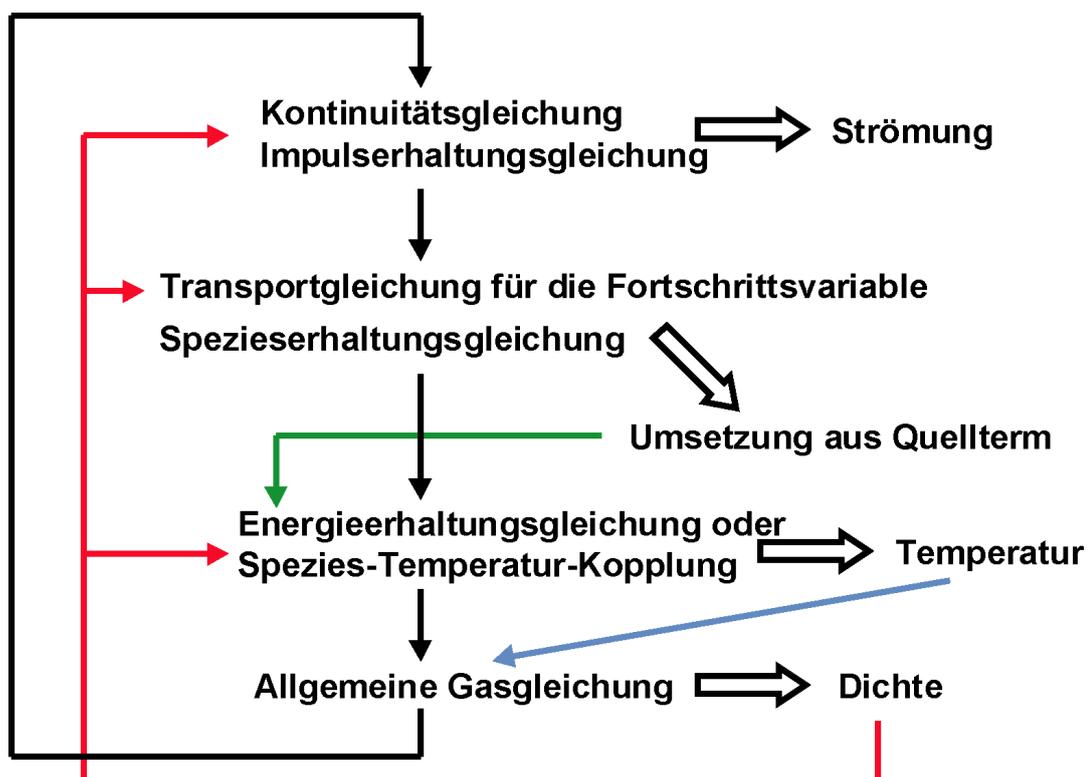


Abbildung 44: Einfluss der Dichte auf das Strömungsfeld

Die Wärmefreisetzung geht über die Dichteänderung in die reynoldsgemittelten Navier-Stokes-Gleichungen und die Reynoldsspannungsmodelle ein. Die lokale Dichte ist über die aus der Wärmefreisetzung resultierende Temperatur mit der thermischen Zustandsgleichung für ideale Gase ermittelbar:

$$\rho = \frac{p}{RT} \quad (53)$$

wobei p der Druck, R die spezifische Gaskonstante für das Gasgemisch und T die Temperatur sind. Im vorliegenden Fall ist das Fluid schwachkompressibel. Als Druck p in der Gleichung (53) darf der Umgebungsdruck benutzt werden. Die Temperatur ist entweder aus einer Transportgleichung für die Enthalpie oder vereinfacht aus der direkten Kopplung der Temperaturänderung mit der Speziesumsetzung ermittelbar. In dieser Arbeit wurde letztere Methode eingesetzt, da in den instationären Rechnungen bei Verwendung der Gleichung für die Enthalpie physikalisch unrealistische Temperaturen infolge plötzlicher Veränderungen der Strömungen mit der Folge von Fehlern bei der Berechnung der Wärmefreisetzung vorkommen. Ein Problem bei der Verwendung der Enthalpiegleichung ist die exakte Wiedergabe der maximalen Temperatur. Mit der direkten Kopplung der Brennstoffumsetzung mit der Temperaturänderung können diese Schwierigkeiten umgangen werden. Die Temperatur ergibt sich zu:

$$T = T_{ein} + \left(1 - \frac{Y_{Br}}{Y_{Br,ein}}\right)(T_{ad} - T_{ein}) \quad (54)$$

mit der Temperatur auf der Frischgasseite T_{ein} und der adiabaten Temperatur des verbrannten Brennstoff-Luft-Gemisches T_{ad} . Dabei gilt die Annahme einer Ein-Schritt-Reaktion. Die adiabate Temperatur kann über eine einfache Gleichung in Abhängigkeit von der Zusammensetzung des Brennstoff-Luft Gemisches berechnet werden. Kröner [73] verwendete in den experimentellen Studien zum Flammenrückschlag eine von Peters [97] entwickelte Gleichung für adiabate Temperaturen in Abhängigkeit der Luftzahl λ . Um einen direkten Vergleich zu den experimentellen Ergebnissen zu ermöglichen, kommt sie (Gl. (55)) in dieser Arbeit ebenfalls zum Einsatz. Es gilt:

$$T_{ad} = aT_{ein} + b + \frac{c}{\lambda} + \frac{d}{\lambda^2} + \frac{e}{\lambda^3} \quad (55)$$

mit den Parametern für Methan:

Brennstoff	a	b [K]	c [K]	d [K]	e [K]
CH_4	0.627	1270.15	-2449	6776	-3556

Mit den oben durchgeführten Vereinfachungen lässt sich die Gleichung für ideale Gase (53) mit gleichzeitiger Annahme einer konstanten spezifischen Gaskonstante für die Ermittlung der lokalen Dichte umformulieren:

$$\rho = \frac{T_{ein}\rho_{ein}}{T_{ein} + (1 - Y_{Br}/Y_{Br,ein})(T_{ad} - T_{ein})} \quad (56)$$

In dieser Gleichung ist die lokale Dichte im Strömungsfeld nur noch abhängig vom Massenbruch des Brennstoffs Y_{Br} und dessen Verringerung infolge einer chemischen Reaktion. Die Beschreibung der Verteilung des Brennstoffmassenbruchs Y_{Br} im Strömungsfeld erfolgt mit den allgemeinen Transportgleichungen für Spezies:

$$\frac{\partial \rho Y_{Br}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho U_i Y_{Br}) - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\left(\frac{\mu_T}{\sigma_T} + \frac{\mu}{\sigma_L} \right) \frac{\partial Y_{Br}}{\partial x_i} \right) = q \quad (57)$$

mit den turbulenten bzw. laminaren Viskositäten μ_T bzw. μ und den turbulenten bzw. laminaren Prandtlzahlen σ_T bzw. σ_L . q stellt die chemische Umsetzung des Brennstoffes dar, auf die in Kapitel 5.3 eingegangen wird.

Die Transportgleichung für den Brennstoffmassenbruch Y_{Br} lässt sich unter den oben aufgeführten Bedingungen auf die in der Verbrennungsmodellierung häufig verwendete Transportgleichung für die Fortschrittsvariable \tilde{c} überführen. Die Fortschrittsvariable \tilde{c} ist als

$$\tilde{c} = \frac{Y_{Br,ein} - Y_{Br}}{Y_{Br,ein}} \quad \text{oder} \quad \tilde{c} = \frac{T - T_{ein}}{T_{ad} - T_{ein}} \quad (58)$$

definiert und steht für den Status der Verbrennung. Für den unverbrannten Brennstoff gilt $\tilde{c} = 0$ und für vollständig verbrannten gilt $\tilde{c} = 1$. Die Transportgleichung für die Fortschrittsvariable lautet:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\tilde{c}) + \frac{\partial}{\partial x_k}(\bar{\rho}\tilde{u}_k\tilde{c}) - \frac{\partial}{\partial x_k}\left(\bar{\rho}\frac{\mu_t}{Sc_t}\frac{\partial\tilde{c}}{\partial x_k}\right) = q \quad (59)$$

mit der turbulenten Schmidtzahl Sc_t .

Die Berechnung der Temperatur aus der direkten Kopplung zu der Brennstoffumsetzung ist nur bei einer Lewiszahl von 1 korrekt, denn diese Herleitungen basieren auf der Vereinfachung der Gleichung für die Enthalpie. Die Gleichung für die Enthalpie für schwachkompressible Fluide unter Vernachlässigung der kinetischen bzw. potentiellen Energie und Strahlungsenergie lautet:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \sum_{\alpha=1}^N (h_i Y_i)) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i \sum_{\alpha=1}^N (h_i Y_i)) = \\ \frac{\partial}{\partial x_i}[\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} + \sum_{\alpha=1}^N (h_i \rho D_i \frac{\partial Y_i}{\partial x_i})] - \sum_{\alpha=1}^N (h_i^o q_\alpha) \end{aligned} \quad (60)$$

Sie vereinfacht sich mit

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\sum_{\alpha=1}^N (h_i Y_i)) = \sum_{\alpha=1}^N (h_i \frac{\partial Y_i}{\partial x_i}) + \sum_{\alpha=1}^N (Y_i \frac{\partial h_i}{\partial x_i}) \quad (61)$$

und

$$\sum_{\alpha=1}^N (Y_i \frac{\partial h_i}{\partial x_i}) = \sum_{\alpha=1}^N (Y_i c_{p_i} \frac{\partial T}{\partial x_i}) = c_p \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (62)$$

sowie mit der Annahme eines gleich schnellen Ablaufens der Wärmediffusion und Stoffdiffusion ($Le = a/D = 1$) zur Shvab-Zeldovich-Gleichung:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \sum_{\alpha=1}^N (h_i Y_i)) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i \sum_{\alpha=1}^N (h_i Y_i)) = \\ \frac{\partial}{\partial x_i}[\rho a \frac{\partial}{\partial x_i}(\sum_{\alpha=1}^N (h_i Y_i))] - \sum_{\alpha=1}^N (h_i^o q_\alpha) \end{aligned} \quad (63)$$

Diese Gleichung ist im Aufbau identisch mit der Gleichung für den Speziestransport (57). Sie gestattet die direkte Kopplung der Dichte zu den Spezies zur Beschreibung des Einflusses der Wärmefreisetzung auf die Strömung.

5.2.2 Verbrennung im instationären Fall

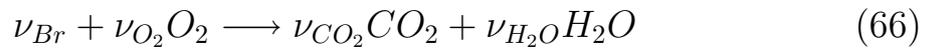
In den experimentellen Parameterstudien von Fritz [40] und Kröner [73] zum Flammenrückschlag im Drallbrenner erfolgte im Plenum ein kontinuierliches Absenken der Luftzahl λ zur Einleitung eines Propagieren der Flamme durch das Mischrohr. Die zeitliche Variation der Luftzahl wird in der numerischen Simulation über eine zeitabhängige Funktion des Brennstoffmassenbruchs Y_{Br} oder der Fortschrittsvariable \tilde{c} am Eingang des Berechnungsgebietes durchgeführt. Allein mit den Transportgleichungen für die Spezies oder der Fortschrittsvariable (Gl. (57) und (59)) erhält man keine Informationen zur lokal vorhandenen Luftzahl. Um in der numerischen Simulation den Einfluss der lokalen Zusammensetzung der Brennstoff-Luft-Mischung auf die Wärmefreisetzung in der Verbrennungszone korrekt wiedergeben zu können, ist eine weitere Transportgleichung zur Beschreibung des Mischungsverhältnisses F notwendig. Für die lokale Luftzahl λ reiner, zeitlich variabler Methan-Luft-Gemische in Abhängigkeit des Mischungsverhältnisses F gilt:

$$\lambda = \frac{M_{CH_4}/F - M_{CH_4}}{2M_{O_2} + 20.79/0.21M_{N_2}} \quad (64)$$

mit den Molmassen von Methan, Sauerstoff und Stickstoff M_{CH_4} , M_{O_2} und M_{N_2} . Die Verteilung des Mischungsverhältnisses F im Strömungsfeld wird über folgende Transportgleichung ermittelt:

$$\frac{\partial \rho F}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i F) - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\left(\frac{\mu_T}{\sigma_T} + \frac{\mu}{\sigma_L} \right) \frac{\partial F}{\partial x_i} \right) = 0 \quad (65)$$

Das Mischungsverhältnis F ist eine skalare Größe, aus der die Ermittlung aller Massenanteile der Reaktanden und Produkte möglich ist. Dabei muss stets Luftüberschuss vorhanden sein. Zur Beschreibung der vollständigen Verbrennung mit Luftüberschuss wird



verwendet, mit den stöchiometrischen Koeffizienten ν_i der Stoffe i . Die Veränderung der Massenanteile des Brennstoffs und des Sauerstoffs in einer chemischen Reaktion kann über die Reaktionslaufzahl

$$\frac{dY_{O_2}}{\nu_{O_2} M_{O_2}} = \frac{dY_{Br}}{\nu_{Br} M_{Br}} \quad (67)$$

beschrieben werden, wobei M_{O_2} und M_{Br} die molaren Massen bzw. Y_{O_2} und Y_{Br} die Massenanteile des Sauerstoffs und Brennstoffs im Gemisch sind. Nach einer Integration vom unverbrannten Zustand (u) zu einem Zustand während der Verbrennung folgt aus Gleichung (67)

$$o_{st} Y_{Br} - Y_{O_2} = o_{st} Y_{Br,u} - Y_{O_2,u} \quad (68)$$

mit

$$o_{st} = \frac{\nu_{O_2} M_{O_2}}{\nu_{Br} M_{Br}} \quad (69)$$

der benötigten Sauerstoffmenge pro Brennstoffmenge bei einer stöchiometrischen Verbrennung. Zusätzlich wurde das Mischungsverhältnis F als eine von den Brennstoff-, Luft- und Abgasmassenanteilen abhängige Größe eingeführt. Bei einem unverbrannten Gemisch mit einem Brennstoffmassenstrom \dot{m}_1 und Oxidatormassenstrom \dot{m}_2 ist das Mischungsverhältnis identisch mit dem lokalen Massenanteil des Brennstoffstroms:

$$F = \frac{\dot{m}_1}{\dot{m}_1 + \dot{m}_2} \quad (70)$$

Wenn in den beiden Massenströmen ein Inertgas wie Stickstoff vorhanden ist, gilt für den Massenanteil des Brennstoffs im unverbrannten Gemisch

$$Y_{Br,u} = Y_{Br,1}F \quad (71)$$

mit dem Massenanteil des Brennstoffs $Y_{Br,1}$ im Brennstoffstrom und für den Oxidatormassenanteil

$$Y_{O_2,u} = Y_{O_2,2}(1 - F) \quad (72)$$

mit dem Massenanteil des Sauerstoffs $Y_{O_2,2}$ im Oxidatorstrom.

Werden die Gleichungen (71) und (72) in (68) eingesetzt, ergibt sich das Mischungsverhältnis während einer Verbrennung

$$F = \frac{Y_{Br} - \frac{Y_{O_2}}{o_{st}} + \frac{Y_{O_2,2}}{o_{st}}}{Y_{Br,1} + \frac{Y_{O_2,2}}{o_{st}}} \quad (73)$$

Nach Einsetzen der benötigten Luftmenge pro Brennstoffmenge

$$o_{st} = 0.23l_{st} \quad (74)$$

und des Massenanteils des Luftmassenstroms im Oxidatormassenstrom

$$Y_{O_2} = 0.23Y_L \quad (75)$$

in (73) erhält man die allgemeine Gleichung für das Mischungsverhältnis

$$F = \frac{Y_{Br} - \frac{Y_L}{l_{st}} + \frac{Y_{L,2}}{l_{st}}}{Y_{Br,1} + \frac{Y_{L,2}}{l_{st}}} \quad (76)$$

Da im vorliegenden Fall die Verbrennung mit reinem Brennstoff und mit Luft aus der Umgebung stattfindet, sind der Brennstoffanteil im Brennstoffmassenstrom $Y_{Br,1} = 1$ und der Luftanteil im Oxidatormassenstrom $Y_{L,2} = 1$. Gleichung (76) vereinfacht sich somit zu

$$F = \frac{Y_{Br} - \frac{Y_L}{l_{st}} + \frac{1}{l_{st}}}{1 + \frac{1}{l_{st}}} . \quad (77)$$

Diese Gleichung eignet sich besonders gut für die vorgemischte Verbrennung mit zeitlich variabler Luftzahl. Beim Durchgang durch die Verbrennungszone verringert sich der Brennstoffmassenbruch infolge der chemischen Umsetzung, dagegen bleibt das Mischungsverhältnis konstant und beschreibt die Zusammensetzung des Abgases entsprechend der momentanen Luftzahl.

5.3 Reaktionsmodellierung

Die Modellierung der Umsatzrate q in Gl. (57) und (59) stellt die eigentliche Herausforderung dar. Geeignete Modelle müssen die in Kapitel 4.2 beschriebenen und im Borghidiagramm (Abb. 24) zusammenfassend dargestellten Wechselwirkungen zwischen der Turbulenz und der Reaktionszone wiedergeben. Für die numerische Simulation turbulenter Verbrennungsvorgänge mit den statistisch gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen wurde eine große Anzahl von Verbrennungsmodellen entwickelt. Beispielsweise seien die Arbeiten von Peters [98] und Veynante [141] erwähnt, die einige bekannte Verbrennungsmodelle vorstellen. Infolge der Komplexität der Wechselwirkung zwischen der Turbulenz und der chemischen Reaktion sind die Verbrennungsmodelle in den häufigsten Fällen nur für einzelne Bereiche des Borghidiagramms (Abb. 24) gültig. Diese lassen sich in Flammenverfolgungsmodelle und Volumenreaktionsmodelle klassifizieren. Bei den Flammenverfolgungsmodellen wird die Flammenfront als eine Diskontinuität betrachtet, die sich mit einer vorgegebenen Flammengeschwindigkeit in der Strömung ausbreitet. Der Anwendungsbereich dieser Modelle liegt in den Bereichen der gewellten bzw. gefalteten Flammenfronten. Im Gegensatz dazu werden in den Volumenreaktionsmodellen die

Turbulenz und die Reaktionsraten getrennt betrachtet und zur Ermittlung der Ausbreitung der Flammenzone gekoppelt. Daraus ergibt sich die turbulente Brenngeschwindigkeit der Flamme in der Strömung. Je nach Kopplung von Turbulenz und chemischer Reaktion sind die Volumenreaktionsmodelle in unterschiedlichen Bereichen des Borghidiagramms (Abb. 24) anwendbar.

5.3.1 Reaktionsmodell für eine Verbrennung in hochverdrallten Strömungen

Bei Verbrennung in einer Drallströmung stabilisiert sich die Flamme im Schergebiet zwischen der Rückströmblase und dem sie umströmenden Fluid. Dort ist die Interaktion der Strömung mit der chemischen Reaktion besonders komplex und kann einen größeren Bereich des Borghi-Diagramms überstreichen. Hoffmann [55] untersuchte in seiner experimentellen Studie die Flammenstruktur in einer verdrallten Strömung und ordnete diese den Bereichen des Rührkessels und der verdickten, aufgebrochenen Flammen (Abb. 24) zu. Für die Verbrennungsmodellierung bedeutet dies, dass die Berücksichtigung der chemischen Kinetik essentiell ist. In diesem Licht betrachtet, erscheinen Volumenreaktionsmodelle besonders geeignet zu sein, weil sie sowohl auf der Beschreibung der Mischungsintensität als auch auf der turbulenten Flammengeschwindigkeit oder auf statistischen Methoden basieren.

Weitere numerische Studien zur Verbrennung in Drallbrennern führten zum Beispiel Polifke [102] [103], Armand [8], Zhou [148] und Magel [87] auf Basis einer Kombination der Mischungslimitierten Modelle (Eddy-Breakup) mit reduzierten chemischen Kinetiken durch. Wennerberg [144], Philipp [100], Bohn [12] und Brewster [19] benutzten dagegen statistische Methoden (Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen PDF). Zimont ([149] - [151]) und Schmid ([117] - [119]) verwendeten Modelle auf Basis der turbulenten Flammengeschwindigkeit. Diese Fülle von im Detail unterschiedlichen Modellen zeigt, dass kein ideales Modell für die Simulation der Verbrennung in Drallbrennern existiert. In dieser Arbeit wurde die Modellauswahl durch die Kriterien

- Anwendbarkeit im Entwicklungsprozess
- Anwendbarkeit für umfangreiche Parameterstudien
- Modellierungsqualität der Wärmefreisetzung
- Numerische Robustheit
- Implementierungsaufwand

bestimmt.

Auf der Beschreibung der Mischungsintensität basierende Modelle

Die robusten und leicht implementierbaren Eddy-breakup Modelle sind ursprünglich für die Bereiche der gewellten bzw. gefalteten Flammenfronten entwickelt worden. Dort erfolgt im Vergleich zur Durchmischung eine sehr schnelle Reaktion, sodass die globale Reaktionsrate nur durch die Intensität der turbulenten Mischungsvorgänge bestimmt wird. Um einen Einsatz dieser Modelle in verdrallten Strömungen mit aufgebrochenen, verdickten Flammenfronten und Löschen von Flammen zu ermöglichen, wurden sie zur Beschreibung der chemisch kontrollierten Verbrennung häufig mit dem Arrheniusansatz gekoppelt. Zum Teil wird zwischen den beiden Modellen in Abhängigkeit von einer Damköhler Zahl bzw. der Wahl der minimalen Umsetzungsrate umgeschaltet. Der Nachteil ist, dass aufgebrochene, verdickte Flammenfronten nur sehr rudimentär beschrieben werden können, weil der Wechsel von einem mischungslimitierten Modell (gewellte bzw. gefaltete Flammenfronten) auf eine rein chemisch limitierte Berechnungsweise (Rührkessel) erfolgt.

Auf statistischen Methoden basierende Modelle

Die Bereiche der aufgebrochenen, verdickten Flammenfronten bzw. des Rührkessels werden durch Modelle mit Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (PDF) besser erfasst. Bei der Berechnung der Wärmefreisetzungsrates

mit PDF-Modellen können jedoch große Fehler aufgrund einer ungenauen Annahme der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung auftreten (Brewster [19]). Hoffmann [55] führte Messungen an einer Drallflamme durch, bestimmte die PDF's für die Temperatur und fand starke Veränderungen der Formen der PDF's in Drallflammen bei einer Variation des Durchsatzes bzw. der Luftzahl. Außerdem treten innerhalb der Drallflamme räumlich unterschiedliche PDF's auf. Zur besseren Vorstellung sind im Borghidia-gramm (Abb. 24) die PDF's für die einzelnen Bereiche eingetragen. Die Annahme einer speziellen Verteilungsfunktion mit dem Transport ihrer Momente schränkt daher die Flexibilität häufig stärker als zulässig ein. Eine Alternative stellen die Monte Carlo PDF-Modelle dar, die auf einem Partikelmodell basieren. Diese Formulierung ist äußerst speicher- und rechenintensiv. Scheurlen [115] vergleicht verschiedene PDF-Modelle am Beispiel der Verbrennung von Propan in einer Gasturbinenbrennkammer. Er kommt nicht zu einer eindeutigen Empfehlung für ein Modell.

Auf der Beschreibung der turbulenten Brenngeschwindigkeit basierende Modelle

Bei den Verbrennungsmodellen, die auf einer Beschreibung der turbulenten Brenngeschwindigkeit basieren, erfolgt die Ermittlung der Wärme-freisetzung über die Vorgabe der turbulenten Flammengeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Schwankungsgeschwindigkeit bzw. den Stoffdaten des Brennstoff-Luft-Gemisches und des örtlich vorhandenen Brennstoffmassenbruchs. Die turbulente Flammengeschwindigkeit wird entweder aus Messungen oder theoretisch analytisch ermittelt. Beispiele stellen die Modelle von Zimont ([149] - [151]) bzw. Schmid ([117] - [119]) dar. Modelle dieser Klasse decken den Bereich der aufgebrochenen, verdickten Flammenfronten ab und kommen ohne detaillierte chemische Kinetik aus. Schmid vergleicht am Beispiel eines Drallbrenners sein Modell mit einem PDF-Modell von Phillipp [100] und erhält bei den Temperaturverläufen eine bessere Annäherung an die Messungen. Das Modell von Zimont vergleicht Polifke [103] mit einer Kombination aus Eddy-Breakup Modell und Arrheniusansatz zur kinetischen Limitierung der Reaktionsrate. Im untersuchten Fall der Drallflamme zeigt das Modell von Zimont

eine bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Daten.

Modellauswahl

Den besten Kompromiss für eine Anwendung in der industriellen Entwicklung von Drallbrennern und für die in dieser Arbeit auszuführende Parameterstudie stellen das Eddy-Breakup Modell mit einem über die Damköhlerzahl gesteuerten Quenchlimit sowie die Modelle von Zimont und Schmid dar. Die Gründe liegen im robusten Verhalten dieser Modelle bei instationären Simulationen und in der einfachen Berücksichtigung der chemischen Kinetik. Außerdem sind diese Modelle nicht rechenintensiv und zeichnen sich durch eine adäquate Beschreibung der Reaktionsrate aus, was ein großer Pluspunkt für den Einsatz in der industriellen Anwendung darstellt. Der Aufbau dieser Verbrennungsmodelle wird in den nächsten Abschnitten erklärt. In Kapitel 7.2 wird detailliert beschrieben, wie sich die drei Modelle bei der Simulation von Flammenrückschlägen unterscheiden.

5.3.2 Modell von Schmid

Schmid ([117] - [119]) geht von folgender Überlegung zur Ermittlung der Wärmefreisetzung aus, die aus seiner Arbeit ([117]) zitiert wird:

„Voraussetzung der chemischen Reaktion in einem turbulenten Strömungsfeld ist die perfekte Mischung von Reaktand und Oxidator bzw. eine homogene Zündtemperatur auf molekularer Ebene. Jede Wirbelklasse dissipiert ein gewisses Quantum an turbulenter kinetischer Energie an ihrer Oberfläche. Nach der Reynoldsanalogie werden entsprechend Wärme und Moleküle mit der Umgebung vermischt (skalare Dissipation). Die eigentliche chemische Reaktion in jeder Wirbelklasse findet nach dieser Mischung statt. Der spektrale turbulente Reaktionsumsatz wird daher als Serienschaltung von skalarer Dissipation und chemischer Reaktion angesehen.“

Diese Aussage führt auf eine Proportionalität des turbulenten Reaktionsumsatzes $\tau_q(\kappa)$ eines Wirbels im Turbulenzspektrum (Abb. 13) zu den

charakteristischen Zeiten der skalaren Dissipation $\tau_{Diss}(\kappa)$ und der chemischen Reaktion $\tau_c(\kappa)$. Diese beiden Zeiten werden überlagert, was zu

$$\tau_q(\kappa) = \sqrt{\tau_{Diss}(\kappa)^2 + \tau_c(\kappa)^2} \approx \frac{1}{\omega(\kappa)} \quad (78)$$

führt. Aus dieser Vorstellung leitete Schmid durch eine Integration über alle Wellenzahlen κ den Quellterm $q = \bar{w}_c$ zur Schließung des Problems her. Die Herleitung ist in [117] - [119] ausführlich beschrieben und führt zu:

$$\bar{w}_c = -4.96 \frac{\varepsilon}{k} \left(\frac{S_L}{\sqrt{2/3k}} + (1 + Da_t^{-2})^{-0.25} \right)^2 c(1-c) \rho_{ein} Y_{Br} \quad (79)$$

mit der turbulenten Damköhler Zahl Da_t

$$Da_t = \frac{0.09 k}{4.96 \varepsilon} \frac{S_L^2}{C_W^2 a} = 0.09 \frac{\tau_t}{\tau_c} \quad (80)$$

Dabei definiert Schmid das turbulente Zeitmaß τ_t

$$\tau_t = \frac{l_{int}}{u'} = \frac{0.09^{0.75} k^{1.5} / \varepsilon}{\sqrt{2/3k}} \quad (81)$$

und das chemische Zeitmaß τ_c

$$\tau_c = \frac{a}{C_W^2 S_L^2} \quad (82)$$

mit der brennstoffabhängigen Konstante C_W , die für Methan 1.2 und für Wasserstoff 2.4 betragen. Die Wärmeleitfähigkeit a kann für Luft aus

$$a = \frac{\mu_o}{Pr \rho_o} \left(\frac{T}{T_o} \right)^{0.7} \quad (83)$$

berechnet werden, mit der dynamischen Viskosität μ_o von Luft, der dazugehörigen Dichte bzw. Temperatur im Normzustand ρ_o bzw. T_o , der Prandtlzahl Pr und der im kalten Brennstoff-Luft-Gemisch herrschenden Temperatur T . Die laminare Flammgeschwindigkeit S_L lässt sich aus einer algebraischen Formulierung von Peters [97] bzw. Göttings [48] ableiten:

$$S_L = FY_{Br}^m e^{-G/T^O} \frac{T_{ein}}{T^O} \left(\frac{T_{ad} - T^O}{T_{ad}} \right)^n \quad (84)$$

mit den Parametern für Methan:

Brennstoff	B [bar]	E [K]	m	F [cm/s]	G [K]	n
CH_4	$3.1557 \cdot 10^8$	23873	0.565	22.176	-64444.27	2.516

und

$$T^O = \frac{E}{\ln \frac{B}{p}} \quad . \quad (85)$$

Die dazu benötigte adiabate Temperatur T_{ad} wird über Gleichung (55) berechnet.

5.3.3 Eddy Breakup Modell

Das Eddy-Breakup Modell basiert auf der Annahme einer sehr schnellen Reaktion im Vergleich zur Durchmischung. Aus diesem Grund verzichtet das Eddy-Breakup Modell vollständig auf die Berücksichtigung der chemischen Kinetik. Die Herleitung des Terms q

$$q = -\rho \frac{\varepsilon}{k} C_R C_A M_{lim} \quad (86)$$

ist in [88] und [89] zu finden. Dabei charakterisiert C_R die viskose Mischung

$$C_R = 23,6 \left(\frac{\mu \varepsilon}{\rho k^2} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (87)$$

und M_{lim} ist die lokale Konzentration

$$M_{lim} = \min \left(Y_{Br}, \frac{Y_L}{i}, \frac{Y_A}{(1+i)} \right) \quad (88)$$

Der Einfluss der chemischen Kinetik kann mit Hilfe einer zusätzlichen Konstante C_A beschrieben werden, die ein Zünden und ein Verlöschen der Flamme bei einer kritischen Damköhlerzahl Da_{krit} steuert.

$$C_A = \begin{cases} 1.0, & Da \geq Da_{krit} \\ 0.0, & Da < Da_{krit} \end{cases} \quad (89)$$

Da_{krit} ist ein Grenzwert für das Quenchen der Reaktion.

Die Damköhler Zahl Da wird über das turbulente Zeitmaß

$$\tau_t \equiv \frac{k}{\varepsilon} \quad (90)$$

und das chemische Zeitmaß aus einem Arrheniusansatz

$$\tau_c = A_c e^{\frac{T_A}{T}} (\rho Y_{Br})^a (\rho Y_{O_2})^b \quad (91)$$

mit der Geschwindigkeitskonstante A_c , der Aktivierungstemperatur T_A und den Exponenten für die Brennstoff- bzw. Sauerstoffdichte a bzw. b zu

$$Da \equiv \frac{\tau_t}{\tau_c} \quad (92)$$

ermittelt. Mit dieser Möglichkeit lässt sich der Einfluss der Turbulenz in der Strömung auf die chemische Kinetik und der Wärmefreisetzung in der Verbrennung beschreiben. Bei einer Unterschreitung der kritischen

Damköhler Zahl Da_{krit} wird die chemische Reaktion „ausgeschaltet“, um so ein Quenching der Reaktion zu berücksichtigen.

5.3.4 Turbulent Flame Speed Closure Modell

Zimont ([149] - [151]) entwickelte ein Verbrennungsmodell für den Bereich der aufgebrochenen, verdickten bzw. gefalteten Flammenfronten, das die Wärmefreisetzung über eine turbulente Flammenausbreitungsgeschwindigkeit beschreibt. Die Grundlage des Modells liegt in der Beschreibung der Verdickung der Flammenzone infolge der Intensivierung des Transportprozesses innerhalb der Reaktionszone durch die kleinskaligen Wirbel mit Beeinflussung der chemischen Umsetzung des Brennstoff-Luft-Gemisches und der Faltung der Flammenfront mit Hilfe der großskaligen Wirbel. Zimont formulierte den Quellterm q :

$$q = \rho \dot{w} = \rho_{ein} G U_t |\nabla \tilde{c}| \quad (93)$$

mit der Dichte des unverbrannten Gasgemisches ρ_{ein} , dem Streckungsfaktor G und der turbulenten Flammengeschwindigkeit U_t . Die turbulente Flammengeschwindigkeit lautet nach Zimont:

$$U_t = A u'^{3/4} S_L^{1/2} a^{-1/4} l_{int}^{1/4} \quad (94)$$

mit der Modellkonstante $A = 0.52$, der Schwankungsgeschwindigkeit u' , dem integralen Längenmaß l_{int} und der Temperaturleitfähigkeit a . Die Temperaturleitfähigkeit a ist durch

$$a = \frac{\lambda}{c_p \rho} \quad (95)$$

ermittelbar, mit der Wärmeleitfähigkeit λ und der spezifischen isobaren Wärmekapazität c_p . Für die numerische Simulation werden die Schwankungsgeschwindigkeit aus der turbulenten kinetischen Energie k

$$u' = \sqrt{\frac{2}{3}k} \quad (96)$$

und das integrale Längenmaß wiederum aus der Schwankungsgeschwindigkeit u' bzw. der Dissipationsrate ε nach

$$l_{int} = C_D \frac{u'^3}{\varepsilon} \quad \text{mit} \quad C_D = 0.37 \quad (97)$$

ermittelt.

Unter Verwendung der chemischen und turbulenten Zeitmaße bzw. der Damköhlerzahl gilt für die turbulente Flammengeschwindigkeit U_t :

$$U_t = A \sqrt{\frac{2}{3}k} \left(\frac{\tau_t}{\tau_c} \right)^{1/4} = A \sqrt{\frac{2}{3}k} Da^{1/4} \quad (98)$$

mit dem turbulenten Zeitmaß

$$\tau_t = l_{int}/u' \quad (99)$$

und dem chemischen Zeitmaß

$$\tau_c = a/S_L^2 \quad . \quad (100)$$

Experimente zeigen, dass sich bei hoher Turbulenz die Aktivität der turbulenten Verbrennung aufgrund von Streckungseffekten bzw. lokalem Flammenlöchen in der Flammenfront verringert und die turbulente Flammengeschwindigkeit sinkt (Kap. 4.2). Zur Beschreibung dieser Effekte fügte Zimont einen Streckungsfaktor G in das Verbrennungsmodell ein:

$$G = 0.5 \quad \text{erfc} \left\{ -\sqrt{\frac{1}{2\sigma}} \left[\ln \left(\frac{\varepsilon_{cr}}{\tilde{\varepsilon}} \right) + \frac{\sigma}{2} \right] \right\} \quad (101)$$

Die Standardabweichung σ wird aus

$$\sigma = \mu_{Str} \ln \left(\frac{l_{int}}{l_{kol}} \right) \quad (102)$$

berechnet, mit dem Streckungsfaktorkoeffizienten μ_{Str} . Der experimentell ermittelte Wert liegt bei 0.26. l_{kol} ist das Kolmogorov-Längenmaß

$$\eta \approx \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{\frac{1}{4}} \quad \text{mit} \quad \nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (103)$$

und mit der Dissipationsrate ε . Die kritische Dissipationsrate wird aus

$$\varepsilon_{cr} = 15\nu g_{cr}^2 \quad (104)$$

ermittelt. Dabei sind ν die kinematische Viskosität und g_{cr} der kritische Geschwindigkeitsgradient.

6 Numerische Berechnung der Drallströmung

6.1 3D Rechnung

Ein wichtiges Ziel der Arbeit war die Entwicklung eines numerischen Verfahrens zur Simulation des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens mit einer 2D-axialsymmetrischen Geometrie, um Studien mit Variation der Massenströme, der Luftzahl bzw. der Temperatur am Eingang zu ermöglichen. Ein direkter Vergleich der mit dem 2D-axialsymmetrischen Modell numerisch simulierten Verläufe der Geschwindigkeitskomponenten bzw. der Turbulenz mit den experimentellen Messungen ist nur begrenzt möglich, weil mit einer 2D-axialsymmetrischen Simulation die instationären dreidimensionalen strömungsphysikalische Effekte nicht erfasst werden können. Diese sind in den experimentell ermittelten Schwankungsgeschwindigkeiten (Abb. 3 - 5) enthalten und können nur durch eine Simulation mit einer 3D-Geometrie wiedergegeben werden. Außerdem lässt sich durch eine dreidimensionale Rechnung die Frage behandeln, ob die numerisch berechneten Reynoldsspannungen mit den gemessenen Schwankungsgeschwindigkeiten vergleichbar sind. Die Ergebnisse der 3D-Simulation stellen nach deren Validierung die Basis für die numerische Simulation mit einem 2D-axialsymmetrischen Modell dar.

In Abbildung 45 sind von links nach rechts in Strömungsrichtung das Plenum, die Schaufeln (schwarz) mit Nachlauf, das Mischrohr und die Brennkammer abgebildet. In der durch die Geometrieachse verlaufenden und grün hervorgehobenen Ebene werden die Ergebnisse aus der 3D-Simulation mit den aus der 2D-axialsymmetrischen Simulation verglichen. Die Untersuchung der radialen Verläufe erfolgt bei $x = -91$ mm und $x = -191$ mm stromauf vom Querschnittssprung (Abbildung 46). An der Position $x = -191$ mm erfolgt die Beobachtung der Veränderung des radialen Verlaufs der Strömung nach dem Drallerzeuger. Die Position bei $x = -91$ mm verdeutlicht dagegen die Situation kurz vor dem Ort des Wirbelaufplatzens infolge des Querschnittsprungs. Dazwischen finden Umverteilungsvorgänge statt. In den Messungen (Abbildung 4) ist

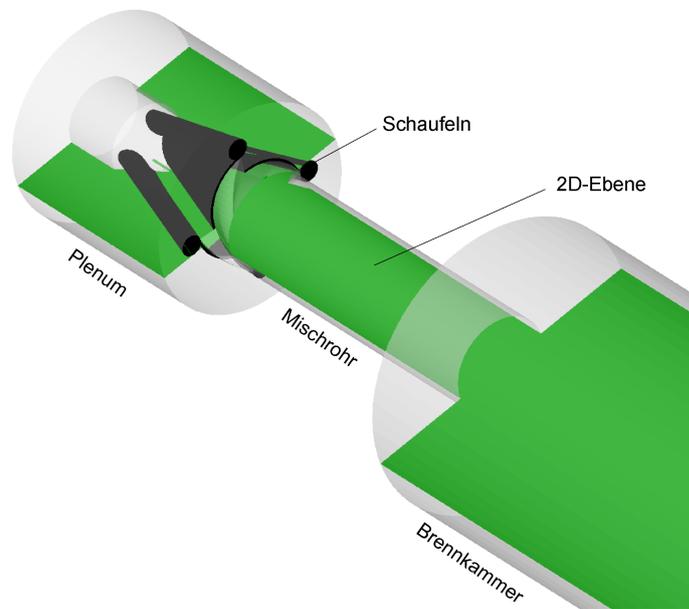


Abbildung 45: 3D-Geometrie des selbstkonstruierten Drallbrenners

insbesondere im Wirbelkern eine Abnahme der Maxima der axialen und tangentialen Geschwindigkeitskomponenten sichtbar.

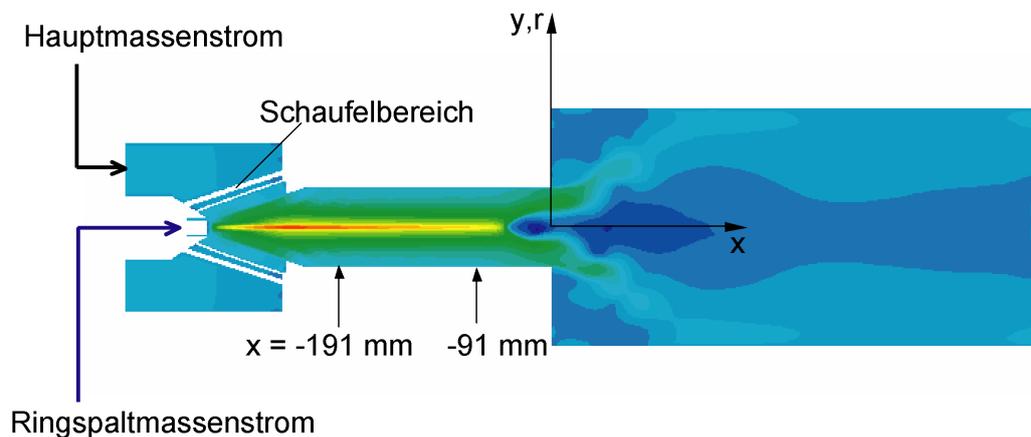


Abbildung 46: Definitionen für die Ergebnisdiskussion

Der Vergleich der Strömung ohne Verbrennung aus den 3D- bzw. 2D-axialsymmetrischen Simulationen mit den Messungen erfolgte bei einem Hauptmassenstrom von 70 g/s, einem Ringspaltmassenstrom von 0.6 g/s durch einen Ringspalt von 1 mm und bei einer Eingangstemperatur von 573 K.

6.1.1 Vergleich mit den experimentellen Daten

Die Schaufeln im Mischrohr erzeugen eine Drallströmung, die beim Querschnittsprung zur Brennkammer blasenförmig aufplatzt. Die Rückströmblase befindet sich im Bereich des Querschnittsprungs vom Mischrohr in die Brennkammer (oberstes Bild in Abb. 47). Auch in der Verteilung der tangentialen Geschwindigkeitskomponente W wird das Aufplatzen des Wirbels sichtbar (mittleres Bild in Abb. 47). Die durchgezogene schwarze Linie charakterisiert die Form der Rückströmblase.

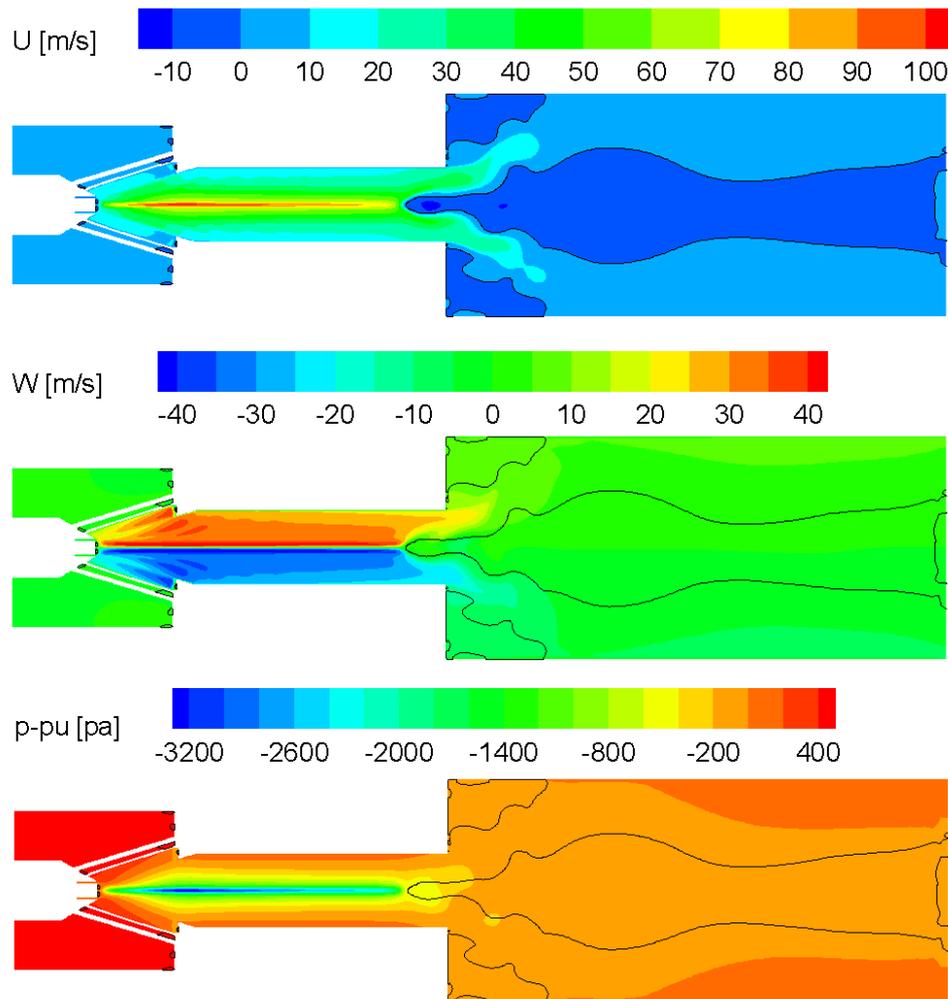


Abbildung 47: Verteilung der axialen bzw. tangentialen Geschwindigkeitskomponenten und des relativen statischen Drucks

Die in Kapitel 3.3.4 beschriebenen Vorgänge beim Wirbelaufplatzen sind in Abbildung 47 sichtbar. Die Fluidteilchen werden nach dem Quer-

schnittsprung durch die Fliehkraft radial in Richtung der Brennkammerwand gedrückt. Die Folge ist eine Umverteilung der Verläufe von U und W zu höheren Radien (Abb. 47). Diese führt auf der Symmetrieachse in Strömungsrichtung zu einem Anstieg des Drucks (unteres Bild in Abb. 47) und zu einer mit dem positiven Druckgradienten induzierten Kraft. Diese Kraft wirkt gegen die Strömung, bremst diese ab und der Wirbel platzt auf. Es entwickelt sich eine Rückströmblase.

Im Bereich des Mischrohrs zeigen die Geschwindigkeiten U und W die in Kapitel 3.3.3 theoretisch hergeleiteten Merkmale der Drallströmung. Der aus der verdrallten Strömung entstandene axiale Jetstrom auf der Symmetrieachse (oberstes Bild in Abb. 47) ist vergleichbar mit Fall 2 in Abbildung 16. Außerdem erzeugt die tangentialen Geschwindigkeitskomponente einen radialen Verlauf des Drucks mit einem Unterdruck auf der Achse, der mit der Querdruckgleichung (33) nachvollziehbar ist.

Zum direkten Vergleich der dreidimensionalen Simulation und dem Experiment werden die gemessenen und berechneten Geschwindigkeitskomponenten, die Reynoldsspannungskomponenten und die Schwankungsgeschwindigkeiten überlagert (Abb. 48). Die numerisch ermittelten Geschwindigkeitsverläufe stimmen gut mit den experimentellen Daten überein. Im achsnahen Bereich konnten die starken Veränderungen in den Verläufen beider Geschwindigkeitskomponenten gut erfasst werden. Insbesondere der das Wirbelaufplatzen beeinflussende und im Wirbelkern vorhandene Anstieg der tangentialen Geschwindigkeitskomponente ist identisch mit dem experimentell ermittelten Anstieg. Diese Übereinstimmung weist auf eine ausreichende Auflösung des Rechengitters hin (Auf den Aufbau des Rechengitters wird in Kapitel 6.2.4 eingegangen). Eine Verkleinerung der Zellen insbesondere im achsnahen Bereich hätte die Genauigkeit der Rechnung verbessert, aber den Kapazitäten der zur Verfügung gestellten parallel geschalteten Computer waren Grenzen hinsichtlich der Speichergröße gesetzt. Außer im Wirbelkernbereich unterscheiden sich die Verläufe der Reynoldsspannungen kaum von den Schwankungsgeschwindigkeiten.

Der große Unterschied im Wirbelkernbereich resultiert aus dem um die Symmetrieachse präzedierenden Wirbelkern, wie es von Fritz [40] beob-

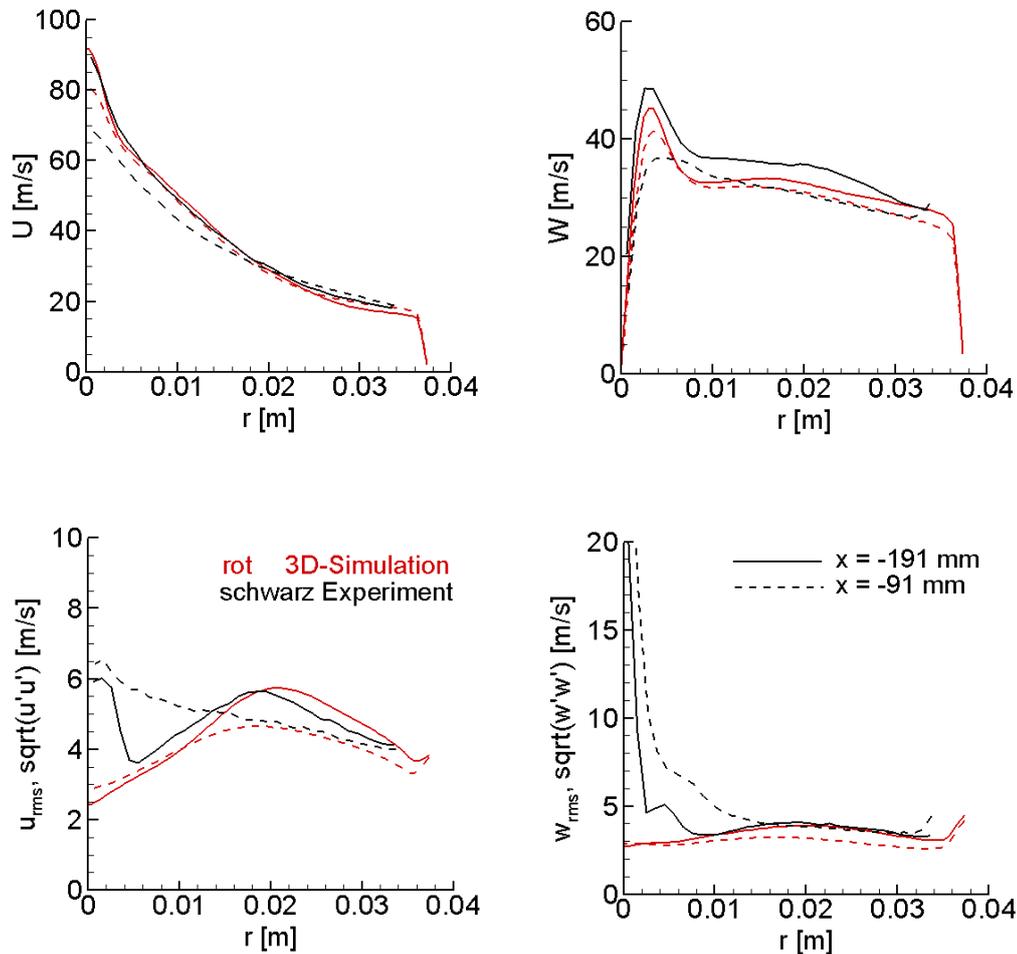


Abbildung 48: Radialer Verlauf der Geschwindigkeiten U , W bzw. der Schwankungsgeschwindigkeiten u_{rms} , w_{rms} und der Reynoldsspannungskomponenten $\sqrt{u'u'}$, $\sqrt{w'w'}$ an den axialen Positionen von $x = -91$ mm und $x = -191$ mm

achtet wurde. In den ersten Simulationen mit der 3D-Geometrie konnte dieses Phänomen zumindest qualitativ festgestellt werden. Das anfänglich verwendete Rechenetz besaß in den Bereichen des Plenums und der Schaufeln aufgrund der komplexen Form der Geometrie Tetraeder als Zellen. Nach der Verbesserung des Gitters und dem Ersetzen der Tetraeder durch axialsymmetrisch angeordnete Hexaeder konnte das Umlaufen des Wirbelkerns allerdings in den Rechnungen nicht mehr reproduziert werden. Ein umlaufender Wirbelkern wurde in den experimentellen Studien von Froud [42] und Fick [36] mit verschiedenen Messtechniken untersucht

und als Ursache für die Bewegung wurde ein Verschieben des Wirbelkerns weg von der Symmetrieachse festgestellt. In den ersten Rechnungen wurden durch die Tetraeder Störungen der Strömung erzeugt, die im Plenum und im Bereich zwischen den Schaufeln zu einer ungleichmäßigen Verteilung der Massenströme an den vier Schaufelausgängen führten. Dadurch ist im Innenbereich des Drallerzeugers die Drallströmung nicht mehr axialsymmetrisch und es kommt zu einer Verschiebung des Wirbelkerns weg von der Symmetrieachse durch Mängel bei der Gittererzeugung. Im Gegensatz hierzu ist im Rechengbiet mit den axialsymmetrisch angeordneten Hexaedern eine gleichmäßige Einströmung in den Innenbereich des Drallerzeugers vorhanden, was zur Ausbildung eines stabilen Wirbelkerns auf der Symmetrieachse führt.

Abbildung 49 stellt die über einen langen Zeitraum gemittelten Schwankungsgeschwindigkeiten u_{rms} bzw. w_{rms} den Reynoldsspannungen $\sqrt{u'u'}$ bzw. $\sqrt{w'w'}$ aus den Geometrien mit Hexaedern bzw. Tetraedern im Plenum und im Schaufelbereich an drei axialen Positionen im Mischrohr gegenüber. Bei Verwendung von Hexaedern, die eine gleichmäßige Aufteilung der Massenströme über die vier Schaufeln bewirken, sind die numerisch ermittelten Schwankungsgeschwindigkeiten (durchgezogenen Linien) sehr gering. Dagegen sind diese bei Verwendung von Tetraedern im wirbelkernnahen Bereich wie bei den experimentell ermittelten stark erhöht. In den Rechnungen mit den Tetraedern wird die in den Experimenten beobachtete Präzession des Wirbelkerns künstlich angeregt, was bis zu einem gewissen Grad numerische Dämpfungseffekte kompensiert.

In der numerischen Simulation tauchen Schwankungsgeschwindigkeiten im Gegensatz zum Experiment nur im Wirbelkernbereich auf, da nur dort periodisch instationäre Effekte auftreten. Durch die Nutzung eines Turbulenzmodells wird die Geschwindigkeit in eine von der Zeit unabhängige Reynolds-gemittelte Geschwindigkeit \bar{u} und Schwankungsgeschwindigkeit u' aufgeteilt (Gleichung (12)). Dies führt in einer instationären Strömung zu einer von der Zeit abhängigen Reynolds-gemittelten Geschwindigkeit $\langle u \rangle$ und einer Schwankungsgeschwindigkeit u''

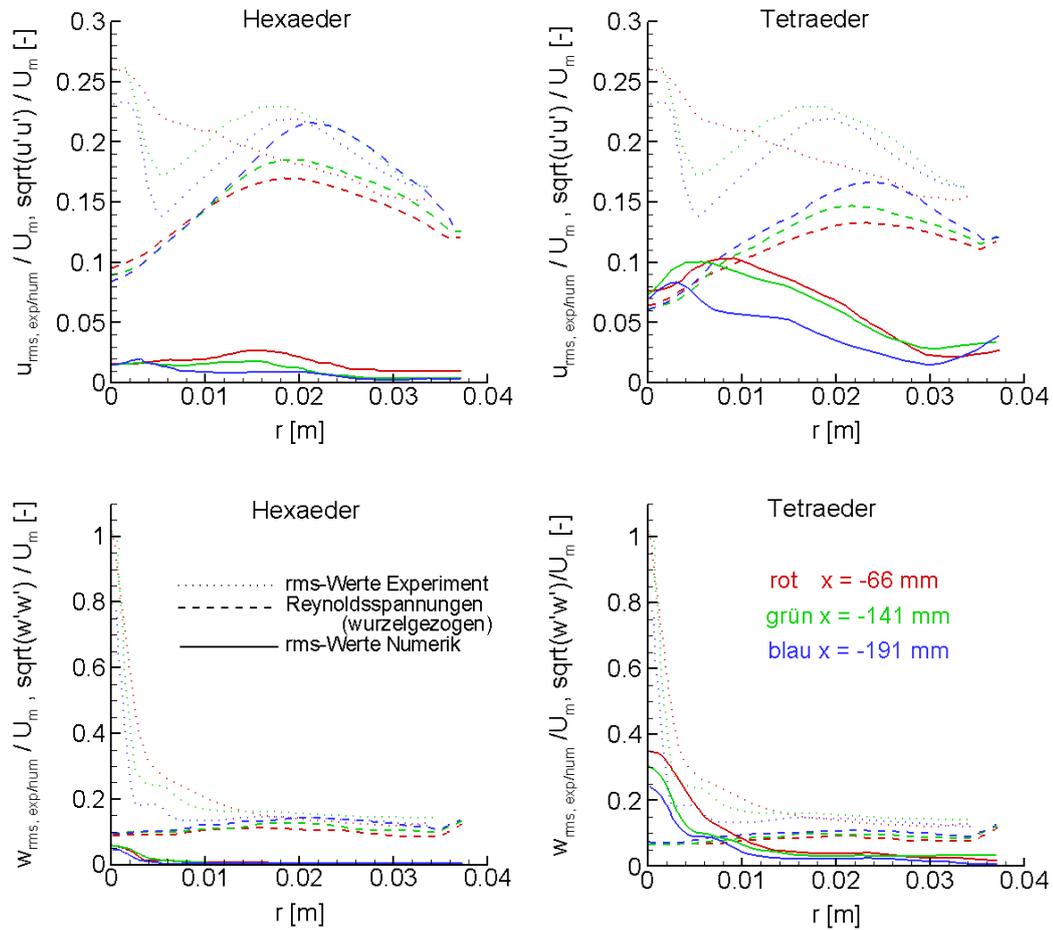


Abbildung 49: Vergleich der Reynoldsspannungen $\sqrt{u'u'}$, $\sqrt{w'w'}$ bzw. der berechneten Schwankungsgeschwindigkeiten $u_{rms,num}$, $w_{rms,num}$ mit den experimentell ermittelten Schwankungsgeschwindigkeiten $u_{rms,exp}$, $w_{rms,exp}$

$$u(x, t) = \langle u \rangle (x, t) + u''(x, t) \quad . \quad (105)$$

Die Schwankungsgeschwindigkeit u'' enthält nur die hochfrequenten Fluktuationen, deren Perioden kleiner als die Zeitspanne sind, in der gemittelt wird. Abbildung 50 verdeutlicht den Unterschied.

Eine Reynoldsmittelung über $\langle u \rangle$ ergibt die gemittelte Geschwindigkeit \bar{u}

$$\overline{\langle u \rangle} = \bar{u} \quad . \quad (106)$$

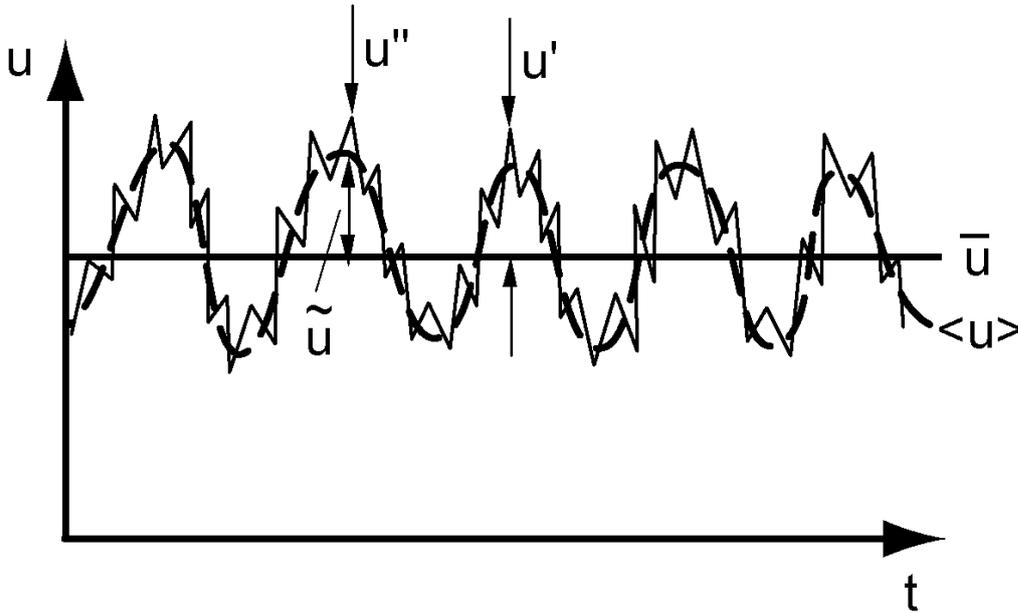


Abbildung 50: Reynolds-Mittelung im Fall der periodisch instationären Strömung

Somit gilt für die Schwankungsgeschwindigkeit \tilde{u} , die den periodisch instationären Anteil beschreibt,

$$\tilde{u} = \langle u \rangle - \bar{u} \quad . \quad (107)$$

Einen Zusammenhang zwischen der Schwankungsgeschwindigkeit u' und der Schwankungsgeschwindigkeit \tilde{u} bzw. der Schwankungsgeschwindigkeit u'' ergibt sich aus

$$u' = u - \bar{u} = (\langle u \rangle + u'') - \bar{u} = \tilde{u} + u'' \quad . \quad (108)$$

In der instationären numerischen Simulation mit den statistisch gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen findet also eine Modellierung der hochfrequenten Schwankungsgeschwindigkeit mit einem Turbulenzmodell statt bei gleichzeitiger Wiedergabe der niedrig frequenten Schwankungsgeschwindigkeit. Eine Addition beider Anteile ist damit sinnvoll und gibt bis zu einem gewissen Grad die physikalischen Vorgänge richtig wieder. Dies beweist Abbildung 49, da die Schwankungsgeschwindigkeiten aus der numerischen Simulation gut mit den experimentellen Daten übereinstimmen (Abb. 51).

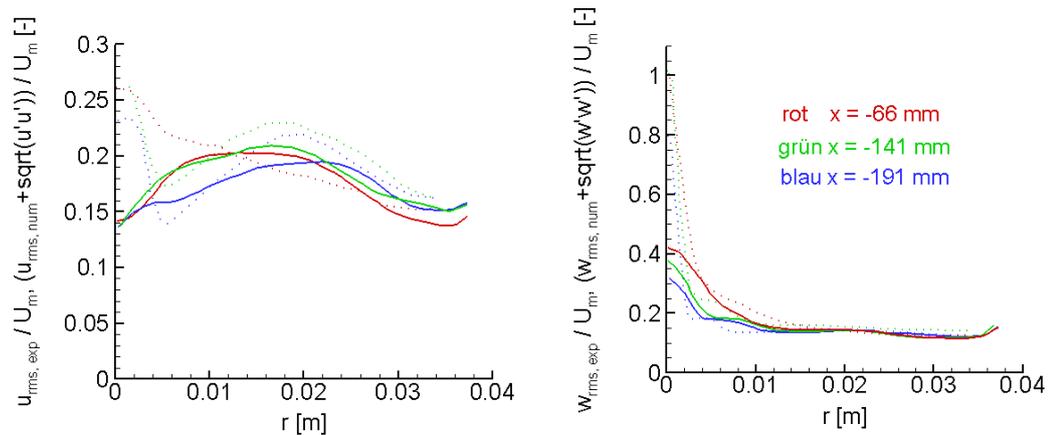


Abbildung 51: Vergleich der Summe der numerisch ermittelten Schwankungsgeschwindigkeiten $\sqrt{u'u'}$, $\sqrt{w'w'}$ und $u_{rms,num}$, $w_{rms,num}$ mit den experimentell ermittelten Schwankungsgeschwindigkeiten $u_{rms,exp}$, $w_{rms,exp}$

Die Aufteilung der Schwankungsgeschwindigkeiten in periodische und in turbulente Anteile lässt sich durch eine spektrale Betrachtungsweise (Abb. 13) weiter verdeutlichen. Fritz [40] führte auf der Symmetrieachse bei $x = -191$ mm Messungen zur zeitlichen Veränderung der axialen und tangentialen Geschwindigkeit durch (Abb. 52) und ermittelte daraus das zugehörige Energiespektrum. Neben dem fluktuierenden Verhalten der Geschwindigkeiten ist ein periodischer Verlauf der tangentialen Geschwindigkeit mit einer Periode $T = 8,47$ ms sichtbar.

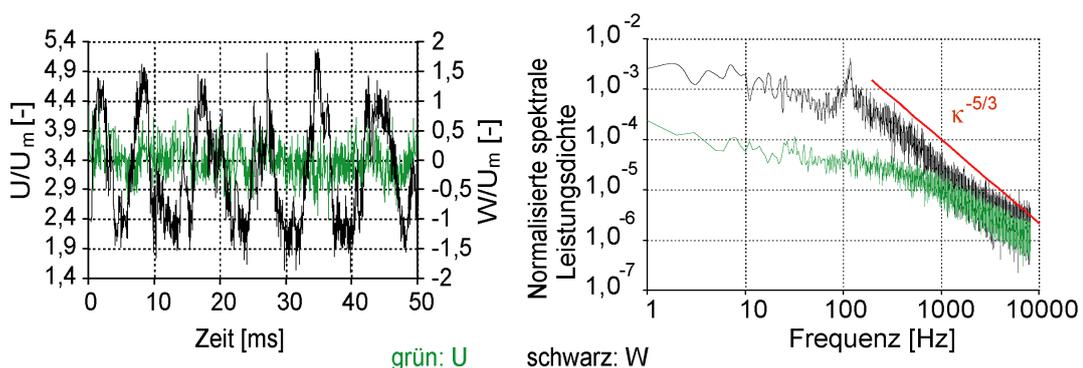


Abbildung 52: Zeitabhängige Geschwindigkeitsverläufe bei $r = 0$ mm bzw. $x = -191$ mm und die zugehörigen Energiespektren

Die periodischen Effekte manifestieren sich im Energiespektrum der tangentialen Geschwindigkeit (Peak mit einer energietragenden Vorzugsfrequenz von 118 Hz). Ähnliche Vorzugsfrequenzen in Strömungen mit

kohärenten Strukturen wurden häufiger diskutiert (Schneider [120], Noll [93], Rung [112]). Die Proportionalität von $E(\kappa)$ zu $\kappa^{(-5/3)}$ ist in Abbildung 52 zur Identifizierung des Trägheitsbereichs (Kap. 3.2) zusätzlich eingetragen. Es wird deutlich, dass im Energiespektrum der axialen Geschwindigkeit der Trägheitsbereich bei Frequenzen über 1000 Hz liegt. Im Energiespektrum der tangentialen Geschwindigkeit beginnt der Trägheitsbereich bereits bei 100 - 300 Hz (Schneider [120]).

In dieser Arbeit wurden Zeitschritte von weniger als 1 ms benutzt, sodass starke niederfrequente kohärente Strukturen prinzipiell aufgelöst werden können. Dennoch ist festzustellen, dass der verwendete Ansatz seine Grenzen hat. Das statistische Turbulenzmodell erfasst den Transfer der in der Grundströmung in den großen Wirbeln vorhandenen Energie zu den kleinen Wirbeln mit der nachfolgenden abschließenden Dissipation der Energie in die innere Energie der Strömung (Kaskadenmodell Abb. 12). Die Turbulenz im Gleichgewichtsbereich, der in dem Bereich der energietragenden Wirbeln mit integralem Längenmaß l_t beginnt und den gesamten Trägheitsbereich enthält, wird modelliert. Da die periodischen Anteile der Strömung im Energiespektrum (Abb. 52) im oberen Bereich der energietragenden Wirbel liegt, kommt es zu einer unerwünschten Überlappung mit den in der numerischen Simulation zeitlich aufgelösten Effekten.

Eine analytische Betrachtung des Einflusses der Schwankungsgeschwindigkeiten auf das Strömungsfeld mit der statistisch gemittelten Radialimpulsgleichung (Gl. (20)) unter Vernachlässigung der radialen Geschwindigkeit für hochturbulente Drallströmungen in einem Rohr

$$\frac{\overline{w^2}}{r} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{\overline{w'w'}}{r} \quad (109)$$

zeigt, dass der gemessene hohe Anstieg von $w'w'$ vom achsnahen Bereich bis zur Symmetrieachse (Abb. 49) zu einem starken Abbau der tangentialen Geschwindigkeit im Wirbelkern führen muss. In den experimentell ermittelten radialen Verläufen der tangentialen Geschwindigkeiten (Abb. 48) ist jedoch keine starke Veränderung der tangentialen Geschwindigkeit im Wirbelkern sichtbar, sodass die experimentell ermittelten Schwankungsgeschwindigkeiten von der Turbulenz unabhängige An-

teile der kohärenten Struktur enthalten müssen.

Nachdem gezeigt wurde, dass der gewählte numerische Ansatz trotz seiner Grenzen im Hinblick auf die Trennung von periodischen Anteilen und statistischer Turbulenz dazu geeignet ist, die experimentell ermittelten Schwankungsgeschwindigkeiten wiederzugeben, kann davon ausgegangen werden, dass die CFD-Methode grundsätzlich dazu geeignet ist, die strömungsmechanischen Aspekte beim verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen adäquat zu beschreiben.

Im nächsten Abschnitt wird nun das Verhalten der Drallströmung bei Veränderungen des Ringspaltmassenstroms numerisch untersucht.

6.1.2 Einfluss des Ringspaltmassenstroms

In der Versuchsanlage teilt sich der in das Plenum eingespeiste Massenstrom auf die Schaufeln und den Ringspalt auf. In der numerischen Simulation mit der 3D-Geometrie wurde der Einlass in den Ringspalt vom Plenum getrennt (Abb. 46). Um diese Aufteilung wie in der Versuchsanlage simulieren zu können, erfolgt eine Kopplung der an den Einlässen des Ringspalts bzw. des Plenums herrschenden Totaldrücke bei gleichzeitiger Vorgabe eines Hauptmassenstroms am Plenum. Der Ringspaltmassenstrom ergibt sich aus dem gekoppelten Totaldruck und einem vorgegebenen Druckverlust über die Ringspaltlänge. Zur Untersuchung der Auswirkung des Ringspaltmassenstroms auf das im Mischrohr vorhandene Strömungsfeld und letztendlich auf die Position der Rückströmblase wurde der Ringspaltmassenstrom im Gegensatz zur oben beschriebenen Methode mit der Kopplung zusätzlich getrennt vom festgehaltenen Hauptmassenstrom am Eingang des Plenums variiert. Eine Erhöhung des Ringspaltmassenstroms von 0.5 g/s über 0.6 g/s nach 0.7 g/s bei gleichzeitig konstant gehaltenem Hauptmassenstrom von 70 g/s beeinflusst die Strömung im Mischrohr deutlich. Es kommt zu einer Verschiebung der Rückströmblase, die in Abbildung 53 erkennbar ist.

Bemerkenswert ist, dass der geringe Anteil des Ringspaltmassenstroms von 0.7 % - 1 % des Hauptmassenstroms einen großen Einfluss auf die Position der Rückströmblase ausübt. Diese Erkenntnis bestätigt die in

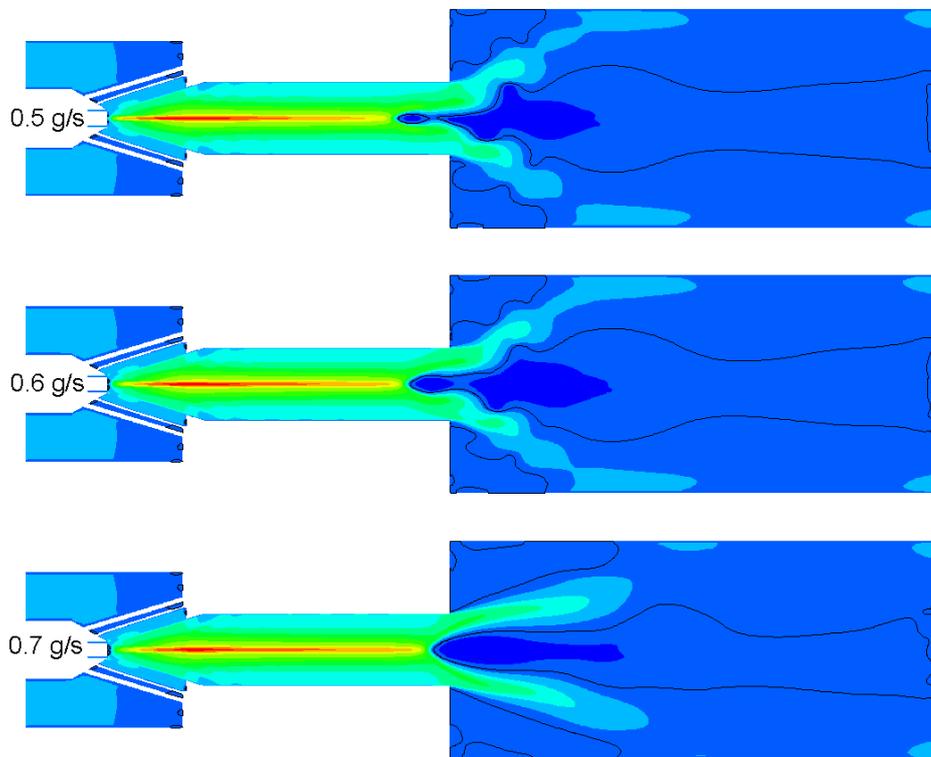


Abbildung 53: Verteilung der axialen Geschwindigkeitskomponente bei Ringspaltmassenströmen von 0.5 g/s, 0.6 g/s und 0.7 g/s

Kapitel 3.3.4 erläuterten Hinweise zu der starken Rückströmblasenverlagerung bei minimalen Veränderungen der Einlassbedingungen. Ab einem Ringspaltmassenstrom von 0.4 g/s bewegt sich die Rückströmblase bis zum Drallerzeuger. Abbildung 54 zeigt einen Zwischenzustand während dem Propagieren bei einem Ringspaltmassenstrom von 0.3 g/s.

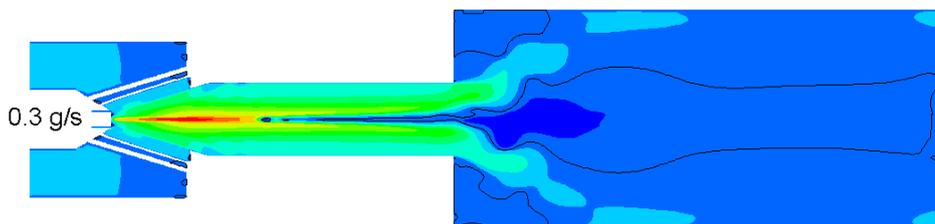


Abbildung 54: Zwischenzustand der Verteilung der axialen Geschwindigkeitskomponente bei einem Ringspaltmassenstrom von 0.3 g/s

Trotz der Variation des Ringspaltmassenstroms sind die Verläufe der Geschwindigkeitskomponenten U , W bzw. der turbulenten Viskosität μ_t bis

auf den Bereich des Wirbelkerns identisch (Abb. 55). Dieses Ergebnis verdeutlicht den herausragenden Einfluss der Form des Wirbelkerns auf das Wirbelaufplatzen und die Position der Rückströmblase.

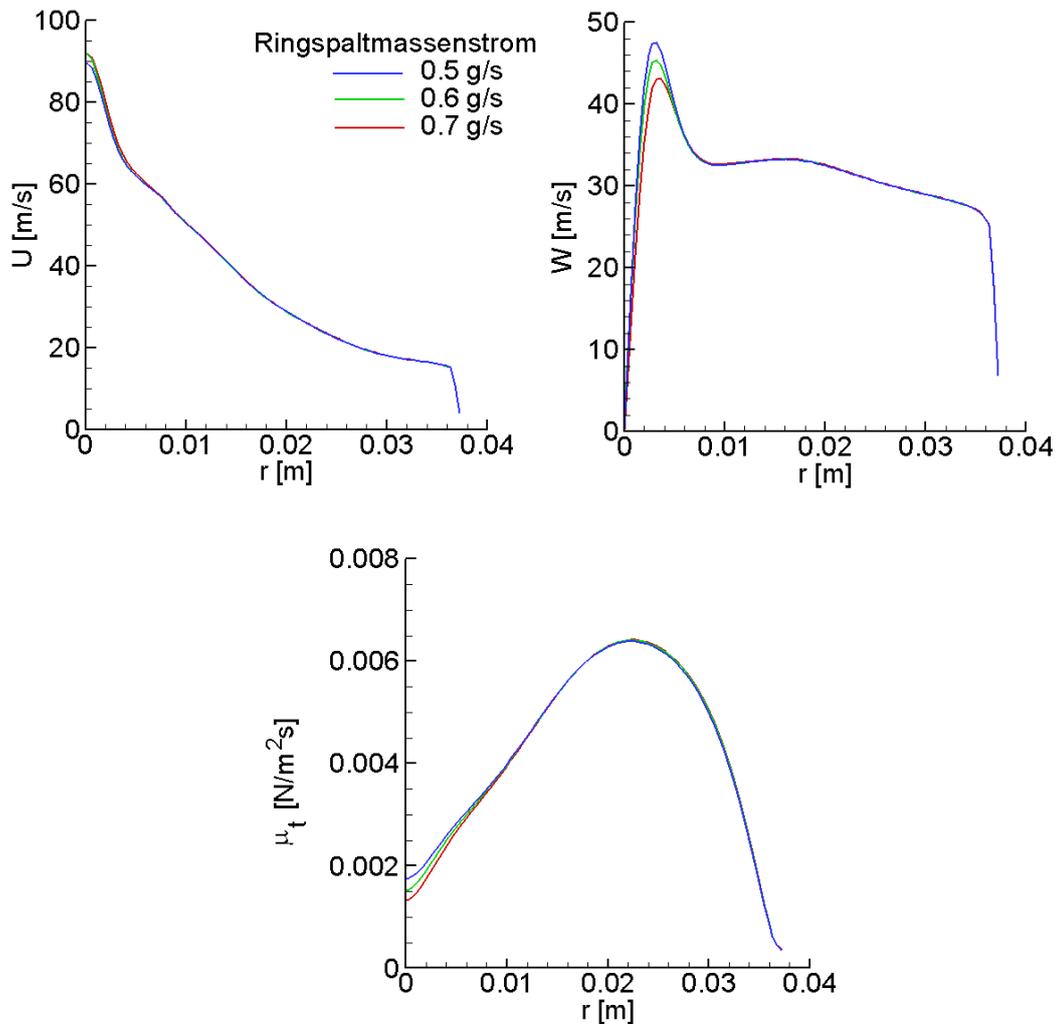


Abbildung 55: Radiale Verläufe der axialen bzw. tangentialen Geschwindigkeitskomponenten und der turbulenten Viskosität bei Ringspaltmassenströmen von 0.5 g/s, 0.6 g/s und 0.7 g/s bei $x = -191$ mm

Die Erhöhung des Ringspaltmassenstroms bewirkt im Wirbelkernbereich ein Abflachen des radialen Verlaufs und eine Verringerung des Maximums der tangentialen Geschwindigkeit. Beide Zusammenhänge stimmen mit den experimentellen Ergebnissen (Abb. 6) überein, nachdem die Vergrößerung des Ringspalts in der Versuchsanlage einer Erhöhung des Ringspaltmassenstroms gleichkommt. Das Verhalten ist vergleichbar mit Fall 2 aus

Abbildung 16, da eine Erhöhung des Ringspaltmassenstroms zu einer Verringerung der Drallzahl (Gl. (30)) infolge eines zusätzlichen axialen Impulses bei konstantem Drehimpuls führt. Wiederum ist das Wandern der Rückströmblase mit den in Kapitel 3.3.3 aufgezeigten theoretischen Überlegungen von Hallett [50] erklärbar. Hallett fand in seinen theoretischen Überlegungen heraus, dass die Neigung zum Wirbelaufplatzen durch Vergrößerung des Wirbelkernradius oder Erhöhung der axialen Geschwindigkeit im Wirbelkernbereich zu höheren Drallgraden verschoben wird. In Abbildung 55 ist erkennbar, dass mit einer Erhöhung des Ringspaltmassenstroms die axiale Geschwindigkeit im Wirbelkernbereich steigt und der Wirbelkernradius sich vergrößert. Dadurch wandert die Rückströmblase stromab in Richtung des Querschnittsprungs.

Durch die starke Abhängigkeit der Position der Rückströmblase vom Ringspaltmassenstrom ist die in den experimentellen Studien beobachtete axiale Pendelbewegung der Rückströmblase im Mischrohr erklärbar, die im Blasenbereich auf der Achse zu höheren axialen Schwankungsgeschwindigkeiten führt (Abb. 48).

6.1.3 Einfluss des Gesamtmassenstroms

Fritz [40] stellte in seiner experimentellen Studie bei Veränderung des Massenstroms und der Temperatur am Plenum eine Selbstähnlichkeit der Geschwindigkeitskomponenten und der Schwankungsgeschwindigkeiten fest. Dabei machte Fritz [40] die Größen mit einer über die Mischrohrquerschnittsfläche gemittelten Geschwindigkeit dimensionslos. Zur Überprüfung der Wiedergabe der Selbstähnlichkeit wurden 3D-Simulationen mit Hauptmassenströmen von 130 g/s und 70 g/s bzw. Temperaturen von 573 K und 373 K durchgeführt. Die dimensionslosen Geschwindigkeitskomponenten und Reynoldsspannungen an den Positionen von $x = -91$ bzw. -191 mm zeigen eine relativ gute Übereinstimmung untereinander (Abb. 56), wie aus theoretischen Überlegungen zu erwarten war.

Dennoch existieren Abweichungen in den Geschwindigkeitskomponenten, die aus der hohen Sensibilität der Strömung auf die Hauptmassen- und Ringspaltmassenströme resultieren. Zusätzlich haben die am Eingang

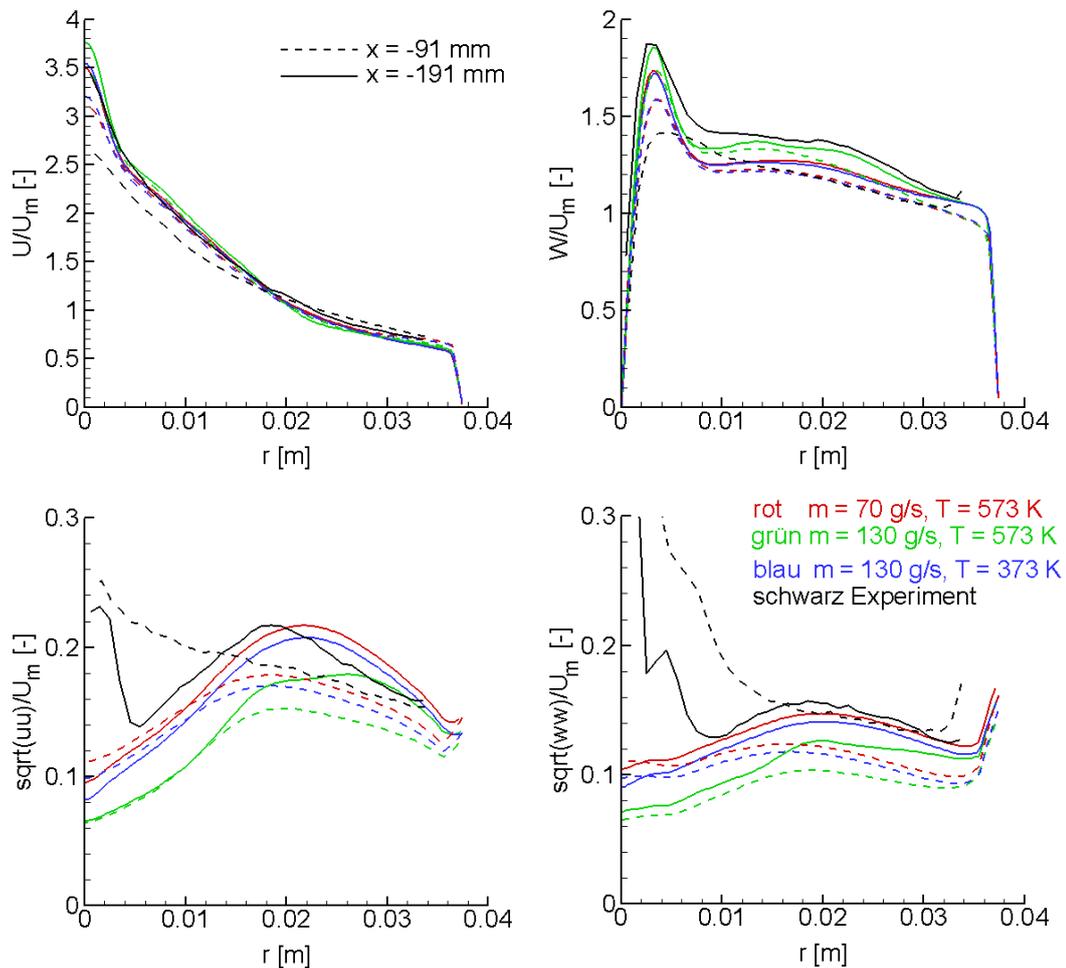


Abbildung 56: Vergleich verschiedener Randbedingungen

zum Plenum definierten Turbulenzgrößen einen deutlichen Einfluss auf die Verteilung der Turbulenz im Mischrohr.

6.1.4 Zusammenfassung dreidimensionaler Simulation

Die dreidimensionale Simulation wurde mit den statistisch gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen und dem vorhandenen Turbulenzmodell von Launder, Reece bzw. Rodi durchgeführt. Die radialen Verläufe der axialen und tangentialen Geschwindigkeitskomponenten im Mischrohr stimmen quantitativ mit den experimentellen Daten überein. Ein Vergleich der experimentell ermittelten Schwankungsgeschwindigkeiten mit den numerisch berechneten ist möglich, indem in der numerischen Simulation eine

Aufteilung der Schwankungsgeschwindigkeit in periodischen und stochastisch turbulenten Anteilen vorgenommen wird.

Das numerisch berechnete Verhalten der Drallströmung auf Veränderungen der Einlassbedingungen ist identisch mit den experimentellen Erkenntnissen. Dabei konnten die in Kapitel 3.3.3 theoretisch aufgezeigten typischen Verhaltensweisen der Drallströmung bestätigt werden. Ein wichtiger Punkt ist die starke Beeinflussung der Drallströmung insbesondere im Wirbelkernbereich bei minimalen Veränderungen der Einlassbedingungen, die eine stärkere Verschiebung der Rückströmblase zur Folge haben.

Da mit der dreidimensionalen numerischen Simulation die verdrallte Strömung adäquat wiedergegeben werden kann, werden diese Ergebnisse nun als Basis für die Reduzierung der Simulation auf ein 2D-axialsymmetrisches Modell verwendet.

6.2 Reduzierung der Geometrie auf ein rotations-symmetrisches Problem

Für die dreidimensionale numerische Simulation des Strömungsfeldes sind für das Rechengebiet mindestens 2,5 Millionen Zellen notwendig. Auf acht parallel geschalteten PCs führte diese hohe Zellenanzahl zu einer Rechendauer von Wochen bis Monaten bis zum Erreichen einer stationären Lösung mit einer stabilen Position der Rückströmblase. Die Durchführung einer Parameterstudie unter Veränderung des Massenstroms, der Temperatur und der Luftzahl ist somit kaum möglich. Eine Reduzierung der Geometrie auf zwei Dimensionen führt zu einer 2D-axialsymmetrischen Simulation mit kurzen Rechenzeiten von einigen Stunden bis Tagen auf einem PC. Mit diesem Schritt lässt sich die Anzahl der Zellen auf zirka 30000 verringern. Bis auf den Drallerzeuger ist die Geometrie streng axialsymmetrisch. Beschränkt man die Rechnung auf das Mischrohr und die Brennkammer, können feste radiale Verläufe der Geschwindigkeitskomponenten und der Turbulenzgrößen aus 3D-Simulationen, experimentellen Messungen oder theoretischen Überlegungen als stromaufseitige Randbedingung benutzt werden. Die zweite Variante ist die Implementierung

einer Drallquelle (Kapitel 6.2.1) in den Bereich des Rechengebiets in dem sich in der Realität die Schaufeln befinden. Die Aufgabe der Drallquelle ist die Beschreibung der Umlenkung der Strömung durch die Schaufeln. Abbildung 57 veranschaulicht die Reduzierung der 3D-Geometrie auf ein 2D-axialsymmetrisches Modell.

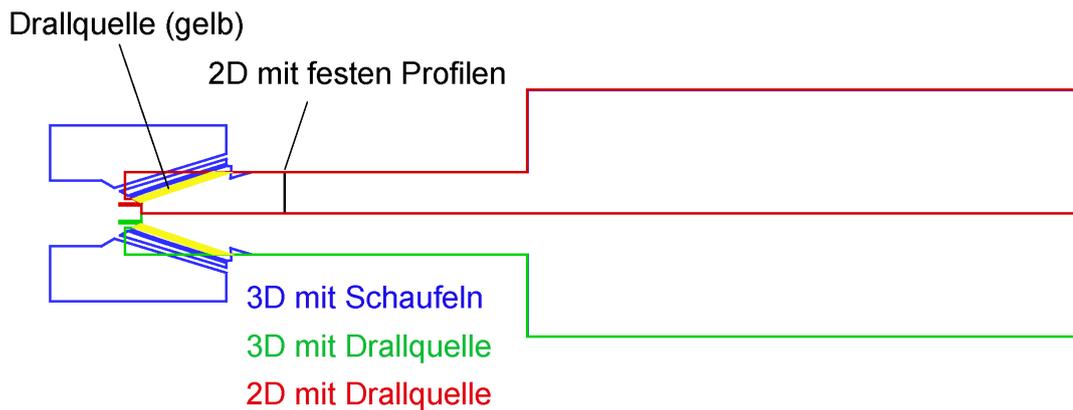


Abbildung 57: Reduzierung einer 3D-Geometrie zu einem 2D-axialsymmetrischen Modell

Im ersten Reduzierungsschritt wird der Drallerzeuger (blaue Konturlinie) durch ein 3D-Modell (grüne Konturlinie) mit einer Drallquelle (gelbes Band) ersetzt, das komplett axialsymmetrisch ist. Im nächsten Schritt wird das axialsymmetrische 3D-Modell durch ein 2D-axialsymmetrisches Modell (rote Konturlinie) mit einer Drallquelle (gelbes Band) beschrieben. Das einfachste 2D-axialsymmetrische Modell mit festen Randbedingungen am Einlass bei $x = -220$ mm ist mit Hilfe einer schwarzen Konturlinie eingetragen.

6.2.1 Entwicklung der Drallquelle

Werden feste Profile im Mischrohr benutzt, bleibt die zurückschlagende Flamme, wie später noch gezeigt wird (Kap. 7), kurz vor dem Einlass in das Mischrohr stecken, weil die Rückwirkung auf die Strömung im Drallerzeuger nicht erfasst werden kann. Die Implementierung einer Drallquelle ermöglicht hingegen das Propagieren der Flamme bis in den Drallerzeugerbereich. Zum einen wird der Verlauf der Strömung im Drallerzeuger auch bei Annäherung der Flamme realistisch wiedergeben und zum an-

deren verändert sich die Umlenkung der Strömung im mit der Drallquelle beschriebenen Schaufelbereich in Abhängigkeit von der momentanen Strömungssituation.

Die Drallquelle prägt der Strömung tangential wirkende Volumenkräfte an dem Ort auf, an dem sich in der Realität die Schaufeln befinden. Die Volumenkräfte verschieben die Fluidteilchen in tangentialer Richtung und erzeugen eine Verdrallung der Strömung. Die Volumenkraft wird in den Quellterm der tangentialen Impulsgleichung der Navier-Stokes-Gleichungen implementiert. Mit der von einer Konstante A , der Dichte ρ und der zeitlich gemittelten axialen Geschwindigkeitskomponente \bar{u} abhängigen Volumenkraft $F_{v,tan}$

$$F_{v,tan} = \frac{F}{V} = A\rho\bar{u}^2 \quad (110)$$

lässt sich eine dem System zugeführte volumenbezogene Leistung P_v

$$P_v = F_{v,tan}\bar{w} \quad (111)$$

ermitteln. \bar{w} ist die von der Volumenkraft induzierte zeitlich gemittelte tangentiale Geschwindigkeitskomponente. Die Konstante A ist eine Funktion der axialen und radialen Koordinate im Schaufelbereich. Die volumenbezogene Leistung P_v wird quasi von außen in das geschlossene System zugeführt und muss zur Einhaltung der Energiebilanz kompensiert werden. Dies wird durch eine zweite Volumenkraft erreicht, die in axialer Richtung stromauf wirkt:

$$F_{v,ax} = P_v/\bar{u} \quad (112)$$

Diese Volumenkraft wird in den Quellterm der axialen Impulsgleichung integriert.

Der Einfluss der Drallquelle auf die Energiebilanz kann mit den Impulsgleichungen (Gl. (19) - (21)) überprüft werden. Mit Annahme einer reibungsfreien Strömung gilt für die axialen und tangentialen Impulsgleichungen mit den eingefügten Volumenkräften $F_{v,ax}$ bzw. $F_{v,tan}$:

Axialimpulsgleichung:

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - F_{v,ax} \quad (113)$$

Tangentialimpulsgleichung:

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{w}}{\partial r} + \frac{\bar{v}\bar{w}}{r} = F_{v,tan} \quad . \quad (114)$$

Da sich die Gesamtenergie durch die Drallquelle nicht ändern darf, muss der Totaldruck in radialer und axialer Koordinatenrichtung konstant sein. Die nach x abgeleitete Bernoulli-Gleichung lautet:

$$\frac{\partial p_t}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial x} + \rho \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \rho \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \rho \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} = 0 \quad (115)$$

mit dem Totaldruck p_t und dem statischen Druck p .

Werden die Gleichungen (113) und (114) in (115) eingesetzt, ergibt sich:

$$0 = -F_{v,ax}\bar{u} + F_{v,tan}\bar{w} - \bar{u}\bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} - \bar{v}\bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial r} + \bar{v} \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} - \frac{\bar{w}^2}{r} \right) \quad . \quad (116)$$

Nach Verwendung der Radialimpulsgleichung (20) und einer weiteren Umformung erhält man

$$0 = -F_{v,ax}\bar{u} + F_{v,tan}\bar{w} - \bar{v} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial r} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial r} \right) \quad . \quad (117)$$

Die in der Klammer vorkommende Terme sind die nach r abgeleiteten Terme der Bernoulli-Gleichung, die aufgrund der Einhaltung der Energiebilanz verschwinden. Letztendlich bleibt die Formulierung

$$F_{v,ax}\bar{u} = F_{v,tan}\bar{w} \quad (118)$$

übrig, die zeigt, dass die Drallquelle energieneutral ist. Die zweidimensionale Simulation der verdrallten Strömung mit Drallquelle führt trotz der Drallerzeugung durch die Volumenkräfte nicht zur Änderung der Gesamtenergie.

Abbildung 58 gibt die Verläufe sowohl der axialen bzw. tangentialen Geschwindigkeit als auch des relativen Totaldrucks im Bereich der Drallquelle wieder. Die Erzeugung der tangentialen Geschwindigkeitskompo-

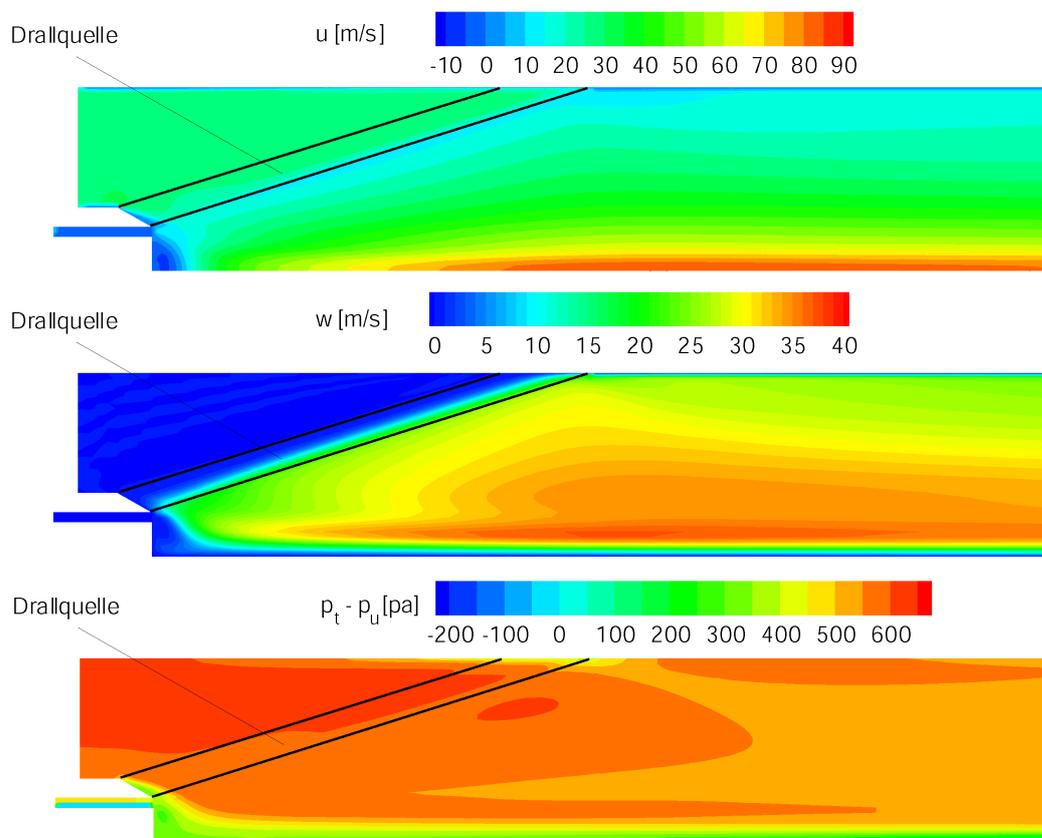


Abbildung 58: Verläufe der axialen bzw. tangentialen Geschwindigkeiten u bzw. w und des Totaldrucks p_t relativ zum Umgebungsdruck p_u

nente w bei gleichzeitiger Abbremsung der axialen Geschwindigkeit u im Bereich der Drallquelle ist deutlich sichtbar. Da sich durch die Drallerzeugung die Energie lokal nicht ändert, ergibt sich in Strömungsrichtung ein konstanter Totaldruck p_t über der Drallquelle.

Neben der Umlenkung der Strömung generieren die Schaufeln Turbulenz. Die Turbulenz entwickelt sich bei der Umlenkung der Strömung zwischen den Schaufeln bzw. beim Wiedervereinen des Massenstroms, der zuvor

durch die vier Schaufeln aufgeteilt wurde. Für eine korrekte Wiedergabe der Turbulenzverteilung im Mischrohr erfolgt eine Beschreibung der Turbulenz im Schaufelbereich über algebraische Gleichungen in Abhängigkeit des Radius. Diese werden in die Quellen der Reynoldsspannungsgleichungen und der Gleichung für die Dissipation eingefügt (Kap. 6.2.5).

Mit Hilfe des axialsymmetrischen 3D-Modells mit Drallquelle (Abb. 57) als Bindeglied zwischen der zwei- und dreidimensionalen Simulation kann zunächst die Einstellung der Drallquelle optimiert werden, wobei die Ergebnisse der dreidimensionalen Simulation und Messergebnisse als Qualitätskriterium verwendet werden. Darüber hinaus können die für 2D-axialsymmetrische Simulationen formulierten Navier-Stokes-Gleichungen getestet werden, da die Drallquelle in beiden Fällen eine in tangentialer Richtung konstante und somit identische Formulierung der Verdrallung ermöglicht. Beim Übergang vom 2D-axialsymmetrischen Modell auf das axialsymmetrische 3D-Modell müssen die Volumenkräfte aufgrund der in kartesischen Koordinaten formulierten Navier-Stokes-Gleichungen entsprechend aufgeteilt werden. Gleichzeitig ist im 3D-Modell eine Transformierung der Geschwindigkeitskomponenten vom kartesischen Raum in den Zylinderraum notwendig. Für den Einsatz der im 2D-axialsymmetrischen Modell vorgegebenen Turbulenzgrößen im axialsymmetrischen 3D-Modell muss eine Tensortransformation in den Zylinderraum durchgeführt werden.

6.2.2 Synthetische Geschwindigkeitsprofile

Obwohl die Kernaufgabe darin bestand, die beim konischen Drallerzeuger auftretenden Flammenrückschläge zu simulieren, war es sinnvoll, eine breite Spanne von Wirbelformen zu untersuchen. Dazu wurden synthetische Profile verwendet. Der Rankinewirbel und der Burgerswirbel stellen bekannte Wirbelformen dar, die aber die in dieser Arbeit interessierenden Strömungsformen nicht abbilden können (Abb. 59).

Die experimentell ermittelte tangential Geschwindigkeit lässt sich vereinfacht in einen Festkörperwirbel bis zum Wirbelkernradius und in einen weiteren konstanten Verlauf bis zur Wand aufteilen. Im Wirbelkern wird

eine blockförmige Axialgeschwindigkeit angenommen. Zur Herleitung des noch unbekanntes Verlaufs der axialen Geschwindigkeit außerhalb des Wirbelkerns wird im Strömungsfeld der Totaldruck konstant gehalten. Die Bernoulligleichung wird unter Vernachlässigung der radialen Geschwindigkeitskomponente, d. h. in der Form

$$p + \rho \frac{u^2}{2} + \rho \frac{w^2}{2} = \text{const.} \quad , \quad (119)$$

nach r abgeleitet und in die Querdruckgleichung (33) eingesetzt:

$$\frac{w^2}{r} = -u \frac{\partial u}{\partial r} - w \frac{\partial w}{\partial r} \quad (120)$$

Mit der Annahme von

$$\frac{\partial w}{\partial r} = 0 \quad (121)$$

außerhalb des Wirbelkernbereichs und der Integration der Gleichung (120) von r_{wk} , dem Wirbelkernradius, bis zum Radius an einem beliebigen radialen Ort r , erhält man die Gleichung für den Verlauf der axialen Geschwindigkeitskomponente außerhalb des Wirbelkerns:

$$u = \sqrt{2(Cr_{wk})^2 \ln\left(\frac{r_{wk}}{r}\right) + u_{wk}^2} \quad (122)$$

mit $w = Cr_{wk}$. C ist die Konstante des Festkörperwirbels.

Die Höhe der axialen Geschwindigkeitskomponente im Wirbelkern u_{wk} kann nicht beliebig variiert werden, da der Betrag unter der Wurzel größer Null sein muss. Nach einer Umformung gilt für die im Wirbelkern vorhandene blockförmige Geschwindigkeit:

$$u_{wk} \geq Cr_{wk} \sqrt{-2 \ln\left(\frac{r_{wk}}{R}\right)} \quad (123)$$

Beim kleinsten Wert von u_{wk} ist die Geschwindigkeit u an der Wand gleich Null. Dies stellt die Grenze zur Rückströmung am Wirbelrohr dar.

Diese synthetische Geschwindigkeitsprofile mit Totaldruckabfall im Wirbelkern erfassen die durch den konischen Drallerzeuger generierte Geschwindigkeitsverteilung besser als der Rankine- oder der Burgerswirbel, die bei höheren Radien zu stark abfallen (Abbildung 59).

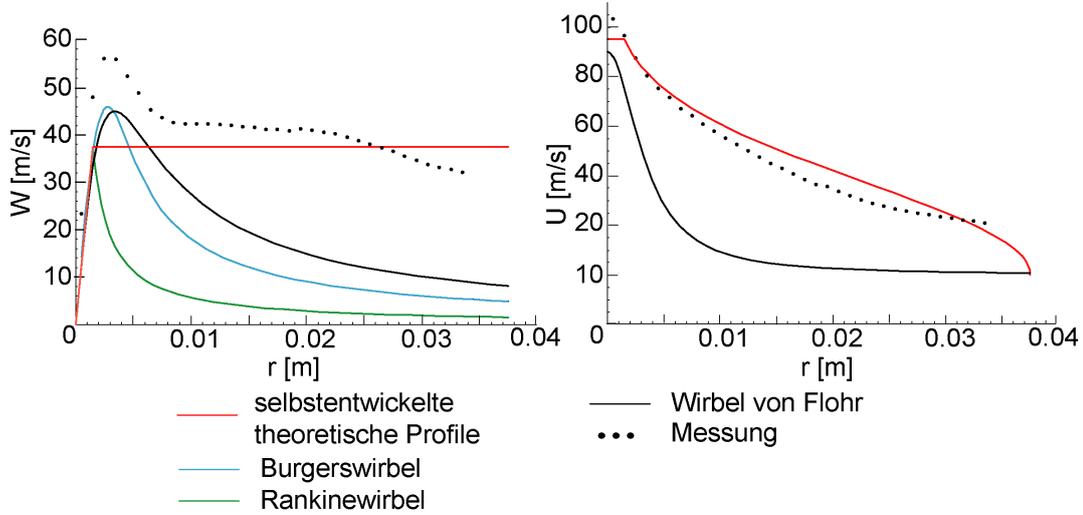


Abbildung 59: Theoretische Profile im Vergleich zu den experimentellen Daten

Flohr [38] leitete eine theoretische Formulierung der radialen Geschwindigkeitsverläufe in Abhängigkeit von der Form und der Anzahl der Schaufeln in einem ähnlichen konischen Drallerzeuger her. Für den in dieser Arbeit verwendeten Drallerzeuger ergeben sich nach einer Anpassung an den Wirbelkernradius und an die maximale tangentielle Geschwindigkeit die in Abbildung 59 dargestellten radialen Verläufe. Die charakteristischen Eigenschaften der Strömung werden damit zwar wiedergegeben, aber bei höheren Radien ist das Niveau der Geschwindigkeitskomponenten zu niedrig und der Durchsatz wird weit unterschritten.

Zusammenfassend gilt mit den getroffenen Annahmen:

$$\begin{aligned}
 0 \leq r \leq r_{wk} : \quad & u(r) = u_{rk} \\
 & w(r) = Cr \\
 r_{rk} \leq r \leq R : \quad & u(r) = u = \sqrt{2(Cr_{wk})^2 \ln\left(\frac{r_{wk}}{r}\right) + u_{wk}^2} \\
 & \text{mit } u_{wk} \geq Cr_{wk} \sqrt{-2 \ln\left(\frac{r_{wk}}{R}\right)} \\
 & w(r) = Cr_{wk}
 \end{aligned}$$

6.2.3 Vergleich der Rechenmodelle

In Kapitel 6.2 wurde eine schrittweise Reduzierung der 3D-Geometrie mit Schaufeln über ein 3D-Modell mit Drallquelle zu einem 2D-axialsymmetrischen Modell mit Drallquelle erläutert. Für einen Beispielfall sind die dazugehörigen Verteilungen der axialen Geschwindigkeitskomponente in Abbildung 60 gezeigt. Ergänzend ist das Ergebnis der 2D-axialsymmetrischen Rechnung mit den festen Randbedingungen aus der 3D-Simulation angefügt.

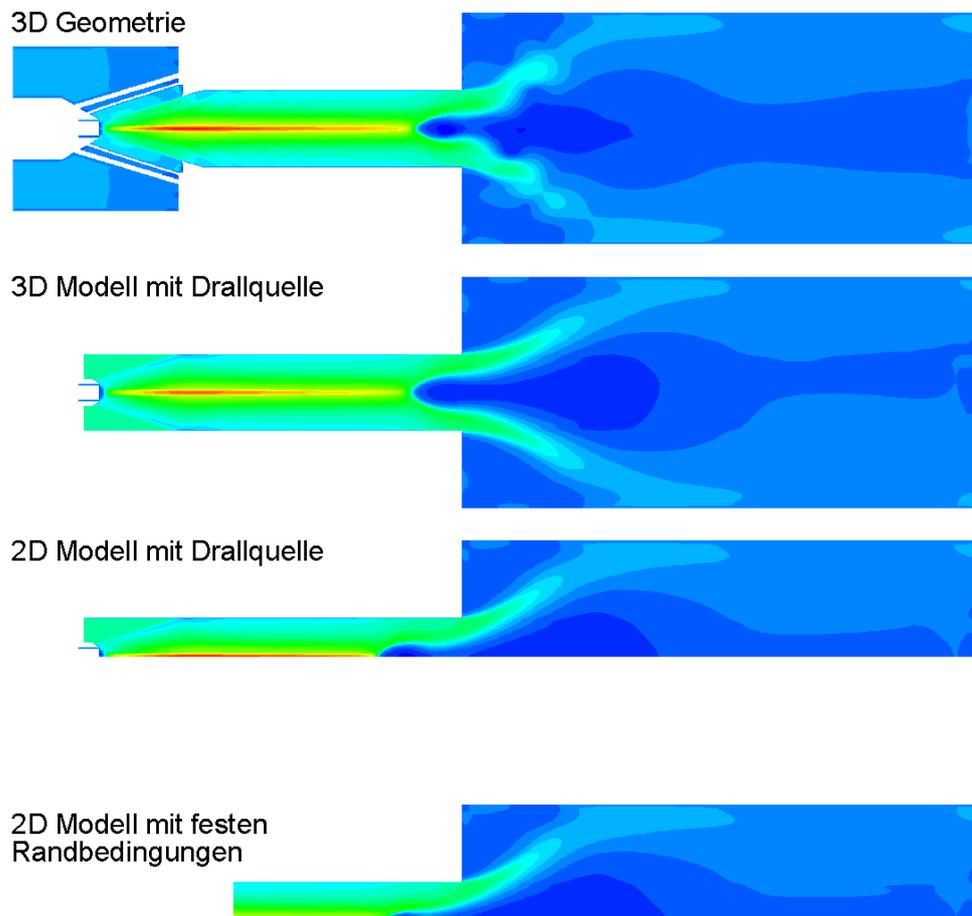


Abbildung 60: Verteilung der axialen Geschwindigkeitskomponente in verschiedenen Modellen

Nachdem die gute Übereinstimmung zu den experimentellen Daten nach-

gewiesen wurde (Kap. 6.1), stellt die dreidimensionale Rechnung die Ausgangsbasis für den Vergleich der Simulationen dar. Die Verläufe der axialen Geschwindigkeitskomponenten zeigen, dass die Umlenkung der Strömung durch die im Drallerzeuger vorhandenen Schaufeln im axial-symmetrischen 3D-Modell über die Drallquelle sehr gut beschreibbar ist. Bei einer weiteren Reduzierung des Modells auf zwei Dimensionen bleiben die charakteristischen Merkmale der Drallströmung mit einem Wirbelaufplatzen am Mischrohr erhalten. Nur im achsnahen Bereich weichen die Verteilungen der Strömungsgrößen voneinander ab. Im zweidimensionalen Fall findet das Wirbelaufplatzen etwas weiter stromauf im Mischrohr statt. Die Ursache liegt in den unterschiedlichen Gittern der 3D- bzw. 2D-axialsymmetrischen Simulationen. In der 3D-Simulation konnte die Überprüfung der Ergebnisse auf die Unabhängigkeit von der Zellengröße insbesondere im Bereich um die Symmetrieachse nicht abgeschlossen werden, da die zur Verfügung stehende Rechnerkapazität begrenzt war und das Erreichen einer stationären Lösung sehr viel Rechenzeit in Anspruch nahm.

Die axialen bzw. tangentialen Geschwindigkeitskomponenten und die Reynoldsspannungen aus der dreidimensionalen Simulation mit Schaufeln und aus der Simulation mit dem 2D-axialsymmetrischen Modell mit Drallquelle sind in Abbildung 61 zu sehen. Es treten nur minimale Abweichungen der radialen Verläufe der Strömungsgrößen auf. Es wurde aber festgestellt, dass die Zellengröße an der Lanze im achsnahen Bereich die Entwicklung der Drallströmung merklich beeinflusst (Kap. 6.2.4).

Die moderaten Abweichungen der Ergebnisse aus den Simulationen mit dem 2D-axialsymmetrischen Modell und der 3D-Geometrie deuten daraufhin, dass eine Untersuchung des Wirbelaufplatzens in einer auf zwei Dimensionen reduzierten Geometrie möglich ist.

Abbildung 62 verdeutlicht, dass die Modelle auch im Fall des zu geringen Ringspaltmassenstroms mit Rückströmung auf der Wirbelachse vergleichbare Ergebnisse liefern. Sowohl das 2D-axialsymmetrische Modell mit den festen Strömungsrandbedingungen als auch das 2D-axialsymmetrische Modell mit der Drallquelle geben die aus der 3D-Simulation ermittelte Verteilung der axialen Geschwindigkeitskomponente wieder. In den bei-

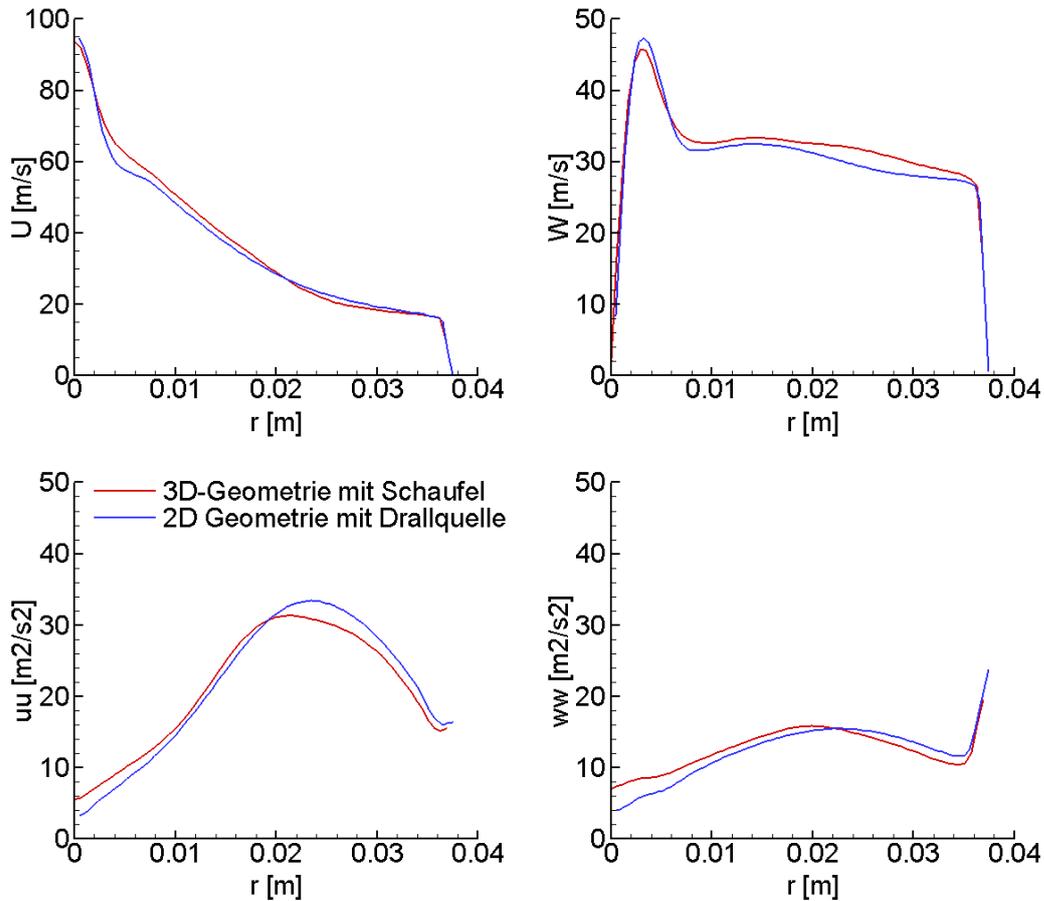


Abbildung 61: Vergleich der radialen Verläufe der Geschwindigkeitskomponenten und der Reynoldsspannungen bei $x = -191$ mm

den Fällen mit adäquater Berücksichtigung des Drallerzeugers wandert die Rückströmblase vollständig stromauf. Nur bei festen Randbedingungen im Mischrohr bleibt die Rückströmblase kurz davor hängen.

6.2.4 Rechengitter

Abbildung 63 zeigt die in den zweidimensionalen Simulationen verwendeten Rechengetze.

Von links nach rechts sind Ausschnitte des Rechengebietes am Einlass, beim Querschnittsprung vom Mischrohr in die Brennkammer und am Auslass wiedergeben. Da die Flamme infolge des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens durch das Mischrohr propagiert, befinden sich dort

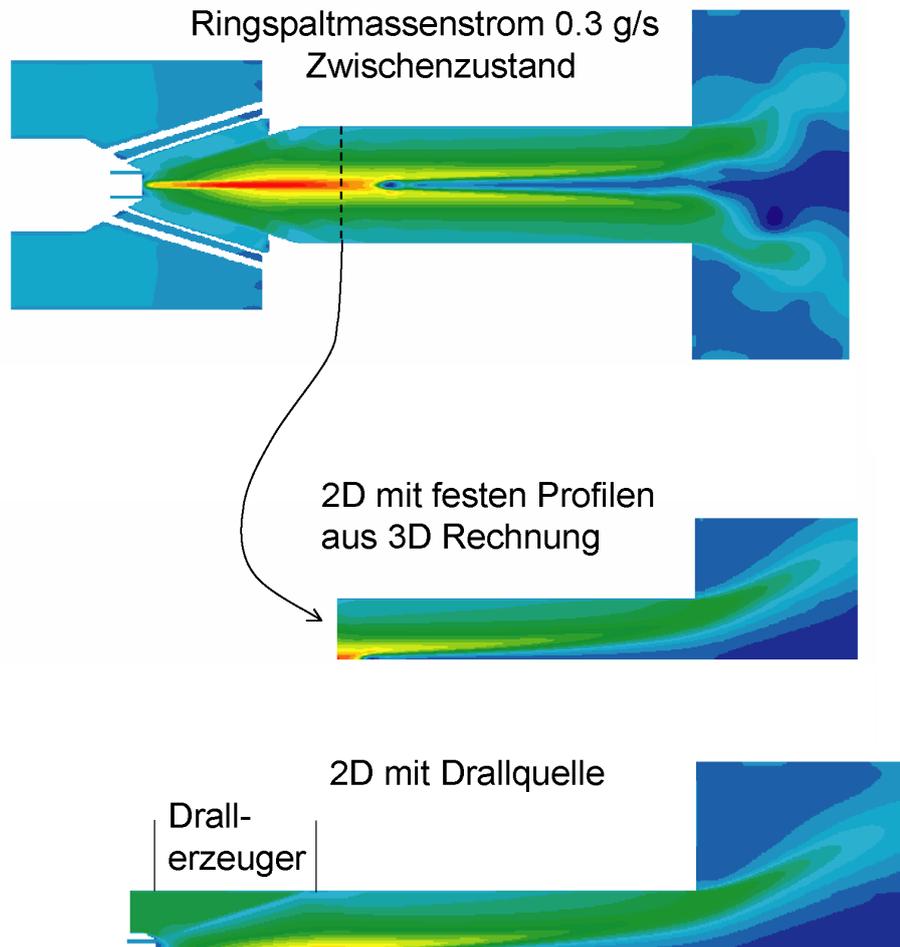


Abbildung 62: Vergleich der Verläufe der axialen Geschwindigkeitskomponente in der 3D Geometrie zu den 2D-axialsymmetrischen Modellen

die kleinsten Zellen im gesamten Rechengebiet. Diese sind vom Einlass bis zum Querschnittsprung gleich, um einen negativen Einfluss von Sprüngen in der räumlichen Auflösung zu vermeiden. Die Längen der Zellen in axialer bzw. in radialer Richtung betragen zirka 1 mm. In der Brennkammer vergrößern sich die Zellen vom Querschnittsprung bis zum Ausgang des Rechengebietes und von der Symmetrieachse bis zur Brennkammerwand. Diese Zellen befinden sich außerhalb des eigentlich zu interessierenden Bereichs und die Zellengrößen sind ausreichend, um die charakteristischen Eigenschaften der verdrallten Strömung in der Brennkammer nach dem Querschnittsprung wiedergeben zu können.

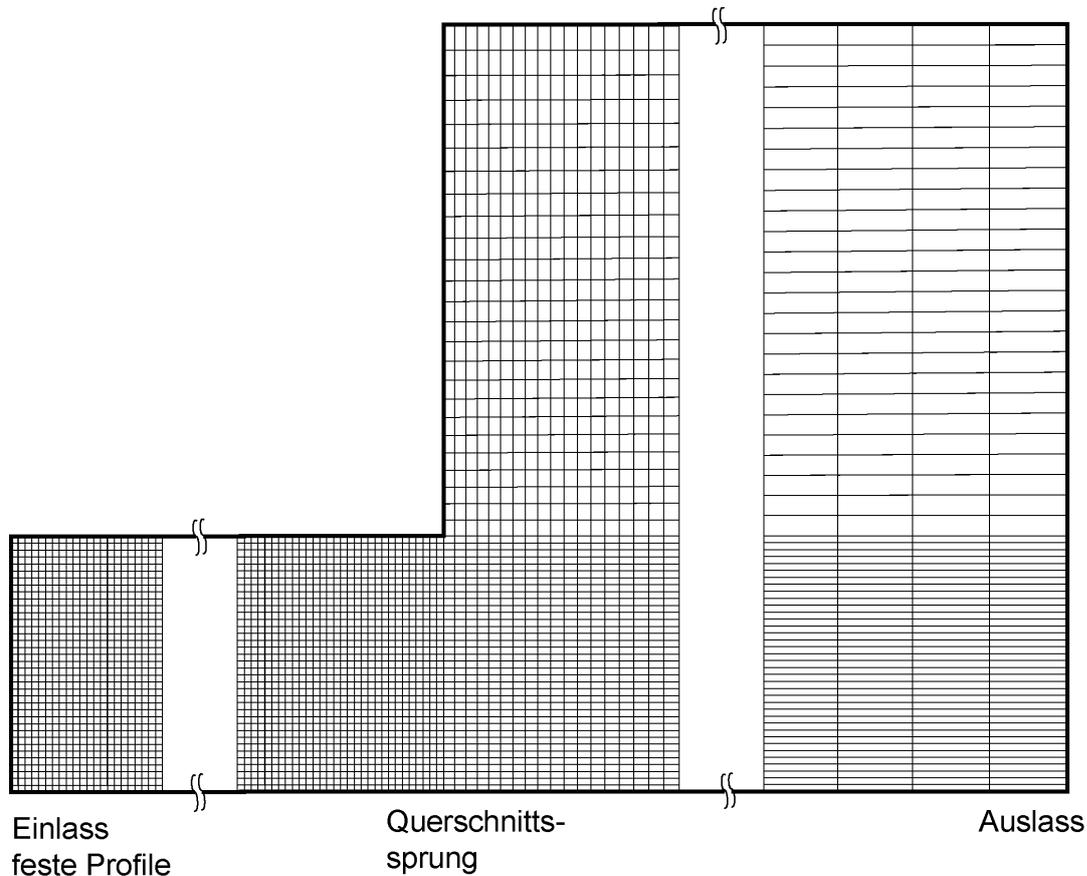


Abbildung 63: Zellen des Rechengebietes für eine numerische Simulation eines Flammenrückschlags

Abbildung 64 vergleicht die Geschwindigkeitskomponenten aus zwei Simulationen mit dem 2D-axialsymmetrischen Modell mit festen Profilen am Einlass.

Eine Halbierung der Zellenlängen bewirkt kaum Veränderungen. Deshalb wurden alle in dieser Arbeit gezeigten Simulationsergebnisse mit Verbrennung und festen Profilen als Randbedingung stromauf mit dem gröberen in Abbildung 63 dargestellten Rechengitter durchgeführt.

Dagegen hat eine Verkleinerung der Zellengröße einen etwas stärkeren Einfluss auf das mit dem 2D-axialsymmetrischen Modell mit Drallquelle berechnete Strömungsfeld (Abb. 65), was nicht nur auf die Modellierungsqualität der Drallquelle, sondern auch auf die Erfassung des besonders kritischen Bereichs am Austritt des Ringspalts zurückzuführen ist.

Der radiale Verlauf der Volumenkräfte zur Beschreibung der Umlenkung

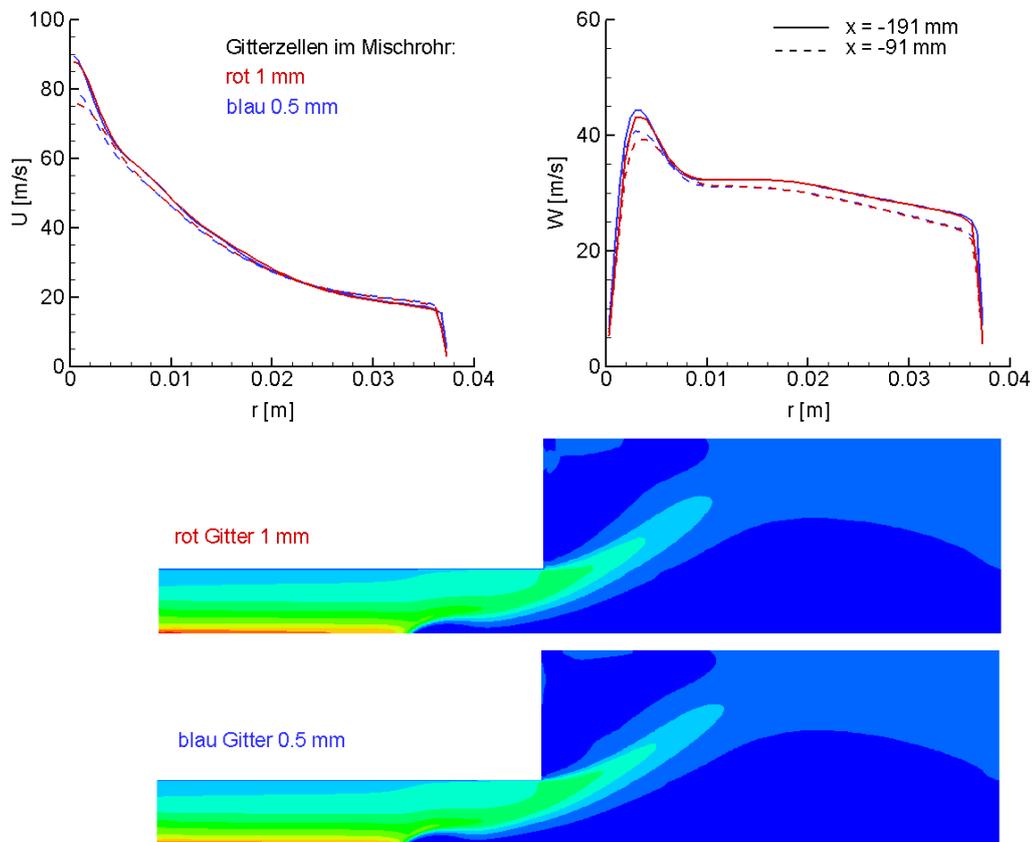


Abbildung 64: Einfluss der Zellengrößen auf die Verläufe der Geschwindigkeitskomponenten im 2D-axialsymmetrischen Modell mit festen Profilen am Einlass

der Strömung durch die Drallquelle wird über eine algebraische Gleichung ermittelt. Bei starken radialen Veränderungen der Volumenkräfte führt ein Rechengebiet mit kleineren Zellen zu geringeren Diskretisierungsfehlern im achsnäheren Bereich. Um den Einfluss der Zellenverkleinerung auf das Strömungsfeld ohne Veränderung der Verteilung der Volumenkräfte untersuchen zu können, wurden im zweiten Fall (mittleres Bild in Abb. 65) die tangentialen Kräfte von der Berechnung mit den Gitterzellen von 1 mm in das Rechengebiet mit den halbierten Zellenlängen übernommen. Im dritten Fall (unteres Bild in Abb. 65) wurden die Kräfte für das Rechengebiet mit den kleineren Gitterzellen über die algebraische Gleichung ermittelt.

In allen drei Fällen hat die Gitterverfeinerung keinen Einfluss auf das Strömungsfeld bis auf den Wirbelkernbereich. Im dritten Fall ist im Ge-

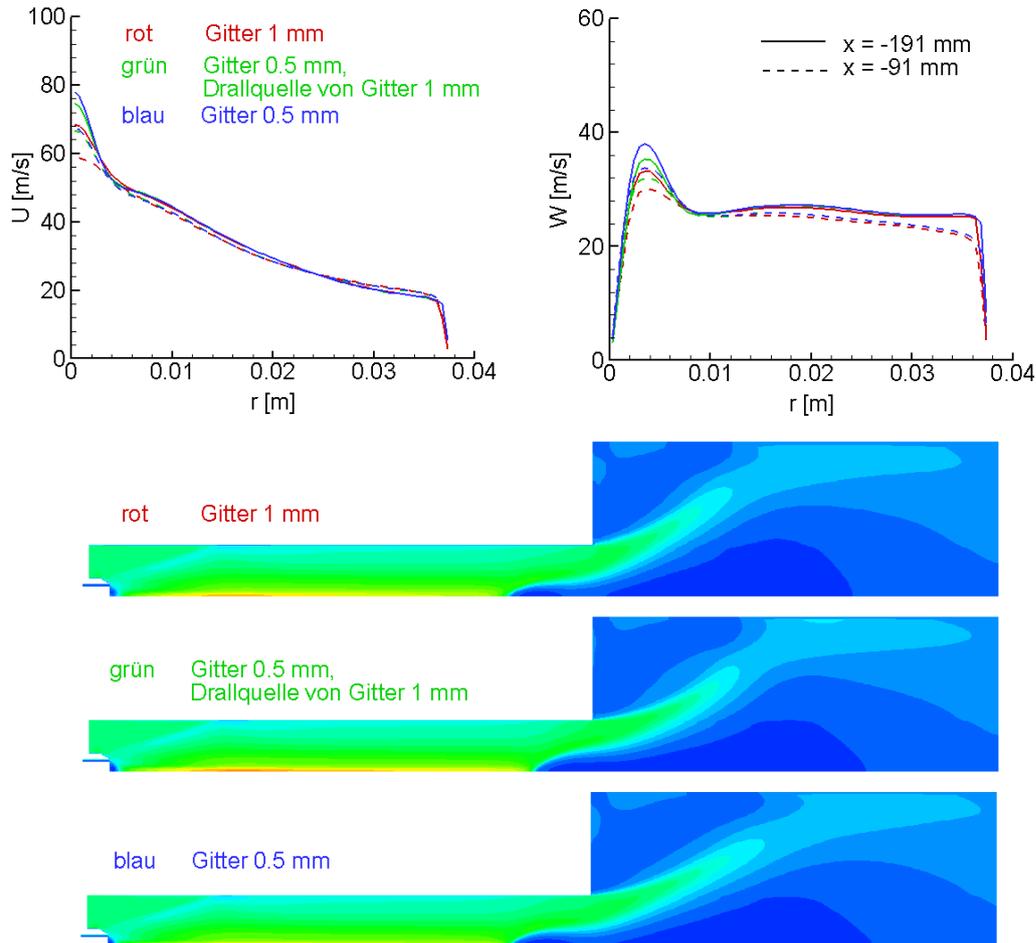


Abbildung 65: Einfluss der Zellengrößen auf die Verläufe der Geschwindigkeitskomponenten im 2D-axialsymmetrischen Modell mit Drallquelle

gensatz zu den ersten beiden Fällen im achsnahen Bereich die tangentiale Geschwindigkeit höher. Der Grund liegt in der erhöhten tangentialen Volumenkraft, die durch die genauere Wiedergabe der algebraischen Gleichung infolge der Gitterverfeinerung entsteht. Interessanterweise ist in den ersten zwei Fällen trotz identischer radial abhängiger Volumenkräfte (oberes und mittleres Bild in Abb. 65) der Einfluss der Gitterverfeinerung auf das Strömungsfeld deutlich größer als beim 2D-axialsymmetrischen Modell mit festen Randbedingungen (Abb. 64). Der Grund liegt in der veränderten Umlenkung der Strömung im Bereich der Lanze und des Ringspalts in Richtung der Symmetrieachse (Abb. 66).

In den drei oberen Diagrammen der Abbildung 66 ist gezeigt, dass sich trotz Gitterverfeinerung und Übernahme der radialen Verteilung der tan-

gentialen Kraft pro Volumen vom Gitter mit den Zellengrößen von 1 mm die Geschwindigkeitskomponenten an der stromab liegenden Seite der Drallquelle kaum ändern. Die oben gezeigten Kurven stammen von den unten eingezeichneten schwarzen Linien L , die im unteren Bereich der Drallquelle mit 0 beginnt und an der Mischrohrwand mit 1 endet. Durch die Gitterverfeinerung entwickeln sich im Lanzen- und Achsenbereich dagegen deutlich höhere positive axiale und negative radiale Geschwindigkeiten (Konturlinien in Abbildung 66 unten), die die Entwicklung der tangentialen Geschwindigkeit und die Totaldruckverluste in diesem Bereich stark beeinflussen. Die veränderte Umlenkung hat deutliche Auswirkungen auf den weiteren radialen Verlauf der Geschwindigkeitskomponenten und die Position der Rückströmblase (Abb. 65).

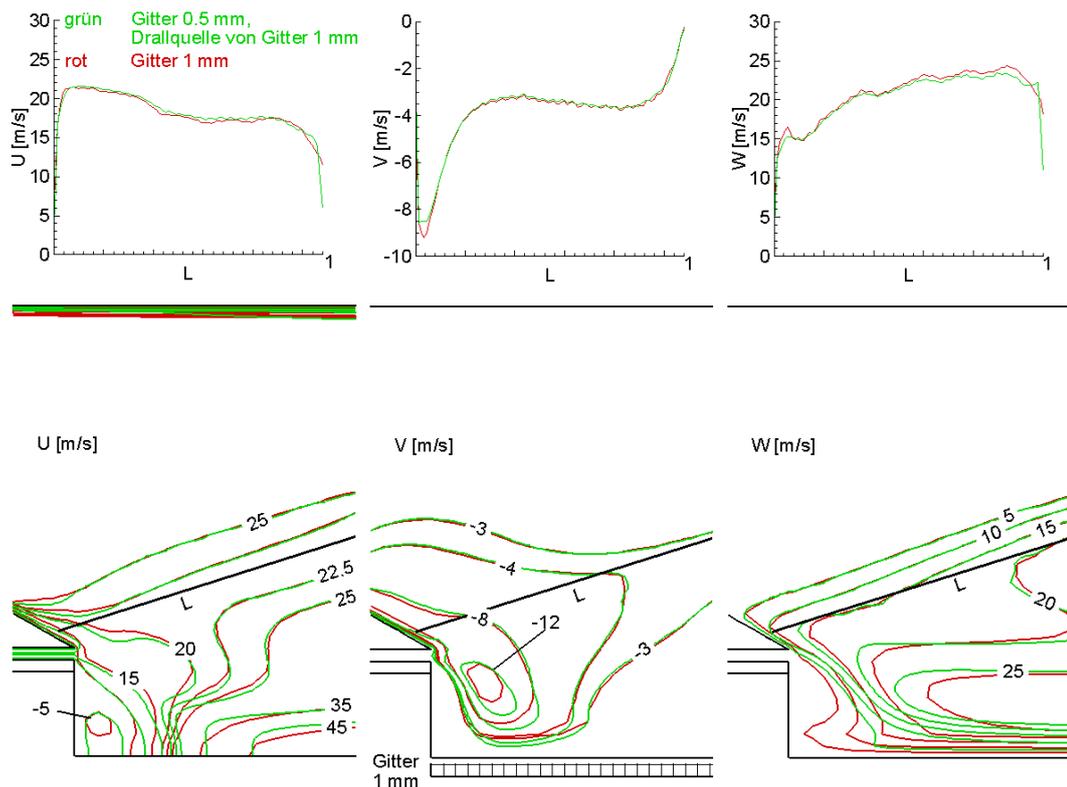


Abbildung 66: Einfluss der Zellengrößen auf die Umlenkung der Strömung im 2D-axialsymmetrischen Modell mit Drallquelle

6.2.5 Flexibilität der Drallquelle

In Kapitel 6.2.1 wurde aufgezeigt, wie in einem 2D-axialsymmetrischen Modell die Umlenkung der Strömung mit einer Drallquelle modelliert werden kann. Wird der in der Drallquelle vorhandene Parameter A (Gl. (110)) als Funktion des Radius und/oder der Axialkoordinate vorgegeben, kann der radiale Verlauf der Volumenkräfte so optimiert werden, dass er der Realität entspricht. Nachfolgend wird zunächst beispielhaft der Einfluss einer radial abhängigen Funktion für A aufgezeigt. Abbildung 67 zeigt die radialen Verläufe der axialen bzw. tangentialen Geschwindigkeitskomponenten bei $x = -191$ mm. Zusätzlich ist das axiale Geschwindigkeitsfeld dargestellt, das wiederum die Position und Form der Rückströmzone verdeutlicht. Im gezeigten Fall sitzt diese zu tief im Mischrohr.

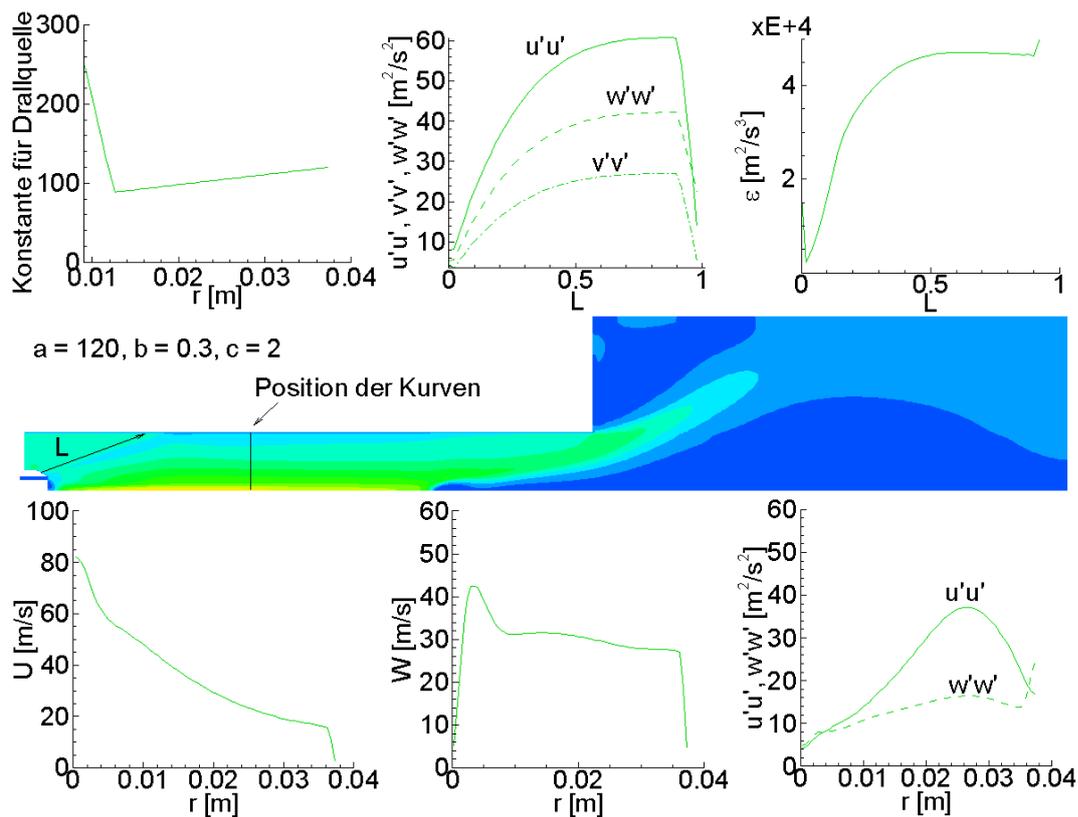


Abbildung 67: Einfluss der Randbedingungen der Drallquelle auf das Strömungsfeld

Bei der Variation der Konstante A werden die Reynoldsspannungen bzw. die Dissipation im Bereich der Drallquelle nicht verändert, um den Einfluss des radialen Verlaufs der tangentialen Volumenkräfte isoliert dar-

stellen zu können. Diese wurden aus der dreidimensionalen Simulation übernommen.

Der Parameter A der Drallquelle hat in dieser Arbeit folgende Abhängigkeit vom Radius r :

$$A = a \left(b \left(\frac{r - 0.009 \text{ m}}{0.0375 \text{ m} - 0.009 \text{ m}} - 1.0 \right) + 1.0 \right) \quad . \quad (124)$$

Die Werte 0.0375 m und 0.009 m sind die Radien der Außenwand des Ringspaltes und des Mischrohrs. Die Volumenkräfte im achsnahen Schau-
feldbereich bis $r = 0.0125 \text{ m}$ werden durch die Erweiterung des Parameters A aus Gleichung (124) mit einer zusätzlichen Funktion beschrieben:

$$A = \left(1.0 + c \frac{r - 0.0125 \text{ m}}{0.009 \text{ m} - 0.0125 \text{ m}} \right) A \quad . \quad (125)$$

Die in Abbildung 67 eingetragenen Werte geben die radialen Verläufe der Geschwindigkeitskomponenten der in Kapitel 6.1 präsentierten Drallströmung wieder. Mit diesen Konstanten ergibt sich der in den Bildern 68 - 70 gestrichelt eingezeichnete radiale Verlauf von A . Im nächsten Schritt soll der Einfluss der Wahl der Parameter a , b und c auf die Drallströmung und die Ausbildung der Rückströmzone illustriert werden.

Im einfachsten Fall wird die Konstante A unabhängig vom Radius gewählt. In Abbildung (68) wird nur der Wert von a verändert.

Die rot dargestellten Verläufe geben die charakteristischen Verläufe der Geschwindigkeitskomponenten gut wieder. Nur im Wirbelkernbereich ist der Gradient der tangentialen Geschwindigkeitskomponente etwas zu niedrig. Dem theoretischem Modell folgend (Fall 2 in Abb. 16 aus Kap. 3.3.3) muss die Drallzahl erhöht werden, um einen schmäleren Wirbelkern mit höheren Gradienten zu erreichen. Dazu wird die Konstante a erhöht. In Abbildung 68 ist die Wirkung der höheren Volumenkräfte sichtbar, die in einem Anstieg der tangentialen Geschwindigkeit resultiert. Gleichzeitig verengt sich der Wirbelkern. Zusätzlich steigt die axiale Geschwindigkeit wie im theoretischem Modell (Fall 2) vorhergesagt. Die durch die Erhöhung der Konstante a verstärkte Verdrallung führt aber im Misch-

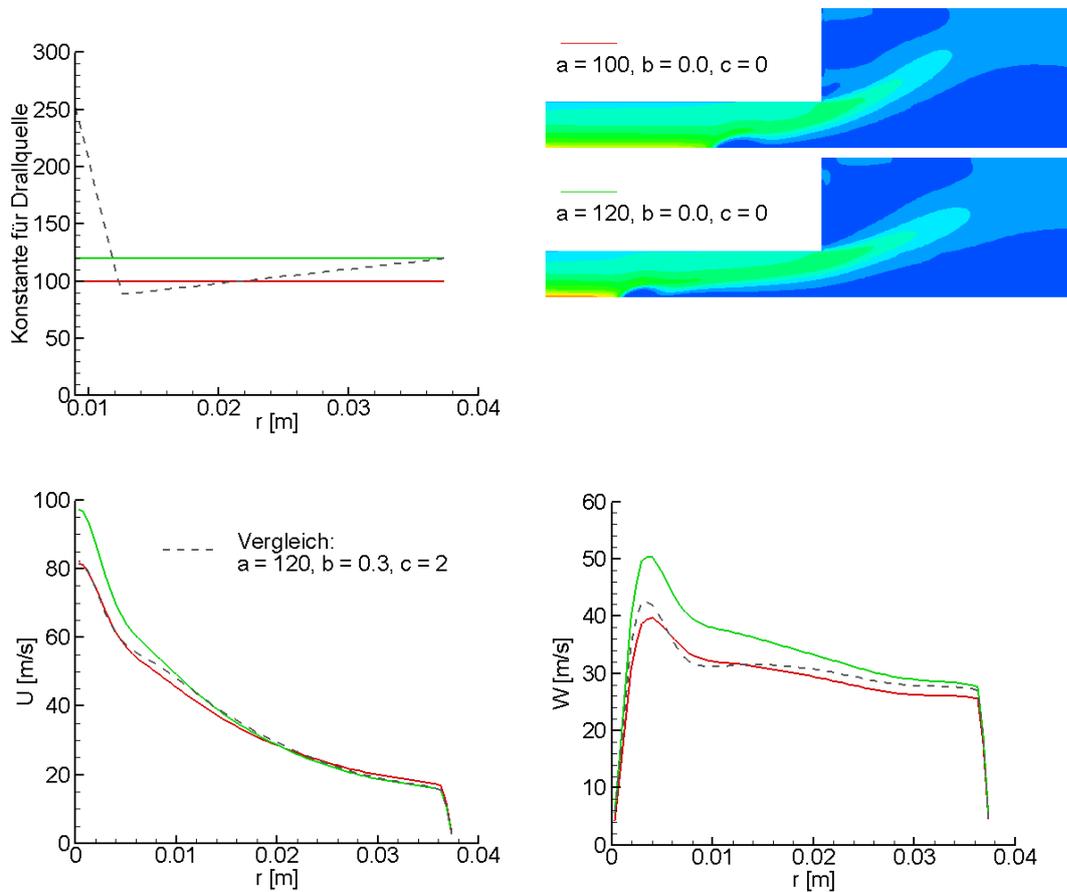


Abbildung 68: Einfluss der Konstante a in der Drallquelle auf das Strömungsfeld ($A \neq A(r)$)

rohr gleichzeitig zu einer starken Verschiebung der Rückströmblase in Richtung des Drallerzeugers. Um dies zu vermeiden, wird bei der nächsten Untersuchung der Parameter A über die Konstante b radial abhängig verändert (Abb 69).

Mit Erhöhung des radialen Abfalls des Parameters A zur Symmetrieachse hin bewegt sich die Rückströmblase in Richtung Brennkammer. Gleichzeitig gehen aber insbesondere im achsnahen Bereich die typischen charakteristischen Verläufe der Geschwindigkeitskomponenten u bzw. w verloren. Ohne die zusätzliche Funktion für den achsnahen Bereich sind ein schmaler Wirbelkern und eine Positionierung der Rückströmblase in der Nähe des Querschnittsprungs zur Brennkammer nicht zu erreichen. Die mit der zusätzlichen Funktion eingeführte Konstante c erlaubt das Verhalten der tangentialen Kraft im achsnahen Schaufelbereich zu steuern (Abb 70).

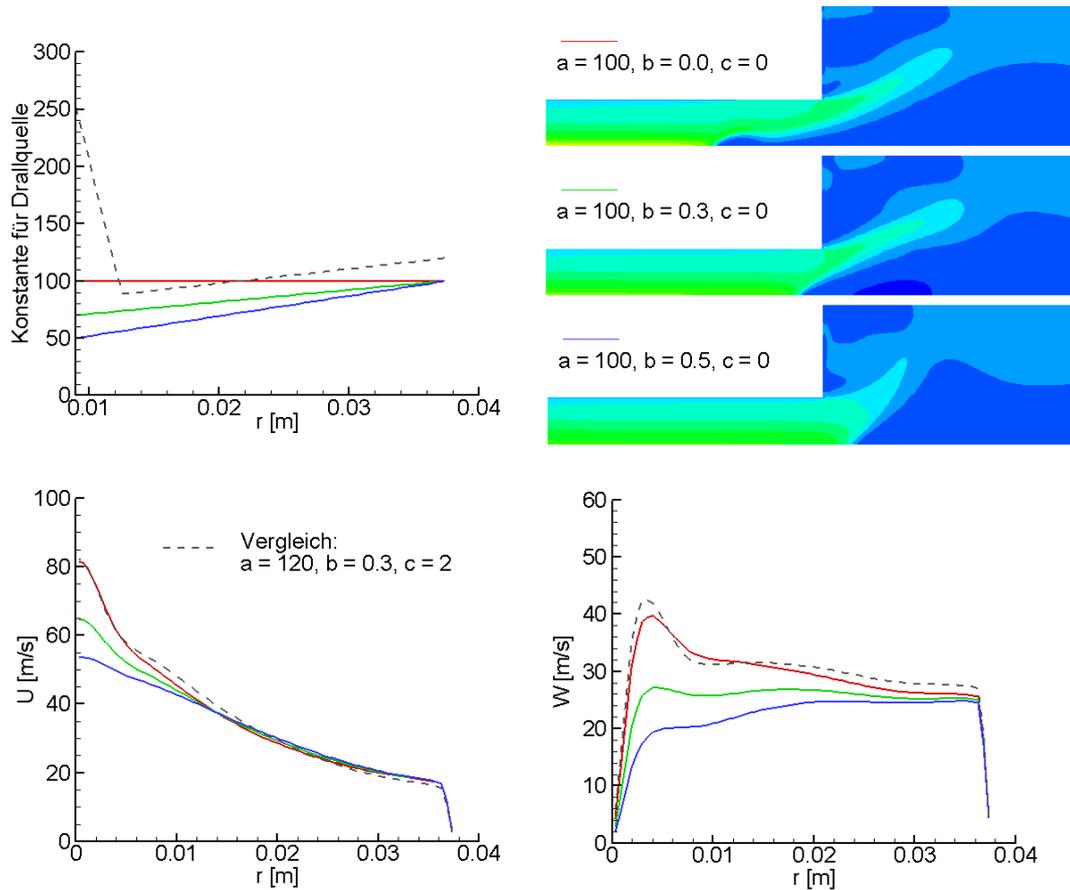


Abbildung 69: Einfluss der Konstante b in der Drallquelle auf das Strömungsfeld

Die tangentielle Geschwindigkeitskomponente verändert sich mit c nur im achsnahen Bereich sehr stark und beeinflusst die Position der Rückströmblase deutlich. Durch die Erhöhung der tangentialen Volumenkraft im Achsbereich lässt sich auch eine nadelförmige Rückströmblase erreichen. Dieses Verhalten ist mit dem theoretischen Modell erklärbar (Fall 1 in Abb. 16 aus Kap. 3.3.3). Das Modell beschreibt eine radiale Verbreiterung des Totwassergebiets mit Ansteigen der Drallzahl. In Abbildungen 68 und 69 erfolgt die Erhöhung der Verdrallung dagegen über die gesamte Drallquelle, was die Entwicklung einer größeren Rückströmblase fördert. Zusätzlich sorgt das Rayleigh Kriterium (Gl. (34)) zur Stabilisierung der Drallströmung, was den radialen Austausch vermindert mit der Folge der Entstehung einer schmalen Rückströmblase. Bemerkenswert ist die starke Verschiebung der Rückströmblase bei einer lokalen Veränderung der Verdrallung im achsnahen Bereich, obwohl die Drallzahl fast konstant bleibt. Die Drallzahl für die in Abb. 70 dargestellten Drallströmungen

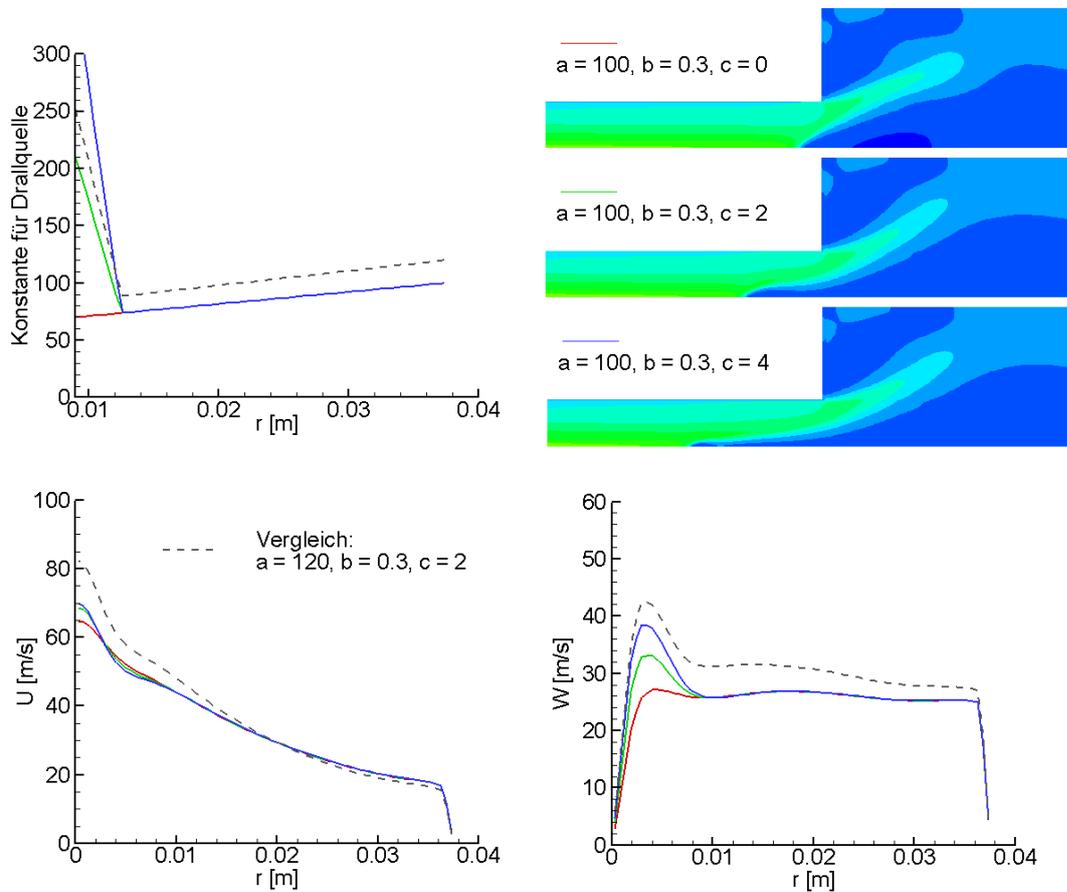


Abbildung 70: Einfluss der Konstante c in der Drallquelle auf das Strömungsfeld

veränderte sich an der Position $x = -220$ mm nur von 0.495 über 0.497 bis 0.500. Der starke Einfluss der Volumenkräfte im achsnahen Bereich verdeutlicht, warum der unverdrallte Ringspaltmassenstrom einen so gravierenden Einfluss auf die Lage der Rückströmzone hat (Kap 6.1.2).

Zuletzt soll die Frage beantwortet werden, wie die charakteristische Strömungsform trotz der Erhöhung der Verdrallung erhalten werden kann. Eine Möglichkeit ist die Verwendung des mit der zusätzlichen Funktion erweiterten Parameters A mit Variierung der Konstante a (Abb. 71).

6.2.6 Einfluss der Turbulenz

Bisher wurde die Verteilung der Turbulenz während der Variation der radialen Verläufe der tangentialen Volumenkraft in der Drallquelle kon-

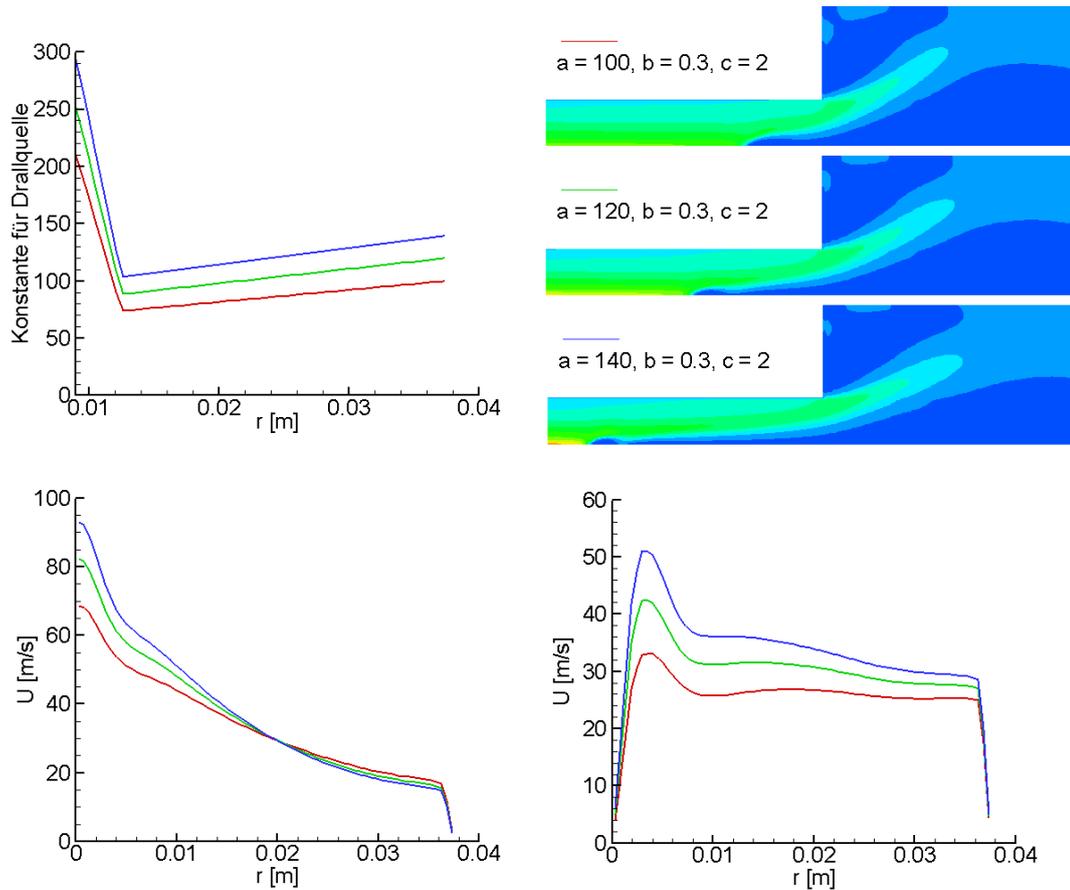


Abbildung 71: Einfluss der Konstante a und $c \neq 0$ in der Drallquelle auf das Strömungsfeld

stant gehalten. Um den Einfluss der Turbulenz auf die Drallströmung im Mischrohr darstellen zu können, wird nun der radiale Verlauf der tangentialen Volumenkraft konstant gehalten. In Abbildung 72 zeigen die oberen Grafiken zwei Verläufe der Schwankungsgeschwindigkeiten $\sqrt{u'u'}$ bzw. $\sqrt{w'w'}$ und der turbulenten Viskosität μ_t über die oben beschriebene Länge L .

Im Gegensatz zum ersten Fall (blaue Linien) mit den über L konstant gehaltenen Turbulenzgrößen fallen im zweiten Fall (rote Linien) die Verläufe der Turbulenzgrößen in Richtung Symmetrieachse ab. Die Turbulenzgrößen werden im Mischrohr stromab konvektiert, weshalb beide Fälle auch weiter stromab noch deutlich zu unterscheiden sind. Die veränderte Verteilung der Turbulenz beeinflusst das Strömungsfeld im starken Maße. Je höher die turbulente Viskosität im achsnahen Bereich ist, um so

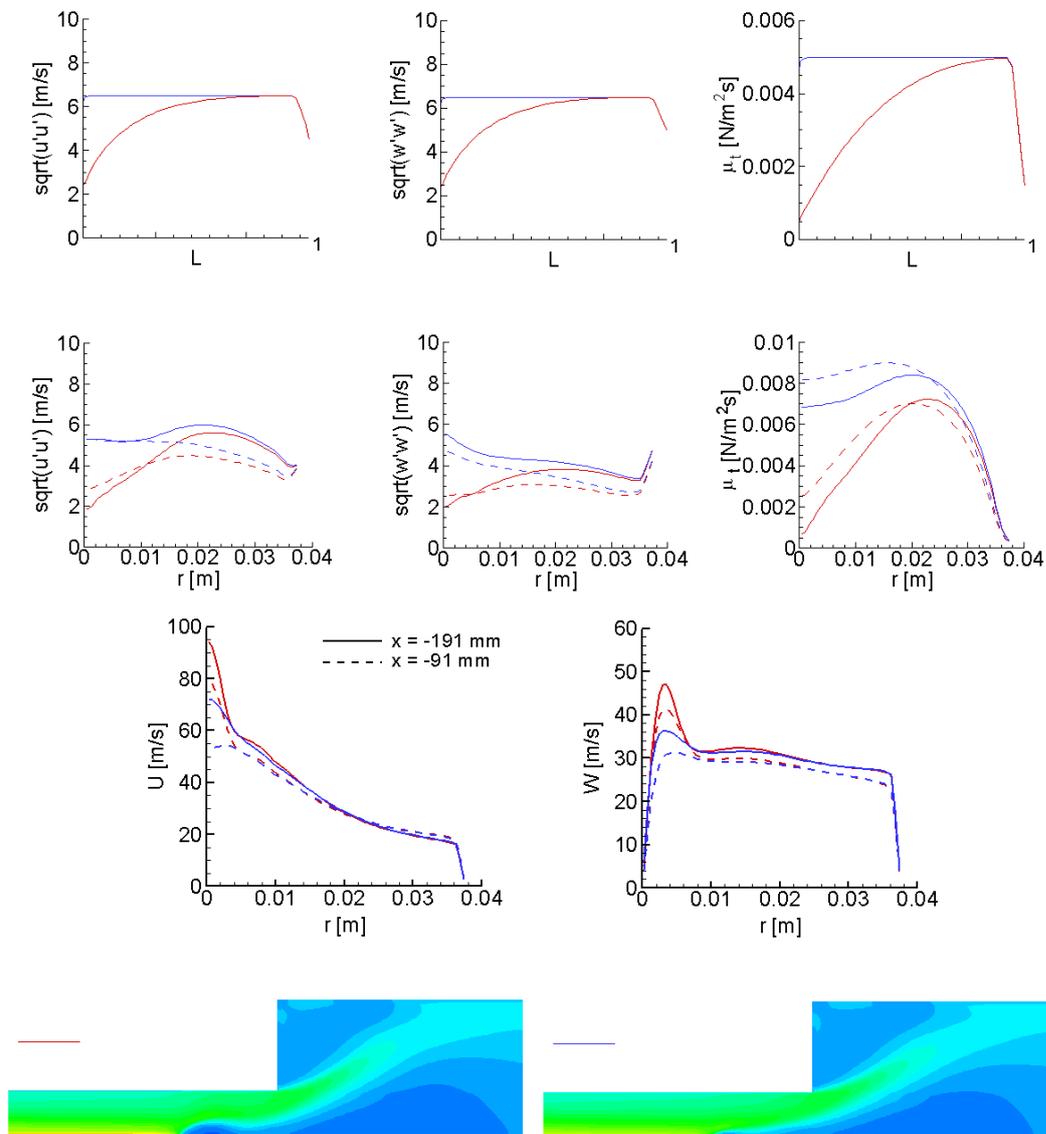


Abbildung 72: Einfluss der Turbulenz auf die Geschwindigkeitsprofile

stärker sind der Abbau bzw. die Umverteilung der Geschwindigkeitskomponenten. Gleichzeitig verkleinert sich die Rückströmblase deutlich.

6.2.7 Variationsmöglichkeiten mit den synthetischen Geschwindigkeitsprofilen

In den Kapiteln 6.2.4 - 6.2.6 wurde gezeigt, welche Einflüsse die radiale Verteilung der Volumenkräfte, die Turbulenzgrößen und das Gitter im

achsnahen Bereich auf die Strömung im Wirbelrohr und das Wirbelauflösen haben. Das Ziel war dabei, die vom konischen Drallerzeuger erzeugte Strömung möglichst genau nachzubilden. Nachfolgend werden nun die in Kapitel 6.2.2 hergeleiteten synthetischen Profile benutzt. Diese werden im Mischrohr stromauf vorgegeben, wobei die Parameter variiert werden. Im Wesentlichen ergeben sich die gleichen Sachverhalte wie in Kapitel 6.2.4 und 6.2.5 beschrieben, weshalb nur auf einige Besonderheiten eingegangen werden soll.

Zunächst wird die Erhöhung der Verdrallung untersucht, indem die konstant verlaufende tangential Geschwindigkeit außerhalb des Wirbelkerns angehoben wird. Gleichzeitig werden am Einlass die Turbulenzwerte verändert, um deren Einfluss auf die Rückströmblase überprüfen zu können. In Abbildung 73 wurden die theoretischen Geschwindigkeitsprofile am Einlass bei $x = -220$ mm mit einem Wirbelkern von $r_{wk} = 0.004$ m und einer Konstante des Festkörperwirbels von $C = 10000$ 1/s ermittelt (blaue Linie) und nur die tangential Geschwindigkeit um die Faktoren 1.05 (grüne Linie) und 1.1 (schwarze Linie) angehoben. Dazu wurden über die gesamte Mischrohrfläche eine konstante Intensität von 15% und zwei sehr unterschiedliche integrale Längenmaße von 0.005 m bzw. 0.00001 m gewählt.

In beiden Fällen bewirkt die Erhöhung der Verdrallung eine Verlagerung der Rückströmblase stromauf. Der Unterschied liegt in der Höhe der turbulenten Viskosität μ_t . Je höher sie ist, um so weniger bewegt sich die Rückströmblase stromauf. Da die Turbulenz offensichtlich einen großen Einfluss auf die Position der Rückströmblase hat, wird im nächsten Schritt deren Einfluss genauer beleuchtet. Dabei wurden aus Abbildung 73 die Geschwindigkeitsprofile mit den schwarzen Linien herausgegriffen, da hier die Unterschiede am deutlichsten sind. In den obersten Grafiken der Abbildung 74 sind die axialen und tangentialen Geschwindigkeitskomponenten am Einlass in das Mischrohr nochmals dargestellt. Nun wurde mit der über die gesamte Mischrohrfläche konstanten Intensität von 20% das integrale Längenmaß l_t über den Radius verändert.

Der Einfluss der Turbulenz auf die axialen bzw. tangentialen Geschwindigkeitskomponenten und die turbulente Viskosität ist deutlich. Insgesamt

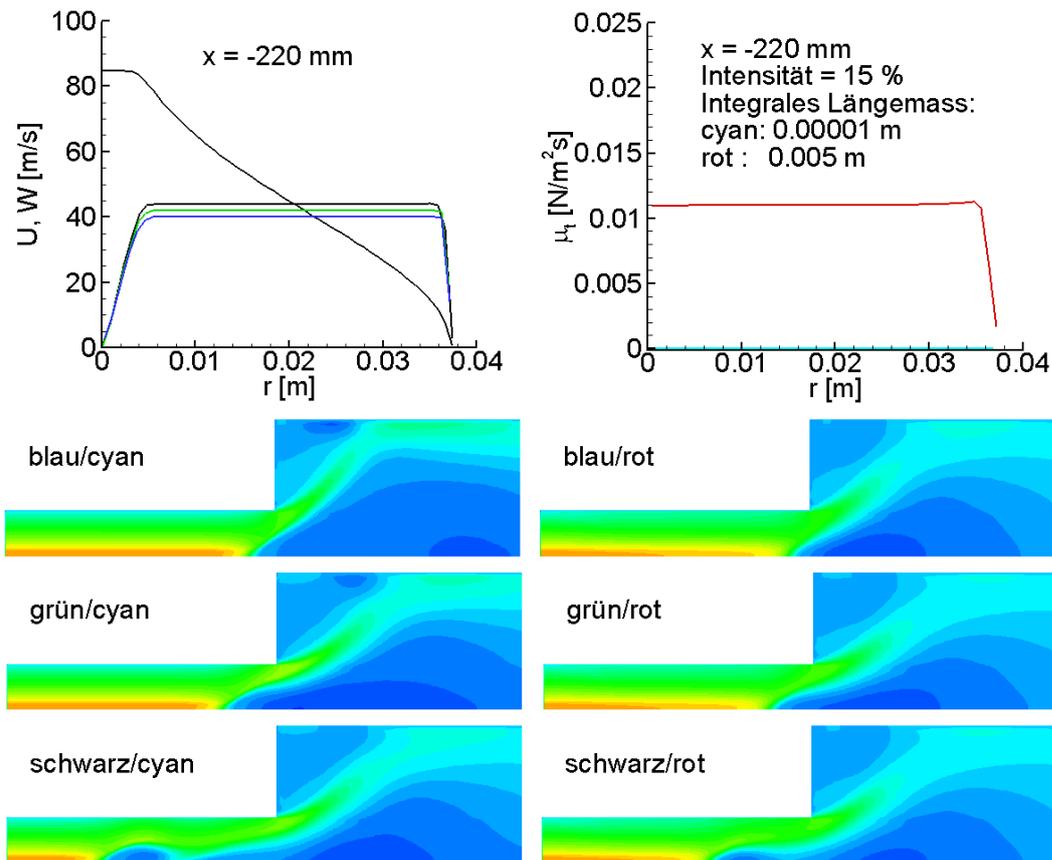


Abbildung 73: Einfluss der Turbulenz und der Verdrallung auf die Position der Rückströmblase bei $r_{wk} = 0.004$ m

gesehen baut die Erhöhung der turbulenten Viskosität μ_t die Geschwindigkeiten außerhalb des Wirbelkernbereichs ein wenig ab. Im Wirbelkern verringert sich der Gradient der tangentialen Geschwindigkeit. Bei einer niedrigen turbulenten Viskosität findet bei $x = -91$ mm bereits ein Wirbelaufplatzen statt. Die gezeigten Abweichungen der Geschwindigkeiten haben starke Auswirkungen auf die Position der Rückströmblase. Hier gilt, dass bei identischen Geschwindigkeitsprofilen am Einlass und gleichzeitigem Anstieg der turbulenten Viskosität im achsnahen Bereich die Rückströmblase stromab wandert.

Die Auswirkungen der Turbulenz bei einer Reduzierung des Wirbelkerns r_{wk} auf 0.002 m zeigt Abbildung 75. Die Ergebnisse sind weitgehend identisch zu Abb. 74. Im Wirbelkernbereich sind die Auswirkungen des Einflusses der Turbulenz auf das Strömungsfeld deutlicher ausgeprägt.

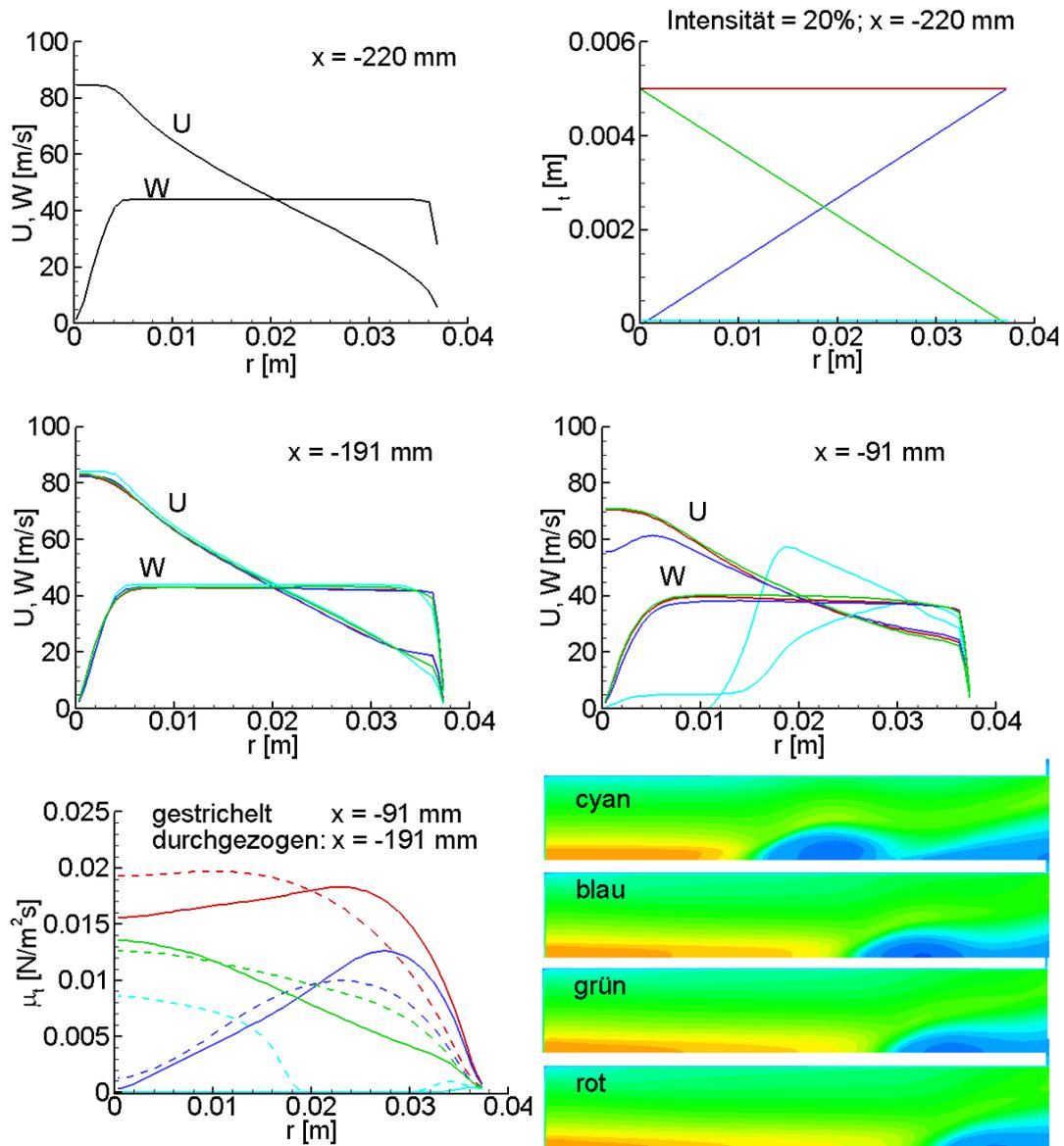


Abbildung 74: Einfluss der Turbulenz auf die Geschwindigkeitsprofile und Rückströmblase bei $r_{wk} = 0.004$ m

Interessant ist die Veränderung der theoretischen Geschwindigkeitsprofile im Wirbelkernbereich, die mit der Drallquelle nur schwierig zu erreichen ist. Die Auswirkung der Variation der axialen Geschwindigkeit bei konstanten tangentialen Geschwindigkeiten und Turbulenzgrößen zeigt Abbildung 76. Die Reduzierung der axialen Geschwindigkeit erfolgt auf der Achse und steigt linear bis zum Wirbelkernradius an. Mit dem Absinken der axialen Geschwindigkeit bewegt sich die Rückströmblase deutlich stromauf, was mit der Theorie von Hallett [50] (Abb. 17 aus Kap. 3.3.3)

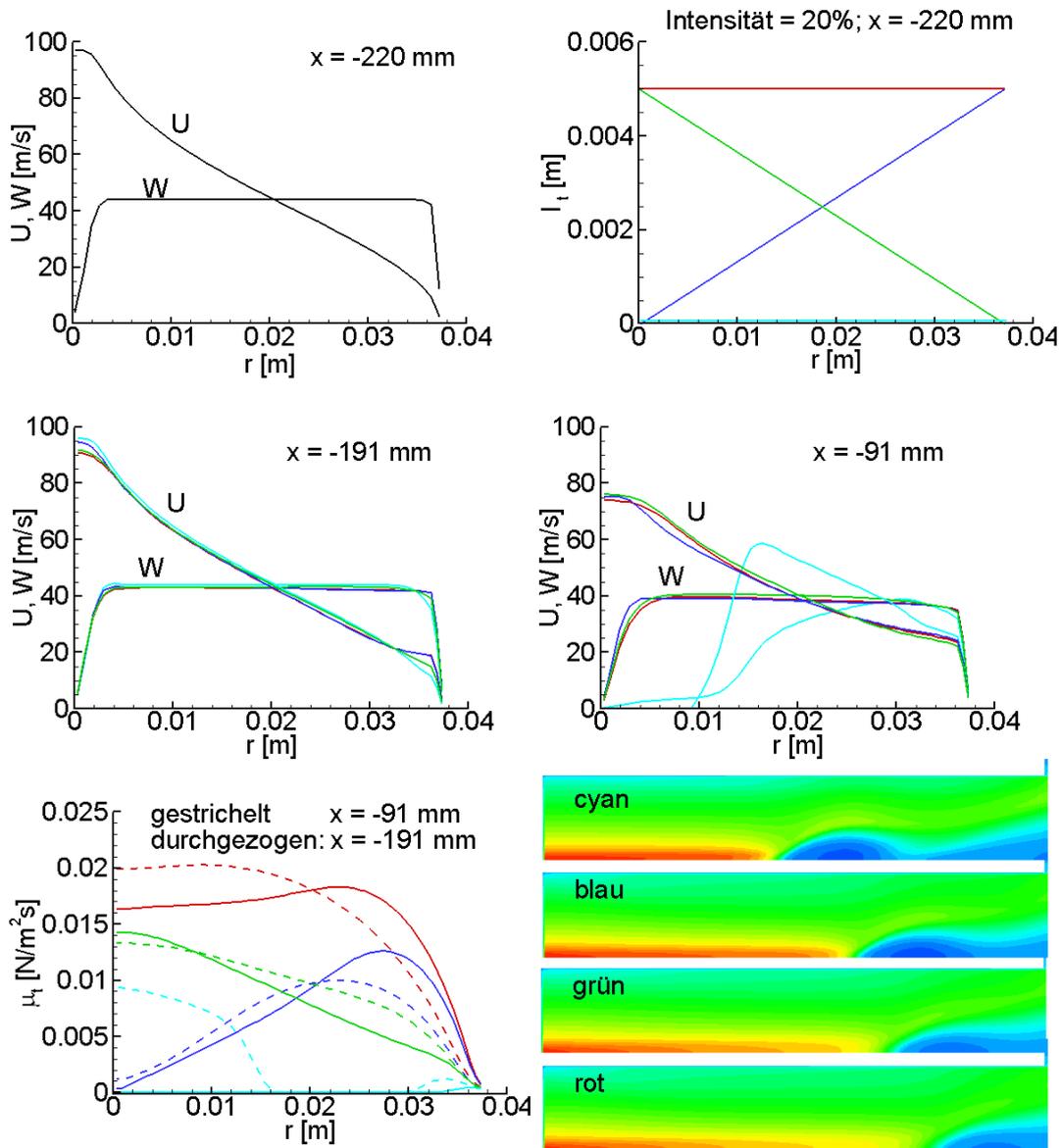


Abbildung 75: Einfluss der Turbulenz auf die Geschwindigkeitsprofile und Rückströmblase bei $r_{wk} = 0.002$ m

übereinstimmt.

6.2.8 Verhalten der Rückströmblase

In den vorherigen Abschnitten traten bei Veränderungen der Randbedingungen in der 3D-Geometrie und in den 2D-axialsymmetrischen Modellen starke axiale Verschiebungen der Rückströmblase auf. Hilfreich wäre,

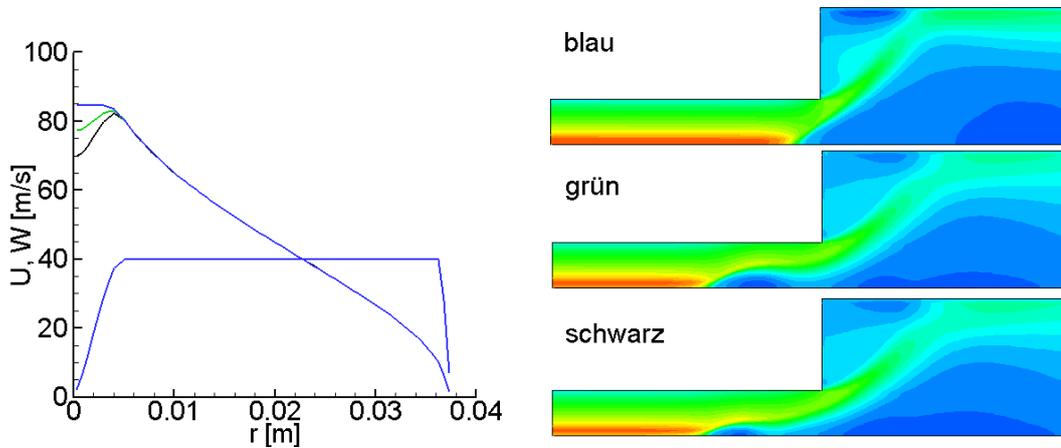


Abbildung 76: Einfluss des Verlaufs der axialen Geschwindigkeit im Wirbelkern auf die Position der Rückströmblase bei $r_{wk} = 0.004$ m

wenn der Trend der Verschiebung mit einer dimensionslosen Größe erfasst werden könnte. Dazu dient folgende Überlegung: Ausgehend von der Feststellung, dass die Veränderungen im achsnahen Bereich den größten Einfluss auf die Rückströmblase ausüben, wird die Differenz der Totaldrücke auf der Achse und am Eingang ($x = -220$ mm) in Wandnähe verwendet. Bezieht man diese auf den Staudruck mit der Dichte am Eingang ρ_{ein} und der über die Mischrohrquerschnittsfläche gemittelten Geschwindigkeit U_m , ergibt sich die gesuchte dimensionslose Größe. Abbildung 77 (Bild links) zeigt den Einfluss des Ringspaltmassenstroms m_{Rs} in der 3D-Geometrie (siehe Abb. 53 - 55) auf die dimensionslose Totaldruckdifferenz. In die Grafik wurden die Fälle mit höherem Massenstrom bzw. niedrigerer Temperatur am Eingang eingefügt (siehe Abb. 56).

Auf der Achse ist ein Totaldruckverlust gegenüber dem Totaldruck an der Wand am Eingang vorhanden. Stromab bis kurz vor die Rückströmblase steigt der Totaldruckverlust leicht an. In der Nähe des Staupunktes der Rückströmblase erhöht sich der Totaldruckverlust schlagartig bis zu einem maximalen Wert innerhalb der Rückströmblase. Von dort aus sinkt der Totaldruckverlust stark ab bis in die Brennkammer.

Mit Reduzierung des Ringspaltmassenstroms steigt der Totaldruckverlust auf der Achse stark an. Gleichzeitig verschiebt sich die Rückströmblase stromauf. Bei dem Ringspaltmassenstrom von 0.3 g/s ist die Rückströmblase außerhalb der Grafik (vgl. mit Abb. 54), sodass der hohe

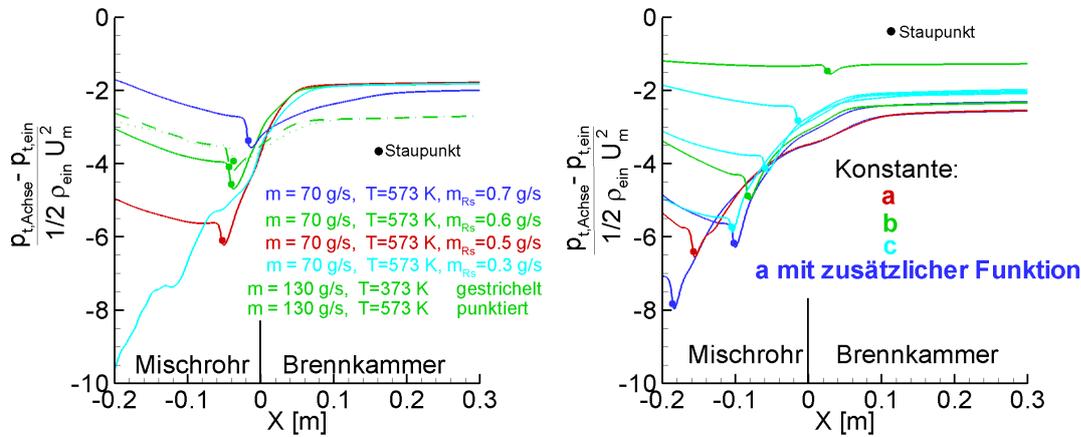


Abbildung 77: Position der Rückströmblase in Abhängigkeit der dimensionslosen Totaldruckdifferenz in der 3D-Geometrie (links) und im 2D-Modell mit Drallquelle (rechts)

Totaldruckverlust im Rückströmschlauch auftritt. Das gleiche Verhalten wurde auch beim 2D-Modell mit Drallquelle festgestellt (Abb. 77 Bild rechts), obwohl mit der Veränderung der Konstanten für die Drallquelle eine große Vielfalt an Strömungsprofilen entstand (siehe Abb. 68 - 71). Der Totaldruckverlust steigt auf der Achse, wenn der Wirbelkerndurchmesser kleiner und/oder die Verdrallung höher wird.

Interessant ist der Einfluss der turbulenten Viskosität auf die Position der Rückströmblase. In Abbildung 78 (Bild links) ist sichtbar, dass mit dem Anstieg der tangentialen Geschwindigkeit (aus Abb. 73) der Totaldruckverlust auf der Achse höher wird und die Rückströmblase sich stromauf verschiebt. Stromauf der Rückströmblase sind die Unterschiede des Totaldruckverlustes trotz unterschiedlicher Höhe der turbulenten Viskosität (siehe Abb. 73) bei gleicher tangentialer Geschwindigkeit gering. Im Staupunktbereich ist dieser aber bei hoher turbulenter Viskosität wesentlich höher als bei niedrigen turbulenten Viskositäten. Im Fall der weit im Mischrohr positionierten Rückströmblase (rote Linien) ist besonders auffällig, dass nicht allein die Verdrallung die Position der Rückströmblase vorgibt. Die Veränderung des radialen Verlaufs der turbulenten Viskosität bei konstant gehaltenen Geschwindigkeitsprofilen am Eingang (siehe Abb. 74) führt dazu, dass keine eindeutige Abhängigkeit zwischen der Position der Rückströmblase und dem Totaldruckverlust existiert (Abb. 78 Bild

rechts). Es ist aber erkennbar, dass durch die höhere turbulente Viskosität in Achsnähe die Rückströmblase weiter stromab liegt.

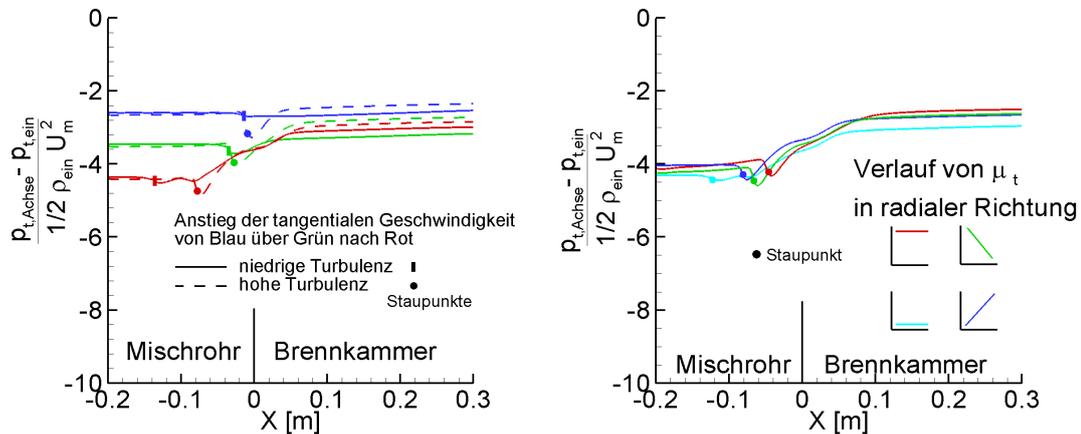


Abbildung 78: Position der Rückströmblase in Abhängigkeit der dimensionslosen Totaldruckdifferenz im 2D-Modell mit den theoretischen Profilen

Eine Abhängigkeit der Position der Rückströmblase zum dimensionslosen Totaldruckverlust ist nur erkennbar, wenn am Eingang in das Mischrohr ähnliche radiale Verläufe der turbulenten Viskosität vorliegen.

6.2.9 Zusammenfassung zur Reduzierung der dreidimensionalen Strömung auf ein axialsymmetrisches Problem

Die Simulation der aufplatzenden Drallströmung mit einem zweidimensionalen axialsymmetrischen Modell ist möglich, da durch die Reduzierung auf zwei Dimensionen die charakteristischen Merkmale der Drallströmung kaum beeinflusst werden. Die Drallströmung kann über

- festgehaltene Geschwindigkeitsprofile aus einer 3D-Simulation,
- festgehaltene synthetische Geschwindigkeitsprofile oder
- eine Drallquelle zur Beschreibung der Umlenkung der Strömung

erfolgen. Mit den letzten beiden aufgezeigten Möglichkeiten ist eine Vielfalt von ähnlichen Strömungsformen produzierbar, die es gestatten, die

Auswirkungen der radialen Geschwindigkeits- und der Turbulenzprofile auf die Drallströmung im Mischrohr und vor allem auf die Größe und die Position der Rückströmblase aufzuzeigen. Die wichtigsten Erkenntnisse sind:

- Die radialen Verläufe der Geschwindigkeitsprofile und der Turbulenz beeinflussen die Form der Rückströmblase.
- Geringe Veränderungen der Geschwindigkeitsprofile im Bereich des Wirbelkerns führen zu großen Verschiebungen der Position der Rückströmblase.
- Der Anstieg der turbulenten Viskosität im Bereich des Wirbelkerns dämpft die Verschiebung der Rückströmblase.
- Die Neigung zum Wirbelaufplatzen kann nicht mit der Drallzahl beschrieben werden, da die Strömungsbedingungen im verhältnismäßig schmalen Wirbelkern den größten Einfluss ausüben.

7 Numerische Simulation des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens

Im vorherigen Kapitel konnte aufgezeigt werden, dass sowohl die dreidimensionale Berechnung der verdrallten Strömung ohne Verbrennung die experimentellen Daten gut wiedergibt als auch eine Reduzierung der Simulation auf ein 2D-axialsymmetrisches Modell realisierbar ist. Somit sind die nächsten Schritte die Berechnung des Flammenrückschlags mit den in Kapitel 5.3 ausgewählten Verbrennungsmodellen und die Untersuchung der Wechselwirkung der Wärmefreisetzung mit der Drallströmung, die zu einem Flammenrückschlag führt. Zur Einführung werden vorab die simulierten Flammenrückschlagsresultate mit den in Kapitel 2 vorgestellten experimentellen Daten verglichen.

7.1 Vergleich der Ergebnisse mit den experimentellen Daten

Das obere Bild in Abbildung 79 zeigt eine stabile Flamme bei einer Luftzahl von 1.7, die in der 3D-Geometrie mit dem Verbrennungsmodell von Schmid numerisch ermittelt wurde. Die Randbedingungen stammen von der kalten Strömung (Abb. 47) mit einem Hauptmassenstrom von 70 g/s, einem Spaltmassenstrom von 0.5 g/s und einer Eingangstemperatur von 573 K. Bei Reduzierung der Luftzahl λ in $\Delta\lambda$ -Schritten von 0.1 propagiert die Flamme ab $\lambda = 1.2$ plötzlich gegen die hohe axiale Strömungsgeschwindigkeit (siehe Abb. 47 bzw. 53). Nach jedem Reduzierungsschritt lief die Simulation bis zu einer Konvergenz der Lösung. Das untere Bild in Abbildung 79 stellt einen Zwischenzustand der propagierenden Flamme bei $\lambda = 1.2$ dar.

Für diese instationäre Simulation mit einer schrittweisen Reduzierung der Luftzahl benötigten acht parallel geschaltete Computer einige Monate. Deshalb wurde für eine detaillierte Analyse des Flammenrückschlags die für die Strömung ohne Verbrennung erfolgreich durchgeführte Reduzierung auf ein 2D-axialsymmetrisches Modell verwendet. Abbildung

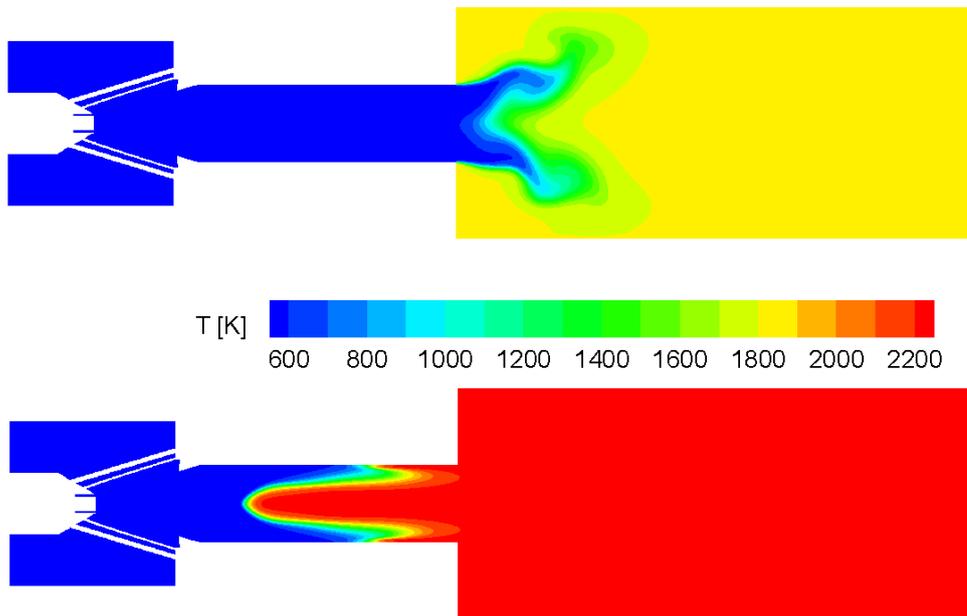


Abbildung 79: Temperaturfelder bei $\lambda = 1.7$ (oben) und $\lambda = 1.2$ (unten) im 3D Modell

80 stellt Temperaturfelder bei einer Reduzierung der Luftzahl von 1.5 auf 1.1 dar. Diese wurden in den 2D-axialsymmetrischen Modellen sowohl mit den aus der 3D-Simulation übernommenen festen Profilen (Geschwindigkeitskomponenten, Reynoldsspannungen und Dissipation) als auch mit der Drallquelle berechnet. Die Randbedingungen stammen wie bei der 3D-Simulation von den kalten Strömungsberechnungen (Abbildung 60).

Die Flamme propagiert wie im 3D-Modell unter einer kritischen Luftzahl stromauf durch das Mischrohr. In der 2D-axialsymmetrischen Simulation mit der Drallquelle propagiert die Flamme im Gegensatz zum Fall mit den festen Profilen am Eingang weiter in den Drallerzeuger. Dies kann in der Realität zur Zerstörung des Drallbrenners führen. Weiterhin wurde mit dem 2D-axialsymmetrischen Modell mit festen Profilen am Einlass eine Parameterstudie zu den von Kröner [73] experimentell festgestellten Flammenrückschlagsgrenzen durchgeführt. Dabei wurde der Massenstrom bei einer Eingangstemperatur von 673 K variiert bzw. die Eingangstemperatur bei einem Massenstrom von 70 g/s variiert (Abbildung 81). In der numerischen Parameterstudie wurde, wie oben beschrieben, bei konstanten Randbedingungen die Luftzahl in Schritten von $\Delta\lambda = 0.05$ reduziert.

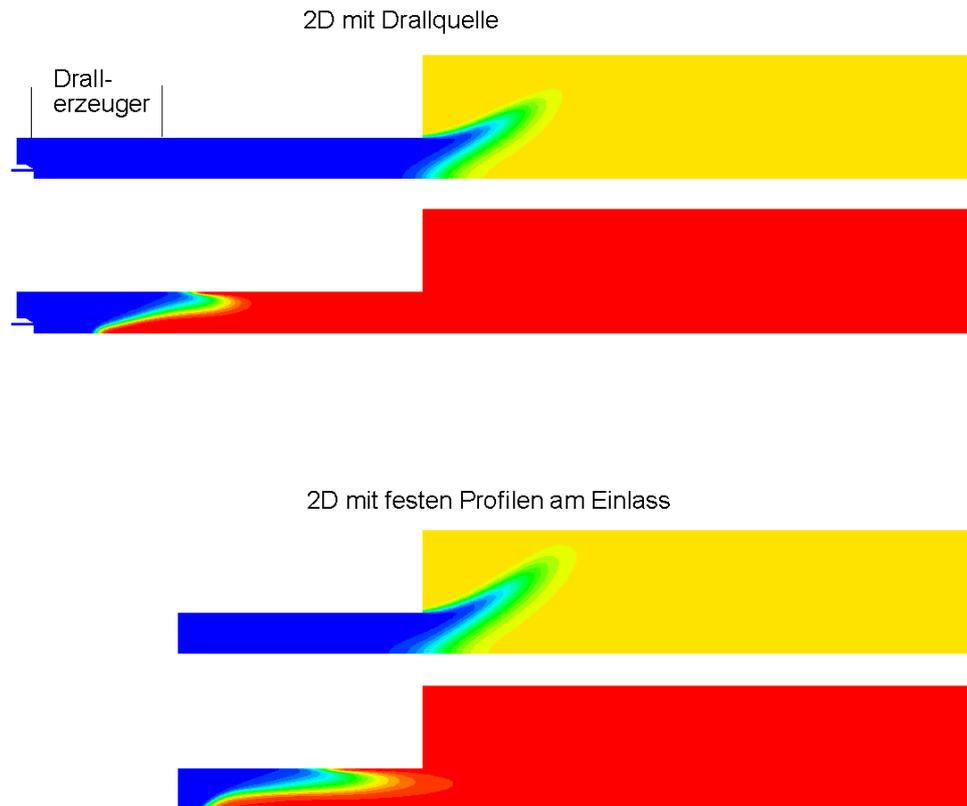


Abbildung 80: Temperaturfelder bei $\lambda = 1.5$ (oben) und 1.1 (unten) im 2D-axialsymmetrischen Modell

Als Kriterium für die kritische Grenze zum Flammenrückschlag wurde der Wert der Luftzahl gewählt, oberhalb dessen eine in das Mischrohr propagierende Flamme beobachtet wird.

Die experimentell ermittelten kritischen Luftzahlen für Methan stimmen mit den Rechenergebnissen sehr gut überein (Abb. 81). Mit Erhöhung der Eingangstemperatur bei konstantem Massenstrom verschiebt sich die Flammenrückschlagsgrenze zu höheren Luftzahlen. Außerdem verändert sich mit Erhöhung des Massenstroms die Flammenrückschlagsgrenze zu niedrigeren Luftzahlen. Die Kontur der durch das Mischrohr propagierenden Flamme ermittelte Fritz [40] mit Hochgeschwindigkeitsaufnahmen über das Eigenleuchten (Abb. 9). Diese wird in Abbildung 82 mit dem Temperaturfeld der numerisch berechneten propagierenden Flamme überlagert.

Die schwarze Konturlinie zeigt, wo die Axialgeschwindigkeit verschwin-

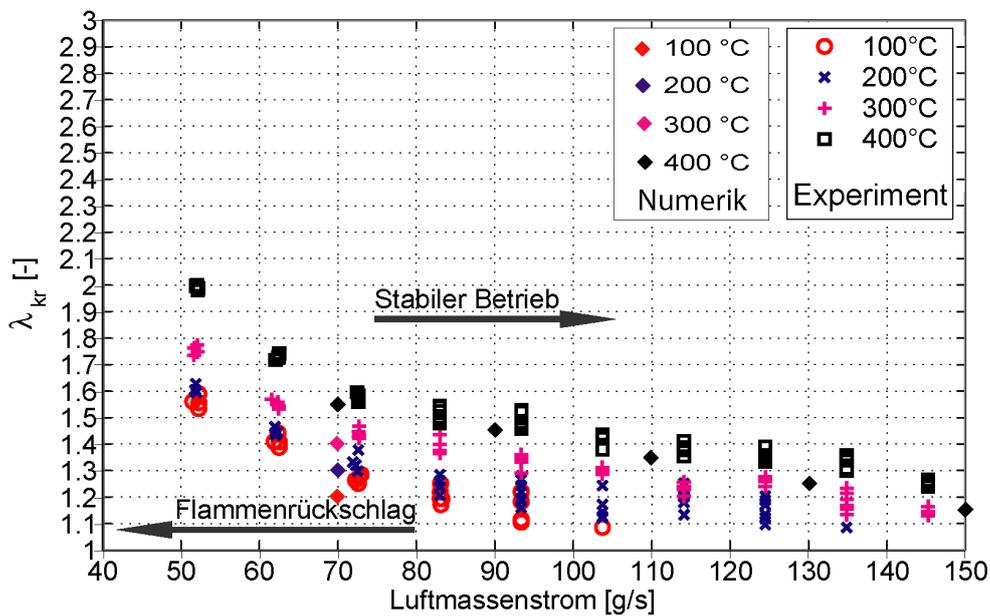


Abbildung 81: Kritische Luftzahlen für Methan bei Variierung von Massenstrom bzw. Eingangstemperatur

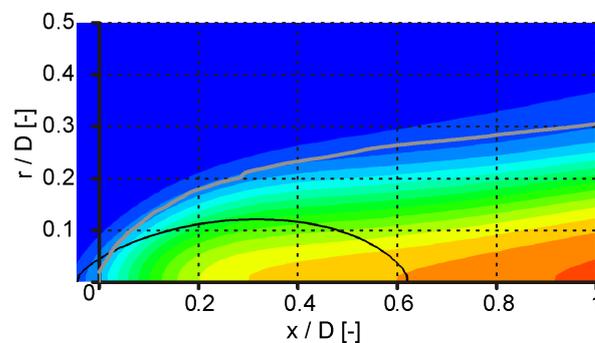


Abbildung 82: Vergleich der experimentell ermittelten Flammenkontur mit dem numerisch ermittelten Temperaturfeld einer propagierenden Flamme

det und bildet die Rückströmblase ab. Die Flammenspitze hinkt etwas hinter dem Staupunkt der Rückströmblase her. Die numerisch vorhergesagte Flammenform ist vergleichbar mit der experimentell ermittelten Flammenkontur, obwohl die Schwierigkeit besteht, die Flammenkontur aus dem Experiment einem definierten Temperaturniveau zuzuordnen.

Abbildung 83 zeigt die Verläufe der axialen und tangentialen Geschwin-

digkeitskomponenten im Bereich der Rückströmblase bei einer durch das Mischrohr propagierenden Flamme. Diese sind in axialer Richtung und parallel zu der Geometrieachse in den radialen Abständen von 0, 10, 20 und 30 mm aufgetragen.

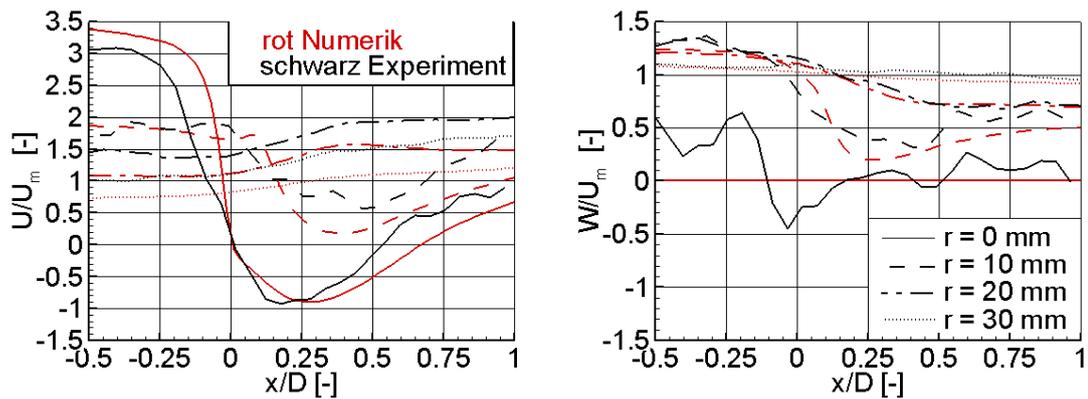


Abbildung 83: Geschwindigkeitsverläufe in axialer Richtung ($r = 0, 10, 20$ und 30 mm) im Rückströmblasenbereich während eines Flammenrückschlags

Wiederum ist eine sehr gute quantitative Übereinstimmung der Verläufe der axialen und tangentialen Geschwindigkeitskomponenten feststellbar. Nur bei der tangentialen Geschwindigkeitskomponente bei $r = 0$ mm ist in der numerischen Simulation keine Schwankung der Geschwindigkeit infolge der Bewegung des Wirbelkerns um die Achse vorhanden. Der Grund liegt in der 2D-axialsymmetrischen Simulation, die keine 3D-Effekte erfassen kann.

Alle Vergleiche mit den experimentellen Daten wurden mit den numerischen Ergebnissen aus dem 2D-axialsymmetrischen Modell durchgeführt. Die weitgehende Übereinstimmung zeigt, dass das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen auf ein zweidimensionales Phänomen reduziert werden kann. Zusätzlich deuten Vergleiche auf eine gute Wiedergabe der strömungsphysikalischen Mechanismen des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens durch das numerisch robuste Verbrennungsmodell von Schmid hin.

Im nächsten Kapitel erfolgt zunächst eine Analyse der in Kapitel 5.3 ausgewählten Verbrennungsmodelle. Dabei wird erklärt, warum das Verbrennungsmodell von Schmid am geeignetsten ist und deshalb bevorzugt verwendet wurde.

7.2 Vergleich der ausgewählten Verbrennungsmodelle

Das Eddy-Breakup Modell, die Verbrennungsmodelle von Zimont und Schmid sind Volumenreaktionsmodelle, die von drei unterschiedlichen Ansätzen ausgehen. Diese basieren auf

- einer Mischungskontrollierten Reaktion mit chemisch abhängiger Kontrolle der Verbrennung,
- der Vorgabe einer turbulenten Flammengeschwindigkeit und
- einer Serienschaltung von skalarer Dissipation und chemischer Reaktion mit nachfolgender Formulierung einer turbulenten Flammengeschwindigkeit.

Die Abbildungen 84 und 85 stellen die mit diesen Modellen ermittelten Temperaturverläufe bzw. Reaktionsraten bei unterschiedlichen Luftzahlen dar.

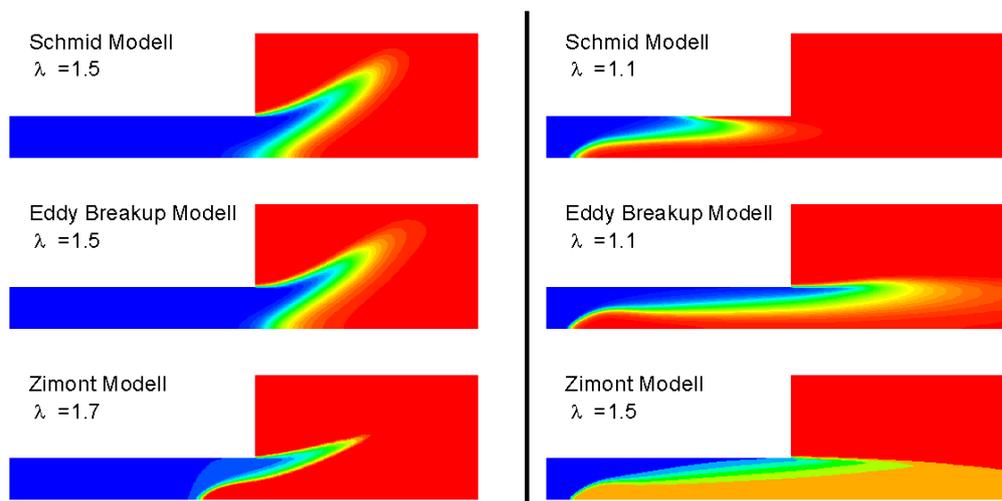


Abbildung 84: Temperaturverläufe der Modelle von Schmid bzw. Zimont und des Eddy-Breakup Modells im stabilen Zustand (links) und nach einem Flammenrückschlag (rechts)

Mit allen drei ausgewählten Verbrennungsmodellen sind trotz der unterschiedlichen Verläufe der chemischen Reaktionsraten und der Tempe-

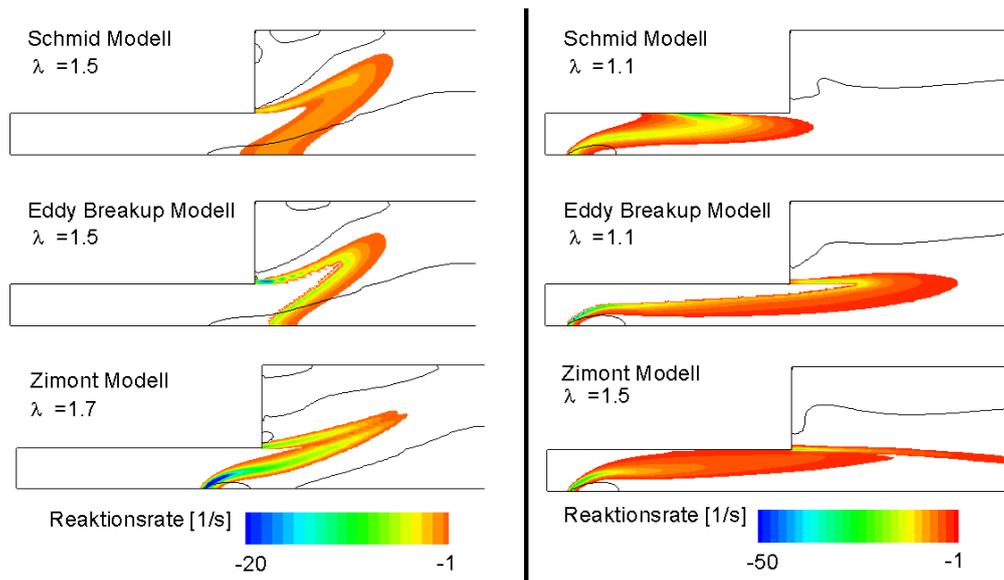


Abbildung 85: Reaktionsraten der Modelle von Schmid bzw. Zimont und des Eddy-Breakup Modells im stabilen Zustand (links) und nach einem Flammenrückschlag (rechts)

ratur Simulationen von Flammenrückschlägen möglich. Die entscheidende Frage ist aber, ob die Verbrennungsmodelle den Flammenrückschlag physikalisch richtig und insbesondere die experimentell ermittelten Flammenrückschlagsgrenzen präzise wiedergeben können. Aus diesem Grund werden die drei Verbrennungsmodelle auf der Basis des Verlaufs der Reaktionszone bzw. des Flammenlöschens diskutiert.

Kröner [73] und Fritz [40] stellten in ihren Arbeiten fest, dass die Verbrennung im Rückströmblasenbereich nicht vollständig abläuft und idealerweise von einem Rührkessel (chemisch limitierte Verbrennung) ausgegangen werden kann. Abbildung 86 zeigt in einer LIF-Aufnahme die Verteilung der OH-Radikale in der Rückströmblase. Die OH-Radikale gelten als Indikator zur Ortung der Flammenzone, da in der Hauptreaktionszone infolge der chemischen Umsetzung eine große Anzahl von OH-Radikalen auftritt.

In Übereinstimmung mit der in Kapitel 4.2 beschriebenen Klassifizierung der Wechselwirkung zwischen Turbulenz und chemischer Reaktion herrschen verdickte Flammenfronten bzw. Reaktionszonen wie in einem Rührkessel vor. Die mit dem Verbrennungsmodell von Schmid numerisch berechnete Flammenzone (Abb. 85) beschreibt am besten die experimentell

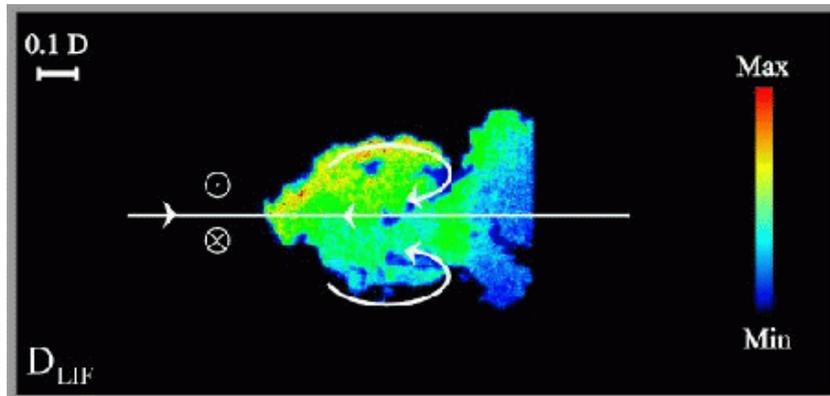


Abbildung 86: OH-Radikale in der Rückströmblase

dargestellte Flammenzone. Es berechnet im Vergleich zu den anderen Modellen die breiteste Flammenzone sowohl im stabilen als auch im zurückgeschlagenen Zustand. Außerdem ist die Reaktionsrate niedrig, was auf eine erschwerte chemische Umsetzung in der Rückströmblase und auf verdickte Flammenfronten bzw. ein Rührkesselverhalten hindeutet. Dagegen berechnen das Modell von Zimont bzw. das Eddy-Breakup Modell eine hohe chemische Umsetzung mit der Folge einer schmalen Reaktionszone insbesondere im Bereich der Rückströmblase. Beim Modell von Zimont führt diese Abweichung im Gegensatz zu den experimentellen Studien zu einem Flammenrückschlag bereits bei $\lambda = 1.5$.

Um die Entstehung der dünnen Reaktionszonen bei zwei der drei untersuchten Modelle zu erklären, werden die Verbrennungsmodelle in den nächsten Abschnitten analysiert.

7.2.1 Eddy-Breakup Modell

Bei der Vorhersage der Reaktionszone mit dem Eddy-Breakup Modell ist von der unverbrannten Seite aus gesehen eine scharfe Linie der Reaktionszone mit gleichmäßiger Dicke und Höhe der Umsetzung erkennbar. Sie entsteht durch den in Kapitel 5.3.3 beschriebenen sprunghaften Wechsel vom unverbrannten in den reaktiven Zustand mittels einer vorgegebenen globalen kritischen Damköhlerzahl. Im unverbrannten Zustand ist das chemische Zeitmaß im gesamten Strömungsfeld aufgrund der homogenen Brennstoff-Luft-Mischung konstant. Folglich ist das turbulente Zeitmaß

an der gesamten vordersten Reaktionsfront identisch. Da der Quellterm des Eddy-Breakup Modells im Grundkonstrukt nur von der Umkehrfunktion des turbulenten Zeitmaßes abhängt, führt dies anfänglich zu einer gleichmäßigen chemischen Umsetzung an der gesamten vorderen Flammenfront. Zusätzlich geht der chemische Einfluss nicht quantitativ richtig in die Verbrennung ein, da beim Unterschreiten der kritischen Damköhlerzahl der Quellterm einfach auf Null gesetzt wird. Innerhalb der Flamme wird in den Gebieten mit größeren Damköhlerzahlen als der kritischen die Reaktion nur vom turbulenten Zeitmaß gesteuert. Dies kann insbesondere in Bereichen mit hoher Scherung zu unphysikalisch hohen Reaktionsraten führen, da dieser Vorgang quasi den Übergang zwischen der mischungslimitierten Verbrennung (gewellte bzw. gefaltete Flammenfronten) und der chemisch limitierten Verbrennung (Rührkessel) im Grenzbereich zum Flammenlöschen darstellt. Dabei wird der dazwischenliegende Effekt der aufgebrochenen, verdickten Flammenfronten ignoriert. Somit können bei einem komplexen Verbrennungssystem die in der Flammenzone örtlich unterschiedlichen Wechselwirkungen zwischen Turbulenz und chemischer Reaktion mit diesem Verfahren nicht korrekt beschrieben werden. Zusätzliche Schwierigkeiten bereitet die analytische Erfassung eines chemischen Selbstzündungszeitmaßes für einen großen Temperatur- bzw. Luftzahlbereich, um den chemischen Einfluss im Bereich des Flammenlöschens genau wiederzugeben. Die Folge ist ein ungenauer Verlauf der Reaktionsfront.

Abgesehen von der beschriebenen Problematik zur Berechnung der Reaktionsrate hat das Modell den Vorteil eines freien Parameters (s. Gleichung (129)), der zur Steuerung der Berechnung der Flammenrückschlagsgrenzen eingesetzt werden kann. Eine Möglichkeit zur Abschätzung der Höhe der kritischen Damköhlerzahl ist die Verknüpfung der Damköhlerzahl mit der von Kröner [73] formulierten dimensionslosen Konstante C_{quench} (Gleichung (3) in Kap. 2.3). Über C_{quench} ermittelte Kröner einen kritischen Wert, bei dem ein Flammenrückschlag in einer Drallströmung durch Quenching verhindert wird. Dieser Effekt führt zum Flammenlöschen in der Rückströmblase. Die Damköhlerzahl ist definiert als

$$Da = \frac{\tau_t}{\tau_c} \quad . \quad (126)$$

In diese Gleichung fügen wir das turbulente Zeitmaß

$$\tau_t = \frac{l_t}{u'} \quad (127)$$

und die Schwankungsgeschwindigkeit u' als Produkt aus der Turbulenzintensität I und der über die Mischrohrquerschnittsfläche gemittelten Geschwindigkeit U_m

$$u' = IU_m \quad (128)$$

ein und kombinieren sie mit Gleichung 3. Damit erhalten wir die Verknüpfung mit der lokalen Damköhlerzahl

$$Da = \frac{l_t}{D} \frac{1}{I} \frac{1}{C_{quench}} \quad (129)$$

Für $Da < Da_{krit}$ findet Flammenlöchen innerhalb der Rückströmblase statt. Generell problematisch ist die Anwendung dieses Verbrennungsmodells immer dann, wenn neue Konfigurationen untersucht werden sollen, was ja der eigentliche Zweck der Simulation ist. Der Grund liegt in der von der geometrischen Form eines Drallbrenners abhängigen kritischen Konstante C_{quench} . Für deren Ermittlung sind vorab einige Experimente notwendig.

7.2.2 Modelle von Zimont und Schmid

Die Quellterme q der Modelle von Schmid und Zimont basieren auf analytischen Formulierungen der turbulenten Flammengeschwindigkeiten U_t :

$$\begin{aligned} q_{Zimont} &= U_{t,Zimont} \rho_{ein} |\nabla \tilde{c}| \\ q_{Schmid} &= \frac{U_{t,Schmid}^2}{u' l_{int}} \rho_{ein} c(1-c) Y_{Br} \end{aligned} \quad (130)$$

mit

$$\begin{aligned}
 U_{t,Zimont} &= Au'(Da_t)^{1/4} \\
 U_{t,Schmid} &= S_L + u'(1 + Da_t^{-2})^{-1/4} \quad .
 \end{aligned}
 \tag{131}$$

Da die Modelle einen großen Bereich im Borghidiagramm (Abb. 24) erfassen sollen, wurde deren Verhalten in den Grenzfällen der unendlich schnellen Chemie ($Da \gg 1$) und insbesondere auch der langsamen Chemie ($Da \ll 1$ mit $u' \gg S_L$) untersucht.

Im Grenzfall der unendlich schnellen Chemie ist das chemische Zeitmaß der Reaktion wesentlich kleiner als das Turbulenzzeitmaß. Somit ist die Damköhlerzahl $Da_t \gg 1$ und repräsentiert im Borghidiagramm (Abb. 24) die gewellten bzw. gefalteten Flammenfronten. Für die turbulenten Flammengeschwindigkeiten beider Modelle gilt:

$$\begin{aligned}
 U_{t,Zimont} &= Au'(Da_t)^{1/4} \\
 U_{t,Schmid} &= S_L + u'
 \end{aligned}
 \tag{132}$$

Im Gegensatz zur turbulenten Flammengeschwindigkeit von Schmid mit der direkten Abhängigkeit von der Schwankungsgeschwindigkeit u' ist die turbulente Flammengeschwindigkeit von Zimont zusätzlich proportional zum integralen Längenmaß l_{int} . Bei Annahme von $u' \approx S_L$ und $l_{int} \gg \delta_L$, entsprechend der waagrechten Linie im Borghidiagramm (Abb. 24), kann die turbulente Flammengeschwindigkeit bei weiterer Vergrößerung des integralen Längenmaßes nicht ansteigen. Die Flamme ist hier nur leicht gewellt und die kleinsten Wirbel mit dem kolmogorovschen Längenmaß greifen nicht in die Reaktionszone ein, da diese wesentlich größer als die Flammendicke sind. Daher wird die Flammenausbreitung schwerpunktmäßig von der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit gesteuert. Diese physikalische Interpretation widerspricht der analytischen Formulierung der turbulenten Flammengeschwindigkeit von Zimont. Bei Betrachtung der chemischen Umsatzrate verhält sich das Modell von Zimont direkt proportional zur turbulenten Flammengeschwindigkeit. Gleichzeitig bewegt sich das Modell von Schmid in Richtung eines Eddy-Breakup Modells mit der mischungskontrollierten Verbrennung:

$$q_{Schmid} = \left(\frac{S_L}{u'} + 1 \right)^2 \frac{u'}{l_{int}} \rho_{ein} c (1 - c) Y_{Br} \quad . \quad (133)$$

Eine langsame chemische Umsetzung ($Da_t \ll 1$ und $u' \gg S_L$) führt hier im Borghidiagramm (Abb. 24) zu einem Rührkesselverhalten mit rein chemisch gesteuertem Umsatz. In diesem Grenzfall lauten die analytischen Formulierungen der turbulenten Flammengeschwindigkeiten:

$$\begin{aligned} U_{t,Zimont} &= Au'(Da_t)^{1/4} \\ U_{t,Schmid} &= S_L + u'Da_t^{1/2} \quad . \end{aligned} \quad (134)$$

Die von Zimont formulierte turbulente Flammengeschwindigkeit ist bei langsamer Chemie und hoher Turbulenz wesentlich höher als die von Schmid. Bei konstant hoher Schwankungsgeschwindigkeit mit gleichzeitiger Verringerung des integralen Längenmaßes verschwindet die turbulente Flammengeschwindigkeit von Zimont. Dagegen bewegt sich die von Schmid analytisch formulierte turbulente Flammengeschwindigkeit in Richtung der laminaren Flammengeschwindigkeit. Auch die chemische Umsatzungsrate des Modells von Zimont verschwindet wie die turbulente Flammengeschwindigkeit. Die von Schmid wird dagegen durch

$$q_{Schmid} = \frac{1}{\tau_c} \rho_{ein} c (1 - c) Y_{Br} \quad (135)$$

beschrieben. Der Umsatz wird hier rein chemisch kontrolliert.

Die oben aufgezeigten Schwierigkeiten des Modells von Zimont für die Grenzfälle verdeutlichen, dass das Modell speziell für aufgebrochene, verdickte bzw. gefaltete Flammenfronten erstellt wurde. Schmid [117] erreicht mit seinem Modell eine Übereinstimmung zu den in der Literatur hergeleiteten theoretischen Beziehungen auf Basis des Borghidiagramms. Schmid simulierte eine ganze Reihe von in der Literatur beschriebenen Experimenten und bewies eine breite Anwendbarkeit seines Modells fast im gesamten Borghidiagramm. Zum Vergleich der turbulenten Flammengeschwindigkeiten beider Modelle sind in Abb. 87 einige Ergebnisse aus

der Originalarbeit [117] aufgetragen. Eindeutig beschreibt der mit dem Modell von Schmid (durchgezogene Linie) vorhergesagte Verlauf der turbulenten Flammengeschwindigkeit die experimentellen Messpunkte mit den Fehlertoleranzen besser als der mit dem Modell von Zimont ermittelte Verlauf (punktirierte Linie).

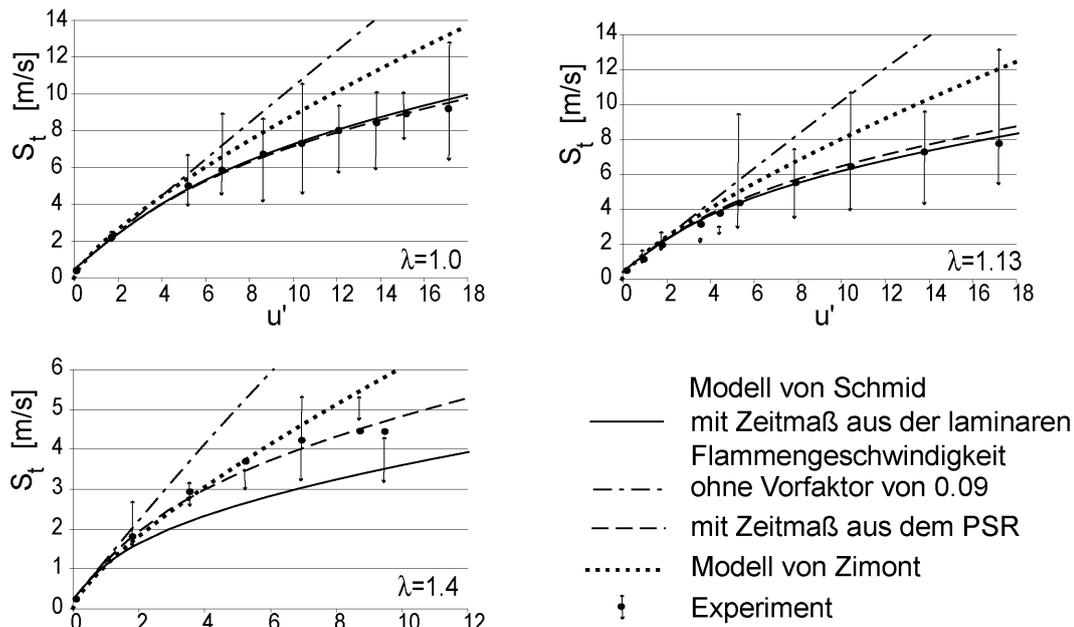


Abbildung 87: Vergleich der turbulenten Flammengeschwindigkeit der Modelle von Zimont und Schmid mit experimentellen Daten [117] für Methan

Das Modell von Zimont ergibt eine zu hohe turbulente Flammengeschwindigkeit, die zu einer hohen chemischen Umsetzung führt. Aus diesem Grund führt das Modell, wie in Abbildung 84 bereits gezeigt wurde, zu einem Flammenrückschlag bei einer zu hohen Luftzahl. Das Problem liegt in der Begrenzung des Modells auf den Bereich der aufgebrochenen, verdickten Flammenfronten. Um mit dem Modell von Zimont auch Bereiche außerhalb dieses Regimes erfassen zu können, kommt der Streckungsfaktor G (Gl. (93)) zum Tragen. Der Streckungsfaktor wurde in dieser Arbeit in den durchgeführten Simulationen jedoch nicht angewandt, da die Ermittlung eines kritischen Geschwindigkeitsgradienten g_{cr} große Schwierigkeiten bereitete. Dieser kann zum Beispiel durch die Simulation von Gegenstromflammen bestimmt werden (Programmpaket RUN1DL [110]). Bei kontinuierlicher Erhöhung der Massenströme und des daraus resultierenden Geschwindigkeitsgradienten erlischt die Flamme plötzlich und

man erhält g_{cr} an dieser Grenze. Der kritische Geschwindigkeitsgradient ist jedoch stark vom Reaktionsschema abhängig, wie Beispielrechnungen mit unterschiedlichen Mechanismen (GRI 1.2 [39], GRI 3.0 [126] oder Warnatz [142]) zeigten. Deshalb konnte der Streckungsfaktor nicht eindeutig quantifiziert werden. Brandt [16] untersuchte diese Problematik ausführlich und bestätigte diese Schwierigkeiten. Zimont [150] wiederum erwähnt eine Abhängigkeit des kritischen Geschwindigkeitsgradienten für unterschiedliche Anwendungsfälle. Dieser empfiehlt für Berechnungen in der industriellen Anwendung ein „Tunen“ des kritischen Geschwindigkeitsgradienten, bis die mit dem Verbrennungsmodell berechneten Ergebnisse mit den experimentellen Daten übereinstimmen. Damit geht aber die Fähigkeit der Simulation zur Vorhersage sensitiver strömungsmechanischer Effekte weitgehend verloren.

7.2.3 Berechnung des chemischen Zeitmaßes

Im Abschnitt 7.2.1 wurde eine Verknüpfung der Damköhlerzahl mit der von Kröner hergeleiteten dimensionslosen Konstante C_{quench} formuliert. Die Wahl von C_{quench} hat einen starken Einfluss auf die Vorhersage der Rückschlagsgrenzen. Die wichtigste Forderung ist somit eine genaue Vorgabe des in der Damköhlerzahl vorkommenden chemischen Zeitmaßes. Ein Ziel ist daher die Untersuchung der korrekten Wiedergabe des im Modell von Schmid vorkommenden chemischen Zeitmaßes. Schmid erfasst die Auswirkung unterschiedlicher Brennstoffzusammensetzungen auf das chemische Zeitmaß über den Faktor C_W (Kap. 5.3.2). Kröner [73] zeigte aber, dass das von Schmid vorgeschlagene chemische Zeitmaß $\tau_c = a/(S_L^2 C_W^2)$ nicht dazu geeignet ist, seine Daten mit ausreichender Genauigkeit zu korrelieren. Bessere Ergebnisse erreichte er durch chemische Zeitmaße, die über das Modell des Rührkessels aus dem Programmpaket CHEMKIN II [66] ermittelt wurden. Um die Auswirkungen der beiden chemischen Zeitmaße auf die turbulente Flammengeschwindigkeit aus dem Modell von Schmid zu überprüfen, wurde letztere mit den in Abb. 87 gezeigten experimentell ermittelten Werten verglichen. Bei der Ermittlung der turbulenten Flammengeschwindigkeit mit den aus dem Rührkessel berechneten chemischen Zeitmaßen wurde die von Kröner [73] angelegte Datenbank

der chemischen Zeitmaße in Abhängigkeit von Eingangstemperatur, Luftzahl und Druck verwendet. Dabei wurde zur einfacheren Handhabung der Interpolation zwischen den komplexen Kurvenscharen eine algebraische Gleichung unter Anwendung der Evolutionsstrategie von Rechenberg [108] formuliert. In Abbildung 87 ist der mit dem chemischen Zeitmaß aus dem Rührkessel ermittelte Verlauf der turbulenten Flammengeschwindigkeit (gestrichelte Linien) zusätzlich eingezeichnet. Bei der Variation der Luftzahl λ sind erhebliche Verbesserungen sichtbar.

Dieses Ergebnis verdeutlicht, dass für die präzise Erfassung der Interaktion der chemischen Reaktion mit der Turbulenz eine genaue Wiedergabe des chemischen Zeitmaßes angestrebt werden sollte. Andererseits scheint die einfache Formulierung von Schmid den Anforderungen zu genügen, da die in Kapitel 7.1 dargestellten numerischen Ergebnisse mit der experimentellen Messung quantitativ sehr gut übereinstimmen.

7.2.4 Vergleich der Damköhlerzahlen

Die Damköhlerzahlen der drei Verbrennungsmodelle können nicht direkt miteinander verglichen werden, da sie von unterschiedlichen Zeitmaßansätzen ausgehen:

Eddy-Breakup Modell	Modell von Zimont	Modell von Schmid
$\frac{k}{\varepsilon \tau_{ch}}$	$0.247 \frac{k S_L^2}{\varepsilon a}$	$\frac{0.09k}{4.96\varepsilon} \frac{S_L^2}{C_W^2 a_o}$

Tabelle 1: Formulierung der Damköhlerzahl in den Verbrennungsmodellen

Ein Vergleich der Formulierungen von Zimont und Schmid zeigt, dass sich die Damköhlerzahlen für Methan um den Faktor 19.6 unterscheiden. In der Damköhlerzahl von Schmid berücksichtigten manche Autoren wie zum Beispiel Liakos [81], Lipatnikov [82] und Pieringer [101] den Vorfaktor von 0.09 nicht, was zu einer erhöhten turbulenten Flammengeschwindigkeit und einer „aggressiveren“ chemischen Umsetzung führt. In Abbildung 87 sind die Verläufe der turbulenten Flammengeschwindigkeit mit (durchgezogene Linie) und ohne (strichpunktierte Linie) Vorfaktor von 0.09 dargestellt. Ein Vergleich beider Kurven macht die Bedeutung

der korrekten Wiedergabe der Modelle deutlich.

7.2.5 Zusammenfassung

Das Modell von Schmid wurde für die Berechnung des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens ausgewählt, da

- keine Anpassung von Konstanten an die jeweiligen Experimente erforderlich ist,
- die Ermittlung der chemischen Stoffdaten schnell bzw. einfach ist,
- der chemische Einfluss auf die Verbrennung gut wiedergegeben wird und
- das Verbrennungsmodell einen großen Bereich des Borghidiagramms physikalisch am besten erfasst.

Da das Modell von Schmid die Rückschlagsgrenzen quantitativ sehr gut wiedergibt, ist davon auszugehen, dass auch die Wechselwirkungen zwischen Turbulenz und chemischer Reaktion angemessen erfasst werden. Damit scheint der Ansatz auch zur genauen Analyse der Mechanismen, die zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens führen, geeignet zu sein.

7.3 Analyse des verbrennungsinduzierten Flammenrückschlags

In den früheren experimentellen Studien (Fritz [40], Kröner [73]) stellte sich heraus, dass die Drallströmungen hinsichtlich ihrer Flammenrückschlagsneigung in zwei Klassen unterschieden werden müssen:

- Flammenrückschlagssichere Drallströmung (Fall 1)
- Drallströmung mit Flammenrückschlag bei Reduzierung der Luftzahl (Fall 2)

In der numerischen Simulation bildet das 2D-axialsymmetrische Modell unter Verwendung des in FLUENT [57] vorhandenen Reynoldsspannungsmodells und des Verbrennungsmodells von Schmid (Kap. 5.3.2) die Basis zur Untersuchung der Mechanismen für das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen. Für die Unterscheidung in Fall 1 und Fall 2 wurden zwei nahezu identische Drallströmungen erzeugt. Die einzige Veränderung am Eingang in das Mischrohr ist die Erhöhung der tangentialen Geschwindigkeit im achsnahen Bereich um 5 % bei Fall 2. Dieser ist in Abbildung 88 mit einer roten Linie markiert. Um eine realitätsnahe radiale Turbulenzverteilung zu erhalten, erfolgt eine Anpassung an den mit der 3D-Geometrie berechneten Verlauf der Turbulenz (Abb. 55). Dazu wird am Eingang in das Mischrohr eine von der Symmetrieachse aus radial linear ansteigende turbulente Viskosität μ_t verwendet. Beide Drallströmungen zeigen ähnliche Verläufe der axialen Geschwindigkeit. In Fall 2 liegt die Rückströmblase aufgrund der höheren Verdrallung im achsnahen Bereich etwas tiefer im Mischrohr.

Die Verbrennung bei der Luftzahl $\lambda = 1.5$ führt in beiden Fällen zu einer stabilen Flamme mit einer nahezu identischen Flammenzone (obere Bilder der Temperaturverteilung in Abb. 89). Die Position der Rückströmblase (schwarze Konturlinie) wird von der Wärmefreisetzung kaum beeinflusst. Von diesem Zustand aus wird in beiden Drallströmungen die Intensität der Verbrennung durch die schrittweise Reduzierung der Luftzahl λ erhöht. Die Temperaturfelder für Fall 1 bzw. Fall 2 sind auf der linken bzw. rechten Seite der Abbildung 89 zu sehen.

Bei der Reduzierung der Luftzahl von 1.5 auf 1.0 steigt die Temperatur in der Brennkammer. Dies führt in Fall 1 zu einer kürzeren und kompakteren Flamme mit einer schmälere Flammenzone, die weiterhin stabil in der Brennkammer bleibt. In Fall 2 verhält sich die Flamme ähnlich wie in Fall 1, mit dem Unterschied der Ablösung einer kleinen Rückströmblase von der Rückströmzone bei $\lambda = 1.2$. Diese bewegt sich weiter in das Mischrohr zu einer neuen Gleichgewichtslage. Bei einer weiteren Reduzierung von λ auf 1.1 bricht das Gleichgewicht zusammen und die kleine Blase wandert auf der Achse stromauf gegen die hohe axiale Strömung. Die minimale Veränderung der tangentialen Geschwindigkeit bewirkt also ein völlig unterschiedliches Verhalten beider Drallströmungen bei Verrin-

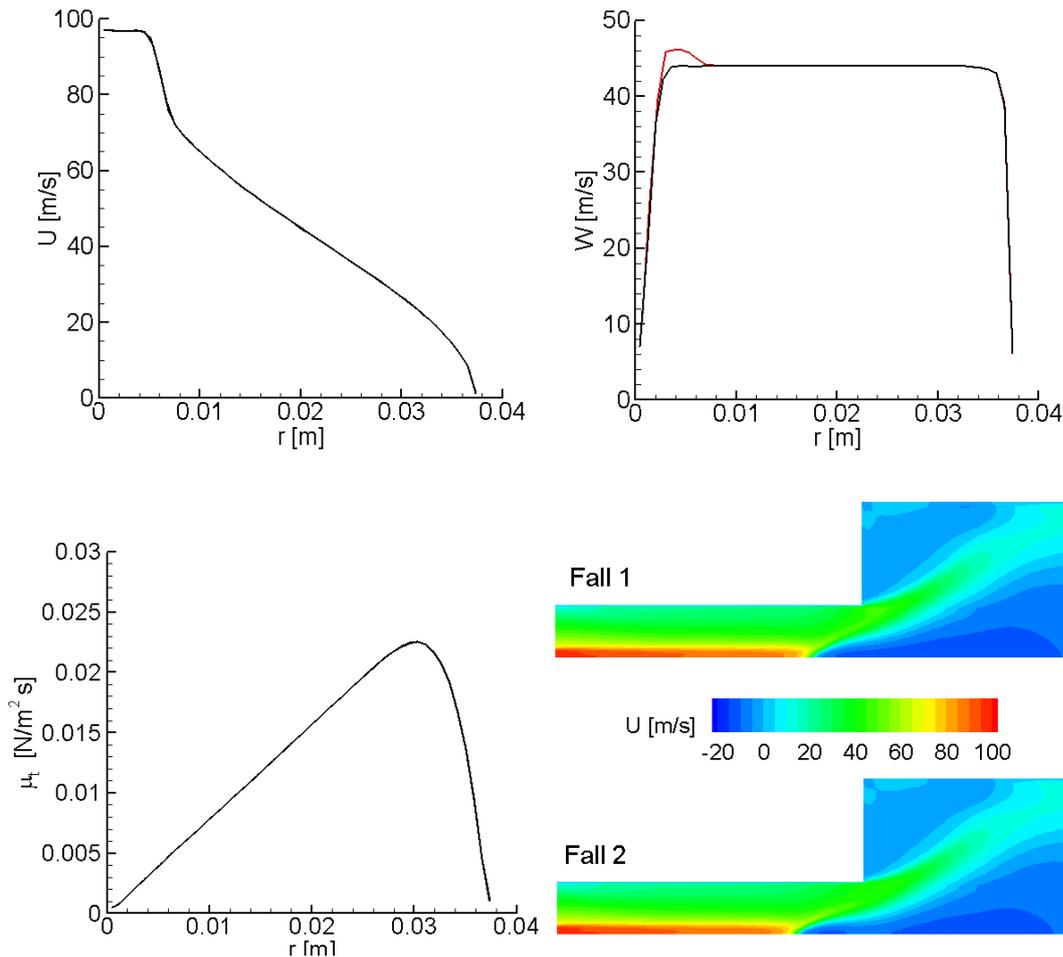


Abbildung 88: Theoretische Geschwindigkeitsprofile und turbulente Viskosität am Eingang (schwarz: Fall 1, rot: Fall 2); Verlauf der axialen Geschwindigkeit

gerung der Luftzahl. Nun stellt sich die Frage, warum die Flamme in Fall 2 im Gegensatz zu Fall 1 gegen die hohe axiale Strömung propagieren kann. In den nächsten Abschnitten werden die Mechanismen, die einen Flammenrückschlag einleiten bzw. verhindern, schrittweise aus den numerischen Ergebnissen herausgefiltert.

7.3.1 Strömungsfeld

In diesem Abschnitt wird das Verhalten der Drallströmung im Mischrohr und im Bereich der Rückströmblase bei Absenkung der Luftzahl analysiert. Gleichzeitig werden die Ursachen für das unterschiedliche Verhalten

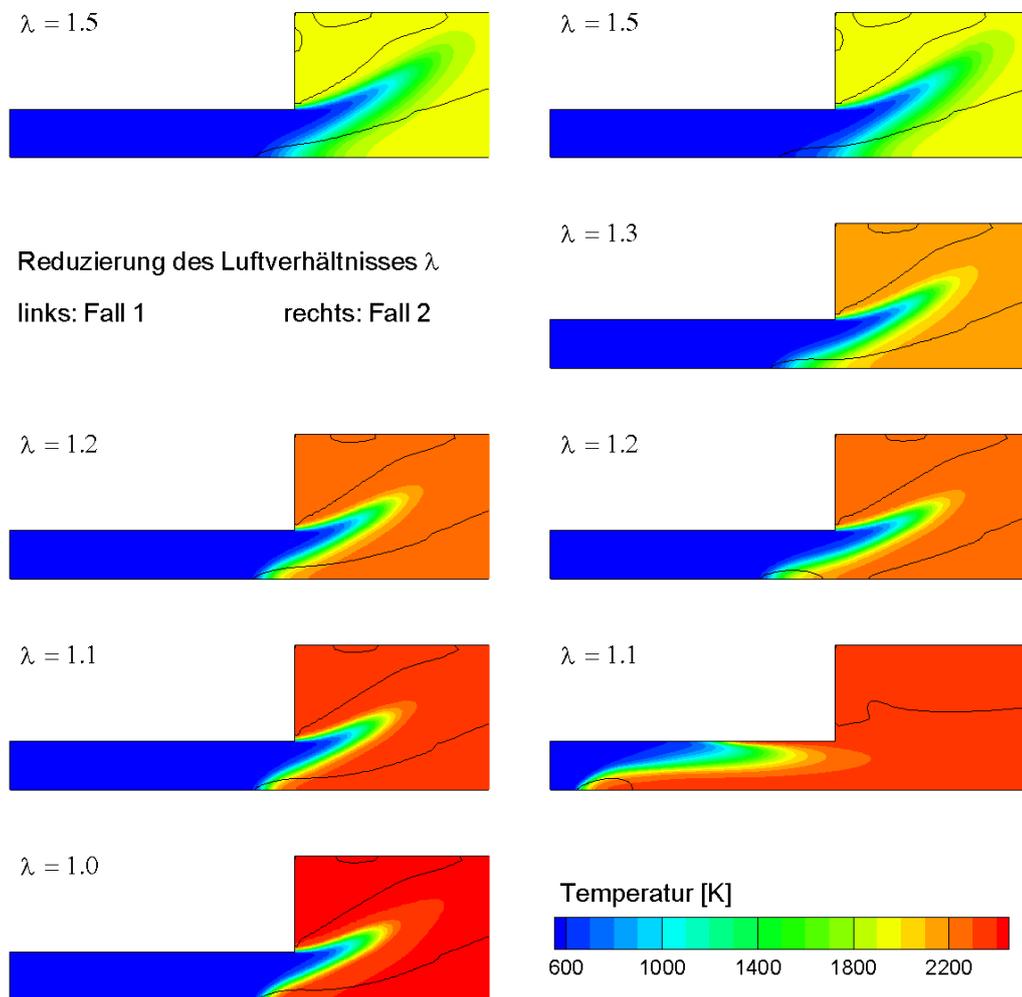


Abbildung 89: Temperaturfelder bei Veränderung der Luftzahl λ ; links: Fall 1, rechts: Fall 2

zwischen Fall 1 und Fall 2 aufgezeigt.

Strömung im Mischrohr

Die erste Untersuchung gilt der Strömung im Mischrohr stromauf der Rückströmblase. Dort stellt sich die Frage, ob die Absenkung der Luftzahl das Strömungsfeld beeinflusst und dadurch einen Flammenrückschlag herbeiführt. Dazu werden die wichtigsten die Strömung beschreibenden Größen wie der Druck p , die axialen bzw. tangentialen Geschwindigkeitskomponenten U bzw. W und die turbulente Viskosität μ_t an den axialen

Positionen von -191 mm, -91 mm und -66 mm in Abhängigkeit vom Radius r und der Luftzahl λ aufgetragen (Abb. 90 und 91). Für einen Vergleich dieser Größen zwischen Fall 1 und Fall 2 werden die Verläufe bei $\lambda = 1.5$ an den axialen Positionen bei -191 mm und -66 mm in Abb. 92 gemeinsam dargestellt.

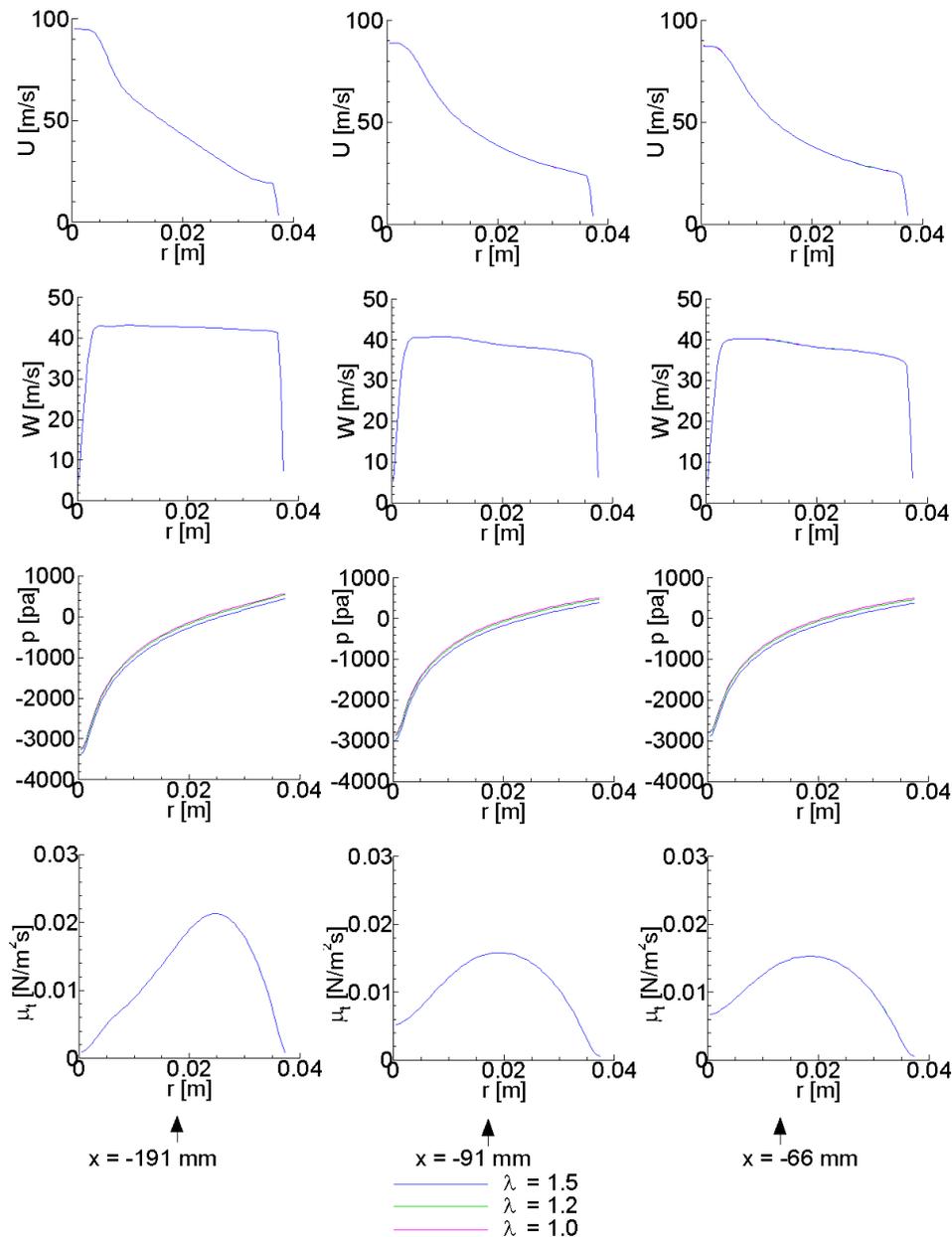


Abbildung 90: Strömungsgrößen in radialer Richtung bei $x = -66 \text{ mm}$, -91 mm und -191 mm für Fall 1 bei $\lambda = 1.5$, 1.2 und 1.0

In Fall 2 herrscht im achsnahen Bereich an beiden Positionen ein niedrige-

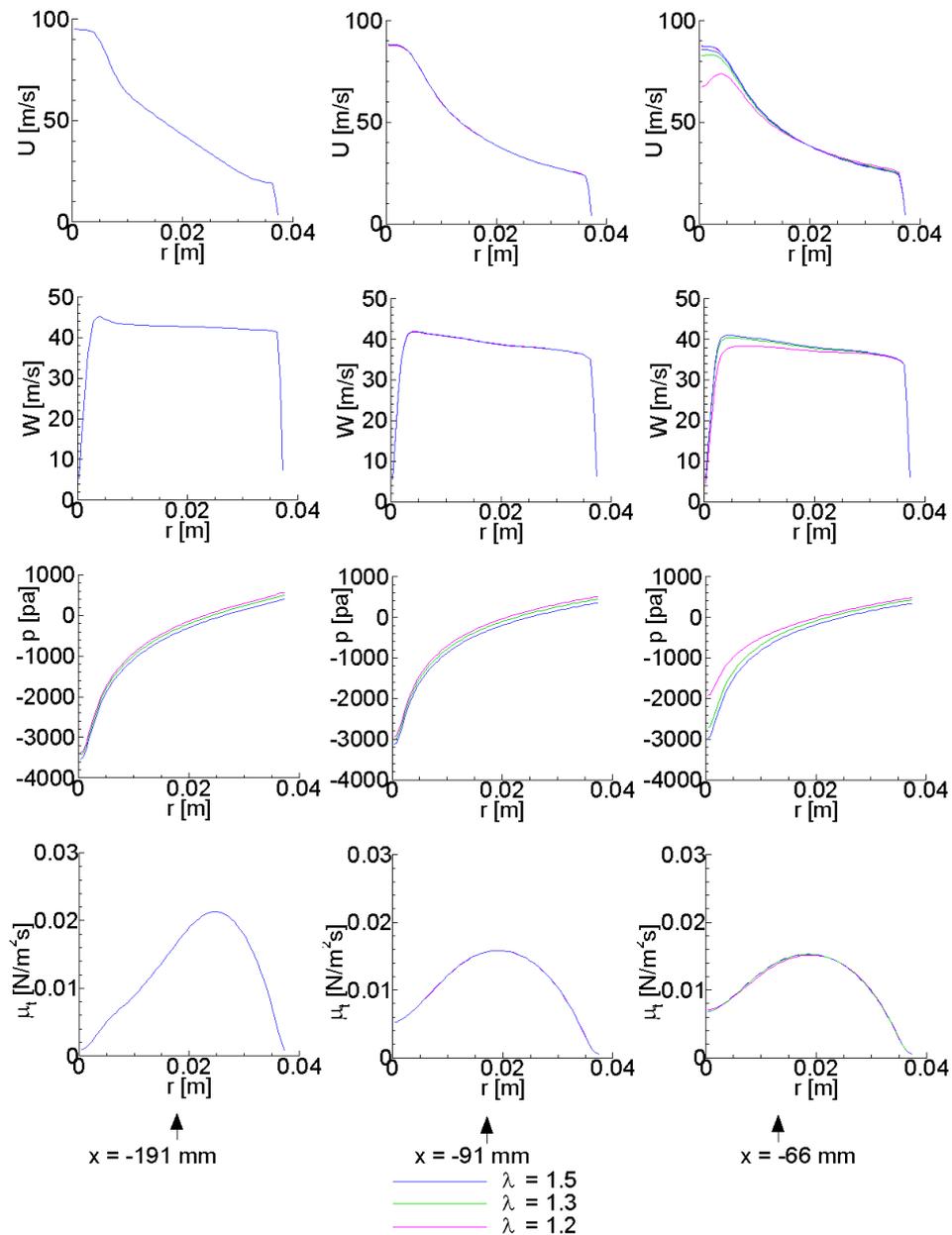


Abbildung 91: Strömungsgrößen in radialer Richtung bei $x = -66 \text{ mm}$, -91 mm und -191 mm für Fall 2 bei $\lambda = 1.5$, 1.3 und 1.2

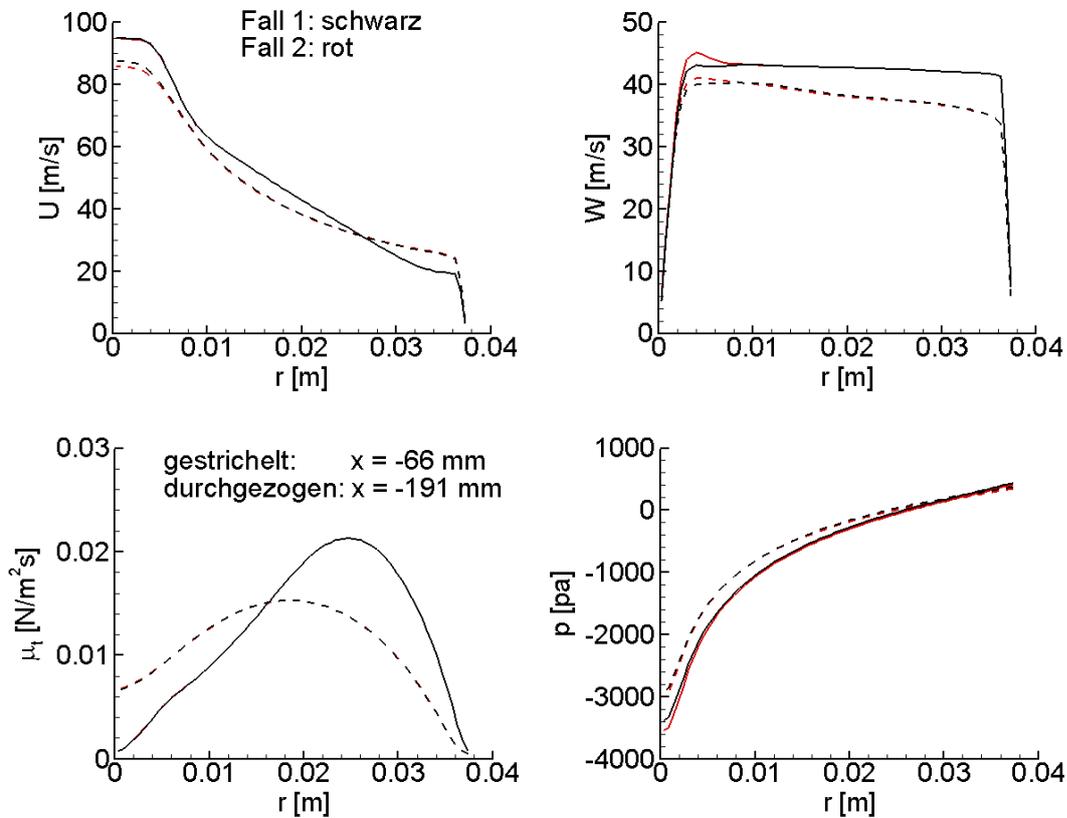


Abbildung 92: Strömungsgrößen in radialer Richtung bei $x = -66$ mm (gestrichelt) und -191 mm (durchgezogen) für Fall 1 (schwarz) und Fall 2 (rot) bei $\lambda = 1.5$

rer Druck, der durch die erhöhte tangential Geschwindigkeit verursacht wird. Außerdem ist bei $x = -66$ mm das Maximum der axialen Geschwindigkeit etwas geringer als in Fall 1. In den übrigen Bereichen sind beide Drallströmungen identisch.

Die Abbildungen 90 und 91 verdeutlichen die Veränderung der Strömungsgrößen bei einer Reduzierung der Luftzahl λ . Sowohl in Fall 1 als auch in Fall 2 erhöht sich der statische Druck mit Reduzierung der Luftzahl λ . In Fall 1 treten keine Veränderungen in den Verläufen der Geschwindigkeiten und der turbulenten Viskosität auf. Dagegen verringern sich in Fall 2 bei $x = -66$ mm im achsnahen Bereich die Geschwindigkeitsprofile bei gleichzeitig starker Erhöhung des Unterdrucks. Der Grund dafür liegt im Stromaufwandern der Rückströmblase. Bei $\lambda = 1.5$ liegt der Staupunkt der Rückströmblase bei $x = -43$ mm. Dieser wan-

dert mit Reduzierung der Luftzahl auf $\lambda = 1.3$ bzw. $\lambda = 1.2$ nach $x \approx -50$ mm bzw. $x \approx -58$ mm. Vor dem Staupunkt der Rückströmblase wird die Strömung umgelenkt, sodass sich bei $x = -66$ mm die radialen Verläufe der Strömungsgrößen verändern. Dies zeigt, dass die Bewegung der Rückströmblase stromauf nur das Strömungsfeld in der Nähe des Staupunktes beeinflusst.

In Kapitel 6.2.8 konnten einige Trends zur Positionierung der Rückströmblase in unterschiedlichen Drallströmungen herausgearbeitet werden. In Drallströmungen ohne Verbrennung verschiebt sich die Rückströmblase stromauf, wenn der dimensionslose Totaldruckverlust auf der Achse im Mischrohr ansteigt. Den Verlauf des dimensionslosen Totaldruckverlustes entlang der Achse bei unterschiedlichen Luftzahlen zeigt Abbildung 93.

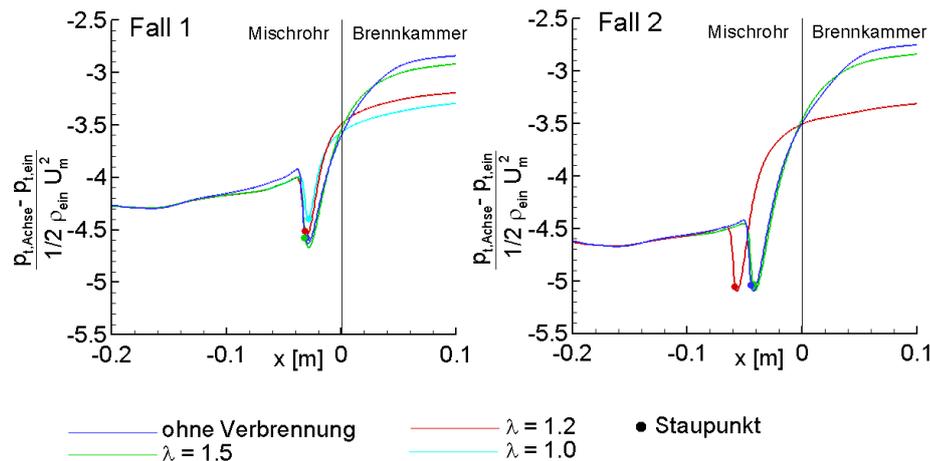


Abbildung 93: Totaldruckverteilung auf der Achse in Fall 1 und Fall 2 bei verschiedenen Luftzahlen

In Fall 2 ist der dimensionslose Totaldruckverlust höher als in Fall 1 und die Rückströmblase ist weiter stromauf im Mischrohr positioniert. Die Reduzierung der Luftzahl hat, wie in den Abbildungen 90 und 91 bereits gezeigt, keinen Einfluss auf den Verlauf des Totaldruckverlustes stromauf der Rückströmblase. Interessanterweise sinkt nur in Fall 1 der dimensionslose Totaldruckverlust in der Rückströmblase mit Erhöhung der Wärme-freisetzung. Dagegen verschiebt sich die Rückströmblase in Fall 2 bei konstantem dimensionslosen Totaldruckverlust stromauf. Bei Absenkung der Luftzahl ergibt sich darüber hinaus in beiden Fällen ein deutlicher An-

stieg des dimensionslosen Totaldruckverlustes in der Brennkammer.

Mit der minimal höheren Verdrallung im achsnahen Bereich und dem daraus resultierenden niedrigeren Druck bzw. höheren dimensionslosen Totaldruckverlust auf der Achse ist die Neigung zu einem Flammenrückschlag offensichtlich höher. Die Mechanismen, die zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens führen, müssen im Bereich der Rückströmblase zu finden sein, da das Strömungsfeld weiter stromauf von der Verbrennung nicht beeinflusst wird.

Strömung im Rückströmblasenbereich

Zur Veranschaulichung der Wechselwirkung der Verbrennung mit dem Strömungsfeld im Bereich der Rückströmblase werden die Staupunkte in den Ursprung des Koordinatensystems verschoben (Abb. 94).

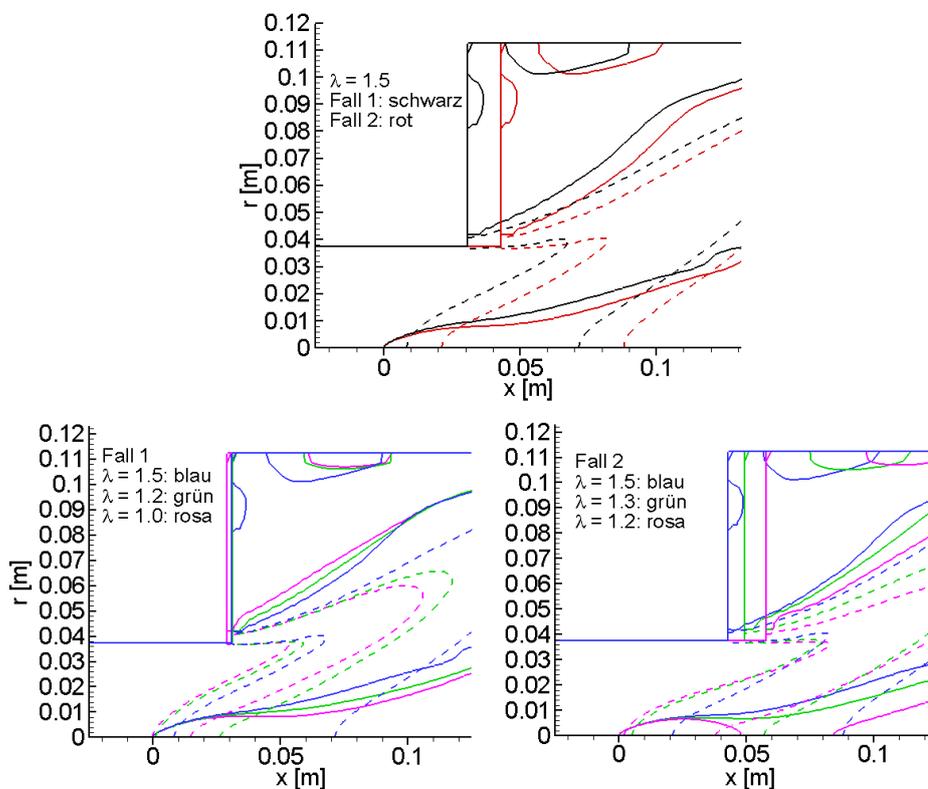


Abbildung 94: Form der Rückströmblase (durchgezogene Linie) und Ausdehnung der Flammenzone (gestrichelte Linien) bei Veränderung von λ für Fall 1 und Fall 2

In der oberen Grafik der Abbildung 94 sieht man, dass die Rückströmblase (durchgezogene Konturlinien) in Fall 2 aufgrund der höheren Verdrallung im achsnahen Bereich um zirka 12 mm tiefer im Mischrohr liegt. Die Ausdehnung der Flammenzone ist durch gestrichelte Konturlinien (5% und 90% der Temperaturerhöhung) sichtbar gemacht. In beiden Fällen ist bei $\lambda = 1.5$ die Dicke der Flammenzone nahezu identisch. In Fall 1 liegt die Flammenzone aber näher am Staupunkt als in Fall 2. Dies deutet in Fall 2 auf eine erschwerte chemische Umsetzung in der Spitze der Rückströmblase hin. Bei Absenkung der Luftzahl bis auf zirka $\lambda = 1.3$ verschiebt sich die vordere Front der Flammenzone (5%-Linie) zum Staupunkt. Sie verändert sich kaum noch bei einer weiteren Absenkung. Dagegen wandert die hintere Front der Flammenzone (90%-Linie) bei Reduzierung der Luftzahl kontinuierlich stromauf. Folglich verringert sich die Ausdehnung der Flammenzone. Interessanterweise bleibt die Form der Spitze der Rückströmblase in beiden Fällen identisch trotz der Veränderung der Flammenzone und der Erhöhung der Temperatur. Sogar die zusätzliche Verschiebung der Rückströmblase bei $\lambda = 1.2$ in Fall 2 hat keinen Einfluss auf die Spitze der Rückströmblase. Nur die weiter stromab liegenden Bereiche der Rückströmblasen verändern sich in beiden Fällen mit Absenkung der Luftzahl. Der Grund dafür ist die steigende Volumenausdehnung. Sie führt in Fall 2 bei $\lambda = 1.2$ sogar zu einer Abtrennung einer neuen, kleinen geschlossenen Rückströmblase von der ursprünglichen Rückströmblase. Das zeigt, dass der Mechanismus zur Einleitung des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens in der Flammenzone liegt. Die Veränderung der Flammenzone hängt mit der Wechselwirkung zwischen der Turbulenz und der chemischen Umsetzung zusammen. Diese wird in den nächsten Abschnitten genauer betrachtet.

Turbulente Flammengeschwindigkeit im Rückströmblasenbereich

Aus der Wechselwirkung der Turbulenz mit der chemischen Reaktion entwickelt sich die turbulente Flammengeschwindigkeit. Im Normalfall propagiert die Flamme gegen die Strömung, wenn die turbulente Flammengeschwindigkeit größer als die Strömungsgeschwindigkeit ist. Abbildung

95 zeigt für beide Fälle die mit dem Verbrennungsmodell von Schmid ermittelten turbulenten Flammengeschwindigkeiten bei unterschiedlichen Luftzahlen. In Fall 2 repräsentieren sie die Zustände vor bzw. nach dem Propagieren der Rückströmblase durch das Mischrohr. Die im Mischrohr vorhandenen axialen Geschwindigkeiten (Abb. 90 und 91) sind außer an der Rohrwand im gesamten Strömungsfeld deutlich größer als die höchstmögliche turbulente Flammengeschwindigkeit. Im Wandbereich findet kein Stromaufwandern der Flamme statt, weil die Reaktion gequencht wird. Der Vergleich der turbulenten Brenngeschwindigkeit mit der Axialgeschwindigkeit zeigt deutlich, dass die turbulente Flammengeschwindigkeit als Ursache für die Bewegung der Rückströmblase ausgeschlossen werden kann.

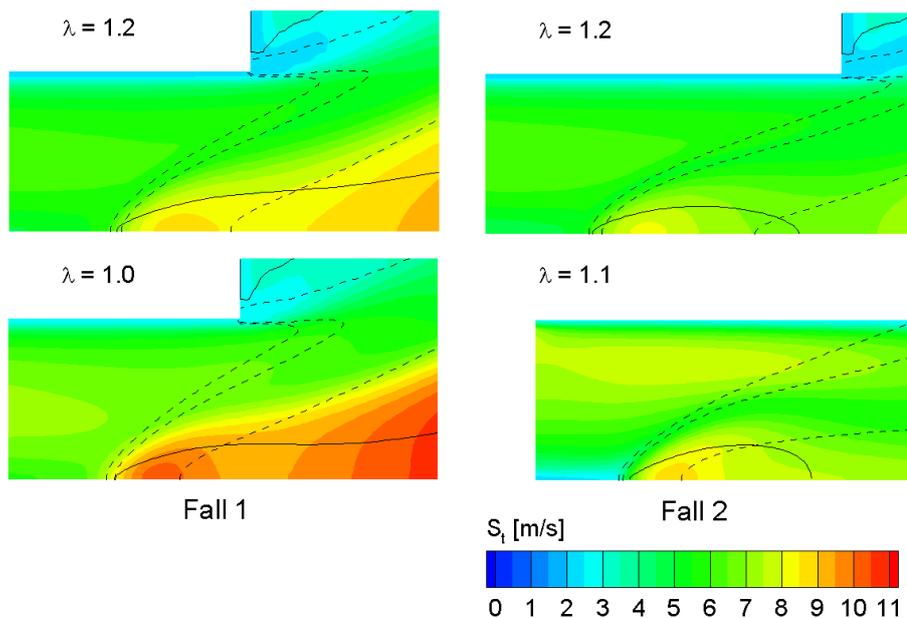


Abbildung 95: Turbulente Flammengeschwindigkeit im Bereich der Rückströmblase in Fall 1 und Fall 2 bei unterschiedlichen Luftzahlen λ

Auffällig ist die etwas niedrigere turbulente Flammengeschwindigkeit in Fall 2. In der Drallströmung ohne Verbrennung bewirkt die höhere Verdrehung im achsnahen Bereich einen Anstieg der Scherung an der Spitze der Rückströmblase. Dadurch sinkt das Turbulenzzeitmass in einem größeren Bereich der Spitze der Rückströmblase (Abb. 96). Dies erschwert die chemische Umsetzung, wie im nächsten Abschnitt verdeutlicht wird.

Eine interessante Frage ist nun, ob in Fall 1 durch eine Erhöhung

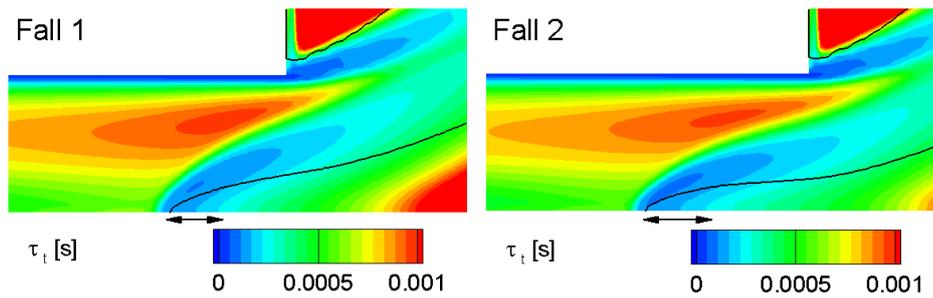


Abbildung 96: Turbulenzzeitmaß im Bereich der Rückströmblase in Fall 1 und Fall 2 ohne Verbrennung

des Umsatzes in der Flamme ein Flammenrückschlag eingeleitet werden kann. Dies lässt sich durch eine Modifikation des Verbrennungsmodells leicht überprüfen. Dazu erfolgte im Verbrennungsmodell von Schmid eine Erhöhung der Reaktionsrate auf das Vierfache. Es wird angemerkt, dass hierzu gerade der Faktor 4 verwendet wird, der in der Herleitung von Schmid [117] ursprünglich enthalten war. Schmid eliminierte diesen Faktor aber, weil er so eine bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Daten erreichen konnte. Die erhöhte Reaktionsumsetzung bewirkt nach Abbildung 97 eine kompaktere Flamme. Anstatt zu einem Flammenrückschlag führt sie im achsnahen Bereich zu einer Verschiebung der Flammenzone weiter in die Brennkammer. Das ist zunächst überraschend.

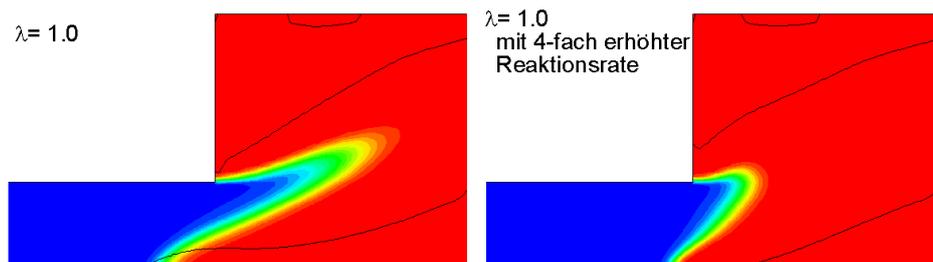


Abbildung 97: Fall 1: $\lambda = 1$ mit normaler (links) bzw. 4-fach erhöhter Reaktionsrate (rechts)

Die Erklärung liegt in einem Anstieg der turbulenten Flammengeschwindigkeit mit Erhöhung der Reaktionsrate. Sie führt zu einer Bewegung der Flammenzone stromauf bis vor die Rückströmblase. Von dort aus wird die axiale Geschwindigkeit in der Flammenzone infolge der Dichteveränderung beschleunigt und verschiebt die Rückströmblase stromab zu einer

neuen Gleichgewichtsposition. Dieser Zusammenhang ist mit der in Kapitel 4.3.1 durchgeführten analytischen Herleitung nachvollziehbar. Die Verschiebung der Flamme in die Brennkammer bei einer Erhöhung der Reaktionsrate wurde auch in den experimentellen Studien von C. Schmid [116] gefunden. Er stellte bei einer Reduzierung der Luftzahl in Achsnähe ein Abheben der Flamme fest. Das Verhalten der Rückströmblase sowohl in Fall 1 als auch in Fall 2 deutet auf eine hohe Sensitivität der Wechselwirkung der Strömung mit der chemischen Umsetzung in der gesamten Flammenzone hin. Diese wird unter anderem durch die Verteilung der Damköhlerzahl in der Flammenzone gesteuert.

Wechselwirkung der chemischen Reaktion mit der Turbulenz

In Abbildung 98 sind die Verläufe der Damköhlerzahlen aus dem Modell von Schmid für beide Fälle bei $\lambda = 1.5$ und 1.2 dargestellt. In der Rückströmblase ist die Damköhlerzahl am niedrigsten. Dort ist das Quenching am höchsten und die Flammenzone erreicht die Spitze der Rückströmblase nicht. Die Verteilung der Damköhlerzahl ist vergleichbar mit der des Turbulenzzeitmaßes (vgl. Abb. 96), da aufgrund der homogenen Mischung das chemische Zeitmaß konstant ist. Mit Reduzierung der Luftzahl steigt die Damköhlerzahl und die chemische Umsetzung erhöht sich. Deswegen nimmt die Ausdehnung der Flammenzone durch das Stromaufwandern des stromab liegenden Endes deutlich ab. Die Flammenzone ist in Fall 2 bei $\lambda = 1.2$ breiter als in Fall 1, da in der Rückströmblase die Damköhlerzahl niedriger ist.

Die Zuordnung der Flammenzone bei $\lambda = 1.5$ und $\lambda = 1.2$ im Borghidiagramm zeigt Abbildung 99. Die Damköhlerzahl im Borghidiagramm unterscheidet sich von der aus dem Modell von Schmid (siehe Kap. 7.2.4). In beiden Fällen ist die Verteilung der Wechselwirkung der chemischen Reaktion mit der Turbulenz in der gesamten Flammenzone nahezu identisch. Vom Querschnittsprung (B) bis zur Flammenspitze vergrößert sich das integrale Längenmaß bei gleichbleibender Schwankung. Dagegen verändert sich die Schwankung von der Flammenspitze bis zur Achse (A) stärker als das integrale Längenmaß. Bei $\lambda = 1.5$ ist quasi die gesamte Flammenzone im Bereich der verdickten, aufgebrochenen Flammen.

Am Querschnittsprung (B) befindet sich die Flammenzone aufgrund der

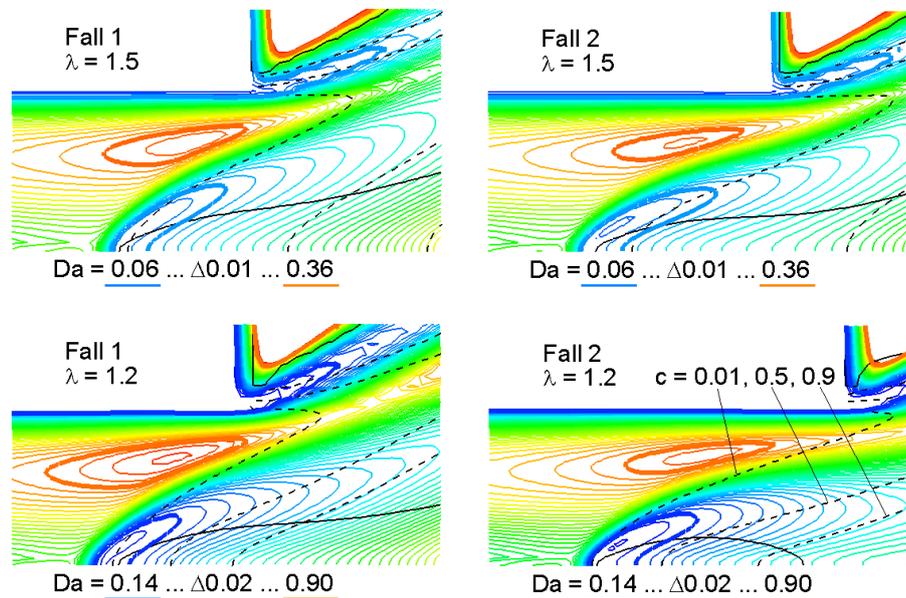


Abbildung 98: Verteilung der Damköhlerzahl bei Veränderung von λ in Fall 1 und Fall 2

hohen Scherung im Bereich des Rührkessels. Mit der Absenkung der Luftzahl bewegt sich die Flammenzone insbesondere in der Flammenspitze in Richtung der gewellten Flammen. Die Zuordnung stimmt mit den experimentellen Studien von Hoffmann [55] überein, der Messungen in einer hochverdichteten Strömung mit Rückströmzone durchführte.

Hier wird deutlich sichtbar, dass die Damköhlerzahl die Lage und den Verlauf der Flammenzone beeinflusst. Sie ist umgekehrt proportional zu der Quenchingkonstante C_{quench} (Gl. (129)). Somit kann nachvollzogen werden, dass in einer flammenrückschlagsgefährdeten Drallströmung mit Reduzierung der Damköhlerzahl ein Flammenrückschlag verhindert werden kann. Der Grund dafür ist das erhöhte Quenching der Rückströmblase.

Trotz der hier gewonnenen Erkenntnisse konnten die Mechanismen des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens noch nicht verdeutlicht werden. Deswegen wird eine nachfolgend weitere Analyse mit Hilfe der Wirbelstärke durchgeführt.

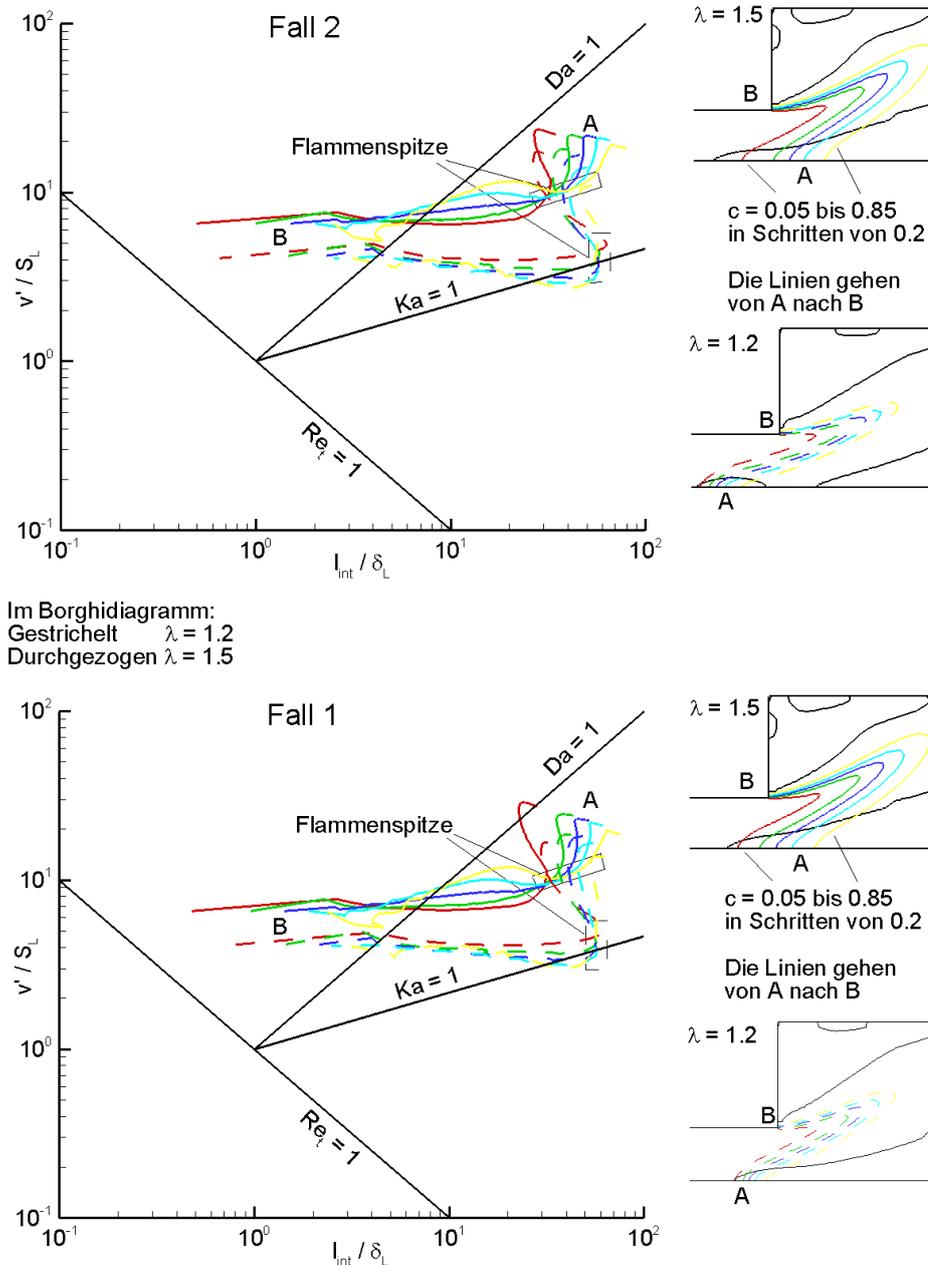


Abbildung 99: Zuordnung der Flammenzone im Borghidiagramm bei Veränderung von λ in Fall 1 und Fall 2

7.3.2 Verteilung der Wirbelstärke im Rückströmblasenbereich

In Kapitel 4.3 wurde anhand einiger Beispiele aufgezeigt, dass die Wechselwirkung der Strömung mit der chemischen Reaktion über die Wirbel bzw. die Wirbelstärke besser dargestellt werden kann. Die Entwicklung

bzw. Verteilung der Wirbelstärke im Strömungsfeld wird über die Wirbeltransportgleichung (6) beschrieben. Zum tieferen Verständnis werden zunächst die Zusammenhänge zwischen den Geschwindigkeiten und der Wirbelstärke am Beispiel von Fall 2 bei $\lambda = 1.3$ illustriert. In allen Bildern dieses Kapitels wurde der Staupunkt in den Ursprung des Koordinatensystems verschoben, um die Vergleichbarkeit zu verbessern.

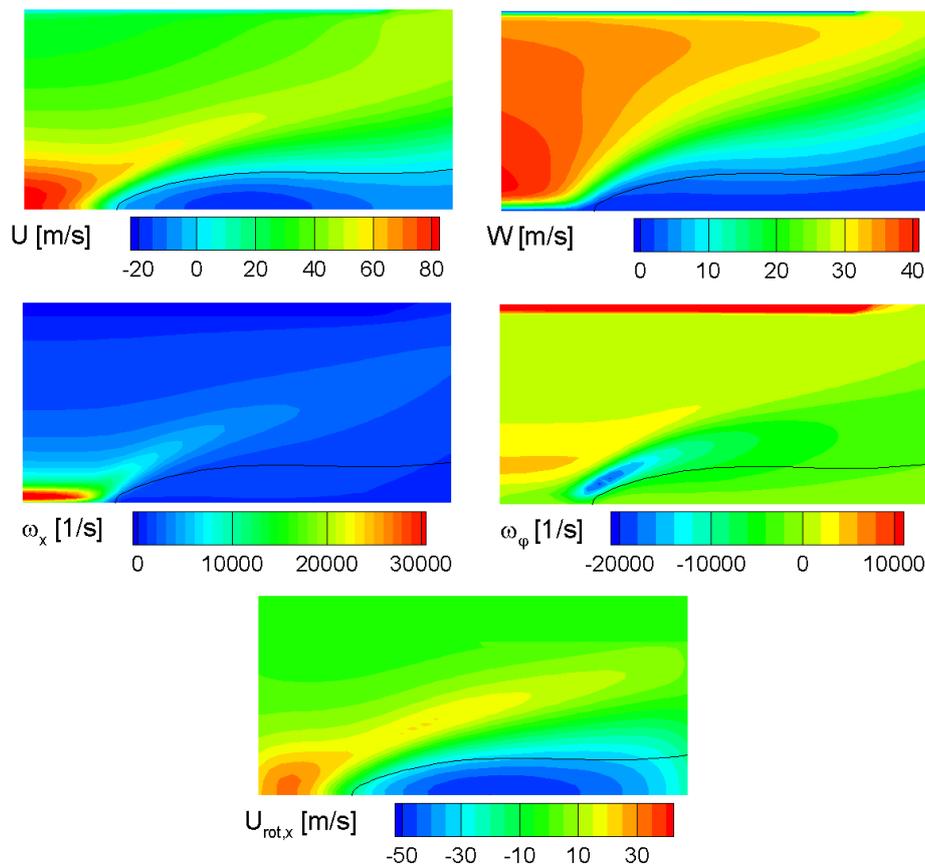


Abbildung 100: Zusammenhang zwischen Geschwindigkeitsfeld und Wirbelstärkefeld für Fall 2 mit $\lambda = 1.3$

Abbildung 100 zeigt in den oberen zwei Bildern die axiale bzw. tangentielle Geschwindigkeitskomponente U bzw. W . Mit Gleichung (9) können die axialen bzw. azimutalen Wirbelstärken ω_x bzw. ω_φ aus dem Geschwindigkeitsfeld ermittelt werden. Das Ergebnis ist in den zwei mittleren Bildern dargestellt. Der Vergleich zwischen der tangentialen Geschwindigkeit W und der axialen Wirbelstärke ω_x zeigt, dass aufgrund des höchsten Gradienten von W im Wirbelkern die axiale Wirbelstärke dort konzentriert ist. Der Vektor der axialen Wirbelstärke geht im Bild von links

nach rechts. Also zeigt die Richtung der tangentialen Geschwindigkeit oberhalb der Achse aus der Bildebene. Die azimuthale Wirbelstärke entwickelt sich torusförmig vor allem im vorderen Bereich und außerhalb der Rückströmblase. Dort existiert nämlich zwischen der Außenströmung und der Rückströmblase ein Schergebiet mit hohen Gradienten. Die azimuthale Wirbelstärke ist negativ, sodass die Drehrichtung in der Bildebene im Uhrzeigersinn ist. Aus der Verteilung der Wirbelstärke kann über die Biot-Savart-Gleichung (7) die daraus induzierte Geschwindigkeit ermittelt werden. Im unteren Bild von Abbildung 100 ist der axiale Anteil der induzierten Geschwindigkeit $U_{rot,x}$ wiedergegeben. Die negative azimuthale Wirbelstärke induziert innerhalb der Rückströmblase eine negative axiale Geschwindigkeit. Die induzierte axiale Geschwindigkeit ist im gesamten Feld wesentlich niedriger als die axiale Geschwindigkeit (oberes Bild). Der Grund dafür liegt in dem fehlenden drehungsfreien Anteil U_{ir} der axialen Geschwindigkeit (Gleichung (7)), der zur induzierten axialen Geschwindigkeit addiert werden muss. In diesem Beispiel ist der drehungsfreie Anteil etwa 35 m/s. An den linken und rechten Randbereichen des unteren Bildes treten Fehler auf, da bei der Ermittlung der induzierten Geschwindigkeit die Einflüsse der Wirbelstärke außerhalb der Grenzen nicht mit berücksichtigt wurden.

In der Drallströmung ohne Verbrennung ist in Fall 2 infolge der höheren Verdrallung die negative azimuthale Wirbelstärke höher als in Fall 1 (Abb. 101). Dies bewirkt eine stärkere Induktion stromauf und die Rückströmblase liegt weiter im Mischrohr (vgl. auch Abb. 94).

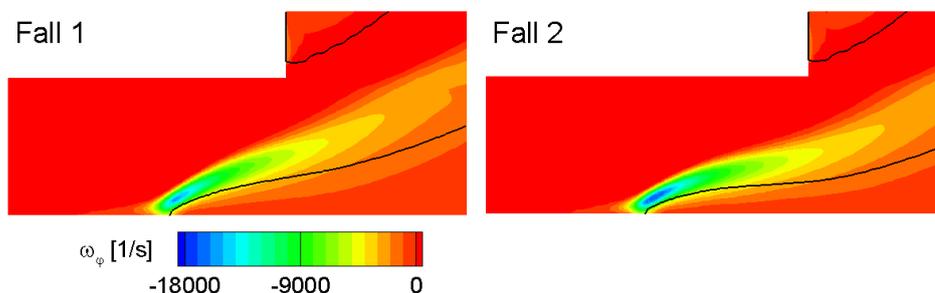


Abbildung 101: Azimutale Wirbelstärke in Fall 1 und Fall 2 ohne Verbrennung

Nachdem der Zusammenhang zwischen dem Geschwindigkeitsfeld und dem Wirbelstärkenfeld verdeutlicht werden konnte, gilt es als nächsten

Schritt die Entwicklung der Wirbelstärke mit Hilfe der Wirbeltransportgleichung (6) zu betrachten. Hierbei ist allein die Untersuchung des azimuthalen Anteils der Wirbeltransportgleichung ausreichend, da nach der Biot-Savart-Gleichung die Induktion in axialer Richtung schwerpunktmäßig durch die azimuthale Wirbelstärke erfolgt. In Abbildung 102 sind die azimuthalen Anteile der Terme der Streckung/Umororientierung der Wirbelstärke (Bild links oben), des baroklinen Drehmoments (Bild links unten) und der Veränderung der Wirbelstärke infolge Kompression/Ausdehnung (Bild rechts oben) für Fall 2 bei $\lambda = 1.3$ wieder gegeben.

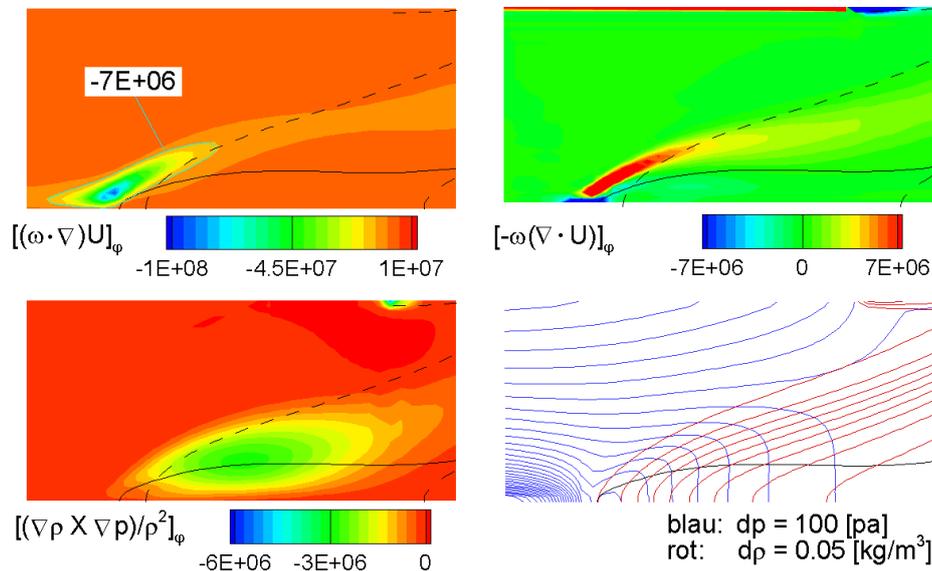


Abbildung 102: Komponenten der Wirbeltransportgleichung, Fall 2 bei $\lambda = 1.3$

Stromauf der Spitze der Rückströmblase wird die axiale Wirbelstärke in negative azimuthale Wirbelstärke umorientiert (vgl. mittlere Bilder in Abb. 100). Der Grund dafür ist die Wirbelkernaufweitung durch das erzwungene Aufplatzen des Wirbels in der Drallströmung ohne Verbrennung infolge des Querschnittssprungs vom Mischrohr in die Brennkammer. Die zwei anderen Terme treten nur bei der Dichteänderung in Erscheinung. Das barokline Drehmoment entsteht durch die Wechselwirkung der Flammenzone mit dem Druckfeld (untere Bilder in Abb. 102). Im rechten unteren Bild sind die Konturlinien der Dichte und des Drucks in Schritten von $\Delta \rho = 0.05 \text{ kg/m}^3$ und $\Delta p = 100 \text{ pa}$ übereinander gelegt. In den Bereichen der höchsten Gradienten der Dichte bzw. des Drucks und der größten Winkel zwischen diesen entwickelt sich das stärkste barokline Drehmoment.

Das erzeugt zusätzliche negative azimuthale Wirbelstärke. Das barokline Drehmoment baut sich torusförmig in der Mitte des Randbereichs der Rückströmblase auf. Der letzte Term (zugehörige Grafik: Bild rechts oben in Abb. 102) beschreibt die Verringerung der negativen azimuthalen Wirbelstärke infolge der Volumenexpansion durch die Temperaturerhöhung. Die Lage dieser Größe ist identisch mit dem Verlauf der negativen azimuthalen Wirbelstärke (vgl. Bild rechts mitte in Abb. 100). Sie wirkt außerhalb der Rückströmblase den beiden anderen Termen entgegen. Bei einem Größenvergleich aller Terme stellt die Streckung/Umorientierung der Wirbelstärke den dominanten Anteil für die Entstehung der negativen azimuthalen Wirbelstärke dar.

Nun stellt sich die Frage, welcher Term für das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen bei Absenkung der Luftzahl verantwortlich ist. Zunächst werden in Abbildung 103 die Verläufe der azimuthalen Wirbelstärke bei den Luftzahlen $\lambda = 1.5$ und $\lambda = 1.2$ sowohl für Fall 1 als auch für Fall 2 gezeigt. In Fall 2 steht die Rückströmblase bei $\lambda = 1.2$ kurz vor dem Propagieren durch das Mischrohr. Über die Differenz der Wirbelstärken bei $\lambda = 1.2$ und $\lambda = 1.5$ kann die Wirkung der Absenkung der Luftzahl verdeutlicht werden. Entscheidend ist nämlich, welche Veränderungen zu einem Flammenrückschlag führen.

Infolge der Absenkung der Luftzahl tritt innerhalb der Rückströmblase zusätzliche negative azimuthale Wirbelstärke auf. In Fall 2 ist sie ausgeprägter als in Fall 1. Dadurch ist in Fall 2 die zusätzliche Induktion stromauf höher. Sie unterstützt die bei der Drallströmung ohne Verbrennung in der Rückströmblase bereits vorhandene Induktion. Dadurch wird das Gleichgewicht gestört und die Rückströmblase verschiebt sich stromauf. Dagegen ist in Fall 1 die zusätzliche Induktion zu gering. In den Abbildungen 104, 105 und 106 sind die Veränderungen der einzelnen Terme der Wirbeltransportgleichung infolge der Absenkung der Luftzahl dargestellt. Die Differenzen der Terme für $\lambda = 1.2$ und $\lambda = 1.5$ verdeutlichen, dass die Streckung/Umorientierung der Wirbelstärke trotz der Dichteabsenkung sich kaum verändert. Dagegen erhöht sich das barokline Drehmoment im Bereich der Spitze der Rückströmblase stark. Die Gründe hierfür sind der Anstieg der Wärmefreisetzung und die schmaler werdende Flammenzone. Diese führen zu höheren Gradienten der Dichte (siehe Erklärung mit Abb.

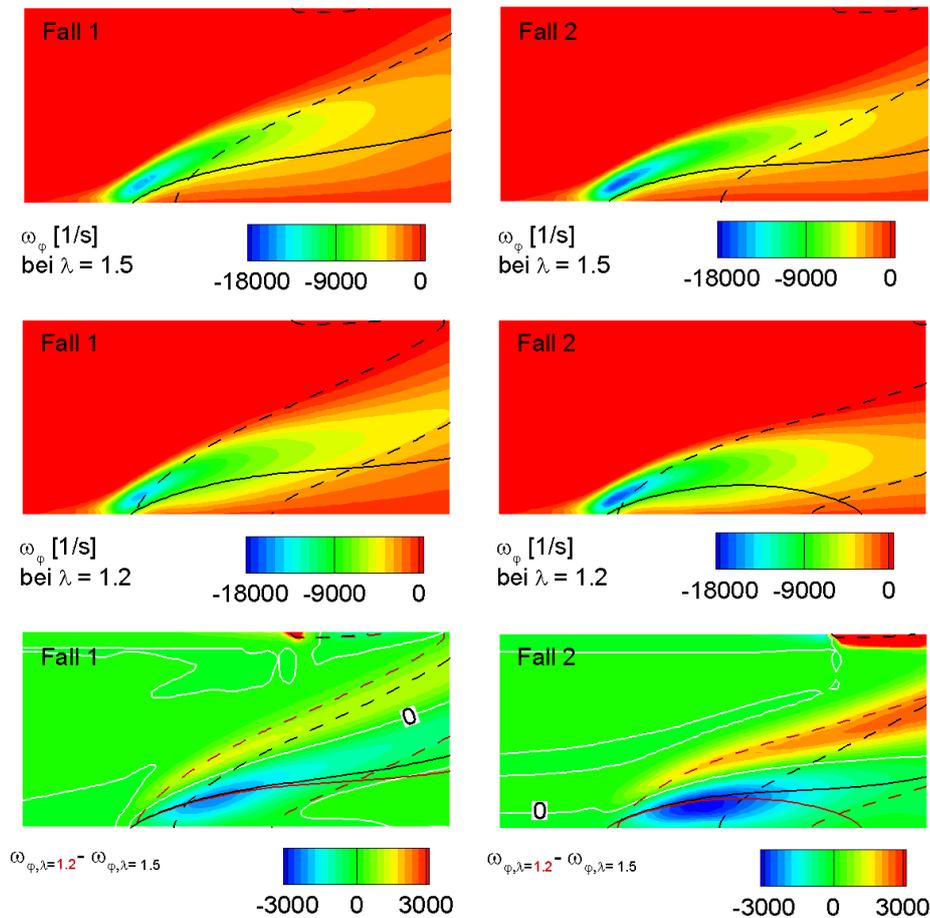


Abbildung 103: Azimutale Wirbelstärke bei Absenkung der Luftzahl von $\lambda = 1.5$ auf 1.2 in Fall 1 bzw. Fall 2

102). Außerhalb der Rückströmblase verstärkt die erhöhte Volumenexpansion anteilig die Reduzierung der negativen azimutalen Wirbelstärke, da die Flammenzone mit der Absenkung der Luftzahl stromauf wandert.

Im Zusammenspiel aller Differenzterme wird deutlich, dass die durch das barokline Drehmoment zusätzlich entstehende negative Wirbelstärke außerhalb der Rückströmblase durch die Volumenexpansion wieder eliminiert wird. Letztere bewirkt sogar eine Reduzierung der Wirbelstärke aus dem Anteil der Streckung/Umorientierung. Dieser Effekt ist in Abbildung 103 erkennbar, da die Flammenzone bei $\lambda = 1.2$ die negative azimutale Wirbelstärke außerhalb der Rückströmblase erreicht und diese reduziert. Somit entsteht durch das barokline Drehmoment schwerpunktmäßig innerhalb der Rückströmblase zusätzliche negative azimutale Wirbelstärke.

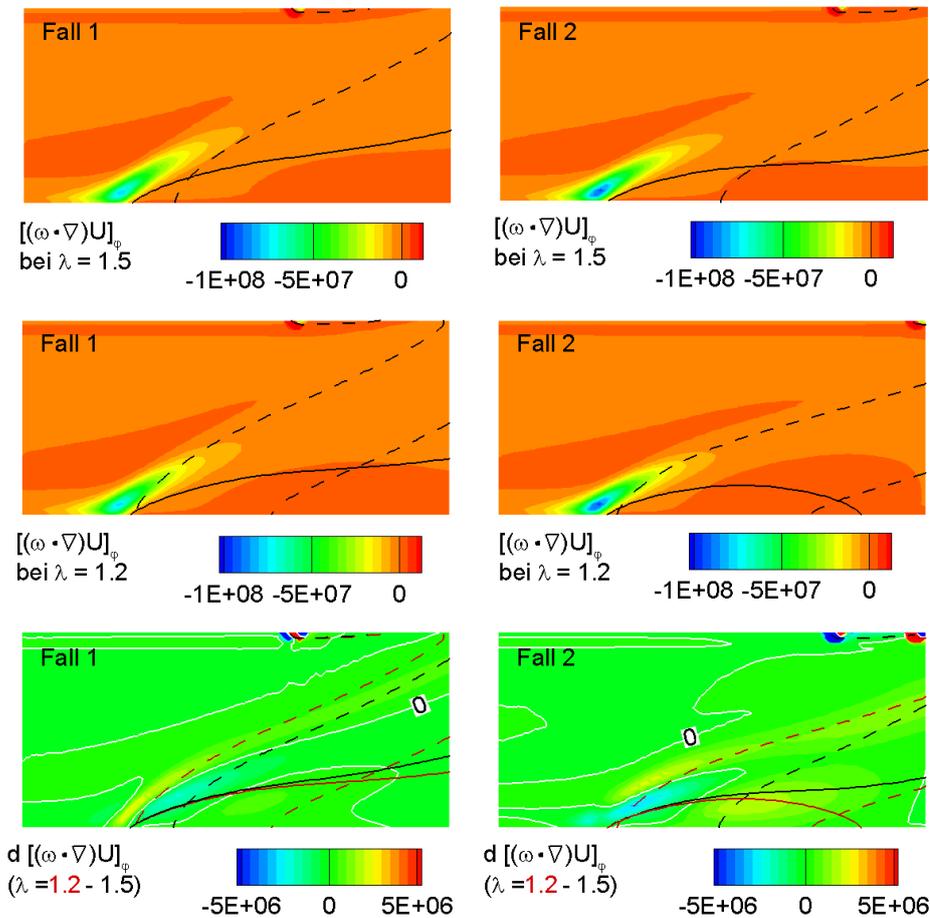


Abbildung 104: Term der Streckung/Umorientierung der Wirbelstärke bei Absenkung der Luftzahl von $\lambda = 1.5$ auf 1.2 in Fall 1 bzw. Fall 2

Die Wirbelstärke entsteht in der Flammenzone. Mit Absenkung der Luftzahl verschiebt sich die Entstehungszone mit der Flammenzone stromauf (Abb. 107). Wiederum durch den Anstieg des baroklinen Drehmoments bedingt nimmt die zusätzliche negative azimuthale Wirbelstärke noch weiter zu. Folglich erhöht sich in der Rückströmblase die Induktion der negativen Geschwindigkeit $U_{rot,ax}$, die mit der Biot-Savart Gleichung ermittelt wurde. Gleichzeitig verringert sich der Abstand zwischen dem Staupunkt und dem Zentrum der negativen axialen Geschwindigkeit mit abnehmender Luftzahl (Bilder rechts in Abb. 107).

In Fall 2 leitet die zusätzliche negative azimuthale Wirbelstärke einen Flammenrückschlag ein. Dagegen bleibt in Fall 1 die Flamme trotz der weiteren Absenkung der Luftzahl bis $\lambda = 1.0$ stabil (siehe Abb. 89). Ab-

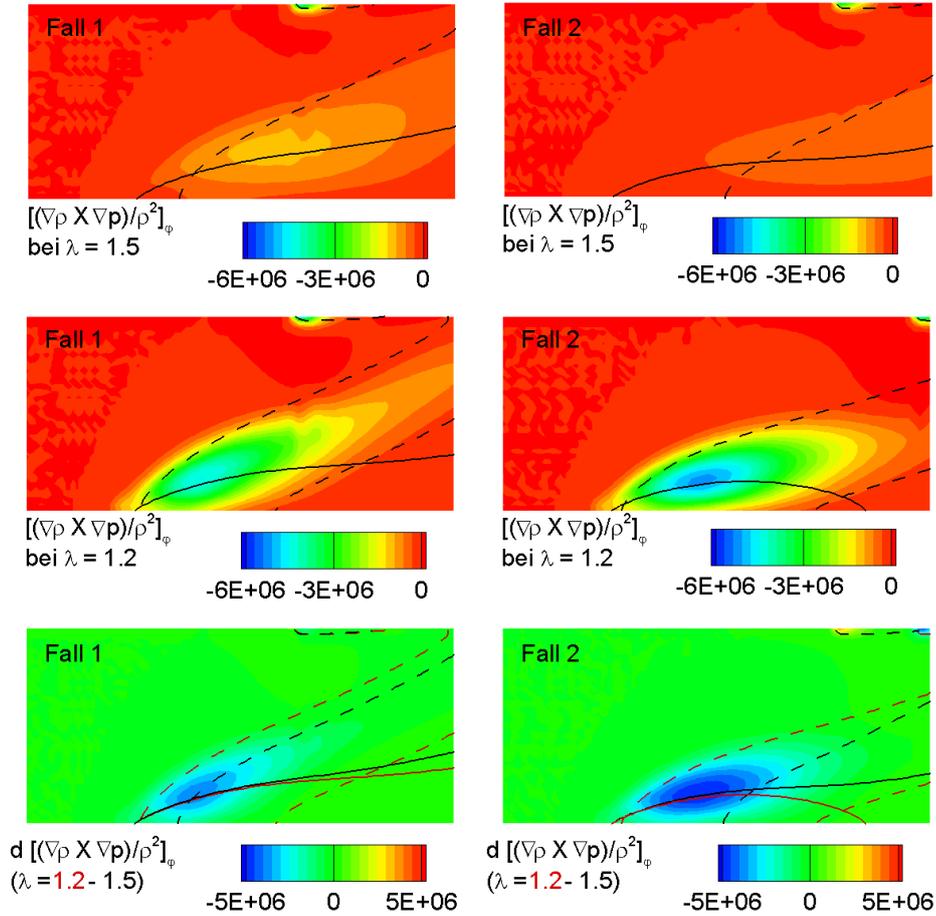


Abbildung 105: Baroklines Drehmoment bei Absenkung der Luftzahl von $\lambda = 1.5$ auf 1.2 in Fall 1 bzw. Fall 2

bildung 108 zeigt, dass in Fall 1 das barokline Drehmoment höher ist als in Fall 2 bei $\lambda = 1.2$. Gleichzeitig ist außerhalb der Rückströmblase eine sehr starke Reduzierung der azimuthalen Wirbelstärke durch die verstärkte Volumenexpansion vorhanden. Somit ist weiterhin die Entstehung der zusätzlichen negativen azimuthalen Wirbelstärke durch das barokline Drehmoment innerhalb der Rückströmblase konzentriert. Diese erreicht in Fall 1 bei $\lambda = 1.0$ etwa das Niveau von Fall 2 bei $\lambda = 1.2$.

Trotz der Entstehung von ausreichend hoher zusätzlicher negativer azimuthaler Wirbelstärke innerhalb der Rückströmblase kommt es zu keiner Bewegung stromauf. Der erste Grund dafür ist, dass die in der Drallströmung ohne Verbrennung in der Rückströmblase bereits vorhandene Induktion (siehe Abb. 101) nicht hoch genug ist, um zusammen mit der durch das

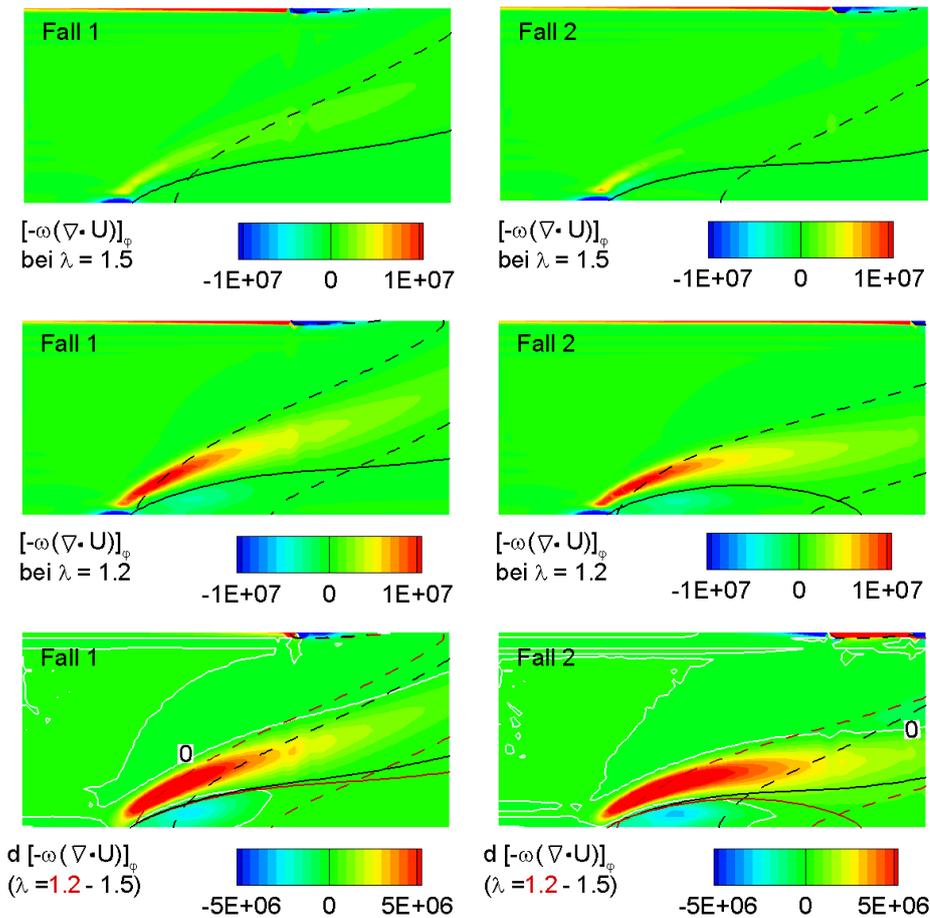


Abbildung 106: Veränderung der Wirbelstärke infolge Ausdehnung bei Absenkung der Luftzahl von $\lambda = 1.5$ auf 1.2 in Fall 1 bzw. Fall 2

barokline Drehmoment entstanden zusätzlichen Induktion das Gleichgewicht zu stören. Zweitens wird die Flammenzone schmaler und die Volumenausdehnung steigt mit Absenkung der Luftzahl (siehe auch Abb. 94). Diese führen zu einer Schwächung der in der Drallströmung ohne Verbrennung außerhalb der Rückströmblase bereits vorhandenen negativen azimuthalen Wirbelstärke. Somit sinkt deren Induktion. Die zusätzliche Induktion durch das barokline Drehmoment ist nicht groß genug, um gleichzeitig den Verlust zu kompensieren und das Gleichgewicht zu stören.

Besonders interessant ist nun, die durch die künstliche Erhöhung der Reaktionsrate (siehe Abb. 97) aus dem Blickwinkel der Wirbeltransportgleichung zu betrachten. Relativ zur Rückströmzone führt die Erhöhung der

Reaktionsrate zu einer Verlagerung der Flamme stromauf. Damit wirkt der Expansionsterm verstärkt dem Term der Umorientierung/Streckung entgegen und kompensiert die Wirkung des baroklinen Drehmoments (Abb. 109). Folglich wird die Induktion so schwach, dass es sogar zu einer Verschiebung der Rückströmblase stromab kommt.

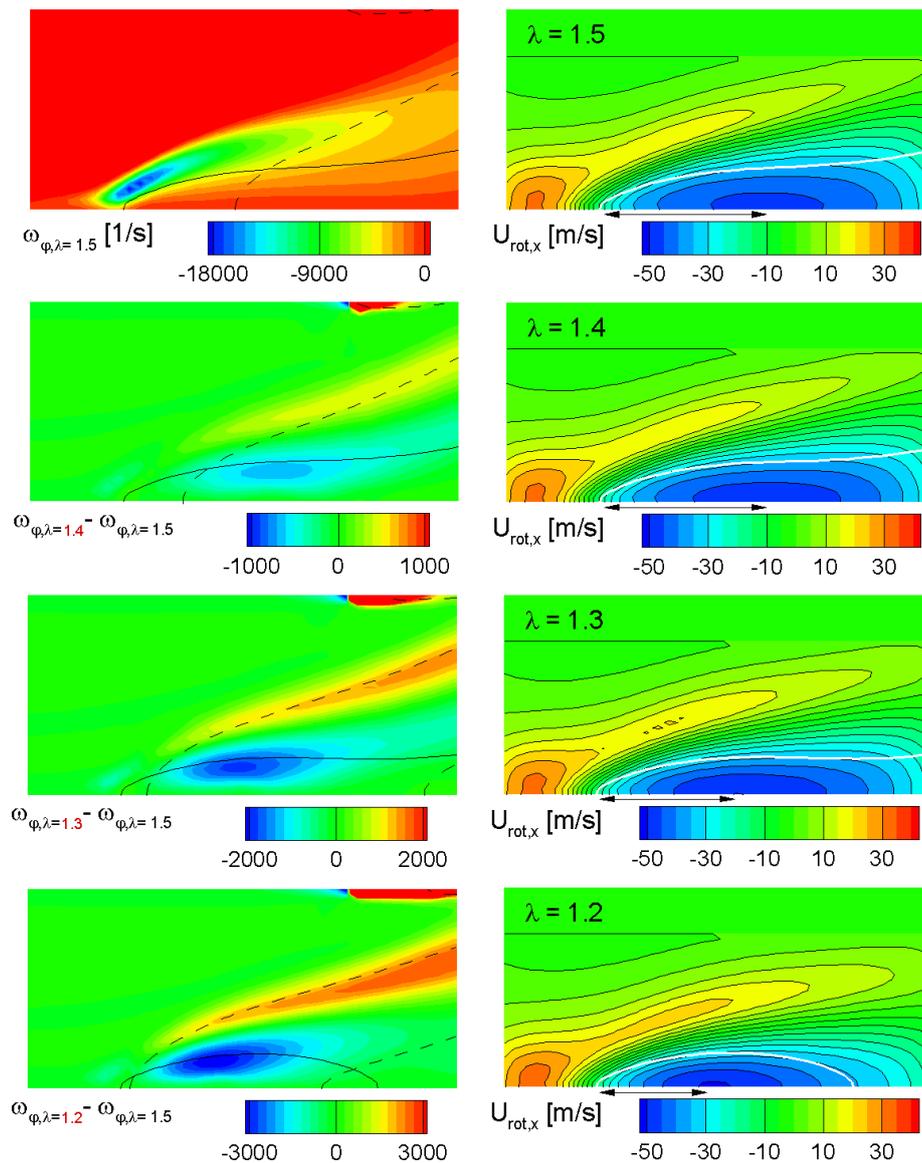


Abbildung 107: Entwicklung der azimuthalen Wirbelstärke und der induzierten axialen Geschwindigkeit mit Absenkung von λ in Fall 2

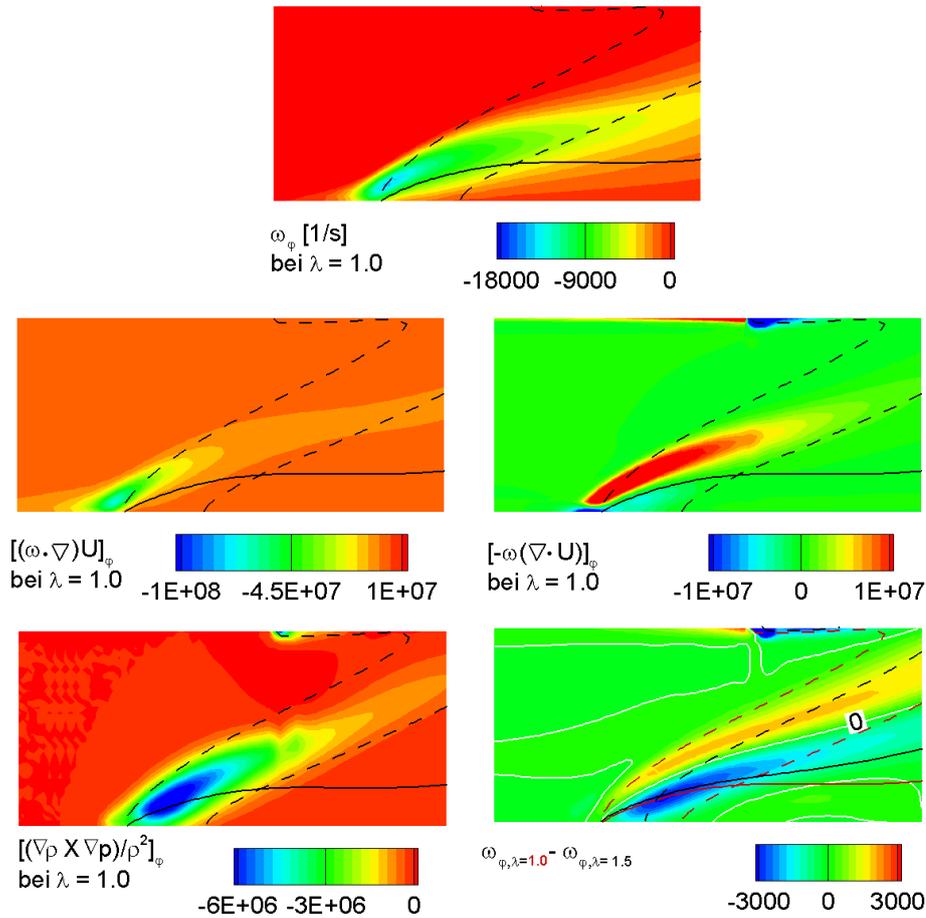


Abbildung 108: Komponenten der Wirbeltransportgleichung, Fall 1 bei $\lambda = 1.0$

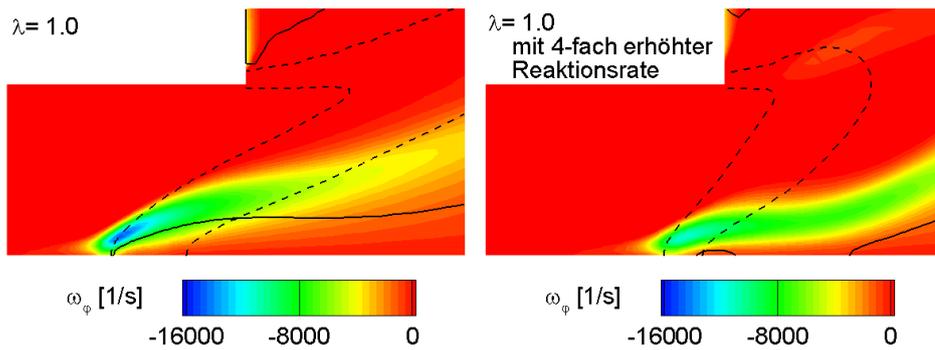


Abbildung 109: Einfluss der Verbrennung auf die negative azimuthale Wirbelstärke in Fall 1

7.3.3 Rückströmblase bei einem Flammenrückschlag

Im letzten Kapitel wurden die Mechanismen erläutert, die zur Einleitung des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens führen. Nachfolgend wer-

den die Mechanismen beim Propagieren der Rückströmblase durch das Mischrohr analysiert sowie das Verhalten der Rückströmblase untersucht.

Für den Fall 2 erfolgte dazu eine Simulation mit der kontinuierlichen Reduzierung der Luftzahl von $\lambda = 1.2$ auf $\lambda = 1.1$ innerhalb einer Sekunde. Abbildung 110 zeigt die Temperaturfelder bei der Luftzahl von $\lambda = 1.2$, während des Propagierens (A und B) und nach dem Rückschlag mit weit in das Mischrohr verlagert Blase ($\lambda = 1.1$). Mit abnehmender Luftzahl wird die Flammenzone schmaler und die Rückströmblase propagiert plötzlich stromauf durch das Mischrohr. Stromauf bleibt die Flamme aufgrund der festgehaltenen Geschwindigkeitsprofile stecken. In Wirklichkeit würde die Flamme bis in den Drallerzeuger propagieren.

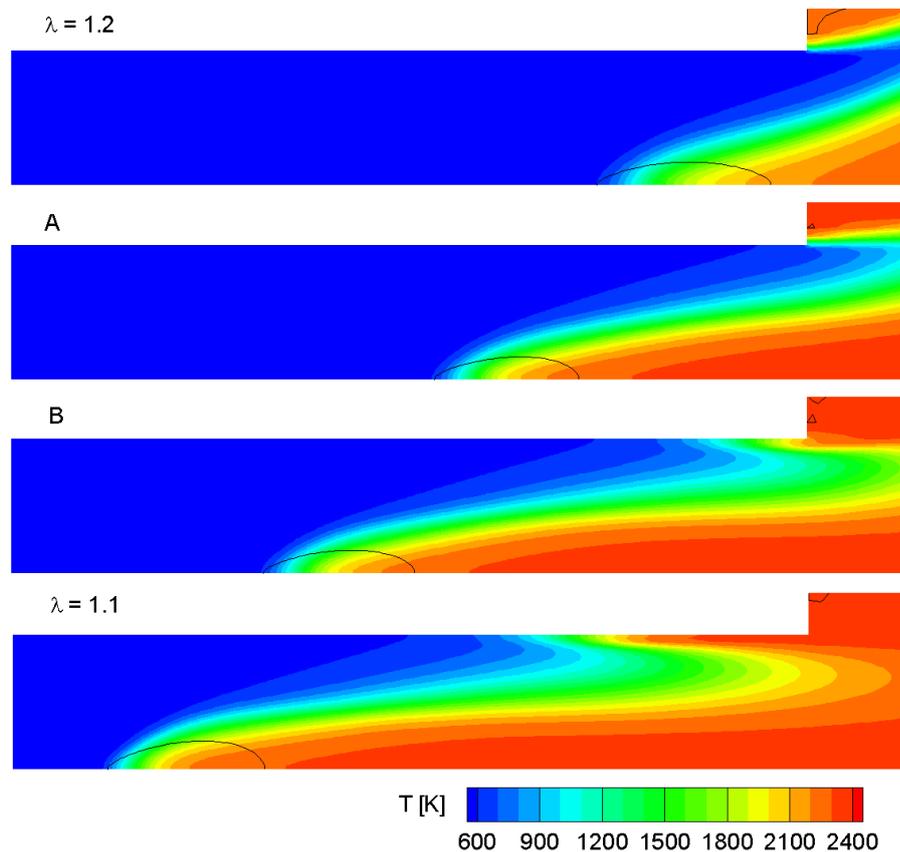


Abbildung 110: Temperaturfeld und Rückströmblase während des Flammenrückschlags

Die Veränderungen der azimuthalen Wirbelstärke bzw. der Komponenten aus der Wirbeltransportgleichung werden wie im vorherigen Kapitel durch die Differenzen sowohl von Zustand B und A als auch von Zustand A

und dem für $\lambda = 1.2$ untersucht (Abb. 111). Die Bewegung der Blase hat einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Erzeugung von Wirbelstärke, da sie nur leicht beschleunigt wird und eine Rückschlaggeschwindigkeit von maximal 0.8 m/s erreicht. Damit können die partielle und substantielle Ableitung in der Wirbeltransportgleichung (Gl. (6)) gleich gesetzt werden.

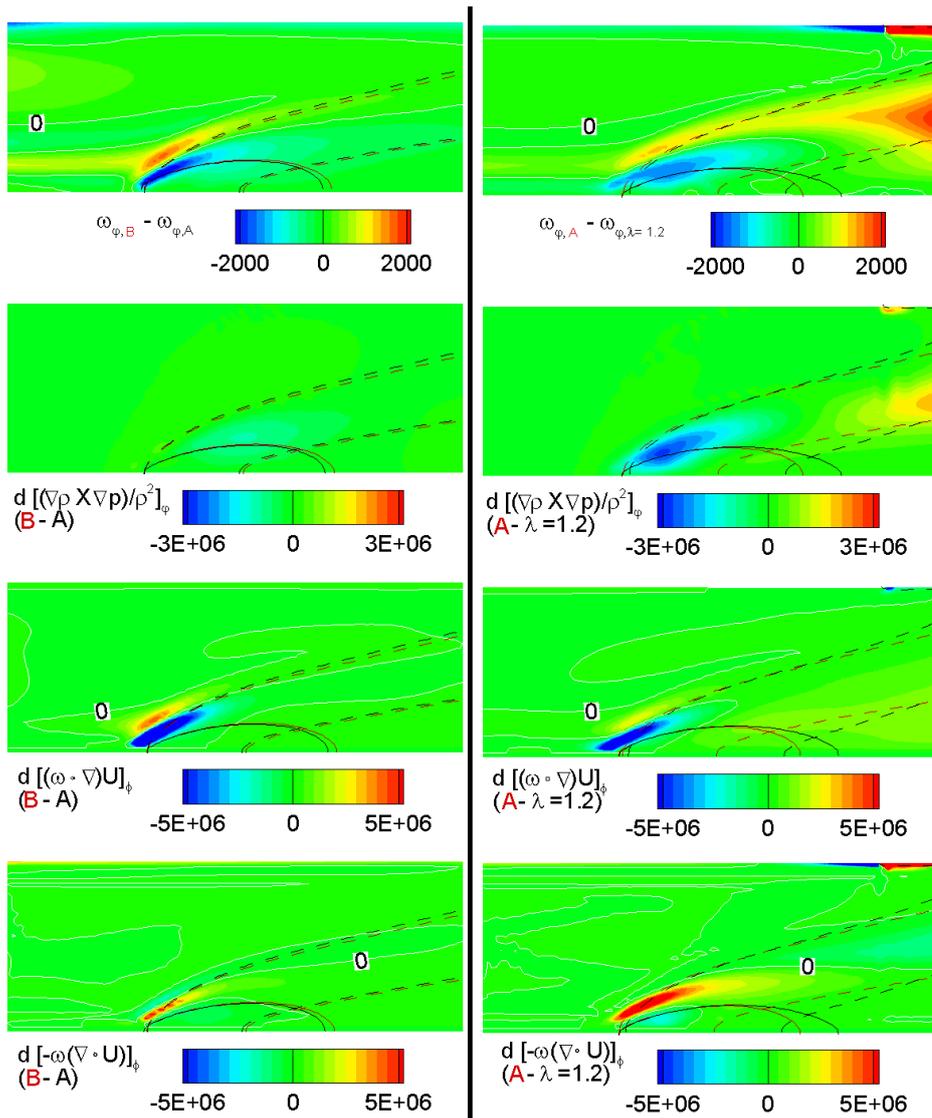


Abbildung 111: Differenzen der Komponenten der Wirbeltransportgleichung sowohl aus den Zuständen B und A (links) als auch aus den Zuständen A und für $\lambda = 1.2$ (rechts)

Beim Propagieren durch das Mischrohr erhöht sich sowohl zwischen den Zuständen A und B als auch zwischen den Zuständen für $\lambda = 1.2$ und A die negative azimuthale Wirbelstärke (Bilder oben) außerhalb und innerhalb

der Spitze der Rückströmblase. Die weißen Linien trennen die positiven von den negativen Werten. Der Schwerpunkt der zusätzlichen negativen azimuthalen Wirbelstärke liegt oberhalb der Spitze der Rückströmblase. Zwischen den Zuständen für $\lambda = 1.2$ und A entwickelt sich weiter ein beachtliches zusätzliches baroklines Drehmoment (zweites Bild von oben rechts). Gleichzeitig verringert sich außerhalb der Rückströmblase anteilig die negative azimuthale Wirbelstärke durch die erhöhte Volumenexpansion (unteres Bild rechts). Dagegen verändern sich das barokline Drehmoment (zweites Bild von oben links) und die Verringerung der Wirbelstärke (unteres Bild links) zwischen den Zuständen A und B kaum. Der Grund dafür ist die konstant bleibende Form der Flammenzone. Sowohl zwischen den Zuständen A und B als auch zwischen den Zuständen für $\lambda = 1.2$ und A verstärkt sich die Umorientierung/Streckung der axialen Wirbelstärke in die azimuthale Wirbelstärke (zweite Bilderreihe von unten). Diese Veränderung wird aber nicht von einer zusätzlichen Wirbelkernaufweitung vor der Rückströmblase verursacht, da die Spitze der Rückströmblase und die Stromlinien in allen Zuständen konstant bleiben (Abb. 112).

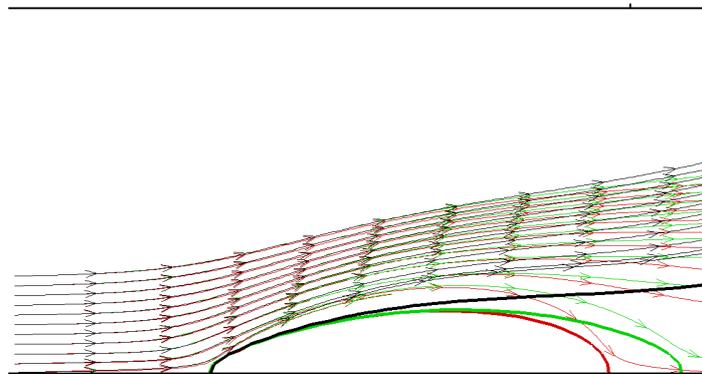


Abbildung 112: Stromlinien um die Rückströmblasen für die Zustände mit $\lambda = 1.5$ (schwarz) und $\lambda = 1.2$ (grün) sowie B (rot) aus Fall 2

Der Anstieg der Umorientierung/Streckung entsteht durch die kontinuierliche Veränderung des Strömungsfeldes vor der Spitze der Rückströmblase. Im Mischrohr wird stromab die tangentielle Geschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung abgebaut (siehe Abb. 92). Das ist gleichbedeutend mit einem Anstieg der axialen Wirbelstärke in Gegenrichtung. Somit steigt die axiale Wirbelstärke vor der Spitze beim Propagieren der Rückströmblase an. Gleichzeitig verstärkt sich die Scherung vor der Rückströmblase durch

den Anstieg der tangentialen Geschwindigkeit. Dies hat eine Erhöhung der radialen Wirbelstärke zur Folge. Abbildung 113 stellt die Differenzen der axialen (obere Bilder) und radialen (untere Bilder) Wirbelstärke vor den Rückströmblasen sowohl von Zustand B und A (linke Bilder) als auch von Zustand A und dem für $\lambda = 1.2$ (rechte Bilder) dar. Es ist deutlich sichtbar, dass die axiale und radiale Wirbelstärke beim Propagieren der Rückströmblase vor deren Spitze ansteigen.

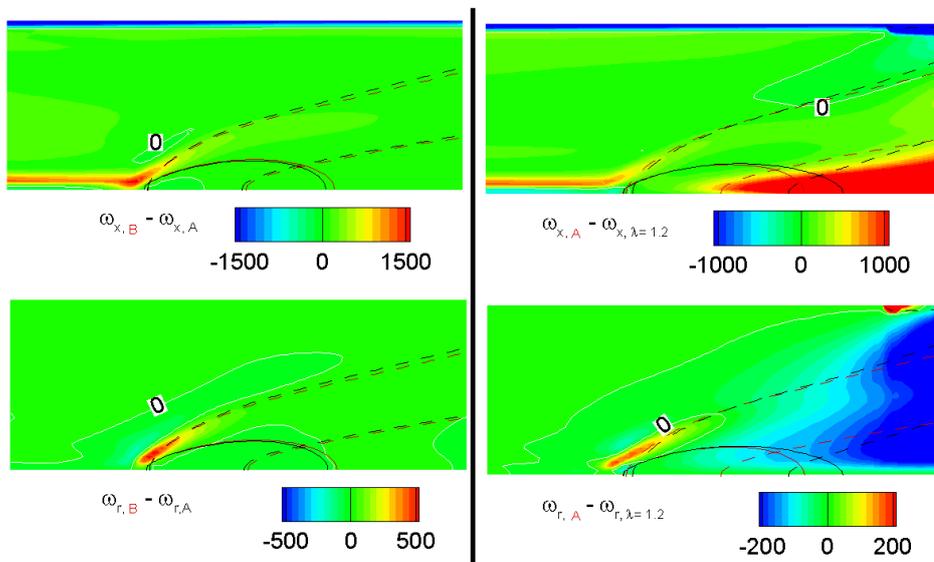


Abbildung 113: Differenzen der axialen und radialen Wirbelstärke, Zustände B und A (links), Zustände A und $\lambda = 1.2$ (rechts)

Da die Rückströmblase infolge der zusätzlichen Induktion durch das barokline Drehmoment stromauf verschoben wird, verdrängt sie die Strömung vor der Spitze. Folglich wird die zusätzliche axiale bzw. radiale Wirbelstärke in negative azimuthale Wirbelstärke umgewandelt. Von Zustand A nach B wird eine zusätzliche axiale Wirbelstärke ω_x von zirka 1500 1/s und eine zusätzliche radiale Wirbelstärke ω_r von zirka 500 1/s in zusätzliche negative azimuthale Wirbelstärke umorientiert. Wie Abbildung 111 zeigt, entsteht von Zustand A nach B vor der Rückströmblase zusätzliche azimuthale Wirbelstärke ω_φ von ungefähr -2000 1/s. Beim Übergang von Zustand $\lambda = 1.2$ zum Zustand A sind die entsprechenden Werte für die axiale Wirbelstärke ca. 1000 1/s und für die radiale Komponente ca. 200 1/s, was zu ca. -1200 1/s an azimuthaler Wirbelstärke führt.

Bisher wurden die Mechanismen aufgezeigt, die ein verbrennungsindu-

ziertes Wirbelaufplatzen einleiten. Dabei blieb die Frage unbeantwortet, warum es zur Bildung einer kleinen geschlossenen Rückströmblase in Fall 2 bei $\lambda = 1.2$ kommt. Dies ist auch ein in der verdrahten Strömung ohne Verbrennung vorkommendes Phänomen, das in Kapitel 6.2.7 und 6.2.5 bei Variation der radialen Verläufe der Geschwindigkeitskomponenten beobachtet wurde. Abbildung 114 gibt ein Beispiel aus Abbildung 68 wieder. Die Rückströmblase ist über einen Schlauch mit der Rückströmzone verbunden. Je tiefer die Rückströmblase einer Drallströmung im Mischrohr liegt, um so stärker wird die Einschnürung.

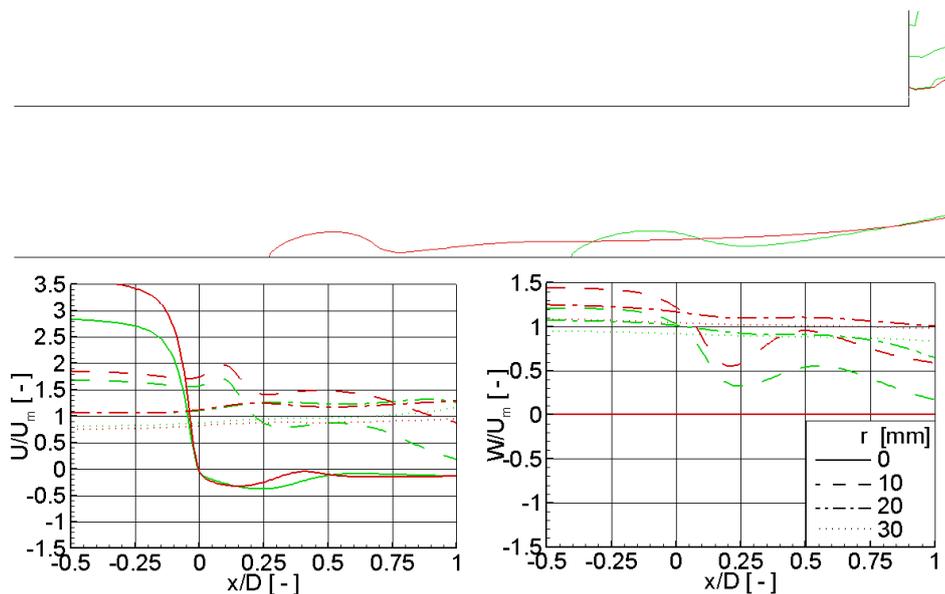


Abbildung 114: Schließen der Rückströmblase in einer Strömung ohne Verbrennung

Die in Abbildung 114 gezeigten Geschwindigkeitsverläufe in axialer Richtung bei den Radien von 0, 10, 20 und 30 mm sind vergleichbar mit den Verläufen während eines verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens (vgl. Abb. 83). In der Rückströmblase sind die negativen axialen Geschwindigkeiten geringer, da dort keine Induktion aus der Wechselwirkung der Wärmefreisetzung mit der Strömung vorhanden ist. Auch steigt die axiale Geschwindigkeit stromab der Rückströmblase aufgrund der fehlenden Volumenexpansion nicht an. Bei der tangentialen Geschwindigkeit ist die einzige stärkere Abweichung der Abfall hinter der Rückströmblase. Dieser hängt mit dem erneuten Anwachsen des Wirbelkerns nach der nicht geschlossenen Rückströmblase zusammen. Die Wärmefreisetzung verstärkt nun die Bildung einer geschlossenen Rückströmblase. Beim verbrennungs-

induzierten Wirbelaufplatzens verschiebt sich die Rückströmzone stromauf in das Mischrohr. Der Grund dafür ist die Induktion durch die aus dem baroklinen Drehmoment entstandene zusätzliche negative azimuthale Wirbelstärke. Somit erhöht sich der Einfluss der Mischrohrwand auf die Rückströmblase. Gleichzeitig induziert die zusätzliche negative azimuthale Wirbelstärke nach der Biot-Savart Gleichung stromab der Rückströmblase eine in Richtung der Achse gerichtete höhere radiale Geschwindigkeit. Folglich wird in Fall 2 die Rückströmblase von der Rückströmzone abgetrennt (siehe Abb. 94). Auch in Fall 1 sind Tendenzen zur Bildung einer geschlossenen Rückströmblase vorhanden. Die Rückströmblase schließt sich aber nicht ganz, da sowohl die radiale Induktion nicht ausreicht als auch der Einfluss der Mischrohrwand nicht vorhanden ist.

7.3.4 Vergleich mit der Flammenausbreitung in freien Wirbelröhren

Die Ergebnisse sollen nun mit der Literatur zur Flammenausbreitung in freien Wirbelröhren verglichen werden (Kap. 4.3.4). Die von verschiedenen Autoren untersuchten freien Wirbel waren durch ein Fehlen einer axialen Anströmung und einer Rückströmblase im ungezündeten Zustand gekennzeichnet und unterscheiden sich daher deutlich vom vorliegenden Fall. Die Verbrennung wurde entweder mit einer planaren Flammenzone oder mit einem auf der Achse liegenden Flammenkern gestartet. Es ist daher zu erwarten, dass die zeitliche Entwicklung der Vorgänge Unterschiede zur in der Arbeit untersuchten Konfiguration aufweist.

In der Wirbelröhre entsteht anfänglich azimuthale Wirbelstärke durch das hohe barokline Drehmoment in der Flammenzone. Dort stehen die Gradienten der Dichte und des Drucks senkrecht zueinander. Die azimuthale Wirbelstärke induziert eine axiale Geschwindigkeit und eine Blase entsteht, die den Wirbelkern aufweitet. Durch die Divergenz der Stromlinien wird die axiale Wirbelstärke in eine azimuthale Wirbelstärke umorientiert. Das führt in der Blase zu einer zusätzlichen hohen Induktion der axialen Geschwindigkeit. Gleichzeitig verringert sich innerhalb der Blase die Induktion infolge des baroklinen Drehmoments, da der Winkel zwischen den Gradienten der Dichte und des Drucks kleiner wird. Insgesamt steigt

die Summe aus den beiden Anteilen. Letztendlich propagiert die Flamme mit der Blase.

Dagegen existiert am Übergang vom Wirbelrohr in die Brennkammer bereits ohne Verbrennung eine Rückströmblase durch das erzwungene Wirbelaufplatzen. Folglich ist durch die Wirbelkernaufweitung bereits eine Umorientierung der axialen Wirbelstärke in die azimutale Wirbelstärke vorhanden. Die azimutale Wirbelstärke führt zu einer stromauf gerichteten Induktion, die der Grund für die Bildung der Rückströmblase ist. Sie steht mit dem axialen Strahl auf der Achse im Gleichgewicht. Durch die Verbrennung entwickelt sich ein baroklines Drehmoment, das zusätzliche azimutale Wirbelstärke in der Rückströmblase produziert. Diese führt zu einer zusätzlichen stromauf gerichteten Induktion in der Rückströmblase. Die gesamte Induktion aus den zwei Anteilen ist dann so groß, dass das Gleichgewicht gestört wird und die Flamme mit der Rückströmblase stromauf verschoben wird.

Der Vergleich zwischen freier Wirbelröhre und der untersuchten Konfiguration zeigt, dass die Flamme in beiden Fällen durch die kombinierte Induktion aus Umorientierung und baroklinem Drehmoment propagiert. Dabei kommt dem baroklinen Drehmoment eine wichtige Bedeutung zu. Sobald die Verbrennungsleistung reduziert wird, sinkt die Induktion und die Flamme wird wieder ausgespült. Das Gleiche gilt für die freie Wirbelröhre. Das Absinken der Induktion durch das barokline Drehmoment führt zu einer Verkleinerung der Blase. Somit geht die Wirbelkernaufweitung zurück. Letztendlich wird die Umorientierung der axialen Wirbelstärke in die azimutale Wirbelstärke schwächer. Die Induktion fällt weiter und die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit geht zurück. In der freien Wirbelröhre wird die Blase in erster Linie durch die Induktion infolge des baroklinen Drehmoments aufrecht erhalten. Dies gilt auch für die Blase im Wirbelrohr.

7.3.5 Einfluss der Drallströmungsform auf die Flammenrückschlagsneigung

Nachdem gezeigt wurde, welche Effekte zum Flammenrückschlag führen, soll nun darauf eingegangen werden, wie der Kern der Wirbelströmung zu gestalten ist, um die Neigung zu Flammenrückschlägen zu reduzieren.

In den vorherigen Kapiteln wurde gezeigt, dass durch eine minimale Erhöhung der tangentialen Geschwindigkeit in Achsnähe die Drallströmung gegen einen Flammenrückschlag anfällig wird. Auch die Verringerung des Wirbelkernradius erhöht die Neigung zu Flammenrückschlägen, wie in diesem Kapitel gezeigt wird. Zu diesem Zweck wird die Drallströmung im Wirbelrohr gezielt verändert, um jeweils eine rückschlagsgefährdete und eine rückschlags sichere Konfiguration zu erzeugen.

Die Abbildungen 115, 116 und 117 zeigen Drallströmungen, die mit dem zweidimensionalen Verfahren berechnet wurden. Die Randbedingungen stammen aus unterschiedlichen Quellen. Abbildung 115 zeigt die Drallströmungen von Fall 1 und Fall 2 aus den oben durchgeführten Analysen. In Abbildung 116 wurden Profile aus 3D-Simulationen verwendet, während die in Abbildung 117 gezeigten Profile aus 2D-Simulationen mit Drallquelle stammen. In den jeweiligen axialsymmetrischen Modellen wurde das achsnahe Strömungsfeld manipuliert, dass Drallströmungen entstehen, die gegen einen Flammenrückschlag sicher (Fall b) bzw. gefährdet (Fall a) sind. Die jeweiligen radialen Verläufe der Geschwindigkeitskomponenten und der turbulenten Viskosität bei $x = -191$ mm sind in den oberen Grafiken der Abbildungen 115, 116 und 117 wiedergegeben (rot Fall a und blau Fall b). Obwohl in den jeweiligen Abbildungen die Strömungsgrößen nicht stark voneinander abweichen, propagiert die Flamme in allen Fällen a komplett durch das Mischrohr. Das erkennt man in den jeweiligen Abbildungen an den Verläufen der Temperatur T bei hoher und niedriger Luftzahl in Fall a (linke Bilder unten) und Fall b (rechte Bilder unten). Es wird deutlich, dass eine minimale Erhöhung der tangentialen Geschwindigkeit in Achsnähe und/oder eine Reduzierung des Wirbelkernradius die Flammenrückschlagsneigung stark erhöht.

Die in den jeweiligen Abbildungen mittig dargestellten Konturverläufe der

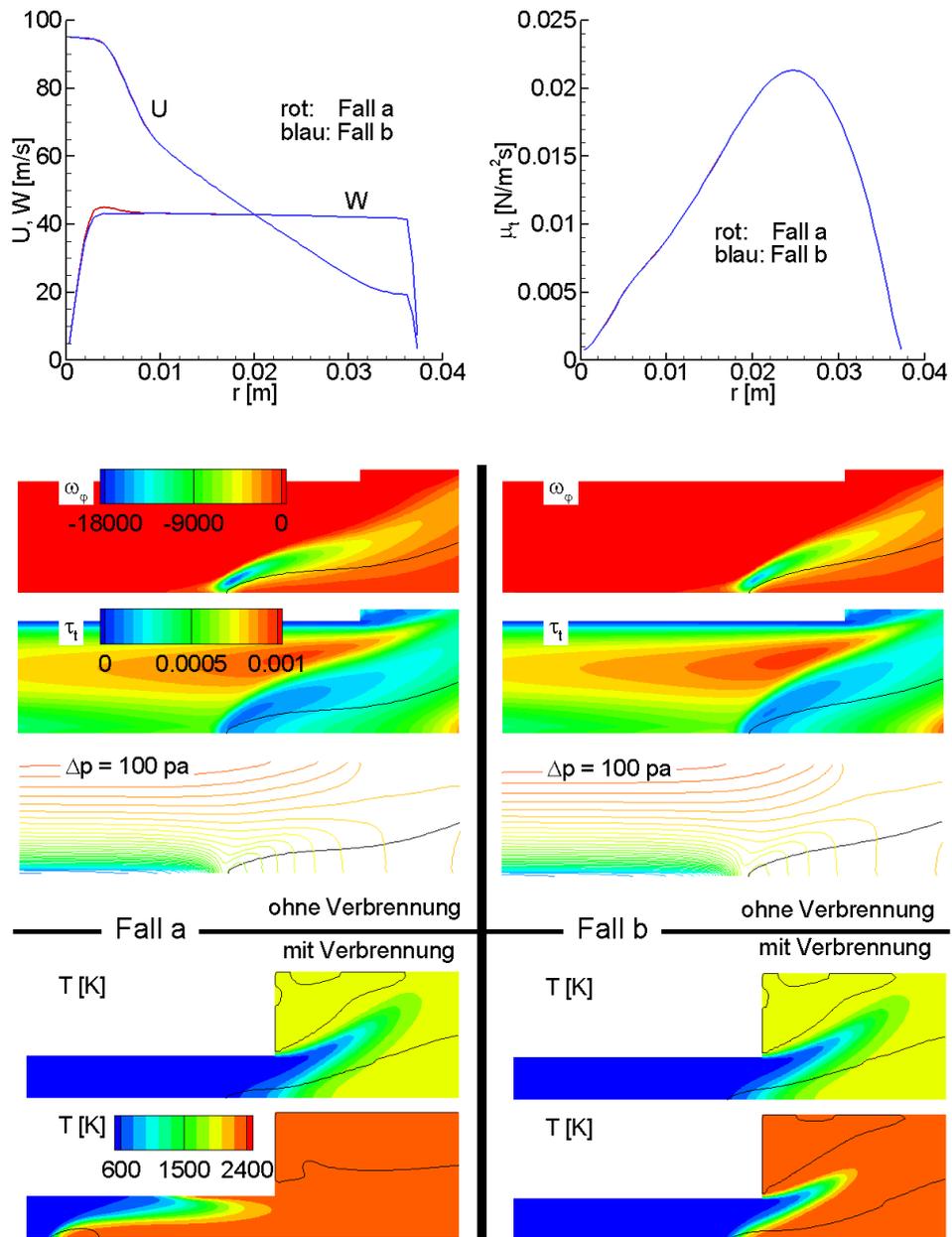


Abbildung 115: Flammenrückschlagsneigung (theoretische Profile)

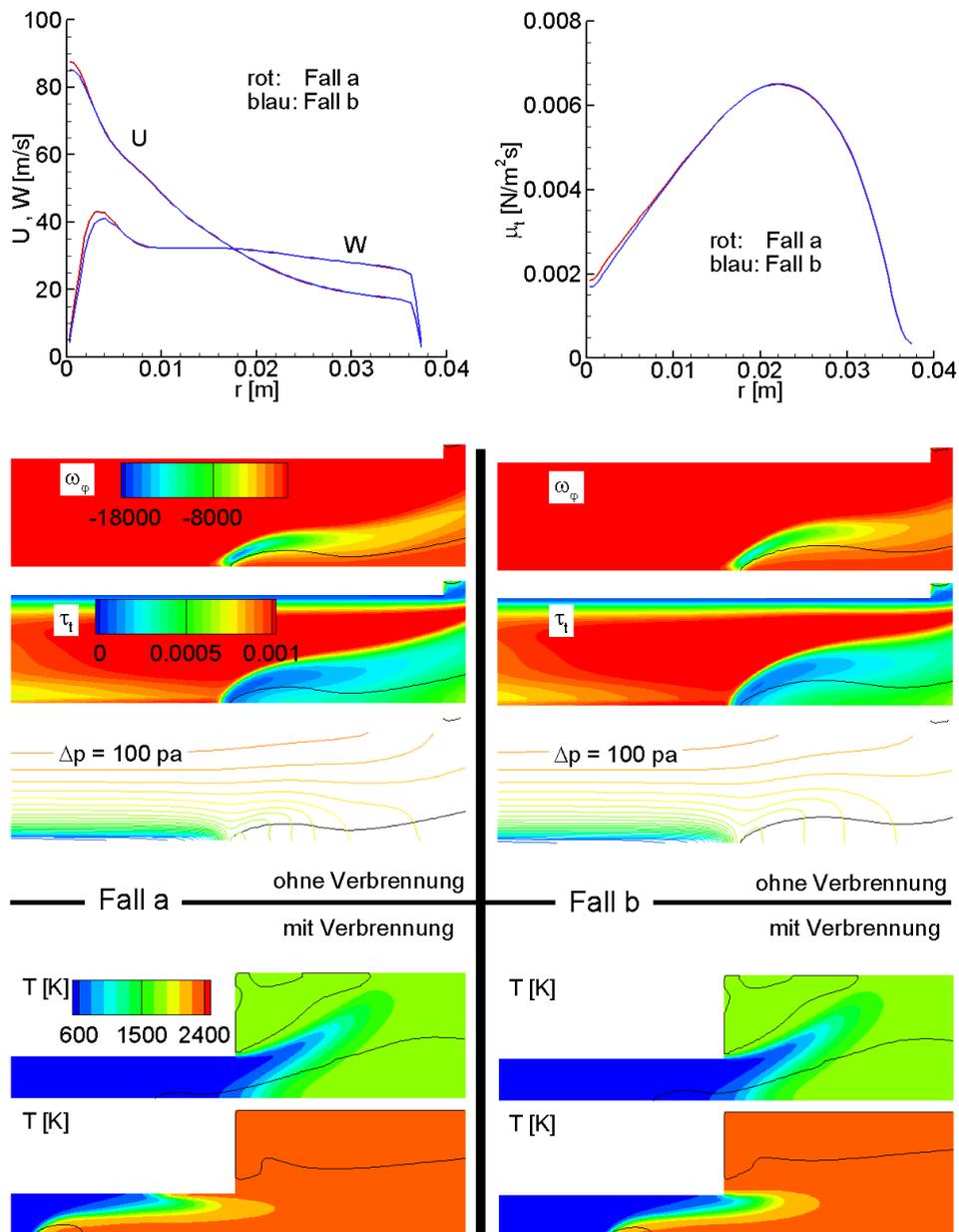


Abbildung 116: Flammenrückschlagsneigung (Profile aus der 3D-Simulation)

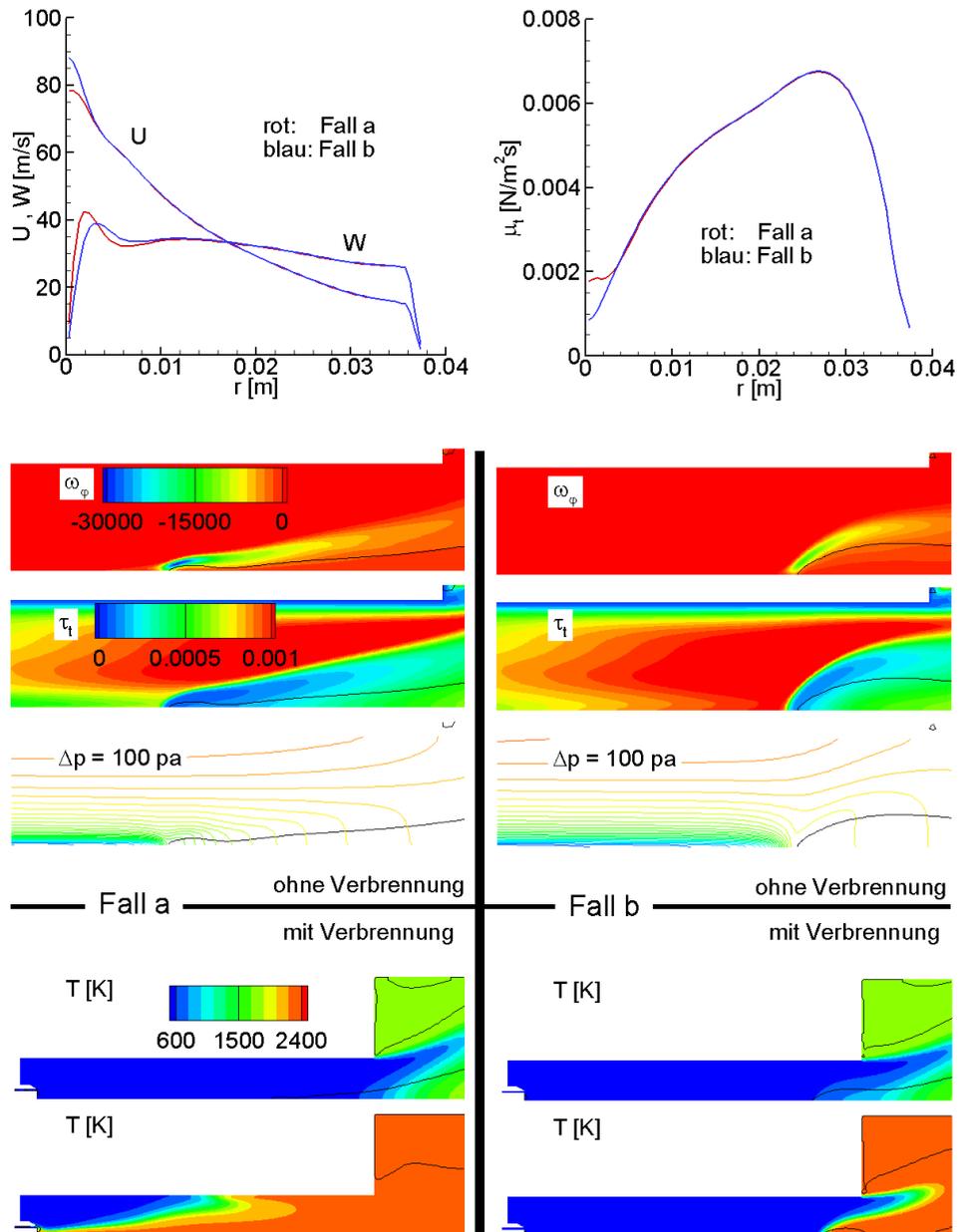


Abbildung 117: Flammenrückschlagsneigung (Simulation mit Drallquelle)

azimutalen Wirbelstärke ω_φ , des Turbulenzzeitmaßes τ_t und des statischen Drucks p beziehen sich auf die Drallströmungen ohne Verbrennung in den Fällen a (linke Bilder) und Fällen b (rechte Bilder). Diese Größen wurden gewählt, weil sie die Flammenrückschlagsneigung beeinflussen, wie schon in Kapitel 7.3.1 und 7.3.2 gezeigt wurde.

In den Analysen in Kapitel 7.3.2 wurde gezeigt, dass bei Absenkung der Luftzahl mit einem Anstieg des baroklinen Drehmoments in der Rückströmblase die stromauf gerichtete Induktion stärker wird und letztendlich die Flamme stromauf propagiert. Bei einer konstanten Luftzahl hängt die Höhe des baroklinen Drehmoments vom Gradienten des Drucks im Bereich der Rückströmblase ab. Je höher dieser ist, um so stärker wird das barokline Drehmoment. In den jeweiligen Abbildungen 115, 116 und 117 sind die Druckgradienten in den Fällen a höher als in den Fällen b. Folglich entwickelt sich in den Fällen a ein höheres baroklines Drehmoment.

Gleichzeitig muss gewährleistet sein, dass bei Absenkung der Luftzahl die schmaler werdende Flammenzone nicht zu früh vor die Rückströmblase wandert, da dann die in der Drallströmung ohne Verbrennung bereits vorhandene negative azimutale Wirbelstärke so stark reduziert wird, dass deren Induktion abnimmt. Tritt dies auf, steht keine ausreichende Induktion zur Einleitung eines Flammenrückschlags zur Verfügung. Da das Brennstoff-Luft-Gemisch homogen ist, genügt für die Untersuchung des Quenchings die Betrachtung des Turbulenzzeitmaßes. Je kleiner es in der Spitze der Rückströmblase ist, um so niedriger muss die Luftzahl sein, damit die Flammenzone stromauf vor die Rückströmblase wandert. Die Abbildungen 115, 116 und 117 zeigen in den Fällen a kleinere Turbulenzzeitmaße, die gleichzeitig einen größeren Bereich der Spitze ausfüllen. Folglich wandert die Flammenzone in den Fällen a erst bei niedrigerer Luftzahl vor die Rückströmblase als in den Fällen b. Somit bleibt die Induktion aus der Drallströmung ohne Verbrennung länger erhalten und das barokline Drehmoment erreicht ein Niveau, dass die Kombination beider Anteile hoch genug ist, um einen Flammenrückschlag einzuleiten. In Abbildung 115 ist der Unterschied im Turbulenzzeitmaß zwischen Fall a und b kaum erkennbar, da die Veränderung der Drallströmung sehr gering gewählt wurde. Beide Fälle liegen gerade im Grenzbereich des Flam-

menrückschlags.

Die drei in den Abbildungen 115, 116 und 117 gezeigten Fälle führen zu folgendem Schluss: Je stärker die Induktion in der Drallströmung ohne Verbrennung ist, um so leichter kann ein Flammenrückschlag eingeleitet werden. Die Induktionswirkung stammt von der negativen azimuthalen Wirbelstärke im Bereich der Rückströmblase. Die negative azimuthale Wirbelstärke ist in den Fällen a höher als in den Fällen b (Abbildungen 115, 116 und 117). Die Ursachen hierfür sind die höhere Verdrallung und/oder der schmalere Wirbelkern. Aus diesem Grund liegen die Rückströmblasen in der Drallströmung ohne Verbrennung in den Fällen a weiter im Mischrohr. In den Abbildungen 116 und 117 wird in den Fällen b von der Rückströmzone eine Rückströmblase abgetrennt. Sie propagiert nicht komplett durch das Mischrohr, was zeigt, dass die Bildung einer neuen kleinen und geschlossenen Rückströmblase für das stromauf Propagieren keine hinreichende Bedingung darstellt.

In Kapitel 6.2.8 konnte eine Abhängigkeit der axialen Position der Rückströmblase vom dimensionslosen Totaldruckverlust auf der Achse gefunden werden, solange der radiale Verlauf der Turbulenz ähnlich ist. Da sich der dimensionslose Totaldruckverlust mit der Absenkung der Luftzahl nicht verändert (siehe Abb. 93), stellt sich die Frage, ob die Höhe des dimensionslosen Totaldruckverlustes mit der Flammenrückschlagsneigung korreliert werden kann. Abbildung 118 zeigt den dimensionslosen Totaldruckverlust auf der Achse für die sechs in Abbildung 115, 116 und 117 gezeigten Fälle. Der Verlauf des dimensionslosen Totaldruckverlustes bei Anwendung der theoretischen Profile am Eingang weicht von den anderen ab und die Rückströmblasen liegen weiter stromab. Der Grund dafür ist der abweichende radiale Verlauf der turbulenten Viskosität, welcher einen deutlichen Einfluss auf die Position der Rückströmblase hat (siehe Abb 78). Betrachtet man nur den Bereich kurz vor dem Wirbelrohrende stromauf der Blasen ($x \approx -0.1$ m), lässt sich folgern, dass die Drallströmungen trotz dieser Abweichung bei einer dimensionslosen Totaldruckdifferenz kleiner als -4 flammenrückschlagsgefährdet sind. Ohne breitere Parameterstudie mit unterschiedlichen Drallformen als hier untersucht ist allerdings nicht bewiesen, dass die Aussage allgemeingültig ist.

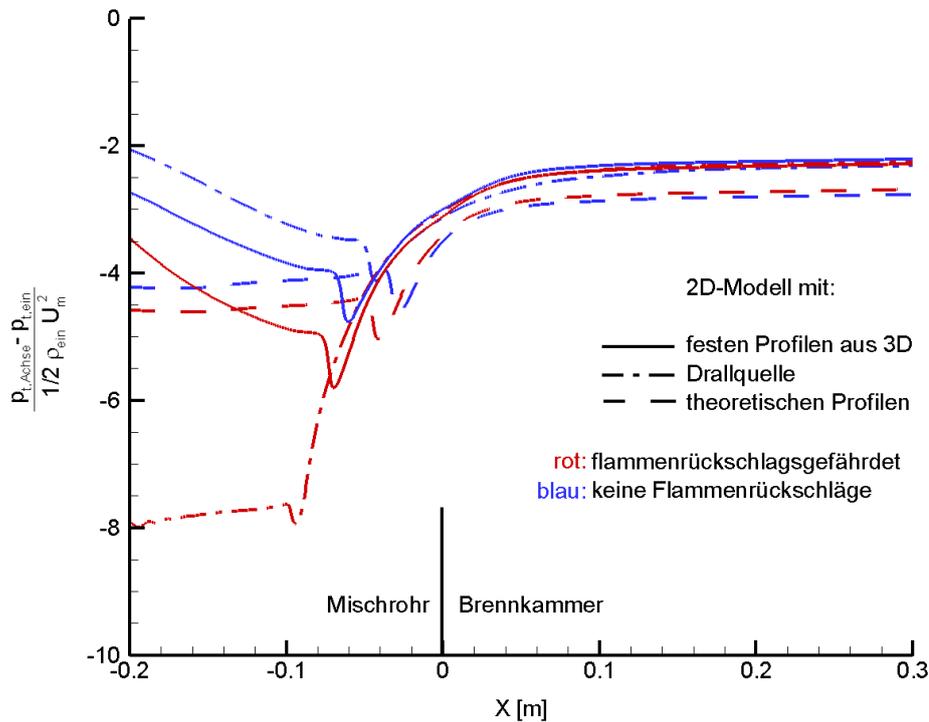


Abbildung 118: Flammenrückschlagsneigung in Abhängigkeit von der dimensionslosen Totaldruckdifferenz

Zusammenfassend zeigt der Vergleich, dass die Verringerung der achsnahen tangentialen Geschwindigkeit und/oder die Vergrößerung des Wirbelkerndurchmessers die Sicherheit gegen Flammenrückschläge erhöht.

7.3.6 Vergleich des Erscheinungsbilds der propagierenden Flamme mit dem Experiment

Fritz [40] untersuchte das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen mit Hilfe von simultan durchgeführten UV-intensivierten Hochgeschwindigkeits- und zweidimensionalen LIF-Aufnahmen. Er teilte es in vier Phasen auf, die sich bei einem Flammenrückschlag mehrfach wiederholen können (Abb. 119):

- Phase 1: Anwachsen und Ausreagieren der Rückströmblase
- Phase 2: Induktion des Wirbelaufplatzens stromauf der Reaktionszone

- Phase 3: Entwicklung eines Strahls aus Verbrennungsprodukten
- Phase 4: Ausbilden einer reagierenden Rückströmblase hoher Symmetrie

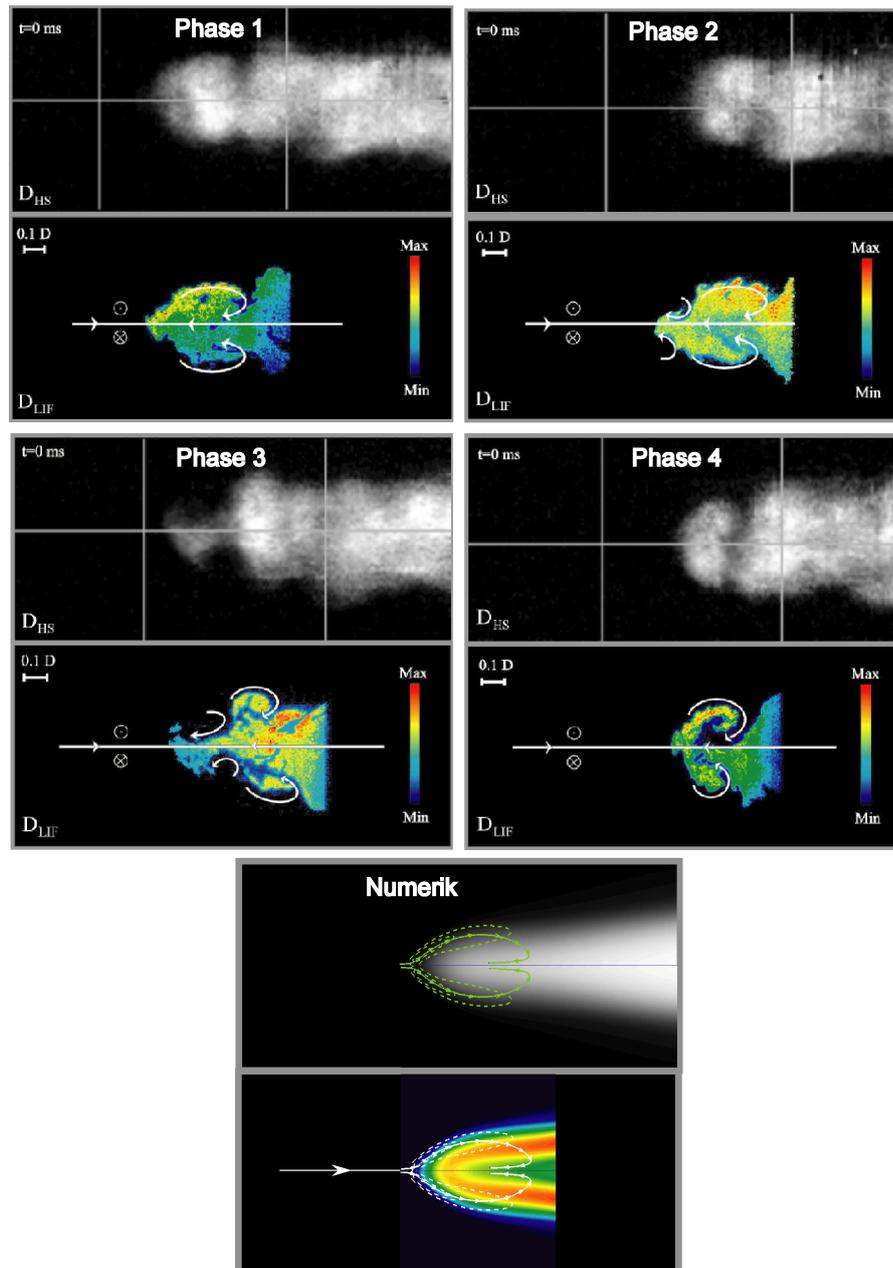


Abbildung 119: Entwicklung des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens dargestellt mit LIF- und UV-intensivierten Aufnahmen im Vergleich zum numerisch berechneten Wirbelaufplatzens

Bei der Analyse der LIF- und UV-intensivierten Aufnahmen identifizierte Fritz [40] eine zusätzliche Wirbelkernaufweitung stromauf der Reaktionszone als Ursache des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens. Bei seiner Phaseneinteilung ging er von einer symmetrischen voll ausgebildeten Rückströmblase aus, in der ein gut durchmisches Gasgemisch gleichmäßig reagiert (Phase 1). Anschließend kommt es durch eine zusätzliche Wirbelkernaufweitung zur Induktion, die zu einem Wirbelaufplatzen stromauf der Rückströmblase führt. Daraufhin werden die Verbrennungsprodukte in Achsnähe in die neu entstandene Rückströmblase (Phase 3) befördert. Dann bildet sich eine symmetrische, reagierende Rückströmzone aus (Phase 4) und es findet wieder der Übergang in Phase 1 statt.

In Abbildung 119 ist eine Momentanaufnahme des Flammenrückschlags aus der numerischen Simulation eingefügt. Dazu wurde die Temperaturverteilung grau skaliert und die bei den LIF-Aufnahmen erstellten Konturfärbungen für die chemische Reaktionsrate übernommen. Die Stromlinien (durchgezogene Linien mit Pfeilen) und zwei Konturlinien der azimuthalen Wirbelstärke von -5000 bzw. -10000 $1/s$ (gestrichelte Linien) verdeutlichen in diesem Bereich den Aufbau der Strömung. Trotz der im Experiment vorkommenden Schwankungen stimmt das numerisch ermittelte Temperaturfeld mit den UV-intensivierten Aufnahmen sehr gut überein. Mit einem 2D-axialsymmetrischen Modell werden die in den Phasen 3 und 4 vorkommenden starken Asymmetrien nicht erfasst. Sowohl im Experiment als auch in der Numerik findet innerhalb der Blase eine Volumenreaktion statt. Die am Randbereich der Rückströmblase vorkommende erhöhte chemische Umsetzung ist in beiden Fällen gut sichtbar.

In der numerischen Simulation zeigte sich das zyklische Auftreten der vier Phasen beim Propagieren der Flamme durch das Mischrohr nicht. Es liegt die Vermutung nahe, dass die vier Phasen sowohl von den im Strömungsfeld vorkommenden Asymmetrien bzw. Schwankungen als auch von den auftretenden Störungen der Wechselwirkung der Turbulenz mit der chemischen Reaktion verursacht werden.

Trotz der festgestellten Unterschiede zwischen Rechnung und Experiment durch dreidimensionale Effekte, gibt das 2D-axialsymmetrische Modell das Propagieren der Flamme durch das Mischrohr gut wieder. Da auch die

Rückschlagsgrenzen quantitativ richtig berechnet werden konnten (siehe Abb. 81), lässt sich folgern, dass die dreidimensionalen Effekte von untergeordneter Bedeutung sind.

7.3.7 Bedeutung des lokalen Flammenlöschens (Quenching)

Es stellt sich noch die Frage, wie das barokline Drehmoment mit der brennerspezifischen Konstante C_{quench} (siehe Gl. (3) und Kröner [73]) verknüpft werden kann. In einer flammenrückschlagsgefährdeten Drallströmung kann ein Flammenrückschlag dann verhindert werden, wenn das Verhältnis des chemischen Zeitmaßes und des Strömungszeitmaßes größer als C_{quench} ist. Mit Absenkung der Luftzahl in einer Drallströmung verringert sich das chemische Zeitmaß bei gleichzeitig lokal konstant bleibendem Strömungszeitmaß. Dies ist gleichbedeutend mit einer Erhöhung der chemischen Umsetzung und der Wärmefreisetzung. Folglich steigt die adiabate Temperatur und die Ausdehnung der Flammenzone verringert sich. Beides führt zu einem Anstieg des Gradienten der Dichte (Abb. 120). Je höher der Gradient ist, um so höher wird das barokline Drehmoment. Das verstärkt die Entstehung der zusätzlichen azimuthalen Wirbelstärke und letztendlich die zusätzliche Induktion in der Rückströmblase. Wenn das chemische Zeitmaß so klein ist, dass C_{quench} unterschritten wird, erreicht die zusätzliche Induktion das Niveau, das zur Einleitung eines Flammenrückschlags notwendig ist.

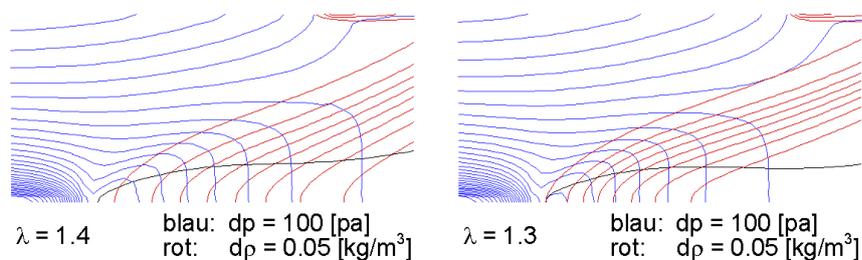


Abbildung 120: Gradienten des Drucks und der Dichte bei den Luftzahlen von $\lambda = 1.3$ und 1.4

7.3.8 Zusammenfassende Darstellung der zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens führenden Effekte

Abbildung 121 stellt die schematische Zusammenfassung zur Entstehung bzw. zum Verhindern eines verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens dar.

Skizze a zeigt die in dieser Arbeit untersuchte Strömungsform mit den typischen radialen Geschwindigkeitsverläufen U und W . Bei einem Querschnittsprung platzt der Wirbel infolge der Aufweitung des Wirbelkerns (divergierende Stromlinie) auf. Dort entsteht durch die Umorientierung der axialen Wirbelstärke torusförmig angeordnete negative azimuthale Wirbelstärke. Diese führt auf der Achse zu einer Induktion ($I_{ind,kalt}$) negativer axialer Geschwindigkeit, die zur Bildung einer Rückströmblase führt.

In der Drallströmung mit Verbrennung entwickelt sich bei hoher Luftzahl eine Flammenzone stromab des Staupunktes der Rückströmblase (Skizze b). Die Turbulenz und die Stärke der Rückströmzone bestimmen den Verlauf und die Breite der Flammenzone im Bereich der Rückströmblase. Infolge der nicht parallel zueinander stehenden Gradienten des Drucks und der Dichte entsteht ein baroklines Drehmoment. Das erzeugt in der Rückströmblase zusätzliche negative azimuthale Wirbelstärke. Folglich entwickelt sich dort eine zusätzliche Induktion $I_{ind,baro}$.

Mit Reduzierung der Luftzahl bewegt sich die Flammenzone stromauf und wird schmaler (Skizze c). Im Bereich des Staupunktes ist die Verbrennung stark chemisch kontrolliert, sodass stromauf von der Blase kaum Brennstoff umgesetzt wird. Die Reduzierung führt zu einem starken Anstieg des Gradienten der Dichte, was zu einem größeren baroklinen Drehmoment führt. Dadurch wächst die stromauf gerichtete Induktion $I_{ind,baro}$ stark an. In Kombination mit der aus der kalten Strömung vorhandenen Induktion $I_{ind,kalt}$ wird das Gleichgewicht der Strömung mit der Rückströmblase gestört. Letztendlich propagiert die Rückströmblase gegen die hohe axiale Jetströmung auf der Achse stromauf.

In Drallströmungen mit niedrigeren tangentialen Geschwindigkeiten und/oder größerem Wirbelkerndurchmesser ist die negative azimuthale

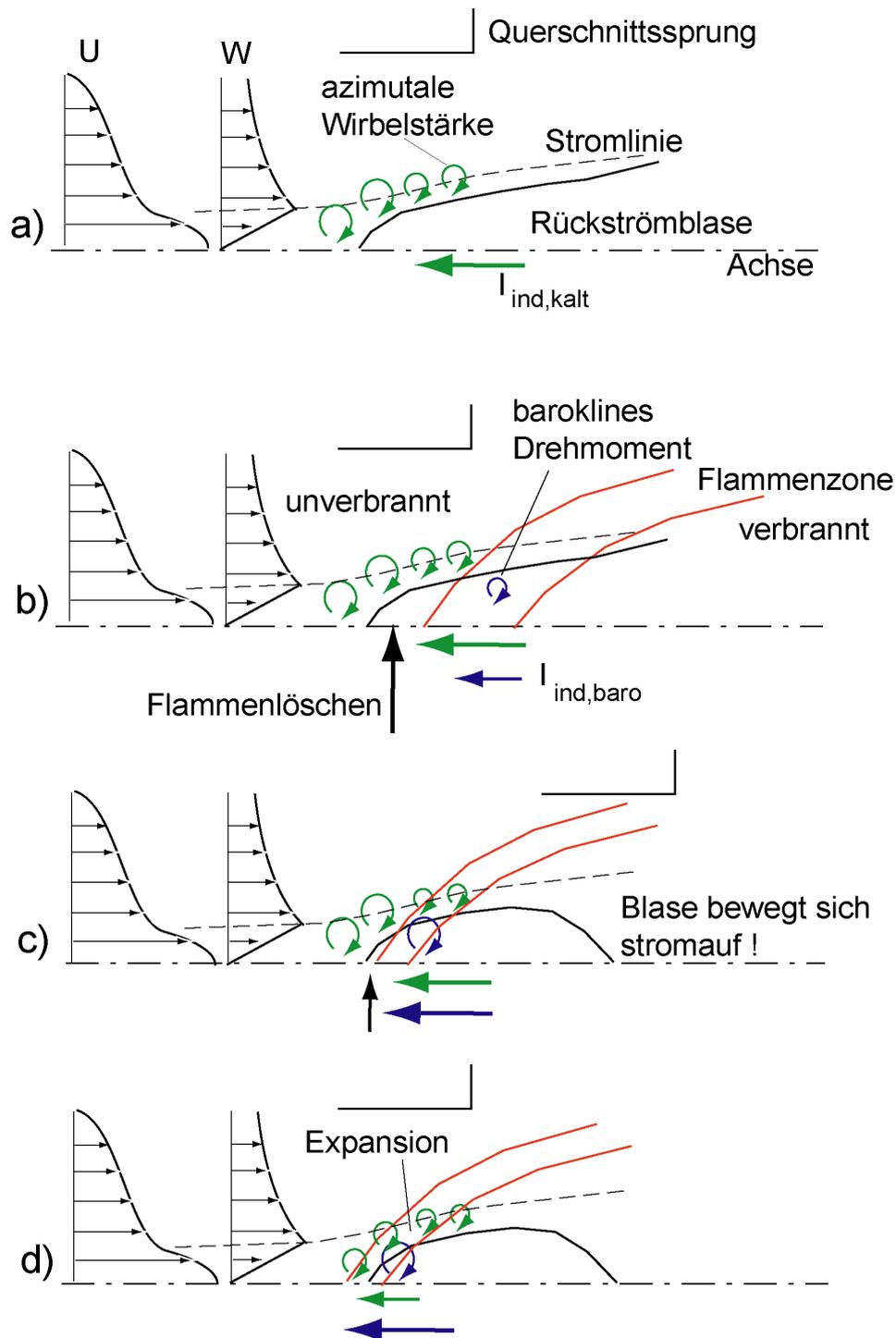


Abbildung 121: Schema zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen

Wirbelstärke um die Rückströmblase geringer und die Induktion durch das barokline Drehmoment reicht nicht mehr dazu aus, das Stromaufpropagieren der Rückströmblase einzuleiten. Eine weitere Reduzierung der

Luftzahl erhöht zwar das barokline Drehmoment, gleichzeitig wandert jedoch die Flammenzone stromauf vor den Staupunkt (Skizze d). Durch die Volumenexpansion weiter stromauf wird nun die in der kalten Drallströmung vorhandene negative azimuthale Wirbelstärke reduziert. Somit wird die zusätzliche Induktion durch das barokline Drehmoment durch die Reduzierung der beim Wirbelaufplatzen ohne Verbrennung vorhandenen Induktion infolge der Expansion kompensiert.

Abbildung 122 zeigt, wie ein verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen in einer hochturbulenten Drallströmung mit einer Rückströmblase optimal eingeleitet werden kann. Das barokline Drehmoment ist am höchsten, wenn die Gradienten der Dichte (rote Linien) und des Drucks (blaue Linien) senkrecht zueinander stehen. Mit Erhöhung der Gradienten der Dichte und des Drucks steigt das barokline Drehmoment weiter an. Erstes wird über die Absenkung der Luftzahl erreicht. Im Rückströmblasenbereich steigen die Gradienten des Drucks, wenn in der Drallströmung die Verdrallung im achsnahen Bereich erhöht bzw. der Wirbelkernradius kleiner wird. Die Flammenzone sollte den Bereich vor der Spitze der Rückströmblase (grüne Einkreisung) nicht erreichen.

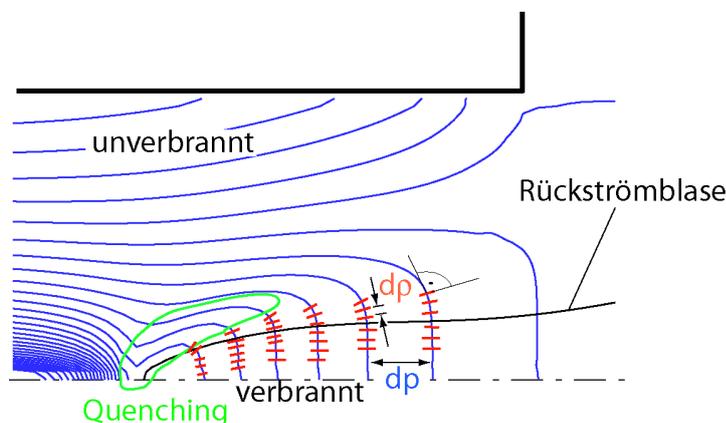


Abbildung 122: Anordnung für ein verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzens

Die Sicherheit von Drallströmungen gegen Flammenrückschläge kann verbessert werden, wenn es gelingt, die achsnahe Verdrallung zu verringern, den Wirbelkernradius zu vergrößern und das Turbulenzzeitmaß in der Rückströmblase zu verkleinern.

8 Zusammenfassung

In früheren Studien wurden in einer gasturbinentypischen, hochverdichteten Strömung mit einem axialen Jetstrom auf der Symmetrieachse Flammenrückschläge bei Reduzierung der Luftzahl in homogenen Methan-Luft-Gemischen beobachtet. Dieser Flammenrückschlagstyp - das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen - konnte erstmals mit einem CFD-Code numerisch simuliert werden.

Die Ziele dieser Arbeit waren die Entwicklung eines CFD-Tools zur Vorhersage von Flammenrückschlägen während der industriellen Designphase von Gasturbinenbrennern und die Verbesserung des Verständnisses hinsichtlich der beim verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen vorkommenden Mechanismen. Darüber hinaus sollte eine quantitative Übereinstimmung zu den experimentellen Daten erreicht werden.

Im Hinblick auf die industrielle Anwendung der in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse wurde auf ein kommerzielles CFD-Tool zurückgegriffen. In dieser Arbeit wurden drei Verbrennungsmodelle auf die quantitative Wiedergabe der in den experimentellen Studien gewonnenen Daten, auf die Robustheit bei der numerischen Rechnung, auf die Anwendbarkeit in einem großen Bereich der Interaktion zwischen Turbulenz und chemischer Reaktion und auf eine einfache Implementierung untersucht. Die Auswahl fiel auf die Kombination eines Reynoldsspannungs-Modells mit dem Verbrennungsmodell von Schmid. Die mit dieser Kombination numerisch simulierten Strömungen mit bzw. ohne Verbrennung konnten die experimentellen Daten quantitativ wiedergeben.

Gleichzeitig wurde eine Strategie entwickelt, mit der eine Reduzierung dreidimensionaler Geometrien auf ein 2D-axialsymmetrisches Modell ermöglicht wird. Mit den 2D-axialsymmetrischen Modellen sind ausführliche Parameterstudien mit kurzen Rechenzeiten bei geringerem Speicherbedarf realisierbar. Beim einfachsten 2D-axialsymmetrischen Modell werden die aus der 3D-Rechnung gewonnenen Strömungsgrößen verwendet. Zur Einstellung der radialen Verläufe der Strömungsgrößen von Drallströmungen mit axialem Jetstrom wurde ein theoretischer Ansatz formuliert. Ein weiteres 2D-axialsymmetrisches Modell ermöglicht eine Redu-

zierung der dreidimensionalen Strömung im Schaufelbereich des Drallerzeugers auf zwei Dimensionen. Dazu wurde eine Drallquelle entwickelt, die über leicht implementierbare algebraische Formulierungen beliebige Strömungsformen in Abhängigkeit des durch die Drallquelle fließenden Massenstroms erzeugt. Die Flexibilität dieser Modelle wurde durch Simulationen von Drallströmungen ohne Verbrennung demonstriert. Dabei wurde deutlich, dass das Wirbelaufplatzen nicht über die Drallzahl beschrieben werden kann und das Verhalten der Rückströmblase sehr stark von minimalen Veränderungen der radialen Verteilungen der Strömungsgrößen im Wirbelkernbereich abhängt. Mit einem lokalen Anstieg der Verdrallung bzw. einer Verringerung der Turbulenz im Wirbelkernbereich wandert die Rückströmblase stärker stromauf.

Die detaillierte Analyse der Rechenergebnisse zeigte, dass sich die Wirbeltransportgleichung besonders gut dafür eignet, die Mechanismen, die zur Einleitung eines verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens führen, zu identifizieren. Die Interaktion der chemischen Reaktion mit der Strömung erzeugt ein um die Rückströmblase mittig angeordnetes, torusförmig wirkendes baroklines Drehmoment. Dieses führt auf der Achse in der Rückströmblase zu einer stromauf gerichteten Induktion. Die Kombination dieser Induktion mit der bereits beim kalten Wirbelaufplatzen vorhandenen Induktion stört das Gleichgewicht zwischen der Strömung und der Rückströmblase. Folglich wandert die Rückströmblase trotz des Axialjets auf der Achse stromauf in Richtung des Drallerzeugers. Gleichzeitig konnte demonstriert werden, dass minimale Veränderungen im Wirbelkernbereich der Drallströmung die Sicherheit des Drallbrenners gegenüber Flammenrückschlägen erhöhen können.

Die Kombination aus Reynoldsspannungs-Modell und dem Verbrennungsmodell von Schmid gibt die experimentell ermittelten Flammenrückschlagsgrenzen in einer flammenrückschlagsgefährdeten Drallströmung quantitativ richtig wieder. Weiterhin ist eine gute Übereinstimmung der numerisch ermittelten Strömungsgrößen im Bereich der Rückströmblase während des Flammenrückschlags mit den experimentellen Daten erzielt worden.

Diese Arbeit zeigt, dass Zerstörungen von in den Gasturbinen eingesetzten

Drallbrennern infolge von Flammenrückschlägen bereits in der industriellen Designphase mit einer unkompliziert durchführbaren numerischen Simulation vermieden werden können. Gleichzeitig ergänzt die numerische Simulation experimentelle Studien, da ein tieferer Einblick in die Struktur der Strömung bzw. in die Interaktion zwischen der chemischen Reaktion mit der Wirbeldynamik erreicht wird.

Literatur

- [1] D. Lilley A. Gupta and N. Syred. *Swirl Flows*. Energy and Engineering Science Series, 1984.
- [2] R. G. Abdel-Gayed and D. Bradley. Lewis number effects on turbulent burning velocity. *Twentieth Symposium on Combustion*, 1984.
- [3] R. G. Abdel-Gayed and D. Bradley. Criteria for turbulent propagation limits of premixed flames. *Combustion and Flame*, 62, 1985.
- [4] R. G. Abdel-Gayed and D. Bradley. Combustion regimes and the straining of turbulent premixed flames. *Combustion and Flame*, 76, 1989.
- [5] AEA Technology Engineering Software. *CFX 4.1 Flow Solver User guide*, 1995.
- [6] AEA Technology Engineering Software. *CFX-Tascflow Computational Fluid Dynamics Software: Primer Documentation*, 2000.
- [7] N. Ardey. *Struktur und Beschleunigung turbulenter Wasserstoff-Luft-Flammen in Räumen mit Hindernissen*. PhD thesis, Technische Universität München, 1998.
- [8] S. Armand and M. Chen. A combustion study of gas turbines using multi-species/reacting computational fluid dynamic. *ASME*, 2002.
- [9] K. Asato, H Wada, and T Hiruma. Characteristics of flame propagation in a vortex core: Validity of a model for flame propagation. *Combustion and Flame*, 110, 1997.
- [10] WM. T. Ashurst. Flame propagation along a vortex: the baroclinic push. *Combustion Science and Technology*, 112, 1996.
- [11] G. K. Batchelor. *An Introduction to Fluid Dynamics*. Cambridge University Press, 1967.
- [12] D. E. Bohn and J. Lepers. Numerical simulation of swirl-stabilized premixed flames with a turbulent combustion model based on a systematically reduced 6-step reaction mechanism. *ASME*, 2000.

-
- [13] D. Bradley and P. H. Gaskell. Premixed turbulent flame instability and no formation in a lean-burn swirl burner. *Combustion and Flame*, 115, 1998.
- [14] D. Bradley and X. J. GU. Burning velocities, markstein lengths, and flame quenching for spherical methane-air flames: A computational study. *Combustion and Flame*, 104, 1996.
- [15] D. Bradley and M. Z. Haq. Turbulent burning velocity , burned gas distribution, and associated flame surface definition. *Combustion and Flame*, 133, 2003.
- [16] M. Brandt. Persönliche kommunikation. *TU München*, 2004.
- [17] C. Brücker. *Experimentelle Untersuchung des Wirbelaufplatzens in rohren mit der Particle-Image-Celocimetry (PIV)*. PhD thesis, Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen, 1993.
- [18] M. Breuer. *Numerische Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen für dreidimensionale inkompressible instationäre Strömungen zur Simulation des Wirbelaufplatzens*. PhD thesis, Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen, 1991.
- [19] B. S. Brewster and S. M. Cannon. Modelling of lean premixed combustion in stationary gas turbines. *Progress in Energy and Combustion Science*, 25, 1999.
- [20] A. Brink and C. Mueller. Possibilities and limitations of the eddy break-up model. *Combustion and Flame*, 123, 2000.
- [21] S. Sarkar C. G. Speziale and T. B. Gatski. Modelling the pressure-strain correlation of turbulence: an invariant dynamical systems approach. *Journal of Fluid Mechanics*, 227, 1990.
- [22] S. M. Candel and T. J. Poinso. Flame stretch and the balance equation for the flame area. 1989.
- [23] R. K. Cheng. Velocity and scalar characteristics of premixed turbulent flames stabilized by weak swirl. *Combustion and Flame*, 101, 1995.

- [24] J. Chomiak and J. Jarosinski. Flame quenching by turbulence. *Combustion and Flame*, 48, 1982.
- [25] T. P. Coffee. Comment: Simplified reaction mechanisms for the oxidation of hydrocarbon fuels in flames. *Combustion Science and Technology*, 27, 1981.
- [26] M. Colditz. *Drehströmungen in konvergierend-divergierenden Düsen mit Sekundärstrom*. PhD thesis, Universität Karlsruhe, 1973.
- [27] L. R. Collins. *Turbulent Collision and Coagulation*. <http://fenske.che.psu.edu/Faculty/Collins/aerosol/collision>, 2003.
- [28] J. Daou and M. Matalon. Flame propagation in poiseuille flow under adiabatic conditions. *Combustion and Flame*, 124, 2001.
- [29] D. L. Darmofal. The role of vorticity dynamics in vortex breakdown. *AIAA*, 1993.
- [30] D. L. Darmofal. Comparisons of experimental and numerical results for axisymmetric vortex breakdown in pipes. *Computers and Fluids*, 25(4), 1996.
- [31] F. Dinkelacker. Struktur turbulenter vormischflammen. Technical report, ESYTEC Energie- und Systemtechnik GmbH, Nürnberg/Erlangen, 1991.
- [32] B. Durst. *Messungen und Simulationen zur Wechselwirkung zwischen Turbulenz und vorgemischten Flammen*. PhD thesis, Technische Universität München, 2000.
- [33] C. S. Tan E. M. Greitzer and M. B. Graf. *Internal Flow. Concepts and Applications*. Cambridge University Press, 2004.
- [34] J.G.M. Eggels. *Direct and Large Eddy Simulation of Turbulent Flow in a Cylindrical Pipe Geometry*. PhD thesis, Delft University, 1994.
- [35] A. Ern and M. D. Smooke. Vorticity-velocity formulation for three-dimensional steady compressible flows. *Journal of Computational Physics*, 105, 1993.

- [36] W. Fick, A. J. Griffiths, and T. O'Doherty. Visualisation of the precessing vortex core in an unconfined swirling flow. *Optical Diagnostics in Engineering*, 2, 1997.
- [37] C. A. J. Fletcher. *Computational Techniques for Fluid Dynamics I, II*. Springer, 1991.
- [38] P. Flohr, P. Schmitt, and O Paschereit. Mixing field analysis of a gas turbine burner. *ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition*, 2002.
- [39] M. Frenklach, H. Wang, and Co. *GRI-MECH 1.2*. http://www.me.berkeley.edu/gri_mech, 1995.
- [40] J. Fritz. *Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen*. PhD thesis, Technische Universität München, 2003.
- [41] J. Fritz, M. Kröner M., and T. Sattelmayer. Flashback in a swirl burner with cylindrical premixing zone. *ASME Paper 2001 GT-0054*, The 46th ASME International Gas Turbine and Aeroengine Technical Congress, 2001.
- [42] D. Froud, T. O'Doherty, and N. Syred. Phase averaging of the precessing vortex core in a swirl burner under piloted and premixed combustion conditions. *Combustion and Flame*, 100, 1995.
- [43] Thomas B. Gatski, M. Yousuff Hussaini, and John L. Lumley. *Simulation and Modeling of Turbulent Flows*. Oxford University Press, 1996.
- [44] M. M. Gibson and B. A. Younis. Calculation of swirling jets with a reynolds stress closure. *Physics of Fluids*, 29, 1986.
- [45] F Ginter. *Berechnung der instationären, turbulenten Strömung in hydraulischen Strömungsmaschinen*. PhD thesis, Institut für Strömungsmechanik und hydraulische Strömungsmaschinen der Universität Stuttgart, 1997.
- [46] S. I. Green. *Fluid Vortices*. Kluwer Academic Publishers, 1995.

- [47] K. Grunert. *Untersuchungen zur Turbulenzmodellierung und Berechnung verdrallter Innenströmungen*. PhD thesis, TU Berlin, 2000.
- [48] J. Göttgens, F. Mauss, and N. Peters. Analytic approximations of burning velocities and flame thickniesses of lean hydrogen, methane, ethylene, ethane, acetylene and propane flames. *Twenty-Fourth Symposium on Combustion*, 1992.
- [49] G. Guevremont. Finite element solution of the 3d compressible navier-stokes equations by a velocity-vorticity method. *Journal of Computational Physics*, 107, 1993.
- [50] W. Hallett. *Zur Strömung und Mischung in einer Eingeschlossenen Drallströmung mit Querschnittsänderungen*. PhD thesis, Universität Fridericiana Karlsruhe, 1981.
- [51] T. Hasegawa and K. Nishikado. Effect of density ratio on flame propagation along a vortex tube. *Twenty-Sixth Symposium on Combustion*, 1996.
- [52] R. Hillemanns. *Das Strömungs- und Reaktionsfeld sowie Stabilisierungseigenschaften von Drallflammen unter dem Einfluss der inneren Rezirkulationszone*. PhD thesis, Universität Fridericiana Karlsruhe, 1988.
- [53] C. Hirsch. *Ein Beitrag zur Wechselwirkung von Turbulenz und Drall*. PhD thesis, Universität Fridericiana Karlsruhe, 1995.
- [54] C. Hirsch and W. Polifke. Modelling turbulent swirling. *Proc. of Workshop: DNS and LES of Complex Flows: numerical and modeling aspects*, 1997.
- [55] S. Hoffmann. *Untersuchungen des Stabilisierungsverhaltens und er Stabilitätsgrenzen von Drallflammen mit innerer Rückströmzone*. PhD thesis, Universität Fridericiana Karlsruhe, 1994.
- [56] F. Holzäpfel. *Zur Turbulenzstruktur freier und eingeschlossener Drehströmungen*. PhD thesis, Universität Fridericiana Karlsruhe, 1996.

- [57] <http://fluent.com>. *CFD-Code von Firma FLUENT*.
- [58] Y. Huang, H. Sung, S. Shieh, and V Yang. Large-eddy simulation of combustion dynamics of lean-premixed swirl-stabilized combustor. *Journal of Propulsion and Power*, 19(5), 2003.
- [59] H. G. Im. Study of turbulent premixed flame propagation using a laminar flamelet model. *Center for Turbulence Research*, 1995. Annual Research Briefs.
- [60] H. G. Im and J. H. Chen. Effects of flow strain on triple flame propagation. *Combustion and Flame*, 126, 2001.
- [61] S. Ishizuka. Flame propagation along a vortex axis. *Progress in Energy and Combustion Science*, 28:477–542, 2002.
- [62] S. Jakirlic. *Reynolds-Spannungs-Modellierung komplexer turbulenter Strömungen*. PhD thesis, Friedrich Alexander Universität Erlangen, 1997.
- [63] M. Jischa. *Konvektiver Impuls-, Wärme- und Stoffaustausch*. Vieweg, 1982.
- [64] M. Jordan. *Zündung und Verbrennung in vorgemischten turbulenten Freistrahlen*. PhD thesis, Technische Universität München, 1999.
- [65] A. Kaltayev, J. E. Leblanc, and T. Fujiwara. Influence of turbulence on the deflagration to detonation transition in a tube. Technical report.
- [66] R. J. Kee, J. F. Grcar, and M. D. Smooke. A fortran program for modelling steady laminar one-dimensional premixed flame. *Scandia National Laboratories Report SAND85-8240*, 1992.
- [67] H. Kido and K. Tanoue. Experimental study of the turbulent combustion mechanism of non-stoichiometric mixtures. *Society of Automotive Engineers of Japan, Elsevier Science*, 1996.
- [68] F. Kiesewetter, C. Hirsch, J. Fritz, M. Kroender, and T. Sattelmayer. Two-dimensional flashback simulation in strongly swirling flows. *ASME Turbo Expo*, 2003.

- [69] Peter Klement. *Vergleich verschiedener Turbulenzmodelle zur Berechnung realer Strömungen in Laufrädern*. PhD thesis, Institut für Energietechnik der Technischen Universität München, 1999.
- [70] D. Kong and R. K. Eckhoff. Auto-ignition of ch_4 /air, c_3h_8 /air, ch_4/c_3h_8 /air and ch_4/co_2 /air using a 1 l ignition bomb. *Journal of Hazardous Materials*, 40, 1995.
- [71] A. S. Kotchourko, S. B. Dorofeev, and W. Breitung. Test of extended eddy break up model in simulations of turbulent h_2 -air combustion.
- [72] M. Kröner, J. Fritz, and T. Sattelmayer. Flashback limits for combustion induced vortex breakdown in a swirl burner. *ASME Paper GT-2002-30075*, The 47th ASME International Gas Turbine and Aeroengine Technical Congress, 2002.
- [73] M. Kroener. *Einfluss lokaler Löschvorgänge auf den Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen*. PhD thesis, Technische Universität München, 2003.
- [74] I. Lakkis and A. F. Ghoniem. Axisymmetric vortex method for low-mach number diffusion-controlled combustion. *Journal of Computational Physics*, 184, 2002.
- [75] H. Lamb. *Hydrodynamics*. Cambridge University Press, 1932.
- [76] T. Landefeld. <http://www.th-darmstadt.de/fb/mb/tsf11>.
- [77] T. Landefeld. *Turbulenzmodelle für stark verdrallte Systeme*. <http://www.th-darmstadt.de/fb/mb/ekt>.
- [78] B. E. Launder, G. J. Reece, and W. Rodi. Progress in the development of a reynolds-stress turbulence closure. *Journal of Fluid Mechanics*, 68, 75.
- [79] C. K. Law and C. J. Sung. Structure, aerodynamics, and geometry of premixed flamelets. *Progress in Energy and Combustion Science*, 26, 2000.
- [80] S.C. Li and F.A. Williams. Reaction mechanisms for methane ignition. *ASME Turboexpo*, 2000.

- [81] H. H. Liakos and E. P. Keramida. Heat and mass transfer study of impinging turbulent premixed flames. *Heat and Mass Transfer*, 38, 2002.
- [82] A. N. Lipatnikov and J. Chomiak. Turbulent flame speed and thickness: phenomenology, evaluation and application in multi-dimensional simulations. *Progress in Energy and Combustion Science*, 28, 2002.
- [83] Zhou Lixing. *Theory and numerical Modeling of Turbulent Gas-Particle Flows and Combustion*. CRC Press, Inc., 1993.
- [84] D. S. Louch and K. N. Bray. Vorticity in unsteady premixed flames: Vortex pair-premixed flame interactions under imposed body forces and various degrees of heat release and laminar flame thickness. *Combustion and Flame*, 125, 2001.
- [85] O. Lucca-Negro. Vortex breakdown: a review. *Progress in Energy and Combustion Science*, 27, 2000.
- [86] U. Maas and S. B. Pope. Simplifying chemical kinetics: Intrinsic low-dimensional manifolds in composition space. *Combustion and Flame*, 88, 1992.
- [87] H. C. Magel and R. Schneider. Numerical simulation of utility boilers with advanced combustion technologies. *Eighth International Symposium on Transport Phenomena in Combustion*, 1995.
- [88] B. F. Magnussen and B. H. Hjertager. On mathematical modeling of turbulent combustion with special emphasis on soot formation and combustion. In *Sixteenth Symposium (International) on Combustion*, pages 719–729. The Combustion Institute, 1977.
- [89] B. F. Magnussen and B. H. Hjertager. Effects of turbulent structure and local concentrations on soot formation and combustion in C_2H_2 diffusion flames. In *Seventeenth Symposium (International) on Combustion*. The Combustion Institute, 1978.
- [90] T. Mantel and J. M. Samaniego. Fundamental mechanisms in premixed turbulent flame propagation via flame-vortex interactions part ii: Numerical simulation. *Combustion and Flame*, 118, 1999.

- [91] E. Mastorakos and T. A. Baritaud. Numerical simulations of autoignition in turbulent mixing flows. *Combustion and Flame*, 109, 1997.
- [92] W. Nastoll. *Untersuchung zur instationären turbulenten Flammenausbreitung in geschlossenen Behältern*. PhD thesis, Universität Karlsruhe, 1989.
- [93] B. Noll, H. Schütz, and M. Aigner. Numerical simulation of high-frequency flow instabilities near an airblast atomizer. *ASME Turbo Expo*, 2001.
- [94] R. Panton. *Incompressible flow*. John Wiley, 1984.
- [95] C. Paschereit and P. Flohr. Combustion control by extended ev burner fuel lance. *ASME Turbo Expo*, 2002.
- [96] S. V. Patankar. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Hemisphere Publishing Corporation.
- [97] N. Peters. Turbulente brenngeschwindigkeit. Technical report, Abschlussbericht zum Forschungsvorhaben Pe 241/9-2, 1994.
- [98] N. Peters. *Turbulent Combustion*. Cambridge University Press, 2000.
- [99] D. Pfuderer. *Über das Potential klassischer statistischer Modelle zur Beschreibung turbulenter Strömungen*. PhD thesis, Technische Universität Darmstadt, 1997.
- [100] M. Philipp. *Experimentelle und theoretische Untersuchungen zum Stabilitätsverhalten von Drallflammen mit zentraler Rückströmzone*. PhD thesis, Universität Karlsruhe, 1991.
- [101] J. Pieringer, M. Brandt, and W. Polifke. Anwendung von modellen der turbulenten flammengeschwindigkeit auf einen vorgemischten strahlbrenner. Technical report, ESYTEC Energie- und Systemtechnik GmbH, Nürnberg/Erlangen, 1991.
- [102] W. Polifke, K. Döbbeling, D. Winkler, and T. Sattelmayer. A computational model for lean-premixed, highly turbulent combustion. *21st International Congress on Combustion Engines*, 1995.

- [103] W. Polifke and Peter Flohr. Modelinbg of inhomogeneously premixed combustion with an extended tfc model. *ASME Turbo Expo*, 2000.
- [104] W. Polifke, W. Geng, and K. Döbbeling. Optimization of rate coefficients for simplified reaction mechanisms with genetic algorithms. *Combustion and Flame*, 113, 1998.
- [105] S. B. Pope. *Turbulent Flows*. Cambridge University Press, 2001.
- [106] C. Poruba. *Turbulente Flammenausbreitung in Wasserstoff-Luft-Gemischen*. PhD thesis, Technische Universität München, 2003.
- [107] L. Qian. A vorticity-based method for incompressible unsteady viscous flows. *Journal of Computational Physics*, 172, 2001.
- [108] I. Rechenberg. *Evolutionsstrategie '94*. Frommann-Holzboog, 1994.
- [109] W. Rodi. Basic equations for turbulent flow in cartesian and cylindrical coordinates. *Imperial College of Science and Technology Department of Mechanical Engineering*, 1970.
- [110] B. Rogg. *RUN1DL: The Cambridge Universal Laminar Flamelet Computer Code*.
- [111] M. R. Ruith. Three-dimensional vortex breakdown in swirling jets and wakes: direct numerical simulation. *Journal of Fluid Mechanics*, 486, 2003.
- [112] Th. Rung. *Statistische Turbulenzmodellierung*. Hermann-Föttinger-Institut für Strömungsmechanik, 2001.
- [113] P. G. Saffman. *Vortex Dynamics*. Cambridge University Press, 1992.
- [114] J. M. Samaniego and T. Mantel. Fundamental mechanisms in premixed turbulent flame propagation via flame-vortex interactions part i: Experiment. *Combustion and Flame*, 118, 1999.
- [115] M. Scheurlen. *Über den Einsatz von Monte-Carlo-Verfahren zur Berechnung von Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen in reagierenden Brennkammerströmungen*. PhD thesis, Universität Karlsruhe, 1992.

- [116] C. Schmid. *Drallbrenner-Simulation durch Starrkörperwirbel-Strömungen unter Einbeziehung von Drallfreier Primärluft und Verbrennung*. PhD thesis, Universität Firdericiana Karlsruhe, 1991.
- [117] H. P. Schmid. *Ein Verbrennungsmodell zur Beschreibung der Wärmefreisetzung von vorgemischten turbulenten Flammen*. PhD thesis, Universität Firdericiana Karlsruhe, 1995.
- [118] H. P. Schmid, P. Habisreuther, and W. Leuckel. Numerical predictions of stability limits of lean premixed swirling flames. *Paper is dedicated to the 65th birthday of Prof. W. Leuckel*.
- [119] H. P. Schmid, P. Habisreuther, and W. Leuckel. A model for calculating heat release in premixed turbulent flames. *Combustion and Flame*, 113:79 – 91, 1998.
- [120] Ch. Schneider. Über die charakterisierung von turbulenzstrukturen in verdrallten strömungen. *Fortschritt-Berichte VDI*, 7(456), 2003.
- [121] B. E. Schönung. *Numerische Strömungsmechanik*. Springer, 1990.
- [122] L. Selle and G. Lartigue. Compressible large eddy simulation of turbulent combustion in complex geometry on unstructured meshes. *Elsevier Science*, 2003.
- [123] X. Shi. *Numerische Simulation des Aufplatzens von Wirbeln*. PhD thesis, Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen, 1983.
- [124] W. Shyy. *Computational Modeling for Fluid Flow and Interfacial Transport*. Elsevier, 1994.
- [125] A. Smirnoff. Evaluation of different turbulence models used in simulations of confined swirl flows. Technical report, Chalmers University of Technology, 1995.
- [126] G. P. Smith, D. M. Golden, and Co. *GRI-MECH 3.0*. http://www.me.berkeley.edu/gri_mech, 1999.
- [127] T. Someya. *Advanced Combustion Science*. Springer Verlag, 1993.

- [128] Y. Sommerer and D. Galley. Large eddy simulation and experimental study of flashback and blow-off in a lean partially premixed swirled burner. *Elsevier Science*, 2004.
- [129] L.J. Spadaccini and M.B. Colket. Ignition delay characteristics of methane fuels. In *Progress in Energy and Combustion Science*, volume 20. Elsevier Science Ltd, 1994.
- [130] C. G. Speziale. A review of reynolds stress models for turbulent shear flows.
- [131] C. G. Speziale, B. A. Younis, and S. A. Berger. Analysis and modeling of turbulent flow in an axially rotating pipe. *Journal of Fluid Mechanics*, 407f, 2000.
- [132] C. Stone and S. Menon. Numerical simulation of combustion dynamics in a swirling flow dump combustor. *High Performance Computing 2001, Grand Challenges in Computer Simulations*, 2001.
- [133] R. Strehlow. *Combustion Fundamentals*. McGraw-Hill Book Company, 1984.
- [134] J. C. Suh. A vorticity-velocity formulation for solving the two-dimensional navier-stokes equations. *Fluid Dynamics Research*, 25, 1999.
- [135] J. C. Suh. The evaluation of the biot savart integral. *Journal of Engineering Mathematics*, 37, 2000.
- [136] C. D. Taglia. *Numerical Investigation of the Non-Reacting unsteady Flow behind a Disk stabilized Burner wit large Blockage*. PhD thesis, University of Rome, 2002.
- [137] S. R. Turns. *An introduction to combustion: concepts and applications*. McGraw-Hill Company, 2000.
- [138] A. Umemura and K. Tomita. Rapid flame propagation in a vortex tube in perspective of vortex breakdown phenomena. *Combustion and Flame*, 125, 2001.
- [139] J. P. Vanyo. *Rotatiing fluids in engineering and science*. Butterworth-Heinemann, 1993.

- [140] H. K. Versteeg and W. Malalasekera. *An introduction to computational fluid dynamics The finite volume method*. Longman, 1995.
- [141] D. Veynante and L. Vervisch. Turbulent combustion modeling. *Progress in Energy and Combustion Science*, 28, 2002.
- [142] J. Warnatz. *Combustion: Physical and Chemical Fundamentals, Modeling and Simulation, Experiments, Pollutant Formation*. Springer Verlag, 1996.
- [143] M. Weimar. *Aufplatzen freier Wirbel und drallbehafteter Rohrströmungen*. PhD thesis, Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen, 1997.
- [144] Dag Wennerberg. *Entwicklung eines vorhersagefähigen Berechnungsmodells für stark verdrallte Strömungen mit Verbrennung*. PhD thesis, Technische Fakultät der Universität Erlangen-Nürnberg, 1995.
- [145] H. Werner. *Grobstruktursimulation der turbulenten Strömung über eine querliegende Rippe in einem Plattenkanal bei hoher Reynoldszahl*. PhD thesis, Technische Universität München, 1991.
- [146] C. K. Westbrook and F. L. Dryer. Simplified reaction mechanisms for the oxidation of hydrocarbon fuels in flames. *Combustion Science and Technology*, 27, 1981.
- [147] D. C. Wilcox. *Turbulence Modelling for CFD*. DCW Industries Inc., 1994.
- [148] L. X. Zhou and F. Wang. Simulation of swirling combustion and soot formation using a usm turbulence-chemistry model. *ELSEVIER*, 2003.
- [149] V. L. Zimont. Modelling turbulent premixed combustion in the intermediate steady propagation regime.
- [150] V. L. Zimont. An efficient computational model for premixed turbulent combustion at high reynolds numbers based on a turbulent flame speed closure. *ASME*, 120, 1998.

-
- [151] V. L. Zimont. Gas premixed combustion at high turbulence. turbulent flame closure combustion model. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 21, 2000.