

Technische Universität München
Institut für Energietechnik

Lehrstuhl für Thermodynamik

Numerische und experimentelle Untersuchungen der Aerodynamik und Verbrennungsstabilität eines Vormischbrenners

Volker Seidel

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Maschinenwesen der
Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen
Grades eines

DOKTOR – INGENIEURS

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender:

Prof. Dr. Oliver Lieleg

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Thomas Sattelmayer

2. PD Dr.-Ing. habil. Christian Stemmer

Die Dissertation wurde am 29.01.2014 bei der Technischen Universität München
eingereicht und durch die Fakultät für Maschinenwesen am 16.05.2014 angenommen.

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand am Lehrstuhl für Thermodynamik der Technischen Universität München.

München, im Januar 2014

Volker Seidel

Teile dieser Dissertation wurden vom Autor bereits standardmäßig vorab als Konferenz- und Zeitschriftenbeiträge veröffentlicht. Alle Vorveröffentlichungen [52], [53], [70], [71], [69] sind entsprechend der gültigen Promotionsordnung ordnungsgemäß gemeldet. Sie sind deshalb nicht zwangsläufig im Detail einzeln referenziert. Vielmehr wurde bei der Referenzierung eigener Vorveröffentlichungen Wert auf Verständlichkeit und inhaltlichen Bezug gelegt.

Significant parts of this Ph.D. thesis were published by the author beforehand in conference proceedings [53], [71], [69], journal papers [52] and reports [70]. All of these prior printed publications are registered according to the valid doctoral regulations. However, not all of them are quoted explicitly everywhere as they are part of this present work being official documents. Whether these personal prior printed publications were referenced, depended on maintaining comprehensibility and providing all necessary context.

Kurzfassung

Nach längerer Betriebszeit von stationären Gasturbinen werden üblicherweise Komponenten des Verbrennungssystems getauscht, um mit aktueller Technologie die Leistung und Effizienz der Maschine zu erhöhen und gleichzeitig die Abgasemissionen zu senken. Durch einen verlängerten Mischweg im Verbrennungssystem lässt sich eine homogenere Brennstoffverteilung erreichen, die zu einer Verringerung der Spitzentemperaturen in der Flamme führt und somit die Stickoxidemissionen reduziert. Diese Arbeit befasst sich mit der Weiterentwicklung der Aerodynamik von Drallerzeugern, deren Bewertung hinsichtlich Flammenrückschlagsgrenzen und der Robustheit gegenüber unterschiedlichen Einbaurandbedingungen.

Es wurden zwei unterschiedliche Drallerzeugerkonzepte mit einer zusätzlichen Mischlänge untersucht. Das erste orientiert sich an der bereits eingesetzten Brennertechnologie, konnte jedoch nicht zufriedenstellende Ergebnisse liefern. Die zweite ist die Umsetzung eines am Lehrstuhl entwickelten generischen Brennerkonzepts. Eine an Maschinenbedingungen angepasste Variante dieses Brenners zeigte im Gegensatz zum ursprünglichen generischen Brenner eine erhöhte Rückschlagsneigung. Daher wurden die Einbaubedingungen des Brenners und das Strömungsfeld untersucht, um auf die Ursachen schließen zu können. Die Studie zeigt, dass die Stabilität und Robustheit des Strömungsfelds im Brenner einen erheblichen Einfluss auf die Flammenrückschlagsgrenzen haben und dass diese nicht allein von thermodynamischen Größen und reaktiven Prozessen bestimmt werden. Mit diesen Erkenntnissen lassen sich Empfehlungen für die Gestaltung des Strömungsfelds bei Drallerzeugern mit Mischrohr formulieren.

Zusätzlich wurde eine Studie zur Aerodynamik und Kühlluftindüsung mit dem weiterentwickelten Brenner in Mehrbrenneranordnung durchgeführt. Dafür wurden RANS-Modelle mit Hilfe von Ergebnissen aus HSPIV-, HSLIF- und LES-Einzelbrennerstudien durch Anpassung der Diffusivität kalibriert. Die Studie zeigt das Strömungsfeld und die Kühlluftverteilung in der Brennkammer. Durch die Qualität der Mischung in unterschiedlichen Bereichen der Brennkammer können Rückschlüsse auf eine mögliche Beeinträchtigung der Flammenstabilisierung getroffen werden.

Abstract

Components of stationary gas turbines usually are replaced after long operation time to increase efficiency and power output of the engine and to reduce the emissions by use of latest technology. Lower flame peak temperatures for reduced emissions of nitrogen oxide can be achieved by an additional mixing length between the injection location and the flame. This work covers the improvement of aerodynamics of swirlers, the assessment of their flame flashback resistance and their robustness to installation conditions.

Two different swirler concepts exhibiting an additional mixing length were studied. First a modification of the formerly used technology, which however did not perform successfully, and second a generic burner developed at the Lehrstuhl für Thermodynamik. The latter was adapted to the boundary conditions of a multi burner system. It showed in contrast to the generic burner poor flashback resistance in the combustion tests. The inflow conditions and the flow field inside the burner were studied to investigate the root cause. The study shows that the stability and robustness of the internal flow field of the burner have a major influence on the flashback limits. They do not only depend on thermodynamic properties and reacting processes. With these findings suggestions for the design of the flow field of premixed swirl burners with mixing tube can be formulated.

Additionally a study of the aerodynamics and the cooling air injection of the developed burner in a multi burner system was performed. RANS models were calibrated with HSPIV-, HSLIF- and LES-single burner results by adapting the turbulent diffusivity. The study shows the flow field and cooling air distribution in the combustor. The quality of the mixture in the combustion chamber can provide information about possible regions of poor flame stabilization.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	xiii
Tabellenverzeichnis	xiv
Formelzeichen und Abkürzungen	xv
1 Einleitung	1
1.1 Projekthintergrund	3
1.2 Struktur der Arbeit	4
2 Grundlagen	7
2.1 Eigenschaften turbulenter Strömungen	7
2.1.1 Navier-Stokes-Gleichungen	7
2.1.2 Turbulenz	9
2.1.3 Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion und statistische Momente	11
2.2 Grundlagen der Wirbeldynamik	15
2.2.1 Die Wirbelstärke	16
2.2.2 Die Wirbeltransportgleichung	17
2.2.3 Wirbelformen	20
2.2.4 Wirbelaufplatzen	23
2.2.5 Bedeutung der Wirbeltransportgleichung für die Brennerentwicklung	25
2.3 Stabilisierung von Drallströmungen	27
2.4 Aerodynamisch stabilisierte Vormischverbrennung in Gasturbinen	31
2.4.1 Flammenrückschlag	34
2.4.2 Stickoxidemissionen bei der Erdgasverbrennung	44
2.5 Numerische Strömungssimulation	46
2.5.1 RANS	47
2.5.2 LES	51
3 Experimenteller Aufbau	57

3.1	Wasserkanal	57
3.2	Verbrennungsprüfstand für kleiner skalierte Brenner	59
3.3	Verbrennungsprüfstand für Brenner in Maschinengröße	60
3.4	Messtechnik	63
3.4.1	Messung des Flammenrückschlags	63
3.4.2	OH*-Chemilumineszenz	65
4	Weiterentwicklung des EV-Brenners	67
4.1	Numerische Strömungsoptimierung	72
4.2	Verbrennungsversuche	76
5	Weiterentwicklung des A²EV-Brenners	80
5.1	Prinzip des A ² EV-Brenners	80
5.2	A ² EV-Brenner mit zwei Schlitzen	82
5.3	A ² EV-Brenner mit vier Schlitzen	90
5.4	Prototypbrenner	92
5.4.1	Anpassung an Einbaubedingungen	92
5.4.2	Ergebnisse der Verbrennungsversuche	95
5.4.3	Isothermes Strömungsfeld	96
5.4.4	Vergleich der isothermen Strömungsfelder von Prototyp- und A ² EV-Brenner	100
5.4.5	Vergleich mit den Ergebnissen der Verbrennungsversuche des A ² EV-Brenners	112
5.5	A ² EV-Brenner mit abgerundeten Schlitzen	114
5.6	Einfluss der Einströmbedingungen auf die Stabilität der Rückströmzone	117
5.6.1	Rückschlagsversuche	117
5.6.2	Validierung des isothermen Strömungsfeldes	121
5.6.3	Analyse der zeitlichen Entwicklung der Axialgeschwindigkeit am Mischrohraustritt	124
5.6.4	Axialgeschwindigkeitsfeld am Mischrohraustritt	130
5.6.5	Axialgeschwindigkeitsfeld am Mischrohraustritt des Prototypbrenners	134
6	Mehrbrennerstudie	136
6.1	Untersuchungen am Einzelbrenner	141
6.1.1	Aerodynamik des Einzelbrenners	141

6.1.2	Mischung des Einzelbrenners	143
6.1.3	Aerodynamik des Einzelbrenners mit Diffusor	146
6.1.4	Mischung des Einzelbrenners mit Diffusor	148
6.2	Mehrbrenneranordnung	149
6.2.1	Aerodynamik der Mehrbrenneranordnung mit Diffusor	149
6.2.2	Mehrbrenneranordnung mit Kühlluftindüsung	152
6.2.3	Mehrbrenneranordnung mit Kühlluftindüsung im Außenbereich	159
7	Zusammenfassung	163
Referenzen		166

Abbildungsverzeichnis

2.1	Turbulentes Energiespektrum	10
2.2	Verlauf der Strömungsgröße Φ über der Zeit und die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $p(\Phi)$	13
2.3	Änderung von ω_x durch longitudinale Streckung und Umorientierung	20
2.4	Tangentialgeschwindigkeitsprofile von verschiedenen Wirbelformen	21
2.5	Schematische Darstellung der Stromlinien und entsprechendem axialen Gradient der Zirkulation des Drallerzeugerkonzepts A^2EV	26
2.6	Axialkomponente der Geschwindigkeit und entabelte Darstellung der tiefenintegrierten OH^* -Chemilumineszenz der Methanflamme eines Drallbrenners in der Brennkammer	32
2.7	Gasturbinen mit Silobrennkammer und Ringbrennkammer	33
2.8	Laminare Flammengeschwindigkeit von vollständig gemischten CH_4 - und H_2 -Luft-Mischungen	34
2.9	Schematische Darstellung der turbulenten Flammengeschwindigkeit	36
2.10	Schematische Darstellung des Flammenrückschlags durch die Wandgrenzschicht nach dem Gradientenmodell	39
2.11	Schematische Darstellung des Flammenrückschlags durch die Wandgrenzschicht nach dem Modell von Eichler	40
2.12	Schematische Darstellung des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens bei moderater Turbulenz	43
2.13	Gitter für die RANS Berechnung des A^2EV -Brenners	50
2.14	Numerisches Gitter für die Berechnung der Mehrbrenneranordnung	51
2.15	Schematische Darstellung der Wirbelstrukturen einer turbulenten Strömung und die zeitliche Entwicklung einer Geschwindigkeitskomponente an einem Punkt	52
2.16	Schnitt durch das numerische Gitter für die LES Berechnung des A^2EV -Brenners im kleinen Plenum	56

3.1	Schematischer Aufbau des Verbrennungsprüfstands für kleiner skalierte Brenner	59
3.2	Schematischer Aufbau des Verbrennungsprüfstands für Brenner in Maschinengröße	61
3.3	Schematischer Ablauf der Rückschlagsversuche	64
3.4	Typisches Spektrum einer turbulenten Erdgasflamme bei atmosphärischem Druck	65
4.1	Varianten des EV-Brenners	67
4.2	Prinzip des EV-Brenners	68
4.3	Axiales Strömungsfeld des EV-Brenners	69
4.4	EV-Brenner mit Mischrohr im Schnitt und als halb transparentes Modell	70
4.5	Prinzip des modifizierten EV-Brenners und wesentliche Charakteristika des Strömungsfelds	71
4.6	Normierte mittlere Axial- und Tangentialgeschwindigkeit mit 1% Kernströmung des modifizierten EV-Brenners	73
4.7	Profile der normierten mittleren Axial- und Tangentialgeschwindigkeit mit 1% Kernströmung beim modifizierten EV-Brenner	74
4.8	Axiale und azimutale Wirbelstärke des modifizierten EV-Brenners	75
4.9	Messingmodell des modifizierten EV-Brenners für Verbrennungsvorversuche mit Erdgas	76
4.10	Axialgeschwindigkeitsfeld des modifizierten EV-Brenners in einer Brennkammer mit großem und kleinem Querschnittsprung	78
5.1	Prinzip der Drallerzeugung von A ² EV-Brenner und AEV-Brenner	81
5.2	A ² EV-Brenner mit zwei Schlitzen, Variante drei	82
5.3	Axialgeschwindigkeit des A ² EV-Brenners mit zwei Schlitzen, Variante drei	83
5.4	Tangentialgeschwindigkeit des A ² EV-Brenners mit zwei Schlitzen, Variante drei	84
5.5	Asymmetrischer Zentralwirbel im Axialgeschwindigkeitsfeld des A ² EV-Brenners mit zwei Schlitzen, Variante drei	84

5.6	Variante vier des A ² EV-Brenners mit zwei Schlitzen mit vorzeitigem Wirbelaufplatzen	85
5.7	A ² EV-Brenners mit zwei Schlitzen, Variante fünf	86
5.8	A ² EV-Brenners mit zwei Schlitzen mit asymmetrischem Zentralwirbel, Variante fünf	87
5.9	A ² EV-Brenners mit zwei Schlitzen, Variante fünf, im x-z-Schnitt, im y-z-Schnitt und in vier Querschnitten durch den Drallerzeuger	88
5.10	A ² EV-Brenner mit 4 Schlitzen	90
5.11	Halbschnitte der experimentellen und numerischen Konfiguration des Kopfeinlasses des A ² EV-Brenners mit 4 Schlitzen	91
5.12	Blick in eine Silobrennkammer auf die Brenner in Matrixanordnung	92
5.13	Prototyp in Gesamtansicht und Draufsicht	93
5.14	Prototyp im Schnitt	94
5.15	Prototyp mit Komponenten in Explosionsansicht	94
5.16	Normierte mittlere Intensität und normierte RMS-Intensität der OH*-Chemilumineszenz von stationären Verbrennungsversuchen mit Erdgas	95
5.17	Mittleres Axialgeschwindigkeitsfeld des Prototypbrenners	97
5.18	Mittleres Tangentialgeschwindigkeitsfeld des Prototyps	98
5.19	Rotierender Zentralwirbel im Prototypbrenner	99
5.20	RMS des Axialgeschwindigkeitsfelds des Prototypbrenners	100
5.21	Mittleres Axialgeschwindigkeitsfeld des A ² EV- und des Prototypbrenners	101
5.22	Mittleres Tangentialgeschwindigkeitsfeld des A ² EV- und des Prototypbrenners	102
5.23	RMS der Axialgeschwindigkeits des A ² EV-Brenners und des Prototypbrenners	103
5.24	Profile der normierten mittleren und RMS-, Axial- und Tangentialgeschwindigkeit von Prototyp- und A ² EV-Brenner	104
5.25	Azimutale Wirbelstärke von A ² EV- und Prototypbrenner	106
5.26	Darstellungsebene des A ² EV-Brenners mit projizierten Schlitzprofilen	107
5.27	Mittleres Axialgeschwindigkeitsfeld mit Stromlinien des A ² EV- und Prototypbrenners mit auf die Darstellungsebene projizierten Schlitzpositionen	108

5.28	Mittleres Tangentialgeschwindigkeitsfeld des A ² EV- und Prototypbrenners mit auf die Darstellungsebene projizierten Schlitzpositionen	109
5.29	Mittlere Schlitzgeschwindigkeit des A ² EV- und Prototypbrenners	110
5.30	Normierte mittlere Intensität und normierte RMS-Intensität der OH*-Chemilumineszenz von stationären Verbrennungsversuchen mit Erdgas	112
5.31	Mittleres Axialgeschwindigkeitsfeld des A ² EV-Brenners mit abgerundeten Schlitzen	114
5.32	Mittleres Tangentialgeschwindigkeitsfeld des A ² EV-Brenners mit abgerundeten Schlitzen	115
5.33	Azimutale Wirbelstärke des A ² EV-Brenners mit abgerundeten Schlitzen	115
5.34	RMS der Axialgeschwindigkeit des A ² EV-Brenners mit abgerundeten Schlitzen	116
5.35	Rückschlagsgrenzen des kleiner skalierten A ² EV-Brenners im kleinen Prüfstand mit kleinem Plenum bei einem Flächensprung von 4,2 und 12	118
5.36	Rückschlagsgrenzen aller untersuchten Brenner mit unterschiedlichen Einströmbedingungen	119
5.37	Profile der normierten mittleren und RMS Axialgeschwindigkeit von LES und PIV des A ² EV bei kleinem Plenum	122
5.38	Mittleres Axialgeschwindigkeitsfeld des A ² EV-Brenners mit großem und kleinem Plenum	124
5.39	Mittlere Axialgeschwindigkeit im Schlitz des A ² EV-Brenners mit großem und kleinem Plenum	125
5.40	Mittleres Tangentialgeschwindigkeitsfeld des A ² EV-Brenners mit großem und kleinem Plenum	126
5.41	RMS der Axialgeschwindigkeits des A ² EV-Brenners mit großem und kleinem Plenum	128
5.42	Profile der normierten mittleren und instantanen Axialgeschwindigkeit des A ² EV-Brenners mit kleinem und großem Plenum in Zeitreihe der LES	129
5.43	Bereiche des Brenneraustritts, die als Datenbasis für die PDF dienen	131

5.44	PDF der Axialgeschwindigkeit innerhalb von $r_1 = 0,04 D_{ref}$ am Brenneraustritt des A ² EV-Brenners mit großem und kleinem Plenum	132
5.45	PDF der Axialgeschwindigkeit innerhalb von $r_2/D_{ref} = 0,4$ am Brenneraustritt des A ² EV-Brenners mit großem und kleinem Plenum	133
5.46	PDF der Axialgeschwindigkeit am Brenneraustritt des Prototypbrenners ohne Kopfaufsatz innerhalb von $r_1/D_{ref} = 0,04$ und von $r_2/D_{ref} = 0,4$	135
6.1	Ausschnitt der Testbrennkammer, Anordnung der periodischen Randbedingungs-paare und Drehrichtung der Brenner in der Matrix in Stromaufsicht	139
6.2	Ringspaltinjektor für die Kühlluft-eindüsung und Diffusor	140
6.3	Mittlere Axialgeschwindigkeit von PIV, RANS und LES in der Brennkammer	141
6.4	Profile der mittleren Axialgeschwindigkeit an verschiedenen axialen Positionen von LES, RANS und Experiment	142
6.5	Mittlere Kühlluftkonzentration von LIF, RANS und LES in der Brennkammer	144
6.6	Profile der mittleren Kühlluftkonzentration an verschiedenen axialen Positionen von LES, RANS und Experiment	145
6.7	Turbulente kinetische Energie von LES und RANS	146
6.8	Profile der mittleren Axialgeschwindigkeit an verschiedenen axialen Positionen von LES und RANS der Konfiguration mit Diffusor	147
6.9	Profile der mittleren Kühlluftkonzentration an verschiedenen axialen Positionen von LES und RANS der Konfiguration mit Diffusor	149
6.10	Axialgeschwindigkeitsfeld in der gesamten Brennkammer bei Position $z/D = 0,5$	150
6.11	Tangentialgeschwindigkeit mit Stromlinien des 60° Sektors der Silobrennkammer bei Position $z/D = 0,5$	151
6.12	Axialgeschwindigkeitsfeld im Radialschnitt durch Brenner 6, 3, 1 und 0	153
6.13	Kühlluftkonzentration in axialen Schnitten in der Silobrennkammer	154

6.14	Profile der Kühlluftkonzentration an verschiedenen axialen Positionen durch Brenner 6, 3, 1, und 0	155
6.15	Isofläche bei 4,85% Kühlluft im 60° Sektor der Silobrennkammer	156
6.16	Kühlluftkonzentration in der gesamten Brennkammer bei Position $z/D = 0,5$	157
6.17	Profile der Kühlluftkonzentration an verschiedenen Rotationswinkelpositionen	158
6.18	Kühlluftkonzentration in axialen Schnitten in der Silobrennkammer mit Eindüsung im Außenbereich der Frontplatte . .	160
6.19	Profile der Kühlluftkonzentration an verschiedenen axialen Positionen durch Brenner 6, 3, 1 und 0 mit Eindüsung im Außenbereich der Frontplatte	161

Tabellenverzeichnis

1.1	Brennervarianten und Kurzbeschreibung	5
2.1	Parameter der Reynoldsgleichungen	48
4.1	Versuchsbedingungen für Rückschlagversuche mit modifizier- tem EV-Brenner	77

Formelzeichen und Abkürzungen

Lateinische Buchstaben

A	Fläche	m^2
A_0	Modellkonstante	-
A_s	Modellkonstante	-
c	Kühlluftkonzentration	-
c_p	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
$C_{1\epsilon}$	Modellkonstante	-
$C_{2\epsilon}$	Modellkonstante	-
C_b	Modellkonstante	-
C_μ	Modellkonstante	-
C_{quench}	Modellkonstante	-
C_s	Modellkonstante	-
C_w	Modellkonstante	-
D	Distanz	m
D	Drehimpuls	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$
D	Durchmesser	m
D_Φ	Diffusionskoeffizient	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$
E	Gesamtenergie	J
E	Turbulente kinetische Energie	J
G	Filterkern	-
G	Produktionsterm der turbulenten kinetischen Energie	J
g	Gravitationsvektor	m s^{-2}
g_c	Kritischer Geschwindigkeitsgradient	m s^{-2}
\bar{g}_{ij}	Tensor der Geschwindigkeitsgradienten	m s^{-2}
I	Axialimpuls	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$
i	Flächensprungsverhältnis	-
k	Wellenzahl	m^{-1}
k_{cutoff}	Grenzwellenzahl	m^{-1}

k	Turbulente kinetische Energie	J
L	Integrales Längenmaß	m
l	Länge	m
L_t	Wirbeldurchmesser	m
m	Masse	kg
p	Druck	Pa
Q	Spezifische Wärme	J
\dot{q}	Wärmestromdichte	W m^{-2}
r	Radius	m
S	Drallzahl	-
S_f	Flammengeschwindigkeit	m s^{-1}
\bar{S}_{ij}	Deformationstensor	s^{-1}
S_{ij}^d	Modifizierter Deformationstensor	s^{-1}
S_l	Laminare Flammengeschwindigkeit	m s^{-1}
S_Φ	Modellterm	-
S_{st}	Quellterm	-
S_t	Turbulente Flammengeschwindigkeit	m s^{-1}
T	Temperatur	K
t	Zeit	s
T_∞	Umgebungstemperatur	K
T_u	Turbulenzgrad	-
T_w	Wandtemperatur	K
u	Geschwindigkeit	m s^{-1}
u_b	Anströmgeschwindigkeit	m s^{-1}
u_∞	Anströmgeschwindigkeit	m s^{-1}
U^*	Rotationsterm	rad s^{-1}
v	Geschwindigkeit	m s^{-1}
W	Spezifische Arbeit	J kg^{-1}
w	Geschwindigkeit	m s^{-1}
x	Räumliche Koordinate (Kartesisches Koordinatensystem)	m
y	Räumliche Koordinate (Kartesisches Koordinatensystem)	m
z	Räumliche, axiale Koordinate (Kartesisches Koordinatensystem)	m

Griechische Buchstaben

β	Wärmeausdehnungskoeffizient	K^{-1}
Γ	Zirkulation	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
δ	Filterweite	m
δ_{ij}	Kronecker Delta	-
δ_f	Flammendicke	m
δ_q	Quenschabstand	m
δ_r	Dicke der Rückströmzone	m
ϵ	Dissipationsrate	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
λ	Wärmeleitfähigkeit	$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$
μ	Dynamische Viskosität	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$
μ	Kolmogorov'sche Länge	m
ν	Kinematische Viskosität	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
Φ	Beliebige Strömungsgröße	-
τ_{PSR}^*	Chemisches Zeitmaß	s
ρ	Dichte	kg m^{-3}
σ	Standardabweichung	-
τ	Kolmogorov'sche Zeit	s
τ_b	Chemisches Zeitmaß	s
τ_{ij}	Spannungstensor	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$
τ_{ij}^s	Kleinskalentensor	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$
τ_{PSR}	Chemisches Zeitmaß	s
τ_u	Turbulentes Strömungszeitmaß	s
ϕ	Äquivalenzverhältnis	-
φ	Winkel des Polarkoordinatensystems	rad
Ω	Wirbelstärke	m^{-1}

Abkürzungen

ABB	A sea B rown B overi
ax	A xial
bar	bar oklin
CFD	C omputational F luid D ynamics
CFL	C ourant- F riedrich- L evy
EV	E nvironmental F riendly V -Shaped

EXP	Experiment
FFT	Fast Fourier Transformation
Ges	Gesamt
GuD	Gas und Dampf
HSPIV	High Speed Particle Image Velocimetry
HSPLIF	High Speed Planar Laser Induced Fluorescence
IEA	International Energy Agency
KL	Kühlluft
KW21	Kraftwerke des 21. Jahrhunderts
LBO	Lean Blow Out
LES	Large Eddy Simulation
MR	Mischrohr
OECD	The Organisation for Economic Co- operation and Development
PDF	Probability Density Function
PSR	Perfectly Stirred Reactor
rad	Radial
RANS	Reynolds Averaged Navier Stokes
Ref	Referenz
<i>rke</i>	<i>Realizable-k-ϵ</i>
RMS	Root Mean Square
RSM	Reynolds Stress Model
SGS	Subgrid Scale
<i>stdkϵ</i>	<i>Standard-k-ϵ</i>
str	Strecken
tan	Tangential
umo	Umorientieren
WK	Wirbelkern

Dimensionslose Kennzahlen

Le	Lewis-Zahl
Ma	Mach-Zahl
Pr	Prandtl-Zahl
Re	Reynolds-Zahl

Sc Schmidt-Zahl

Tiefgestellt

q Quench
krit Kritisch
Ges Gesamt
konv Konvektion, konvektiv

1 Einleitung

Das von der internationalen Klimapolitik erklärte Ziel, die globale Klimaerwärmung auf 2°C zu begrenzen, wurde erstmals Jahr 2010 von den Vereinten Nationen offiziell anerkannt [81]. Dadurch soll eine gefährliche, von Menschen verursachte Störung des Klimasystems verhindert werden. Es ist das Ziel, zu gewährleisten, dass sich die Ökosysteme auf natürliche Weise den Klimaänderungen anpassen können, die Nahrungsmittelerzeugung nicht bedroht wird und die wirtschaftliche Entwicklung auf nachhaltige Weise fortgeführt werden kann [81]. Trotz dieses ambitionierten Ziels ist sich die Wissenschaft nicht einig, ob die aktuellen Anstrengungen ausreichen, um den bevorstehenden Klimawandel auf ein für Mensch und Umwelt erträgliches Maß abzumildern. Es ist allgemein anerkannt, dass die Verbrennung fossiler Energieträger wie Stein- und Braunkohle, Erdöl und Erdgas durch ihren CO_2 -Ausstoß einen wesentlichen Beitrag zur Klimaerwärmung leisten. Trotz des steigenden Ausbaus regenerativer Energieträger in den OECD¹- wie auch in den Entwicklungsländern wird die Nutzung fossiler Brennstoffe laut IEA² bis Mitte dieses Jahrhunderts weiterhin einen Großteil des weltweiten Energiebedarfs decken [16]. Von allen fossilen Energieträgern verursacht der Energieträger Erdgas bei heutigem Stand der Kraftwerkstechnik nur ca. 37 % der spezifischen CO_2 -Emissionen von Braunkohle und ca. 47 % der spezifischen CO_2 -Emissionen von Steinkohle [80]. Das Erdgaskraftwerk in Irsching [40] demonstriert, dass besonders GuD-Anlagen³ durch ihren hohen Wirkungsgrad von derzeit über 60 % effizient und ressourcenschonend betrieben werden können. Sie eignen sich je nach Bauweise sowohl als Grund- und Mittellastkraftwerke wie auch als Spitzenlastkraftwerke für die Abdeckung von Spitzenlasten im Stromnetz oder zum Ausgleich der fluktuierenden Stromerzeugung regenerativer Energiequellen [80], [45].

Die Entwicklung der aktuellen Silo- und Ringbrennkammern von Gasturbinen wurde im Zuge der Verschärfung der Abgasgesetzgebung für stationäre Gasturbinen in den USA in den frühen 70er Jahren des letzten

¹The Organisation for Economic Co-operation and Development

²International Energy Agency

³Gas und Dampf-Anlagen

Jahrhunderts stark vorangetrieben. Die Hersteller von Gasturbinen versuchten, mit Hilfe von Wasser oder Dampfeindüsung⁴ im Verbrennungsprozess den Ausstoß an Stickoxiden (NO_x) zu reduzieren. Aufgrund mangelnder Versorgungsmöglichkeiten mit demineralisiertem Wasser und Dampf, begrenzter Prozesseffizienz und gewünschter Betriebskostenreduktion musste jedoch eine Weiterentwicklung der bisherigen Brenntechnologie stattfinden. Da NO_x -Emissionen hauptsächlich von der Verbrennungstemperatur abhängen (siehe 2.4.2), wurde der Ansatz umgesetzt, die Flammentemperatur bei einem gegebenen globalen Äquivalenzverhältnis abzusenken. Mit der trockenen mageren Vormischverbrennung⁵ konnten erstmalig NO_x -Emissionen unter 25 ppm bei 15% O_2 erreicht werden. Dieser Wechsel von Diffusions- zu Vormischbrennern wurde begleitet von neuen Betriebsbedingungen. Dadurch, dass das Verbrennungssystem nahe der mageren Löschgrenze betrieben wurde, kamen neue Probleme wie Flammenrückschlag, Flammenlöschen, Löschpulsationen oder Verbrennungsinstabilitäten auf. Flexible Betriebskonzepte wie sequentielles Zuschalten von Brennern, Stufung der Verbrennung oder Pilotierung wurden in Einzelbrennkammern in Silobauweise angewendet [13]. Aufgrund des bei der mageren Vormischverbrennung geringeren Kühlungsbedarfs musste daraufhin die Länge der Brennkammer an das neue Verbrennungskonzept angepasst werden [45]. Die Reduktion der relativ großen Heißgasoberfläche von Einzelbrennkammern und besonders des Gehäuses, das für die Umlenkung des Heißgases aus der Brennkammer in den Ringquerschnitt am Turbineneintritt zuständig ist, führten schließlich zur Entwicklung der Ringbrennkammer. Diese verfügen neben einer kürzeren Verweilzeit in der Brennkammer über ein ausgeglicheneres Temperaturprofil am Turbineneintritt [45].

Nach längerer Betriebszeit der Maschinen ist es üblich, Komponenten zu tauschen⁶, um die Leistung und Betriebsflexibilität zu steigern und den Schadstoffausstoß zu senken. Da bei einer Verbesserung des Verbrennungsprozesses meist auch die Spitzentemperaturen erhöht werden, ist eine Weiterentwicklung des Verbrennungssystems notwendig, um die meist erforderlichen strikteren aktuellen Abgasvorschriften zu erfüllen. Hier gilt es insbesondere, die Grenzwerte des Stickoxidausstoßes einzuhalten. Zielführend ist in diesem Zusammenhang, zur Absenkung der Flammentemperaturen bei

⁴engl.: wet low- NO_x control

⁵engl.: dry low- NO_x technology

⁶engl.: retrofitting

gegebenem Globalluftverhältnis den Kühlluftbedarf der Brennkammer zu reduzieren und einen Teil der Kühlluft zur Brennerfrontplatte umzuleiten. Für diesen Entwicklungsschritt muss nun ein Verbrennungssystem gefunden werden, das sowohl die Grenzwerte der Stickoxidemissionen erfüllt, als auch eine hohe Betriebssicherheit in Hinblick auf steigende Brennstoffflexibilität mit wasserstoffhaltigen Gasen und eine hohe Flexibilität in der Anwendung in Mehrbrenneranordnungen bei wechselnden Lastbedingungen und Betriebskonzepten gewährleistet. Dabei ist zu beachten, dass durch einen Wechsel der Verbrennungstechnologie gegebenenfalls auch Brennkammeranpassungen notwendig sind, um auf die neuen thermischen und akustischen Bedingungen zu reagieren.

1.1 Projekthintergrund

Diese Arbeit wurde im Rahmen der Forschungsinitiative "Kraftwerke des 21. Jahrhunderts"⁷ erstellt. Sie befasste sich im Laufe der zwei Projektphasen von 2004 bis 2008 und von 2008 bis 2012 mit der Erforschung von Kraftwerkstechnologie. Ziel war es, im Vergleich zum heutigen Stand der Technik effizientere, kostengünstigere und umweltfreundlichere Anlagen zu entwickeln, mit denen der Kohlendioxidausstoß gesenkt werden kann. 23 Forschergruppen mit elf Industriepartnern arbeiteten an 50 Projekten, die je nach Forschungsgebiet in fünf Arbeitsgruppen zusammengefasst sind. Der Verbund war eine Kooperation aus öffentlichen Fördermittelgebern und Industriepartnern aus Baden-Württemberg und Bayern. Das Projekt, aus dem diese Arbeit entstand, wurde zu gleichen Teilen vom Bayerischen Staatsministerium für Wirtschaft, Infrastruktur, Verkehr und Technologie und vom Unternehmen Alstom Power getragen. Es wurde unter dem Titel "Emissionsverminderung bei der Effizienz- und Leistungserhöhung von Gasturbinen" im Arbeitskreis "Brennkammern für Gasturbinen" eingeordnet. Dabei stand neben der Weiterentwicklung des Drallbrenners der Einfluss der Kühlluftindüsung in die Primärzone der Verbrennung im Fokus der Untersuchungen. Sie wurden sowohl numerisch als auch experimentell im Wasserkanal und in einem neu aufzubauenden Verbrennungsprüfstand von einem zweiköpfigen Projektteam durchgeführt. Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt im ersten Teil des Projekts, der Weiterentwicklung des

⁷Abkürzung: KW21

Drallerzeugers. Er wurde überwiegend numerisch durchgeführt. Zur Validierung wurden aerodynamische Untersuchungen und Mischungsexperimente im Wasserkanal herangezogen. Diese Werkzeuge wurden ebenfalls im zweiten Projektteil angewendet und sind in der zweiten Arbeit dieses Projekts [51] entstanden. In einem Verbrennungsversuchsstand wurden schließlich Verbrennungsstabilität und Flammenform untersucht. In der zweiten Arbeit [51] wurden Messungen zu Abgasemissionen durchgeführt und der Einfluss der Kühlluft eindüsung analysiert. Abschließend wurde ein Teil einer Mehrbrenneranordnung numerisch hinsichtlich Flammenstabilität und Kühlluft einfluss untersucht.

1.2 Struktur der Arbeit

Im Kapitel 2 werden zunächst die Grundlagen zu turbulenten Strömungen, zur Wirbeldynamik, zur Stabilisierung von Drallströmungen und zur aerodynamisch stabilisierten Vormischverbrennung erläutert. Danach wird ein Überblick über die numerische Strömungssimulation gegeben.

Der Aufbau der für die experimentellen Untersuchungen verwendeten Prüfstände wird in Kapitel 3 beschrieben.

Anschließend folgen die Ergebnisteile in Kapitel 4, 5 und 6. In Kapitel 4 und 5 werden die Weiterentwicklungen der Drallbrenner und deren Untersuchung in einer Einzelbrenneranordnung vorgestellt. Der erste Drallerzeugertyp in Kapitel 4 konnte nicht erfolgreich weiterentwickelt werden, sodass in Kapitel 5 auf das Drallerzeugerprinzip des A²EV zurückgegriffen wurde. Dieser wurde zunächst mit zwei Drallschlitzen ausgeführt, später jedoch wie das ursprüngliche Modell mit vier Schlitzen zu einem an die Maschinenbedingungen angepassten Prototypbrenner weiterentwickelt. Aufgrund von Schwächen im Strömungsfeld wurde dann die ursprüngliche Variante des A²EV intensiv untersucht und in einer weiteren Studie geringfügig modifiziert. Nachdem zunächst die Aerodynamik der Brenner untersucht wurde, wird anschließend am Ende des Kapitels auf die Einströmbedingungen in den Brenner eingegangen, die sich stark auf die Stabilität der Strömung im Brenner auswirken. Das Geschwindigkeitsfeld im Brenneraustritt wird detailliert untersucht und bewertet. Abschließend wird auf die Stabilisierung der Drallströmung eingegangen und erläutert, welche Maßnahmen dazu ein-

gesetzt wurden. Es wird dargelegt, welche Eigenschaften des Strömungsfelds für ein stabiles Flammenverhalten vorteilhaft sind. Dies leitet sich aus transienten numerischen Rechnungen und Flammenrückschlagexperimenten ab.

In den Kapiteln 4, 5 und 6 werden diverse Brennerbauformen behandelt, die in Tabelle 1.1 zur Übersicht aufgelistet und mit einer Kurzbeschreibung charakterisiert sind.

Nr.	Brennervariante	Beschreibung
1	EV-Brenner mit Mischrohr	Modifizierter EV-Brenner mit angefügtem konischen Mischrohr. Drallintensität über Schlitzfläche angepasst, Brennerkopfgestaltung ähnlich EV-Brenner mit Öllanze.
2	A ² EV	Brenner mit dickwandigem Kegel und vier tangential angeordneten Drallschlitzen, basierend auf dem AEV-Brenner. Konisches Mischrohr.
3	A ² EV zwei Schlitze Variante drei	Aufbau wie Nr. 2, jedoch mit zwei Schlitzen. Verdoppelte Schlitzfläche, um den Druckverlust nicht zu erhöhen.
4	A ² EV zwei Schlitze Variante vier	Wie Nr. 3, jedoch mit verlängertem Kegel und längeren und weniger breiten Schlitzen.
5	A ² EV zwei Schlitze Variante fünf	Wie Nr. 3, jedoch am Kopf breiterer Brenner, um die Überschneidung der Schlitze mit der Kernströmung zu reduzieren.
6	A ² EV mit Diffusor	Nr. 2 mit angefügtem Diffusor am Übergang zur Brennkammer.
7	Prototyp	Nr. 2 an die Einbaubedingungen in einer Silobrennkammer angepasst. Brennstoffinjektoren an den Schlitzen und Kopfaufsatz für die Gasversorgung.
8	A ² EV mit abgerundeten Schlitzen	Nr. 2 mit abgerundeten Schlitzen bei gleichbleibender Schlitzbreite.

Tabelle 1.1: Brennervarianten und Kurzbeschreibung

Nach der Analyse und Bewertung der Brenneraerodynamik und des Einflusses der Einbaurandbedingungen in der Anströmung einer Einzelbrenneranordnung wird in Kapitel 6 in einer numerischen Studie die Stabilität der Rückströmzonen und der Kühlluft einfluss bei Verwendung des in Abschnitt 5.3 verwendeten Drallbrenners in Mehrbrenneranordnung untersucht. Es

wird ein Modell vorgestellt, mit dem sich der numerische Aufwand reduzieren lässt und die Berechnungsmodelle anhand von Wasserkanalexperimenten validiert werden können. Abschließend werden die Ergebnisse aus den Teilen Weiterentwicklung des EV-Brenners, Weiterentwicklung des A²EV-Brenners und Mehrbrennerstudie in Kapitel 7 zusammengefasst.

2 Grundlagen

2.1 Eigenschaften turbulenter Strömungen

2.1.1 Navier-Stokes-Gleichungen

Die mathematische Beschreibung von turbulenten Strömungen beruht auf den Annahmen der Massen-, Impuls- und Energieerhaltung, die in der Strömungsmechanik durch die Navier-Stokes-Gleichungen beschrieben werden. Über die Betrachtung eines infinitesimal kleinen Volumenelements, das von einem homogenen Fluid durchflossen wird, gelangt man über die Bilanz der zeitlichen Änderung der ein- und austretenden Volumenströme zu folgender Gleichung für kompressible Fluide:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1)$$

Für die Impulsbilanz werden die zeitliche Änderung der ein- und austretenden Impulsströme, der wirkenden Schwer- und Normalspannungen und der durch die Masse des Elements hervorgerufenen Kräfte berücksichtigt. Im Falle eines kompressiblen Newton'schen Fluids gilt die Beziehung in kartesischen Koordinaten in Index-Schreibweise:

$$\frac{\partial (\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = \rho g_i \delta_{i3} - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.2)$$

mit

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \right) \quad (2.3)$$

mit $i, j \in \{1, 2, 3\}$. Das Kronecker Delta δ_{ij} nimmt für $i = j$ den Wert 1 an, für alle $i \neq j$ den Wert 0. u_i bezeichnet die Geschwindigkeitskomponente in

der i -ten kartesischen Koordinate, ρ die Dichte, p den statischen Druck und $\rho g_i \delta_{i3}$ den häufig vernachlässigbaren Einfluss der Gravitation.

Im Folgenden werden nur inkompressible Strömungen betrachtet, da von einer kleinen Druck-Dichte-Korrelation ausgegangen werden kann. Dies ist zulässig, sobald das betrachtete Fluid die folgenden Eigenschaften erfüllt.

1. Das Fluid ist nur von Eigenerwärmung gekennzeichnet, es erfolgt also kein Wärmeeintrag von außen.
2. Die dominierende Strömungsgeschwindigkeit ist im betrachteten Gebiet um ein Vielfaches kleiner als die Schallgeschwindigkeit (meist $Ma < 0,3$).
3. Es sind keine akustischen Effekte in der Strömung vorhanden.

Die Dichte ist dann nur noch von der Temperatur T abhängig, jedoch nicht mehr vom Druck p . Die Energiegleichung wird vom ersten Hauptsatz der Thermodynamik abgeleitet. Die Zunahme der Gesamtenergie E_t in einer Zeiteinheit t ist die Summe aus der zugeführten Wärme \dot{Q} und der am betrachteten Element verrichteten Arbeit \dot{W} . Es gilt:

$$\frac{dE_t}{dt} = \dot{Q} + \dot{W} \quad (2.4)$$

Daraus folgt:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho c_p T) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho c_p u_j T) = \beta T \left(\frac{\partial p}{\partial t} + u_j \frac{\partial p}{\partial x_j} \right) + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) \quad (2.5)$$

Die Gleichung der Energieerhaltung liefert in den isothermen Untersuchungen keinen weiteren Beitrag und kann somit vernachlässigt werden, da weder Wärmeleitung, -strahlung noch chemische Reaktionen als Wärmequelle berücksichtigt werden.

2.1.2 Turbulenz

Die meisten in Natur und Technik vorkommenden Strömungen sind turbulent. Turbulenz ist im physikalischen Sinne das Auftreten von Wirbeln mit einem breiten Spektrum von Längen- und Zeitskalen. Im Wesentlichen ist dabei einer Hauptströmungsbewegung eine unregelmäßige Schwankungsbewegung der Strömungsgrößen überlagert, die für einen zusätzlichen Querimpuls- und Energieaustausch sorgt. Die Bewegung des Fluids ist dabei maßgeblich von der Interaktion von Trägheits- und molekularen Reibungskräften dominiert. Diese stets dreidimensionalen, instationären und durch eine Rotationsbewegung behafteten Strukturen erhöhen die Mischungseigenschaften der Strömung. Daher ist Turbulenz in vielen strömungstechnischen Anwendungen ein wichtiges Phänomen [58]. Die turbulente Mischbewegung ist überwiegend verantwortlich für den großen Widerstand von turbulenten Strömungen in Rohrleitungen, für Reibungswiderstand von Land-, Luft und Seefahrzeugen und die Verluste in Turbinen und Gebläsen. Durch die Turbulenz ist ein größerer Druckanstieg in Diffusoren, an Tragflügeln oder Kompressorschaukeln möglich [64]. Ohne Turbulenz würden diese Strömungen durch Ablösungen nur einen geringen Druckanstieg verursachen.

Maßgeblich ist in diesem Zusammenhang die Höhe der Reynolds-Zahl Re . Die Trägheitskräfte (wie z.B. die Zentrifugalkraft) sind durch die quadratische Funktion der Geschwindigkeitskomponenten u , v und w beschrieben, jedoch ist die Reibung nur eine lineare Funktion der Geschwindigkeit. Instabilitäten können bei einer genügend großen Reynolds-Zahl ($Ul \gg \nu$) eine Störung im Geschwindigkeitsfeld induzieren und werden aufgrund des nichtlinearen Trägheitsterms verstärkt. Eine vollständige Dämpfung der Initialstörung ist dann durch die molekulare Viskosität (diffusiver Effekt) nicht mehr möglich. Die stark dominierenden Trägheitskräfte übersteigen die dämpfende Wirkung der Reibung um ein Vielfaches, sodass eine quasi-reibungsfreie Instabilität resultiert. Sie ist verbunden mit der Entstehung großskaliger Wirbelstrukturen, welche durch das integrale Längenmaß L charakterisiert sind.

Da sich die Strukturen relativ zur Umgebung bewegen, zerfallen sie in kleinere Wirbel und an den Rändern entstehen durch Reibungseffekte weitere kleinere Wirbel. Es beginnt ein Zerfallsprozess in wiederum in kleinere Wir-

bel, bis bei sehr kleinen Wirbeln schließlich aufgrund der abnehmenden Geschwindigkeiten wieder viskose Effekte über die Trägheitskräfte dominieren und kinetische Energie in innere Energie umgewandelt wird. Man kann also unterscheiden zwischen großen reibungsfreien Turbulenzskalen und kleinsten Strukturen, die von viskoser Reibung dominiert werden. Der sukzessive Transfer von Bewegungsenergie lässt sich durch den Kaskadenprozeß beschreiben, in dem die der mittleren Strömung entzogene Energie an jeweils kleinere Wirbel übertragen wird. Abbildung 2.1 zeigt schematisch die turbulente kinetische Energie $E(k)$ als Funktion der Wellenzahl k [26].

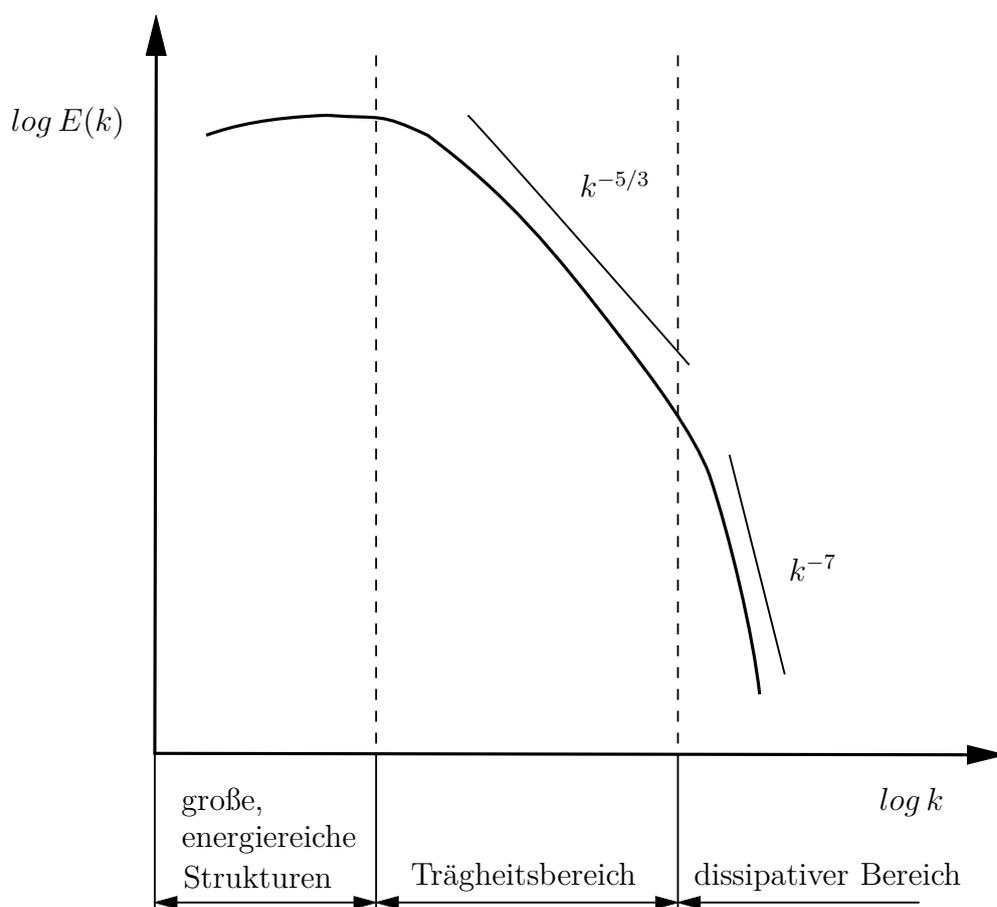


Abbildung 2.1: Turbulentes Energiespektrum (schematisch) basierend auf [26]

Das Auftreten von Geschwindigkeitsgradienten der mittleren Strömung, sei es in unmittelbarer Nähe zu festen Wänden oder in freien Scherströmungen, ist die notwendige Voraussetzung für die Existenz von Turbulenz, da ohne sie sowohl Trägheits- als auch Reibungskräfte verschwinden. Im Allgemeinen stellt der Totaldruckverlust den Antrieb der Turbulenz dar. In realen, viskosen Fluiden klingt die turbulente Bewegung als Folge von Dissipati-

on in innere Energie ab, sobald diese Quelle nicht mehr existiert. In turbulenten Strömungen fließt ständig Energie aus der Hauptströmung in die großen Turbulenzstrukturen und wird kontinuierlich auf kleinere Strukturen übertragen. Die Dissipation der Energie findet in den kleinsten Strukturen der Grenzschicht statt. Die skalare Dissipationsrate ϵ charakterisiert dabei die Weitergabe turbulenter Bewegung von großen zu immer kleineren Skalen bis zur Umwandlung in innere Energie des Fluids. Mit Hilfe dieser Größe sowie der kinematischen Viskosität ν lassen sich die kleinsten in der Strömung auftretenden Skalen räumlich und zeitlich als Kolmogorov'sche Längen- und Zeitskalen η und τ beschreiben [78]. Es gelten

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{1/4} \quad (2.6)$$

und

$$\tau = \left(\frac{\nu}{\epsilon} \right)^{1/2} \quad (2.7)$$

Das untere Ende des Energiespektrums, also die kleinste auftretende Wellenzahl oder die größten Strukturen, wird durch die globale Geometrie begrenzt und durch das integrale Längenmaß L beschrieben. Hier wird die Energie aus der Hauptströmung entzogen. Diese Strukturen lassen sich aufgrund des direkten Zusammenhangs mit der äußeren Geometrie nur schwer allgemein beschreiben. Das rechte Ende der Turbulenzkaskade wird von der Kolmogorov'schen Länge charakterisiert und dort findet die Dissipation statt. Diese Strukturen sind isotrop, d.h. es kann kein Zusammenhang mehr zur ursprünglich die Turbulenz erzeugenden Geometrie hergestellt werden. Somit ist die universelle Beschreibung einfacher und die Prozesse können leichter modelliert werden [26].

2.1.3 Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion und statistische Momente

In Wissenschaft und Technik werden in der Regel bei der Auslegung von technischen Systemen die mittleren und gegebenenfalls auch die schwan-

kenden Strömungsgrößen betrachtet. Die Information über das momentane Geschwindigkeits- oder Mischungsfeld sind oft von untergeordnetem Interesse. Eine statistische Betrachtung der Strömung durch Mittelwerte und Schwankungsgrößen bietet eine Vereinfachung bzw. Konzentration auf die für den Anwender relevanten Informationen der Strömung oder Mischung. Daher ist es zweckmäßig, eine beliebige Strömungsgröße Φ in eine mittlere Bewegung $\bar{\Phi}$ und eine schwankende Bewegung Φ' aufzuteilen. Nach der Reynolds-Mittelung¹ gilt:

$$\Phi(\vec{x}, t) = \bar{\Phi}(\vec{x}, t) + \Phi'(\vec{x}, t) \quad (2.8)$$

Diese beliebige Strömungsgröße Φ kann durch die Geschwindigkeit u in den jeweiligen Komponenten des Koordinatensystems, den Druck p , die Dichte ρ , die Temperatur T oder auch durch die Spezies s ersetzt werden.

Der Begriff einer mittleren Strömungsgröße macht nur Sinn, wenn es sich um eine statistisch stationäre Strömung oder quasi-stationäre Strömung handelt. Dies bedeutet, dass die mittleren Größen sich bezüglich der Zeit invariant verhalten müssen. Es wird keine Aussage zur Höhe der Schwankungen gemacht, einzig die mittlere Strömungsgröße darf sich für diese Betrachtung im Verlauf der Messung bzw. der Simulation nicht ändern.

Die räumliche und zeitliche Häufigkeitsverteilung einer Strömungsgröße $\Phi_1(\vec{u}, t)$ lässt sich anhand der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion² $p(\Phi)$ darstellen. Sie besagt, mit welcher Wahrscheinlichkeit die Strömungsgröße $\Phi(\vec{u}, t)$ innerhalb eines Intervalls $\Phi_0 < \Phi(\vec{u}, t) < \Phi_0 + \Delta\Phi$ zu finden ist. Diese diskrete Wahrscheinlichkeit $P(\Phi)$ wird mit der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $p(\Phi)$ angegeben als

$$P(\Phi_0 < \Phi(\vec{u}, t) < \Phi_0 + \Delta\Phi) = \int_{\Phi_0}^{\Phi_0 + \Delta\Phi} p(\Phi) d\Phi \quad (2.9)$$

¹Zur Sicherstellung der Kontinuitätsgleichung in turbulenten Strömungen mit variabler Dichte wird in der numerischen Simulation die Favre-Mittelung angewendet. Sie ist eine massengewichtete Mittelung der Geschwindigkeit und im Gleichungssystem verbleibt ein Produkt aus Dichte- und Geschwindigkeitsschwankungen. Sofern $Ma < 5$ gilt, kann die konventionelle Form der Reynolds-Mittelung verwendet werden [64].

²engl.: probability density function (PDF)

Die Funktion $p(\Phi)$ ist stets positiv und das Integral über alle Werte von Φ ergibt immer eins, sodass gilt:

$$p(\Phi) \geq 0, \quad \int_{-\infty}^{\infty} p(\Phi) d\Phi = 1 \quad (2.10)$$

Abbildung 2.2 zeigt den Verlauf einer beliebigen Strömungsgröße Φ über der Zeit und die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $p(\Phi)$ am rechten Bildrand. Im unteren Teilbild sind die Impulse über der Zeit aufgetragen. Sie geben die Zeitintervalle wieder, in denen sich Φ im betrachteten Intervall $\Delta\Phi$ befindet.

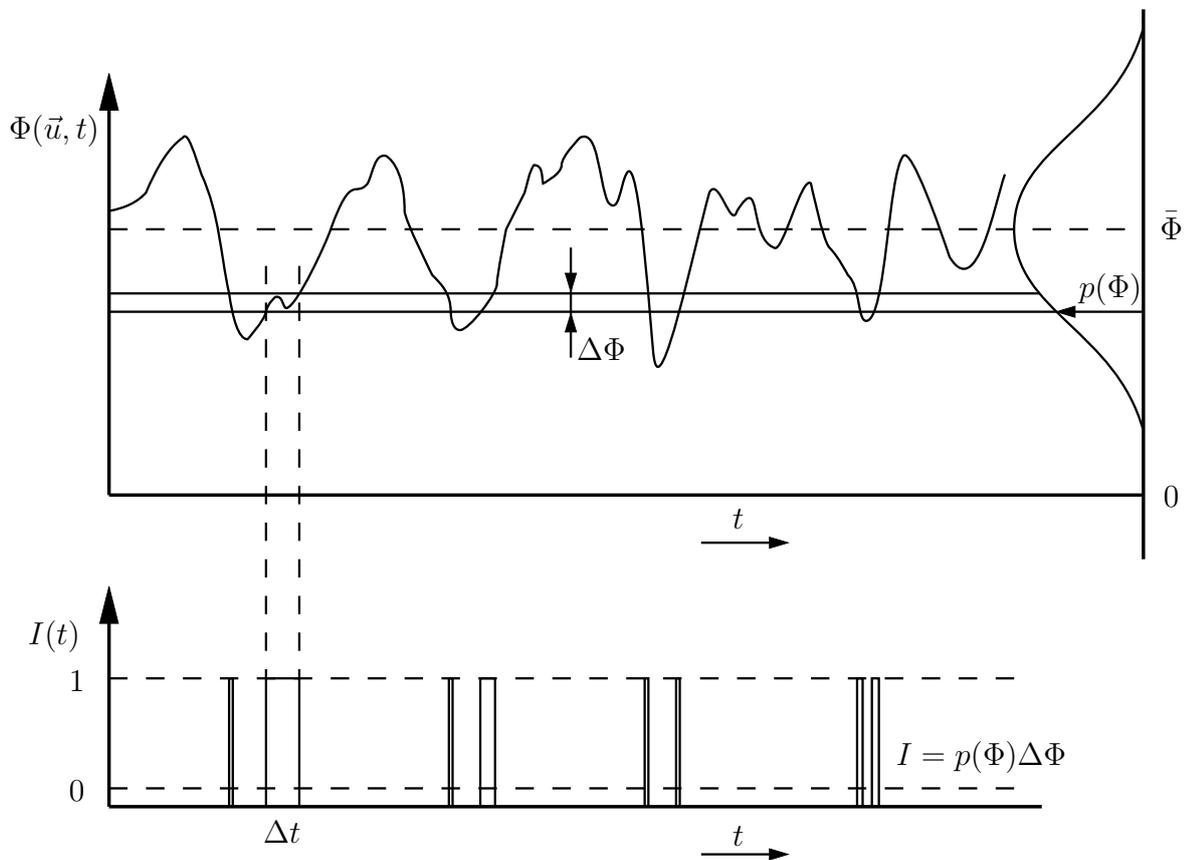


Abbildung 2.2: Verlauf der Strömungsgröße Φ über der Zeit und die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $p(\Phi)$, basierend auf [78]

Die Strömungsgröße Φ schwankt um den Mittelwert $\bar{\Phi}$. Verschiedene Formen von $p(\Phi)$ sind möglich und hängen naturgemäß von der Beschaffenheit der zugrundeliegenden Größe Φ ab. In Abbildung 2.2 hat die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion die Form einer Gauß-Glockenkurve, auch Normalverteilung genannt.

Betrachtet man alle Zeitintervalle zwischen t_0 und $t_0 + \Delta t$ in denen $\Phi(\vec{u}, t)$ zwischen Φ_0 und $\Phi_0 + \Delta\Phi$ zu finden ist, multipliziert es mit Φ und summiert über alle diskreten Intervalle $\Delta\Phi$, so erhält man das erste statistische Moment, den Mittelwert:

$$\bar{\Phi}(\vec{u}, t) \equiv \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} \Phi dt = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi p(\Phi) d\Phi \quad (2.11)$$

In der Praxis wird bei der Auswertung von experimentellen und numerischen Ergebnissen immer mit einer endlichen Anzahl N von Stichproben³ gearbeitet und nicht mit einer Anzahl, die gegen Unendlich strebt. Man kann daher nicht ausschließen, dass aus dem fluktuierenden Feld resultierende Informationen in den Mittelwert einfließen. Dies kann passieren, wenn während der Dauer der Mittelung eine Störung auftritt, die den Mittelwert stark beeinflusst. Um diesen Fehler zu minimieren nennt Piquet [62] für die Mittelung von Strömungsgrößen eine Mittelungsdauer von mindestens $t = 10^2 L/u_{ref}$, mit dem integralen Längenmaß L und der mittleren Strömungsgeschwindigkeit u_{ref} . Man arbeitet in der realen Anwendung mit diskreten Messwerten einer endlichen Anzahl N , die nicht mit kontinuierlichen Funktionen beschreibbar sind. Dann gilt für den arithmetischen Mittelwert:

$$\bar{\Phi}(\vec{u}, t) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \Phi_n(\vec{u}, t) \quad (2.12)$$

In der Datenauswertung von experimentellen und numerischen Daten ist es üblich, von den Momenten höherer Ordnung den Mittelwert zu subtrahieren, sodass man von zentralen Momenten spricht. Das zweite zentrale Moment ist die Varianz:

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (\Phi_n(\vec{u}, t) - \bar{\Phi}(\vec{u}, t))^2 \quad (2.13)$$

Die Quadratwurzel aus der Varianz ist die Standardabweichung oder RMS-Amplitude. Da sie die gleiche Einheit hat wie die betrachtete Strömungsgröße und der Mittelwert ist sie die gebräuchlichste Maßeinheit

³engl.: samples

für die Schwankungsbreite [78]. Höhere statistische Momente werden in der Praxis selten verwendet, weil durch die endliche Anzahl N der Stichproben und die Potenzierung höherer Ordnung die relativen Fehler schnell zunehmen [62].

2.2 Grundlagen der Wirbeldynamik

Mit dem zunehmenden Einsatz der rein aerodynamischen Flammenstabilisierung ohne Lanze auf der Brennerachse in der Vormischverbrennung hat die Forschung über das Wirbelaufplatzen in isothermen Strömungen an Bedeutung gewonnen. Burmberger [6] beschäftigt sich in seiner Arbeit mit der Optimierung des Strömungsfelds von Vormischbrennern für die Verbrennung von wasserstoffhaltigen Gasen. Er fasst die theoretischen Grundlagen zusammen und erläutert die Vorgänge des Wirbelaufplatzens. Es werden Kriterien für ein stabiles Strömungsfeld zusammengetragen und auf Basis dessen ein Geometrieentwurf für einen Versuchsbrenner vorgeschlagen. Dieser wird dann sowohl atmosphärisch als auch unter erhöhtem Druck mit wasserstoffhaltigen Gasen untersucht. Die Grundlagen zur Stabilisierung von Drallströmungen in seiner Arbeit bauen unter anderem auf Erkenntnissen von Fritz [21] und Lucca-Negro [49] auf. Die Interaktion von Wirbelströmungen und Flammen wurde von Kröner [41], Kiesewetter [36] und Konle [38] unter dem Thema Verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen⁴ untersucht (siehe Abschnitt 2.4.1). Grundlagenstudien und Erklärungsansätze hierzu wurden von Syred und Beer [75] und Ishizuka [30] ausgearbeitet.

In der Arbeit von Burmberger [6] wird zur Erklärung der isothermen Vorgänge in einer aufplatzenden Wirbelströmung die Wirbeltransportgleichung herangezogen. Alle Terme außer dem baroklinen Drehmoment beruhen auf der Wirbelstärkenverteilung und betrachten einzig das Geschwindigkeitsfeld. Das Druckfeld wird dabei außer Acht gelassen (vgl. Gleichung (2.19)). Die Geschwindigkeitsverteilung ist mit berührungsloser optischer Messtechnik erfassbar, sofern die Strömungsberandung optisch durchlässig ist. Aufgrund der weitgereiften Entwicklung von Modellen zur numerischen Berechnung von Strömungen und des Fortschritts in der Computertechnologie lassen sich komplizierte Strömungen mit Druck- und Geschwindigkeits-

⁴engl.: Combustion Induced Vortex Breakdown (CIVB)

feldern heutzutage mit vertretbarem Aufwand numerisch berechnen. Die Analyse der Wirbelstärke bietet den Vorteil, die im Strömungsfeld vorliegenden Geschwindigkeitsinformationen dem Ziel der Analyse entsprechend darzustellen. Sie bietet aber grundsätzlich keine Information, die nicht schon im Geschwindigkeitsfeld enthalten ist [6].

Dieses Kapitel gibt wesentliche Erkenntnisse und Hinweise von Burmberger [6] zur Gestaltung eines stabilen Drallfelds mit Wirbelaufplätzen zur aerodynamischen Flammenstabilisierung wieder. Es beinhaltet die Wirbeltransportgleichung und den Einfluss der einzelnen Elemente auf die Entwicklung einer Drallströmung. Die für diese Arbeit wesentlichen Teile werden zusammengefasst wiedergegeben und im Kapitel 5 zur Beschreibung der Vorgänge in der Drallströmung herangezogen.

2.2.1 Die Wirbelstärke

In umschlossenen Strömungen existieren selten Bereiche, in denen das Geschwindigkeitsfeld als nicht rotierend, d.h. sich bewegende Fluidpartikel ohne lokale Rotation, betrachtet werden kann. In einer nichtrotierenden Strömung wie der Potentialströmung kann der Geschwindigkeitsgradient als eine skalare Funktion ausgedrückt werden. Diese finden sich jedoch eher in externen Strömungen wie die Umströmung eines Tragflügelprofils, wenn man die Strömung außerhalb der reibungsbehafteten Grenzschicht betrachtet. In internen Strömungen wie in Drallerzeugern hingegen herrschen Randbedingungen, die durch feste Wände eine kontrollierte Strömungsführung und dadurch das Wirken von viskosen Scherkräften bedingen. Hier treten strömungsmechanische Strukturen auf, die sich nicht auf Potentialströmungen zurückführen lassen. Als solche zählen die Zirkulation Γ , eine eher globale Beschreibung der rotierenden Strömung, und die Wirbelstärke $\vec{\omega}$, die die lokale Rotation des vektoriellen Geschwindigkeitsfelds \vec{u} bezeichnet.

$$\vec{\omega} = \nabla \times \vec{u} \quad (2.14)$$

Die Wirbelstärke $\vec{\omega}$ ist eine vektorielle Größe und die einzelnen Terme in kartesischen (x, y, z) und zylindrischen Koordinaten (r, φ, z) lauten:

$$\omega_x = \frac{\partial u_z}{\partial y} - \frac{\partial u_y}{\partial z} \qquad \omega_r = \frac{1}{r} \frac{\partial u_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial u_\varphi}{\partial z} \qquad (2.15)$$

$$\omega_y = \frac{\partial u_x}{\partial z} - \frac{\partial u_z}{\partial x} \qquad \omega_\varphi = \frac{\partial u_r}{\partial z} - \frac{\partial u_z}{\partial r} \qquad (2.16)$$

$$\omega_z = \frac{\partial u_y}{\partial x} - \frac{\partial u_x}{\partial y} \qquad \omega_z = \frac{1}{r} \left(\frac{\partial (r \cdot u_\varphi)}{\partial r} - \frac{\partial u_r}{\partial \varphi} \right) \qquad (2.17)$$

Die z-Achse ist in diesem Fall die Symmetrieachse des zylindrischen Koordinatensystems und wird in dieser Arbeit als Rotationsachse des Brenners definiert. Die drei Komponenten der Wirbelstärke sind die radiale Wirbelstärke ω_r , die azimutale Wirbelstärke ω_φ und die axiale Wirbelstärke ω_z . Die Wirbelstärke ist ein Maß für die Lage und Stärke eines Wirbels und somit ein Indikator für lokale Fluidrotation. Wie die Turbulenz entsteht auch die Wirbelstärke durch das Wirken von viskosen Kräften im Strömungsfeld.

Die drei Komponenten der Wirbelstärke $\vec{\omega}$ sind voneinander abhängig. Das folgt aus der Tatsache, dass die Divergenz des Wirbelvektors null und somit quellenfrei ist [60]. Diese Abhängigkeit kommt insbesondere bei der Stabilisierung von Drallströmungen zum Tragen [6].

Eine eng mit der Wirbelstärke verwandte Größe ist die Zirkulation Γ . Sie gibt die Stärke einer Wirbelröhre in einer globalen Betrachtung an [25].

2.2.2 Die Wirbeltransportgleichung

Zur Beschreibung der Evolution der Wirbel und somit der turbulenten Strukturen dient die Wirbeltransportgleichung. Sie wird von der Navier-Stokes-Gleichung unter Vernachlässigung der Volumenkräfte (Gravitation und Corioliskraft) und von Termen höherer Ordnung abgeleitet [60].

$$\frac{D\vec{u}}{Dt} = \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \vec{u} \qquad (2.18)$$

Wendet man auf diese Gleichung die Rotation an, so ergibt sich:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} = & - \underbrace{(\vec{u} \cdot \nabla) \vec{\omega}}_{\text{Konvektion}} - \underbrace{\vec{\omega} (\nabla \cdot \vec{u})}_{\text{Expansion}} + \underbrace{(\vec{\omega} \cdot \nabla) \vec{u}}_{\text{Streckung und Umorientierung}} \\
& + \underbrace{\frac{1}{\rho^2} (\nabla \rho \times \nabla p)}_{\text{Barokliner Anteil}} + \underbrace{\nu (\nabla^2 \vec{\omega}) + (\nabla \nu) \times \nabla^2 \vec{u}}_{\text{Diffusion / Dissipation}} \quad (2.19)
\end{aligned}$$

Die Navier-Stokes Gleichungen (2.1), (2.2), (2.5) und die Wirbeltransportgleichung (2.19) beschreiben in ihrer hier dargestellten Form den Momentanzustand des Strömungsfelds. Wie in Abschnitt 2.1.2 erläutert, sind in technischen Anwendungen oft die mittleren Größen \vec{u} und $\vec{\omega}$ und die Schwankungsteile \vec{u}' und $\vec{\omega}'$ von Interesse. Eine Reynoldszerlegung und anschließende Mittelung der Navier-Stokes Gleichung führt durch die Nichtlinearität des Konvektionsterms zu einer Doppelkorrelation von Schwankungsgrößen [26] und bei der Wirbeltransportgleichung entstehen ebenfalls zusätzliche Terme [78]. Diese erschweren eine anwendungsorientierte Analyse zusätzlich und somit wird analog zu Kiesewetter [36] und Burmberger [6] vereinfachend angenommen, dass es sich bei den analysierten Strömungsfeldern um instantane Bewegungsgleichungen handelt.

Burmberger [6] geht detailliert auf die Herleitung der Wirbeltransportgleichung ein, da in der Literatur je nach Autor und Anwendung unterschiedliche Terme vernachlässigt werden und somit verschiedene Versionen existieren. Werden, wie in den Kapiteln 4, 5 und 6, keine Dichteänderung infolge von Verbrennungsvorgängen betrachtet, so haben die Expansion und der barokline Anteil keinen Einfluss auf die Wirbeltransportgleichung. Es verbleiben der Konvektionsterm, der Streckungs- bzw. Umorientierungsterm sowie der viskose Term. Es existiert kein Produktionsterm und somit ist die Wirbelstärke entweder durch die Startbedingungen in der Strömung vorhanden oder sie wird durch die Strömungsberandung in der Grenzschicht aufgezwungen [65]. Folglich wird im Fluid die Wirbelstärke nur noch umorientiert bzw. transportiert, aber nicht gebildet. Im Folgenden wird kurz auf die in dieser Arbeit relevanten Bestandteile der Wirbeltransportgleichung eingegangen.

Konvektion

Die Konvektion ist die durch die Eigenbewegung hervorgerufene Umverteilung der Wirbelstärke des Fluids. Aus der Betrachtung der x-Komponente im kartesischen Koordinatensystem in Gleichung (2.20) wird deutlich, dass der konvektive Transport der Wirbelstärke proportional zur Geschwindigkeit in der jeweiligen Koordinatenrichtung ist.

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

Für eine Vereinfachung der Analyse der Wirbeltransportgleichung wird dieser Anteil oft im Sinne der Beschränkung auf die Betrachtung einer Stromlinie vernachlässigt. Dabei ist jedoch stets zu beachten, dass jede Änderung des Geschwindigkeitsfeldes \vec{u} sich unmittelbar auf den konvektiven Transport der Wirbelstärke auswirkt [6],[36].

Streckung und Umorientierung

Der Term der Umorientierung in Gleichung (2.19) beschreibt den im Abschnitt 5 wichtigen Zusammenhang zwischen Umfangsgeschwindigkeit und azimuthaler Wirbelstärke. Die x-Komponente im kartesischen Koordinatensystem lautet:

$$\left. \frac{\partial \omega_x}{\partial t} \right|_{\text{Streckung}} = \omega_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + \omega_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + \omega_z \frac{\partial u_x}{\partial z} \quad (2.21)$$

Es wird klar, dass die Änderung von ω_x sowohl von der longitudinalen Streckung in x-Richtung, als auch von der Umverteilung von ω_y und ω_z über lokale Geschwindigkeitsgradienten abhängt. In Abbildung 2.3 verdeutlicht die durch einen Zylinder dargestellte Wirbelstärke diesen Zusammenhang.

Der Zylinder stellt die Wirbelstärke dar, die im linken Teilbild longitudinal in x-Richtung gestreckt wird, wodurch sich ω_x ändert. Das rechte Teilbild zeigt die Umverteilung von ω_z über lokale Geschwindigkeitsgradienten, hier die Änderung der x-Geschwindigkeit in z-Richtung. Durch das Umorientieren wird keine Wirbelstärke erzeugt. Sie nimmt in einer Richtung zu, während sie in der anderen abnimmt.

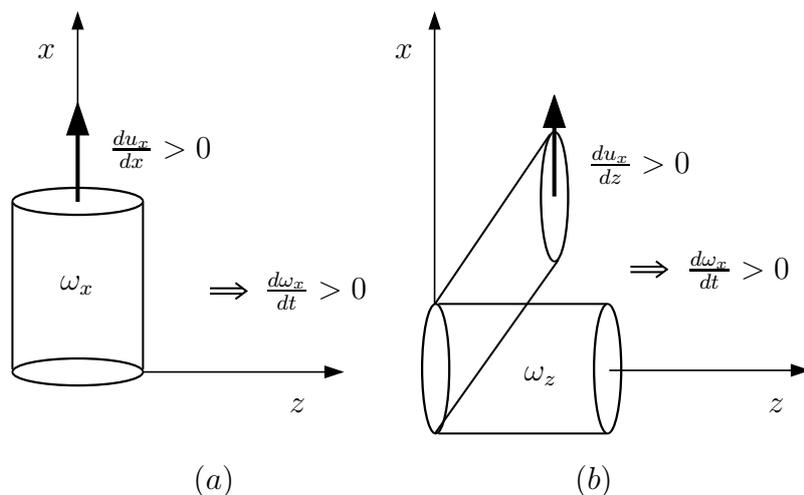


Abbildung 2.3: (a) Änderung von ω_x durch longitudinale Streckung
 (b) Änderung von ω_x durch Umorientierung von ω_z [6]

Diffusion bzw. Dissipation

Diese beiden Terme beschreiben den Einfluss von viskosen Effekten auf die Wirbelstärke, also den Abbau durch molekularen Austausch [25]. Die kinematische Viskosität ν bestimmt die zeitliche Änderung der Wirbelstärke und nimmt mit steigender Temperatur zu. Im Fall von laminaren Strömungen mit Reaktion kann es dazu kommen, dass die Wirbelstärke nach der Flammenfront überproportional durch die plötzlich ansteigende Viskosität gedämpft wird [30]. In üblichen turbulenten Drallströmungen bei Drallbrennern sind die Trägheitskräfte um ein Vielfaches größer als die dämpfende Wirkung der Viskosität. Da hier die turbulente Diffusion stark überwiegt, kann der viskose Term der Wirbeltransportgleichung vernachlässigt werden, vgl. [36], [6].

2.2.3 Wirbelformen

Man unterscheidet zwischen zwei grundsätzlichen Arten von Wirbelformen, dem Festkörper- und dem Potentialwirbel. Beim Festkörperwirbel bleibt die Winkelgeschwindigkeit über dem Radius konstant. Das Fluid rotiert um die Rotationsachse. Da jedoch keine Scherung und damit viskose Reibung innerhalb der Strömung auftritt, ist sie nicht dissipativ. Aufgrund der Haftbedingung an der Strömungsberandung kommt es jedoch an der Wand zu Schubspannungen, sodass hier keine konstante Winkelgeschwindigkeit herrscht. Der Potentialwirbel zeichnet sich durch eine konstante Zirkulation K aus.

Es gilt für die Tangentialgeschwindigkeit: $u_{tan}(r) = K/r$. Theoretisch ist u_{tan} auf der Rotationsachse unendlich. Durch die hohen Schubspannungen nahe der Achse hat der Wirbel hier jedoch in der Realität den Charakter eines Festkörperwirbels. In der Realität treten durch die viskosen Effekte nahe der Rotationsachse und an der Strömungsberandung Mischformen der beiden Wirbeln auf. Charakteristisch für die Mischformen ist der Wirbelkernradius r_{WK} , der durch die Position der maximalen Tangentialgeschwindigkeit definiert wird. Bei dieser Mischform nimmt der Wirbel von der Rotationsachse bis zu r_{WK} die Form eines Festkörperwirbels ein. Auf höheren Radien als r_{WK} bis zur Strömungsberandung stellt sich das Profil eines Potentialwirbels ein, wenn die Wirbelerzeugung entsprechend ausgelegt ist. Idealisiert entspricht dies einem Rankine-Wirbel. Der abrupte Übergang zwischen beiden Wirbeln tritt so jedoch in der Realität nicht auf. Ein reiner Potentialwirbel ist daher aufgrund der unendlichen Tangentialgeschwindigkeit nahe der Achse in der Realität nicht anzutreffen. Abbildung 2.4 zeigt schematisch einen Überblick über die beiden genannten Wirbeln und die sich aus beiden ergebenden Mischformen [54].

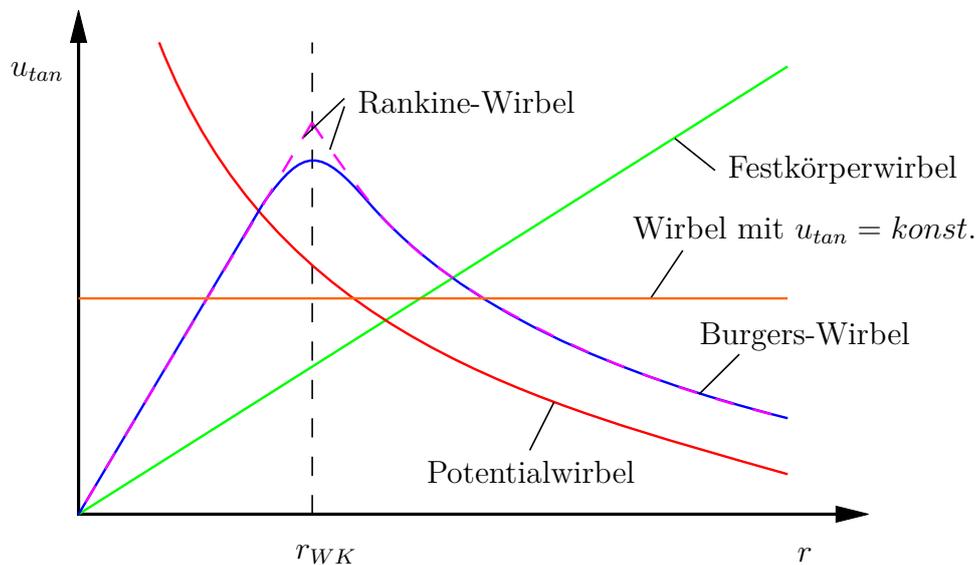


Abbildung 2.4: Tangentialgeschwindigkeitsprofile verschiedener Wirbeln

Er stellt sich vielmehr als kontinuierlich dar, was auf viskose Effekte zurückzuführen ist. Diese Wirbelnform wird Burgers-Wirbel genannt. Die Form des Wirbels hängt von der Art der Drallerzeugung ab. Burgers- oder näherungsweise Rankine-Wirbel werden üblicherweise mit Radialschaufelgittern erzeugt. Axialschaufelgitter hingegen ergeben

Wirbel mit näherungsweise konstanter Tangentialgeschwindigkeit. Mit Tangentialkanal-Drallerzeugern lassen sich Festkörperwirbel erzeugen. Diese Form des Drallerzeugers ist in dem Radialdrallerzeuger ähnlich, durch die rein tangential angeordneten Schaufeln tritt die Strömung jedoch tangential ohne radiale Komponente in den Drallerzeuger ein. Durch entsprechende Strömungsführung wie durch eine Verjüngung des Querschnitts oder durch ein Kernrohr nach dem Drallerzeuger lassen sich die Wirbelformen wieder in einen Rankine- bzw. Burgers-Wirbel überführen [66]. Eine Übersicht über die verschiedenen Wirbelformen kann bei Schmid [66] gefunden werden.

Zur Kennzeichnung verdrahter technischer Strömungen wird in vielen Fällen die Drallzahl S herangezogen:

$$S = \frac{\dot{D}}{\dot{I} R} \quad (2.22)$$

Sie bildet das Verhältnis aus integralem axialen Drehimpulsstrom \dot{D} und dem integralen Axialimpulsstrom \dot{I} . Zusätzlich wird dieser Quotient mit dem Brenneraustrittsradius R entdimensioniert, vgl. [6], [21], [36]. Die Drallzahl ist abhängig von der Bauform des Drallerzeugers, denn er bestimmt die Beschaffenheit der Strömung im Brenner. Erhöht man die Drallzahl über einen bestimmten Wert S_{krit} , so entsteht eine innere Rezirkulationszone. Die kritische Drallzahl ist von vielen Faktoren abhängig und eignet sich nicht zur vollständigen Beschreibung von Drallströmungen [25]. Ferner sind zusätzlich das Profil der Axialgeschwindigkeitsverteilung, die Art der Umfangsgeschwindigkeitsverteilung und das Öffnungsverhältnis des Querschnittssprungs mit einzubeziehen [6]. Da es keine einfach zu bestimmende Kenngröße zum Wirbelaufplatzen gibt, findet die Drallzahl trotzdem weiterhin Verwendung bei der Beschreibung turbulenter Drallströmungen. In dieser Arbeit werden unterschiedliche Drallerzeugerbauarten miteinander verglichen. Ein Vergleich der Drallzahl von Drallerzeugern mit völlig unterschiedlichen Drallprofilen macht insofern wenig Sinn und daher wird diese Vergleichskennzahl hier nicht verwendet.

2.2.4 Wirbelaufplatzen

Das Wirbelaufplatzen ist der zentrale Mechanismus bei der aerodynamischen Flammenstabilisierung. Es gewährleistet die Bildung einer Rezirkulationszone mit dem Ziel, ausreichend Heißgas und Zwischenprodukte der Verbrennung entgegen der Hauptströmung zurückzutransportieren, um durch das Entzünden des unverbrannten Gemischs die chemische Reaktion aufrechtzuerhalten. In der Regel wird zunächst die isotherme Strömung numerisch bzw. experimentell optimiert und dann der reagierende Fall untersucht. Um ein Wirbelaufplatzen am Querschnittssprung zu erzeugen, muss einerseits der Drall ausreichend stark sein. Auch bei magerer Verbrennung darf es nicht zum Verlöschen der Flamme kommen. Diese Gefahr besteht, wenn durch das Abheben der Flamme infolge der langsamen Reaktion magerer Flammen die Rezirkulation zu gering ist und das Frischgas nicht mehr ausreichend durch rezirkuliertes Heißgas entzündet wird. Andererseits muss verhindert werden, dass durch zu hohen Drall ein vorzeitiges Wirbelaufplatzen bereits im Brenner stattfindet. Besonders beim Betrieb mit hochreaktiven Brennstoffen wie in der Syngas- und Wasserstoffverbrennung besteht die Gefahr des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens. Wenn bei einer hohen Verdrallung durch den Einfluss der Verbrennung zusätzlich negative azimutale Wirbelstärke induziert wird, kann die Flamme stromauf propagieren (siehe Abschnitt 2.4.1).

Für die Betrachtung eines Fluidpartikels auf einer Stromlinie reduziert Burmberger [6] die Wirbeltransportgleichung für isotherme Strömungen bei Vernachlässigung der Viskosität auf den Streck- bzw. Umlagerungsterm und diskutiert den Einfluss auf die azimutale Wirbelstärke. In zylindrischen Koordinaten und unter der Annahme, dass vor der Aufweitung der Stromlinien die axiale Wirbelstärke dominiert, gilt für die azimutale Wirbelstärke:

$$\frac{D\omega_\varphi}{Dt} = \omega_r \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} + \frac{\omega_\varphi}{r} \frac{\partial u_\varphi}{\partial \varphi} + \omega_z \frac{\partial u_\varphi}{\partial z} + \frac{\omega_\varphi u_r}{r} \approx \omega_z \frac{\partial u_\varphi}{\partial z} \quad (2.23)$$

Das bedeutet, dass die Entwicklung der azimutalen Wirbelstärke davon abhängt, wie sich die Umfangsgeschwindigkeit in axialer Richtung ändert. Bei einer Aufweitung der Stromlinien sinkt durch den Erhalt des Drehimpulses zwangsläufig die Umfangsgeschwindigkeit. Folglich wird negative azimutale Wirbelstärke gebildet. Aus Gleichung (2.16) wird klar, dass negative

azimutale Wirbelstärke resultiert, wenn der Gradient in radialer Richtung stärker ist als in axialer Richtung.

$$\frac{\partial u_r}{\partial z} < \frac{\partial u_z}{\partial r} \quad \rightarrow \quad \frac{\partial u_z}{\partial r} \cong -\omega_\varphi \quad (2.24)$$

Daher sind starke positive radiale Gradienten der Axialgeschwindigkeit zu vermeiden, um die Gefahr einer Stromlinienaufweitung im Brenner oder gar eines vorzeitigen Wirbelaufplatzens zu minimieren.

Der Einfluss des Streck- und Umorientierungsterms wird im Folgenden kurz erläutert:

Strecken azimutaler Wirbelstärke

Eine positive Radialgeschwindigkeit verstärkt im vierten Term in Gleichung (2.23) die azimutale Wirbelstärke.

$$\left. \frac{D\omega_\varphi}{Dt} \right|_{str.} = \frac{\omega_\varphi u_r}{r} \quad (2.25)$$

Dies wirkt besonders auf kleinen Radien durch die Proportionalität zu $1/r$. Das Strecken verstärkt jedoch nur dann das Wirbelaufplatzen, wenn bereits azimutale Wirbelstärke vorhanden ist [10].

Umorientieren radialer und azimutaler Wirbelstärke

Der Umorientierungsterm ergibt sich bei Beschränkung auf Axialsymmetrie aus Gleichung (2.23):

$$\left. \frac{D\omega_\varphi}{Dt} \right|_{umo.} = \omega_r \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} + \omega_z \frac{\partial u_\varphi}{\partial z} \quad (2.26)$$

Mit den Gleichungen (2.15) für die radiale Wirbelstärke, (2.17) für die axiale Wirbelstärke und der Zirkulation $\Gamma = u_\varphi(r) \cdot 2\pi \cdot r$, vereinfacht durch $\Gamma = u_\varphi \cdot r$, gilt:

$$\left. \frac{D\omega_\varphi}{Dt} \right|_{umo.} = \frac{1}{2r} \frac{\partial u_\varphi^2}{\partial z} \quad (2.27)$$

Im Allgemeinen sinkt bei einer Stromlinienaufweitung die Umfangsgeschwindigkeit aufgrund der Drehimpulserhaltung. Aus Gleichung (2.27) ist ersichtlich, dass in dem Fall die azimuthale Wirbelstärke durch die quadratische Abhängigkeit von u_φ stark absinkt. Wie auch beim Streckungsterm wirkt dieser Mechanismus durch die Proportionalität zu $1/r$ verstärkt auf kleinen Radien.

2.2.5 Bedeutung der Wirbeltransportgleichung für die Brennerentwicklung

Die in 2.2.4 beschriebenen wichtigen Terme der Wirbeltransportgleichung bestimmen maßgeblich die Entwicklung der Umfangs- und Axialgeschwindigkeit in Brenner und Primärzone der Brennkammer. In Kapitel 5 wird auf diesen Zusammenhang Bezug genommen, um die aerodynamischen Vorgänge im Drallerzeuger des Prototyp- und A²EV-Brenners zu deuten. Die Grundlagen zur Stabilisierung von Drallströmungen flossen in die Entwicklung des A²EV-Brenners am Lehrstuhl für Thermodynamik ein [55], [63]. Das Schema in Abbildung 2.5 verdeutlicht die Idee, die hinter der Strömungsführung dieses Brenners steht. Es wird vereinfachend angenommen, dass im reibungsfreien System die Zirkulation mit den Stromlinien zusammenfällt, da sie konvektiv mit der Masse transportiert wird [60].

Das System besteht aus einem divergenten Drallerzeuger, in den die Strömung durch tangential angeordnete Schlitze zur Drallerzeugung eingebracht wird, und einer konvergenten Düse, die mit einem Querschnittsprung in die Brennkammer mündet. Durch den in axialer Richtung stetigen Eintrag von Drall über die tangential eintretende Strömung nimmt die Zirkulation permanent zu und bewirkt einen positiven Gradienten $\partial\Gamma/\partial z$. Vorausgesetzt, der Drall wird gleichmäßig über die Schlitze verteilt eingebracht, nimmt die Zirkulation aufgrund von $\Gamma = u_\varphi \cdot r$ in Achsnähe beson-

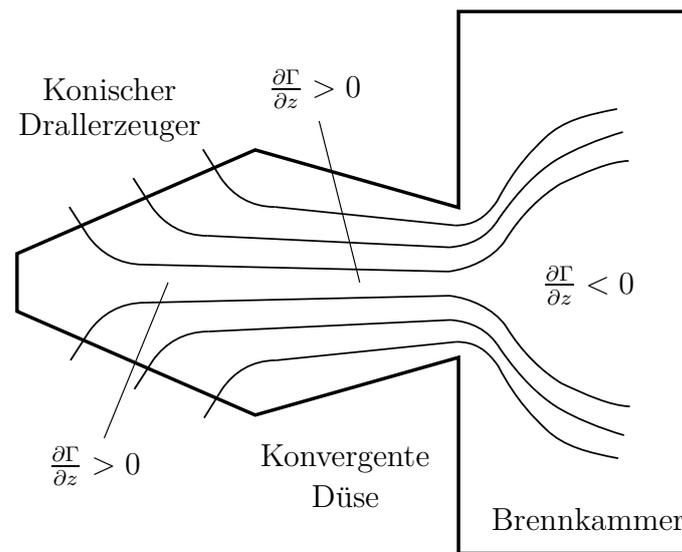


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der Stromlinien und entsprechendem axialen Gradient der Zirkulation des Drallerzeugerkonzepts A²EV

ders stark zu. Die konvergente Düse konzentriert die Stromlinien durch den sich verengenden Querschnitt und somit steigt die Zirkulation ebenfalls in axialer Richtung an. Nach dem Flächensprung divergieren die Stromlinien durch die Zentrifugalkräfte. Der axiale Gradient der Zirkulation kann somit direkt mit dem Umorientieren der Stromlinien in Verbindung gebracht werden. In der Weise, wie die Zirkulation radial nach außen zunimmt, nimmt sie in axialer Richtung ab. Sie wird in diesem Vorgang also umorientiert. Als Folge dieses negativen axialen Gradienten der Zirkulation bildet sich nach Gleichung (2.27) negative azimuthale Wirbelstärke.

Die in Burmbergers Arbeit [6] ausführlich behandelte Betrachtung der Wirbeltransportgleichung zeigt, welche Bedeutung der azimuthalen Wirbelstärke und dessen axialem Gradient $\partial\omega_\varphi/\partial z$ zukommt. In den Termen Streckungs- und Umorientierungsterm wirken sie primär auf niedrigen Radien. Daher ist die Entwicklung der Strömung in diesem Bereich besonders wichtig. Brown und Lopez [5] und Darmofal [10] argumentieren, dass negative axiale Wirbelstärke notwendig ist, um ein Wirbelaufplatzen auszulösen. Burmberger zitiert Kurosakas [42] Annahme, dass nicht nur negative azimuthale Wirbelstärke das Wirbelaufplatzen auflöst, sondern hingegen schon ein negativer Gradient, also auch die bloße Abnahme positiver azimuthaler Wirbelstärke. Somit löst ein negativer axialer Gradient der azimuthalen Wirbelstärke bereits eine radiale Expansion aus und führt so zu einer nach au-

ßen gerichteten Geschwindigkeit. Dabei hat die lokale Änderung der Wirbelstärke einen größeren Einfluss als der Absolutwert ω_φ . Eine vorhandene positive azimuthale Wirbelstärke induziert in Achsnähe eine zusätzliche Axialgeschwindigkeit. Eine Abnahme der azimuthalen Wirbelstärke reduziert diese Induktionswirkung und führt dazu, dass die Axialgeschwindigkeit absinkt. Somit können die Stromlinien divergieren und das Wirbelaufplatzen wird begünstigt. Burmberger veranschaulicht diesen Zusammenhang in seiner Arbeit anhand von drei aufeinanderfolgenden Ringwirbelpaaren abnehmender Stärke. Er erläutert, dass eine Abnahme der azimuthalen Wirbelstärke eine positive Radialgeschwindigkeit induziert und somit eine Stromlinienaufweitung in Gang setzt. Das bestätigt die Argumentation von Kurosaka und zeigt die Bedeutung des axialen Gradienten der azimuthalen Wirbelstärke.

2.3 Stabilisierung von Drallströmungen

Burmberger [6] hat in seiner Arbeit Qualitätskriterien für eine optimale Strömungsführung erarbeitet. In diesem Abschnitt werden die im Zusammenhang mit dieser Arbeit wichtigsten vorgestellt und ihr Einfluss auf die Stabilität der Strömung diskutiert.

Neben der Bedeutung der Stabilität der isothermen Strömung für das Strömungsbild kann auch die Flamme einen Einfluss auf die Strömung ausüben. Dieses Phänomen wurde unter dem Begriff Verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen⁵ in der Forschung behandelt und steht durch die rein isotherme Betrachtung der Strömung in dieser Arbeit nicht im Vordergrund.

Daher wird das Geschwindigkeitsfeld stromauf des Querschnittsprungs zur Brennkammer betrachtet und anhand der Strömungsführung das Drallfeld gezielt beeinflusst, um ein stabiles Wirbelaufplatzen herbeizuführen. Den größten Einfluss auf das Strömungsfeld hat die Geometrie des Drallerzeugers. Anhand der Wirbeldynamik lassen sich die Auswirkungen auf die Stabilität der Strömung erklären. Von besonderer Bedeutung ist der achsnahe Bereich der Strömung, denn hier zeigt sich eine starke Wirkung der azimuthalen Wirbelstärke durch die Proportionalität zu $1/r$. Es ist in diesem Zusammenhang jedoch zu beachten, dass die Betrachtung der

⁵ engl.: CIVB

einzelnen Terme der Wirbeltransportgleichung (2.19) nur von Nutzen ist, wenn man sie gezielt beeinflussen kann. Dies ist in der Regel nicht möglich, es können lediglich die Geschwindigkeitskomponenten Axial-, Umfangs- und Radialgeschwindigkeit manipuliert werden. Die Axial- und die Tangentialgeschwindigkeit sind von zentraler Bedeutung bei der Analyse des Strömungsfelds. Die Radialkomponente ist meist von untergeordneter Bedeutung, da die beiden anderen Komponenten u_z und u_φ durch die radialen Gradienten die axiale und azimutale Wirbelstärke stärker beeinflussen (vgl. Gleichung (2.17) und (2.16)). Eine direkte Beeinflussung der Axialgeschwindigkeitsverteilung ist nicht möglich, da die azimutale Wirbelstärke einen starken Einfluss hat. Die axiale Wirbelstärke wird von der im Drallerzeuger eingebrachten Umfangsgeschwindigkeit bestimmt und ist wesentlich über die Auslegung der Drallschlitze definiert. Die Umfangsgeschwindigkeit wirkt jedoch auch direkt auf die azimutale Wirbelstärke. Das Vorzeichen und der Gradient dieser Größe sind neben ihrer axialen Entwicklung die wichtigsten Strömungseigenschaften, mit denen sich das Drallfeld charakterisieren und beeinflussen lassen.

Radiale Diffusion axialer Wirbelstärke

Zwei Effekte bewirken, dass sich ein Wirbelkern in einem zylindrischen Rohr mit zunehmender axialer Lauflänge aufweitet. Zum einen führt die in turbulenten Drallströmungen bei hohen Reynolds-Zahlen wirkende turbulente Diffusion dazu, dass beispielsweise das Fluid mit geringer Umfangsgeschwindigkeit auf hohen Radien von benachbartem Fluid nahe der Achse mit hoher Rotation in Bewegung versetzt wird und somit den Drehimpuls auf höhere Radien transportiert. Dadurch sinkt die Umfangsgeschwindigkeit in Achsnähe und es kann dazu kommen, dass die Stromlinien divergieren und ein vorzeitiges Wirbelaufplatzen stattfindet. Eine Änderung der Umfangsgeschwindigkeit geht quadratisch in Gleichung (2.27) ein und wirkt durch die Abhängigkeit von $1/r$ primär nahe der Rotationsachse. Zum anderen herrschen an der Strömungsberandung viskose Kräfte, die die kinetische Energie in der Umfangsgeschwindigkeit in innere Energie umwandeln. Dadurch sinkt das Geschwindigkeitsniveau an der Wand. Als Folge wird stetig Drehimpuls von geringen Radien nach außen übertragen. Da im Zentrum keine Umfangsgeschwindigkeit erzeugt werden kann, weitet sich der Wirbelkern auf.

Die axiale Wirbelstärke diffundiert daher durch turbulenten Austausch mit zunehmender Lauflänge zu höheren Radien, was durch den Einsatz einer unverdrallten Kernströmung verhindert werden kann. Die Wechselwirkung zwischen der rotierenden Hauptströmung und der unverdrallt auf der Achse eingebrachten Kernströmung bewirkt, dass sich die Kernströmung in Rotation versetzt und somit Umfangsgeschwindigkeit aufbaut. Nach Gleichung (2.27) erzeugt das einen positiven Gradienten der azimuthalen Wirbelstärke. Dieser Effekt ist jedoch in seiner Reichweite begrenzt, da mit zunehmender Lauflänge das Maximum an Umfangsgeschwindigkeit nahe der Achse überschritten wird [6]. Daraufhin weitet sich der Wirbelkern aufgrund der turbulenten Diffusion auf und die Umfangsgeschwindigkeit nahe der Achse sinkt wieder.

Positiver axialer Gradient der azimuthalen Wirbelstärke

Durch viskose Reibungseffekte nahe der Wand kommt es, wie oben angedeutet, zu einer Abnahme der Umfangsgeschwindigkeit mit zunehmender Lauflänge. Dies wirkt sich zwar primär auf den Außenbereich der Strömung aus, aufgrund von turbulenter Diffusion sinkt die axiale Wirbelstärke jedoch auch auf mittleren Radien. Dieser Effekt ist auch in einer divergierenden Strömungsberandung zu beobachten, bei der die Umfangsgeschwindigkeit in axialer Richtung abnimmt. Dem kann man entgegenwirken, indem die Strömungsberandung konvergent ausgeführt wird. Dann steigt aufgrund der Drehimpulserhaltung die Umfangsgeschwindigkeit an und positive azimuthale Wirbelstärke wird erzeugt (vgl. Gleichung (2.23)). Somit kann man den Verlust an axialer Wirbelstärke durch die Wandreibung ausgleichen. Ein weiterer Effekt ist die axiale Beschleunigung der Strömung durch den stetig abnehmenden Querschnitt der Strömungsberandung. Sie wirkt einer Stromaufpropagation der Flamme prinzipiell entgegen.

Radiale Verteilung der Umfangsgeschwindigkeit

Bei der Analyse des radialen Strömungsprofils spielt der radiale Druckgradient eine wichtige Rolle. In der Wirbeltransportgleichung (2.19) ist er im baroklinen Drehmoment enthalten, für das gilt:

$$\left. \frac{\partial \omega_\varphi}{\partial t} \right|_{bar.} = \frac{1}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial z} \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{\partial \rho}{\partial r} \frac{\partial p}{\partial z} \right) \quad (2.28)$$

Burmberger [6] und Kiesewetter [36] nehmen vereinfachend an, dass der radiale Druckgradient in der Flammenfront den axialen deutlich übersteigt. Dann kann der rechte Term in der Klammer von Gleichung (2.28) vernachlässigt werden. Weiterhin wird angenommen, dass der radiale Druckgradient nicht von der Reaktionszone beeinflusst wird, sondern nur von der Umfangsgeschwindigkeitsverteilung. Der axiale Dichtegradient $\partial\rho/\partial z$ wird von der Beschaffenheit der Reaktionsfront, also von der Interaktion von Turbulenz und chemischer Reaktion, bestimmt. Da dies von chemischen und thermodynamischen Größen abhängt und diese wiederum von der Wirbeldynamik unabhängig sind, bleibt der radiale Druckgradient als Ansatzpunkt für eine Beeinflussung des Strömungsfelds. Nach der Querdruckgleichung, abgeleitet von der Impulsgleichung normal zur Bahnlinienrichtung einer Stromlinie in einer reibungsfreier Strömung, ist $\partial p/\partial r$ von der Umfangsgeschwindigkeitsverteilung abhängig:

$$\frac{\partial p}{\partial n} = -\rho \frac{u^2}{r_k} \quad (2.29)$$

Bei Bahnlinienkrümmung ($r_k \neq \infty$) findet ein Druckabfall quer zur Bahnlinienrichtung⁶ statt. Je höher die Umfangsgeschwindigkeit und je höher sie auf niedrigen Radien ist, desto größer ist der radiale Druckgradient. Ein geringer Druckgradient wirkt sich positiv auf die Stabilität des Strömungsfelds aus, da der Einfluss der Flamme abnimmt. Diesen Zusammenhang diskutiert Burmberger im Kontext mit CIVB [6]. Ein Festkörperwirbel verfügt über einen geringen radialen Druckgradienten durch seinen großen Wirbelkernradius. Er lässt sich über die Art der Wirbelerzeugung im Drallerzeuger bestimmen. Die Höhe der Umfangsgeschwindigkeit spielt, wie oben beschrieben, eine Rolle bei der Drallintensität. Sie sollte für ein stabiles Wirbelaufplatzen gerade ausreichen, um den Einfluss der Flamme auf das Strömungsfeld zu minimieren. Um eine hohe Stabilität der Strömung zu erreichen, muss die Bildung von negativer azimuthaler Wirbelstärke vermieden werden. Nach Gleichung (2.25) und (2.27) können geringe Umfangsgeschwindigkeiten durch die lineare bzw. quadratische Abhängigkeit zur Verringerung des Gradienten der azimuthaler Wirbelstärke beitragen. Dies gilt durch die Proportionalität zu $1/r$ besonders, wenn sie sich in Achsnähe konzentriert.

⁶ n ist die lokale Koordinate normal zur Bahnlinienrichtung

Diese Maßnahmen führen schließlich zur Zunahme der Axialgeschwindigkeit auf der Rotationsachse. Ein weiteres Kriterium ist das Totaldruckdefizit auf der Achse. Es wirkt sich auf die Neigung zur Stromlinienaufweitung und somit auf das Einsetzen des Wirbelaufplatzens aus. Burmberger schreibt, dass der Absolutwert des Totaldrucks ausschlaggebend ist und nicht der radiale Gradient [7]. Da die Totaldruckverteilung im Wesentlichen jedoch nur die Information des Geschwindigkeitsfelds wiedergibt, ist es als Auslegungskriterium nur indirekt anwendbar.

Burmberger erwähnt Strömungsfluktuationen am Rande als eine weitere Ursache zur Destabilisierung der Strömung. In Kapitel 5.4.3 zeigt sich, dass der Betrachtung der instationären Phänomene eine große Bedeutung zukommt, sofern die Strömung im Drallerzeuger nicht optimal ausgelegt ist.

2.4 Aerodynamisch stabilisierte Vormischverbrennung in Gasturbinen

In Gasturbinenbrennkammern kommt dem Verbrennungssystem die Aufgabe zu, das Gas- und Luftgemisch zu erzeugen und nach erfolgter Zündung eine kontinuierliche chemische Reaktion aufrecht zu erhalten. Dabei gilt es, die Betriebssicherheit bei wechselnden Betriebsparametern wie Druck, Temperatur und Brennstoff-Luft-Verhältnis zu gewährleisten, um Selbstzündung und Flammenlöschung zu verhindern und Materialverschleiß der Bauteile zu minimieren. Aus wirtschaftlicher Sicht ist ein möglichst kompaktes Verbrennungssystem anzustreben. Schließlich spielen noch Abgasemissionen eine wichtige Rolle bei der Auslegung eines Verbrennungssystems.

Heutzutage wird die Stabilisierung der Flamme in der mageren Vormischverbrennung durch eine aufplatzende verdrallte Strömung sichergestellt. Durch die Bildung einer Rückströmzone kann die lokale Strömungsgeschwindigkeit die Brenngeschwindigkeit weit übersteigen, ohne dass Flammenabheben oder -löschen eintritt, da die rezirkulierten heißen Abgase und Zwischenprodukte für eine kontinuierliche Entzündung des Frischgemischs sorgen. Dadurch sind im Gegensatz zu Diffusionsflammen größere Durchsätze möglich. Gleichzeitig besteht eine höhere Sicherheit gegen Selbstzündung in der Vormischstrecke, da der Mischungspfad drastisch verkürzt werden kann. Die Stabilisierung der Flamme kann durch einen Flammenhalter oder durch

ein rein aerodynamisches Prinzip sichergestellt werden. Letzteres bietet den Vorteil, dass kein thermisch hoch belasteter Flammenhalter notwendig ist. Es eignen sich für die aerodynamische Flammenstabilisierung verdrahlte Rohr- und Ringströmungen, da diese das Potential für die Bildung einer weit aufplatzenden Strömung haben, die eine nennenswerte Rückströmung ermöglicht [45]. Abbildung 2.6 zeigt ein typisches Axialgeschwindigkeitsfeld im oberen Teil und im unteren Teilbild die Strahlung des OH-Radikals der Erdgasflamme eines Drallbrenners in der Mittelebene der Brennkammer.

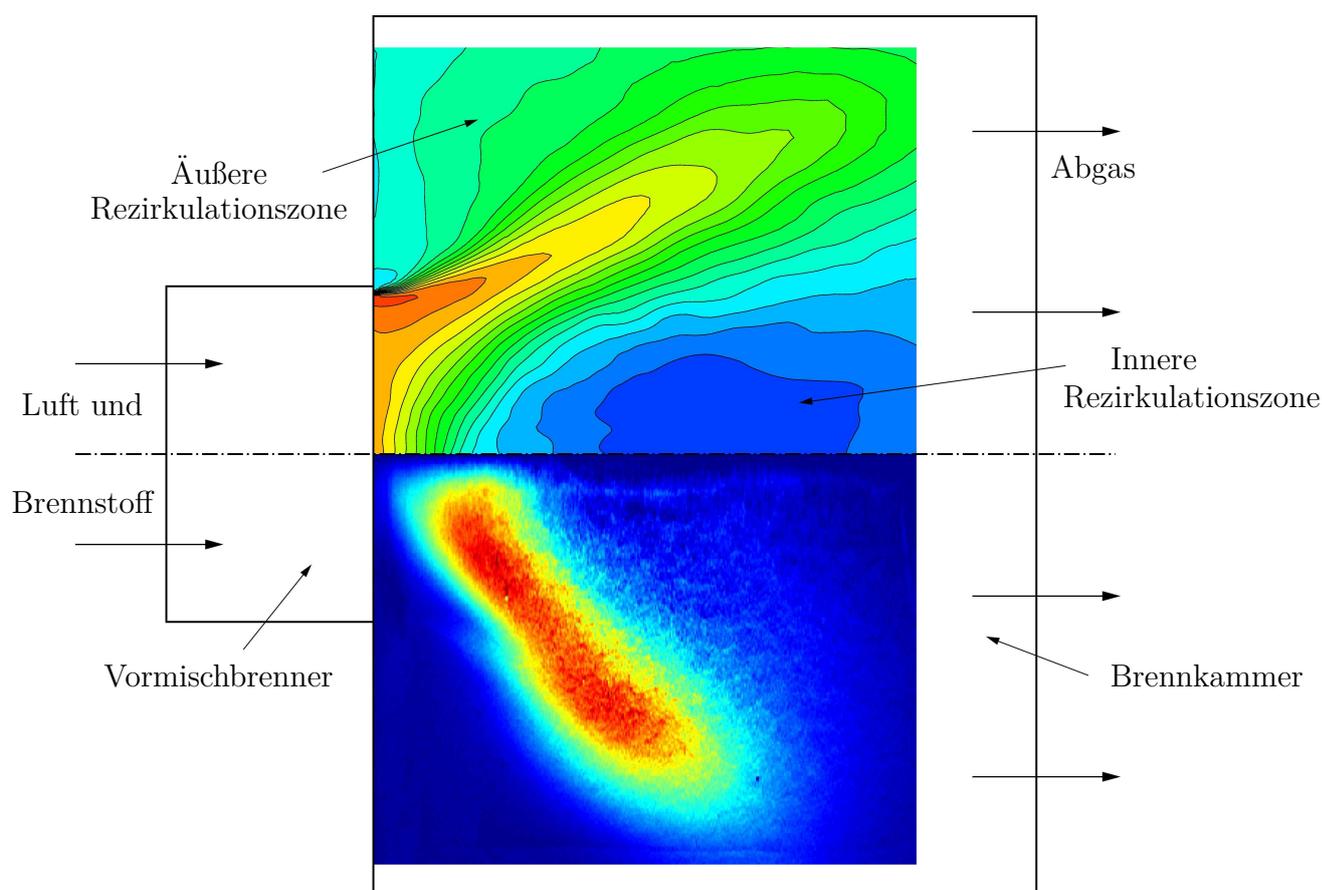


Abbildung 2.6: Axialkomponente der Geschwindigkeit (oben) und entabelte Darstellung der tiefenintegrierten OH*-Chemilumineszenz der Erdgasflamme (unten) eines Drallbrenners in der Brennkammer

Die Form der Rückströmzone ist dabei weitgehend durchsatzinvariant, was bei Lastwechseln und Änderung der Betriebsparameter Vorteile im dynamischen Betrieb mit sich bringt. Der Drallerzeuger nimmt im Verbrennungssystem eine zentrale Rolle ein. Er bestimmt als maßgebendes Bauteil des Verbrennungssystems die Beschaffenheit der Aerodynamik durch die Art der Wirbelerzeugung. Er muss in der Lage sein, die Flamme ortsfest bei hoher

wie auch niedriger Last und unter Variation der Betriebsparameter zu stabilisieren. Dabei darf es nicht zum Flammenrückschlag, also zur Propagation der Flamme entgegen der Hauptströmungsrichtung, oder zum Verlöschen bzw. Abblasen der Flamme bei magerem Gemisch kommen. Ein Flammenrückschlag kann zu erheblichen Schäden durch Überhitzen der Bauteile des Verbrennungssystems führen. Der Drallerzeuger wird in der Regel mit einem Querschnittsprung zur Brennkammer kombiniert, der das Wirbelaufplatzen einleitet und somit die Position der Rückströmzone bestimmt. Diese muss nicht zwangsläufig vollständig in der Brennkammer positioniert sein, je nach Bauweise kann das Wirbelaufplatzen auch schon im Drallerzeuger beginnen (z.B. beim EV-Brenner des Herstellers Alstom Power).

Üblicherweise werden in Gasturbinen die Brenner in mehreren Einheiten als Mehrbrennersystem angeordnet, was weitere Anforderungen an die Wirbelerzeugung und -stabilisierung stellt. So muss sich die Rückströmzone unabhängig von den Nachbarbrennern oder der Existenz von Brennkammerwänden ausbilden, ohne z.B. durch die entgegengerichtete Strömung eines gleichrotierenden Nachbarbrenners beeinträchtigt zu werden. Besonders in Gasturbinen mit einer Einzelbrennkammer in Silobauweise wie im linken Teil von Abbildung 2.7 wird das Strömungsfeld jedes einzelnen Brenners durch die direkt nebeneinander angeordneten Brenner stark beeinflusst.

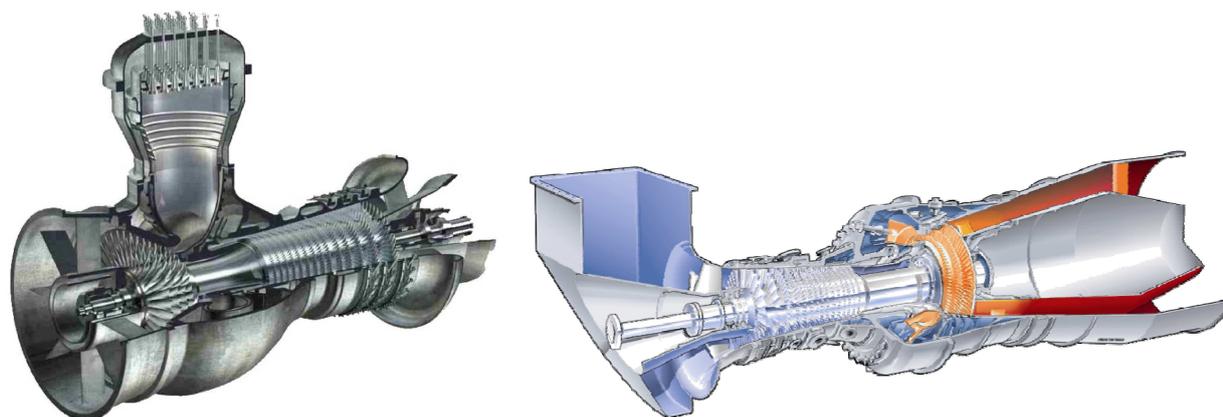


Abbildung 2.7: Gasturbine mit Silobrennkammer (links, Quelle: Alstom Power) und mit Ringbrennkammer (rechts, Quelle: Siemens AG)

Auf diesen Sachverhalt wird in Abschnitt 6.2 eingegangen. Auch die Ringbrennkammer im rechten Teil von Abbildung 2.7 stellt hohe Anforderungen an die Stabilität der Strömung, da durch die gleiche Drehrichtung der Brenner zwischen den Brennern stets Scherschichten erzeugt werden.

2.4.1 Flammenrückschlag

Mit Einführung der vorgemischten Verbrennung entstanden in den Brennern Bereiche, in denen zündfähiges Gemisch vorliegt, das jedoch noch nicht zum Ort der Flammenstabilisierung transportiert ist. Um der Forderung nach möglichst geringen Stickoxidemissionen gerecht zu werden, bedarf es einer nahezu vollständigen Vermischung des Brennstoffs mit der Verbrennungsluft, bevor das Gemisch die Flamme erreicht. In diesem Bereich besteht die Gefahr einer unerwünschten Flammenpropagation entgegen der Hauptströmungsrichtung, die durch mehrere Arten ausgelöst werden kann.

Eine wichtige Größe in diesem Zusammenhang ist die laminare Flammengeschwindigkeit. Abbildung 2.8 zeigt die Abhängigkeit der laminaren Flammengeschwindigkeit von der Brennstoff-Luft-Zusammensetzung und dem Äquivalenzverhältnis ϕ für die Brennstoffe CH_4 und H_2 bei perfekt gemischten Bedingungen bei atmosphärischem Druck p und der Temperatur $T = 673K$.

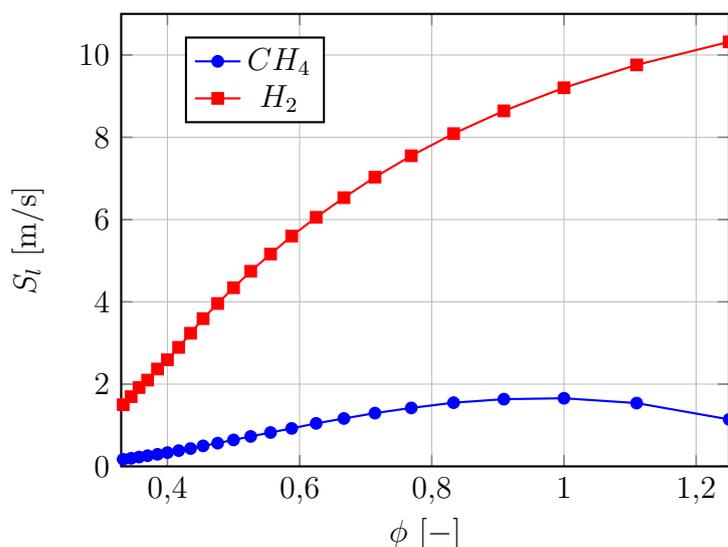


Abbildung 2.8: Laminare Flammengeschwindigkeit von vollständig gemischten CH_4 - und H_2 -Luft-Mischungen bei $p = 1\text{bar}$ und $T = 673K$, berechnet mit GRI3.0 [73]

Die laminare Flammengeschwindigkeit wurde mit dem Reaktionskinetiklöser Cantera [24] und dem Reaktionsmechanismus GRI3.0 [73] berechnet. In einer eindimensionalen Betrachtung entspricht sie der Geschwindigkeit, mit der sich die Flamme in einer laminaren Strömung in Richtung des unverbrannten Gemischs bewegt. Die Höhe der Flammengeschwindigkeit

wird von den chemischen Eigenschaften des Gemischs, der Art des Brennstoffs, der Gemischzusammensetzung und den thermodynamischen Bedingungen wie Druck und Temperatur bestimmt. Die laminare Flammengeschwindigkeit S_l von Wasserstoff zeigt eine viel größere Abhängigkeit vom Äquivalenzverhältnis ϕ als die von CH_4 . Die laminaren Flammengeschwindigkeiten von Wasserstoffgemischen können je nach Äquivalenzverhältnis bis zu einer Größenordnung über der von Methanmischungen liegen. Die Ursache liegt in der höheren Wärmeleitfähigkeit und Diffusivität des Wasserstoffs. Weiterhin fehlt der Wasserstoffreaktion im Gegensatz zur Methanreaktion ein besonders langsamer Reaktionsschritt von Kohlenmonoxid zu Kohlendioxid, der bei der Methanreaktion den Gesamtumsatz verlangsamt. Die Temperatur spielt in diesem Zusammenhang eine ähnlich große Rolle wie die Gemischkonzentration. Eine Erhöhung der Vorheiztemperatur verkleinert die Temperaturdifferenz bzw. die Vorwärmleistung, die zur Einleitung der chemischen Reaktion notwendig ist, was wiederum die Flammengeschwindigkeit erhöht. Dem entgegen wirkt der Druckeinfluss. Ein höherer Betriebsdruck erhöht zwar einerseits die Reaktionsrate, andererseits wird dies durch zwei andere Effekte überkompensiert. Zum einen steigt mit dem Druck die Dichte und somit die Wärmekapazität, zum anderen sinkt die thermische Diffusion. In der Summe sinkt somit die laminare Flammengeschwindigkeit bei einer Druckerhöhung für den Brennstoff CH_4 [54].

Neben den thermodynamischen und chemischen Eigenschaften des Gasgemischs ist die Flammengeschwindigkeit abhängig von der Beschaffenheit der Strömung bzw. des Gasgemischs, in dem die Reaktion stattfindet. Turns [79] beschreibt die Wechselwirkung von Strömung und Flamme im Zusammenhang mit der Diskussion von verschiedenen Flammenregimes. Bei hoher Turbulenz wird die Flammenoberfläche A^* durch die Faltung vergrößert, da die lokale Flammenfront im Gegensatz zur Flamme in einer laminaren Strömung nicht mehr normal zur Anströmung steht. Sie ist dadurch größer als die gemittelte Fläche \bar{A} . Abbildung 2.9 verdeutlicht diesen Zusammenhang.

Die gemittelte Fläche \bar{A} entspricht der Querschnittsfläche der Geometrie in Abbildung 2.9. Aus diesem Zusammenhang lässt sich eine turbulente Brenn-

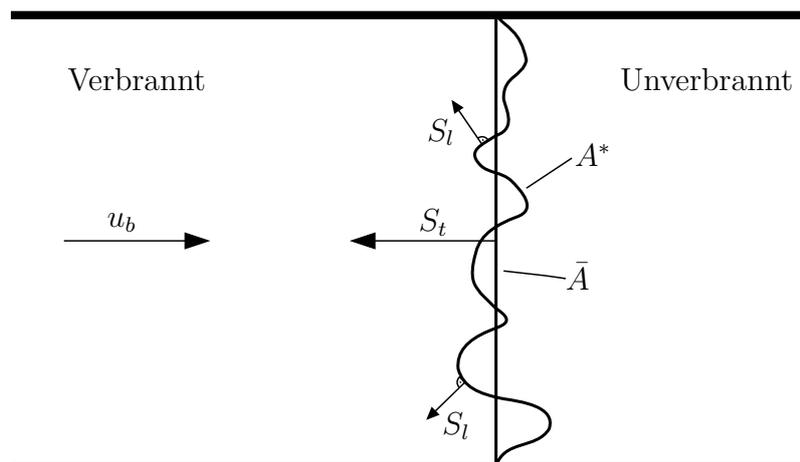


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung der turbulenten Flammengeschwindigkeit, basierend auf [79]

rate und eine Beziehung zwischen der laminaren und turbulenten Flammengeschwindigkeit S_l bzw. S_t ableiten:

$$\dot{m} = \rho \bar{A} S_t = \rho A^* S_l \quad (2.30)$$

$$S_t = \frac{A^*}{\bar{A}} S_l \quad (2.31)$$

Aus Gleichung (2.31) lässt sich die turbulente Flammengeschwindigkeit nur schwer bestimmen, da die Flammenoberfläche nur schwer zu erfassen ist. Zahlreiche Autoren beschäftigten sich daher mit der Bestimmung der turbulenten Flammengeschwindigkeit. Über die von ihnen entwickelten Modelle geben Andrews et al. [1] einen Überblick. Damköhler [9] stellte in seinem Modell einen Zusammenhang zwischen dem in Gleichung (2.31) unbekanntem Verhältnis der Flammenoberfläche A^* , der zeitlich gemittelten Flammenoberfläche \bar{A} , der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit u' und der laminaren Flammengeschwindigkeit S_l her. Für die Vergrößerung der Flammenoberfläche gilt also:

$$\frac{A^* - \bar{A}}{\bar{A}} = \frac{u'}{S_l} \quad (2.32)$$

Die turbulente Flammengeschwindigkeit ergibt sich nach Damköhler [9] vereinfacht zu:

$$S_t \approx S_l + u' \quad (2.33)$$

Damit wird die Flammengeschwindigkeit um die Höhe der turbulenten Schwankungen in der Strömung erhöht. Eine hohe Flammengeschwindigkeit wie bei Wasserstoffbetrieb beeinträchtigt die Betriebssicherheit durch die erhöhte Rückschlagsgefahr. Selbst bei globalem Luftüberschuss kann bei stark heterogenen Mischungen das Risiko von Flammenrückschlägen aufgrund des starken Mischungsgradienten der Flammengeschwindigkeit drastisch ansteigen. Daher wird Wasserstoff in Wissenschaft und Technik als Brennstoff für die Charakterisierung von Flammenrückschlagsgrenzen von Vormischbrennern verwendet, die standardmäßig mit Erdgas oder Syngas mit geringem Wasserstoffanteil betrieben werden.

Vier unterschiedliche Flammenrückschlagsmechanismen sind von vielen Autoren in der Wissenschaft [36], [39], [35], [15] untersucht worden und allgemein anerkannt:

Turbulentes Brennen entgegen der Hauptströmungsrichtung

Wenn die laminare bzw. turbulente Flammengeschwindigkeit einer brennbaren Mischung bei verbrennungsrelevanten thermodynamischen Bedingungen wie hoher Druck und Temperatur größer ist als die lokale Strömungsgeschwindigkeit, kann es zum Flammenrückschlag kommen [46], [45]. Dann gilt folgende Bedingung:

$$S_{l,t}(x, y, z) \geq u(x, y, z) \quad (2.34)$$

In Gasturbinen mit üblichen Turbulenzgraden von 10 – 20% [45] muss die turbulente Flammengeschwindigkeit S_t berücksichtigt werden. Im Teil des Brenners, in dem brennbares Gemisch vorliegt, ist daher sicherzustellen, dass die lokale Strömungsgeschwindigkeit stets über der turbulenten Brenngeschwindigkeit liegt, um ein Rückbrennen zum Brennstoffinjektor zu verhindern. Sofern der Turbulenzgrad bekannt ist kann, Gleichung (2.35) für

die Berechnung der turbulenten Brenngeschwindigkeit herangezogen werden:

$$S_t \approx S_l + T_u \bar{u} \quad (2.35)$$

Strömungsumkehr

Eine plötzliche Umkehr der Strömungsrichtung kann einen Flammenrückschlag provozieren. Ursache dafür können Verbrennungsinstabilitäten in der Brennkammer sein. Dabei tritt eine periodische Fluktuation der akustischen Geschwindigkeit auf, die bei hohen Pulsationspegeln die instantane Geschwindigkeit im Brenner unter die mittlere Strömungsgeschwindigkeit absenken kann. Insbesondere bei tiefen Frequenzen und hohen Amplituden ist die Flamme dann in der Lage, stromauf zu propagieren [8], [34], [45].

Flammenrückschlag durch die Wandgrenzschicht

Der Flammenrückschlag in der Wandgrenzschicht tritt häufig in turbulenzarmen Strömungen auf. An der Wand sind die Strömungsgeschwindigkeiten durch die Wandreibung niedrig, was die lokale Geschwindigkeit unter die Flammengeschwindigkeit fallen lässt. Andererseits entsteht an der Wand ein hoher Wärmeverlust durch die Wärmeleitung in der Wand, was wiederum Flammenlöschen⁷ bewirkt. Ein Flammenrückschlag durch die Wandgrenzschicht wird eingeleitet, sobald der Wandgradient der Strömungsgeschwindigkeit unter einen kritischen Wert fällt. Bei laminaren Strömungen ist der kritische Wandgradient das Verhältnis aus der laminaren Flammengeschwindigkeit S_l und dem Quenchabstand d_q . Dieser gibt den Abstand wieder, unter dem die Flamme durch Wärmeverluste verlöscht.

Eichler [15] konnte in seiner Arbeit einen großen Beitrag zur Erforschung des Wandrückschlags leisten. Er gibt einen Überblick über die bisherigen Erkenntnisse verschiedener Autoren [47], [82], [85], [14], [35], [48]. In seinen Untersuchungen konnte er die bisher üblichen Modellvorstellungen erweitern und in einigen Aspekten durch optische Untersuchungen des Rückschlags durch die Wandgrenzschicht und durch numerische Berechnungen widerlegen.

⁷engl.: quenching

Lewis und von Elbe [47] beschreiben die Vorgänge für eine laminare Strömung mit einer Modellvorstellung, die in Abbildung 2.10 skizziert ist.

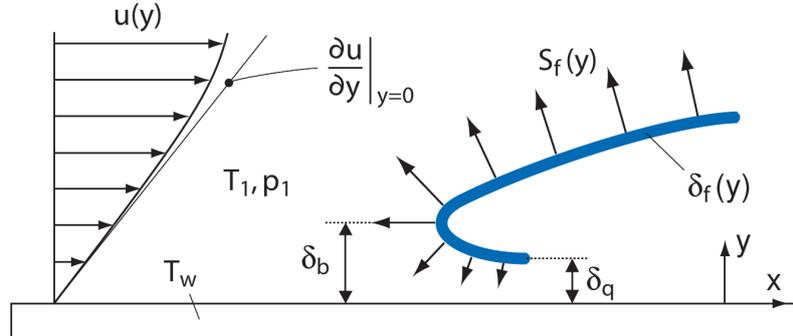


Abbildung 2.10: Schematische Darstellung des Flammenrückschlags durch die Wandgrenzschicht nach dem Gradientenmodell, [15], [47]

Sie untersuchten einen Rohrbrenner, in dem eine voll ausgebildete Flamme erzeugt wurde. Sie argumentieren, dass die Flamme nicht direkt an der Wand, sondern im Abstand δ_q von der Wand stromauf propagiert. Aufgrund von lokalem Flammenlöschen durch Wärmeverluste an die diabate Wand ist nicht die Flammenspitze am nächsten an der Wand sondern der darauf folgende Teil der Flamme. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flamme relativ zur Strömung wird durch Quencheffekte und Scherung durch den Geschwindigkeitsgradient in der Strömung beeinflusst und entspricht auf Höhe des Abstands δ_b , bei dem die Reaktion komplett erlischt, der Anströmgeschwindigkeit auf dieser Höhe:

$$S_f(\delta_b) = g_c \delta_b \quad (2.36)$$

Der Gradient g_c ist der kritische Geschwindigkeitsgradient an der Rückschlagsgrenze, der durch die Wandschubspannung τ_w und die dynamische Viskosität μ_1 des unverbrannten Gemischs beim Druck p_1 und der Vorheiztemperatur T_1 bestimmt werden kann.

$$g = \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0} = \frac{|\tau_w|}{\mu_1} \quad (2.37)$$

Der Abstand δ_b kann dann durch die laminare, adiabate und eindimensionale Flammengeschwindigkeit approximiert werden:

$$(\delta_b) = \frac{S_l}{g_c} \quad (2.38)$$

Eichler [15] kam zu abweichenden Erkenntnissen, die zu seinem Modell für laminare und turbulente Strömungen führten. Abbildung 2.11 verdeutlicht die wesentlichen Aspekte:

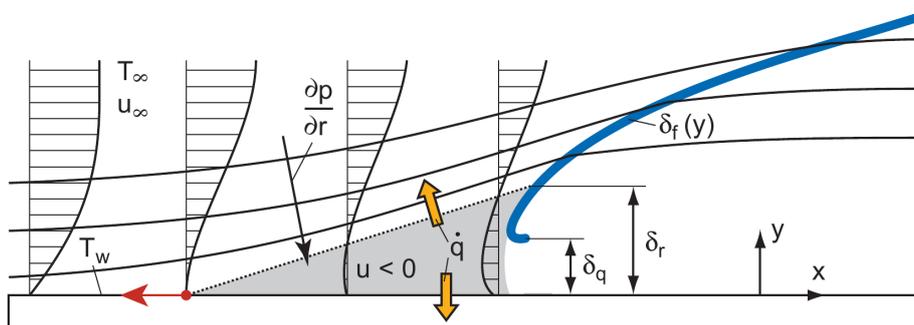


Abbildung 2.11: Schematische Darstellung des Flammenrückschlags durch die Wandgrenzschicht nach dem Modell von Eichler, [15]

Die Flamme erzeugt durch die Expansion einen Druckgradienten stromauf der Flammenspitze, der in der ankommenden Strömung nahe der Wand eine negative Geschwindigkeit verursacht. Dadurch krümmen sich die Stromlinien vor der Flamme und erzeugen den zur Wand gerichteten positiven Druckgradienten. Die Wand im Bereich hinter der Flammenspitze verstärkt diesen Effekt durch die Expansion infolge des Dichtesprungs über die Flammenfront. Die Verschiebung des Staupunkts durch die Flammenausbreitung in das Rückströmgebiet bewirkt eine kontinuierliche Bereitstellung von Frischgas, was wiederum die Flamme stromauf treibt. Sobald günstige Bedingungen für einen Flammenrückschlag erreicht sind entsteht dieser Rückkopplungsmechanismus, der die Flamme durch die eigene Rückströmung vorantreibt.

Verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen

Ein für turbulente Drallflammen besonders relevanter Rückschlagsmechanismus ist das Verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen. Es tritt nur in Drallströmungen auf, da der Mechanismus eine Wechselwirkung von

Drallfeld und Flamme ist, bei dem die Stromlinien der Drallströmung durch die Wärmefreisetzung der Flamme divergieren. Auf diesem Gebiet wurden jüngst Forschungsergebnisse erzielt und verschiedene Modelle zur Beschreibung des Phänomens entwickelt. Dafür wurden Ergebnisse aus Experimenten mit optischer Messtechnik und Berechnungen mit numerischer Methoden verwendet [21], [41], [36], [37], [6], [38]. Im isothermen Fall steht der Stagnationspunkt der Rückströmblase im Gleichgewicht von positiver und negativer Axialgeschwindigkeit. In diesem Bereich kommt es zur Stromlinienaufweitung (siehe Abschnitt 2.2.2) und folglich zur Bildung von negativer azimuthaler Wirbelstärke. Das barokline Drehmoment wird durch die thermische Expansion der Verbrennung erzeugt und induziert zusätzliche negative azimuthale Wirbelstärke. Auf der Rotationsachse sinkt somit die Axialgeschwindigkeit weiter ab und der Stagnationspunkt wandert stromauf. Damit kann die Flamme stromauf propagieren. In der Regel tritt eine Flammenpropagation durch die gesamte Vormischstrecke bei einer Erhöhung des Brennstoffanteils im Gemisch oder bei einer Absenkung der Anströmgeschwindigkeit auf. Bei mageren Gemischen reicht die Wirkung der Volumenexpansion meist nicht aus.

Kröner [41] und Konle [38] stellten zwei verwandte Modelle zur Beschreibung des Verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens vor. Sie erlauben die Bestimmung des Rückschlagverhaltens eines Brenners über einen breiten Betriebsbereich anhand von wenigen Messdaten und machen einen Vergleich verschiedener Brenner möglich.

CIVB-Modell nach Kröner [41]:

Krönens Modell beruht auf dem chemischen Zeitmaß τ_{PSR} und dem turbulenten Zeitmaß τ_u . Das chemische Zeitmaß wird unter Annahme eines homogen gerührten Reaktors (PSR)⁸ [23] mit dem Reaktionskinetik-Code Chemkin [33] und dem Reaktionsmechanismus GRI-2.11 [4] berechnet. Es beruht auf der Arbeit von Fritz [21], der zeigen konnte, dass eine Volumenreaktion ohne führende Flammenfront auskommt, da die turbulente Durchmischung von Heißgas, Zwischenprodukten und Reaktanden einem homogenen Reaktor ähnelt. Das charakteristische Strömungszeitmaß τ_u in

⁸engl.: Perfectly Stirred Reaktor (PSR)

Kröners Modell setzt die makroskopische Größe Durchmesser D und die mittlere Anströmgeschwindigkeit u_b in Beziehung:

$$\tau_u = \frac{D}{u_b} \quad (2.39)$$

Fritz und Kröner bilanzieren die zu- und abgeführte Wärme an der Reaktionszone in der Rückströmblase. Bei stabilem Betrieb übersteigt die Wärmeabfuhr durch die Strömung die Zufuhr an Wärme durch die chemische Reaktion und es kommt zu lokalem Flammenlöschen. Dadurch wird auch eine kurzzeitige Propagation der Flamme in den Brenner wieder verlöschen. Eine Absenkung der Anströmgeschwindigkeit führt zu einem Anstieg des Strömungszeitmaßes τ_u , ein Anstieg in der Wärmefreisetzung durch die Erhöhung des Brennstoffanteils dagegen führt zu einem reduzierten chemischen Zeitmaß τ_{PSR} . Wenn das Verhältnis beider Größen wie in Gleichung (2.40) kleiner ist als die Konstante C_{quench} , findet ein Flammenrückschlag statt. Es muss also für einen stabilen Betrieb stets gelten:

$$C_{quench} \leq \frac{\tau_{PSR}}{\tau_u} \quad (2.40)$$

Kröner [41] modifiziert das Modell durch die Lewis-Zahl, um die unterschiedliche Diffusion verschiedener Brennstoffe in Konzentrationsgradienten zu erfassen. Es gilt dann:

$$C_{quench} \leq \frac{\tau_{PSR}^*}{\tau_u} = \frac{\tau_{PSR} \cdot Le \cdot u_b}{D} \quad (2.41)$$

Kröner validierte sein Modell mit Versuchsdaten eines Laborbrenners bei hohen Reynolds-Zahlen von $Re > 50000$ und konnte sehr gute Übereinstimmung zwischen Modell und Experimenten zeigen. Bei moderat turbulenten Strömungen war die Gültigkeit des Modells jedoch eingeschränkt, was Konle [38] zur Entwicklung seines Modells veranlasste.

CIVB-Modell nach Konle [38]:

Konles Modell für moderat turbulente Strömungen beruht auf dem kritischen Abstand Δx_{krit} zwischen dem Staupunkt der Rückströmzone und der

Flammenspitze. Er konnte zeigen, dass es vor einem Rückschlag durch CIVB zu einer Verkürzung von Δx_{krit} kommt und die Flamme sich dann stromauf verschiebt. Sobald der kritische Abstand Δx_{krit} überschritten ist, kommt es zum Flammenrückschlag. Dabei ist dieses Längenmaß nur abhängig von der Brenner-Brennstoff-Kombination, nicht jedoch von der Leistung am Betriebspunkt. Abbildung 2.12 verdeutlicht diesen Zusammenhang.

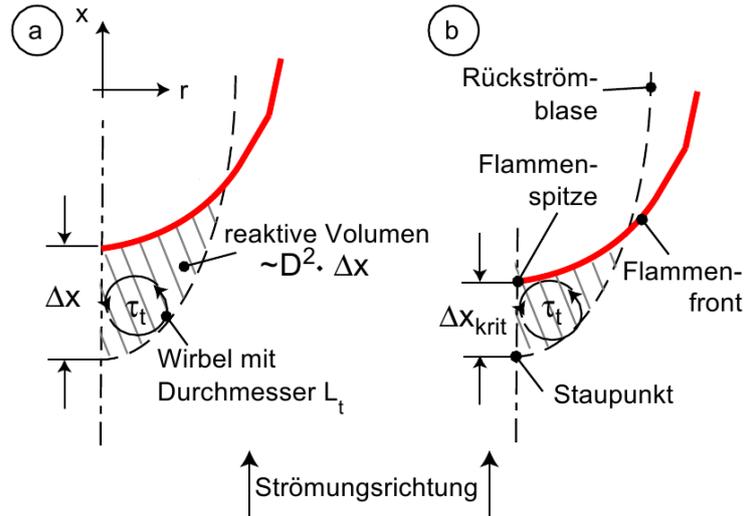


Abbildung 2.12: Schematische Darstellung des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens bei moderater Turbulenz [38]: a) Stabiler Betrieb b) Beginn eines Rückschlags durch CIVB

Das Modell setzt auch wie Kröner in Gleichung (2.40) bei der Beziehung zwischen chemischem Zeitmaß τ_b und turbulentem Zeitmaß τ_t an:

$$C_b \geq \frac{\tau_b}{\tau_t} \quad (2.42)$$

Das turbulente Zeitmaß setzt sich wie bei Kröner aus einer charakteristischen Länge, hier der Durchmesser der Wirbel im Bereich der Flammwurzel L_t und der Geschwindigkeitsfluktuation u' zusammen. Sie sind proportional zum Brenneraustrittsdurchmesser D und zur mittleren Anströmgeschwindigkeit \bar{u} , sodass für das charakteristische Zeitmaß für diese Wirbelklasse gilt:

$$\tau_t = \frac{L_t}{u'} \sim \frac{D}{\bar{u}} = \tau_u \quad (2.43)$$

Unter Berücksichtigung des Geltungsbereichs des Modells für schwache Turbulenz folgt für die Abschätzung des chemischen Zeitmaßes:

$$\tau_b = \frac{\Delta x_{krit}}{S_t} \sim \frac{\Delta x_{krit}}{S_l} \quad (2.44)$$

Es kann als Zeitmaß für den Ausbrand des reaktiven Volumens mit der lokalen Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flamme interpretiert werden. Für die Konstante C_b folgt dann:

$$\frac{\tau_b}{\tau_u} = \frac{\Delta x_{krit}}{S_l} \cdot \frac{\bar{u}}{D} \geq C_b \quad (2.45)$$

Konle konnte für den von ihm verwendeten Laborbrenner den kritischen Abstand $\Delta x_{krit} \approx 0,25D$ bestimmen. Sofern dieser Abstand nicht bekannt ist, kann der Ausdruck aus Gleichung (2.45) vereinfacht verwendet werden zu:

$$C'_b \geq \frac{S_l}{\bar{u}} \quad (2.46)$$

Somit kann mit den beiden Modellen nach Kröner [41] und Konle [38] das Rückschlagverhalten für unterschiedliche Brennergeometrien und Leistungsbereiche mit hoher Genauigkeit bestimmt werden.

2.4.2 Stickoxidemissionen bei der Erdgasverbrennung

Im Rahmen von Kraftwerksmodernisierungen wird die Einhaltung von Niedrig- NO_x -Grenzwerten zunehmend gefordert. Bei älteren Verbrennungssystemen sind hier große Verbesserungen möglich, besonders wenn von der Diffusionsverbrennung auf die trockene Niedrig- NO_x -Verbrennung umgestellt wird. Hier reichen die Grenzwerte je nach Technologiereife von 25 ppm bis hin zu 9 ppm im Erdgasgrundlastbetrieb [45].

Stickoxidemissionen entstehen auf unterschiedliche Arten. Dafür entscheidend ist, wie das stabile N_2 -Molekül des Stickstoffs aus der Luft oder aus dem Brennstoff zur Reaktion gebracht wird. Die chemische Gleichgewichtsbetrachtung spielt bei der Gasturbinenverbrennung keine Rolle, da die Stick-

oxidbildung so langsam abläuft, dass die Gleichgewichtsreaktionszeit bei typischer Gasturbinenverbrennung um Größenordnungen höher ist als die Verweilzeit in der Flamme.

In der heutigen Gasturbinenverbrennung hat neben anderen NO -Bildungsarten das thermische NO einen wesentlichen Einfluss auf die Gesamtemissionen, was wiederum maßgeblich von der Verbrennungstemperatur abhängt. Diese stellt die nötige Aktivierungsenergie bereit und erhöht so die Fähigkeit des Sauerstoffradikals, mit dem molaren Stickstoff aus der Luft zu reagieren. Bei der NO -Bildungsart promptes NO lösen kurzlebige Fragmente des Brennstoffs eine Spaltung des N_2 -Moleküls aus oder es kann im Brennstoff gebundener Stickstoff direkt abgespalten werden. Bei der anschließenden Reaktion zu NO ist Cyanwasserstoff HCN von großer Bedeutung. Auch unter dem Einfluss von hohem Druck kann eine Verschmelzung von N_2 und O zu N_2O stattfinden. Wiederum wird das so entstandene Molekül nachfolgend zu NO umgesetzt. NO kann darüber hinaus auch in überstöchiometrischen Gebieten mit Temperaturen unter ca. $1200K$ zu NO_2 oxidieren. Dieser Vorgang tritt sowohl in Verbrennungsprozessen auch in der Natur auf und ist aufgrund der Gelbfärbung des Abgases unerwünscht. Er setzt nicht ein, wenn die Strömung in der Brennkammer stark vermischt ist und keine unterkühlten Regionen auftreten. In diesem Fall ist NO_2 nicht beständig und wird zu NO umgewandelt [45].

Üblicherweise wird die Einhaltung von Grenzwerten der NO -Emissionen durch die Absenkung der Verbrennungstemperatur und die Verkürzung der Aufenthaltszeiten sichergestellt. Auf die verschiedenen Bildungsmechanismen von Stickoxiden wird nicht detailliert eingegangen, da in dieser Arbeit nicht die NO_x -Emissionen im Vordergrund standen. Vielmehr wird die Flammenstabilisierung von Brennern mit Mischrohr und in Abschnitt 6 nur das Brennstoff-Luft-Gemisch behandelt. Detaillierte Informationen zu den Reaktionsprozessen finden sich in der Verbrennungsliteratur bei [79], [32], [45].

2.5 Numerische Strömungssimulation

Die in Abschnitt 2.1.1 eingeführten Navier-Stokes-Gleichungen bilden ein nichtlineares, gekoppeltes Differentialgleichungssystem, für das bis auf wenige Spezialfälle keine geschlossene analytische Lösung bekannt ist. Zur Berechnung eines komplexen Strömungsfeldes muss daher auf ein numerisches Lösungsverfahren zurückgegriffen werden. Die numerische Berechnung der Navier-Stokes-Gleichungen für turbulente Strömungen liefert nur dann exakte Ergebnisse, wenn alle turbulenten Skalen berücksichtigt werden. Dies geschieht in der Direkten Numerischen Simulation (DNS). Der Berechnungsaufwand steigt bei zeitlicher und räumlicher Auflösung mit der Potenz $11/4$ der Reynolds-Zahl [26] und deshalb ist schon bei geringen Turbulenzgraden die direkte Berechnung mit konventionellen Rechenkapazitäten nicht mehr möglich. Es ist also notwendig, die turbulenten Skalen teilweise oder vollständig zu modellieren. Diese Modellierungsverfahren lassen sich anhand des Grades der getroffenen Vereinfachungen und des numerischen Aufwands klassifizieren. Während bei der Grobstruktursimulation⁹ nur die kleinsten Wirbel am rechten Rand des turbulenten Spektrums modelliert werden und die großen Wirbel direkt berechnet werden, erfolgt die Berechnung bei der RANS-Methode¹⁰ nur durch Modelle. Dadurch reduziert sich der Aufwand enorm. Man muss jedoch berücksichtigen, dass hierbei auch die großen anisotropen, also von der Geometrie beeinflussten Skalen modelliert werden und somit die universelle Gültigkeit der Modelle nicht immer gegeben ist. Nichtsdestotrotz hat diese Methode besonders bei Auslegungs- und Optimierungsprozessen in der Technik große Relevanz, weil mit geringem numerischem Aufwand brauchbare Ergebnisse erzielt werden können. Die Methode der Grobstruktursimulation bedient sich nur im Bereich kleiner Skalen der Modellierung, die ohnehin weitgehend isotrope Eigenschaften aufweisen und somit ist vielfach eine höhere Genauigkeit bei höherem Aufwand erreichbar.

⁹ engl.: Large Eddy Simulation, LES

¹⁰ engl.: Reynolds Averaged Navier Stokes

2.5.1 RANS

Reynolds verfolgt, wie in Abschnitt 2.1.3 zu Gleichung (2.8) beschrieben, den Ansatz der statistischen Mittelung der Strömungsgrößen, indem er die Gesamtheit aller in der Strömung enthaltenen Detailinformationen als Überlagerung eines mittleren und eines fluktuierenden Feldes betrachtet. Der fluktuierende Anteil beschreibt die Differenz zwischen momentanen und mittleren Größen. Eine instantane Strömungsgröße Φ kann nun in ihren Mittelwert $\bar{\Phi}$ und den turbulenten Schwankungsanteil Φ' aufgespalten werden. Diese Dekomposition wird dann auf die Kontinuitätsgleichung (2.1), die Impulserhaltungsgleichungen (2.2) und auf die Energiegleichung (2.5) angewendet und nach anschließender Mittelung erhält man die Reynolds-gleichungen. Sie lauten für Massenerhaltung, Impulserhaltung, Spezieskonzentration, turbulenter kinetischer Energie und Dissipationsrate für eine stationäre Strömung mit variabler Dichte und konstanter spezifischer Wärmekapazität in allgemeiner Form:

$$\frac{\partial(\rho u_j \Phi)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(D_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x_j} \right) + S_\Phi \quad (2.47)$$

Φ in Gleichung (2.47) repräsentiert eine beliebige Strömungsgröße Geschwindigkeit, Temperatur, Spezieskonzentration, turbulente kinetische Energie oder Dissipationsrate. Tabelle 2.1 zeigt die Parameter der Strömungsgrößen für die sechs Transportgleichungen für das in dieser Arbeit überwiegend verwendete von Shih et al. [72] entwickelte Turbulenzmodell *realizable-k- ϵ* (*rk ϵ*). Die Variable D_Φ bezeichnet den Diffusionskoeffizienten.

Da in dieser Arbeit keine chemische Reaktion oder externe Wärmequelle betrachtet wird, kann die Energiegleichung auf eine ähnliche Form wie die Speziestransportgleichung reduziert werden. In diesem Fall können die Spezies S und die turbulente Schmidt-Zahl Sc jeweils durch die Temperatur T und die turbulente Prandtl-Zahl Pr ersetzt werden [19].

Die Lösung der Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen verlangt nach Ansätzen zur Turbulenzmodellierung. Die zentrale Anforderung an ein statistisches Turbulenzmodell ist die Bestimmung der unbekanntenen Reynoldsspannungen aus den RANS-Gleichungen (2.47) und Tabelle 2.1. Für

die Berechnungen in Abschnitt 4 wurde das Reynolds-Spannungsmodell ¹¹ verwendet. In diesem Modell werden Transportgleichungen für die unbekannten Reynoldsspannungen aufgestellt. Es ergeben sich mit der Dissipa-

Φ	D_Φ	S_Φ
1	0	0
$u_j, j = 1, 2, 3$	μ_t	$-\frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial(\mu_t \frac{\partial u_j}{\partial x_j})}{\partial x_j}$
T	$\frac{\mu_t}{Pr}$	0
S	$\frac{\mu_t}{Sc}$	0
k	$\frac{\mu_t}{\sigma_k}$	$G - \rho\epsilon$
ϵ	$\frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon}$	$C_{1\epsilon} S_{st}\epsilon - C_{2\epsilon} \rho \frac{\epsilon^2}{k + \sqrt{\nu\epsilon}}$

Tabelle 2.1: Parameter der Reynolds Gleichungen

tionsrate ϵ sieben zusätzlich zu lösende Gleichungen. Der erhöhte Rechenaufwand (50-60% mehr pro Iteration im Vergleich zum *standard-k- ϵ* (*stdk ϵ*) Modell [2]) steht jedoch einer guten Eignung bei komplexen Strömungen mit anisotroper Turbulenz gegenüber. Aufgrund der vielen Modellannahmen liefert das RSM-Modell jedoch nicht notwendigerweise bessere Ergebnisse als weniger rechenintensive Wirbelviskositätsmodelle. Es hat sich in dieser Arbeit herausgestellt, dass das *rk ϵ* Turbulenzmodell die besten Ergebnisse der turbulenten Drallströmung der in Abschnitt 5.2 und 5.3 untersuchten Drallbrenner liefert [3]. Dieses Zweigleichungsmodell berechnet jeweils in einer Gleichung die kinetische turbulente Energie ϵ und die Dissipationsrate k . Beide Größen sind in der Beschreibung der turbulenten Wirbelviskosität kombiniert:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (2.48)$$

Die konstanten Parameter des Modells lauten $C_{1\epsilon} = 1,44$, $C_{2\epsilon} = 1,9$, $\sigma_k = 1,0$, $\sigma_\epsilon = 1,2$. Der Parameter C_μ ist im Gegensatz zum *stdk ϵ* -Modell nicht konstant. Es gilt:

$$C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_s \frac{kU^*}{\epsilon}} \quad (2.49)$$

¹¹ engl.: Reynolds Stress Model, RSM

Das $stdk\epsilon$ -Modell hat trotz seiner weiten Verbreitung in vielen Bereichen der Berechnung verschiedener Strömungen einige Nachteile. So werden beispielsweise Strömungsablösungen verzögert und Ablösegebiete zu klein dargestellt. Oft liegt die Produktionsrate der turbulenten kinetischen Energie weit unterhalb der Werte von Vergleichsmessungen. Komplexe Drallströmungen und Strömungen mit stark gekrümmten Scherschichten werden ungenauer bestimmt als beim weiterentwickelten $rk\epsilon$ -Modell [83], [2]. Dieses wurde entwickelt, um Rotationseffekte in der turbulenten Wirbelviskosität besser zu erfassen und liefert unter anderem bei rotierenden Strömungen, freien Scherströmungen mit Mischungsgradienten und Strömungen mit starken Ablösezonen bessere Ergebnisse als das $stdk\epsilon$ -Modell [72]. Eine Schwäche des $stdk\epsilon$ -Modells liegt in der Bestimmung der Dissipationsrate. Durch den in Gleichung (2.49) eingeführten variablen Parameter zur Berechnung der Wirbelviskosität und eine neue Formulierung der Dissipationsrate mittels einer dynamischen Gleichung der gemittelten Wirbelstärkenfluktuation wird die Vorhersage von komplexen Strömungsfeldern wie gekrümmten Stromlinien und Wirbeln beim $rk\epsilon$ -Modell verbessert. So enthält die Gleichung zur Bestimmung der Dissipationsrate ϵ im Gegensatz zum $stdk\epsilon$ -Modell keinen Produktionsterm für die turbulente kinetische Energie k , was mutmaßlich zu einer Verbesserung des spektralen Energietransfers führt [2]. Das $rk\epsilon$ -Modell wurde für zahlreiche Strömungsarten untersucht und es konnten signifikante Verbesserungen gegenüber dem $stdk\epsilon$ -Modell festgestellt werden [72]. Für weitere Details zu den Konstanten in Gleichung (2.49) wird auf die Literatur [72], [2] verwiesen.

Für die Berechnung des Strömungs- und Mischungsfeldes wurde der inkompressible Solver von ANSYS Fluent 13 im stationären Modus verwendet und räumlich und zeitlich in zweiter Ordnung diskretisiert.

Die Gitter der Einzelbrennersimulationen in der RANS-Modellierung wurden teilweise mit dem Softwarepaket Centaur von Centaursoft und mit der Funktion `snappyHexMesh` von OpenFOAM generiert. Abbildung 2.13 zeigt einen Schnitt durch ein mit `snappyHexMesh` erzeugtes Netz des A²EV-Brenners einer RANS-Simulation für die Mehrbrennerstudie in Kapitel 6. Die Netzgröße beträgt $1,8 \cdot 10^6$ Zellen. Es wurden Netzunabhängigkeitsstudien mit bis zu $4,6 \cdot 10^6$ Zellen durchgeführt, in der sich jedoch keine relevante Änderung der Strömungsgrößen zeigte. Somit konnte von einer netzunabhängigen Lösung ausgegangen werden.

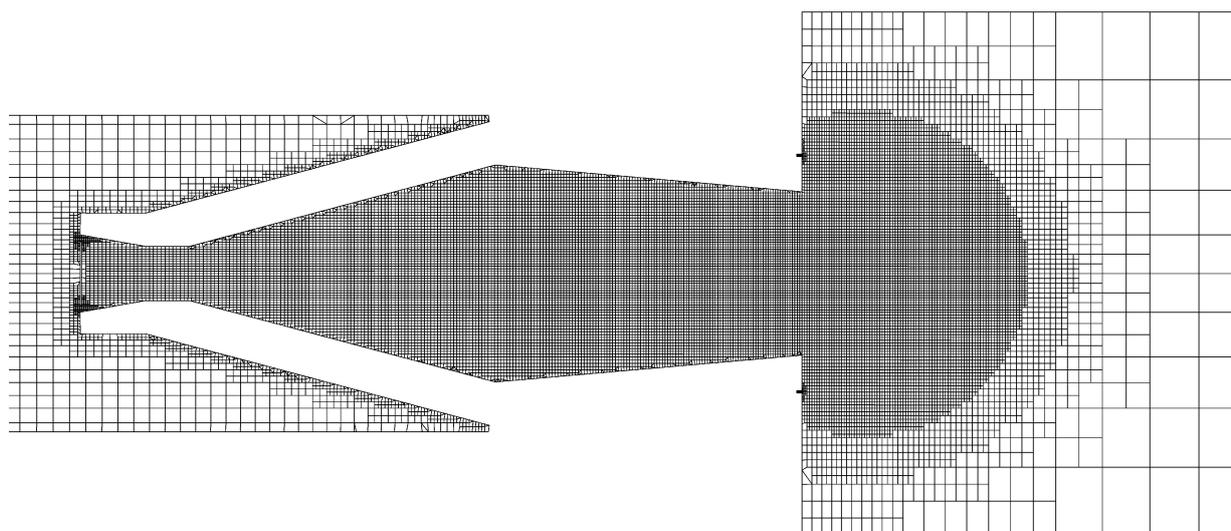


Abbildung 2.13: Gitter für die RANS Berechnung des A²EV-Brenners

Der Brenneraustritt wurde mit 50 Zellen quer zur Strömungsrichtung diskretisiert und der Kühlluftspalt mit mindestens vier Zellen quer zur Hauptströmungsrichtung.

Das Netz der Mehrbrenneranordnung aus Abschnitt 6 wurde mit der kommerziellen Software ANSYS ICEM CFD erstellt. Es beinhaltet nicht die Brenner, da die Strömungsgrößen einer Einzelbrennersimulation als Eingangsgrößen für die Mehrbrenneranordnung verwendet wurden (siehe Abschnitt 6). Die O-grid Funktion wurde für die Vernetzung der Brenner benutzt und die Zwischenbereiche zwischen Frontplatten und Brenner wurden ebenfalls strukturiert diskretisiert. Abbildung 2.14 zeigt einen Ausschnitt des $6,0 \cdot 10^6$ Zellen großen Gitters.

Der Mischrohrauslass wurde analog zum Einzelbrennermodell mit 50 Zellen diskretisiert und die Kühlluft einlässe der einzelnen Brenner mit jeweils fünf Zellen quer zur Strömungsrichtung. Auf eine Auflösung der Wandgrenzschicht wurde verzichtet, da dies die Zellenanzahl stark ansteigen lässt. Es wurde die vom Solver bereitgestellte Wandfunktion "standard wall function" verwendet, bei deren Verwendung auf die Auflösung der viskosen Unterschicht und der Pufferschicht der Grenzschicht verzichtet wird. Diese beiden Bereiche werden mit Wandfunktionen überbrückt, sodass die erste Gitterzelle bereits im logarithmischen Wandbereich liegt. Basierend auf dem logarithmischen Wandgesetz und weiteren Modellen nach Launder und

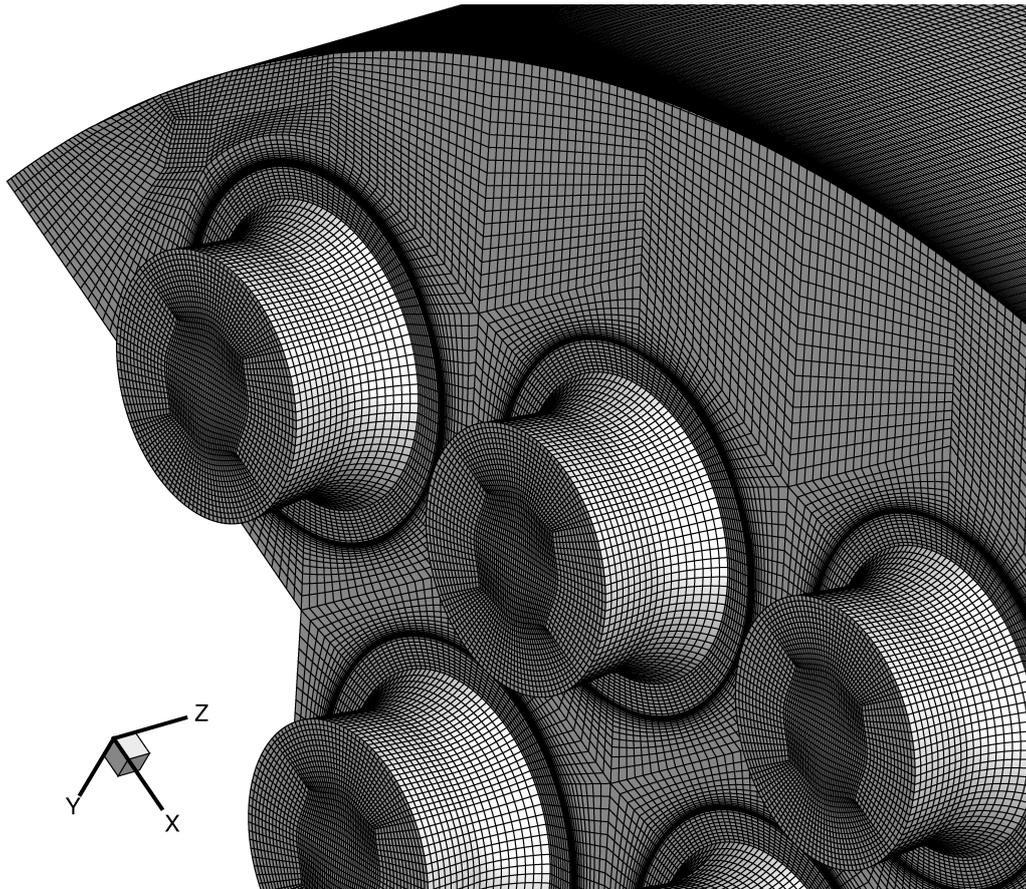


Abbildung 2.14: Numerisches Gitter für die Berechnung der Mehrbrenneranordnung

Spalding werden mit dem Modell für die Strömungsgrößen entsprechende Profile bestimmt (vgl. [2]).

2.5.2 LES

Wie in Abschnitt 2.1.2 erläutert, besteht eine turbulente Strömung aus einer Vielzahl an unterschiedlichen Längen- und Zeitskalen. Im Allgemeinen enthalten die großen Strukturen mehr Energie und tragen wesentlich zu den Transportprozessen in der Strömung bei. Der linke Teil von Abbildung 2.15 zeigt schematisch die Skaleneinteilung der Wirbelstrukturen in einer Strömung und der rechte Teil die typische zeitliche Entwicklung einer Geschwindigkeitskomponente an einem Punkt in der Strömung. In der DNS werden in sehr aufwändigen Verfahren alle Skalen berechnet, die LES hingegen teilt die Wirbelstrukturen in große Skalen (engl.: grid scale, SG) und kleine Skalen (eng.: sub grid scale, SGS). Berechnet werden nur die großen

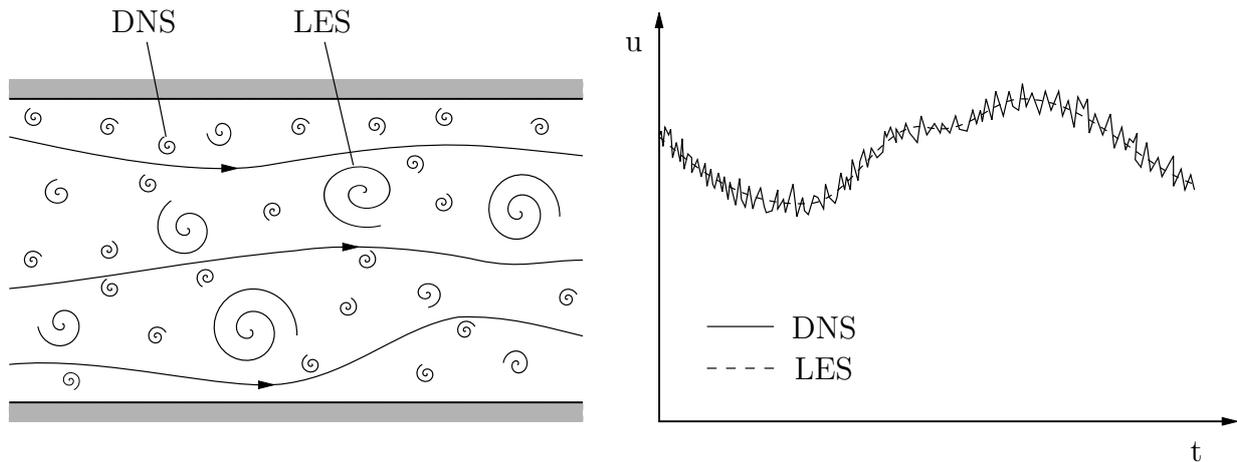


Abbildung 2.15: Schematische Darstellung der Wirbelstrukturen einer turbulenten Strömung (links) und die zeitliche Entwicklung einer Geschwindigkeitskomponente an einem Punkt (rechts), basierend auf [19]

Skalen, die kleinen werden ähnlich der RANS mit einem Feinstrukturmodell (engl.: SGS-model) modelliert. Da sie mit ihrem universellen Charakter nahezu isotrop sind, ist diese Vorgehensweise zweckmäßig und berücksichtigt nur die energietragenden Wirbel, die von der Strömungsberandung beeinflusst werden und somit den Strömungscharakter dominieren, siehe auch Abschnitt 2.1.2.

Die Unterteilung kann durch eine räumliche Filterung erreicht werden. Maßgeblich ist eine Filterweite Δ bei einer bestimmten Wellenlänge $k_{cut\ off}$. Die Filterweite kann man sich als vertikale Linie in Abbildung 2.1 vorstellen, die das Spektrum in zwei Bereiche unterteilt. Im Allgemeinen liegt die Trennungslinie im Trägheitsbereich. Links von der Linie werden die großen Strukturen direkt berechnet, während rechts von der Linie die kleinen Skalen modelliert werden. Die gefilterte Geschwindigkeit hat folgende Form:

$$\bar{u}_i(\vec{x}) = \int_{\mathbb{R}^3} G(\vec{x}, \vec{x}', \Delta(\vec{x})) u(\vec{x}') d\vec{x}' \quad (2.50)$$

G ist der Filterkern. Häufig kommen Rechteck-, Gaußfilter oder Cut-Off-Filter zur Anwendung, die alle Wirbelelemente, die oberhalb der Grenzwellenzahl $k_{cut\ off}$ liegen, eliminieren [20]. Wendet man diesen Filter auf die Navier-Stokes-Gleichungen (2.1) und (2.2) an, so erhält man:

$$\frac{\partial (\rho \bar{u}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (2.51)$$

$$\frac{\partial (\rho \bar{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (2.52)$$

Diese Gleichungen haben eine ähnliche Form wie die RANS-Gleichungen (2.47). Analog dazu ergibt sich die Divergenz des konvektiven Terms $\overline{u_i u_j}$. Um ihn zu berechnen, wird wie beim Reynolds-Spannungstensor der Kleinskalentensor¹² eingeführt:

$$\tau_{ij}^s = -\rho (\overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j) \quad (2.53)$$

Er lässt sich interpretieren als Impulsfluss der großskaligen turbulenten Wirbel, der durch die Wechselwirkung mit kleinskaligen oder nicht aufgelösten Komponenten verursacht wird [20]. Die Filterweite Δ muss nicht zwangsläufig mit dem Gitterabstand h übereinstimmen, es gilt aber der Zusammenhang $\Delta > h$. Das am weitesten verbreitete Feinstrukturmodell ist das Smagorinsky-Modell. Es orientiert sich an der statistischen Turbulenzmodellierung zur Bestimmung der Reynolds-Spannungen analog zu den RANS-Gleichungen. Es dient oft als Ausgangsbasis für weiterentwickelte Modelle, wie das in dieser Arbeit verwendete WALE-Modell¹³.

Das Smagorinsky-Modell basiert wie die RANS-Wirbelviskositätsmodelle auf dem Boussinesq-Ansatz und der Bestimmung der Wirbelviskosität. Für den Kleinskalen-Spannungstensor gilt dann:

$$\tau_{ij}^s - \frac{1}{3} \tau_{kk}^s \delta_{ij} = 2\mu_t \bar{S}_{ij} \quad (2.54)$$

mit der Wirbelviskosität μ_t und dem Deformationstensor \bar{S}_{ij} der aufgelösten Skalen. Er berechnet sich zu:

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.55)$$

¹² engl.: sub grid scale Reynolds stress tensor

¹³ engl.: Wall-Adopted Local Eddy Viscosity

Nach Anwendung des Boussinesq-Ansatzes kann man für die Kleinskalen-Wirbelviskosität μ_t formulieren:

$$\mu_t = \rho(C_s \Delta)^2 |\overline{S}| \quad (2.56)$$

mit C_s als Modellparameter und der Norm des Deformationstensors $|\overline{S}| = \sqrt{2\overline{S}_{ij}\overline{S}_{ij}}$. Trotz der weiten Verbreitung weist das Smagorinsky-Modell einige Defizite auf, die im Wesentlichen auf der Bestimmung der Konstante C_s beruhen. Sie ist tatsächlich keine Konstante sondern hängt vom vorliegenden Strömungsproblem ab. Für isotrope Turbulenz kann häufig der Wert $C_s = 0,2$ gelten, in Scherschichten oder Kanalströmungen kann sich C_s aber auf $C_s < 0,1$ reduzieren und in Wandnähe bis zu einer Größenordnung kleiner werden. Ein weiterer Schwachpunkt ist die nicht verschwindende Wirbelviskosität im laminaren Bereich einer Strömung. Daher wirkt das Modell dissipativ und ist nicht in der Lage, lokal auftretenden Energietransport von kleinen zu größeren Skalen abzubilden [20].

Um diese Nachteile zu beheben, wird häufig das verwandte dynamische Smagorinsky-Modell verwendet, das den Parameter C_s mit einem weiteren Modell bestimmt. So wird unter Einbeziehung der van-Driest-Dämpfung die Smagorinsky-Konstante C_s in Wandnähe dynamisch während der Rechnung mit aufwändigen Modellen bestimmt. Germano et al. [22] entwickelten ein Modell, das auf das bereits gefilterte Geschwindigkeitsfeld einen weiteren Filter größerer Filterweite anwendet und aus der Differenz den Parameter C_s bestimmt. Für weitere Details zu diesem Modell sei auf die Literatur verwiesen [22], [19], [20]. Die oben angegebenen Nachteile konnten mit dieser Modellerweiterung weitgehend behoben werden, allerdings muss hierfür ein höherer numerischer Aufwand in Kauf genommen werden und räumliche und zeitliche Schwankungen von C_s begünstigen numerische Instabilitäten.

Nicoud und Ducros [57] entwickelten ein Modell, das die Wirbelviskosität mit einem anderen Verfahren bestimmt. Es gilt:

$$\mu_t = \rho(C_w \Delta)^2 \frac{(S_{ij}^d S_{ij}^d)^{3/2}}{(\overline{S}_{ij} \overline{S}_{ij})^{5/2} + (S_{ij}^d S_{ij}^d)^{5/4}} \quad (2.57)$$

mit dem modifizierten Deformationstensor

$$S_{ij}^d = \frac{1}{2} (\bar{g}_{ij}^2 + \bar{g}_{ji}^2) - \frac{1}{3} \delta_{ij} \bar{g}_{kk}^2 \quad (2.58)$$

und dem Tensor der Geschwindigkeitsgradienten

$$\bar{g}_{ij} = \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \quad (2.59)$$

Die charakteristische Konstante zur Bestimmung der Längenskala $l_w = C_w \Delta$ des WALE-Modells wird für isotrope Turbulenz mit $C_w = 0,5$ angegeben. In turbulenten Scherströmungen wird sie üblicherweise geringer angesetzt, z.B. $C_w = 0,325$. Durch diese Art der Bestimmung der Wirbelviskosität zeigt das WALE-Modell gegenüber dem Smagorinsky-Modell einige Vorteile. Es ist sehr gut für komplexe Geometrien geeignet, da μ_t nur aus lokalen Informationen gebildet wird und dabei die Rotation und Verzerrung von kleinen turbulenten Wirbeln mit einbezieht. Im laminaren und im Übergangsbereich kann das Modell die Wirbelviskosität ($\mu_t = 0$) korrekt reproduzieren. In Wandnähe wird sie adaptiv berechnet und kommt ohne zusätzliche Dämpfungsfunktion aus. Dort gilt der Zusammenhang $\mu \approx y^{+3}$ ohne eine Anpassung der Konstante C_w . Da keine explizite Filterung notwendig ist, eignet sich das Modell sowohl für strukturierte als auch für unstrukturierte Netze. Es wurde von vielen Autoren für die Berechnung von turbulenten Strömungen unter anderem mit chemischer Reaktion oder akustischer Anregung erfolgreich angewendet [77], [67], [76].

Der inkompressible Solver des kommerziellen Softwarepaket ANSYS Fluent 13 wurde auch für die Berechnung von Strömungs- und Mischungsfeldern im LES-Kontext verwendet. Die numerischen Gitter wurden mit der Software snappyHexMesh des Opensource-Pakets OpenFOAM erstellt. Es kombiniert die Qualität von strukturierten Netzen mit der Fähigkeit, komplexe Geometrien zu vernetzen. Im Freifeld werden Hexaederelemente verwendet und an Grenzflächen werden Teilhexaeder¹⁴ mit der Flächenkontur verschmolzen [59]. In Abbildung 2.16 ist das numerische Gitter des in Abschnitt 5.6 berechneten A²EV-Brenners im kleinem Plenum dargestellt.

¹⁴ engl.: split-hexahedra

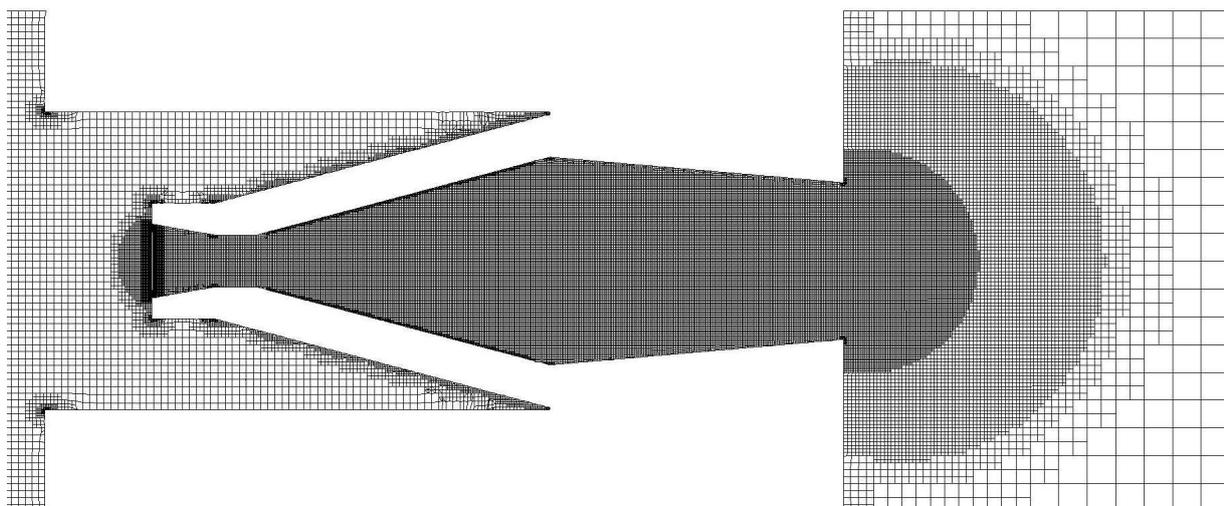


Abbildung 2.16: Schnitt durch das numerische Gitter für die LES Berechnung des A²EV-Brenners im kleinen Plenum

Es besteht aus $5,2 \cdot 10^6$ Zellen. Bereiche wie der Ringspalt im Kopf des Brenners (siehe Abschnitt 5.3) wurden mit zehn Zellen aufgelöst, innerhalb des Brenners ist die Zellgröße konstant und der Brenneraustritt wurde mit 90 Zellen diskretisiert. Da in Abschnitt 5.6 das Geschwindigkeitsfeld im Brenner und besonders im Mischrohraustritt im Fokus der Untersuchung stand, konnte in der Brennkammer die Zellgröße erhöht werden, um den numerischen Aufwand zu begrenzen. Für alle Berechnungen wurde eine Diskretisierung zweiter Ordnung verwendet und eine implizite Diskretisierung bei der instationären Berechnung der Zeitschritte angewendet. Die LES Rechnungen wurden mit einer RANS-Lösung mit dem $rk\epsilon$ Turbulenzmodell initialisiert. Mindestens $t = 4,5 t_{konv}$, basierend auf der Durchlaufzeit durch den Brenner mit der mittleren Austrittsgeschwindigkeit, wurden berechnet, um die turbulenten Fluktuationen zu erzeugen und um Einflüsse der Startlösung abzubauen. Die statistischen Daten wie Mittelwerte und RMS-Werte wurden über eine Simulationszeit von mindestens $t = 10 t_{konv}$ berechnet.

3 Experimenteller Aufbau

Die Verbrennungsversuche wurden an zwei unterschiedlichen Prüfständen durchgeführt. Zur Validierung der numerischen Ergebnisse wurden Messungen des Strömungsfelds und der Mischungsqualität aus einem Wasserkanal herangezogen, die in der zweiten Arbeit dieses Projekts veröffentlicht werden [51]. Durch die stark abweichenden Flammenrückschlagsgrenzen in beiden Verbrennungsprüfständen wird besonders auf die geometrischen Unterschiede der für die Strömungsführung relevanten Komponenten eingegangen. Der Aufbau der Verbrennungsprüfstände und die in den jeweiligen Messverfahren aller experimentellen Untersuchungen verwendeten Messsysteme sind im Folgenden aufgeführt. Auf den Aufbau des Verbrennungsprüfstands in Maschinengröße wird detailliert eingegangen, viele Komponenten entsprechen dabei in ihrer Funktionalität dem Verbrennungsprüfstand von Mayer [54] für kleiner skalierte Brenner.

3.1 Wasserkanal

Die aerodynamischen Untersuchungen und die Messungen zur Mischungsgüte wurden in einem vertikal durchströmten Wasserkanal durchgeführt. Die Größe des Versuchsraums reicht dabei aus, um ein Brennermodell in Maschinengröße zu untersuchen, die durchströmte Querschnittsfläche in der Messektion beträgt $380\text{ mm} \times 410\text{ mm}$ und ist von drei Seiten und von stromab optisch zugänglich. Das System verfügt über einen Hauptkreislauf für die Aerodynamikuntersuchungen und einen zusätzlichen Nebenkreislauf für die einzumischende fluoreszierende Komponente bei Mischungsuntersuchungen. Die Anlage ermöglicht einen maximalen Volumenstrom von $50\text{ m}^3/h$. Der Aufbau des Versuchstands ist detailliert in [52] und [63] beschrieben. Wesentliche Unterschiede zwischen den in diesen beiden Quellen beschriebenen Anlagen bestehen in den verwendeten Messsystemen. Sowohl die zeitliche als auch die örtliche Auflösung konnten durch die Verwendung von moderneren Messtechniken in [52] verbessert werden. Alle Untersuchungen wurden bei einer Reynolds-Zahl der Hauptströmung von

ca. $6,33 \times 10^4$ durchgeführt und zur Normierung auf den Brenneraustrittsdurchmesser d_{MT} bezogen.

Das Strömungsfeld wurde mit High Speed Particle Image Velocimetry (HSPIV) untersucht. Die Dicke des Laserschnitts des verwendeten doppelt gepulsten Nd:YLF-Kavitätslasers mit einer Frequenz von 527nm und 10mJ/Puls beträgt ca. 2 mm. Das Laserlicht wird an Seeding-Partikeln aus Polyamid mit einer Größe von $10 \mu m$ gestreut. Die Aufnahme der Bilder erfolgte mit einer Hochgeschwindigkeitskamera vom Typ Photron Fastcam SA5. Dabei wurden 2500 Bildpaare mit jeweils 1024×1024 Pixel aufgenommen und nach einer adaptiven Vier-Schritt Kreuzkorrelation mit 8×8 Pixel and 50 % Überlappung der Teilflächen¹ ausgewertet. Der Bildausschnitt beträgt $2,5 \times 2,5 d_{MT}$ und deckt die Primärzone mit der Rückströmzone stromab des Brennersaustritts ab [52]. Zu diesem für die experimentelle Strömungsbestimmung oft angewendeten Messverfahren finden sich bei [86], [38] und [63] weitere Beispiele.

Die Mischungsgüte wurde mit High Speed Planar Laser Induced Fluorescence (HSPLIF) bestimmt. Das Fluid, welches für die Mehrbrenneruntersuchung die Kühlluft repräsentiert, wurde aus dem oben erwähnten Nebenkreislauf zugeführt und mit Uranin als fluoreszierendem Tracer versetzt. Es hat sein Fluoreszenzmaximum bei $560 nm$. Der Laserschnitt von 2 mm Dicke wurde mit einem kontinuierlichen Argon-Ionen-Laser im Multiline-Betrieb unter 4 W Laserleistung produziert. Eine Hochgeschwindigkeitskamera vom Typ Photron Fastcam-Ultima APX, ausgestattet mit einem Langpassfilter des Transmissionsbereichs 539 bis $1200 nm$, wurde für die Aufnahmen von jeweils 2048 Bildern bei einer Aufnahmezeit von 250 Hz verwendet. Der Aufnahmebereich von 993×788 Pixel deckt wie bei den Messungen der Aerodynamik den für die Einmischung der Kühlluft relevanten Bereich von $2,5 \times 2,5 d_{MT}$ stromab des Brenneraustritts ab [52]. Weitere Details zu Messaufbau, Messtechniken und zu den für diese Messungen durchgeführten Umbauten wurden in [52] publiziert. Zum HSPLIF-Messverfahren finden sich in der Literatur zahlreiche Beispiele bei [41], [84], [43] und [63]. Die letztgenannten beiden Quellen beschäftigen sich insbesondere mit der Anwendung dieses Messverfahrens zur Bestimmung der Mischungseigenschaften in einem Wasserkanal. Grundlagen zu beiden optischen Messverfahren finden sich unter anderem bei [11].

¹ engl.: Interrogation Area

3.2 Verbrennungsprüfstand für kleiner skalierte Brenner

Die skalierte Version des in dieser Arbeit untersuchten Brenners wurde überwiegend in einem von Fritz [21] und Kröner [41] aufgebauten und von Mayer [54] weiterentwickelten Verbrennungsprüfstand für kleiner skalierte Brenner untersucht. Er ist für eine thermische Leistung von 400 kW ausgelegt und alle Versuche wurden mit einer Vorheiztemperatur von $T = 673\text{ K}$ durchgeführt. Der Prüfstand wurde für Emissions-, Rückschlags-, optische und in geringem Umfang auch für akustische Messungen ausgeführt. In dieser Arbeit wurden mit diesem Prüfstand nur Rückschlagsversuche durchgeführt. Details zur optischen Zugänglichkeit, zur technischen Vormischung und zu Komponenten für akustische Messungen finden sich bei [21], [41], [54] und [68]. Abbildung 3.1 zeigt den schematischen Aufbau des Prüfstands.

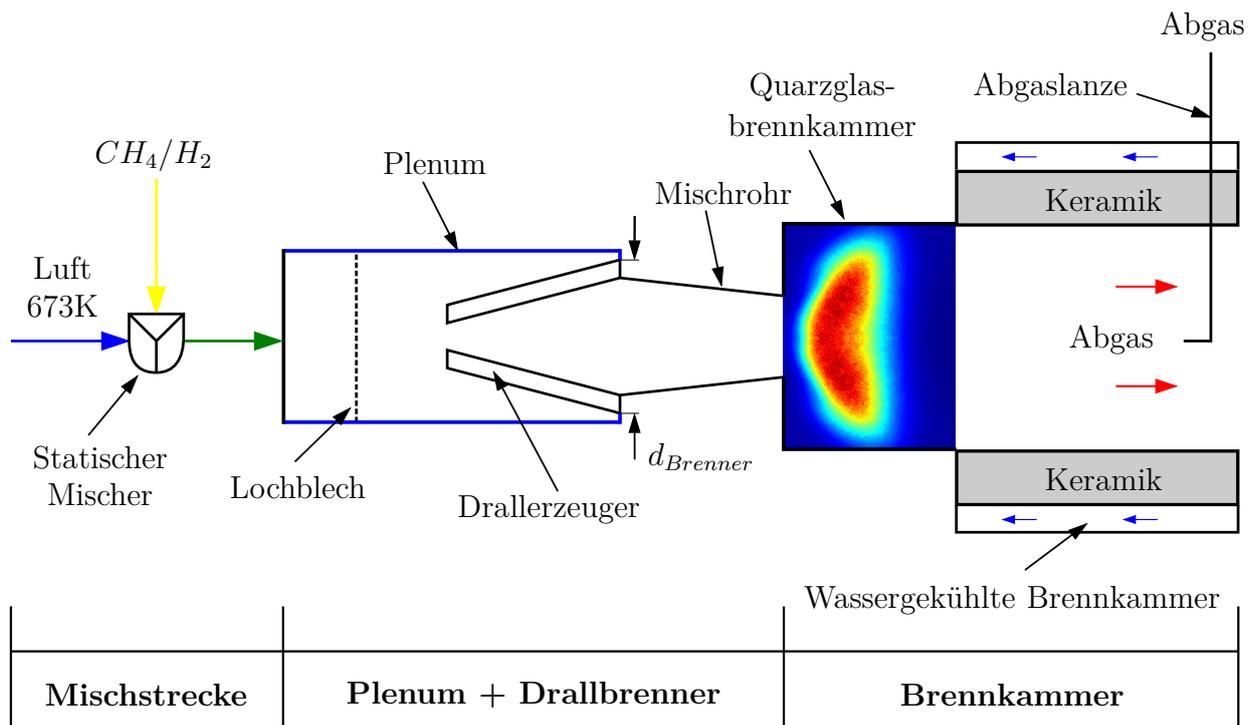


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau des Verbrennungsprüfstands für kleiner skalierte Brenner

Die Verbrennungsluft tritt nach einer Strömungsgleichrichtung in das Plenum mit einem Innendurchmesser von $1,15 \cdot d_{Brenner}$ ein. Für die Rückschlagsversuche wurden Verbrennungsluft und Wasserstoff entweder

perfekt in einem statischen Mischer stromauf des Plenums oder technisch im Drallerzeuger über eine Gasbelochung vorgemischt. Der Brenner ist am Ende des Plenums installiert, das Plenum endet am Übergang vom Drallerzeuger zum Mischrohr. An das Mischrohr schließt sich eine aus zwei Teilen bestehende Brennkammer an. Der erste Teil ist eine luftgekühlte zylindrische Quarzglasbrennkammer und stromab ist eine ebenfalls zylindrisch ausgeführte, wassergekühlte Edelstahlbrennkammer mit thermisch isolierenden Keramikeinlagen montiert. Durch Entfernen des keramischen Materials kann der Querschnittsprung zwischen Mischrohraustrittsfläche und Brennkammerfläche von $i = 4,2$ auf $i = 12$ erhöht werden. Ein Flammenrückschlag wird über eine Temperaturmessstelle im Drallerzeuger detektiert. Mayer [54] stützt sich auf Messungen von Fritz [21], der gezeigt hat, dass die vom Hersteller angegebenen Ungenauigkeiten in der Messung von Gas- und Luftmassenstrom bei der Berechnung der Luftzahl zu nicht vernachlässigbaren Fehlern führen. Durch Alterungsprozesse und Verunreinigungen können diese Fehler mit fortschreitender Betriebsdauer noch zunehmen. Daher wird die Luftzahl über ein Abgasanalysegerät des Typs Magnos 16 des Herstellers ABB Automation im stromabseitigen Teil der Brennkammer gemessen, wie im Abschnitt 3.4 beschrieben ist.

3.3 Verbrennungsprüfstand für Brenner in Maschinengröße

Die Verbrennungsuntersuchungen der nicht skalierten Brenner wurden in der Versuchsanlage für Brenner in Maschinengröße durchgeführt. Zur Bestimmung des Einflusses der Einströmbedingungen in Abschnitt 5.6 wurde auch der kleiner skalierte Brenner in dieser Anlage untersucht. Bei der Auslegung wurde berücksichtigt, dass eine Kühlluftzufuhr an der Frontplatte in die primäre Verbrennungszone integriert werden sollte. Die Versuchsanlage teilt sich in drei Hauptsegmente: die Vormischstrecke mit der Luftvorwärmung, das Plenum mit integriertem Drallbrenner und die Brennkammer mit optischem Zugang und Abgasentnahmesonde. Die Luft aus der 12 bar Luftversorgung des Labors wird zunächst aufgeteilt in einen Strang für die Verbrennungsluft und einen für die Kühlung der Brennkammer. Über einen Massenstromregler wird der Druck der Verbrennungsluft auf 1 bar und den entsprechenden Massenstrom gedrosselt und mit einem von Fanaca

[17] konstruiertem Luftvorheizer mit einer maximalen elektrischen Leistung von 512 kW vorgeheizt. Er besteht aus 16 Heizelementen mit jeweils 32 kW bei 400 V Versorgungsspannung. Somit kann ein maximaler Luftmassenstrom von $\dot{m}_{Luft} = 1\text{ kg/s}$ auf $T_{Luft} = 793\text{ K}$ am Ausgang des Lufterhitzers vorgeheizt werden. Wärmeverluste in der Zuleitung zum Plenum und an den Wänden des Plenums reduzierten die Temperatur der Vorheizung auf $T_{Luft} = 673\text{ K}$ am Brenner. Die stationären Versuche wurden beim Betriebspunkt $\dot{m}_{Luft} = 400\text{ g/s}$ durchgeführt. In der Vormischstrecke sind drei statische Mischer des Herstellers Sulzer in Serie integriert, um die Vormischung von wahlweise Erdgas oder Wasserstoff mit der vorgeheizten Verbrennungsluft zu realisieren. Erdgas kann aus der Laborversorgung entnommen werden, die an das Gasnetz der Stadtwerke München [74] angeschlossen ist. Es bestand im Durchschnitt des Jahres 2012 zu 96,32% aus Methan und kann daher in guter Näherung als reines Methan betrachtet werden [21], [54], [74]. Abbildung 3.2 zeigt schematisch den Aufbau des Prüfstands.

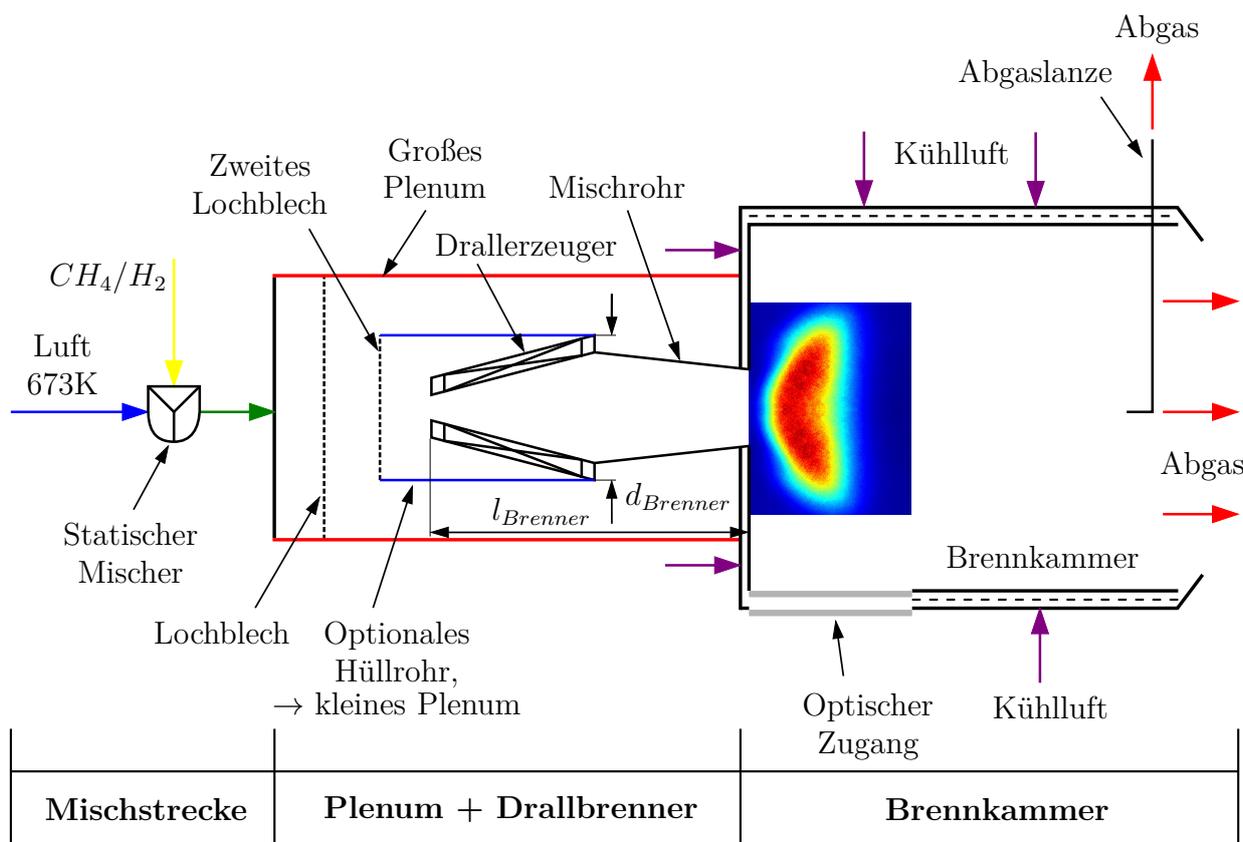


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau des Verbrennungsprüfstands für Brenner in Maschinengröße

Da auch ein Referenzbrenner ohne Mischrohr entsprechend der bisher beim Industriepartner eingesetzten Technologie untersucht werden sollte, wurde das Plenum im Gegensatz zum oben vorgestellten Versuchsstand bis an die Frontplatte ausgeführt. Das Plenum hat eine variable Länge, es kann von $1,80 \cdot l_{Brenner}$ bis $3,64 \cdot l_{Brenner}$ durch das Einfügen weiterer Plenumssegmente verlängert werden. Für die Rückschlagsversuche in Abschnitt 5.6 wurde die kurze Länge von $1,80 \cdot l_{Brenner}$ gewählt, um das Volumen an zündfähigem Gemisch, das sich durch die externe Vormischung im Plenum sammelt, möglichst gering zu halten. Das Plenum und die Heißluftzuführungen sind thermisch isoliert, um Wärmeverluste nach dem Vorheizer zu minimieren. Um Einflüsse der Strömungsführung in der Luftversorgung auf die Anströmung des Brenners zu vermeiden, wurde ein Strömungsgleichrichter stromab des Einlasses in das Plenum installiert. Der Brenner ist weitgehend freistehend zentral im Plenum installiert, um Einflüsse der Umgebung auf die Einströmung zu vermeiden. Das Plenum hat einen Durchmesser von $1,8 \cdot d_{Brenner}$ und kann optional durch ein Hüllrohr auf $d_{Brenner}$ verkleinert werden. Die Länge des Hüllrohrs beträgt $1,27 \cdot l_{Brenner}$ und die genaue Einbausituation wird in Abbildung 3.2 deutlich. Auch der Einlass des Hüllrohrs kann mit einem zusätzlichen Strömungsgleichrichter ausgestattet werden. Direkt stromauf des Brenners wird die Temperatur T_{Luft} gemessen.

Die Brennkammer des Prüfstands ist luftgekühlt und besteht aus drei Schalen. Die innere ist die Brennkammerwand, die direkt der Flamme ausgesetzt ist. Die Zwischenwand besteht aus perforiertem Edelstahl und ermöglicht eine Prallkühlung der Brennkammerinnenwand mit Kühlluft. Die Außenwand schließt das System gegen die Umgebung ab. Anschließend wird die Kühlluft in das Abgas gemischt. Die Brennkammer verfügt über zwei optische Zugänge, die etwas mehr als die Hälfte der Brennkammerquerschnitts abdecken. Während des Betriebs stellte sich die Fensterkonstruktion als eine Schwachstelle heraus, da die Scheiben anfangs nur durch Dichtungen getrennt an der Brennkammerinnenwand anlagen. Die Verformung aufgrund der thermischen Spannungen der Brennkammerinnenwand führte regelmäßig zum Bruch der Quarzglasscheiben, sodass anschließend ein massiver Rahmen auf die Brennkammerinnenwand geschweißt wurde. Dieser wird ebenfalls durch Luft gekühlt und konnte unter Verwendung von Grafitdichtungen eine ausreichende Dichtwirkung zwischen Fensterrahmen und Scheibe sicherstellen. Der Durchmesser der Brennkammer entspricht

4 d_{MR} , um eine Wechselwirkung zwischen in der Brennkammer aufplatzender Strömung und der Brennkammerwand zu vermeiden. Fanaca et al. [18] konnten bei der Form der Rezirkulationszone eines Drallbrenner eine Abhängigkeit vom Durchmesser Verhältnis zwischen Brenneraustritt und Brennkammer feststellen. Ab einem bestimmten Flächenverhältnis stellte sich ein Umschlagen der Flammenform ein. Ein Durchmesser unterhalb eines kritischen Werts erzeugt eine sich an die Wand anlegende Strömung² durch die starke Wand-Strömungsinteraktion. Überhalb des kritischen Werts entsteht ein Freistrah³ mit einer weitaus kleineren Rückströmzone. Die Brennkammer wurde für den Betrieb im Freistrah-Regime ausgelegt um eine Abhängigkeit der Strömungs- und Flammenform von den Einbaubedingungen in der Brennkammer auszuschließen. Dies gewinnt insbesondere bei der Anwendung des Brenners in Mehrbrenneranordnung an Bedeutung.

Für die Bestimmung des Äquivalenzverhältnisses wird der Restsauerstoff im Abgas über ein Analysegerät vom Typ Magnos 206 des Herstellers ABB Automation untersucht. Stromab der Brennkammer wird es durch die Zumischung von Frischluft über ein Gebläse auf maximal $T_{Abgas} = 713\text{ K}$ gekühlt und in den Abgaskamin des Labors geleitet.

3.4 Messtechnik

3.4.1 Messung des Flammenrückschlags

Die Grenze zum Flammenrückschlag wurde in beiden Verbrennungsversuchsanlagen in gleicher Weise gemessen. Es wurde durch Temperaturmessstellen im Plenum in der Nähe eines Drallschlitzes am Brenner die Temperatur überwacht. Sobald die Flamme durch den Brenner propagiert und über die Schlitz in das Plenum eindringt, wurde dies über den Temperatursprung detektiert und automatisch die Brennstoffzufuhr unterbrochen. Die Robustheit eines Brenners gegenüber einem Flammenrückschlag manifestiert sich im maximalen Brennstoff-Luft-Verhältnis bei minimaler Brenneraustrittsgeschwindigkeit bei bestimmten Betriebsbedingungen wie Vorheiztemperatur, Druck und Brennstoffeigenschaften. Um zum Zeitpunkt eines Rückschlags

²wall jet regime

³free jet regime

das Äquivalenzverhältnis zu bestimmen, wurde bei beiden Prüfständen jeweils, wie in Abschnitt 3.2 beschrieben, die Abgasmessanlage verwendet. Die Vorgehensweise während eines Rückschlagsversuchs ist im Folgenden beschrieben:

Nach der Zündung bei mageren Bedingungen wie z.B. $\phi = 0,25$ wird rasch ein Betriebspunkt angefahren, der unterhalb, jedoch in der Nähe des zu erwartenden Rückschlags liegt, z.B. $\phi_{Start} = \phi_{Rückschlag} - 0,2$. Ab dem Start des Rückschlagsversuchs regelt die Prüfstandssteuerung automatisch die Brennstoffzufuhr z.B. in Schritten von $\Delta = 0,015 \phi/s$, bis ein Flammenrückschlag erfolgt. Abbildung 3.3 verdeutlicht den Ablauf dieser Prozedur.

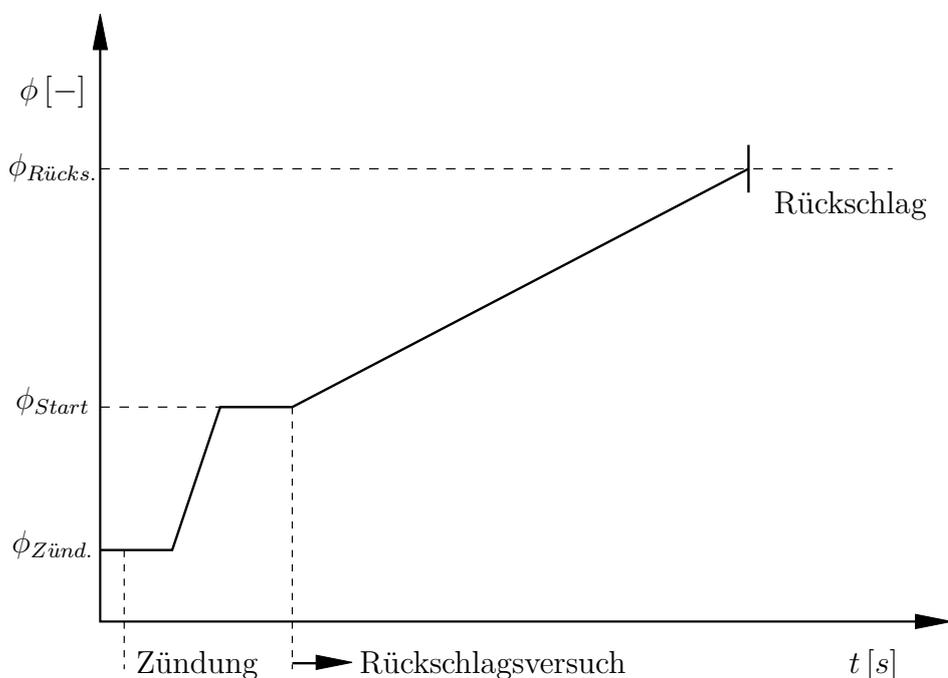


Abbildung 3.3: Schematischer Ablauf der Rückschlagsversuche

Das beim Rückschlag vorherrschende Äquivalenzverhältnis wird über den Restsauerstoffgehalt mit der Abgasmessanlage ermittelt. Dabei ist zu beachten, dass das Abgas zum Zeitpunkt der gewünschten Messung erst von der Strömung konvektiv zur Sonde transportiert wird und anschließend durch die Pumpe über die Sonde und den geheizten Abgasschlauch zum Analytator transportiert werden muss. Dadurch entsteht ein Zeitverzug und die Messung des Äquivalenzverhältnisses beim Rückschlag kann nur verzögert gemessen werden. Nach dem Rückschlag sinkt der Restsauerstoffgehalt wei-

ter ab, bis das Abgas, das während des Rückschlags produziert wurde, den Analysator erreicht. Da die Brennstoffzufuhr bei einem Rückschlag abrupt unterbrochen wird, steigt der Sauerstoffgehalt schlagartig an und das Äquivalenzverhältnis des Rückschlags wird durch den niedrigsten Wert des Restsauerstoffgehalts während dieser Prozedur bestimmt.

3.4.2 OH*-Chemilumineszenz

Bei der Verbrennung von Erdgas kann die Strahlung der OH*-Chemilumineszenz als Indikator für die integrale Wärmefreisetzung genutzt werden. Verschiedene Autoren [28], [61] haben in ihren Arbeiten diesen Zusammenhang untersucht und oft wird ein linearer Zusammenhang angenommen. Lauer [44] stellte fest, dass dies nicht gerechtfertigt ist und entwickelte ein Korrekturverfahren, das das Flammenstrecken durch die Turbulenz mit berücksichtigt und somit die nichtlinearen Zusammenhänge zwischen Turbulenz, OH*-Chemilumineszenz und Wärmefreisetzung modelliert. Es kann jedoch nur angewendet werden, wenn die Beschaffenheit der Turbulenz ausreichend bekannt ist. Dies kann durch optische Untersuchungen geschehen, die in diesem Vorhaben jedoch nicht geplant waren. Die OH*-Chemilumineszenz wird daher nur qualitativ als Indikator für die Flammenposition verwendet. Abbildung 3.4 zeigt ein typisches Spektrum einer nicht vorgeheizten turbulenten Erdgasflamme bei atmosphärischem Druck.

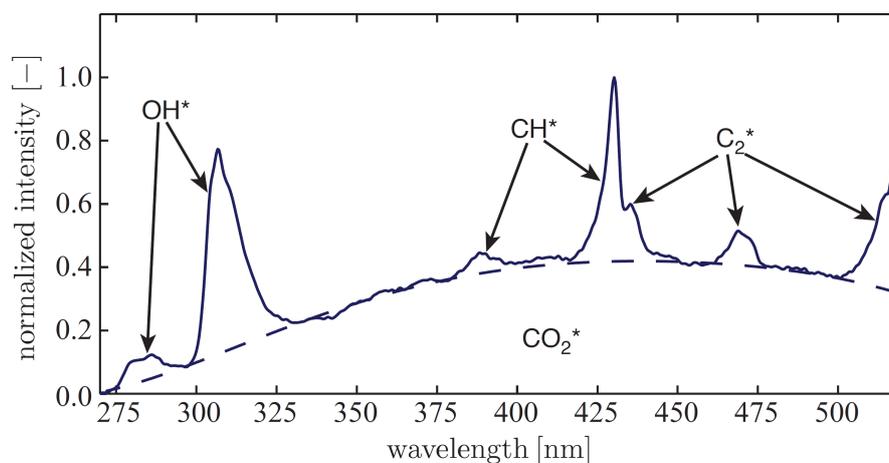


Abbildung 3.4: Typisches Spektrum einer turbulenten Erdgasflamme bei atmosphärischem Druck [44]

Lumineszenz bezeichnet die Lichtemission von Atomen, Molekülen oder Radikalen, die von einem elektronisch angeregten Zustand auf den energetisch stabilen Grundzustand zurückfallen. Dies kann unter anderem durch einen Verbrennungsprozess ausgelöst werden, bei dem die chemische Umsetzung der Reaktanden die zentrale Rolle spielt. Man spricht dann von Chemilumineszenz. Das Spektrum ist eine Überlagerung der Lichtemissionen der vier Spezies CO_2^* , OH^* , CH^* und C_2^* . Das dreiatomige Molekül CO_2^* kann aufgrund seines Aufbaus sehr viele verschiedene Energiezustände annehmen und sendet ein breitbandiges Spektrum aus. Die zweiatomigen Moleküle OH^* , CH^* und C_2^* hingegen zeigen Spektren, die sich jeweils einem schmalbandigem, charakteristischem Wellenlängenbereich zuordnen lassen. OH^* wird von allen gasförmigen Brennstoffen emittiert, bei Wasserstoff ist es das einzige Molekül, das zur Strahlungsemission beiträgt. Daher wird zur Bestimmung der Wärmefreisetzung üblicherweise dieses Radikal herangezogen.

Für die Untersuchungen wurden im Laufe des Vorhabens aus Gründen der begrenzten Verfügbarkeit zwei unterschiedliche Kamerasysteme verwendet, eine Streak Star des Herstellers La Vision und eine Fastcam Ultima APX des Herstellers Photron. Da nur die zeitlich gemittelten Aufnahmen der OH^* -Chemilumineszenz in dieser Arbeit relevant sind, wurde auch das CCD-verstärkte Streak Star-System verwendet, das in der angewendeten Konfiguration nur eine Aufnahmezeit von 2 Hz bei einer Belichtungszeit von $t = 1/2\text{ s}$ und einer Auflösung von 576×384 Bildpunkten zulässt. Die Speicherkapazität des Kamerasystems erlaubt bei diesen Einstellungen eine maximale Anzahl von 192 Bildern. Mit dem Kamerasystem Fastcam Ultima APX wurden die Aufnahmen mit einer Aufnahmezeit von 1000 Hz , einer Belichtungszeit von $t = 1/1000\text{ s}$ und einer Auflösung von 1024×1024 Bildpunkten bei maximal 2048 Bildern durchgeführt. Die integralen Zeitskalen von turbulenten Flammen liegen zwischen $200 - 500\text{ Hz}$. Selbst bei der niedrigen Aufnahmezeit und der geringen maximalen Bilderanzahl des Streak Star Systems kann aufgrund der langen Belichtungszeit davon ausgegangen werden, dass das mittlere Flammenprofil ausreichend durch die Mittelung erfasst wird. Mit beiden Systemen wurde ein Nikon Objektiv (UV-Nikor 105mm, 1:4,5) mit einem optischen UV-Filter 307FS10-50 des Herstellers LOT-Oriel mit einem Transmissionsbereich von $307 \pm 5\text{ nm}$ und einem Transmissionsgrad von 16,47% verwendet.

4 Weiterentwicklung des EV-Brenners

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Weiterentwicklung des beim Industriepartner bestehenden Vormischbrennerkonzepts für Silobrennkammern durchgeführt. In erster Linie sollten die NO_x -Emissionen auf das Niveau aktueller Abgasgesetze (siehe 2.4.2) abgesenkt werden. Zur Sicherstellung der Betriebssicherheit und Brennstoffflexibilität im Zuge der in Zukunft zunehmenden Verbrennung von wasserstoffhaltigen Gasen muss die Weiterentwicklung des Vormischbrenners bei gleichzeitig geringen NO_x -Emissionen einen größeren Betriebsbereich mit Wasserstoff als Brennstoff abdecken.

Burmberger [6] stellt in seiner Arbeit Qualitätskriterien für ein stabiles Strömungsfeld auf. Es muss gewährleistet sein, dass eine Flammenstabilisierung auch unter ungünstigen Bedingungen möglich ist. Lanzenlose drallstabilisierte Vormischbrenner nutzen das Wirbelaufplatzen einer stark verdrallten Strömung als aerodynamischen Flammenhalter. Die räumliche Verteilung der Reaktionszone kann dabei über die Position der Rückströmzone kontrolliert werden. Somit werden keine Bauteile wie Lanzen zur Stabilisierung der Vormischflamme benötigt, die evtl. durch Kühlung gegen thermische Belastung durch die Flamme geschützt werden müssen. Seit 1990 wurde bei der Asea Brown Boveri (ABB), später ALSTOM, die zweite Generation von Vormischbrennern eingeführt. Im Wesentlichen besteht er aus zwei verschobenen Halbschalen. Dadurch bilden sich zwei tangentielle Schlitze, die die eintretende Verbrennungsluft verdrallen. Abbildung 4.1 zeigt zwei Bauarten, die in Ring- und Silobrennkammern eingesetzt werden [13].



Abbildung 4.1: EV-Brenner Varianten [13]

Der sogenannte "EV-Brenner¹" zeichnet sich durch geringe NO_x -Emissionen ($< 25ppm NO_x$ bei 15% O_2), hohe Sicherheit gegen Selbstzündung durch eine kurze Mischlänge und eine hohe Flexibilität hinsichtlich des Einsatzbereiches aus. Abbildung 4.2 zeigt das Funktionsprinzip des Brenners. Durch die konische Form des Brenners platzt die Strömung innerhalb des Drallerzeugers auf und bildet eine Rückströmzone, die die vorgemischte Flamme stabilisiert. Die aerodynamische Fixierung des Wirbelaufplatzens in der freien Strömung ermöglicht eine stabile Position der Flammenwurzel [13].

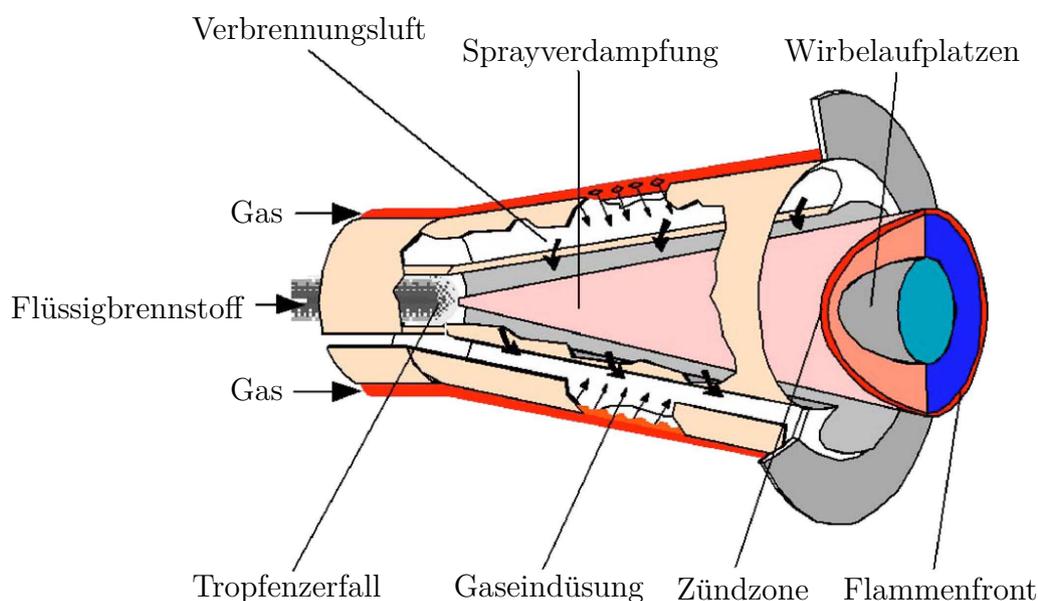


Abbildung 4.2: Funktionsprinzip des EV-Brenners [13]

Das Drallfeld ist so ausgelegt, dass sich die vorgemischte Flamme nahe des Brenneraustritts stabilisiert und so ohne jeglichen Flammenhalter auskommt. Stromauf des Wirbelaufplatzens wird die Strömung wie in Abbildung 4.3 stark beschleunigt und erzeugt so eine natürliche Rückschlagbarriere. Dies kann durch einen Strömungsanteil auf der Achse hervorgerufen bzw. unterstützt werden [13]. Die zweite wichtige Eigenschaft des EV-Brenners betrifft die kompakte und effektive Bildung eines Brennstoff-Luft Gemisches. Wie in Abbildung 4.2 gezeigt, wird der gasförmige Kraftstoff durch eine Reihe von Löchern quer zu dem durch die Schlitze eintretenden Luftstrom eingedüst. Jeder Gasstrahl muss nur ei-

¹EV: Environmental friendly V-shaped

ne kleine Region der eintretenden Verbrennungsluft durchdringen und wird durch hohen turbulenten Stoffaustausch vermischt.

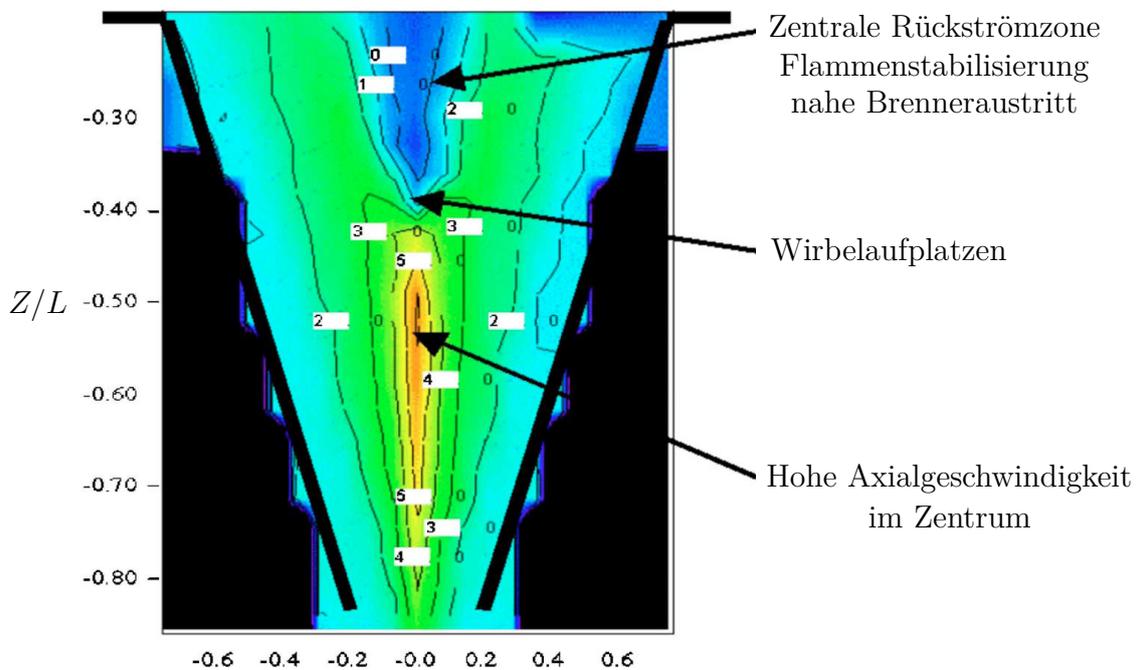


Abbildung 4.3: Axiales Strömungsfeld des EV-Brenners [13]

Da die eintretende Luft gleichmäßig verteilt ist, wird sichergestellt, dass die Mischungsrandbedingungen bei allen Löchern wie auch die Qualität der Brennstoff-Luft Mischung möglichst gleich sind. Dieser effektive Mischungsprozess führt trotz der kurzen Mischungslänge zu einem relativ homogenen Gemisch und liefert die Vorbedingung für die stickoxidarme Verbrennung. Flüssiger Brennstoff wird über eine zentrale Düse im Brennerkopf eingespritzt. Der Brennstoff zerfällt in kleine Tropfen innerhalb des die Strömung führenden Konus. Die verdrehte Strömung sorgt für eine Verteilung der Tropfen. Die Flammenstabilisierung erfolgt wie im Gasbetrieb nahe des Brenneraustritts mit Hilfe der inneren Rückströmzone [13].

Eine Weiterentwicklung des EV-Brenners wurde für die Optimierung des Betriebs mit Flüssigbrennstoff unter dem Namen AEV² durchgeführt. Er verfügt über vier Schalen und Schlitze, ein zylindrisches Mischrohr und entwickelt ein ausgeglicheneres radiales Strömungsfeld. Zur Steigerung der

²Advanced EV-Burner

Rückschlagsicherheit wird an zwei Positionen im Mischrohr der Luftanteil nahe der Wand durch eingedüste Kühlluft erhöht.

Durch die im Laufe der Jahre verschärfte Abgasgesetzgebung wurde eine Weiterentwicklung des EV-Brenners notwendig, um die NO_x -Emissionen auf ein Niveau nahe der perfekt vorgemischten Verbrennung abzusenken. Als Ansatzpunkt bietet sich die relativ kurze Mischlänge zwischen der Position der Brennstoffeindüsung und der Flammenfront an. Durch turbulente Schwankungen in der eintretenden Verbrennungsluft kann die effektive Mischlänge zeitweise stark variieren was zu hohen bzw. geringen Kraftstoff-Luft-Verhältnissen ϕ führt. Fette Bereiche in der Flamme verursachen hohe Flammentemperaturen, bei denen verstärkt thermisches NO_x produziert wird (siehe Abschnitt 2.4.2). Demgegenüber stehen magere Bereiche, die gegebenenfalls bis über die magere Löschgrenze (LBO³) hinaus abgemagert sind und so durch eingeschränkte Flammbarkeit die Flammenstabilität negativ beeinflussen. Um ein homogeneres Mischungsfeld zu erhalten und so die Stickoxidemissionen weiter abzusenken, wurde eine zusätzliche Mischlänge in den Strömungspfad zwischen Gaseinmischung und Flamme eingeführt.

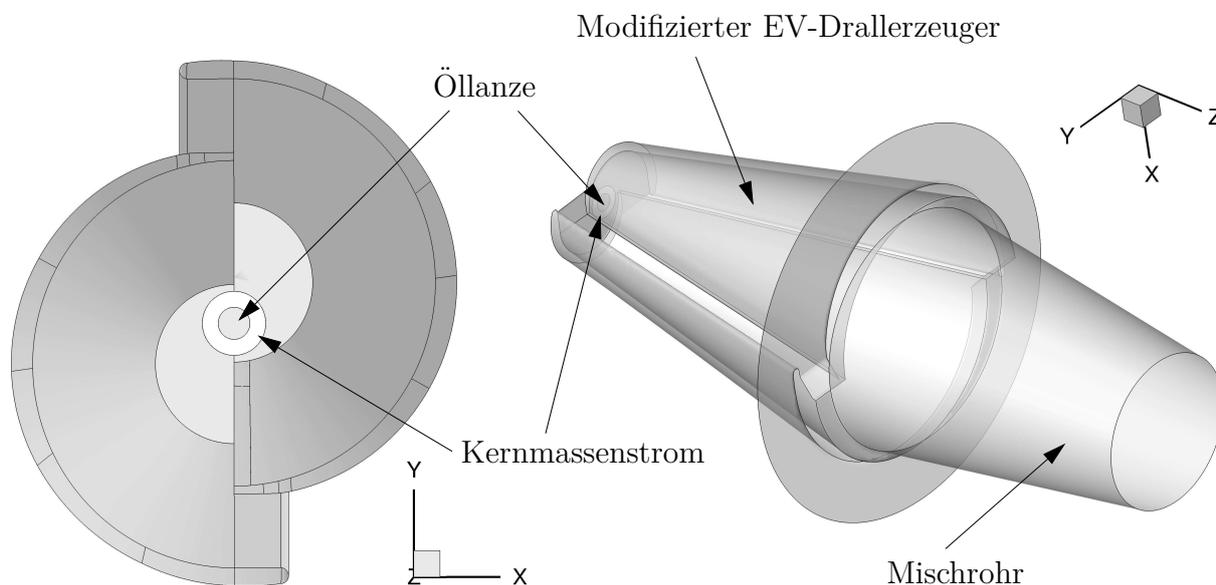


Abbildung 4.4: EV-Brenner mit Mischrohr (Nr. 1 in Tabelle 1.1) im Schnitt (links) und als halb transparentes Modell (rechts)

³engl.: Lean Blow Out

Abbildung 4.4 zeigt die Geometrie in der für die numerischen Untersuchungen aufbereiteten Form des EV-Brenners mit Mischrohr (siehe Tabelle 1.1). Durch einen iterativen Prozess konnte mit Hilfe von RANS-Simulationen ein vom EV17 abgeleitetes Brennerdesign entwickelt werden. Dieser Entwicklungsschritt ist in Abschnitt 4.1 beschrieben. Hierbei wurden zwei wesentliche Veränderungen am Drallerzeuger vorgenommen. Die Schlitzweite wurde um 28% erhöht, um den zusätzlichen Brennerdruckverlust zu kompensieren, der durch den verringerten Austrittsdurchmesser des Mischrohres entsteht. Der Brenner ist an der Kegelspitze aufgrund des zu geringen Bauraums für die Öleindüsungslanze nach der Schlitzverbreiterung verkürzt worden.

Das Prinzip des modifizierten EV-Brenners mit Mischrohr und die wesentlichen Charakteristika des Strömungsfelds in qualitativer Darstellung sind in Abbildung 4.5 dargestellt.

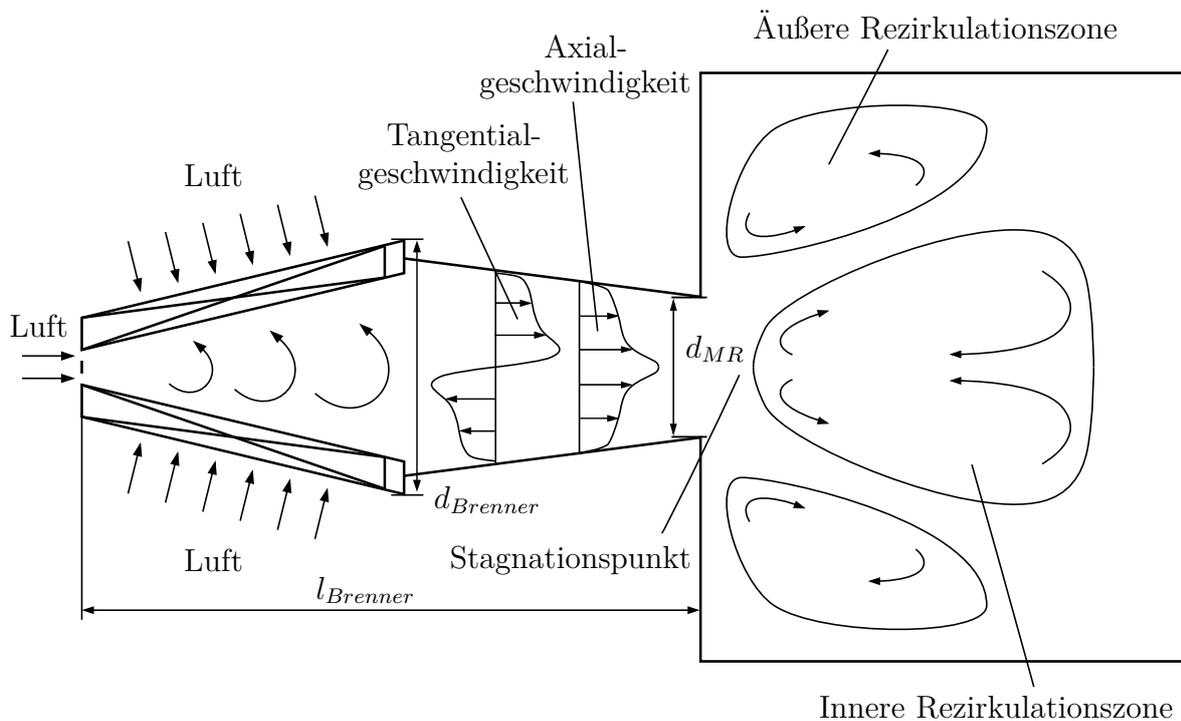


Abbildung 4.5: Prinzip des modifizierten EV-Brenners mit Mischrohr und wesentliche Charakteristika des Strömungsfelds

Durch die im Drallerzeuger verdrehte Verbrennungsluft entstehen die angedeuteten Axial- und Tangentialgeschwindigkeitsprofile. Die angegebenen Geschwindigkeiten und Geometrieabmaße sind in dieser Arbeit auf den Mischrohr Austrittsdurchmesser d_{MR} bezogen. In der Brennkammer platzt

die Drallströmung auf und es bilden sich eine innere und äußere Rezirkulationszone, die die Flamme am Stagnationpunkt aerodynamisch stabilisiert.

4.1 Numerische Strömungsoptimierung

Das Brennermodell wurde zunächst numerisch untersucht, um das Strömungsbild hinsichtlich der Axialgeschwindigkeitsverteilung, der Position der Rückströmzone, dem rezirkulierten Massenstrom und dem Drallprofil zu bewerten. In dieser Designphase wurden aus Gründen des numerischen Aufwands stationäre und instationäre RANS Simulationen verwendet. Es wurden verschiedene unverdrallte Kernmassenströme zur Beeinflussung der Position der Rückströmzone untersucht. Hierzu wird durch eine ringförmige Einlassfläche an der Öllanze ein Massenstrom aufgeprägt. In erster Linie bewirkt ein zusätzlicher Einlass im Brennerkopf eine Beschleunigung der Strömung. Durch die Interaktion mit der verdrallten Hauptströmung kann verhindert werden, dass sich, wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, durch radiale Diffusion der axialen Wirbelstärke der Wirbelkernradius mit zunehmender Lauflänge aufweitet. Die zusätzliche Mischlänge wurde als konvergentes konisches Rohr ausgeführt um, wie in Abschnitt 2.3 erläutert, den Einfluss der Wandreibung zu kompensieren und die Strömung zu beschleunigen. Es wurden schließlich zwei Mischrohre mit konstanter Länge, jedoch mit unterschiedlichen Austrittsdurchmessern untersucht, Konfiguration 65 mit 65% vom mittleren Drallerzeugeraustrittsdurchmesser und Konfiguration 75 mit 75%. Bei Konfiguration 75 ist jedoch schon ein Kernmassenstrom von 7,5% notwendig, um die Rückströmzone stromab des Mischrohraustritts zu platzieren. Dazu müsste das Kopfdesign des Brenners erneut umgearbeitet werden, um den hohen Kopfluftstrom neben der Öllanze realisieren zu können.

In Abbildung 4.6 sind die Axial- und Tangentialgeschwindigkeit der Konfiguration 65 mit 1% Kernmassenstrom im Schnitt durch den Brenner dargestellt. Durch die beschriebene Interaktion von Hauptströmung und unverdrallter Kernströmung steigt die Geschwindigkeit auf der Achse stark an. Mit Eintreten in die Brennkammer am Querschnittsprung wird die Strömung stark verzögert, die Stromlinien weiten sich auf und Wirbelauftreten tritt ein. Die Geschwindigkeitsüberhöhung auf der Rotationsachse ist sehr schmal und von starken radialen Gradienten der Axialgeschwindig-

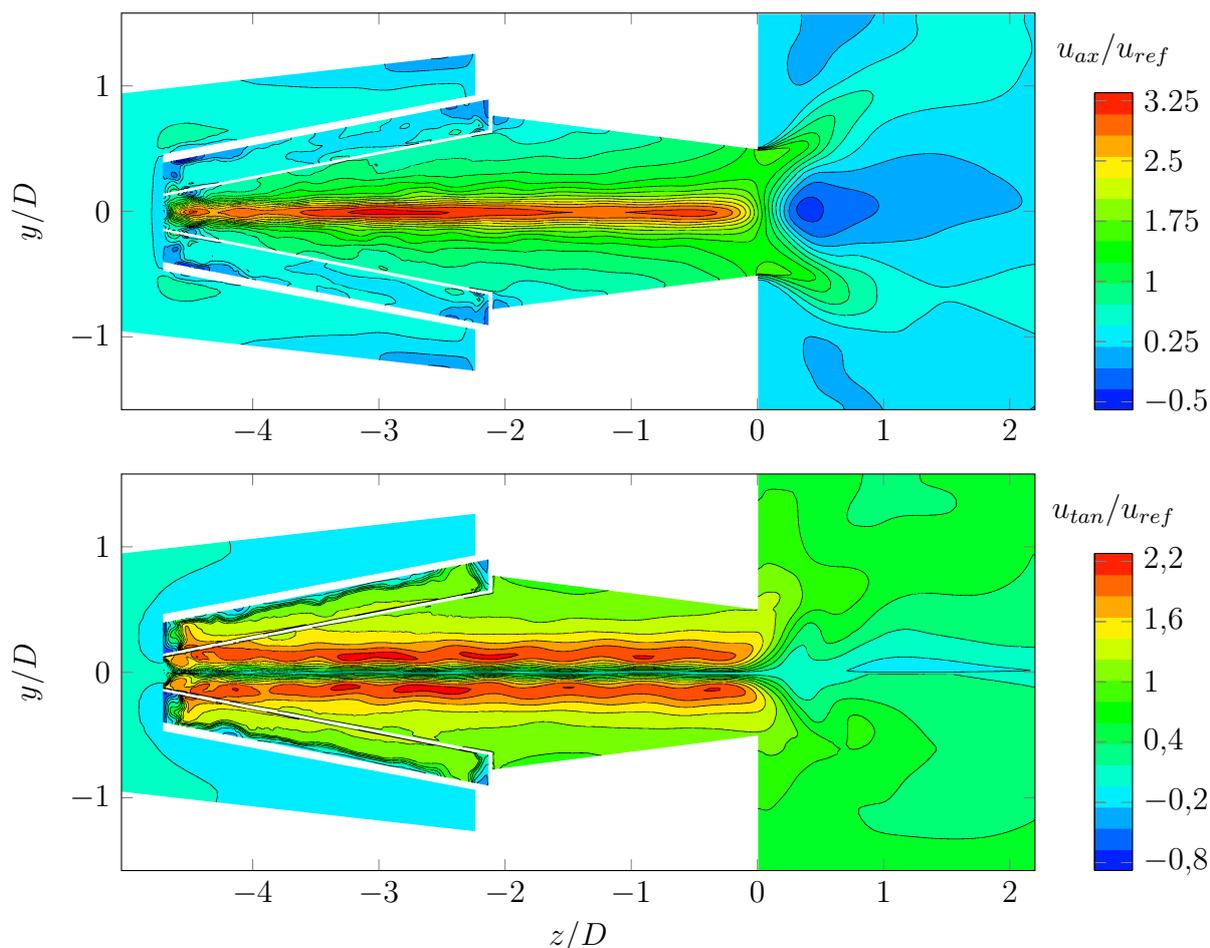


Abbildung 4.6: Normierte mittlere Axial- und Tangentialgeschwindigkeit mit 1% Kernströmung des modifizierten EV-Brenners

keit geprägt. In radialer Richtung fällt die Geschwindigkeit stark ab. Dies zeigt sich in den Profilen der Axialgeschwindigkeit im linken Teil von Abbildung 4.7. Der rechte Teil der Abbildung zeigt die Tangentialgeschwindigkeit u_φ . An der radialen Position der maximalen Tangentialgeschwindigkeit kann man den Wirbelkernradius erkennen. Das Wirbelprofil zeigt die Charakteristik eines Rankine-Wirbels. Der Wirbelkernradius ist mit $r/D = 0,125$ relativ klein und weitet sich erst bei Eintritt in die Brennkammer ab $z/D = 0$ auf. Die radiale Verteilung der Tangentialgeschwindigkeit hängt über die Querdruckgleichung (siehe Abschnitt 2.3) mit dem radialen Druckgradienten $\partial p/\partial r$ zusammen. Je höher die Tangentialgeschwindigkeit und je stärker sie in Achsnähe konzentriert ist, desto stärker ist der Druckgradient. Die Profile in Abbildung 4.7 und die Konturen in Abbildung 4.6 zeigen die radiale Verteilung der Tangentialgeschwindigkeit. Sie ist über die Länge des Drallerzeugers und des Mischrohres annähernd konstant in der Nähe

der Rotationsachse konzentriert. In Kombination mit dem geringen Radius ergibt sich dadurch ein hoher radialer Druckgradient. Für ein stabiles Strömungsfeld ist jedoch ein kleiner Druckgradient vorteilhaft, wie er in Festkörperwirbeln mit großem Wirbelkernradius zu finden ist. Ein kleiner radialer Druckgradient senkt die Anfälligkeit für Störungen, die ein vorzeitiges Wirbelaufplatzen verursachen können.

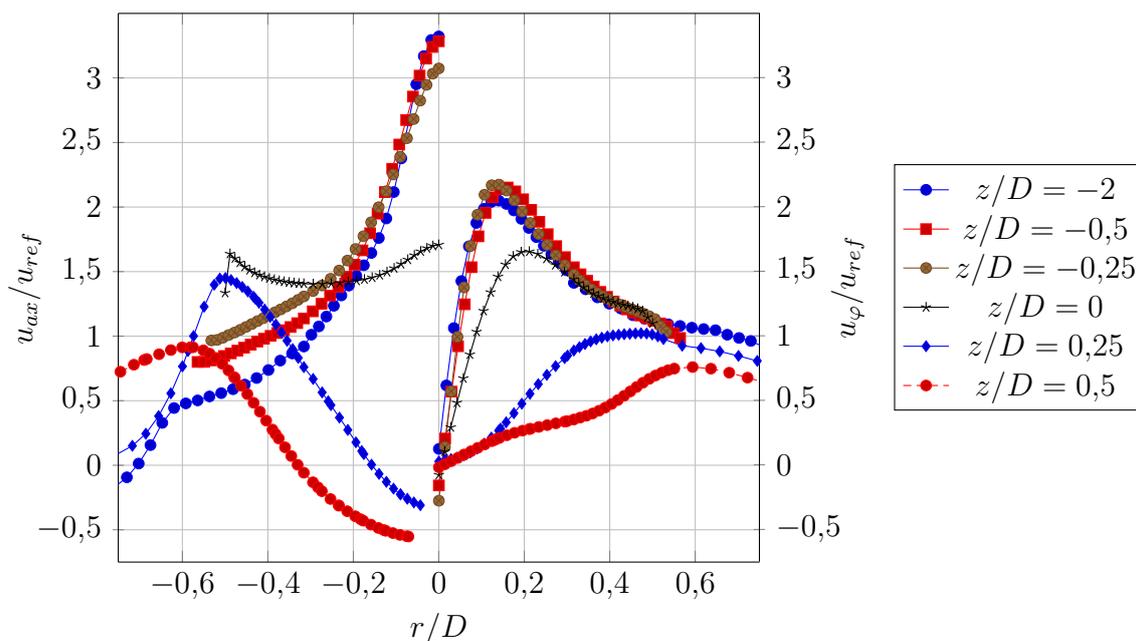


Abbildung 4.7: Profile der normierten mittleren Axial- und Tangentialgeschwindigkeit mit 1% Kernströmung

Die Art der Drallerzeugung bestimmt das Wirbelprofil und den Wirbelkernradius. Da in dieser Studie die Grundgeometrie des Drallerzeugers vorgegeben war konnte die Strömung in dieser Hinsicht nicht wesentlich beeinflusst werden. In dieser Phase wurden schon einige Defizite der verwendeten Geometrie deutlich. Für die Bewertung der Drallströmung ist die Wirbelstärke wichtig, deren Komponenten axiale Wirbelstärke ω_z und azimuthale Wirbelstärke ω_{φ} in Abbildung 4.8 in Polarkoordinaten dargestellt sind.

Eine wichtige Größe zur Beurteilung der Drallströmung ist der axiale Gradient der azimuthalen Wirbelstärke. Er wirkt im Gegensatz zur axialen Wirbelstärke auf mittleren und hohen Radien. Wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, kann die konvergente Strömungsberandung den Verlust an Tangentialgeschwindigkeit durch die Wandreibung kompensieren. Die azimuthale Wirbelstärke steigt in Strömungsrichtung an. In einem stabilen Strömungsfeld

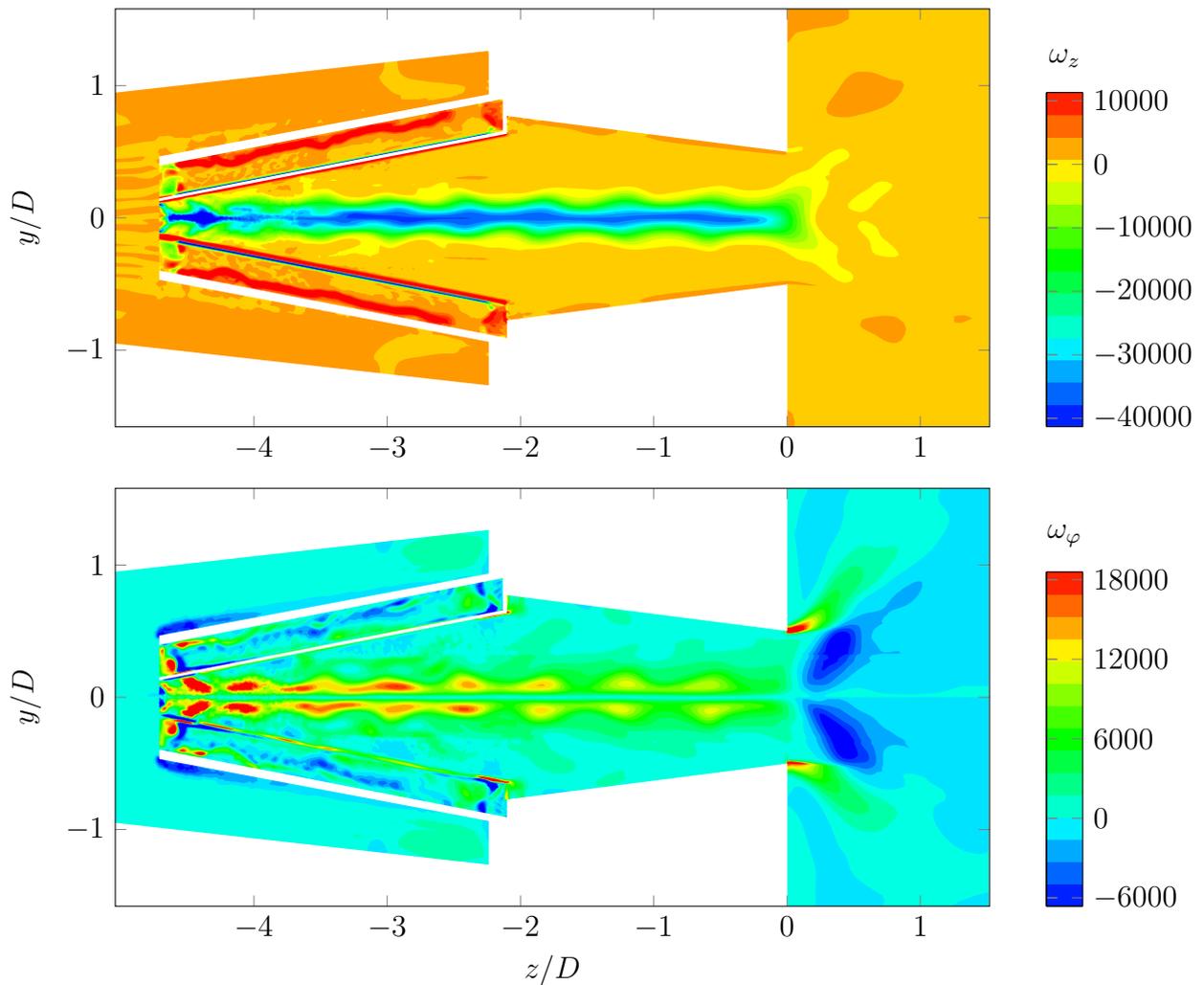


Abbildung 4.8: Axiale und azimuthale Wirbelstärke des modifizierten EV-Brenners

liegen stromauf der Brennkammer positive Werte von ω_ϕ und positive Gradienten $\partial\omega_\phi/\partial z$ vor. Der untere Teil von Abbildung 4.8 zeigt die azimuthale Wirbelstärke. Im Mischrohr sind die Werte von ω_ϕ positiv, jedoch nehmen sie im achsnahen Bereich in axialer Richtung leicht ab. Am Übergang zur Brennkammer sinkt ω_ϕ schlagartig ab, hier divergieren die Stromlinien und Wirbelaufplatzen tritt ein. Die Flamme induziert negative axiale Wirbelstärke, was den Effekt des Wirbelaufplatzens noch verstärkt. Am Mischrohraustritt stellt sich ein Umschlagsbereich ein, an dem sich der positive Gradient der azimuthalen Wirbelstärke in einen negativen Gradienten umkehrt. Strömungsinstabilitäten, hervorgerufen durch akustische Instabilitäten oder Geschwindigkeitsfluktuationen, können die Position dieses Umschlagsbereichs beeinflussen und ein Eindringen der Flamme in das Mischrohr ermöglichen [6].

Das Kriterium der positiven azimuthalen Wirbelstärke stromauf der Brennkammer wird von der untersuchten Strömung erfüllt, jedoch kann schon die Abnahme, also ein negativer Gradient der azimuthalen Wirbelstärke, ein Wirbelaufplatzen einleiten (Vgl. Abschnitt 2.2.4). Weiterhin weist die Strömung einen starken radialen Druckgradienten auf. Er ergibt sich aus der Konzentration der Tangentialgeschwindigkeit nahe der Rotationsachse. Fritz [21] konnte zeigen, dass eine Strömung, bei der sich die Tangentialgeschwindigkeit in Achsnähe erhöht, anfällig für verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen ist. Eine Strömung mit großem Wirbelkernradius und geringer Tangentialgeschwindigkeit zeichnete sich durch ein stabileres Betriebsverhalten aus. Die Auswirkung der hohen Tangentialgeschwindigkeit nahe der Achse auf das Flammenverhalten wird im Abschnitt 4.2 diskutiert.

4.2 Verbrennungsversuche

Zunächst wurde ein kleiner skaliertes Versuchsmodell des modifizierten EV-Brenners für den Prüfstand von Mayer [54] hergestellt. Abbildung 4.9 zeigt das aus zwei versetzten Halbschalen und dem Haupt- und Kopfflansch bestehende Messingmodell. Es wurde ohne Öldüse ausgeführt, um den Kernmassenstrom mittels Lochplatten mit verschiedenen Öffnungsverhältnissen variieren zu können.



Abbildung 4.9: Messingmodell des modifizierten EV-Brenners für Verbrennungsversuche mit Erdgas

Während der Versuche wurden die Güte der Flammenstabilisierung und die Lage der Rückschlagsgrenzen zur Charakterisierung des Betriebsverhaltens des Brenners bewertet. Er wurde mit zwei Mischrohrvarianten mit den oben beschriebenen Konfiguration 65 und 75 untersucht. Hinsichtlich des Brennerdruckverlusts ist ein großer Durchmesser vorteilhaft, denn der Druckverlust wird maßgeblich vom Übergang vom Mischrohr zur Brennkammer bestimmt. Tabelle 4.1 zeigt die Versuchsbedingungen der Rückschlagsversuche mit dem modifizierten EV-Brenner mit Erdgas als Brennstoff.

	Konf. 65	Konf. 75
$T [K]$	673	673
$u_{Luft} [m/s]$	13,5	30
$\phi_{Start} [-]$	0,48	0,45
$\phi_{Rückschlag} [-]$	1	0,53
$\phi_{Abblasen} [-]$	0,43	-

Tabelle 4.1: Versuchsbedingungen für Rückschlagversuche mit dem modifizierten EV-Brenner

Die Versuche zeigen, dass der Brenner nur in der Konfiguration 65 sinnvoll betrieben werden kann. Bei Konfiguration 75 tritt sich schon bei einem Äquivalenzverhältnis von $\phi_{Rückschlag} = 0,53$ und einer hohen Brenneraustrittsgeschwindigkeit von $u_{Luft} = 30 m/s$ ein Flammenrückschlag im Erdgasbetrieb auf. In diesem Fall wurde auf ein Lochblech für die Drosselung des Kernmassenstroms verzichtet, um überhaupt einen rückschlagsfreien Betrieb zu ermöglichen. Konfiguration 65 konnte mit einem Lochblech mit 59% offener Lochfläche betrieben werden. Hierbei wurde die Flamme jedoch schon bei $\phi_{Abblasen} = 0,43$ abgeblasen. Dazu trägt auch der hohe Kernmassenstrom bei, der jedoch notwendig war, um einen rückschlagsfreien Betrieb bis zum stöchiometrischen Äquivalenzverhältnis bei geringer Brenneraustrittsgeschwindigkeit von $u_{Luft} = 13,5 m/s$ zu ermöglichen.

Das Axialgeschwindigkeitsfeld in Abbildung 4.6 offenbart das kleine Volumen der Rückströmzone. Eine große Rückströmzone mit weit aufplatzender Strömung ermöglicht eine ausreichende Rezirkulation von reagierendem Gemisch, die das Frischgas entzündet und die Flamme aerodynamisch stabilisiert. Die oben beschriebenen starken radialen Gradienten der Tangential- und Axialgeschwindigkeit machen die Strömung anfällig für Störungen, die zum Flammenrückschlag führen können. Schon in der

in Abschnitt 4.1 beschriebenen aerodynamischen Untersuchung stellte sich heraus, dass das Strömungsfeld hinsichtlich Stabilität keine günstigen Eigenschaften aufweist. Aus den Beobachtungen der Flamme war ersichtlich, dass die Wand der zylindrischen Brennkammer der Stabilisierung der Flamme dient. Der Einfluss der Wand auf die Strömung wurde mit einer weiteren Konfiguration mit kleinerer Brennkammer numerisch untersucht. Der Flächensprung von Mischrohraustritt zu Brennkammer entspricht dem des Prüfstands von Mayer [54]. Ein Vergleich der Volumina der Rückströmzonen zeigt einen großen Unterschied. Wie in Abschnitt 3.3 beschrieben, stellen sich je nach Größe des Flächensprungs zwei Formen der Rückströmzone ein. Die Strömung legt sich in dieser Konfiguration an die Wand an. Dieses Verhalten ist im unteren Teil der Abbildung 4.10 illustriert.

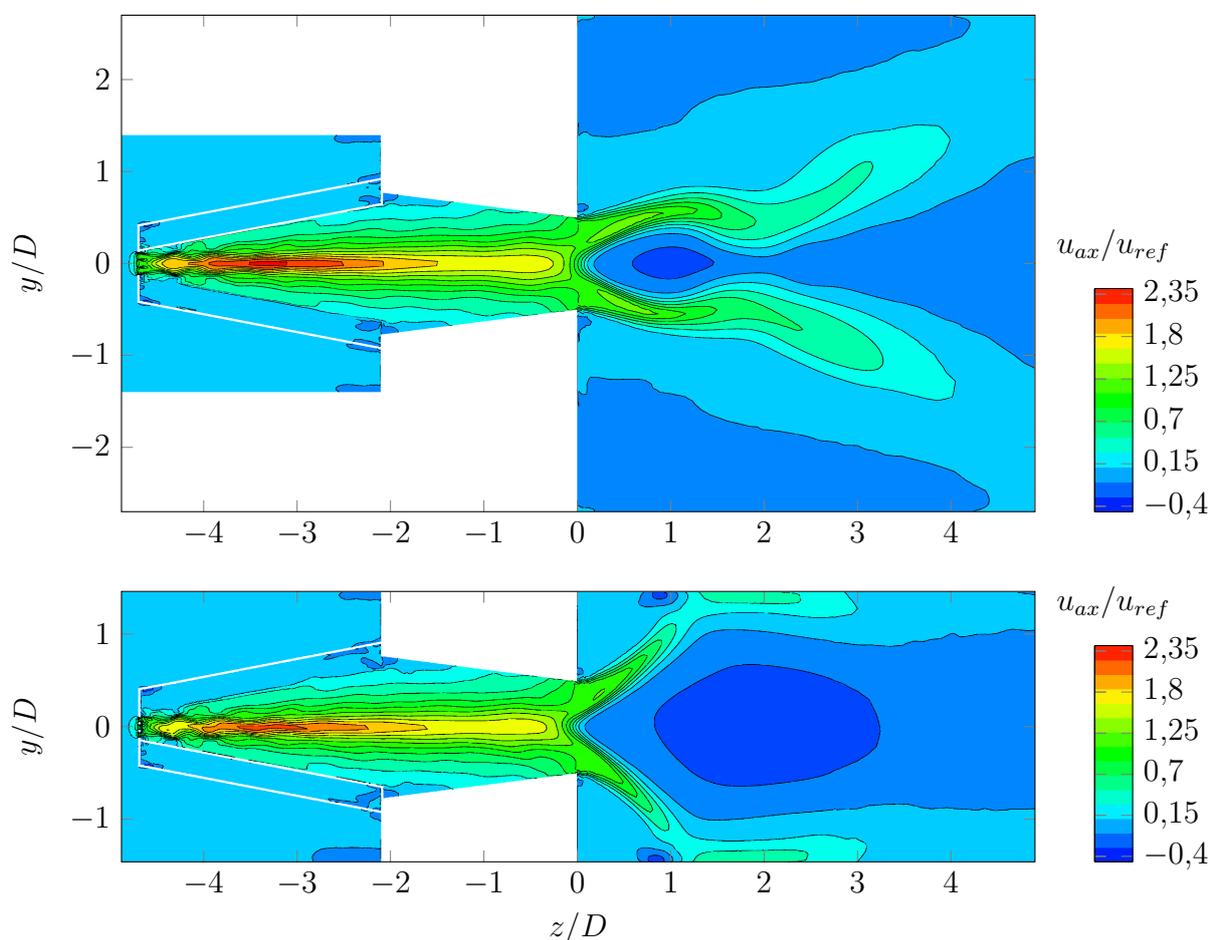


Abbildung 4.10: Axialgeschwindigkeitsfeld des modifizierten EV-Brenners in einer Brennkammer mit großem (oben) und kleinem (unten) Querschnittsprung

In der Brennkammer mit großem Querschnittsprung im oberen Teil der Abbildung 4.6 stellt sich hingegen eine frei aufplatzende Strömung ein (free

jet regime). In Gasturbinen werden vielfach Mehrbrennersysteme wie Ring- oder Siloanordnungen eingesetzt. Dadurch ergeben sich aus Sicht eines Brenners völlig unterschiedliche Randbedingungen in radialer Raumrichtung. Vor diesem Hintergrund muss ein Brenner für ein stabiles Flammenverhalten eine von der Einbausituation weitgehend unabhängige Strömung ausbilden. In Mehrbrenneranordnungen kommt es unter Umständen zu starken Interaktionen der Brenner mit den Nachbarbrennern (siehe Abschnitt 6.2). Sind die Drehrichtungen des Dralls gleich orientiert ergeben sich gegenläufige Strömungen in den Brennerzwischenräumen. Dadurch wird der Stabilitätsaspekt noch wichtiger.

Die Versuche zeigten, dass ein Betrieb nur durch die starke Beschleunigung der Strömung aufgrund der großen Konizität der Konfiguration 65 in Verbindung mit dem Kernmassenstrom möglich ist. Es wurde in diesen Versuchen nur Erdgas als Brennstoff verwendet. Auf einen Versuch mit Wasserstoff wurde verzichtet, da der hohe Druckverlust durch die Einschnürung auf 65% des mittleren Brenneraustrittsdurchmessers, der geringe rezirkulierte Massenstrom und das schlechte Flammenverhalten von Konfiguration 75 wenig Aussichten auf Erfolg boten.

Der modifizierte EV-Brenner bietet nicht die in Abschnitt 2.3 geforderten Eigenschaften einer stabilen Drallströmung und so konnten mit den Verbrennungsversuchen keine überzeugenden Ergebnisse erzielt werden. Aufgrund der konstruktiven Nähe zum EV17 konnte mit dem modifizierten EV-Brenner kein Festkörperwirbel mit großem Wirbelkernradius erzeugt werden. Daher wurde das Konzept verworfen und auf das von Mayer [54] und Sangl [63] entwickelte Drallbrennerprinzip des A²EV-Brenners zurückgegriffen.

5 Weiterentwicklung des A²EV-Brenners

5.1 Prinzip des A²EV-Brenners

Mayer [54] und Sangl [63] entwickelten einen Drallerzeuger für vorgemischte Verbrennung von Erdgas und synthetischen Gasen mit zum Teil hohem Wasserstoffanteil (Brenner Nr. 2 in Tabelle 1.1). Dieser A²EV-Brenner basiert auf Erkenntnissen und Vorarbeiten von Burmberger [6], Kiesewetter [36] und Fritz [21] und auf den industriell eingesetzten Brennern EV und AEV, dem am Lehrstuhl entwickelten TD_1 -Brenner und einer Patentschrift [56] des Unternehmens ALSTOM Power. Der TD_1 -Brenner ist ein Tangentialdrallerzeuger mit acht Schlitzten, angefügter konischer Düse und einem zentralen Staukörper zur Flammenstabilisierung. Die Drallzahl lässt sich durch eine Variation der Schlitzlänge anpassen und der Brenner wurde in vielen Forschungsvorhaben in unterschiedlichen Ausführungen erfolgreich eingesetzt. Weitere Details finden sich bei [86] und [6]. Die Art der Drallerzeugung beim A²EV-Brenner war die wichtigste Neuerung, die hinsichtlich Strömungsbild und Fertigung erhebliche Vorteile bzw. Vereinfachungen brachte.

Auf den Unterschied der Luftführung und Drallerzeugung im Gegensatz zur Weiterentwicklung des EV-Brenners in Abschnitt 4 wird im Folgenden eingegangen. Der geringe Wirbelkernradius des weiterentwickelten Modells des EV-Brenners wurde in Abschnitt 4.2 als Hauptursache für das schlechte Flammenverhalten identifiziert. Die numerischen Simulationen belegen die Relevanz der Tangentialgeschwindigkeitsverteilung stromauf der Flamme. Das neuartige Drallerzeugerkonzept wurde mit dem Ziel entwickelt, einen möglichst großen Wirbelkernradius ähnlich einem Festkörperwirbel zu erzeugen. Burmberger [6] zeigt, dass dies für die Stabilität der Rezirkulationszone und die Robustheit gegenüber wechselnden Betriebsbedingungen essenziell ist. Abbildung 5.1 verdeutlicht den konzeptionellen Unterschied zwischen den Drallerzeugern in einer 2D-Betrachtung. Da mit dem bisher verwendeten, auf dem EV-Brenner basierendem Design, ein geringer radialer Druckgradient und damit einhergehender großer Wirbelkernradi-

us nicht erreicht werden kann, muss die Art der Drallerzeugung verändert werden. Die Tangentialgeschwindigkeitsverteilung eines Drallbrenners entsteht durch die Luftführung beim Eintreten in den Drallerzeuger. Beim EV- und AEV-Brenner verringert sich bei konstanter axialer Position der radiale Abstand der Strömungsberandung zur Rotationsachse in Einströmrichtung durch die exzentrisch angeordneten zwei bzw. vier Kegelschalen. Die eintretende Verbrennungsluft wird in negative radiale Richtung zur Rotationsachse umgelenkt. Dies wird in der rechten Darstellung in Abbildung 5.1 deutlich.

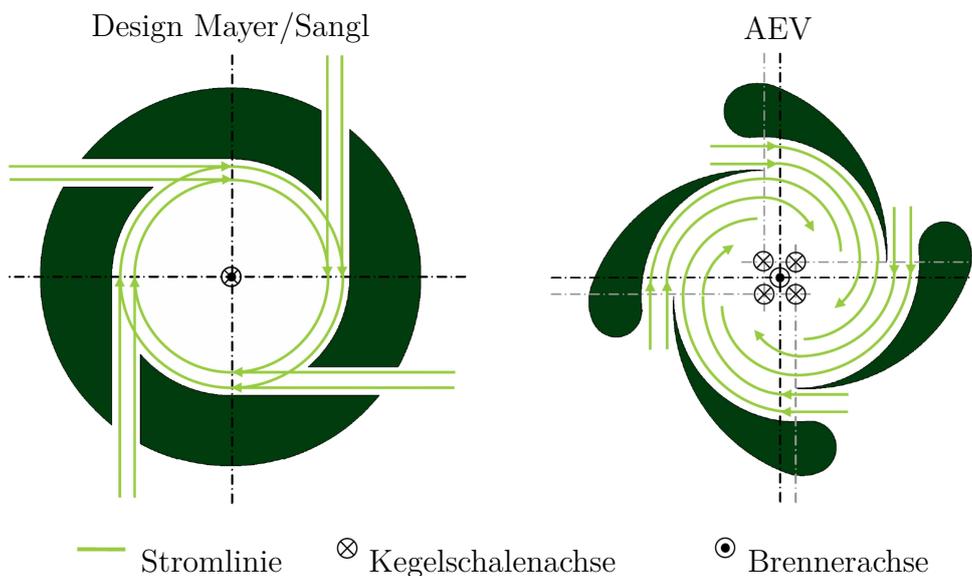


Abbildung 5.1: Prinzip der Drallerzeugung von A²EV-Brenner und AEV [63]

Durch die Drehimpulserhaltung erhöht sich die Tangentialgeschwindigkeit mit abnehmendem Radius. Wird nun zusätzlich unverdrallte Kernströmung auf der Rotationsachse verwendet, wird dieser Prozeß weiter verstärkt, da die anfangs unverdrallte Luft durch die auf höheren Radien rotierende Strömung in Rotation versetzt wird. Dann diffundiert axiale Wirbelstärke durch turbulente Diffusion in Richtung Rotationsachse, was wiederum die Tangentialgeschwindigkeit ansteigen lässt.

Der TD_1 -Brenner verfügt im Gegensatz zu EV und AEV über einen zylindrischen Drallerzeuger mit acht zur Zylinderinnenwand tangential angeordneten Einlassschlitzen. Dadurch bleibt der Abstand der Strömungsberandung zur Rotationsachse konstant. Allerdings strömt die Luft in axialer Richtung auf gleichem Radius ein. Die axiale Schlitzlänge ist im Vergleich zum Durchmesser des Brenners relativ kurz. Dadurch wird die am stromauf-

liegenden Ende der Schlitze eintretende Luft zwangsläufig zur Rotationsachse umgelenkt und dort konzentriert sich die Tangentialgeschwindigkeit. Darüber hinaus wird auch unverdrallte Luft auf der Rotationsachse verwendet sodass ein kleiner Wirbelkernradius im Brenner entsteht. Um dem entgegenzuwirken, wurde der neu entwickelte Brenner von Mayer [54] und Sangl [63] wie der EV- und AEV-Brenner konisch ausgeführt, die tangential ausgeführten Schlitze aber beibehalten. Somit kann der Drall in axialer Richtung immer an der entsprechenden radialen Distanz zur Rotationsachse aufgebaut werden, ohne ins Zentrum umgelenkt zu werden und es ergibt sich der gewünschte Festkörperwirbel mit großem Wirbelkernradius [63]. Dieses Brennerkonzept verfügt wie der weiterentwickelte EV-Brenner in Abschnitt 4 über ein konisches Mischrohr, sodass hier die gleichen Mechanismen wie beim modifizierten EV-Brenner gelten. Es gewährleistet, dass bei geeignetem Kernmassenstrom durch den annähernd konstanten Wirbelkernradius kein vorzeitiges Wirbelaufplatzen entsteht [54].

5.2 A²EV-Brenner mit zwei Schlitzen

Auf Basis des von Mayer [54] und Sangl [63] entwickelten Drallerzeugers wurde eine Variante mit zwei Schlitzen entworfen, um hinsichtlich der Geometrie nahe an der Vorgängertechnologie EV-Brenner zu bleiben. Zunächst wurden die Schlitzflächen verdoppelt, um Drallzahl und Druckverlust annähernd beizubehalten und ein Platzhalter für die Öleindüsungslanze integriert. Abbildung 5.2 zeigt den Brenner in drei Ansichten.



Abbildung 5.2: A²EV-Brenner mit zwei Schlitzen, Variante drei (Nr. 3 in Tab. 1.1)

Die Geometrie wurde mit Hilfe von Strömungssimulationen weiterentwickelt, um dem in Abschnitt 2.3 geforderten Strömungsbild und besonders dem Tangentialgeschwindigkeitsprofil Rechnung zu tragen. Die Schlitzte wurden im Gegensatz zum A²EV-Brenner weiter stromab platziert, um eine große Überschneidung der verbreiterten Schlitzte im Brennerkopf zu verhindern. Dieser Entwurf (Nr. 3 in Tabelle 1.1) wurde mit RANS-Simulationen untersucht, um gegebenenfalls Unterschiede im Strömungsbild zum Brenner mit vier Schlitzten festzustellen. Durch den Öllanzenplatzhalter erhält der Brenner eine ringförmige Einlassfläche im Kopf, die hinsichtlich des eintretenden Massenstroms optimiert wurde. Das sich einstellende Drallprofil, die Position der Rückströmzone und die Stabilität der Aerodynamik wurden zunächst untersucht. Dieser Entwurf versprach im Vergleich zum modifizierten EV-Brenner die gewünschte Verbesserung hinsichtlich der Größe der Rückströmzone. Die Strömung platzt nun weit auf und mit der Beschleunigung im Mischrohr werden die in Abschnitt 2.3 genannten Stabilitätskriterien erfüllt. Abbildung 5.3 zeigt das axiale Strömungsbild des Brenners.

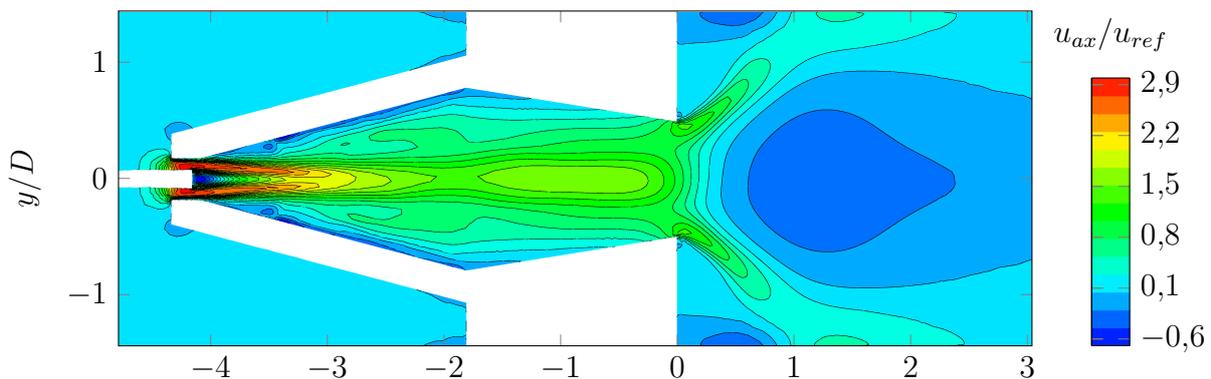


Abbildung 5.3: Axialgeschwindigkeit des A²EV-Brenners mit zwei Schlitzten, Variante drei (Nr. 3 in Tabelle 1.1)

Durch den zentralen Einlass am Brennerkopf tritt ein Teil der Strömung ein und wird stark beschleunigt. Dadurch stellt sich eine Geschwindigkeitsüberhöhung im Zentrum des Brenners ein, die zwar im weiteren Verlauf an Intensität verliert, fortwährend aber bestehen bleibt. Einmal in den Drallerzeuger eingetreten, fehlt der Kernströmung der Antrieb, sodass die Strömung verzögert wird. Die Interaktion der tangential eintretenden Hauptströmung mit der unverdrallten Kernströmung ist relativ gering. Daher entsteht auch keine zusätzliche Beschleunigung der Strömung auf der

Achse des Drallerzeugers. Der Wirbelkernradius weitet sich im Drallerzeuger auf, da der Durchmesser des Konus mit zunehmender Länge ansteigt. In axialer Richtung wird nun auf immer höheren Radien Drall aufgeprägt. Bis zum stromabseitigen Ende der Schlitze sinkt die Tangentialgeschwindigkeit aufgrund der Drehimpulserhaltung bei steigendem Radius. Im konischen Mischrohr wird die Strömung beschleunigt, Axial- und Tangentialgeschwindigkeit nehmen wieder zu. Dadurch werden Geschwindigkeitsverluste durch Wandreibungseffekte kompensiert. In Abbildung 5.4 wird deutlich, dass die Tangentialgeschwindigkeit im Mischrohr in Wandnähe zunimmt, die Geschwindigkeitsverteilung im Zentrum aber relativ konstant bleibt.

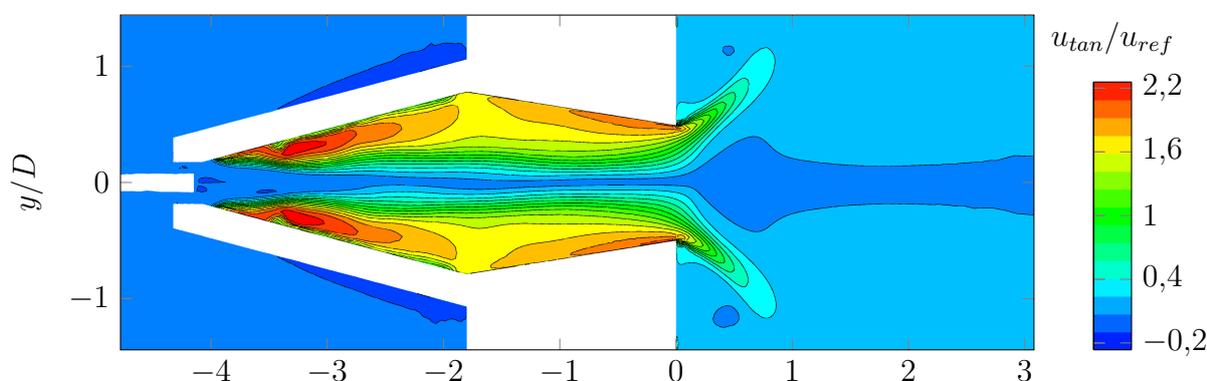


Abbildung 5.4: Tangentialgeschwindigkeit des A²EV-Brenners mit zwei Schlitzen, Variante drei (Nr. 3 in Tabelle 1.1)

Im Zuge von Netzunabhängigkeitsstudien wurde jedoch festgestellt, dass mit der Verwendung von zwei Schlitzen Asymmetrien im Zentralwirbel im Drallerzeuger auftreten können, wie sich in Abbildung 5.5 zeigt.

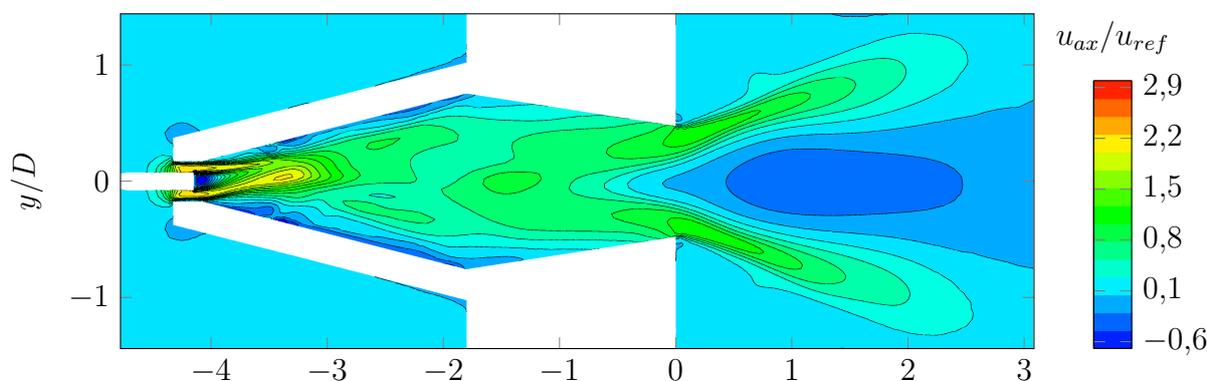


Abbildung 5.5: Asymmetrischer Zentralwirbel im Axialgeschwindigkeitsfeld des A²EV-Brenners mit zwei Schlitzen, Variante drei (Nr. 3 in Tabelle 1.1)

Diese Berechnungen wurden stationär durchgeführt und die Asymmetrie trat teilweise nach bereits fortgeschrittener Rechnung auf, teilweise kurz nachdem sich die wesentlichen Strömungscharakteristika zu Beginn der Berechnung eingestellt haben. Der konkrete Auslöser für dieses Verhalten konnte nicht festgestellt werden, da die Netzauflösung und nicht die Geometrie geändert wurde. Durch die radiale Auslenkung des Wirbels wird die Strömung weiter stromab stark beeinflusst. Das Mischrohr bewirkt zwar noch eine Beschleunigung, jedoch ist die Axialgeschwindigkeitsverteilung auf der Rotationsachse derart gestört, dass die Rückströmzone bis in das Mischrohr eindringen kann. Dies ist unter allen Umständen zu vermeiden, da es einen Flammenrückschlag in den Brenner ermöglicht.

Da die Ursache nicht geklärt werden konnte wurde versucht, die Geometrie des Drallerzeugers derart zu verändern, dass die Asymmetrie vermieden werden kann. So wurde der radiale Abstand der Schlitze zur Position des Kernströmungseinlasses variiert, um die Interaktion von Kern- und Hauptströmung zu reduzieren. Dieser Effekt wurde auch durch die Verlagerung des Startpunktes der Schlitze in Richtung stromab angestrebt. Des Weiteren wurde die Einlaufgeometrie der Kernströmung, der Kegelwinkel, die Geometrie der Schlitze und der Massenstrom der Kernströmung variiert.

Im Folgenden sind beispielhaft zwei weitere Varianten aufgeführt. Bei der Variante vier des A²EV-Brenners mit zwei Schlitzen in Abbildung 5.6 wurde der Brenner durch einen flacheren Kegelwinkel verlängert, um die Aufprägung des Dralls mit geringeren Gradienten durch eine größere Länge zu ermöglichen.

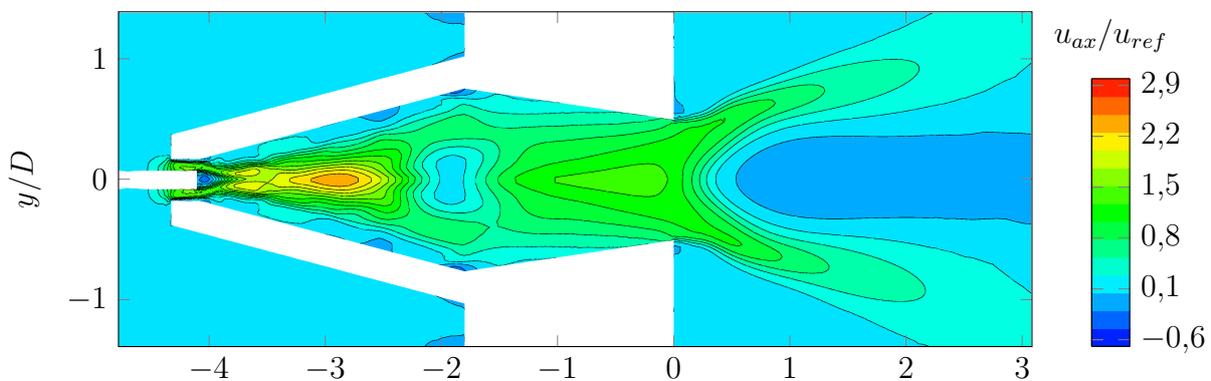


Abbildung 5.6: Variante vier des A²EV-Brenners mit zwei Schlitzen mit vorzeitigem Wirbelaufplatzen (Nr. 4 in Tabelle 1.1)

Es zeigt sich eine starke Verzögerung der Strömung am Übergang von Brenner zum Mischrohr bis zum vollkommenen Stillstand. Durch die starke Verzögerung des Zentralwirbels wird negative azimuthale Wirbelstärke induziert, die zu einer starken Aufweitung der Strömungslinien führt. Dies begünstigt ein unerwünschtes vorzeitiges Wirbelaufplatzen im Brenner.

Die unverdrallte Kernströmung wird im Ringspalt im Brennerkopf stark beschleunigt und nach Eintritt in den Drallerzeuger wiederum verzögert. Während dieser Verzögerung interagiert die Kernströmung mit der verdrallten Hauptströmung. In der in Abbildung 5.7 vorgestellten Variante fünf wurde versucht, die Hauptströmung von der Kernströmung zu entkoppeln, indem der radiale Abstand im stromaufseitigen Bereich der Schlitze zur Rotationsachse vergrößert wurde. Ziel war es, die Verzögerung der Kernströmung abzuschließen bevor sie mit der Hauptströmung in Kontakt tritt. Damit lässt sich die Verzögerung der Strömung wie in der Variante vier in Abbildung 5.6 und das vorzeitige Wirbelaufplatzen verhindern.

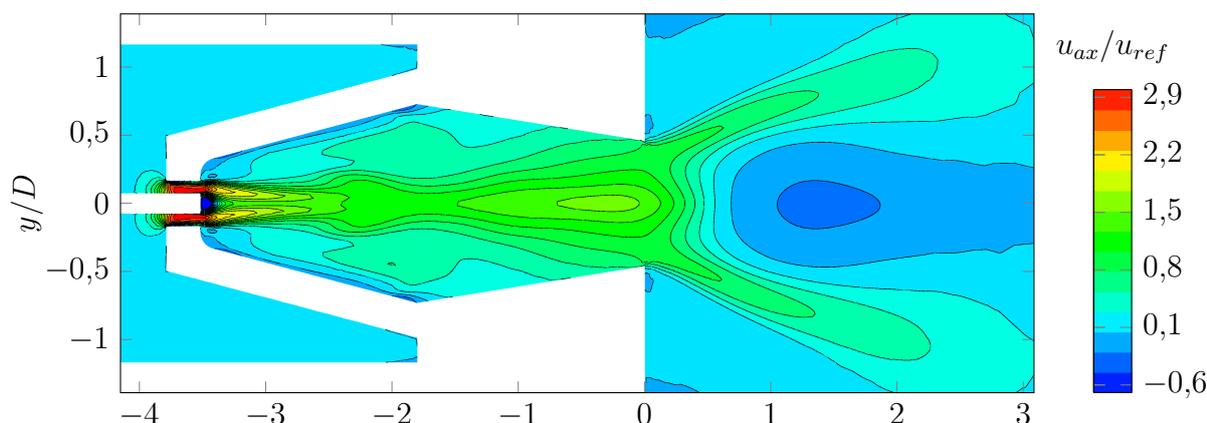


Abbildung 5.7: A²EV-Brenners mit zwei Schlitzen, Variante fünf (Nr. 5 in Tabelle 1.1)

Dieser Versuch war aber nicht erfolgreich, da der Zentralwirbel nun mehr Bewegungsspielraum erhält und sich dadurch die Asymmetrie wieder einstellen kann, wie Abbildung 5.8 zeigt. In diesem Fall ist die Auslenkung des Wirbels geringer als in der Variante drei in Abbildung 5.5. Das konvergente Mischrohr beschleunigt die Strömung und konzentriert sie im Zentrum. Als Folge werden die Asymmetrien leicht abgebaut und die Rückströmzone reicht nicht bis in das Mischrohr.

Die Unabhängigkeit des Aufplatzwinkels von der Größe des Plenums wurde am Beginn dieser Teilstudie durch die Simulationen mit unterschiedlichen Plenumsdurchmessern sichergestellt.

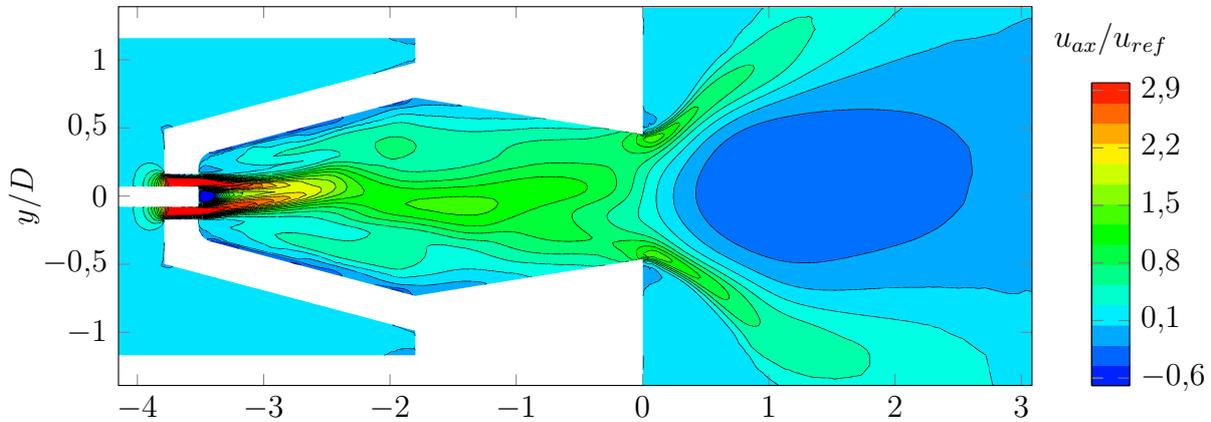


Abbildung 5.8: A²EV-Brenners mit zwei Schlitzen mit asymmetrischem Zentralwirbel, Variante fünf (Nr. 5 in Tabelle 1.1)

Auf Basis von stationären RANS Simulationen kann keine fundierte Aussage über das transiente Verhalten getroffen werden. Instationäre Rechnungen können weitere Anhaltspunkte liefern, sie bedürfen jedoch einer viel längeren Berechnungszeit und waren daher in dieser Phase der Designfindung ungeeignet. Grundsätzlich muss sich die Strömung schon im stationären Fall stabil ausbilden. Im Falle der Ausbildung eines asymmetrischen Zentralwirbels kann davon ausgegangen werden, dass sich im instationären Fall das Verhalten zumindest nicht verbessert, wahrscheinlich jedoch verschlechtert. Die Stabilität der Strömung im isothermen Fall ist von zentraler Bedeutung für das Betriebsverhalten des Brenners. Sie ist eine Vorbedingung für die Durchführung von instationären numerischen Rechnungen und Verbrennungstests.

Im Verlauf der Studie wurden verschiedene Varianten des A²EV-Brenners mit zwei Schlitzen berechnet. Keine konnte jedoch ein zufriedenstellendes symmetrisches Strömungsbild aufweisen. Im Folgenden wird das dem System mit zwei Schlitzen inhärente Problem der asymmetrischen Drallerzeugung erörtert. Bei der Verwendung von nur zwei Schlitzen muss die Schlitzweite vergrößert werden um den Druckverlust und die Drallzahl konstant zu halten. Eine Halbierung der Schlitzanzahl erfordert eine Verdoppelung der Schlitzweite und somit ragen die Schlitze weiter in die Mitte des Brenners hinein, wenn die Form des Kegels konstant bleibt. Mit der unverdrallten

Kernströmung ergibt sich eine viel stärkere Überschneidung der Schlitze mit dem Strömungspfad der Kernströmung. Gleichzeitig begünstigen nur zwei Schlitze einen asymmetrischen Aufbau der Strömung. Mit Hilfe von Abbildung 5.9 kann dieser Sachverhalt erklärt werden.

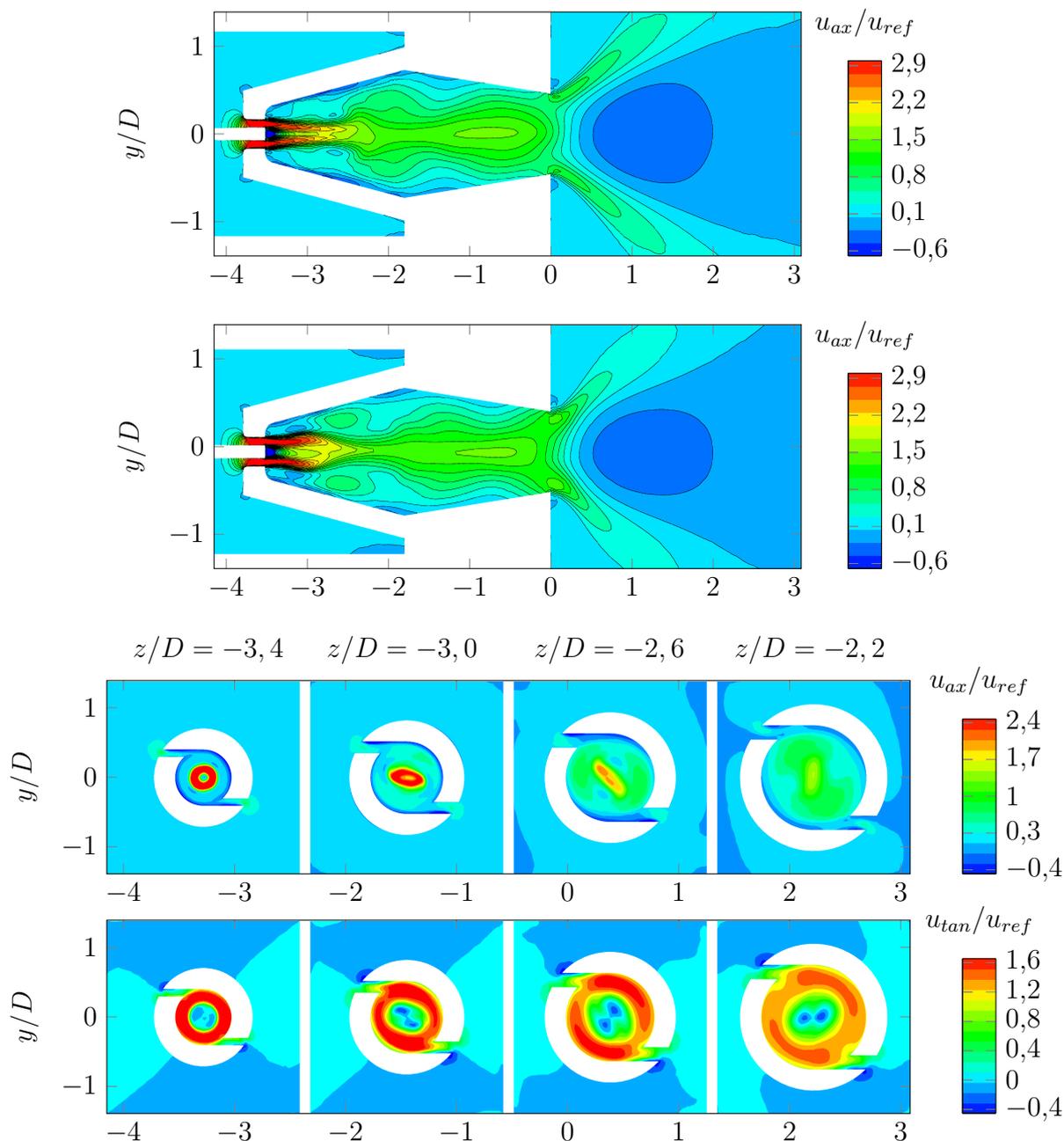


Abbildung 5.9: A²EV-Brenners mit zwei Schlitzen, Variante fünf (Nr. 5 in Tabelle 1.1), im x-z-Schnitt, im y-z-Schnitt und in vier Querschnitten durch den Drallerzeuger

Die oberen beiden Axialschnitte zeigen die x-z-Ebene und die um 90° versetzte y-z-Ebene. In der erstgenannten Ebene weitet sich die Kernströmung

leicht auf, während sie in der y-z-Ebene durch den einsetzenden Einfluss der Hauptströmung zur Rotationsachse gezwungen wird. Im weiteren Verlauf der Strömung in Richtung Brennkammer kehrt sich dieses Verhältnis um. Zunächst wird kurz vor dem Übergang von Drallerzeuger zum Mischrohr die Strömung in der x-z-Ebene ins Zentrum gezwungen und in der y-z-Ebene weitet sie sich auf. Da der Drall nur im Drallerzeuger aufgeprägt wird, baut sich diese Asymmetrie im Mischrohr ab. Im unteren Teil von Abbildung 5.9 sind die Axial- und Tangentialgeschwindigkeit in Querschnitten in verschiedenen axialen Positionen durch den Drallerzeuger abgebildet. Zunächst erkennt man in der Position $z/D = -3,4$ noch keinen Einfluss der Hauptströmung der zwei Schlitze, denn die Geschwindigkeitsverteilung ist weitgehend symmetrisch. Erst in den Positionen $z/D = -3,0$ und $z/D = -2,6$ wird deutlich, wie sehr der zentrale Wirbel von der tangential eintretenden Hauptströmung beeinflusst wird. Der Drehimpuls wird auf die Hauptströmung übertragen und versetzt den anfangs unverdrallten Kern in Rotation. In Position $z/D = -3,0$ stellt sich eine Scherschicht mit starken radialen Gradienten der Axial- und Tangentialgeschwindigkeit ein. Durch die Übertragung der Tangentialgeschwindigkeit auf den Kern erhält der Bereich der Axialgeschwindigkeitsüberhöhung im x-y-Schnitt eine elliptische Form. In Position $z/D = -2,6$ ist dieses Phänomen weiter fortgeschritten, die Ellipse ist weiter abgeflacht. Ab Position $z/D = -2,2$ ist der Effekt in der Axialgeschwindigkeit durch die Verwendung einer einheitlichen Konturenverteilung in dieser Abbildung kaum mehr zu erkennen. In der Tangentialgeschwindigkeitsverteilung ist der Einfluss der zwei Schlitze ebenfalls deutlich zu sehen. Es bildet sich ein Wirbelkernpaar aus, das in den beiden Kernen nahezu rotationsfrei ist. Dieses Wirbelpaar rotiert nun im Verlauf der Strömung um die Brennerachse und ist im Querschnitt bei Position $z/D = -2,2$ noch deutlich zu erkennen.

Hier zeigt sich der Nachteil der Verwendung von zwei Schlitzen mit tangentialer Einströmung beim A²EV-Brenner: Die Ausführung des A²EV-Brenners mit zwei Schlitzen bietet der Strömung zu viel Spielraum für die Ausbildung von Asymmetrien und einen großen Bereich der Überschneidung mit der Kernströmung. Der TD_1 -Brenner, bei dem die Strömung wie beim A²EV-Brenner ebenfalls tangential einströmt, verfügt sogar über acht tangentiale Einlassschlitze. Obwohl der EV-Brenner ebenfalls über nur zwei Schlitze verfügt, bewirkt der starke Zwang der Strömung zur Rotationsach-

se einen symmetrischen Drallaufbau. Dieser erfolgt jedoch, wie in Abbildung 5.1 erläutert, im Gegensatz zum A²EV-Brenner nach einem anderen Prinzip. Somit kann gezeigt werden, dass das Prinzip der Drallerzeugung mit tangentialen Schlitten hinsichtlich der Anzahl der Schlitte eine sinnvolle Untergrenzen bei vier Schlitten hat¹. Aufgrund der in dieser Studie erzielten Erkenntnisse wurde das Konzept mit zwei tangentialen Einlassschlitten verworfen und auf den Entwurf von Mayer [54] und Sangl [63] zurückgegriffen.

5.3 A²EV-Brenner mit vier Schlitten

Wie am Ende in Abschnitt 5.2 erwähnt, wurde der in den Arbeiten von Mayer [54] und Sangl [63] entwickelte A²EV-Brenner (Nr. 2 in Tabelle 1.1) in dieser Arbeit in einer auf Maschinengröße skalierten Version verwendet. Abbildung 5.10 zeigt den Brenner in der Gesamtansicht, im Schnitt durch die y-z-Ebene und in einer Draufsicht in halbtransparenter Darstellung.

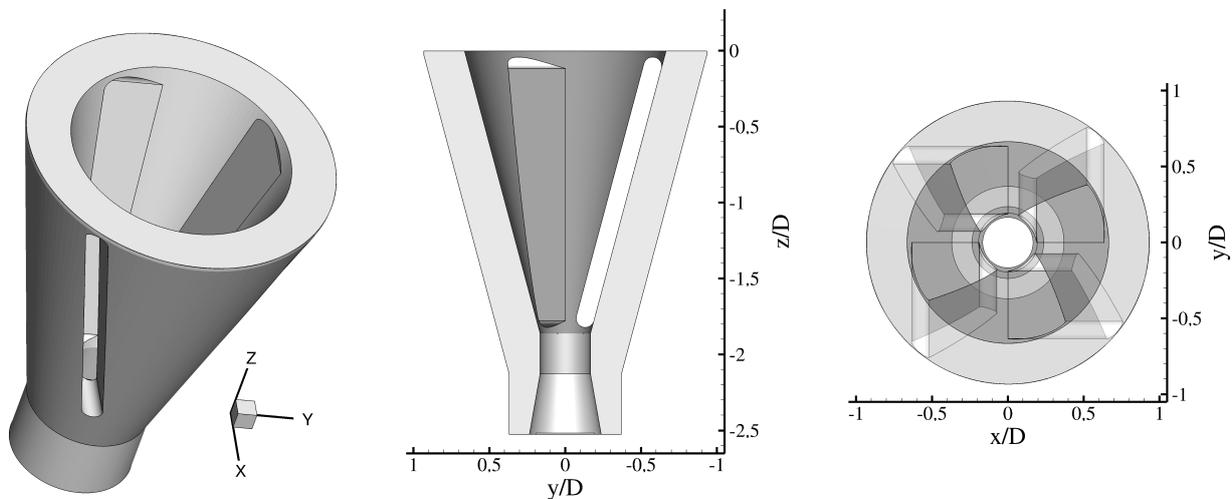


Abbildung 5.10: A²EV-Brenner mit 4 Schlitten (Nr. 2 in Tabelle 1.1)

An den Brennerkopf wurde ein Bauteil angefügt, das die Höhe des Kernmassenstroms definiert. Es besteht aus einer Düse und einer Scheibe, die ein Platzhalter für die in Abschnitt 5.2 vorgestellte Öllanze darstellt. Die geometrischen Abmessungen dieses Bauteils und des A²EV-Brenners wurden von Mayer [54] übernommen. Im Gegensatz zu dem in den Experimenten verwendeten Modell wird jedoch in der Strömungssimulation kein Lochblech

¹Es wurde keine Variante mit drei Einlassschlitten untersucht.

modelliert, sondern der durch das Lochblech verursachte Druckverlust wird über eine Reduktion des frei bleibenden Ringspalts realisiert. Dieses Vorgehen reduziert die Komplexität des numerischen Modells. Es kann davon ausgegangen werden, dass das Turbulenzprofil des Lochbleches keine Rolle spielt, da die Distanz zum Ort des Kontakts mit der Hauptströmung ca. $30 D_{Loch}$ beträgt. Bei diesem Abstand kann die Turbulenz als in kleinste Skalen zerfallen und somit als ungerichtet betrachtet werden. Der Einfluss des Lochblechs ist daher nicht mehr relevant. Abbildung 5.11 zeigt die experimentelle und numerische Konfiguration im Halbschnitt.

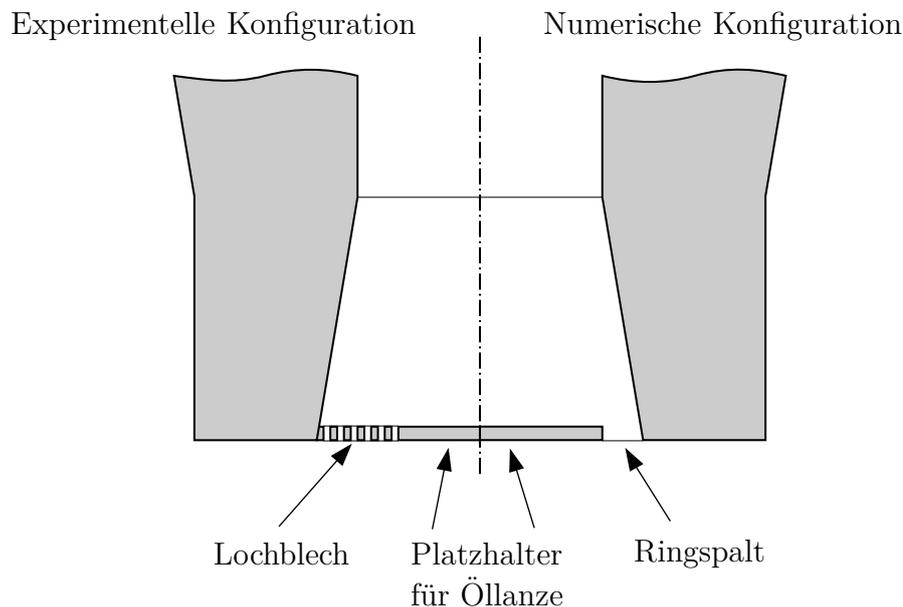


Abbildung 5.11: Halbschnitte der experimentellen (links) und numerischen (rechts) Konfiguration des Kopfeinlasses des A²EV-Brenners mit 4 Schlitzen

Die geometrischen Verhältnisse des Mischrohrs sind identisch mit denen des in Abschnitt 5.2 vorgestellten Modells und der Brenneraustrittsdurchmesser D_{MR} entspricht dem des Prototypbrenners.

5.4 Prototypbrenner

5.4.1 Anpassung an Einbaubedingungen

Gasturbinen werden überwiegend in Mehrbrenneranordnungen betrieben. Vom Unternehmen ABB wurde Ende der 1980er Jahre eine Maschine mit EV-Brennern in Silobauweise entwickelt. Diese Silobrennkammer wurde als Testfall für den weiterentwickelten Brenner vorgesehen. Es ergibt sich somit eine Einbausituation wie in Abbildung 5.12 gezeigt.

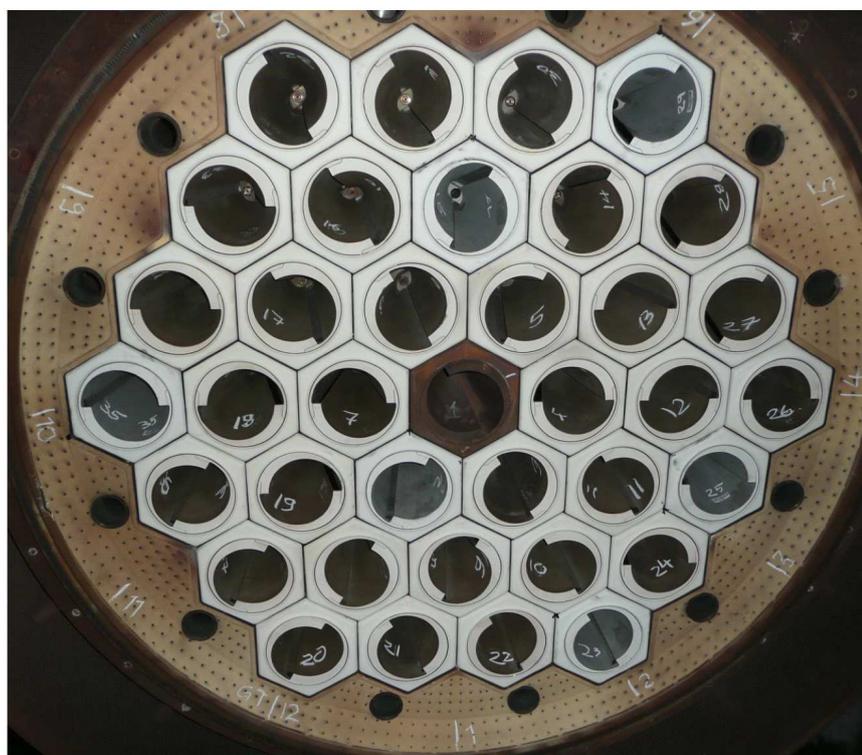


Abbildung 5.12: Blick in eine Silobrennkammer auf die Brenner in Matrixanordnung, Quelle: Alstom Power

Die Brenner sind in einer Matrix angeordnet. Diese Einbausituation begrenzt die radiale Ausdehnung eines Brenners durch die Existenz der Nachbarbrenner. Das verwendete Brennermodell A²EV musste nun an diese Bedingungen angepasst werden und wurde zunächst auf Maschinengröße skaliert. Für einen geringen Brennerdruckverlust ist es von Vorteil, einen möglichst großen Brenneraustrittsdurchmesser zu realisieren. Da die geometrischen Verhältnisse zwischen Brenner- und Mischrohrdurchmesser konstant bleiben, musste ein Kompromiss zwischen maximalem Brenne-

raustrittsdurchmesser und maximal möglichem Drallerzeugerdurchmesser gefunden werden. Die Außenkontur des Drallerzeugers wurde daraufhin an seiner breitesten Stelle zylindrisch ausgeführt, um einen Austrittsdurchmesser von $D_{MR} = 0,55 D_{Mehrbrennermatrix}^2$ zu ermöglichen. In einem weiteren Schritt wurden alle vier Schlitze mit einer Gaseindüsung in Form von vier Gaszufuhrkanälen im Brenner versehen, die von stromaufwärts versorgt werden. Die Zufuhr an Verbrennungsluft für die Kernströmung musste parallel zur Gasversorgung sichergestellt werden. Es wurde dafür vom Industriepartner ein Kopfaufsatz entworfen, der in einem Bauteil die Versorgung von Gas für die Gasbelochung und von Verbrennungsluft für die Kernströmung sicherstellt. Abbildung 5.13 zeigt den Entwurf des Prototyps (Nr. 7 in Tabelle 1.1).

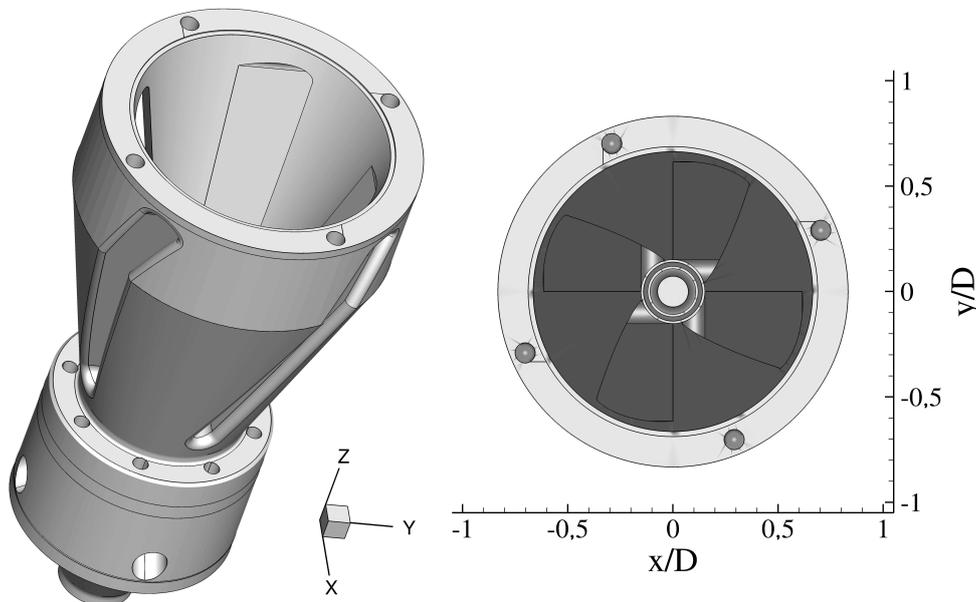


Abbildung 5.13: Prototyp (Nr. 7 in Tabelle 1.1) in Gesamtansicht und Draufsicht

Dieser Brenner verfügt im Gegensatz zum A²EV-Brenner über abgerundete Schlitze. Daher werden Strömungsablösungen an den Schlitzhinterkanten vermieden. Bei der Auslegung der Schlitzbreite musste dieser Umstand berücksichtigt werden, um die Höhe des Gesamtdralls beizubehalten. Abbildung 5.14 zeigt das Modell im Schnitt durch den Drallerzeuger. Der Kopfaufsatz verfügt über vier seitliche Einlässe für die Kernverbrennungsluft. Die Gaszufuhr ist stromaufwärts über den zentralen Flansch vorgesehen. In der Schnittebene sind zwei Zugänge für die Kopfluft zu sehen. Die Gas-

²Maximaler Außendurchmesser eines Brenners in der Mehrbrenneranordnung einer Silobrennkammer.

kanäle, die die Gaszufuhr im linken Teil des Bildes mit den Gaskanälen zur Belochung verbinden, sind in diesem Schnitt nicht ersichtlich.

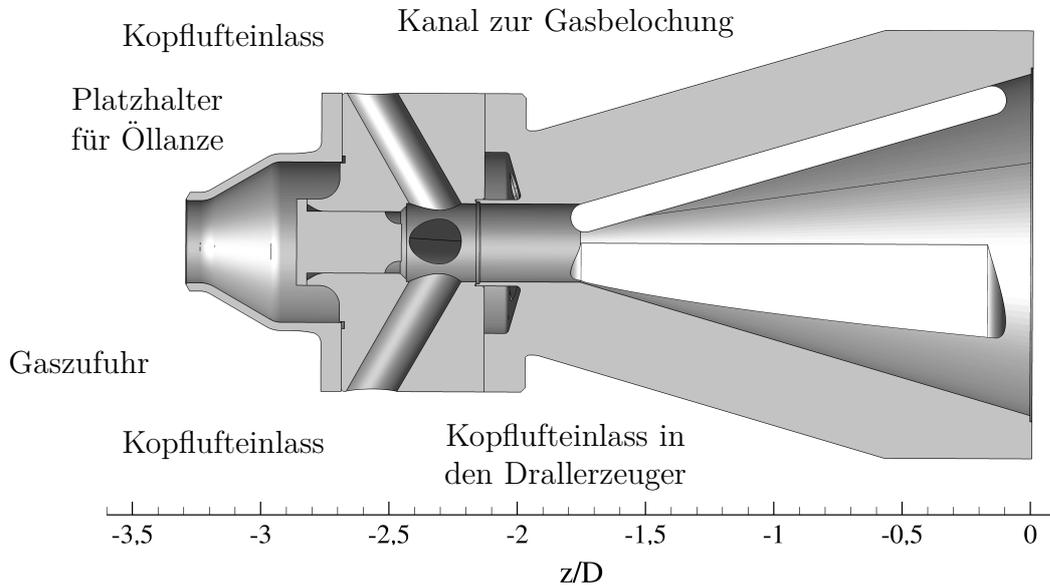


Abbildung 5.14: Prototyp im Schnitt

Die Explosionsdarstellung 5.15 illustriert die vier Gasdurchgänge des Kopfaufsatzes und die vier Gaskanäle, die zur Belochung führen.

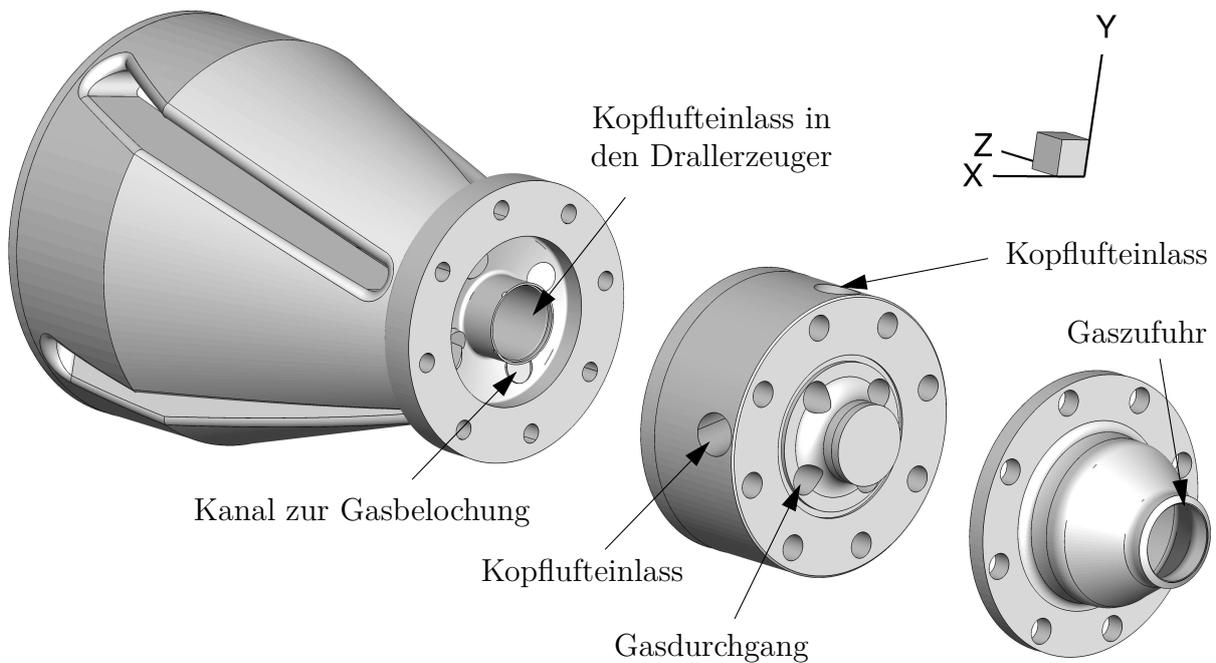


Abbildung 5.15: Prototyp mit Komponenten in Explosionsansicht

Durch die Verdrehung der Gasdurchgänge gegenüber den vier Kopflufteinlässen um 45° kann im Kopfaufsatz die Verbrennungsluft an den Gaskanälen vorbeigeführt werden. Die Gasbelochung war für die numerischen Studien nicht relevant und ist daher in den Abbildungen nicht berücksichtigt.

5.4.2 Ergebnisse der Verbrennungsversuche

In den atmosphärischen Verbrennungstests konnte kein stabiles Flammenverhalten wie in den Versuchen von Mayer [54] mit der kleineren Variante des A²EV-Brenners erzielt werden. Die Flamme stabilisierte sich zwar wie gewünscht stromab des Brenneraustritts, es wurde jedoch festgestellt, dass sie besonders in axialer Richtung stark fluktuiert und periodisch leicht in das Mischrohr eindringt. In diesen stationären Versuchen wurden die Gasbelochung entlang der Schlitze für die technische Vormischung mit Erdgas genutzt. Die Flamme konnte sich nicht im Inneren des Brenners stabilisieren, da sie nur wenig stromauf propagierte und immer wieder aus dem Mischrohr ausgespült wurde. Zur besseren Charakterisierung dieses Verhaltens wurden OH*-Chemilumineszenzaufnahmen durchgeführt. Im linken Teil von Abbildung 5.16 ist die mittlere normierte Intensität der OH*-Chemilumineszenz von Versuchen dargestellt.

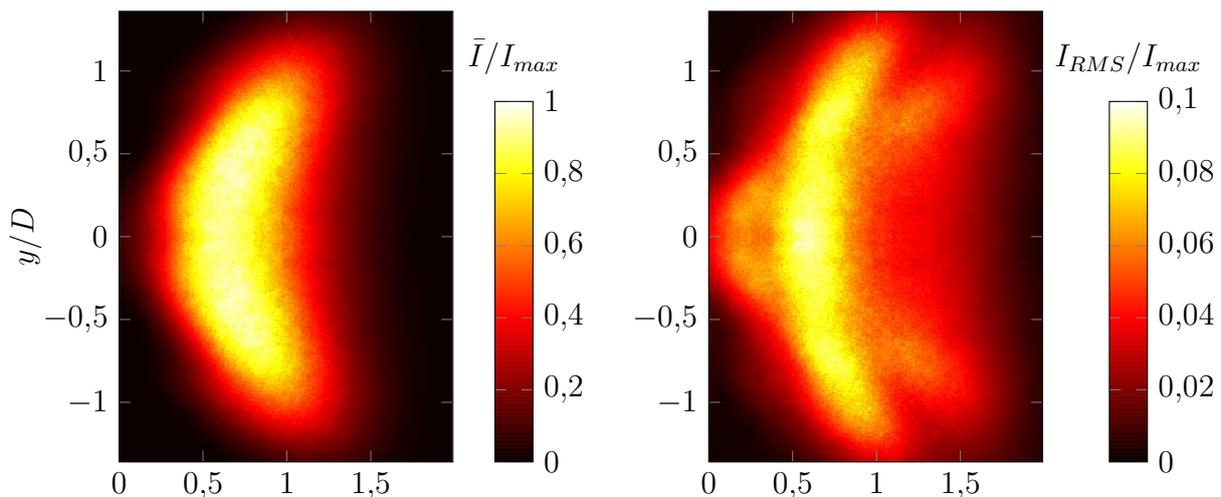


Abbildung 5.16: Normierte mittlere Intensität (links) und normierte RMS-Intensität (rechts) der OH*-Chemilumineszenz von stationären Verbrennungsversuchen des Prototypbrenners mit Erdgas bei $T = 673K$, $u_{ref} = 47m/s$ und $\phi = 0,71$

Sie wurden bei einer Vorheiztemperatur von $T = 673K$, einer mittleren Brenneraustrittsgeschwindigkeit von $u_{ref} = 47m/s$ und einem Äquivalenzverhältnis von $\phi = 0,71$ durchgeführt. Sie zeigt die Flammenwurzel in einem Abstand von ca. $0,25 z/D$ zum Brenneraustritt im linken Bildrand. Das rechte Bild in Abbildung 5.16 zeigt die mit der maximalen globalen Intensität normierte RMS-Intensität der OH*-Chemilumineszenz. Die RMS-Werte zeigen besonders im oberen rechten Bild die überwiegend vorherrschende schüsselförmige Flamme, die auch in der gemittelten OH*-Chemilumineszenzaufnahme zu erkennen ist. Darüber hinaus existiert eine zweite V-förmige Flamme mit geringerer Intensität. Diese Form entsteht, wenn die Flammenwurzel sich dem Brenneraustritt nähert. Dadurch, dass die Flammenwurzel beim Stromaufwandern den zentralen Teil des Brennerauslasses versperrt, erhöht sich die Austrittsgeschwindigkeit auf höheren Radien im Auslass. Das führt nach Gleichung (2.22) zu einer lokalen Absenkung der Drallintensität und die Strömung platzt in einem spitzeren Winkel auf. Die Flamme intermittiert zwischen diesen zwei Flammenformen. Um mit einem höheren Kernmassenstrom den Axialimpuls zu erhöhen und so die Flamme außerhalb des Mischrohres zu positionieren, wurde der Zugang der Kernströmung erweitert. In den numerischen Studien in den Abschnitten 5.4.3 und 5.4.4 wird die Variante des Prototyps mit erweitertem Kernströmungsdurchmesser verwendet.

Aus den OH*-Chemilumineszenzmessungen kann nicht auf die Ursache dieser bimodalen Flammenstabilisierung geschlossen werden. Thermoakustische Instabilitäten konnten aufgrund der vorherrschenden geringen Druckschwankungen ausgeschlossen werden. Ebenso konnten keine Schwankungen in der Verbrennungsluftversorgung festgestellt werden, die ein intermittierendes Flammenverhalten auslösen würden. Die Ursache wurde daher im Strömungsfeld im Inneren des Brenners vermutet.

5.4.3 Isothermes Strömungsfeld

Aufgrund der Erkenntnisse hinsichtlich der asymmetrischen Strömung im Drallerzeuger in Abschnitt 5.2 und den Ergebnissen in den Verbrennungsversuchen in Abschnitt 5.4.2 wurde der Prototyp mit Hilfe von LES-Rechnungen untersucht. Mit dieser Methode lassen sich eventuelle instationäre Effekte in der Strömung im Drallerzeuger erfassen. Weiterhin sollte

das Strömungsbild mit dem des A²EV-Brenners verglichen werden. Im Gegensatz zu vorherigen Berechnungen wurde das Rechengebiet in diesem Fall im Plenum im Bereich des Übergangs von Drallerzeuger zu Mischrohr in Richtung stromab etwas erweitert, um Einflüsse der stromabseitigen Wand des Plenums auf das Einströmen in den Brenner zu vermeiden. Die Abbildung 5.17 zeigt das mittlere Axialgeschwindigkeitsfeld des Prototypbrenners nach einer Berechnungszeit von $6,6 \cdot t_{Brenner}$ ³ basierend auf der mittleren Brenneraustrittsgeschwindigkeit u_{ref} und der Länge des Brenners.

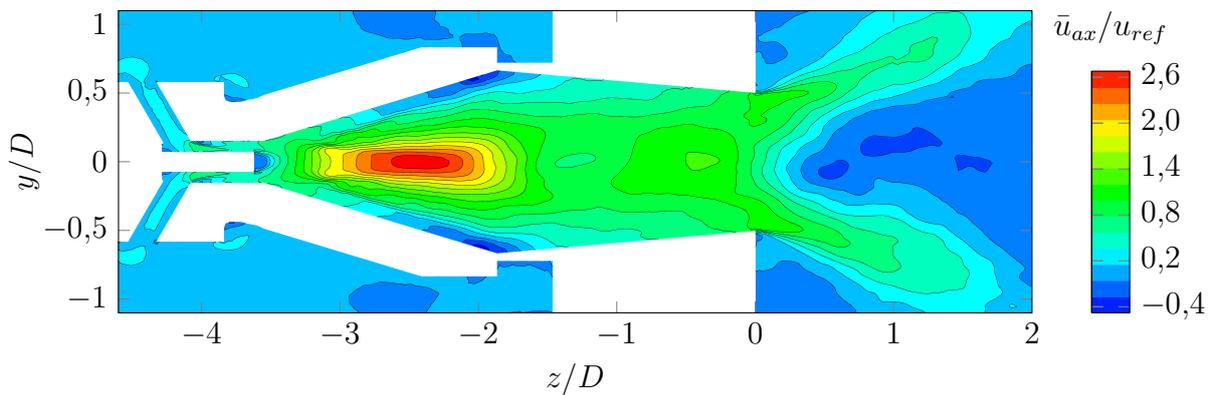


Abbildung 5.17: Mittleres Axialgeschwindigkeitsfeld des Prototypbrenners

Im Brenner stellt sich eine starke axiale Beschleunigung ein. Sie entsteht durch die Umorientierung der tangential durch die Drallschlitze eintretenden Strömung. Wie in Abbildung 5.18 dargestellt, steigt nahe der Rotationsachse stromab des Kernströmungsaustritts die Tangentialgeschwindigkeit in axialer Richtung an. Dieser positive Gradient der Tangentialgeschwindigkeit führt nach Gleichung (2.27) zu positiver azimuthaler Wirbelstärke und beschleunigt die Strömung. Dies bewirkt nach Burmberger [6] eine Stabilisierung der Strömung. Ein zweiter, jedoch untergeordneter Antrieb für die Beschleunigung der Strömung auf der Rotationsachse ist die unverdrallte Kernströmung. Es diffundiert ein Teil des Drehimpulses der Hauptströmung in Richtung Rotationsachse und erhöht dort die Tangentialgeschwindigkeit, ersichtlich durch die sich in Strömungsrichtung verjüngende rotationsfreie Zone nahe der Achse im Bereich $-3,2 < z/D < -2,6$ in Abbildung 5.18. Dieser Effekt ist in seiner Reichweite begrenzt, da der Radius des Konus mit zunehmender axialer Distanz zum Ort des Kernströmungseinlasses zunimmt.

³ $t_{Brenner}$ entspricht der Durchlaufzeit der Strömung durch den Brenner mit der mittleren Brenneraustrittsgeschwindigkeit u_{ref}

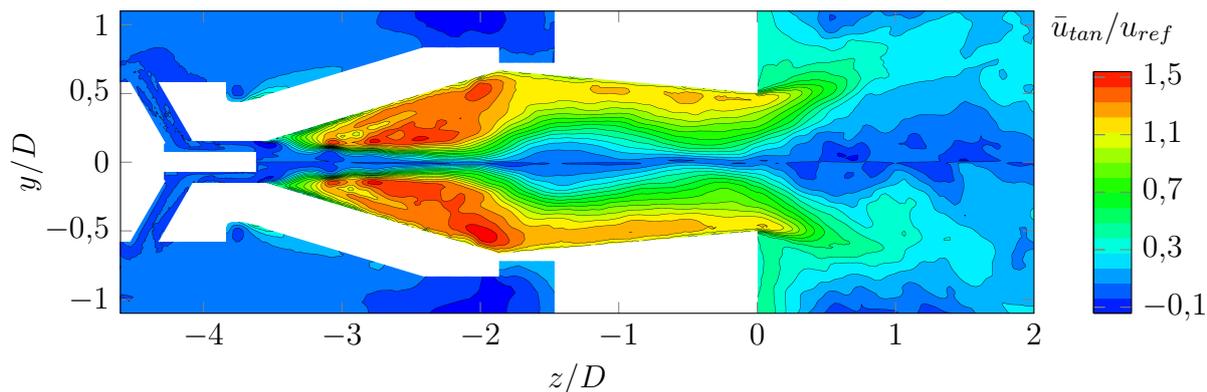


Abbildung 5.18: Mittleres Tangentialgeschwindigkeitsfeld des Prototypbrenners

Dadurch wird der Drall auf immer höheren Radien und somit größerem Abstand zur Kernströmung aufgeprägt. Die Entwicklung der azimuthalen Wirbelstärke in Gleichung (2.27) ist proportional zu $1/r$, folglich ist der Effekt auf höheren Radien gering. Die Axialgeschwindigkeit auf der Achse erreicht das ca. 2,5-fache der mittleren Brenneraustrittsgeschwindigkeit und dieser Effekt bleibt bis zum stromabseitigen Ende der Schlitze bestehen. Bei Eintritt in das Mischrohr wird die Strömung dann abrupt verzögert, da nun der Antrieb durch weiteren Eintrag von Drall fehlt. Im Mischrohr stellt sich ebenfalls, wie in Abschnitt 5.2 beschrieben, eine Beschleunigung in axialer Richtung ein. Die Rückströmzone zeigt zudem eine leichte Asymmetrie. Dies ließe sich durch eine längere Berechnungszeit und somit Mittelungsdauer abbauen, lag jedoch nicht im Fokus der Studie.

In den Verbrennungsversuchen in Abschnitt 5.4.2 wurden zwei intermittierende Flammenformen festgestellt. Die Analyse des transienten Strömungsfeldes der LES deutete auf einen rotierenden Zentralwirbel im Drallerzeuger hin. Die Bildersequenz in Abbildung 5.19 zeigt die Bewegung des instabilen Zentralwirbels in zeitlicher Abfolge.

Der Startpunkt und der zeitliche Abstand der Bilder in der Sequenz wurden beliebig ausgewählt. Im Bild oben links zum Zeitpunkt 0 s ist der Wirbel nach unten ausgelenkt. Im weiteren Verlauf tritt er aus der Bildebene aus und bei $3e^{-3}\text{ s}$ liegt er wieder in der Darstellungsebene. Beim Zeitschritt $7e^{-3}\text{ s}$ ist eine volle Rotation annähernd abgeschlossen. Die mit dieser Rotation verbundenen Schwankungen lassen sich auch in den RMS-Werten der Axialgeschwindigkeit in Abbildung 5.20 wiederfinden. Im Bereich der größten Auslenkung des Wirbels treten die höchsten Fluktuationen auf. Sie

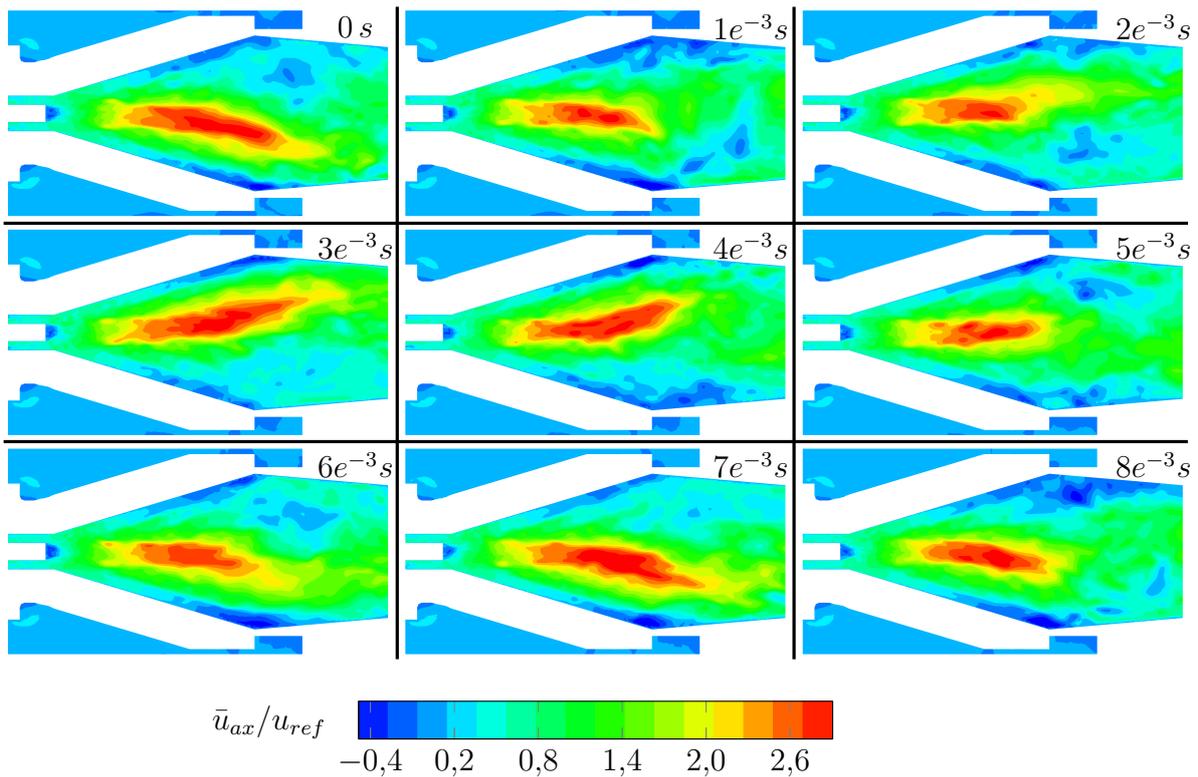


Abbildung 5.19: Rotierender Zentralwirbel im Prototypbrenner

spiegeln sich in den sehr hohen RMS-Werten der Axialgeschwindigkeit von bis zu $0,85 u_{ax,rms}/u_{ref}$ wieder. Stromab dieser Region sinken die turbulenten Schwankungen stark ab, außerhalb des Zentrums des Mischrohres bleiben sie jedoch weiterhin hoch. Im Bereich der Flammenstabilisierung am Austritt des Mischrohrs finden sich wiederum erhöhte RMS-Werte der Axialgeschwindigkeit von bis zu $0,55 u_{ax,rms}/u_{ref}$. Diese axialen Fluktuationen am Brenneraustritt liefern eine Erklärung für die intermittierende Flammenposition. Sie sind letztendlich eine Folge des rotierenden Zentralwirbels, denn die dadurch entstehenden turbulenten Strukturen im Nachlauf des Wirbels werden konvektiv stromab zum Mischrohraustritt transportiert und sorgen für das beschriebene hohe Turbulenzniveau. Der Wirbel rotiert auf einer Umlaufbahn. Daher sind die Schwankungen auf der Rotationsachse in Drallerzeuger und Mischrohr vergleichsweise gering. Durch die konische Form des Mischrohres werden die turbulenten Strukturen zum Ende des Mischrohres ins Zentrum transportiert und beeinflussen die Stabilität der Flammenposition.

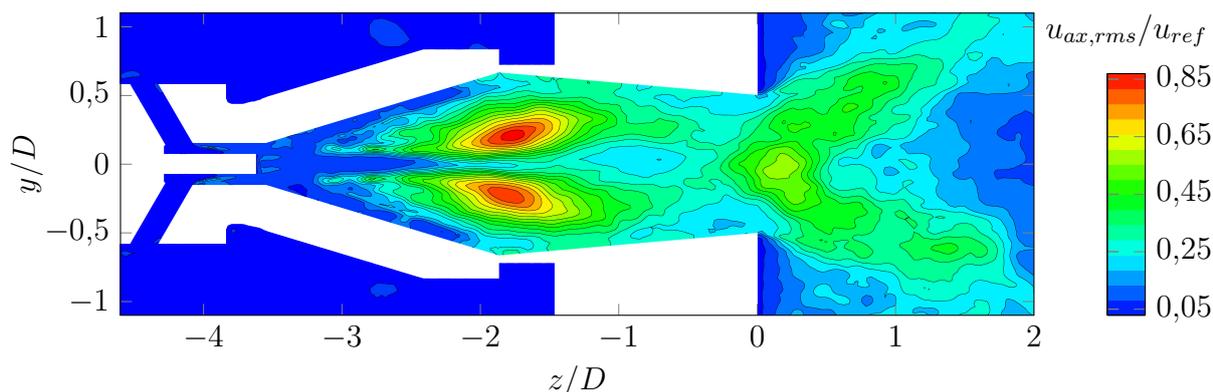


Abbildung 5.20: RMS des Axialgeschwindigkeitsfelds des Prototypbrenners

Es wurde ebenfalls eine Variante des Prototypbrenners ohne den Kopfaufsatz, jedoch mit angepasstem Kernströmungsdurchmesser berechnet. Das Strömungsbild entspricht dem oben gezeigten Prototypbrenner mit Kopfaufsatz und somit hat der Kopfaufsatz keinen wesentlichen Einfluss auf das Strömungsbild.

Die Ursache der zwei auftretenden Flammenformen in den Verbrennungsversuchen in Abschnitt 5.4.2 kann somit auf den rotierenden Zentralwirbel im Drallerzeuger zurückgeführt werden. Unklar ist jedoch, welche geometrische Änderung am Drallerzeuger dieses unerwünschte Verhalten hervorgerufen hat. Daher wurde der A²EV-Brenner ebenfalls numerisch untersucht, um die Unterschiede im Strömungsbild festzustellen. Im Folgenden sind die Axial- und Tangentialgeschwindigkeitsfelder des A²EV-Brenners dargestellt und anschließend Profile an einzelnen axialen Positionen beider Brenner gegenübergestellt.

5.4.4 Vergleich der isothermen Strömungsfelder von Prototyp- und A²EV-Brenner

Die mittleren Axialgeschwindigkeitsfelder der beiden Brenner in Abbildung 5.21 zeigen nur geringe Unterschiede. Die Rückströmzone des A²EV-Brenners erzielt durch die höheren Geschwindigkeiten in negativer Strömungsrichtung einen höheren rezirkulierten Massenstrom. Das wirkt sich positiv auf die Flammenstabilisierung aus, denn das aus dem Brenner austretende Frischgas wird durch rezirkulierendes Heißgas und Verbrennungsprodukte entzündet.

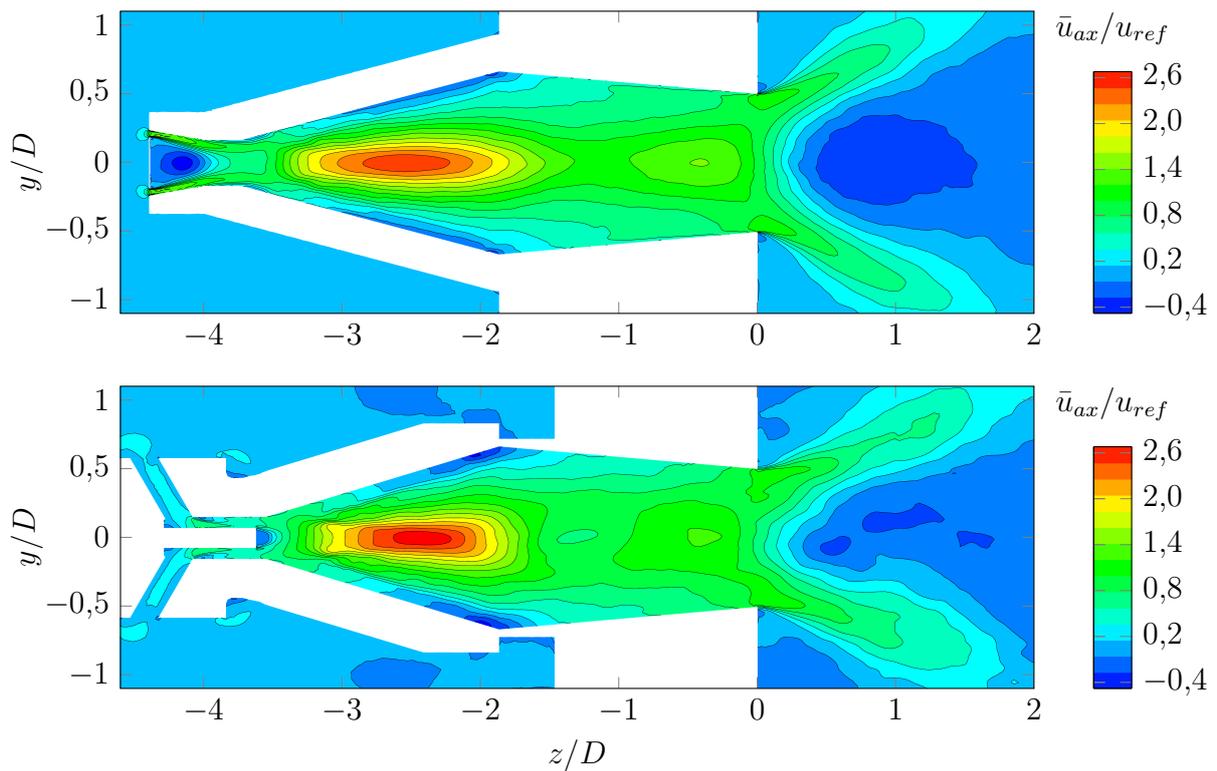


Abbildung 5.21: Mittleres Axialgeschwindigkeitsfeld des A²EV-Brenners (oben, Nr. 2 in Tabelle 1.1) und des Prototypbrenners (unten, Nr. 7 in Tabelle 1.1)

Wie vorher erwähnt, ließe sich die leichte Asymmetrie in der Rückströmzone des Prototypbrenners durch eine längere Berechnungszeit korrigieren. Sie wurde jedoch nicht weiter berechnet, da die Symmetrie nicht im Fokus der Studie stand. Beide Brenner entwickeln eine starke axiale Beschleunigung im Zentrum des Drallerzeugers. Im Außenbereich stromauf des Übergangs von Drallerzeuger zum Mischrohr ist die Axialgeschwindigkeit in beiden Fällen leicht negativ. Diese Zone ist beim Prototypbrenner stärker ausgeprägt. Nach Analyse der mittleren Geschwindigkeitsfelder lässt sich nicht auf ein unterschiedliches Verhalten im transienten Fall schließen. Nur die kleinere Rückstromzone deutet auf Schwächen in der Flammenstabilisierung hin.

Deutlichere Abweichungen sind jedoch in Abbildung 5.22 im Tangentialgeschwindigkeitsfeld festzustellen.

Neben der unterschiedlich geformten Rückströmzone, die sich durch den flacheren Aufplatzwinkel der Strömung beim A²EV-Brenner ergibt, zeigen sich weitere Unterschiede: Zum einen weiten sich beim Prototypbrenner die Stromlinien im Mischrohr stärker auf. Dieser Vorgang setzt ein, sobald die

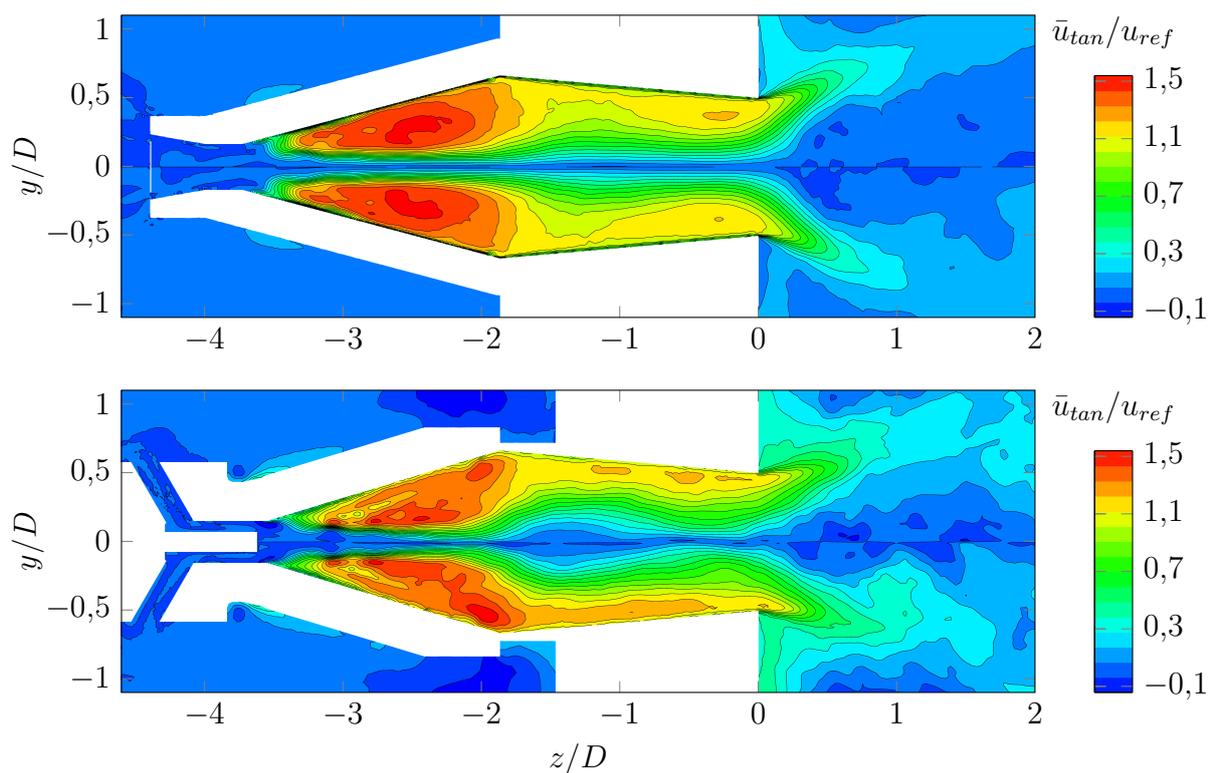


Abbildung 5.22: Mittleres Tangentialgeschwindigkeitsfeld des A²EV-Brenners (oben) und des Prototypbrenners (unten)

Strömung den Drallerzeuger verlässt und ins Mischrohr eintritt. Zum anderen ist die axiale und radiale Verteilung der Tangentialgeschwindigkeit ebenfalls nicht identisch. Die Tatsache, dass die Tangentialgeschwindigkeit des A²EV-Brenners leicht höher ist als die des Prototypbrenners, kann den nicht abgerundeten Schlitzen zugeordnet werden. Durch die Strömungsablösung verringert sich der freie Querschnitt in den Schlitzen und die Strömung tritt durch die verbleibende Fläche mit höherer Geschwindigkeit ein. Weitere Unterschiede zwischen beiden Strömungsfeldern lassen sich in Abbildung 5.23 in den RMS-Werten der Axialgeschwindigkeit erkennen.

Die oben diskutierte Rotation des Zentralwirbels ist in Ansätzen auch beim A²EV-Brenner durch erhöhte RMS-Werte im Zentrum des Drallerzeugers zu sehen, jedoch in stark abgeschwächter Form. Die Rückströmzone zeigt hohe Fluktuationen durch die sich dort bildende innere und äußere Scherschicht. Im Bereich der Flammenwurzel zeigt der A²EV-Brenner geringere Werte als der Prototypbrenner. Stromauf des Brenneraustritts sind die Fluktuationen beim A²EV-Brenner sehr gering. Das deutet darauf hin, dass die Schwankungen in der Scherschicht nicht durch konvektiv transportierte turbulen-

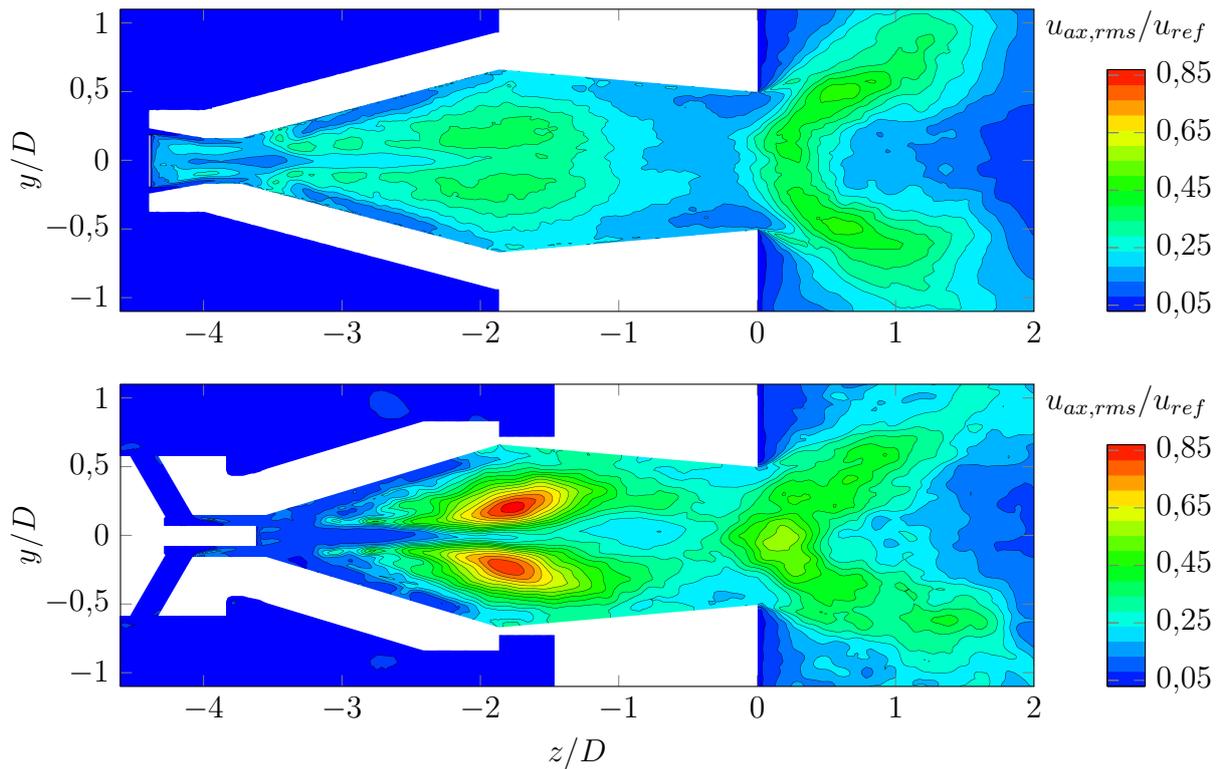


Abbildung 5.23: RMS der Axialgeschwindigkeit des A²EV-Brenners (oben) und des Prototypbrenners (unten)

te Strukturen wie beim Prototypbrenner hervorgerufen werden. Im Brennerinneren kann man die beiden Brenner in diesem Zusammenhang schlecht vergleichen, da die nicht abgerundeten Schlitz für ein höheres Turbulenzniveau sorgen. Dementsprechend sind die RMS-Werte des A²EV-Brenners im stromaufseitigen Teil des Drallerzeugers höher. Auch die unterschiedlich ausgeführten Kernströmungseinlässe beeinflussen das jeweilige Turbulenzniveau.

Der direkte Vergleich der Profile der Axial- und Tangentialgeschwindigkeiten in Mittel- und in RMS-Werten ist in Abbildung 5.24 in sechs axialen Positionen illustriert. In der linken Bildhälfte ist jeweils die Axialgeschwindigkeit, in der rechten jeweils die Tangentialgeschwindigkeit dargestellt.

In den Positionen $z/D = -2,5$ bis $z/D = -1,5$ kann man bei beiden Brennern die starke Überhöhung in der mittleren Axialgeschwindigkeit erkennen. Sie ist anfänglich beim Prototyp leicht geringer in der Spitze, dafür jedoch größer in der radialen Ausdehnung in Position $z/D = -1,5$. In den mittleren Positionen $z/D = -1,5$ und $z/D = -1$ sind die RMS-Werte

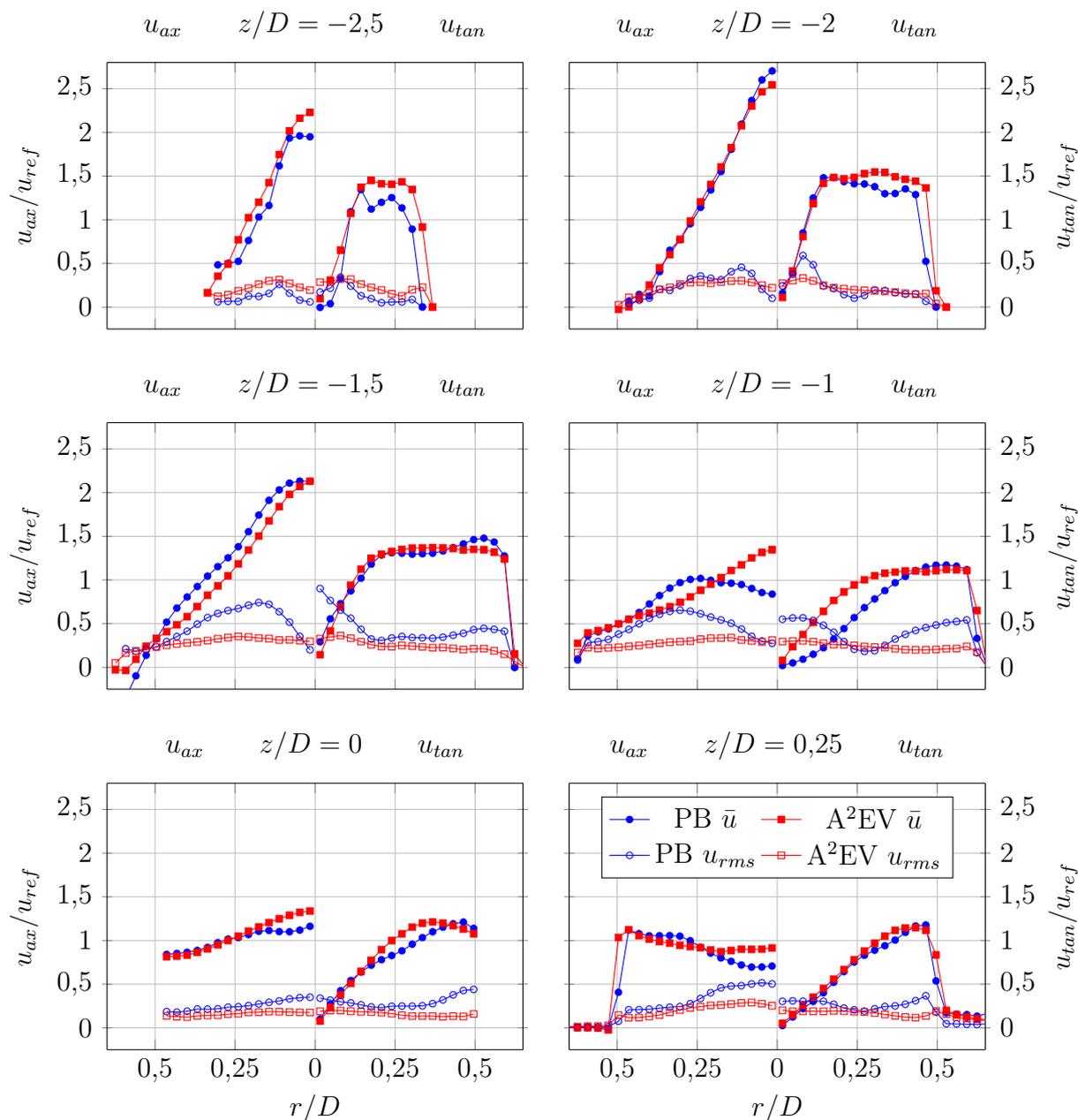


Abbildung 5.24: Profile der normierten mittleren und RMS-, Axial- und Tangentialgeschwindigkeit von Prototyp- (PB) und A²EV-Brenner (A²EV)

des Prototypbrenners mit bis zu $u_{ax,rms}/u_{ref} = 0,75$ deutlich höher als die des A²EV-Brenners. Auch in der Tangentialgeschwindigkeit lässt sich dieser Unterschied feststellen: Die Schwankungen in der Tangentialgeschwindigkeit sind im Bereich der Rotationsachse viel höher. Weiterhin unterscheidet sich auch die Entwicklung der Wirbelkernaufweitung im Mischrohr: Durch die starke Abnahme der Tangentialgeschwindigkeit im achsnahen Bereich beim Prototypbrenner zwischen $z/D = -1,5$ und $z/D = -1$ wird die axia-

le Wirbelstärke in negative azimuthale Wirbelstärke umverteilt (vgl. Gleichung (2.27)). Man erkennt dies in der stärkeren axialen Verzögerung der Strömung beim Prototypbrenner im Verlauf von Position $z/D = -1,5$ bis $z/D = -1$. In der Folge weitet sich der Wirbelkern schneller auf. Stromab gleichen sich die Profile der mittleren Tangentialgeschwindigkeit bis zur Position $z/D = 0,25$ weitgehend an. In den mittleren Axialgeschwindigkeiten bleiben kleine Differenzen besonders im achsnahen Bereich bestehen und setzen sich bis zur Position $z/D = 0,25$ in der Brennkammer fort. Die RMS-Werte von Axial- und Tangentialgeschwindigkeit des Prototypbrenners bleiben permanent auf höherem Niveau, in der Tangentialgeschwindigkeit zeigen sich höhere Fluktuationen besonders nahe der Achse und im Außenbereich.

Die hohen Geschwindigkeitsschwankungen beim Prototypbrenner in den Positionen $z/D = -1,5$ bis $z/D = -1$ sind eine Folge des rotierenden Zentralwirbels und wirken bis zur Rückströmzone in der Brennkammer. Da in diesem Bereich die größten Unterschiede vorherrschen, wurde die azimuthale Wirbelstärke im Prototypbrenner analysiert. Es zeigte sich, wie in Abbildung 5.25 illustriert, dass beim Prototypbrenner nicht nur ein starker axialer Gradient, sondern auch ein Bereich negativer azimuthaler Wirbelstärke im Mischrohr existiert. Schon ein negativer Gradient der azimuthalen Wirbelstärke kann das Wirbelaufplatzen einleiten, wie in Abschnitt 2.2.4 beschrieben. Im Drallerzeuger entsteht durch die Wechselwirkung von tangential eintretender Haupt- und unverdrallter Kernströmung zunächst eine starke positive azimuthale Wirbelstärke. Folglich wird die Strömung beschleunigt. Sobald die Strömung den Drallerzeuger verlässt, divergieren die Stromlinien beim Prototypbrenner wie im Zusammenhang mit dem Tangentialgeschwindigkeitsfeld in Abbildung 5.22 beschrieben. Das führt zur Aufweitung des Wirbelkerns und zur Bildung von negativer azimuthaler Wirbelstärke. Dieses Verhalten ist nur am Brenneraustritt erwünscht und leitet dort das Wirbelaufplatzen ein. Das Auftreten von negativer azimuthaler Wirbelstärke im Brennerinneren ist daher zu vermeiden.

Letztlich reicht das Potential der negativen azimuthalen Wirbelstärke in diesem Fall nicht aus, um ein vorzeitiges Wirbelaufplatzen auszulösen, es ist beim Prototypbrenner aber deutlich größer.

Burmberger [6] zeigt, dass eine Strömung mit großem Wirbelkernradius einen kleinen radialen Druckgradienten aufweist. Dadurch reduziert sich der

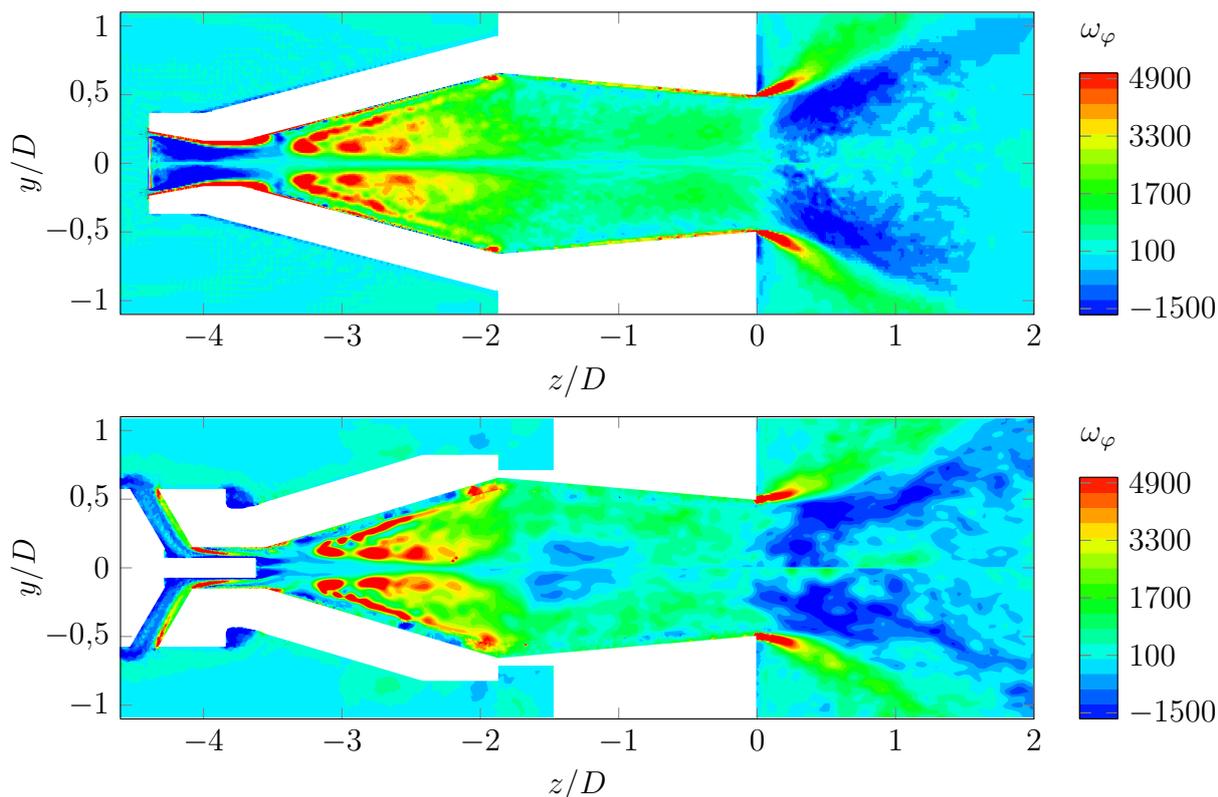


Abbildung 5.25: Azimutale Wirbelstärke des A²EV-Brenners (oben) und des Prototypbrenners (unten)

destabilisierende Einfluss einer potentiellen Stromlinienaufweitung stromauf der Brennkammer. Beim Drallerzeugerprinzip des A²EV weitet sich der Wirbelkernradius auf, sobald die Strömung die axiale Position auf Höhe des stromabseitigen Endes der Schlitzes bei ca. $z/D = -1,86$ in axialer Richtung verlässt. Dieser Bereich zeichnet sich dadurch aus, dass der Eintrag von Drall abrupt endet und sich die Strömung umorientiert. Der Wirbelkern wandert nach außen zur Mischrohrwand. Nach Gleichung (2.27) ergibt sich durch den in diesem Bereich negativen Gradienten von $\partial u_\varphi^2 / \partial z$ ein negativer Umorientierungsterm $D\omega_\varphi / Dt$. Er trägt zur Bildung negativer azimuthaler Wirbelstärke bei. Dieser Ausdruck ist proportional zu $1/r$, sodass der Effekt in der Nähe der Achse am größten ist. Nach Gleichung (2.25) verstärkt eine positive Radialgeschwindigkeit diesen Effekt. Darinofal [10] vergleicht die Terme für Strecken und Umorientieren und kommt zu dem Schluss, dass der Einfluss des Umorientierens überwiegt. Somit führt eine Aufweitung der Stromlinien zur Abnahme von azimuthaler Wirbelstärke, sofern ein positiver radialer Totaldruckgradient vorliegt. Das ist für Drallströmungen wegen des Totaldruckdefizits auf der Rotationsachse der Fall [6].

Obwohl die Felder der azimuthalen Wirbelstärke beim A²EV- und beim Prototypbrenner sehr ähnlich sind, tritt beim A²EV-Brenner keine negative azimuthale Wirbelstärke innerhalb des Mischrohres auf. Der Vergleich der Geometrien beider Drallerzeuger liefert eine Erklärung für das unterschiedliche Strömungsverhalten. In den Abbildungen 5.27 und 5.28 sind die mittlere Axial- und Tangentialgeschwindigkeiten beider Brenner mit jeweils 20 Stromlinien im Kernströmungseinlass dargestellt. Zusätzlich zeigen die Abbildungen die auf die Schnittebene projizierte Position der jeweiligen Drallschlitze vor und hinter der Darstellungsebene, wie Abbildung 5.26 verdeutlicht.

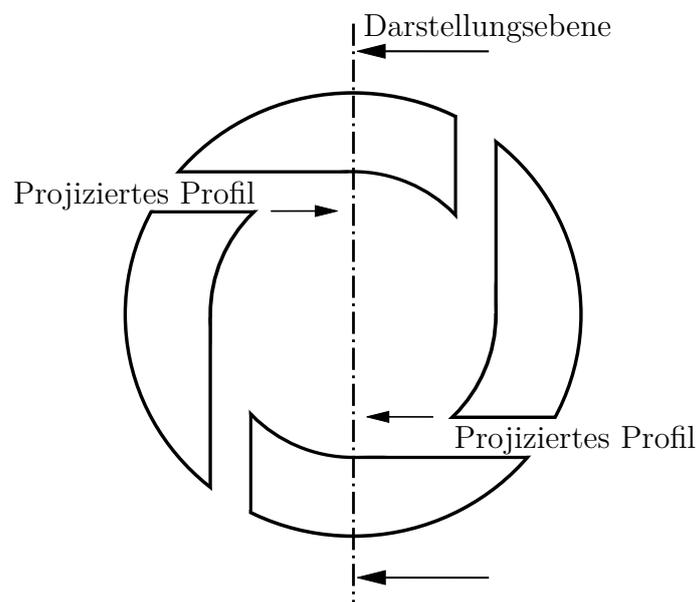


Abbildung 5.26: Darstellungsebene des A²EV-Brenners mit projizierten Schlitzprofilen

Für diese Analyse wurde der Prototypbrenner ohne den Kopfaufsatz verwendet, um den Einfluss des Kopfaufsatzes und insbesondere der Lanze auf das Strömungsfeld auszuschließen. Zur Begrenzung des Kernmassenstroms wurde der Durchmesser der Kernströmung angepasst. In Abbildung 5.27 ist ersichtlich, dass die Abstände zwischen den stromaufseitigen Enden der auf die Darstellungsebene projizierten Schlitze bei beiden Brennern unterschiedlich sind.

Dies ist eine Folge der unterschiedlich ausgelegten Kernströmungseinlässe. Durch die Drallschlitze tritt die Strömung tangential in den Drallerzeuger ein und damit normal zur Strömungsrichtung der Kernströmung. Sie stellt also für die Kernströmung eine Versperrung dar, die im Fall des Prototy-

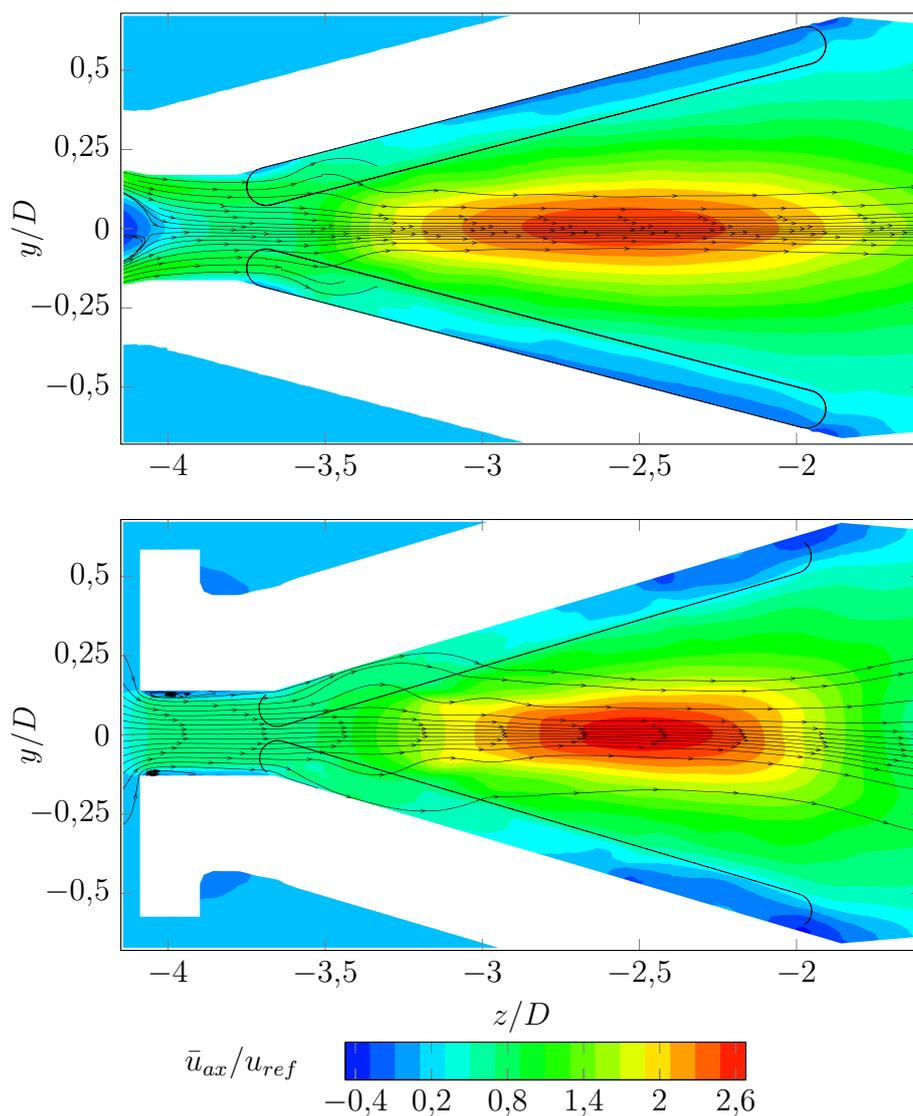


Abbildung 5.27: Mittleres Axialgeschwindigkeitsfeld mit Stromlinien des A²EV-Brenners (oben) und des Prototypbrenners (unten) mit auf die Darstellungsebene projizierten Schlitzpositionen

pbrenners deutlich größer ist. Als Folge erkennt man in Abbildung 5.27, dass in der Darstellungsebene im stromaufseitigen Bereich der Schlitzpositionen eine überwiegend konstante Axialgeschwindigkeit vorherrscht. Beim A²EV-Brenner ist der Bereich positiver axialer Geschwindigkeit geringer und zudem auf das erste Drittel der Schlitzpositionen begrenzt.

Beim Prototypbrenner ist im ersten Drittel des Schlitzes die Axialgeschwindigkeit höher und die Tangentialgeschwindigkeit geringer als beim A²EV-Brenner. Anhand der dargestellten Stromlinien erkennt man, dass die

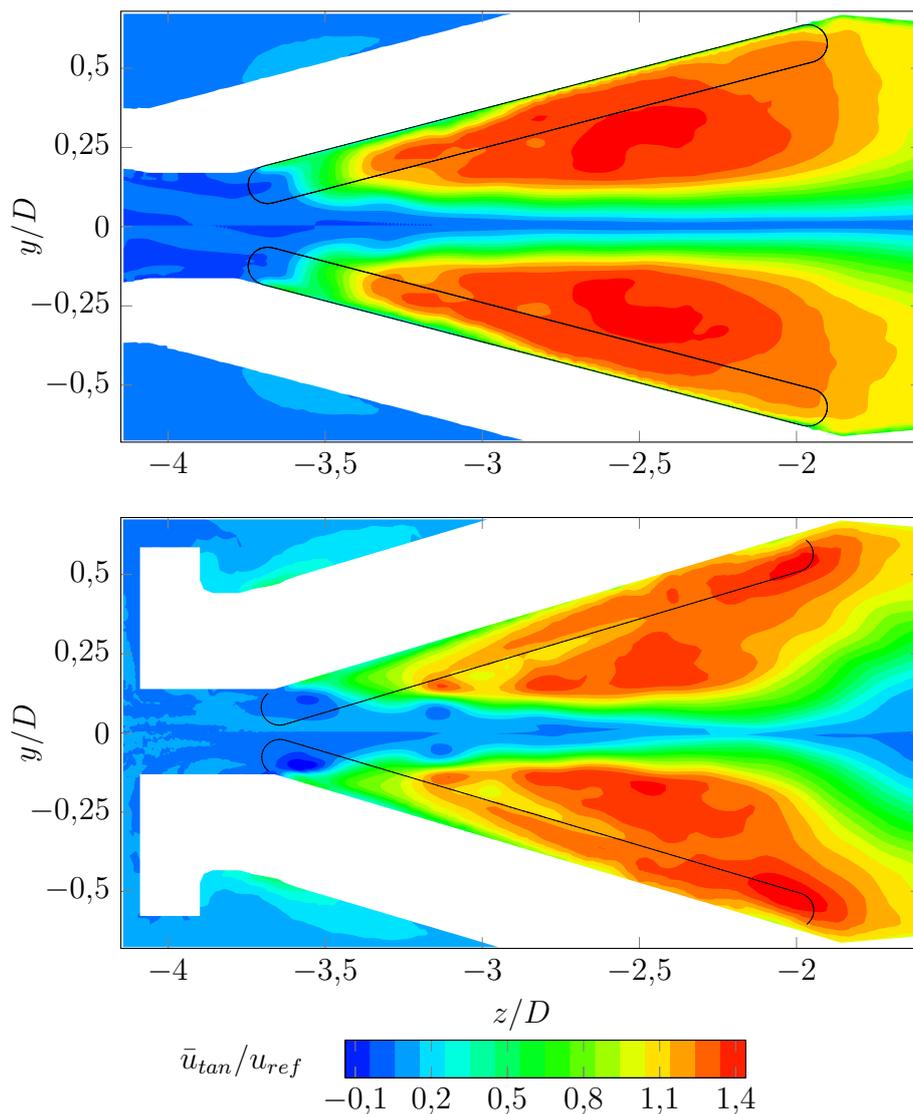


Abbildung 5.28: Mittleres Tangentialgeschwindigkeitsfeld des A²EV-Brenners (oben) und des Prototypbrenners (unten) mit auf die Darstellungsebene projizierten Schlitzpositionen

Strömung beim A²EV-Brenner außerhalb des Bereichs der Kernströmung zwischen $y/D = -0,2$ und $y/D = 0,2$ von der tangential eintretenden Hauptströmung abgelenkt wird. Die äußeren Stromlinien sind daher in dieser Darstellungsebene nicht mehr sichtbar. Beim Prototypbrenner divergieren die Stromlinien der Kernströmung, sobald der konische Teil des Drallerzeugers bei ca. $z/D = -3,7$ erreicht wird. Sie orientieren sich dann durch die starke Sogwirkung der Beschleunigung im Zentrum des Drallerzeugers wieder zur Achse. Die axial gerichtete Kernströmung kann sich ungehinderter

ausbilden, weil der Einfluss der Hauptströmung durch die starke Versper-
rung erst später einsetzt.

Im Tangentialgeschwindigkeitsfeld beider Brenner in Abbildung 5.28 sind deutliche Abweichungen zu erkennen. Hier ist zu beachten, dass das Niveau der Tangentialgeschwindigkeit in beiden Fällen nicht identisch ist, da der Prototypbrenner über abgerundete Schlitze verfügt was eine geringere Geschwindigkeit der eintretenden Hauptströmung zur Folge hat. Trotzdem kann die Verteilung der Tangentialgeschwindigkeit qualitativ verglichen werden. Der Bereich der höchsten Tangentialgeschwindigkeit liegt beim Prototypbrenner weiter stromab als beim A²EV-Brenner. Auf höheren Radien im Bereich von $z/D = -2$ ist die Tangentialgeschwindigkeit ebenfalls höher. Im ersten Drittel des Drallerzeugers ist beim A²EV-Brenner der Einfluss der Hauptströmung in der dargestellten Ebene schon durch hohe Tangentialgeschwindigkeit zu erkennen. Beim Prototyp ist die Tangentialgeschwindigkeit in der ersten Hälfte des Drallerzeugers viel schwächer, weil durch die oben beschriebene starke Überschneidung der Schlitze mit der Kernströmung die Axialgeschwindigkeit hier überwiegt. Dies zeigt sich auch in den mittleren Eintrittsgeschwindigkeiten im Schlitz in Abbildung 5.29.

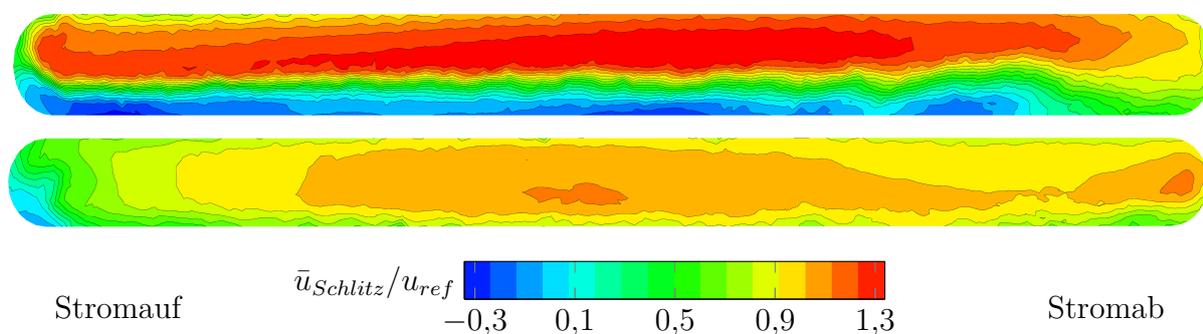


Abbildung 5.29: Mittlere Schlitzgeschwindigkeitsfeld des A²EV-Brenners (oben) und Prototypbrenners (unten), Hauptströmungsrichtung von links nach rechts

Diese Ebenen wurden in der Mitte der Schlitze entnommen. Der Brennerkopf befindet sich am linken Ende der Schlitze. Durch die nicht verrundeten Schlitze beim A²EV-Brenner findet eine Strömungsablösung an den Hinterkanten der Schlitze statt. Dementsprechend sind die Eintrittsgeschwindigkeiten in der verbleibenden Eintrittsfläche höher. Die Geschwindigkeitsverteilung im Schlitz ist überwiegend gleichmäßig, nur im stromabseitigen Teil fällt sie ab. Beim Prototypbrenner im unteren Teilbild tritt die Strömung

hingegen im stromaufseitigen Viertel des Schlitzes mit geringerer Geschwindigkeit ein als im mittleren und stromabseitigen Teil. Bereits am Eintritt in die Schlitzte erkennt man, dass der Schwerpunkt des Dralleintrags beim Prototypbrenner weiter stromab liegt als beim A²EV-Brenner.

Es zeigt sich, dass der Drall beim Prototypbrenner überwiegend im stromabseitigen Teil der Schlitzte, also auf hohen Radien, aufgeprägt wird. Dadurch ist die Drallintensität auf kleinen Radien geringer. Folglich diffundiert weniger axiale Wirbelstärke zur unverdrallten Kernströmung auf der Achse, was wiederum weniger azimutale Wirbelstärke induziert. Man erkennt in Abbildung 5.28 den größeren rotationsfreien Bereich auf der Achse beim Prototypbrenner zwischen $z/D = -3,5$ und $z/D = -2,7$. Die Strömung wird auf der Achse stark beschleunigt. Dieser Vorgang wird entscheidend durch den Eintrag von Tangentialgeschwindigkeit und die Bildung von azimutaler Wirbelstärke beeinflusst. Durch den Schwerpunkt der Tangentialgeschwindigkeit auf höheren Radien beim Prototypbrenner und durch die geringere Tangentialgeschwindigkeit auf niedrigen und mittleren Radien wird die Strömung ab ca. $z/D = -2,2$ verzögert, weil der Antrieb durch zusätzliche in den Brenner eintretende Masse fehlt. Die Schlitzte reichen jedoch bis $z/D = -1,95$, sodass die Strömung im Zentrum verzögert wird, auf höheren Radien jedoch noch Masse- und somit Dralleintrag stattfindet. Durch die Proportionalität zu $1/r$ in Gleichung (2.27) wirkt die axiale Entwicklung der Tangentialgeschwindigkeit auf geringen Radien stärker, auf höheren hat sie jedoch keinen großen Einfluss auf die azimutale Wirbelstärke. Somit kann die durch die Schlitzte eingetragene Masse beim Prototyp nicht durch die Bildung von positiver azimutaler Wirbelstärke für eine ausreichende Beschleunigung auf der Achse sorgen, die abrupte Verzögerung verursacht ein Aufweiten der Stromlinien und daher die Bildung von negativer azimutaler Wirbelstärke.

Der Bereich am stromabseitigen Ende des Drallerzeugers ist naturgemäß kritisch, da hier der Masseintrag durch die Schlitzte endet. Beim A²EV-Brenner wird der Gradient der azimutalen Wirbelstärke zwar auch negativ, jedoch erst weiter stromab am Ende der Schlitzte bei $z/D = -1,95$. Die Aufweitung der Stromlinien ist weniger stark und wird im Mischrohr durch den entgegengesetzten Effekt der ansteigenden azimutalen Wirbelstärke kompensiert (Vgl. Abschnitt 2.3).

Abbildung 5.22 zeigt, dass der Wirbelkern sich bei beiden Brennern im Mischrohr zu einem Festkörperwirbel aufweitet. Das ausgeglicheneres Tangentialgeschwindigkeitsfeld beim A²EV-Brenner führt jedoch dazu, dass die Aufweitung der Stromlinien im Mischrohr nicht ausreicht, um negative azimuthale Wirbelstärke zu produzieren. Die Aufweitung der Stromlinien beim Prototypbrenner lässt dem Zentralwirbel jedoch viel Raum, sodass der Wirbel den divergierenden Stromlinien beispielsweise durch eine Störung infolge hoher Turbulenz folgt und in exzentrische Rotation versetzt wird.

5.4.5 Vergleich mit den Ergebnissen der Verbrennungsversuche des A²EV-Brenners

Analog zum Prototypbrenner wurden auch mit dem A²EV-Brenner stationäre Verbrennungsversuche mit OH*-Chemilumineszenzaufnahmen durchgeführt, die in Abbildung 5.30 zu sehen sind.

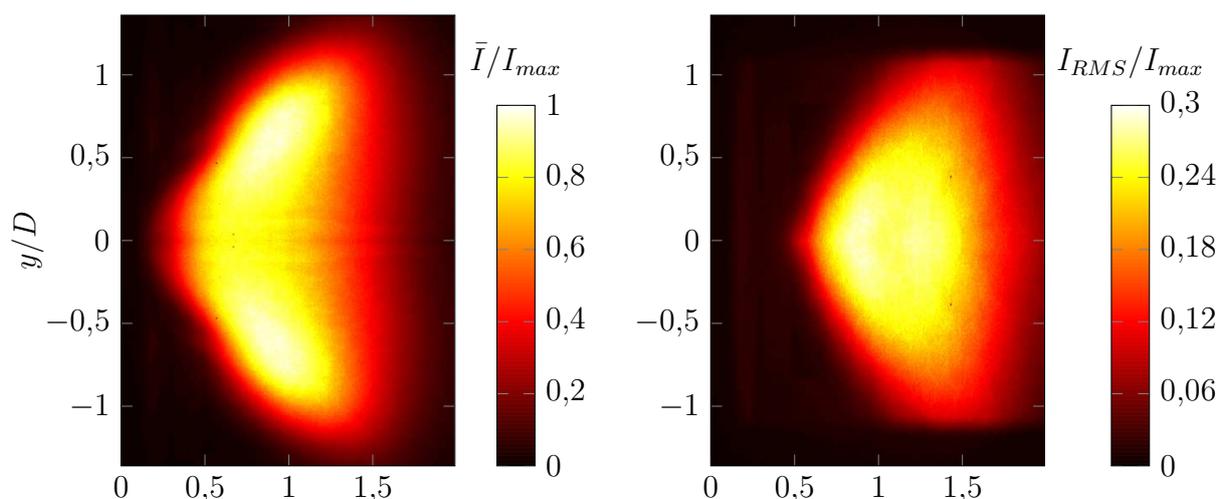


Abbildung 5.30: Normierte mittlere Intensität (links) und normierte RMS-Intensität (rechts) der OH*-Chemilumineszenz von stationären Verbrennungsversuchen mit Erdgas bei $T = 673K$, $u_{ref} = 47m/s$ und $\phi = 0,625$

Sie entstanden bei Versuchen mit Erdgas bei einer Vorheiztemperatur von $T = 673K$, einer mittleren Brenneraustrittsgeschwindigkeit von $u_{ref} = 47m/s$ und einem Äquivalenzverhältnis von $\phi = 0,625$. Die linke Aufnahme gibt die mittlere Intensität der OH*-Chemilumineszenz und die rechte deren RMS-Intensität wieder. Die inneren Scherschichten und die innere Rezirkulationszone weisen hohe Intensitätsfluktuationen auf. Es zeigt sich

jedoch in der lokalen Verteilung der RMS-Werte, dass die Positionen von Rückströmzone und äußeren Scherschichten sehr stabil sind, da hier kaum Fluktuationen festzustellen sind. Das spricht für eine wesentlich stabilere Flammenstabilisierung als beim Prototyp in Abbildung 5.16. Durch den ortsfesten Stagnationspunkt der Rückströmblase und die geringen axialen Fluktuationen in diesem Bereich ist die Flammenwurzel sehr stabil und zeigt in den RMS-Werten kaum Fluktuationen. Die Reaktion in der inneren Rezirkulationszone schwankt viel stärker. Hier herrschen starke radiale Geschwindigkeitsgradienten und die Einmischung von rezirkuliertem Abgas in das bereits reagierende Gemisch kann zu lokalem Flammenlöschen und Wiederentzündungen und somit zu hohen Schwankungsraten in der OH*-Chemilumineszenz führen.

Wie in Abschnitt 3.4 erläutert, wurden die Messungen mit dem Prototypbrenner und mit dem A²EV-Brenner mit unterschiedlichen Messgeräten aufgenommen. Das bedeutet, dass die Aufnahmefrequenzen und besonders die Lichtempfindlichkeit und Belichtungszeit der Kameras stark unterschiedlich sind. Die Versuche mit dem A²EV-Brenner wurden mit einer Frequenz von $f = 1000\text{Hz}$ mit einer Belichtungszeit von $t = 1/1000\text{s}$ aufgenommen, im Gegensatz zu den Prototypversuchen mit $f = 2\text{Hz}$ und $t = 1/2\text{s}$. Eine lange Belichtungszeit deckt eine größere Flammenbewegung pro Aufnahme ab und verzerrt so das Niveau der Schwankungen in den RMS-Werten. Daher können die Schwankungsraten nicht direkt miteinander verglichen werden und zeigen nur qualitativ die lokale Verteilung größerer Schwankungen der OH*-Chemilumineszenz.

5.5 A²EV-Brenner mit abgerundeten Schlitzten

Im Hinblick auf den Einsatz des Brenners in einer Maschine ist es sinnvoll, den Druckverlust über den Brenner zur Effizienzsteigerung der Gesamtanlage zu reduzieren. Dies wurde im weiteren Verlauf des Vorhabens umgesetzt. Der A²EV-Brenner zeigte unmittelbar im Bereich der Schlitzte sehr hohe turbulente Schwankungen. Daher wurde in einer weiteren Teilstudie untersucht, ob die nicht verrundeten Schlitzteinläufe des A²EV-Brenners einen Einfluss auf die Stabilität des Zentralwirbels haben. Ungeklärt blieb, ob ein hohes Turbulenzniveau die Bildung des rotierenden Zentralwirbels beeinflusst. Durch eine Abrundung der Schlitzte ergibt sich, wie in Abbildung 5.29 verdeutlicht, aufgrund der anliegenden Strömung eine größere durchströmte Fläche im Schlitz. Durch die damit sinkende Einströmgeschwindigkeit verringert sich die Drallintensität im Brenner. Burmberger [6] empfiehlt, die Drallintensität so gering wie möglich einzustellen. Sie soll für eine stabile Rückströmzone zwar ausreichen, den Einfluss der Flamme auf das Strömungsfeld durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen jedoch minimieren. Aus diesem Grund wurde der A²EV-Brenner für diese Studie mit abgerundeten Schlitzten versehen, ohne die Schlitzbreite zu verringern (Nr. 8 in Tabelle 1.1). Damit ergibt sich eine geringere Drallintensität, wobei die Auslegung der Kernströmung unverändert blieb. Abbildung 5.31 zeigt das mittlere Axialgeschwindigkeitsfeld.

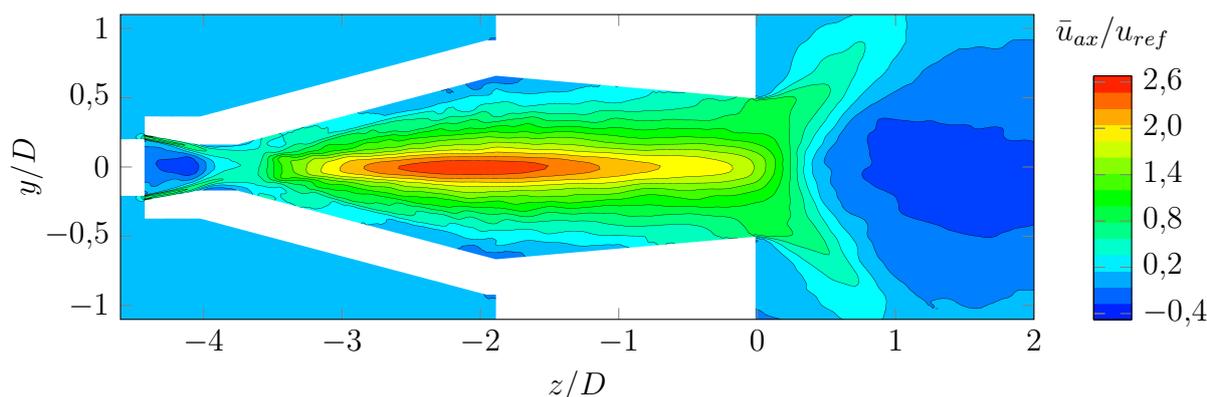


Abbildung 5.31: Mittleres Axialgeschwindigkeitsfeld des A²EV-Brenners mit abgerundeten Schlitzten (Nr. 8 in Tabelle 1.1)

Im Vergleich zum A²EV-Brenner mit nicht verrundeten Schlitzten zeigt die Geschwindigkeitsüberhöhung auf der Achse eine deutlich längere axiale Ausdehnung. Die absolute Höhe der Geschwindigkeit ist jedoch geringer. Die Po-

sition der Rückströmblase liegt durch den geringeren Drall weiter stromab. Im Tangentialgeschwindigkeitsfeld in Abbildung 5.32 fällt auf, dass das Niveau der Tangentialgeschwindigkeit weitaus niedriger ist als beim A²EV-Brenner in Abbildung 5.22.

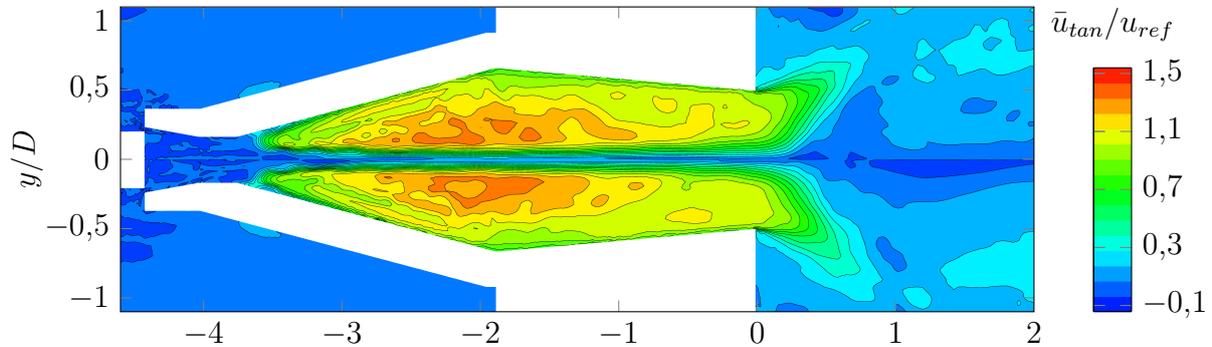


Abbildung 5.32: Mittleres Tangentialgeschwindigkeitsfeld des A²EV-Brenners mit abgerundeten Schlitz

Nach Gleichung (2.27) sinkt die azimuthale Wirbelstärke durch die quadratische Abhängigkeit des axialen Gradienten der Tangentialgeschwindigkeit stark. Die Aufweitung des Wirbelkerns findet somit kaum statt, erst am Ende des Mischrohrs ist das charakteristische Wirbelprofil mit großem Wirbelkernradius erreicht. In Abbildung 5.33 ist das Feld der azimuthalen Wirbelstärke dargestellt.

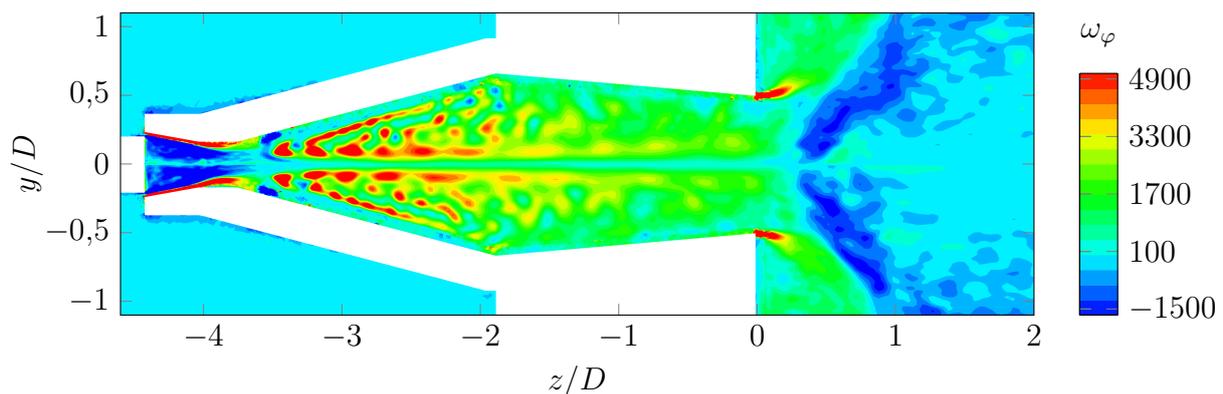


Abbildung 5.33: Azimutale Wirbelstärke des A²EV-Brenners mit abgerundeten Schlitz

Ein stabiles Strömungsfeld zeichnet sich durch positive Werte der axialen Wirbelstärke ω_φ und einen positiven axialen Gradienten der azimuthalen Wirbelstärke $\partial\omega_\varphi/\partial z$ aus. Dies gilt besonders im Bereich stromauf des Wir-

belaufplatzen, denn der Einfluss der Flamme führt zu einem starken Absinken der azimuthalen Wirbelstärke. Direkt stromauf des Übergangs zur Brennkammer zeigen sich positive Werte von ω_φ und praktisch kein axialer Gradient. Durch eine stärkere Konizität ließe sich die Tangentialgeschwindigkeit in axialer Richtung weiter erhöhen und somit ein positiver axialer Gradient der azimuthalen Wirbelstärke erreichen. Dies ginge jedoch entweder mit einem erhöhten Brennerdruckverlust einher, da der Austrittsdurchmesser verringert werden müsste, oder mit einer verkürzten Baulänge des Mischrohrs, die möglicherweise die Mischung negativ beeinflusst.

Das Drallprofil des A²EV-Brenners mit abgerundeten Schlitten wirkt sich positiv auf die Stabilität im Brennerinneren aus. Wie Abbildung 5.34 verdeutlicht, sind im Drallerzeuger kaum Schwankungen in der Axialgeschwindigkeit zu erkennen. Einzig im Mischrohr steigen die Fluktuationen leicht an.

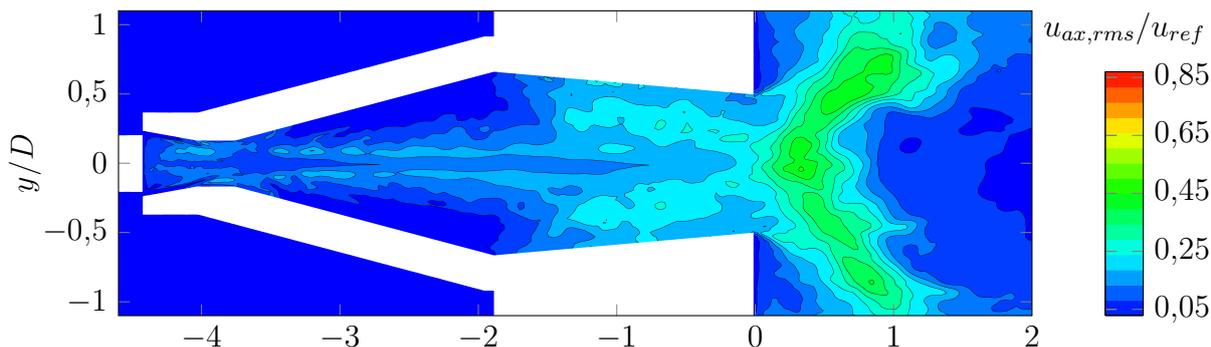


Abbildung 5.34: RMS der Axialgeschwindigkeit des A²EV-Brenners mit abgerundeten Schlitten

Mit reduziertem Kernmassenstrom und leicht erhöhtem Drall ließe sich die Rückströmzone weiter stromauf positionieren. Die Studie zeigt, dass man durch den Einsatz von weniger Drall und wenig Turbulenzeintrag an den Schlitten die Geschwindigkeitsschwankungen im Drallerzeuger stark reduzieren kann, was die Stabilität des Zentralwirbels erhöht. Wie bereits beschrieben, werden axiale Fluktuationen konvektiv stromab transportiert und können die Stabilität der Rückströmzone beeinträchtigen.

In Abschnitt 5.6 wird eine weitere Maßnahme zur Stabilisierung der Strömung und vorgestellt. Sie zeigt deren Einfluss auf das transiente Axialgeschwindigkeitsfeld am Mischrohraustritt und die Folgen für die Flammenrückschlagsgrenzen.

5.6 Einfluss der Einströmbedingungen auf die Stabilität der Rückströmzone

5.6.1 Rückschlagsversuche

In einer weiteren Studie wurde zunächst experimentell untersucht, warum die von Mayer [54] vorgestellten sehr guten Rückschlagsgrenzen des kleiner skalierten A²EV-Brenners (Nr. 2 in Tabelle 1.1 kleiner skaliert) mit der um den Faktor 1,67 größeren Variante in Maschinengröße (Nr. 2 in Tabelle 1.1 in Maschinengröße) nicht erreicht werden konnten. Die Rückschlagsversuche wurden in den in Abschnitt 3.2 und 3.3 vorgestellten atmosphärischen Prüfständen bei einer Vorheiztemperatur von jeweils $T_{Luft} = 673K$ mit Wasserstoff als Brennstoff unter perfekt vorgemischten Bedingungen durchgeführt. Der klein skalierte A²EV-Brenner konnte in beiden Prüfständen vermessen werden, während der A²EV-Brenner in Maschinengröße aufgrund seiner Dimension nur im großen Prüfstand betrieben werden konnte.

Die Prüfstände unterscheiden sich in wesentlichen Aspekten. Deren Einfluss auf die Rückschlagsgrenzen wurde systematisch untersucht, um eine Erklärung für die stark abweichenden Rückschlagsgrenzen des A²EV-Brenners in Maschinengröße zu finden. Die Brennkammer des großen Prüfstands hat einen quadratischen Querschnitt mit einem Flächensprung von $i = 16$ bezogen auf den Brenneraustrittsdurchmesser. Der kleine Prüfstand hingegen verfügt über eine zylindrische Quarzglasbrennkammer mit einem Flächensprung von $i = 4,2$. An diese Brennkammer ist stromab eine weitere wassergekühlte Brennkammer mit Keramikauskleidung zur thermischen Isolation angeschlossen. Durch Entfernen der Quarzglasbrennkammer und der Keramikisolation lässt sich der Flächensprung auf $i = 12$ erweitern. Weiterhin befinden sich zwei Sichtfenster in der zylindrischen Wand, die durch ein radial aufgeschweißtes zylindrisches Zwischenstück bei einer rotierenden Strömung große Verwirbelungen verursachen. Diese Modifikation hatte jedoch keine signifikanten Auswirkungen auf die Rückschlagssicherheit, wie die Ergebnisse in Abbildung 5.35 demonstrieren.

Die Daten unterteilen das Diagramm in zwei Teile, der Rückschlagsregion im oberen linken Teil und der stabilen Region im unteren rechten Teil. Reduziert man die Brennergeschwindigkeit⁴ $u_{Brenner}$ oder erhöht man das

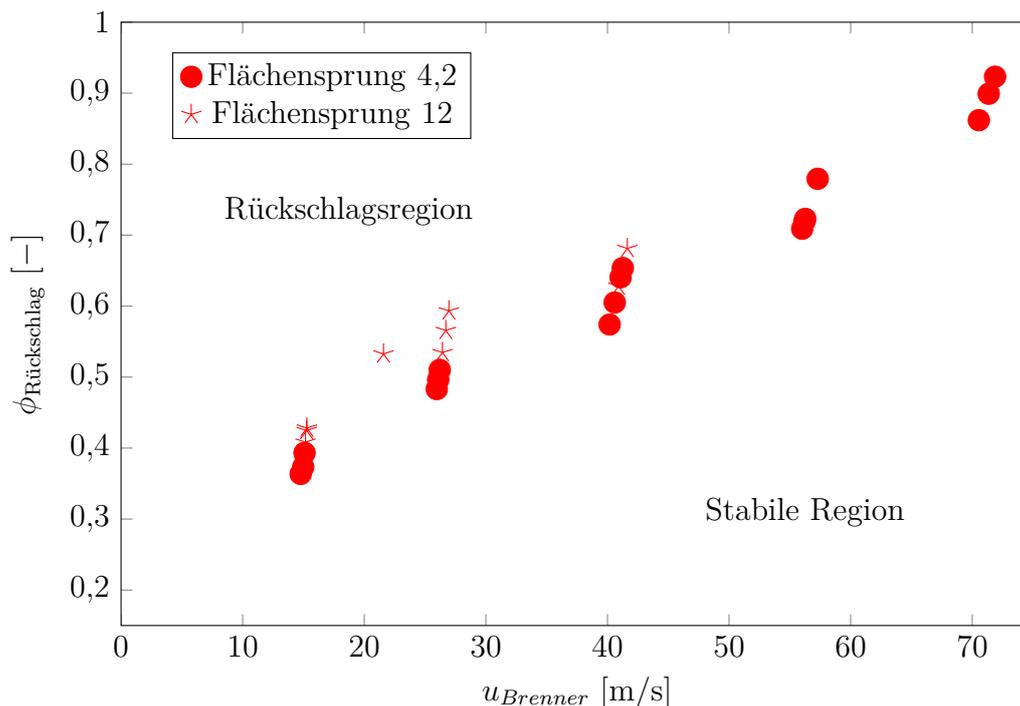


Abbildung 5.35: Rückschlagsgrenzen des kleiner skalierten A²EV-Brenners (Nr. 2 in Tabelle 1.1) im kleinen Prüfstand mit kleinem Plenum bei einem Flächensprung von 4,2 und 12 bei $p = 1\text{bar}$, $T_{Luft} = 673\text{K}$ und H_2 als Brennstoff

Äquivalenzverhältnis ϕ , so tritt Rückschlag ein sobald ein kritischer Punkt erreicht wird. Die Ergebnisse der Versuche mit dem Flächensprung von $i = 12$ zeigen eine sogar noch höhere Rückschlagsgrenze. Die Ursache dafür liegt vermutlich in den größeren Wärmeverlusten, verursacht durch den höheren Wärmeübergang an der wassergekühlten Brennkammer. Somit konnte kein Einfluss der Brennkammerform und des Querschnittsprung auf die Rückschlagsgrenzen festgestellt werden.

Die stromaufseitigen Teile der Prüfstände unterscheiden sich ebenfalls deutlich in den Plenumsdurchmessern. Das Plenum des Prüfstands für kleiner skalierte Brenner ist kaum größer als der Außendurchmesser des Brenners $d_{Brenner}$. Beim Einzelbrennerprüfstand für Brenner in Maschinengröße ist das Plenum mit $1,68 d_{Brenner}$ größer, was zur Folge hat, dass deutlich mehr Abstand zwischen Brenner und Wand existiert. Mit dem in Abschnitt 3.3 vorgestellten Hüllrohr wurde der Durchmesser an die Bedingungen im kleinen Prüfstand angeglichen. Mit dieser Modifikation konnten

⁴Die Brennergeschwindigkeit ist hierbei die mittlere Brenneraustrittsgeschwindigkeit basierend auf den Betriebsbedingungen und addiertem Luft- und Gasmassenstrom

die Rückschlagsgrenzen des kleiner skalierten Brenners mit dem Brenner in Maschinengröße vollständig reproduziert werden. Das Hüllrohr verändert die Einströmbedingungen in die Drallschlitze des Brenners durch eine Reduktion der durchströmten Fläche. Abbildung 5.36 zeigt die Ergebnisse der Rückschlagsversuche mit unterschiedlichen Einströmbedingungen und allen untersuchten Brennern.

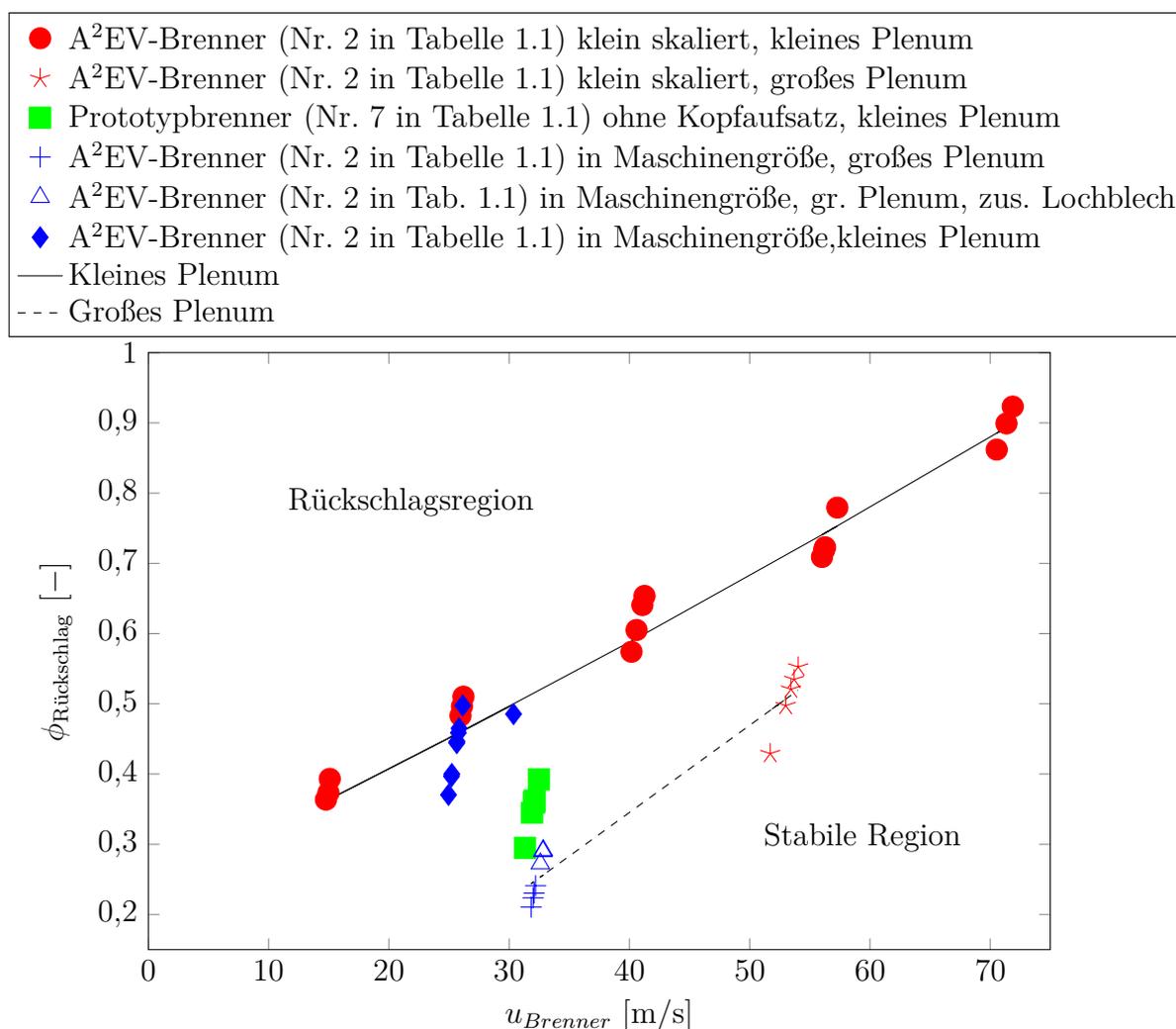


Abbildung 5.36: Rückschlagsgrenzen aller untersuchten Brenner mit unterschiedlichen Einströmbedingungen bei $p = 1\text{bar}$, $T_{\text{Luft}} = 673\text{K}$ und H_2 als Brennstoff

Die roten Kreispunkte repräsentieren die oben vorgestellten Versuche mit dem A²EV-Brenner im Prüfstand für kleiner skalierte Brenner und dienen als Referenzrückschlagsgrenze. Die roten Sterne und die blauen Kreuze sind die Versuche mit dem A²EV-Brenner jeweils kleiner skaliert und in Maschinengröße im großen Prüfstand mit großem Plenum. Mit der Modifikation des Plenums konnten die Referenzrückschlagsgrenzen erreicht wer-

den. Sie werden durch die blauen gefüllten Diamanten dargestellt. Das Diagramm zeigt zwei schwarze Linien. Die durchgezogene ist eine Trendlinie der Versuche mit kleinem Plenum und die gestrichelte Linie eine Trendlinie der Versuche mit großem Plenum. Beide Linien repräsentieren die von der Brennergeschwindigkeit $u_{Brenner}$ und dem Äquivalenzverhältnis ϕ abhängigen Rückschlagsgrenzen bei atmosphärischem Druck, der Temperatur $T_{Luft} = 673K$ und Wasserstoff als Brennstoff.

Einen weiteren Datensatz des Prototypbrenners (Nr. 7 in in Tabelle 1.1) mit kleinem Plenum, realisiert durch das Hüllrohr, zeigen die grünen Quadrate. Sie liegen bei höheren Rückschlagsgrenzen als die des A²EV-Brenners mit großem Plenum, jedoch reichen sie nicht an die Ergebnisse des A²EV-Brenners mit kleinem Plenum heran. Hier zeigen sich die Auswirkungen des in Abschnitt 4.2 beschriebenen bimodalen Flammenbildes durch das periodische Stromaufwandern der Flamme des Prototypbrenners auf das Rückschlagsverhalten durch erhöhte Rückschlagsneigung.

Am Prüfstand für Brenner in Maschinengröße konnten beide Grenzlinien in der Rückschlagskarte verifiziert werden, im Prüfstand für kleiner skalierte Brenner war jedoch keine Modifikation des Plenums möglich. In weiteren Versuchen könnten mehr Datenpunkte erzeugt werden, die dann eine breitere Datenbasis für die Trendlinien schaffen würden. Es konnten jedoch keine niedrigeren Äquivalenzverhältnisse getestet werden da der Massenstromregler für den Brennstoff H_2 an der oberen Kapazitätsgrenze betrieben wurde. Der in Abschnitt 3.3 vorgestellte Lufterhitzer wird bei Massenströmen unter ca. $\dot{m} = 0,17kg/s$ zum Schutz der Heizpatronen abgeschaltet. Somit konnte zwar bei geringen Brenneraustrittsgeschwindigkeiten die thermische Trägheit des Lufterhitzers ausgenutzt werden, für besonders geringe Brenneraustrittsgeschwindigkeiten kam dieses Verfahren jedoch schnell an seine Grenze. Unter Berücksichtigung der wenigen Datenpunkte in Abbildung 5.36 ist der Abstand der beiden Linien relativ konstant. Dadurch, dass die Rückschlagsgrenzen mit der Modifikation des Plenums nun auch im Prüfstand für Brenner in Maschinengröße erzielt wurden, konnte der entscheidende Einfluss der Einströmbedingungen auf das Rückschlagsverhalten aufgezeigt werden.

Weitere Maßnahmen wie die zusätzliche Beruhigung der Strömung durch ein weiteres Lochblech im Zustrombereich des Plenums stromauf des Brenners

hatten keinen Effekt auf die Rückschlagssicherheit. Die blauen Dreiecke in Abbildung 5.36 zeigen, dass die Werte im Bereich der Konfiguration mit großem Plenumsdurchmesser liegen.

Diese Versuche zeigen, dass die Einströmbedingungen Schlüsselparameter zur Reproduktion der exzellenten Rückschlagsgrenzen des A²EV-Brenners in Maschinengröße sind. Die Modifikation des Plenums verändert die Einströmbedingungen in die Drallschlitze des Brenners und zum besseren Verständnis dieses Phänomens wurde im folgenden Abschnitt 5.6.2 eine Studie des Strömungsfeldes durchgeführt.

5.6.2 Validierung des isothermen Strömungsfeldes

Der Verbrennungsprüfstand für Brenner in Maschinengröße wurde nicht für optische Messungen wie Particle Image Velocimetry (PIV) konstruiert. Trotz des großen optischen Zugangs in der Brennkammer sind optische Messungen in Mischrohr, Brenner oder Plenum nicht möglich. Diese Bereiche haben für die Untersuchung des Einflusses der Einströmbedingungen auf das Strömungsfeld im Brenner eine große Bedeutung. Weiterhin ist die zeitliche Auflösung der Strömung wichtig, da es sich bei Flammenrückschlag um einen stark instationären Vorgang handelt. Aus diesem Grund wurde für die Analyse der Strömung im Brenner wie auch in den vorherigen numerischen Untersuchungen auf LES zurückgegriffen, die durch eine Validierung mit PIV-Messungen im Wasserkanal aus [51] unterstützt wurden.

Im folgenden Abschnitt wird die Validierung der numerischen Ergebnisse der isothermen Strömungsuntersuchung beschrieben. Sangl [63] führte im Wasserkanal zahlreiche aerodynamische Studien mit dem kleiner skalierten A²EV-Brenner durch. In diesem Projekt wurden ähnliche Untersuchungen mit dem A²EV-Brenner in Maschinengröße gemacht, um die numerischen Berechnungen zu validieren und Selbstähnlichkeit zwischen den verschiedenen Größen des Brenners sicherzustellen. Mit den numerischen Simulationen konnte im Gegensatz zu den experimentellen Untersuchungen im Wasserkanal [63] oder im Verbrennungsprüfstand [54] auch das Strömungsbild im Inneren des Drallerzeugers erfasst werden. Die besondere Bedeutung dieses Bereichs der Strömungsführung wird im Abschnitt 5.6.3 erörtert.

Der A²EV-Brenner in Maschinengröße wurde in zwei Konfigurationen numerisch untersucht. In [51] wurden entsprechende Wasserkanalexperimente durchgeführt. Bei der ersten entspricht der Plenumsdurchmesser dem des Verbrennungsprüfstands für Brenner in Maschinengröße $d_{Plenum} = 1,68 d_{Brenner}$ und bei der zweiten dem maximalen Brenneraußendurchmesser $d_{Plenum} = d_{Brenner}$.

Die Abbildung 5.37 zeigt exemplarisch einen Vergleich der PIV-Messungen mit der LES-Simulationen der Konfigurationen mit kleinem Plenum durch radiale Profile der mittleren und RMS-Axialgeschwindigkeit an verschiedenen axialen Positionen stromab des Brenneraustritts.

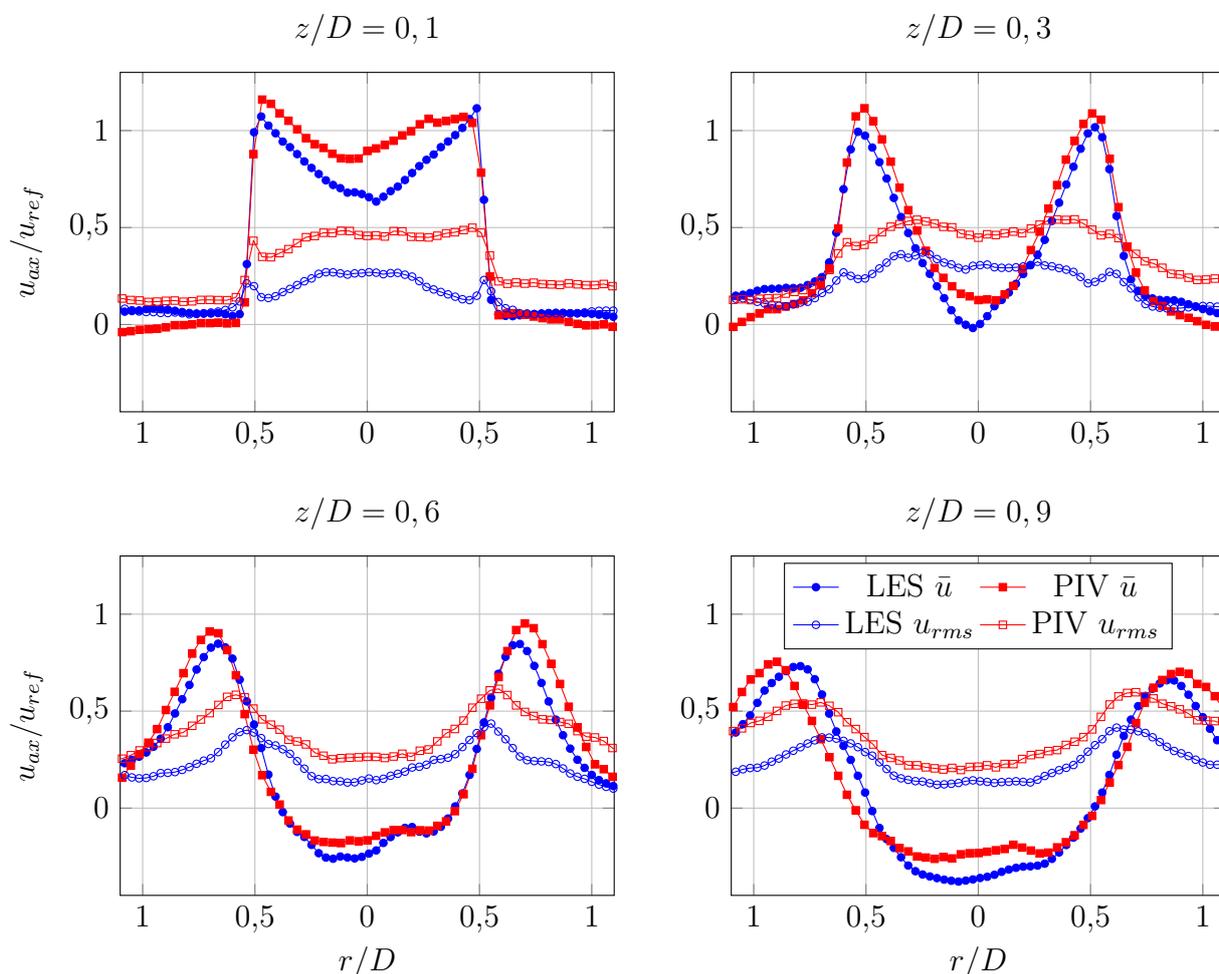


Abbildung 5.37: Profile der normierten mittleren und RMS Axialgeschwindigkeit von LES und PIV des A²EV-Brenners bei kleinem Plenum

Die mittleren Geschwindigkeiten werden von der LES gut wiedergegeben. Bei Position $z/D = 0,1$ stimmen die Strömungsprofile beider Brenner nicht

genau überein. Wie anhand von Abbildung 5.11 erläutert, wurde die Geometrie des Kernströmungseinlasses bei Experiment und numerischer Berechnung nicht identisch ausgeführt. Dadurch ergeben sich Abweichungen im Kernmassenstrom, die wiederum die Position der Rückströmzone verschieben. Eigene numerische Voruntersuchungen und Arbeiten von Sangl [63] zeigen, dass bereits wenige Prozent Unterschiede im Kernmassenstrom erhebliche Auswirkungen auf die Position der Rückströmzone haben. Dies wurde auch von Kiesewetter [36] bei dem von ihm untersuchten Brenner bestätigt. Stromauf der Rückströmzone kommt es zu starken axialen Gradienten der Axialgeschwindigkeit. Bereits eine geringe Abweichung der Ergebnisse kann zu einer merklichen Verschiebung der Position führen. Vor diesem Hintergrund stimmen die mittleren Axialgeschwindigkeitsprofile recht gut überein, ebenso wie weitere charakteristische Strömungsmuster wie der an den Geschwindigkeitsmaxima erkennbare Wirbelkernradius.

Es zeigt sich jedoch eine relativ konstante Abweichung in den RMS-Profilen von $u_{ax,rms}/u_{ref} = 0,2$ in den Positionen $z/D = 0,1$ und $z/D = 0,3$. Weiter stromab nehmen die Schwankungen in der Axialgeschwindigkeit im Zentrum wieder ab. Auf größeren Radien oberhalb von $r/D = 0,4$ in den Scherschichten bleibt dieser Abstand jedoch bestehen. Die Profile der PIV-Daten zeigen RMS Werte von bis zu $u_{ax,rms}/u_{ref} = 40\%$. Eine Analyse der Rohdaten und Einzelbilder der PIV ergab eine schlechte Datenqualität in der Nähe des Brenneraustritts. Es konnten Pixel-Cluster mit stark negativer oder positiver Geschwindigkeit gefunden werden, die zu hohen RMS-Werten führen, ohne dass jedoch eine kohärente Struktur in der Strömung erkennbar war. Sie können auf Fehlvektoren bei der Kreuzkorrelation im PIV-Auswerteprozess zurückgeführt werden. Im Bereich des Brenneraustritts wurde mit optisch nicht durchlässigem Material gearbeitet. Reflektionen an diesen Bauteilen im Bereich von $z/D = 0$ bis $z/D = 0,1$ könnten die Messungen zusätzlich negativ beeinflusst haben.

Grundsätzlich liefert die LES in den mittleren Profilen eine gute Vorhersage der PIV-Messungen, die RMS-Werte können jedoch nur qualitativ verglichen werden. Die Axialgeschwindigkeiten werden in der LES leicht niedriger vorhergesagt und die Rückströmung ist stärker ausgeprägt. Leichte Abweichungen finden sich auch im Wirbelkernradius, erkennbar an der radialen Position der höchsten Axialgeschwindigkeiten stromab von Position $z/D = 0,3$.

5.6.3 Analyse der zeitlichen Entwicklung der Axialgeschwindigkeit am Mischrohraustritt

Zunächst wurde für diese Teilstudie das Geschwindigkeitsfeld statistisch ausgewertet. Abbildung 5.38 zeigt das mittlere Axialgeschwindigkeitsfeld des A²EV-Brenners mit und ohne Modifikation des Plenums.

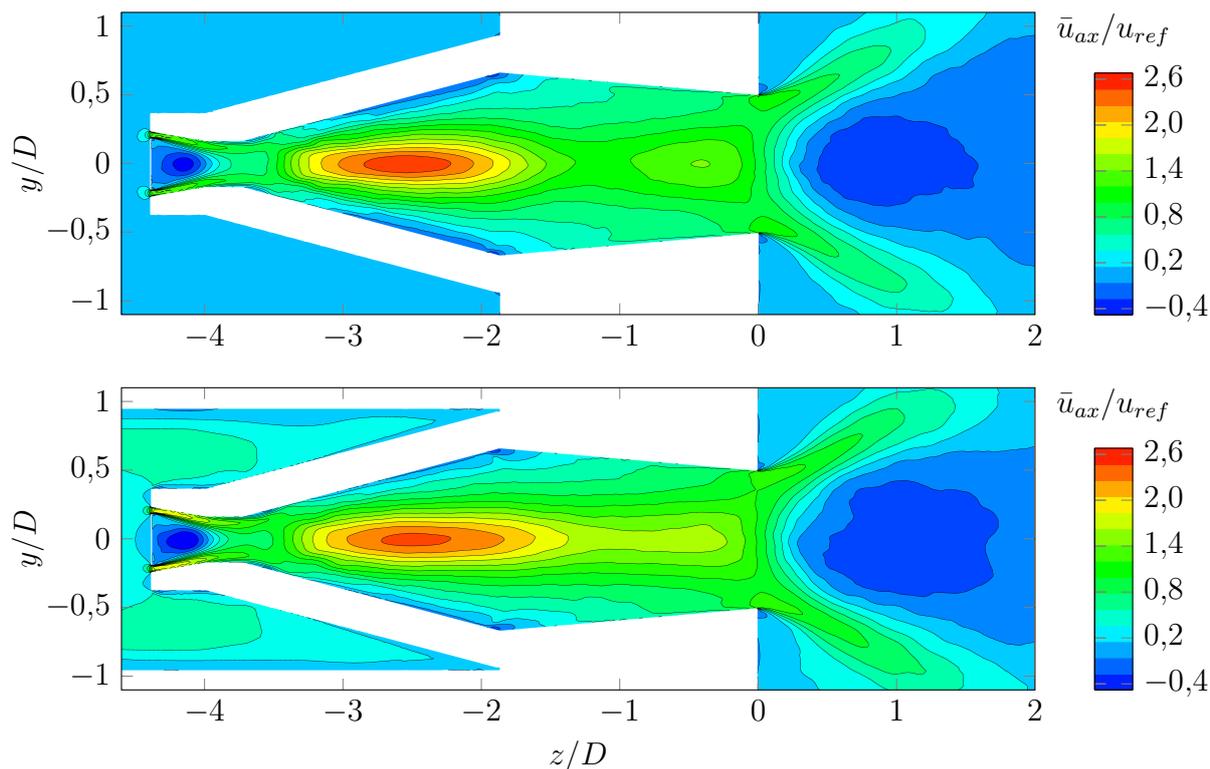


Abbildung 5.38: Mittleres Axialgeschwindigkeitsfeld des A²EV-Brenners mit großem (oben) und kleinem Plenum (unten)

In der Brennkammer ist kein nennenswerter Unterschied zwischen beiden Rückströmzonen erkennbar, der Stagnationspunkt liegt im gleichen Bereich. Im Plenum wird die Strömung in der Konfiguration mit kleinem Plenum durch die Reduktion der durchströmten Fläche um den Faktor 2,85 stark beschleunigt. Sobald die Schlitze bei $z/D = -3,8$ beginnen, werden die Stromlinien in Umfangsrichtung umgelenkt. Durch das höhere Geschwindigkeitsniveau der Konfiguration mit kleinem Plenum tritt die Strömung auch in die Schlitze mit höherer Axialgeschwindigkeit ein. Dies ist in einem Schnitt durch den Schlitz senkrecht zur Schlitznormalen in der Mitte der Schlitze in Abbildung 5.39 zu erkennen.

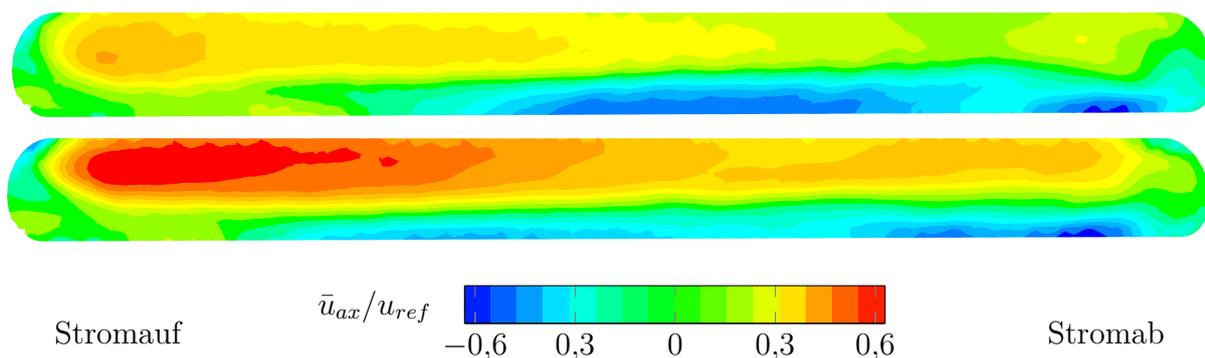


Abbildung 5.39: Mittlere Axialgeschwindigkeit im Schlitz des A²EV-Brenners mit großem (oben) und kleinem Plenum (unten), Hauptströmungsrichtung von links nach rechts

Im stromaufliegenden Bereich des Schlitzes liegt bei beiden Konfigurationen deutlich positive Axialgeschwindigkeit vor. In der stromabliegenden Hälfte des Schlitzes ist in der Konfiguration mit großem Plenum praktisch keine nennenswerte positive Axialgeschwindigkeit vorhanden. Bei der Konfiguration mit kleinem Plenum ist das Niveau der Axialgeschwindigkeit über die gesamte Schlitzlänge höher. Hier herrscht auch im stromabseitigen Teil des Schlitzes positive Axialgeschwindigkeit. Beide Konfigurationen zeigen Rückströmungen in den Schlitz, die von der Strömungsablösung an den nicht verrundeten Kanten stammen. Auch hier zeigt sich in der Konfiguration mit kleinem Plenum eine geringere Rückströmung.

Höhere Axialgeschwindigkeiten in den Schlitz bewirken eine Änderung in der radialen Verteilung der Axialgeschwindigkeit im Drallerzeuger. Im Schlitz dominiert die Tangentialgeschwindigkeit das Geschwindigkeitsfeld. Wird in der in die Schlitz eintretenden Strömung die Axialkomponente stärker ausgelegt, reduziert sich folglich die Tangentialgeschwindigkeit, wie Abbildung 5.40 zeigt. Der resultierende Geschwindigkeitsvektor bekommt eine stärkere Axialkomponente. Eine geringere Tangentialgeschwindigkeit bewirkt nach Gleichung (2.27) weniger azimuthale Wirbelstärke und dementsprechend sinkt die Axialgeschwindigkeit auf der Achse, siehe Abbildung 5.38. Wie in Abschnitt 5.5 diskutiert, ist der Übergang von Drallerzeuger zum Mischrohr für die Bildung der azimuthalen Wirbelstärke kritisch. Der Masse- und somit Dralleintrag sinkt abrupt ab, es kommt zur Bildung eines negativen Gradienten der azimuthalen Wirbelstärke und zu einer leichten Aufweitung der Stromlinien. Axiale Wirbelstärke wird in Achsnähe in

azimutale Wirbelstärke umorientiert und äußert sich durch eine Beschleunigung der Strömung auf der Achse.

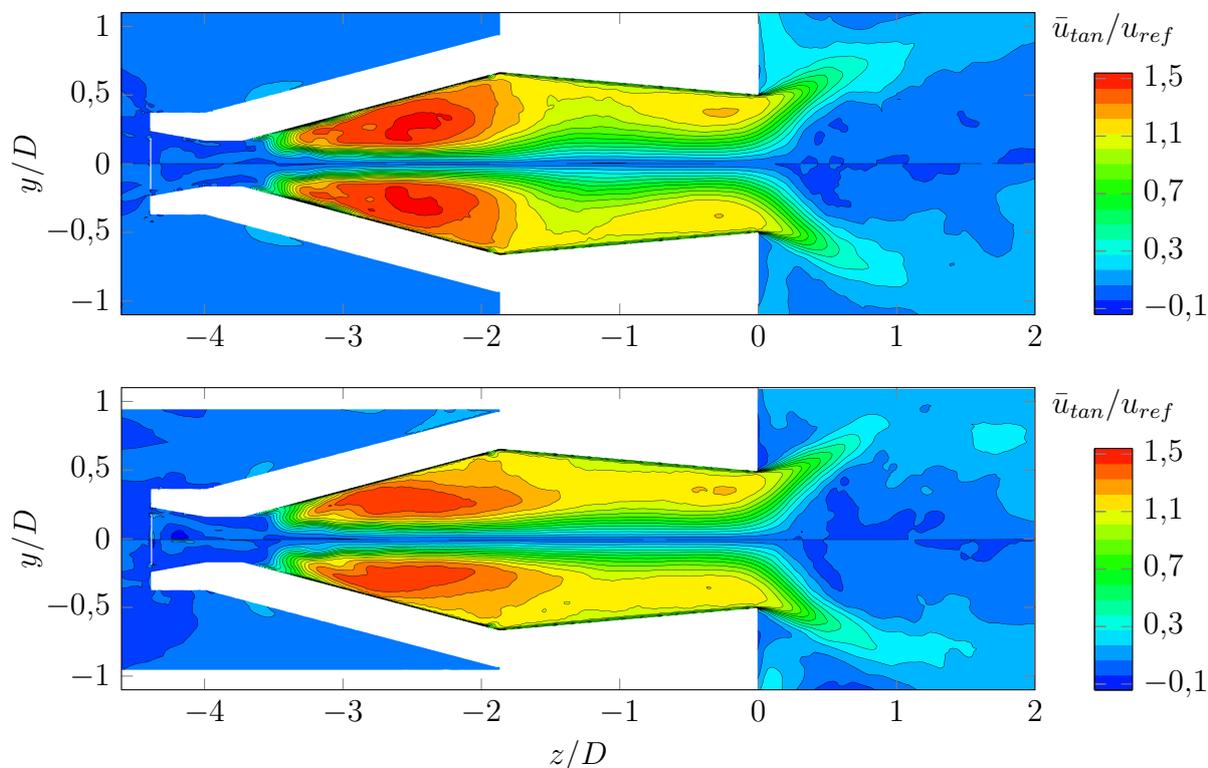


Abbildung 5.40: Mittleres Tangentialgeschwindigkeitsfeld des A²EV-Brenners mit großem (oben) und kleinem Plenum (unten)

Durch die unterschiedliche Länge der Geschwindigkeitsüberhöhung auf der Achse kommt noch ein weiterer Effekt zum Tragen: Aus Gleichung (2.24) wird deutlich, dass ein positiver radialer Gradient der Axialgeschwindigkeit negative azimutale Wirbelstärke hervorruft. In beiden Konfigurationen ist der Gradient negativ, durch die höhere Geschwindigkeit im Zentrum bei der Konfiguration mit großem Plenum sogar noch stärker. Prinzipiell würde das dieser Konfiguration eine höhere stabilisierende Wirkung bescheinigen. Da im kritischen Bereich stromab des Übergangs zum Mischrohr dieser Effekt jedoch bei der Konfiguration mit kleinem Plenum länger bestehen bleibt, ist nicht die absolute Höhe relevant, sondern der Ort der Wirkung. Im Bereich des Übergangs kommt es zur Bildung eines negativen Gradienten der azimutalen Wirbelstärke. Der Hauptmechanismus ist die Umorientierung von axialer in azimutale Wirbelstärke nach Gleichung (2.27). Aufgrund der quadratischen Abhängigkeit von der Tangentialgeschwindigkeit und der Proportionalität zu $1/r$ wirkt sich eine Reduktion der Tangentialgeschwindigkeit in

Achsnähe stark auf die Entwicklung der azimuthalen Wirbelstärke und somit die Axialgeschwindigkeit auf der Achse aus. Ein hoher Anteil an Axialgeschwindigkeit in der Einströmung der Drallschlitze kann durch die geringeren Tangentialgeschwindigkeiten der Bildung von negativer azimuthaler Wirbelstärke entgegenwirken. Die Intensität der Geschwindigkeitsüberhöhung und die Entwicklung der Strömung auf der Achse sind für die Stabilität der Strömung von großer Bedeutung. Beim Drallerzeugerprinzip des A²EV-Brenners fällt der Masse- und Dralleintrag abrupt ab, sobald das axiale Ende der Schlitze erreicht wird. Dann wird wie beschrieben eine Stromlinienaufweitung eingeleitet. Durch eine Anpassung der Axialgeschwindigkeitsverteilung bereits in den Drallschlitzen kann die Geschwindigkeitsüberhöhung abgesenkt werden, was wiederum das Strömungsfeld stabilisiert. In Abbildung 5.40 erkennt man, dass sich Wirbelkern der Konfiguration mit kleinem Plenum im Mischrohr weniger stark aufweitet. Die Tangentialgeschwindigkeit ist in Achsnähe am Übergang zum Mischrohr größer, obwohl sie im Drallerzeuger geringer sind. Der axiale Gradient der Tangentialgeschwindigkeit ist entscheidend, denn er leitet wie oben beschrieben die Stromlinienaufweitung ein. Dieser Effekt trägt auch beim A²EV-Brenners mit verrundeten Schlitzen in Abschnitt 5.5 maßgeblich zur Stabilität der Strömung bei und bestätigt die Forderung, die Tangentialgeschwindigkeit nur so hoch wie nötig einzustellen.

In Abschnitt 5.4.4 ist beschrieben, dass die Strömung des Prototypbrenners anfällig ist, den divergierenden Stromlinien am Übergang zum Mischrohr aufgrund einer anfänglichen Störung, etwa durch turbulente Schwankungen, zu folgen und exzentrisch zu rotieren. Dieses Phänomen kann in kleinerem Umfang auch bei der Konfiguration des A²EV-Brenners mit großem Plenum beobachtet werden. Dieses Verhalten drückt sich in den RMS-Werten der Axialgeschwindigkeit aus, die in Abbildung 5.41 dargestellt sind. Die Schwankungen sind in der Konfiguration mit großem Plenum im Bereich des Übergangs vom Drallerzeuger zum Mischrohr mit bis zu 40% deutlich höher. Die höchsten Werte befinden sich abseits der Rotationsachse. Dies lässt auf eine geringe exzentrische Rotation des Zentralwirbels schließen, wenn auch in weitaus geringerer Intensität als beim Prototyp. Die Höhe der Fluktuationen der Axialgeschwindigkeit ist essenziell für die Bewertung der Anfälligkeit eines Brenners für Flammenrückschlag. Starke Änderungen der Axialgeschwindigkeit führen zu Geschwindigkeiten, die geringer als die la-

minare Flammengeschwindigkeit von hochreaktivem Wasserstoff oder sogar negativ sind. Wenn dies stromauf der Flamme auftritt, kann die Flamme entgegen der Hauptströmung propagieren und es kommt zum Flammenrückschlag. Das Geschwindigkeitsfeld an der Flammenposition wird somit maßgeblich von der stromaufliegenden Strömung beeinflusst, die hohe turbulente Schwankungen und große kohärente Strukturen im Brennerinneren konvektiv zur Flammenposition transportieren.

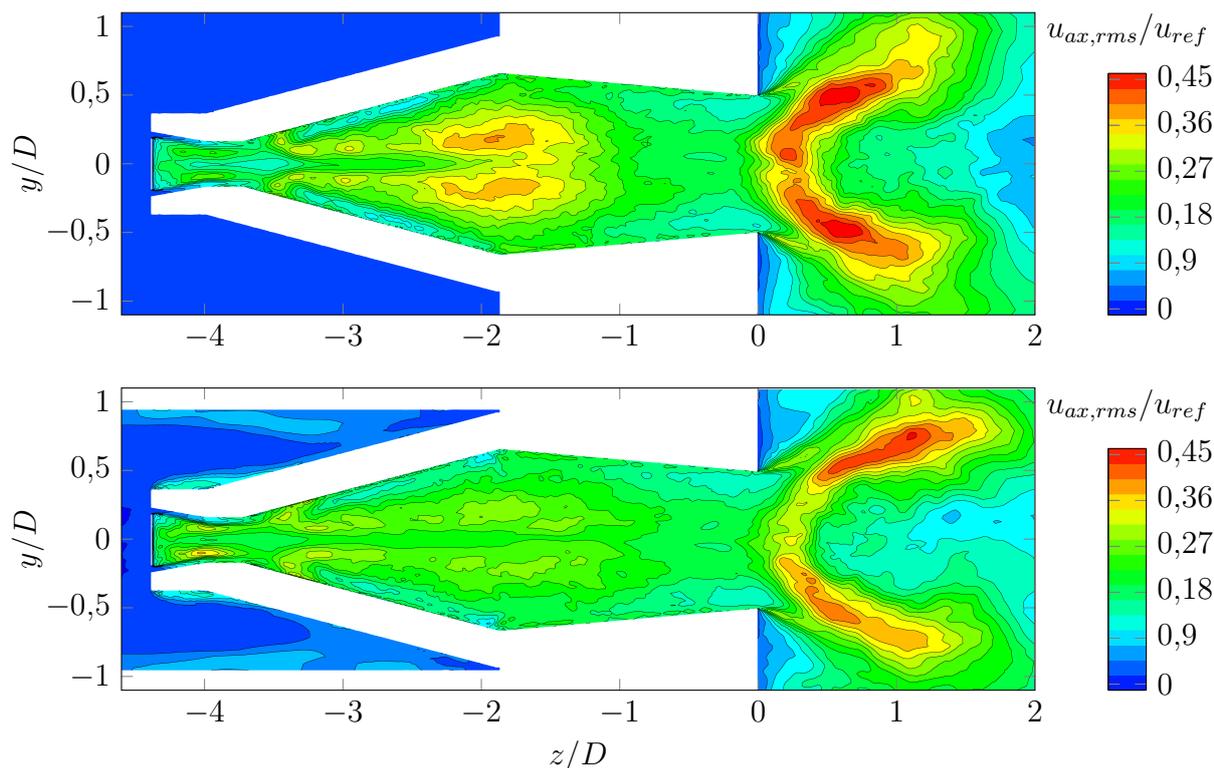


Abbildung 5.41: RMS der Axialgeschwindigkeit des A²EV-Brenners mit großem (oben) und kleinem Plenum (unten)

Die Scherschichten in Abbildung 5.41 zeigen naturgemäß hohe Fluktuationen der Axialgeschwindigkeit, in der Konfiguration mit großem Plenum sind sie aber im Bereich der Flammenwurzel höher. Die geringeren Werte bei der Konfiguration mit kleinem Plenum lassen auf eine stabilere Flammenposition schließen.

Wie in Abschnitt 2.4.1 beschrieben, ist eine Voraussetzung für eine flammenrückschlagsfreie Strömung, dass die Strömungsgeschwindigkeit immer weitaus höher ist als die turbulente Flammengeschwindigkeit [46]. Dies ist der Fall für beide Konfigurationen. Die Studie der Rückschlagskarte in Abbildung 5.36 und die Schwankungen der Axialgeschwindigkeit zeigen je-

doch, dass die mittlere Axialgeschwindigkeit nicht als Begründung für die stark abweichenden Rückschlagsgrenzen beider Konfigurationen herangezogen werden kann. Aufgrund der hohen RMS-Werte im Brenner der Konfiguration mit großem Plenum wurden die radialen Profile der Axialgeschwindigkeit am Mischrohraustritt untersucht. Abbildung 5.42 zeigt eine Zeitreihe der Axialgeschwindigkeit am Austritt des Brenners beider Konfigurationen.

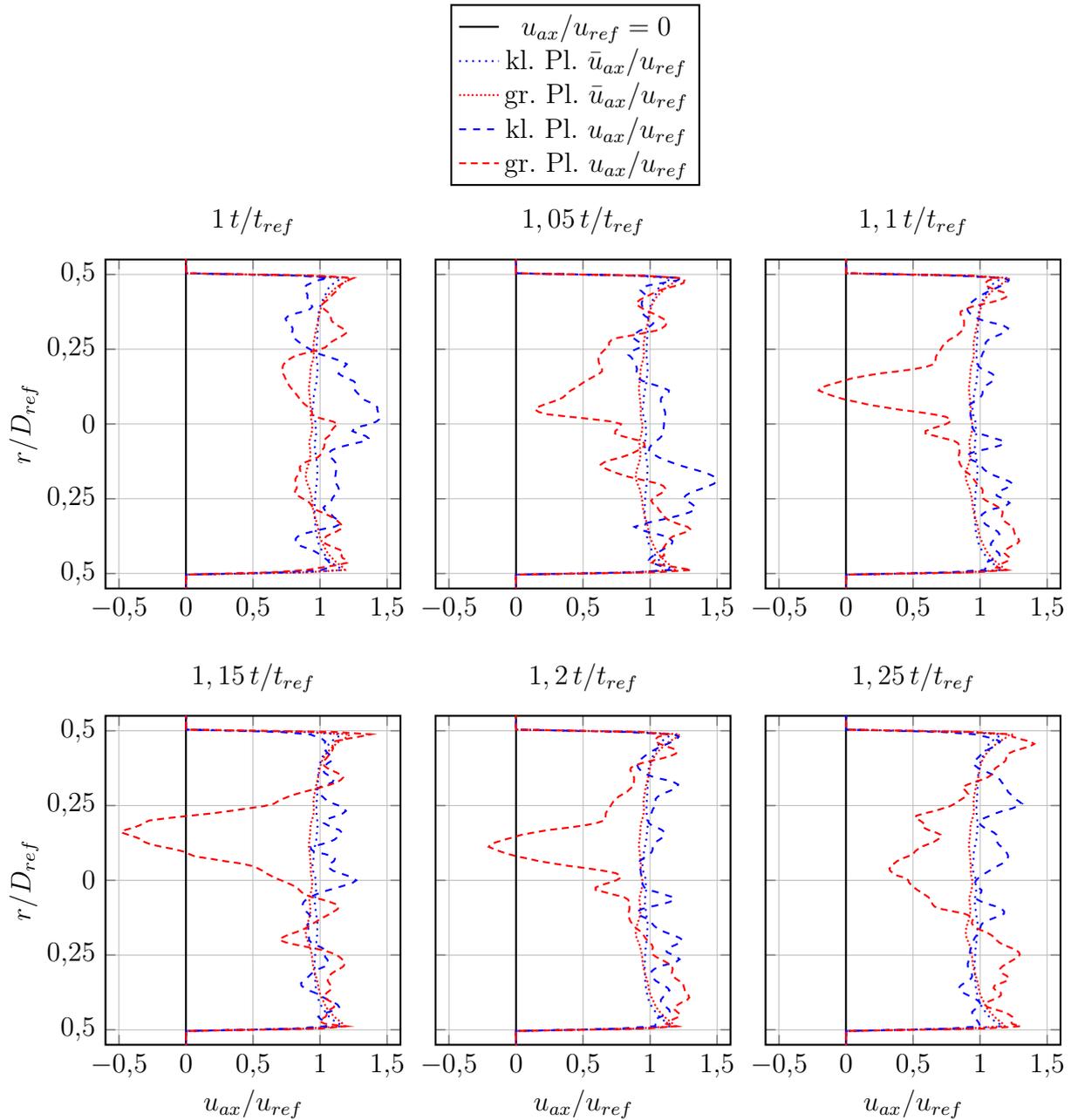


Abbildung 5.42: Profile der normierten mittleren und instantanen Axialgeschwindigkeit des A²EV-Brenners mit kleinem (kl. Pl.) und großem Plenum (gr. Pl.) in einer Zeitreihe der LES

Die mittleren Profile der Axialgeschwindigkeit stimmen in beiden Konfigurationen gut überein. Im Bereich des Mischrohraustritts kommt es zu starkem Impulsaustausch in der Strömung, besonders in den Scherschichten der Rückströmzone. Stationäre Studien, die wie Reynolds Averaged Navier Stokes (RANS) Simulationen auf mittleren Strömungsgrößen basieren, haben in diesem Bereich der Strömung Defizite, den starken Impulsaustausch zwischen instationären Strukturen wiederzugeben. Hier neigt die RANS dazu, asymmetrische, unphysikalische Lösungen zu generieren, die zu keinem stationären Strömungsfeld führen und somit keine sinnvolle Bewertung ermöglichen. Daher ist die LES die geeignetere Methode zur Strömungsberechnung und wurde für diese Studie verwendet.

An dieser axialen Position kann man den Einfluss der Rückströmzone auf das Axialgeschwindigkeitsfeld erkennen. Die Geschwindigkeiten sind in den Außenbereichen bei $y/D_{ref} = -0,5$ und $y/D_{ref} = 0,5$ höher als im Zentrum. Die Instantanprofile zeigen durch großskalige turbulente Strukturen in der Strömung starke Geschwindigkeitsgradienten. Im Zeitschritt $1,1 t/t_{ref}$ wird die Momentangeschwindigkeit der Konfiguration mit großem Plenum negativ bis zu $u/u_{ref} = -0,5$. Anschließend wird die Strömungsstruktur durch die stromaufliegende Strömung wieder stromab transportiert. Das bedeutet, dass zeitweise negative Axialgeschwindigkeit im Mischrohraustritt in der Konfiguration mit großem Plenum vorliegt. Das Auftreten dieser momentanen negativen Geschwindigkeit zeigt deutlich die Anfälligkeit dieser Konfiguration gegenüber Flammenrückschlägen. Bei Betrieb mit hochreaktivem Wasserstoff unter den genannten atmosphärischen Betriebsbedingungen liegt die laminare Flammengeschwindigkeit im Bereich von einigen Metern pro Sekunde. Wenn sich in der Strömung im Brenneraustritt Kanäle mit negativer Axialgeschwindigkeit bilden, wie in Abbildung 5.42 illustriert, kann die Flamme der Strömung in den Kanälen folgen und stromauf propagieren. Dies wird durch die hohe laminare Flammengeschwindigkeit von Wasserstoff noch unterstützt und erhöht die Tendenz zum Flammenrückschlag.

5.6.4 Axialgeschwindigkeitsfeld am Mischrohraustritt

Innerhalb der simulierten Zeit treten möglicherweise mehrmals negative Axialgeschwindigkeiten am Mischrohraustritt auf. Um alle Ereignisse die-

ser Art zu erfassen, wurde das Geschwindigkeitsfeld mit Hilfe von Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (PDF) ausgewertet. Abbildung 5.43 zeigt schematisch den Bereich des Mischrohraustritts, der für die Berechnung der PDF verwendet wurde. Zwei konzentrische Kreisflächen mit den Radien $r_1 = 0,04 D_{ref}$ und $r_2 = 0,4 D_{ref}$ bildeten die Datenbasis für die PDF. Innerhalb dieser Bereiche wurden alle Datenpunkte der gesamten Zeitreihe verwendet.

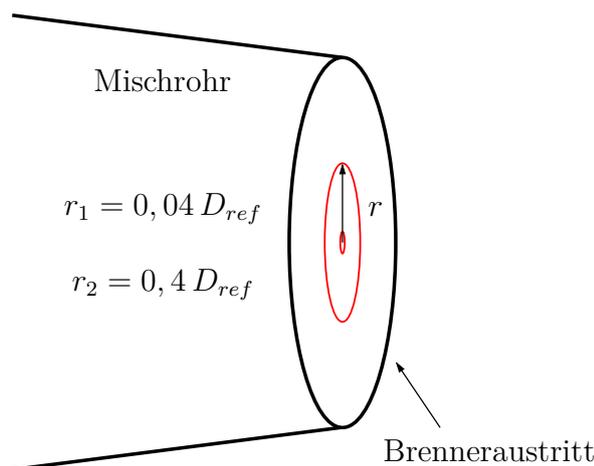


Abbildung 5.43: Bereiche des Brenneraustritts, die als Datenbasis für die PDF dienen

Abbildung 5.44 zeigt durch die Histogramme der PDF für den Radius r_1 die Wahrscheinlichkeit des Auftretens einer bestimmten Axialgeschwindigkeit für die beiden Konfigurationen mit großem und kleinem Plenum. Die Mitte der Histogramme liegt jeweils bei $u/u_{ref} = 1$. Die rote vertikale Linie repräsentiert die Nullgeschwindigkeit. Beide PDFs zeigen die Glockenkurven einer Gaußverteilung, wobei die Form der rechten und linken Flanke nicht identisch ist. Die linke Flanke der Konfiguration mit großem Plenum reicht bis zu $u/u_{ref} = -0,1$.

Das bedeutet, dass während der simulierten Zeit negative Geschwindigkeiten in der PDF identifiziert werden konnten. Auch wenn die Wahrscheinlichkeit dieser Ereignisse gering ist, sind sie durch die negative Geschwindigkeit kritisch für die Rückschlagssicherheit. Abhängig von der Lebensdauer der Strömungsstruktur und der Eindringtiefe reichen diese Bereiche negativer Axialgeschwindigkeit bis in das Mischrohr. In diesem Fall ist die Flamme in der Lage, der Strömung in das Mischrohr zu folgen und einen Flammenrückschlag einzuleiten. Im Gegensatz dazu treten bei der Konfiguration mit kleinem Plenum keine negativen oder geringen Axialgeschwindigkeiten

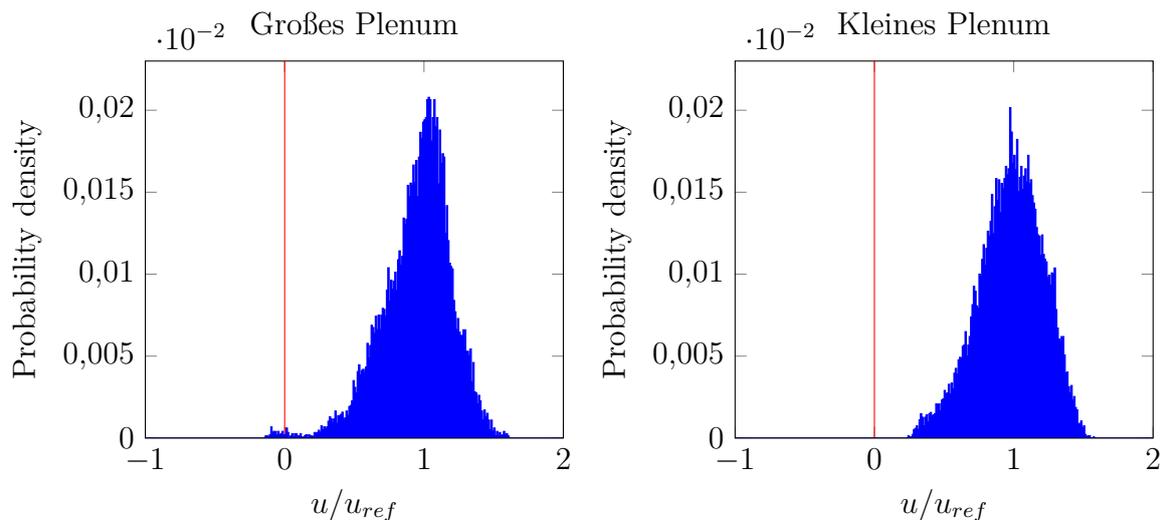


Abbildung 5.44: PDF der Axialgeschwindigkeit innerhalb von $r_1 = 0,04 D_{ref}$ am Brenneraustritt des A²EV-Brenners mit großem (links) und kleinem Plenum (rechts)

auf. Das Nichtauftreten von negativen Axialgeschwindigkeiten verbessert die Rückschlagssicherheit drastisch, wie die Ergebnisse der atmosphärischen Rückschlagsversuche in Abbildung 5.36 demonstrieren. Ein Strömungsfeld muss so ausgelegt sein, dass die Instantangeschwindigkeiten permanent weit über der Flammengeschwindigkeit liegen. Ein hohes Turbulenzniveau kann durchaus erwünscht sein, da es die Durchmischung der Strömung positiv beeinflussen kann. Diese günstige Eigenschaft erhöht jedoch das Risiko von Flammenrückschlägen.

Der Bereich $r_1/D_{ref} = 0,04$ wurde zu Demonstrationszwecken ausgewählt, da die negativen Axialgeschwindigkeiten hier klar identifiziert werden können. Sie repräsentieren nur eine kleine Fläche des Brenneraustritts, daher zeigt die Abbildung 5.45 die PDF des Bereichs $r_2 = 0,4 D_{ref}$.

Die Form der PDF der Konfiguration mit kleinem Plenum im rechten Teilbild ist symmetrisch und die PDF hat ihr Zentrum bei $u/u_{ref} = 1$, während bei der Konfiguration mit großem Plenum die linke Flanke flacher ist und ins Negative reicht. Die Zahl der positiven Geschwindigkeiten dominiert die PDF, daher sind die Ereignisse negativer Axialgeschwindigkeiten in dieser Darstellung nicht so gut sichtbar wie in Abbildung 5.44 bei $r_1/D_{ref} = 0,04$. Auch hier können negative Axialgeschwindigkeiten klar identifiziert werden.

Der beschriebene Effekt des Auftretens von lokalen und temporären negativen Axialgeschwindigkeiten kann nicht mit Studien erfasst werden, die

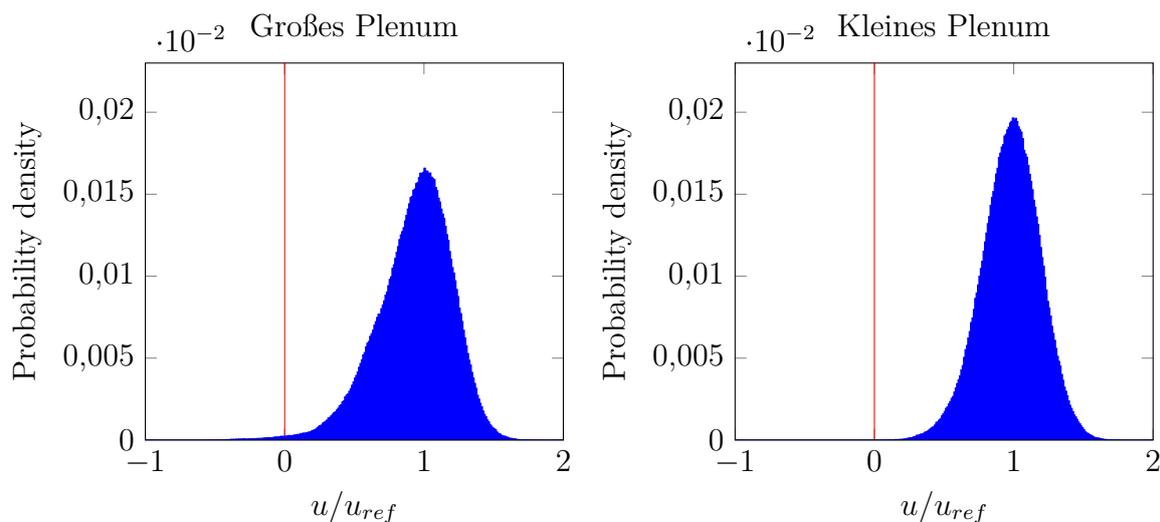


Abbildung 5.45: PDF der Axialgeschwindigkeit innerhalb von $r_2/D_{ref} = 0,4$ am Brenneraustritt des A²EV-Brenners mit großem (links) und kleinem Plenum (rechts)

nur die mittleren Strömungsgrößen berücksichtigen. Auch wenn die mittlere Axialgeschwindigkeit in beiden Konfigurationen ähnlich ist, zeigen die Rückschlagsgrenzen große Unterschiede. Das Auftreten von negativen Axialgeschwindigkeiten kann mit der Analyse der PDF untersucht werden, da jeder instantane Geschwindigkeitswert innerhalb des berücksichtigten Bereichs in der gesamten Zeitreihe zur Form der PDF beiträgt. Jede geringe oder negative instantane Axialgeschwindigkeit kann auf diese Weise detektiert werden. Im Gegensatz zur Analyse der Geschwindigkeitsschwankungen durch RMS-Werte kann die PDF diesen Effekt erfassen und zeigt somit deutlich die Schwächen der Strömung der Konfiguration mit großem Plenum.

In Abschnitt 2.4.1 wurden die verschiedenen Rückschlagsmechanismen vorgestellt. Keiner von ihnen kann als Ursache für die Unterschiede in den Rückschlagsgrenzen der beiden Konfigurationen herangezogen werden, weil sie in dieser Studie als aerodynamisches Phänomen durch isotherme Studien identifiziert wurden. Chemische Reaktionen sind hier irrelevant und daher kommen der dritte und vierte Mechanismus Wandrückschlag und CIVB nicht als Ursache in Frage. Eine plötzliche Strömungsumkehr oder Verbrennungsinstabilitäten können ebenso ausgeschlossen werden weil die Luftversorgung stabil und das Pulsationsniveau in der Brennkammer während der Versuche gering war. Der erste Rückschlagsmechanismus, das Verhältnis von mittlerer Strömungsgeschwindigkeit zu turbulenter Flam-

mengeschwindigkeit, kann nicht als Begründung für das plötzliche Auftreten von negativen Axialgeschwindigkeiten dienen. Die klassischen Flammenrückschlagsmechanismen können jedoch im weiteren Verlauf eine Rolle spielen. Sobald sich in der Konfiguration mit großem Plenum negative Axialgeschwindigkeiten bilden, propagiert die Flamme stromaufwärts durch den sich bildenden Kanal. Im Mischrohr können grundsätzlich auch die in Abschnitt 2.4.1 beschriebenen Mechanismen zum Tragen kommen, wenn sich z.B. die Flamme über Bereiche niedriger Axialgeschwindigkeit der Wand nähert und Flammenrückschlag stattfindet. CIVB kann an der Spitze der Flamme auftreten weil die Strömungsgeschwindigkeit mit zunehmendem Mischrohrdurchmesser in negativer Strömungsrichtung abnimmt. Nichtsdestotrotz wird die Flammenpropagation stromauf durch das Auftreten von negativer Axialgeschwindigkeit ausgelöst, was wiederum durch ein hohes Turbulenzniveau im Brenner verursacht wird. In diesem Fall kann es eine Vorbedingung für den klassischen Rückschlagsmechanismus sein.

5.6.5 Axialgeschwindigkeitsfeld am Mischrohraustritt des Prototypbrenners

Die beschriebene Auswertemethode wurde auch für den Prototypbrenner in der Konfiguration ohne Kopfaufsatz angewendet. Diese Konfiguration zeigt dennoch repräsentativ das Verhalten des Prototypbrenners, da am Ende des Abschnitts 5.4.3 angedeutet wurde, dass der Kopfaufsatz keinen Einfluss auf die Stabilität des Zentralwirbels hat. Abbildung 5.46 zeigt die PDF der Axialgeschwindigkeit für die beiden ausgewerteten Bereiche $r_1/D_{ref} = 0,04$ und $r_2/D_{ref} = 0,4$.

Da die Rückströmzone auf der Achse nahe an den Brenneraustritt heranreicht, sind die Strömungsgeschwindigkeiten im Bereich von r_1 und r_2 geringer als die mittlere Axialgeschwindigkeit. Daher ist der Schwerpunkt der PDF bei $r_1/D_{ref} = 0,04$ nicht auf Höhe der Referenzgeschwindigkeit. Bei $r_2/D_{ref} = 0,4$ liegt er ebenfalls unterhalb von $u/u_{ref} = 1$. In der PDF für den Bereich $r_1/D_{ref} = 0,04$ erkennt man, dass kaum negative Geschwindigkeiten auftreten, dafür jedoch ein hoher Anteil an Axialgeschwindigkeiten, die bis hin zu $u/u_{ref} = 0$ sehr niedrig sind. Im Gegensatz dazu sind entsprechend der Analyse im Bereich $r_2/D_{ref} = 0,4$ negative Axialgeschwindigkeiten wahrscheinlicher. Das bedeutet, dass die Kanäle mit negativer

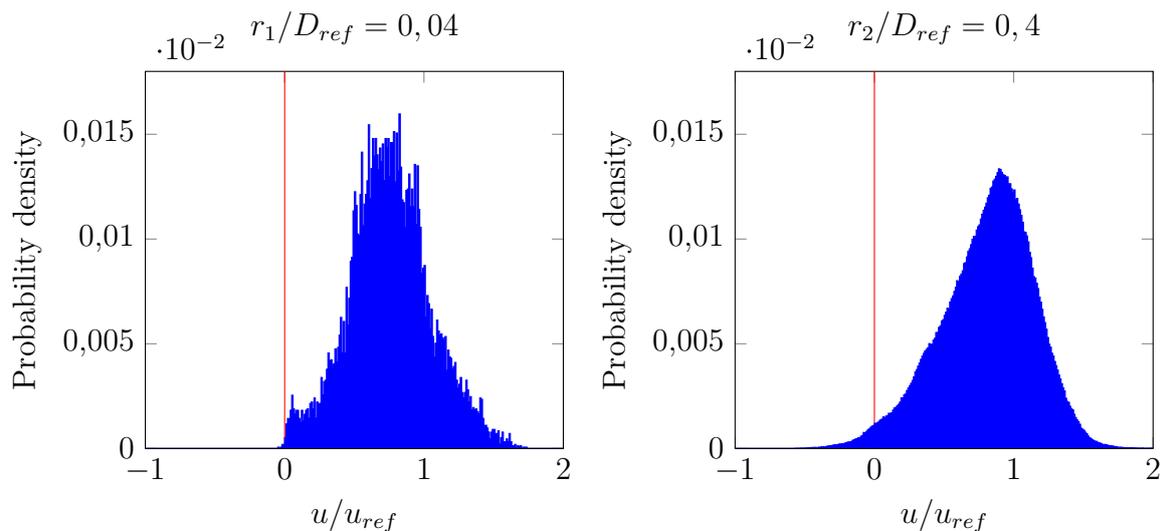


Abbildung 5.46: PDF der Axialgeschwindigkeit am Brenneraustritt des Prototypbrenners ohne Kopfaufsatz innerhalb von $r_1/D_{ref} = 0,04$ (links) und von $r_2/D_{ref} = 0,4$ (rechts)

Axialgeschwindigkeit sich vorwiegend außerhalb der Rotationsachse bilden. Dies spricht wiederum für die Annahme, dass der Nachlauf des rotierenden Zentralwirbels für diese hohen turbulenten Strukturen verantwortlich ist, denn er rotiert ebenso exzentrisch wie die Kanäle der negativen Axialgeschwindigkeit am Brenneraustritt.

Die Analyse des Axialgeschwindigkeitsfelds auf der Basis von aus der LES abgeleiteten PDFs kann auch bei diesem Brennermodell klar die Defizite in der Stabilität der Rückströmzone identifizieren.

6 Mehrbrennerstudie

In der zweiten Dissertation [51], die aus diesem Forschungsvorhaben hervorgegangen ist, wurde schwerpunktmäßig das Einmischverhalten der Kühlluft in die Hauptströmung in der Primärzone der Brennkammer an einem Einzelbrenner untersucht. Es wurden sowohl Wasserkanalexperimente und Verbrennungsversuche durchgeführt, als auch numerische Simulationen aus dieser Arbeit zur Validierung verwendet. Ein Teilziel des in Abschnitt 1.1 vorgestellten Projekts ist die Berechnung der Kühlluftverteilung einer Mehrbrenneranordnung. Die Ergebnisse werden im folgenden Kapitel 6 behandelt.

Im Gegensatz zu Mehrbrennersystemen können Einzelbrenner hinsichtlich der Aerodynamik und der Mischungseigenschaften mit moderatem Aufwand in einem Wasserkanal untersucht werden. Die Studie eines gesamten Mehrbrennersystems inklusive der Brenner und der Brennkammer ist aber mit erheblichem Aufwand verbunden. Daher wurde eine Methode zur Berechnung der Kühlluftverteilung einer Mehrbrenneranordnung entwickelt. Zur Sicherstellung der Qualität der Vorhersage der physikalischen Größen wurden die numerischen Daten mit Experimenten zu Strömungs- und Mischungseigenschaften validiert. Am Anfang stehen LIF- und PIV-Messungen an einem Einzelbrenner, die im weiteren Verlauf der Studie als Referenz dienen. Diese experimentellen Ergebnisse stammen aus [51]. Daraufhin werden RANS- und LES-Modelle des Brenners erstellt, mit denen das Strömungs- und Mischungsfeld analog zu den Experimenten berechnet wird. Anschließend wird der Brenner mit einem Diffusor ausgestattet, um der starken Brenner-Brenner-Interaktion entgegenzuwirken und um die Strömung durch eine Abschirmung des stromaufgelegenen Teils der Rückströmzone gegenüber den Nachbarbrennern zu stabilisieren. Da diese Modifikation nicht im Wasserkanal möglich war, wurde eine zweite Serie an RANS- und LES-Berechnungen durchgeführt. Sie ist ein Zwischenschritt zur Berechnung der Mehrbrenneranordnung. Prinzipiell eignen sich sowohl Ringbrennkammern als auch Silobrennkammern für diese Studie. Als Testfall wurde eine Silobrennkammer gewählt, da das komplexe Strömungsfeld mit der Brenner-Brenner-Interaktion starke Scherschichten entwickelt. Durch die Ausnutzung der pe-

riodischen Anordnung der Brenner kann der numerische Aufwand reduziert werden. Die Qualität der LES-Methoden hat in den letzten Jahren stetig zugenommen und durch die steigende Leistung der Rechenarchitektur können die Kosten von CFD-Studien weiter reduziert werden. Nichtsdestotrotz ist die Berechnung einer komplexen Gasturbinenbrennkammer mit allen geometrischen Details und relevanten Ein- und Ausströmungspfaden heutzutage im Allgemeinen nicht zu angemessenen Kosten und unter sinnvollem zeitlichen Aufwand zu bewerkstelligen. Daher wird die RANS-Methode auch weiterhin eine wichtige Stellung in zukünftigen Auslegungs- und Berechnungsprozessen in Forschung und Industrie haben.

Die Einmischung von Kühlluft in die Scherschichten und die Verdünnung der Rezirkulationszone jedes einzelnen Brenners ist von grundlegender Bedeutung für die Emissionsbildung und Flammenstabilität. Zahlreiche Autoren [31],[50],[29] haben das Defizit der RANS-Methode diskutiert, den skalaren Transport in komplexen Strömungen richtig wiederzugeben. Im Allgemeinen ist die Speziestransportrate durch Diffusionsprozesse zu niedrig. Ivanova et al. [31] haben eine Quereindüsung¹ in eine Stömung mit mehreren Berechnungsmethoden untersucht. Sie konnten feststellen, dass als Ursache für die niedrige Mischungsrate bei der RANS-Methode die zu geringe Vorhersage der turbulenten kinetischen Energie verantwortlich ist. RANS-Modelle hängen stark vom Turbulenzmodell ab, dass zur Schließung des Gleichungssystems für Massenerhaltung, Impuls, Reynolds-Spannungsterme und Spezies notwendig ist (siehe Abschnitt 2.5.1).

Um die Diffusionsrate künstlich zu erhöhen, wird üblicherweise die Schmidt-Zahl Sc angepasst. Sie definiert das Verhältnis aus diffusivem Impulstransport, definiert als die kinematische Viskosität ν_t , und dem diffusivem Skalartransport, angegeben durch die turbulente Diffusivität D_t .

$$Sc = \frac{\nu_t}{D_t} \quad (6.1)$$

He et al. [29] variierten in ihren Studien Impulsverhältnisse und die Schmidt-Zahl Sc und verglichen ihre Ergebnisse mit einer großen Anzahl an Experimenten aus der Literatur. Sie folgerten, dass eine konstante Schmidt-Zahl von $Sc = 0,2$ eine gute Übereinstimmung bei einem breiten Spektrum an

¹engl.: jet in crossflow, JIC

Impulsverhältnissen liefert. Bei kleinen Impulsverhältnissen können die Ergebnisse mit variablen Schmidt-Zahlen für verschiedene Regionen der untersuchten Konfiguration verbessert werden.

Andere Autoren [50], [27] haben diesen Ansatz für die Berechnung von typischen Gasturbinenkonfigurationen gewählt. Sie untersuchten den Verdünnungseffekt der Luft-Brennstoffmischung durch die Kühlluft in Teilen einer Ringbrennkammer. Malecki et al. [50] verwendeten $Sc = 0,2$ in ihrer Studie der Temperaturverteilung am Austritt eines Ringbrennkammersegments. Sie verglichen Messungen von Brennkammeraustrittstemperaturen mit numerischen Ergebnissen weit stromab der Eindüsungsposition. Detaillierte Mischungsprofile wurden in der Arbeit nicht angegeben. Gulati et al. [27] untersuchten die Temperaturverteilung am Brennkammeraustritt einer Ringbrennkammer mit in zwei konzentrischen Ringen angeordneten Brennern und verwendeten $Sc = 0,25$. Bei beiden Autoren lag der Fokus auf dem Verdünnungseffekt der Kühlluft der Brennkammerwandkühlung und auf dem Temperaturfeld in der Brennkammer. Die in der Literatur und in üblichen numerischen Lösern vorgeschlagenen Schmidt-Zahlen liegen im Bereich von $Sc = 0,2$ bis $Sc = 0,9$. Da die Mischungsqualität stark von der Turbulenzmodellierung und der untersuchten Konfiguration abhängt, kann keine allgemein gültige Schmidt-Zahl Sc definiert werden.

Dieses Kapitel konzentriert sich auf den Effekt der Primärzonenkühlung auf das Mischungsfeld eines Drallbrenners. Wie in Abschnitt 2.5.1 beschrieben, zeigen viele Turbulenzmodelle Defizite bei der Berechnung von Drallströmungen und die Ergebnisse werden zusätzlich noch von der Netzauflösung- und qualität beeinflusst. Daher werden in dieser Arbeit experimentelle Daten wie auch LES-Simulationen herangezogen, um die Qualität der RANS-Berechnungsergebnisse für das Strömungs- und Mischungsfeld sicherzustellen.

Es soll untersucht werden, in wie weit die Mischungsfelder in der Brennkammer einer Silogasturbine durch die Einmischung von Primärzonenkühlluft beeinflusst werden. Der numerische Aufwand kann durch die Ausnutzung der Rotationssymmetrie des Systems verringert werden und dazu wird auf die kleinste symmetrische Einheit, ein Sechstel der Brennkammer, zurückgegriffen. Jeder Brenner ist umgeben von einer hexagonalen Frontplatte, um den Freiraum zwischen den Brenneraustritten auszufüllen. Die

periodischen Randbedingungen sind derart gewählt, dass sie die Symmetrie der Einzelbrenner ausnutzen. In diesem Fall hat jede Brennerfrontplatte drei periodische Randbedingungen und sofern sich der Brenner am Rand des Rechenfeldes befindet, wird die entsprechende periodische Randbedingung aufgeprägt. Abbildung 6.1 zeigt einen Teil der mit EV-Brennern ausgerüsteten Silobrennkammer für diesen Testfall und im rechten Bildteil die Anordnung der periodischen Randbedingungen im numerischen Modell.

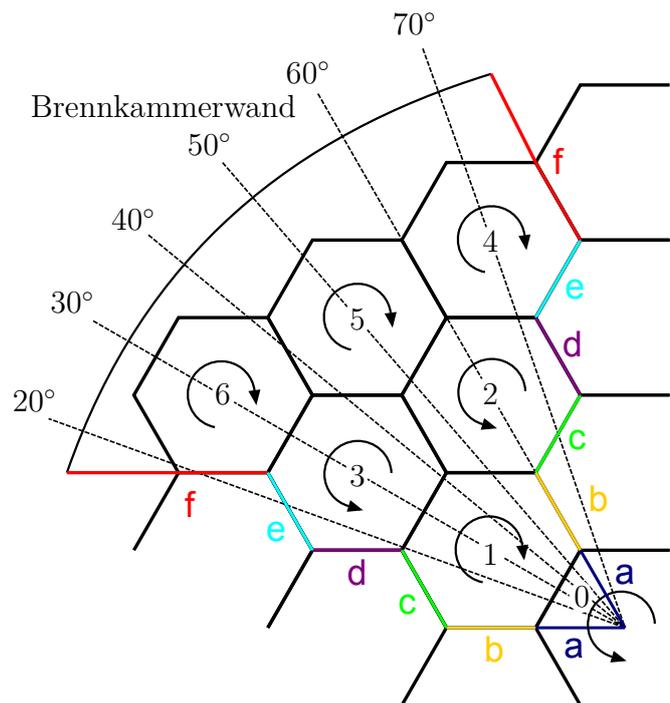


Abbildung 6.1: Ausschnitt der Testbrennkammer (Quelle: Alstom), Anordnung der periodischen Randbedingungspaare und Drehrichtung der Brenner in der Matrix in Stromaufsicht

Nur ein Teil des zentralen Zündbrenners mit der Nummer null wird berechnet und interagiert mit Brenner eins. Die Brenner sind in vier konzentrischen Gruppen mit abwechselnden Drehrichtungen angeordnet. Die Frontplatten haben die Form eines Sechsecks. Daher müssen die periodischen Flächen dieser Form angepasst werden, um das System auf ein Sechstel der Brennkammer zu reduzieren. Das führt zu sechs periodischen Paaren, die jeden Brenner mit dem entsprechenden Nachbarbrenner verbinden. Eine weitere Reduktion des numerischen Aufwands wurde durch die Berechnung eines Einzelbrenners im Vorfeld zur Mehrbrennerstudie erzielt. In einem

Querschnitt stromauf des Brenneraustritts werden die Strömungs- und Mischungsgrößen extrahiert und auf die entsprechende Fläche in der Mehrbrenneranordnung als Eingangsgrößen übertragen. Sofern diese Querschnittsfläche nahe des Brenneraustritts liegt, ist dieses Vorgehen nur möglich, wenn die Axialgeschwindigkeit stromauf des Brenneraustritts stets positiv ist. Die Rückströmzone muss also permanent außerhalb des Brenners liegen. Dies ist beim A²EV-Brenner (Nr. 2 in Tabelle 1.1) der Fall, daher wurde er für diese Studie verwendet.

Frühere Erkenntnisse zum Einfluss der Kühlluft auf das Skalarfeld in der Primärzone einer Einzelbrennkammer wurden in [52] veröffentlicht. Sie zeigten einen marginalen Einfluss der Injektorgeometrie auf die Kühlluftverteilung in der Brennkammer. Aus Gründen der Vereinfachung wurde in dieser Arbeit ein Ringspalt als Kühlluftinjektor verwendet, der in Abbildung 6.2 in schematischer Weise dargestellt ist.

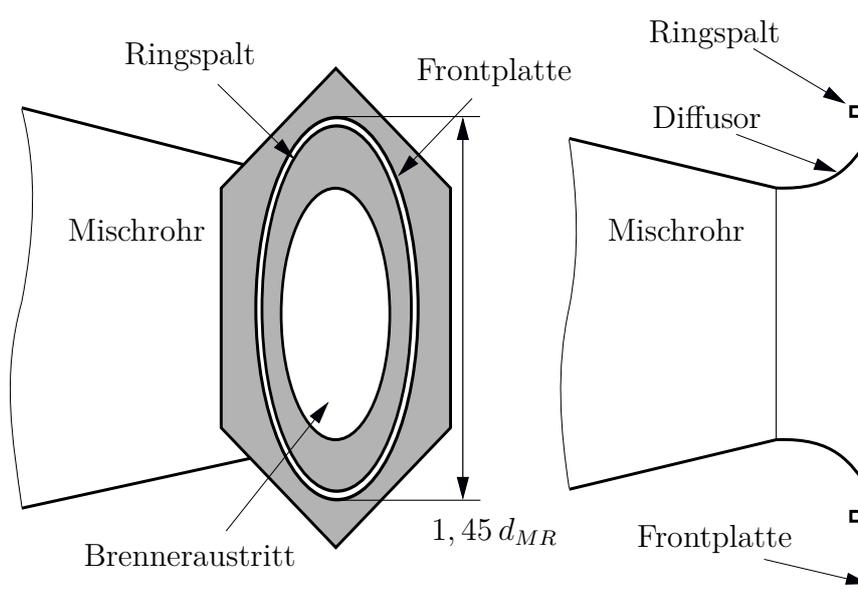


Abbildung 6.2: Ringspaltinjektor für die Kühlluftindüsung (links) und Diffusor (rechts)

Der rechte Teil der Abbildung zeigt schematisch den Diffusor, mit dem der Brenner A²EV-Brenner (Nr. 2 in Tabelle 1.1) in Abschnitt 6.1.4 zum A²EV-Brenner mit Diffusor (Nr. 6 in Tabelle 1.1) modifiziert wird. Hauptsächlich in diesem Kapitel wird die Kühlluftmischung über die Frontplatten der Brenner behandelt. In Abschnitt 6.2.3 wird in einer kurzen Studie gezeigt,

wie sich eine zusätzliche Kühlluft-Eindüsung über den Außenbereich zwischen Brenner und Brennkammerwand auf die Kühlluftverteilung auswirken kann.

6.1 Untersuchungen am Einzelbrenner

6.1.1 Aerodynamik des Einzelbrenners

In einem ersten Schritt wurden die PIV-Ergebnisse der Wasserkanalexperimente aus [51] mit den Strömungsfeldern der RANS und LES verglichen. Abbildung 6.3 zeigt, dass die mittleren Axialkomponenten der Geschwindigkeitsfelder von RANS und LES gut mit den PIV-Experimenten übereinstimmen. Der Winkel der divergierenden Stromlinien nach Eintritt in die Brennkammer und die Größe der Rezirkulationszone sind nahezu identisch in allen Strömungsfeldern.

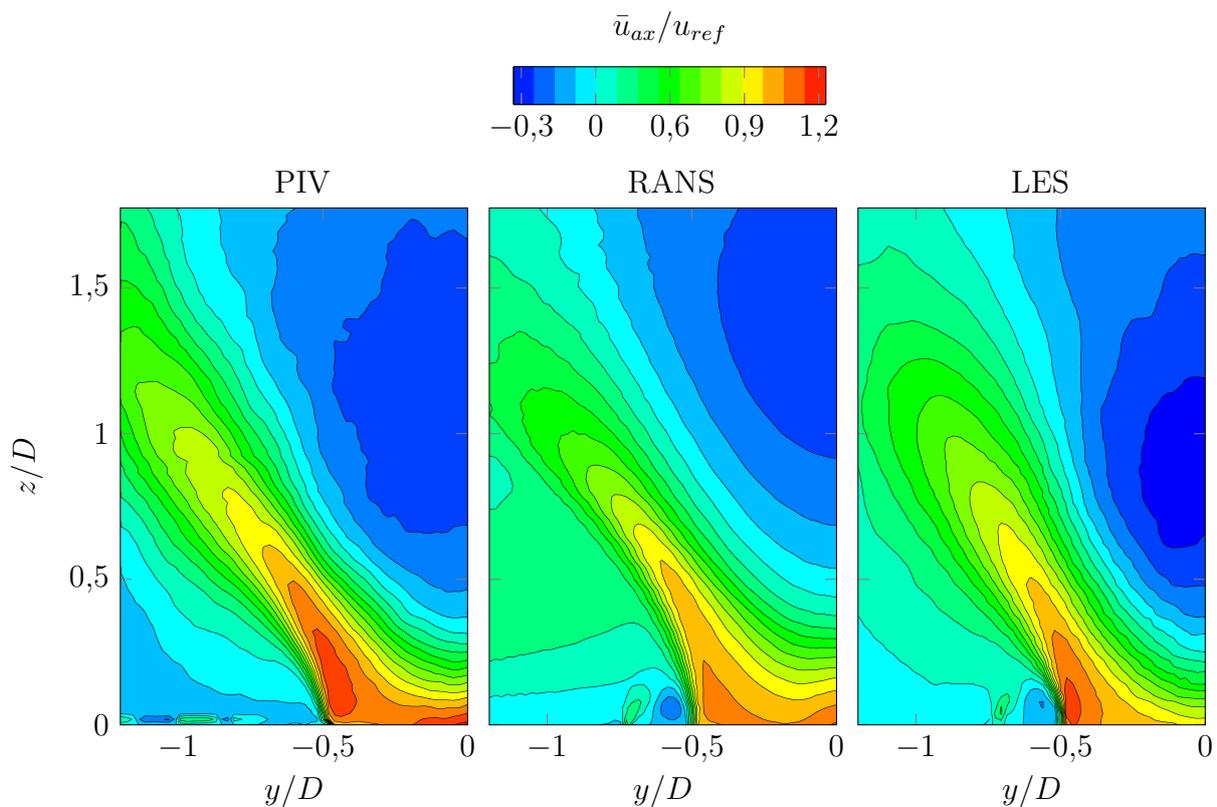


Abbildung 6.3: Mittlere Axialgeschwindigkeit von PIV, RANS und LES in der Brennkammer

Leichte Abweichungen zeigen sich in der Lage der Rückströmzone. In der LES wird die Position des Stagnationspunkts weiter stromauf und in der RANS etwas weiter stromab vorhergesagt. In den Profilen der mittleren Axialgeschwindigkeit in verschiedenen axialen Positionen stromab des Brenneraustritts in Abbildung 6.4 kann man die Unterschiede erkennen.

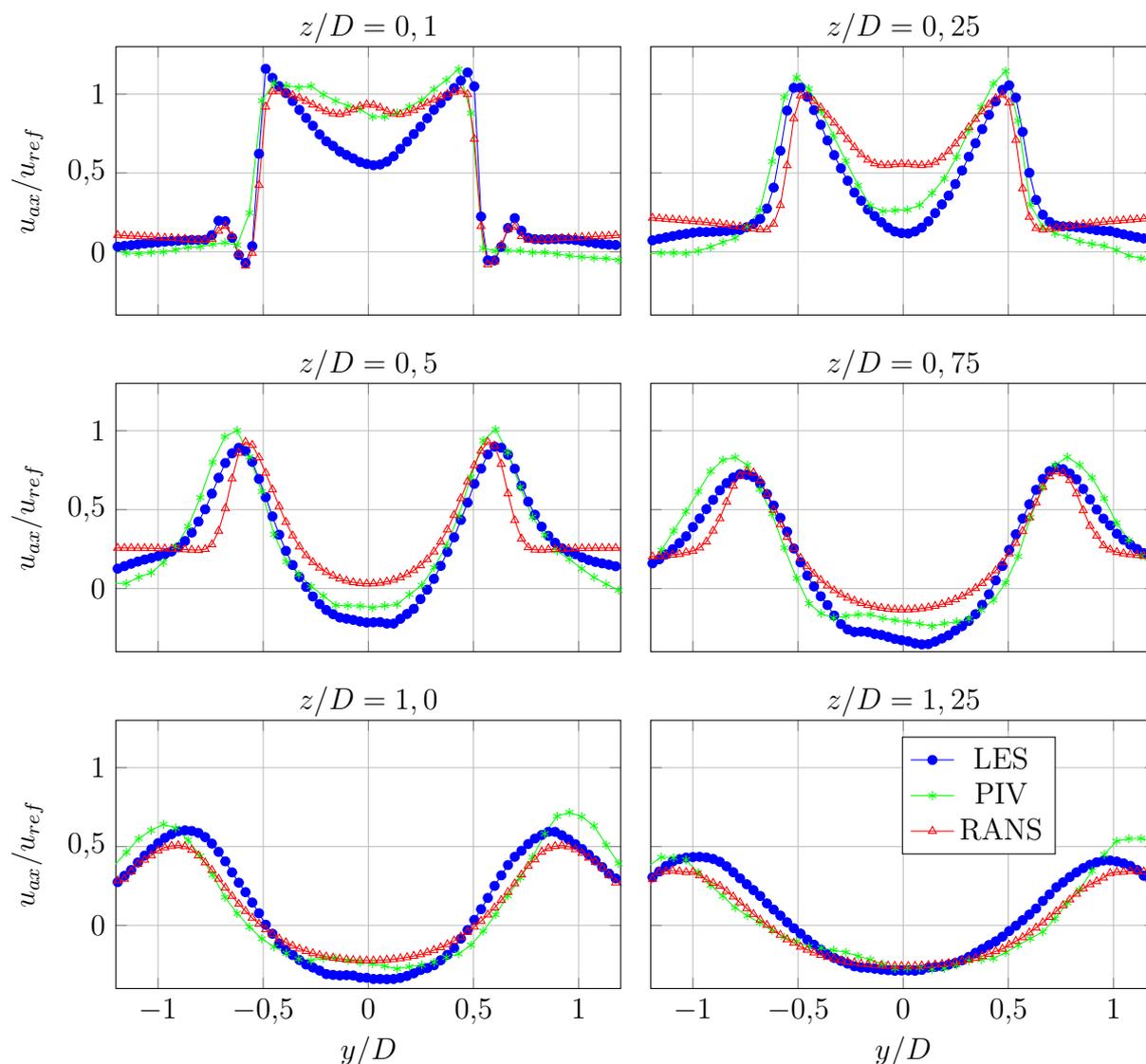


Abbildung 6.4: Profile der mittleren Axialgeschwindigkeit an verschiedenen axialen Positionen von LES, RANS und Experiment (PIV)

Die PIV-Messungen wurden ohne Kühlluft-Eindüsung durchgeführt. Daher bestehen Unterschiede im Nahfeld bei $z/D = 0,1$ an der Position der Eindüsung. Die Profile von LES und PIV der zwei Positionen nahe des Brenneraustritts $z/D = 0,1$ und $z/D = 0,25$ stimmen noch nicht gut überein. Auch wenn das Strömungsfeld gut vorhergesagt wird, kann eine

geringe Abweichung in der Lage des Stagnationspunkts der Rezirkulationszone zu größeren Abweichungen der Profile führen. Eine Ursache ist die starke Verzögerung der Strömung, sobald die Stromlinien divergieren. Weiterhin ist zu beachten, dass für RANS und LES die Modellierung des Kopfströmungseinlasses nicht identisch zu den Experimenten war, siehe Abschnitt 5.3. Die weiter stromab liegenden Profile $z/D = 0,5$ bis $z/D = 1,25$ stimmen wiederum sehr gut überein. Die radiale Lage y/D der höchsten Axialgeschwindigkeit gibt die Größe des Wirbelkerns an. Die Profile zeigen eine annähernd identische Form. Bis auf die Position $z/D = 0,25$ stimmen die Profile der RANS gut mit LES und PIV überein. Hier liegt die Position der Rezirkulationszone zu weit stromab verglichen mit LES und PIV. Dies wird deutlich durch die in Position $z/D = 0,25$ zu hohe Axialgeschwindigkeit. Es konnte mit diesem Vergleich gezeigt werden, dass die RANS in der Lage ist, das Strömungsfeld des verwendeten Brenners mit ausreichender Genauigkeit vorherzusagen.

6.1.2 Mischung des Einzelbrenners

Im Folgenden wird das Skalarfeld untersucht. Anfangs wurden die Rechnungen mit der Standardeinstellung der Schmidt-Zahl $Sc = 0,7$ durchgeführt. Der Vergleich der Konturen der Kühlluftkonzentration in Abbildung 6.5 zeigt gute Übereinstimmung der LES- und den LIF-Ergebnisse aus [53]. Das Nah- und Fernfeld kann sehr gut wiedergegeben werden. Geringe Abweichungen finden sich im mittleren Abstand $z/D = 0,75$. An dieser Position ist auch das Defizit der RANS-Simulation in der Vorhersage der Einmischung der Kühlluft in der Brennkammer deutlich sichtbar. Das Niveau der Kühlluftkonzentration bei der RANS mit der Schmidt-Zahl $Sc = 0,7$ übersteigt das Niveau des Experiments und der LES im Nahfeld von $z/D = 0,1$ bis $z/D = 0,5$ bei Weitem. Weiter stromab in den mittleren Distanzen ist die Verdünnung des Kerns der Rückströmzone mit Kühlluft im Vergleich zum Experiment zu gering.

Die Ergebnisse konnten mit der modifizierten $Sc = 0,2$ verbessert werden. Diese Ergebnisse, verdeutlicht in Abbildung 6.6 durch die gestrichelte Linie, zeigen sehr gute Übereinstimmung in den ersten drei Profilen und eine deutliche Verbesserung in Position $z/D = 0,75$. Weiter stromab erreichen alle Profile die Konzentration der vollständigen Vermischung. Nichtsdestotrotz

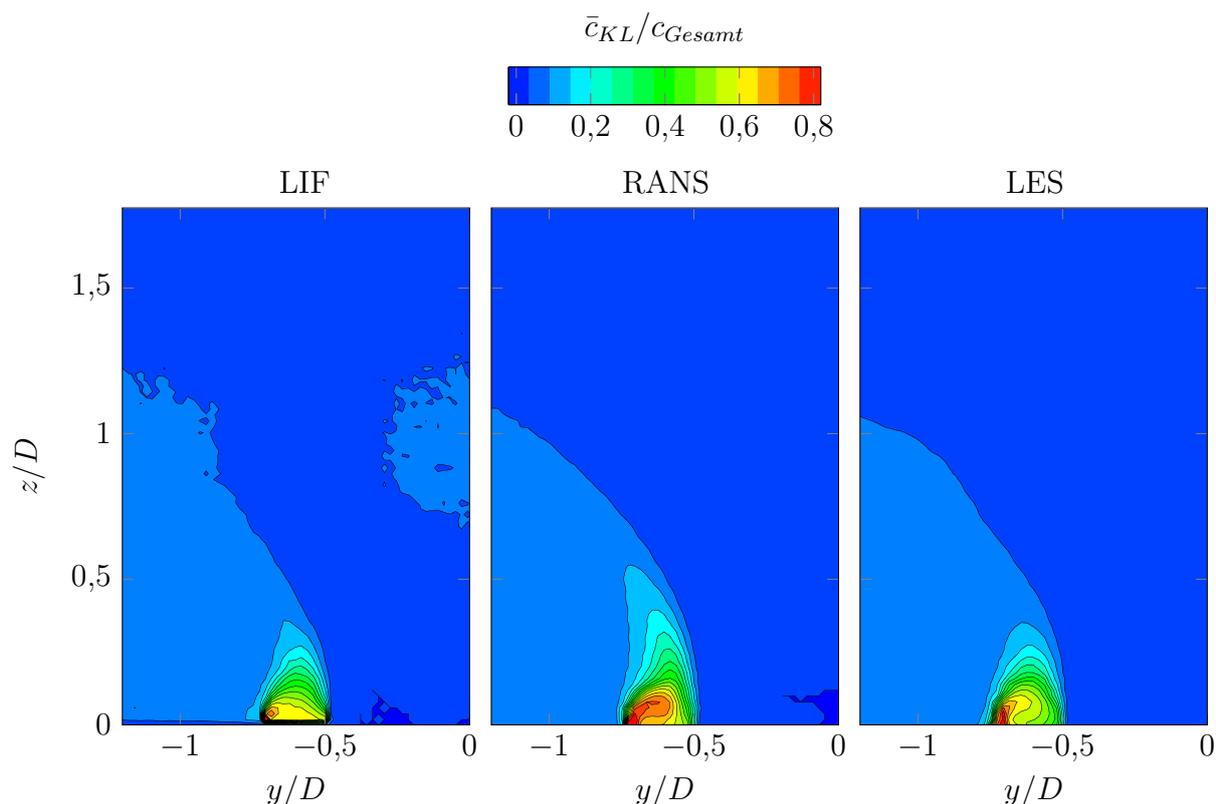


Abbildung 6.5: Mittlere Kühlluftkonzentration von LIF, RANS und LES in der Brennkammer

sind beide RANS-Rechnungen nicht in der Lage, die genaue Position und Form der Profile besonders im Zentrum bei $z/D = 0,75$ wiederzugeben.

Ivanova et al. [31] und He et al. [29] haben das Defizit des $stdk\epsilon$ Modells diskutiert, die turbulente kinetische Energie k vorherzusagen. In dieser Studie wird das $rk\epsilon$ Modell verwendet. Da aber die Transportgleichung der turbulenten kinetischen Energie in beiden Modellen identisch ist, werden diesbezüglich keine wesentlichen Unterschiede durch die Anwendung des $rk\epsilon$ Modell erwartet. Die modifizierte Transportgleichung der Dissipation ϵ beinhaltet einen vom $stdk\epsilon$ Modell abweichenden G -Term für die Produktion der Dissipation ϵ und verbessert die Abbildung des spektralen Energie-transfers [72], wie in Abschnitt 2.5.1 beschrieben. Abbildung 6.7 stellt die Konturen von k der LES der RANS gegenüber.

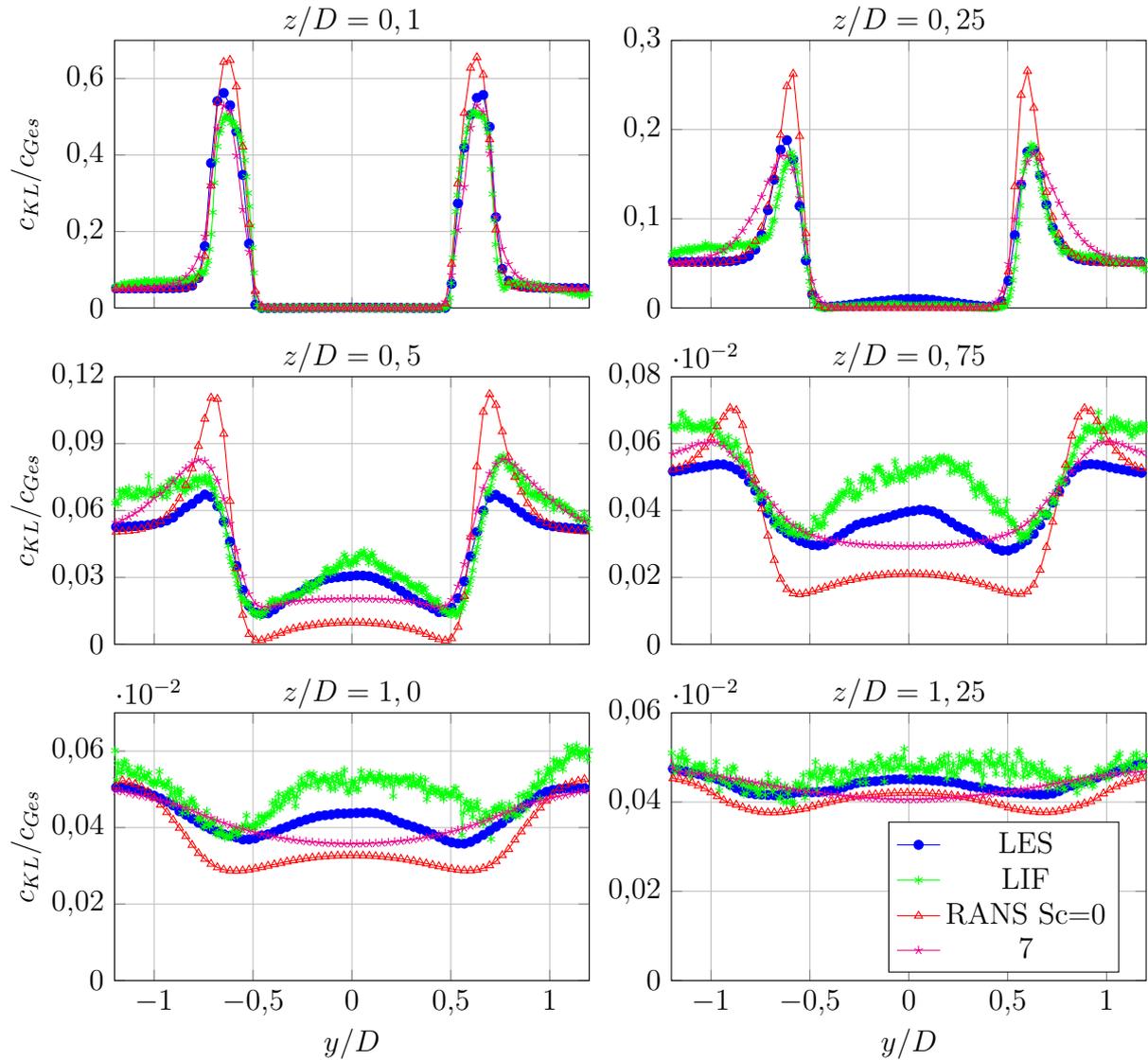


Abbildung 6.6: Profile der mittleren Kühlluftkonzentration an verschiedenen axialen Positionen von LES, RANS und Experiment (PIV)

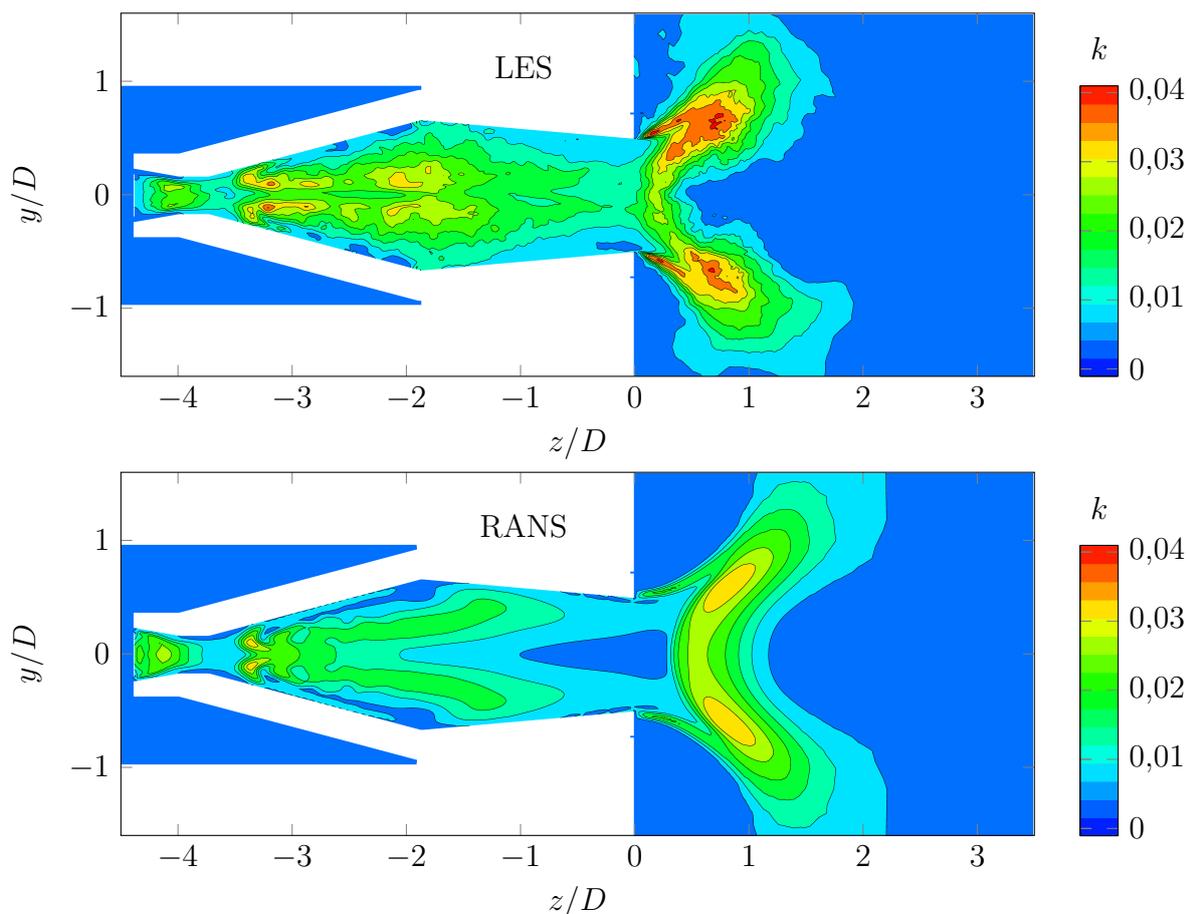


Abbildung 6.7: Turbulente kinetische Energie von LES (oben) und RANS (unten)

6.1.3 Aerodynamik des Einzelbrenners mit Diffusor

In den Arbeiten von Mayer [54] und Sangl [63] und in früheren Studien [12] hat sich die Notwendigkeit der Abschirmung des Strömungsfelds gegenüber den Einfüssen der Nachbarbrenner in Mehrbrenneranordnungen gezeigt. Da die Mehrbrennermatrix sehr kompakt aufgebaut ist, kann eine starke Brenner-Brenner-Wechselwirkung das Strömungsfeld bis zum kompletten Verlust der Rückströmzone beeinträchtigen. Die Stabilität der aerodynamisch stabilisierten Drallbrenner hängt maßgeblich vom rezirkulierten Massenstrom ab, der heiße Verbrennungsprodukte stromaufwärts in das Frischgas transportiert und somit die chemische Reaktion der Flamme aufrecht erhält. Wenn dieser Prozess gestört wird, kann die Flamme verlöschen. Daher wurde die Geometrie des Brenneraustritts überarbeitet, um den stromaufliegenden Bereich der Rückströmzone gegenüber dem Einfluss der Nachbarbren-

ner zu schützen. Ein Diffusor mit einer Länge von $l/D = 0,26$ wurde an das Mischrohr angefügt (siehe Abbildung 6.2). Abbildung 6.8 illustriert die Profile der mittleren Axialgeschwindigkeit der LES- und RANS-Rechnung der Konfiguration A²EV-Brenner mit Diffusor (Nr. 6 in Tabelle 1.1).

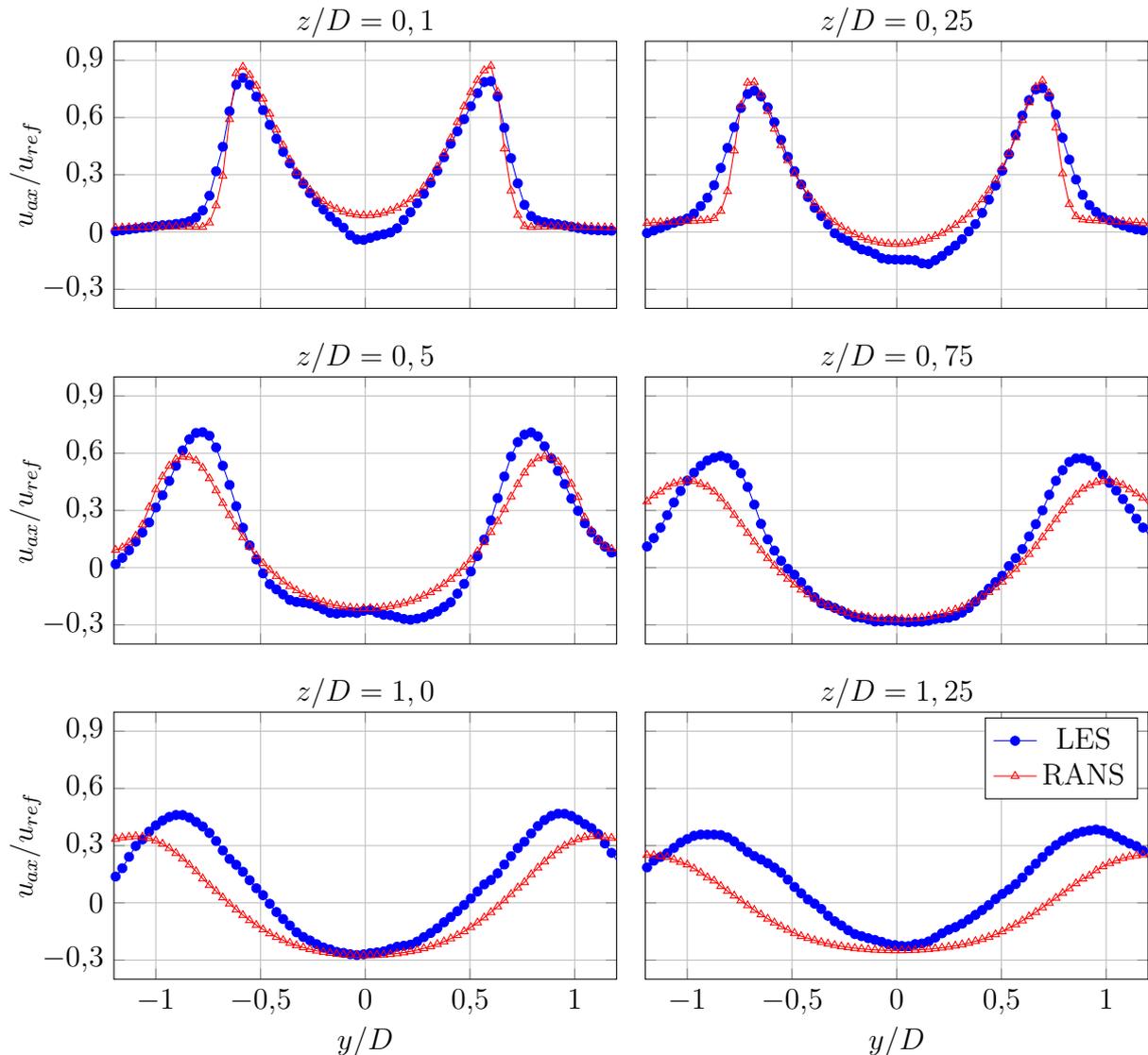


Abbildung 6.8: Profile der mittleren Axialgeschwindigkeit an verschiedenen axialen Positionen von LES und RANS der Konfiguration mit Diffusor

Beide numerischen Methoden stimmen in den stomaufliegenden Profilen gut überein. Die RANS zeigt einen größeren Aufplatzwinkel. Beim Vergleich dieser Winkel mit den Konfigurationen ohne Diffusor in Abbildung 6.4 können ebenfalls geringe Abweichungen festgestellt werden. Die LES neigt dazu, kleinere Aufplatzwinkel als Experiment und RANS zu berechnen. Hier ist, wie oben angedeutet zu beachten, dass RANS und LES mit einer ande-

ren Kopfeinlasskonfiguration als die Experimente modelliert wurden. Unter Berücksichtigung dieses Umstands kann das Strömungsfeld mit Diffusor durch die RANS-Methode mit zufriedenstellender Genauigkeit berechnet werden.

Durch den Einsatz des Diffusors stellt sich eine wesentlich breitere Rückströmzone ein. Die Stromlinien divergieren etwas früher als bei der Konfiguration ohne Diffusor. Dadurch entsteht ein breiterer Aufplatzwinkel und die Rückströmblase verlagert sich leicht stromauf. Die Höhe der Axialgeschwindigkeit lässt sich nicht direkt vergleichen, da der axiale Abstand in den Diagrammen sich auf die Position des Querschnittsprungs bezieht. Diese ist bei der Konfiguration ohne Diffusor gleichzeitig die Position des engsten Querschnitts und der höchsten Axialgeschwindigkeit. Der Diffusor weitet den Strömungsquerschnitt bis zum Querschnittsprung zur Brennkammer auf. Das bewirkt eine Verzögerung der Strömung im Diffusor, die bei der Konfiguration ohne Diffusor erst in der Brennkammer nach dem Querschnittsprung eintritt.

6.1.4 Mischung des Einzelbrenners mit Diffusor

Die RANS-Rechnung in diesem Abschnitt wurde mit der modifizierten Schmidt-Zahl $Sc = 0,2$ durchgeführt. Abbildung 6.9 zeigt die Kühlluftverteilung des A²EV-Brenners mit Diffusor (Nr. 6 in Tabelle 1.1). Es werden in der RANS leicht höhere Kühlluftkonzentration in den Überhöhungen in Position $z/D = 0,1$ und $z/D = 0,25$ berechnet, als die LES vorhersagt. Durch den diffusiven Charakter der RANS-Methode besonders mit der reduzierten Sc werden die Profile der axialen Positionen $z/D = 0,5$ und $z/D = 0,75$ nicht ausreichend wiedergegeben. Stromab von Position $z/D = 1$ erreichen beide numerischen Methoden die Konzentration der vollständigen Vermischung. Die Profile ähneln denen der Konfiguration A²EV-Brenner ohne Diffusor (Nr. 2 in Tabelle 1.1). Hier ist wieder zu beachten, dass die Höhe der Kühlluftkonzentrationen aus den oben genannten Gründen der unterschiedlichen Axialbezugspunkte nicht verglichen werden kann. Qualitativ weisen die Profile in Abbildung 6.9 bis auf Position $z/D = 0,25$ große Ähnlichkeiten mit denen in Abbildung 6.6 auf. Hier spielt wieder die Position der Rückströmblase eine wesentliche Rolle, da sie

für die Rezirkulation von Fluid mit geringer Kühlluftkonzentration aus der Brennkammer sorgt.

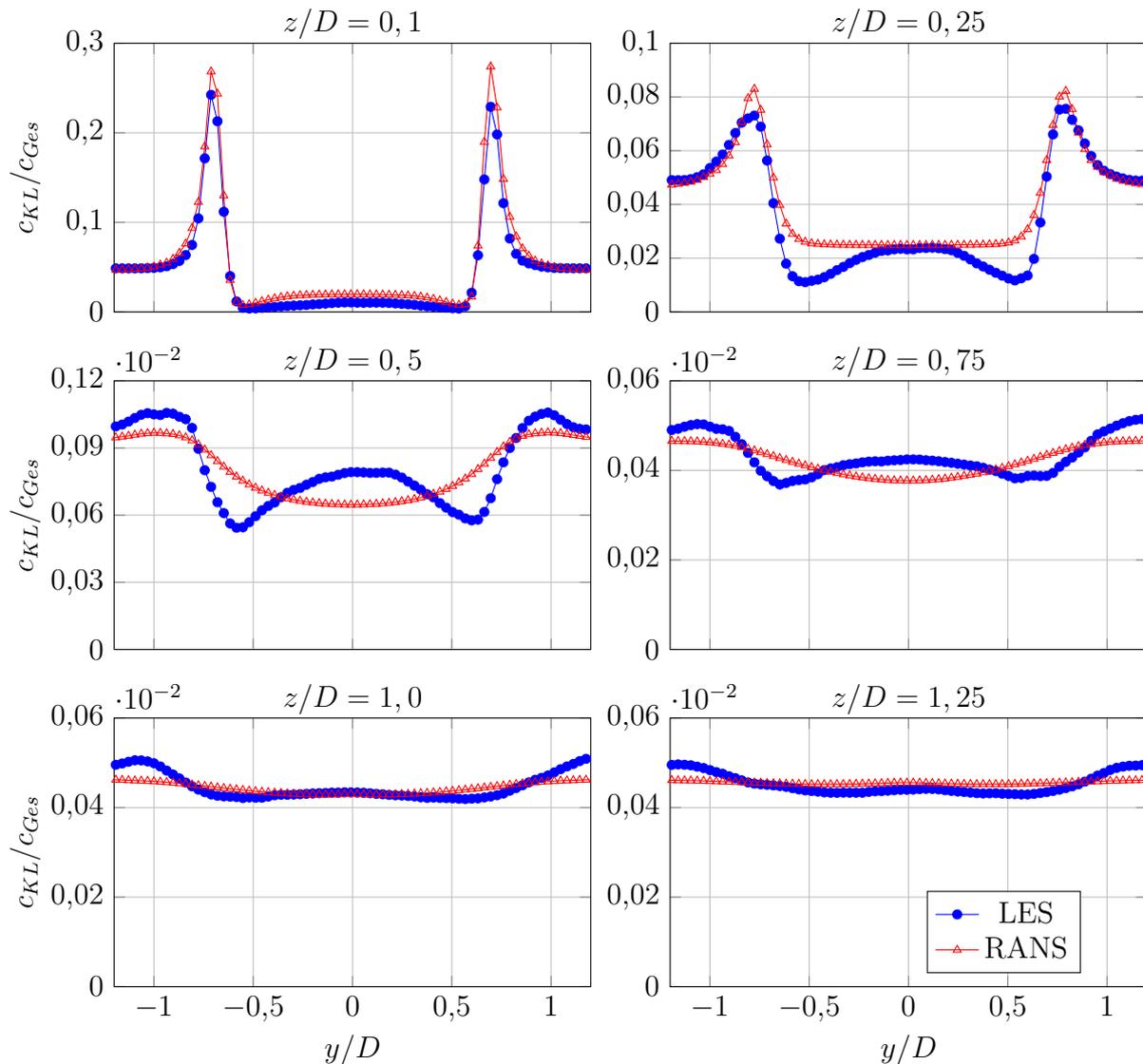


Abbildung 6.9: Profile der mittleren Kühlluftkonzentration an verschiedenen axialen Positionen von LES und RANS der Konfiguration mit Diffusor

6.2 Mehrbrenneranordnung

6.2.1 Aerodynamik der Mehrbrenneranordnung mit Diffusor

Die Mehrbrenneranordnung wurde wie oben beschrieben als 60° Sektor modelliert. In der Auswertung der numerischen Daten wird das Modell als

gesamte Brennkammer dargestellt. Dafür wird es auf sechs Darstellungen des 60° Sektors erweitert, die rotationssymmetrische Position modifiziert und entsprechend eines Gesamtmodells der Brennkammer zusammengesetzt. Abbildung 6.10 zeigt die Axialgeschwindigkeit in einem Schnitt bei Position $z/D = 0,5$.

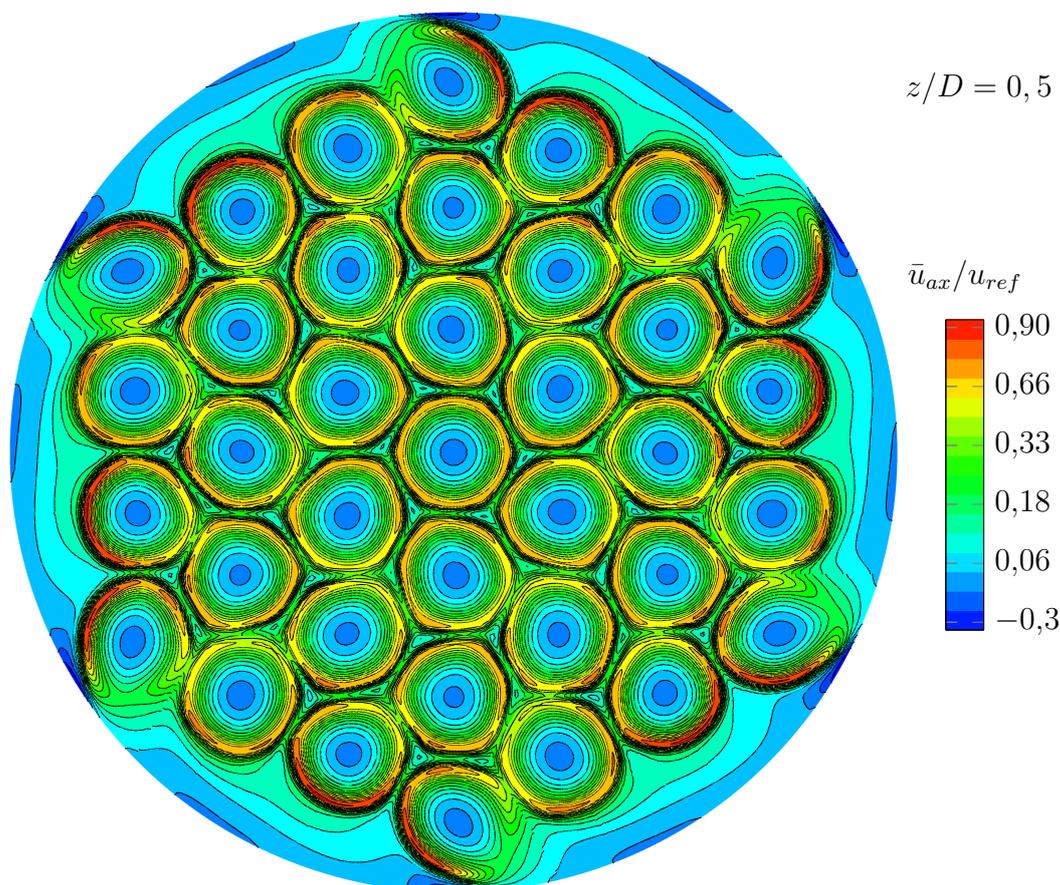


Abbildung 6.10: Axialgeschwindigkeitsfeld in der gesamten Brennkammer bei Position $z/D = 0,5$

Durch den Einsatz des Diffusors weisen alle Brenner eine gut ausgebildete Rückströmzone auf. Der Brenner, der der Wand am nächsten sind, zeigt eine asymmetrische Rückströmzone. In Abbildung 6.1 ist dieser Brenner mit der Nummer sechs gekennzeichnet. Eine Wechselwirkung der Axial-, der Tangentialströmung und der Brennkammerwand findet hier statt, da diese Brenner nahe der Wand positioniert sind.

Durch die ringförmige Anordnung der Brenner mit gleicher Drehrichtung werden Ringströmungen zwischen diesen Ringen gebildet. In Abbildung 6.11 zeigen die abwechselnden Farben rot und blau die entgegengesetzten Dreh-

richtungen der Tangentialgeschwindigkeit. Sie wechselt in radialer Richtung von einem Brennring zum nächsten.

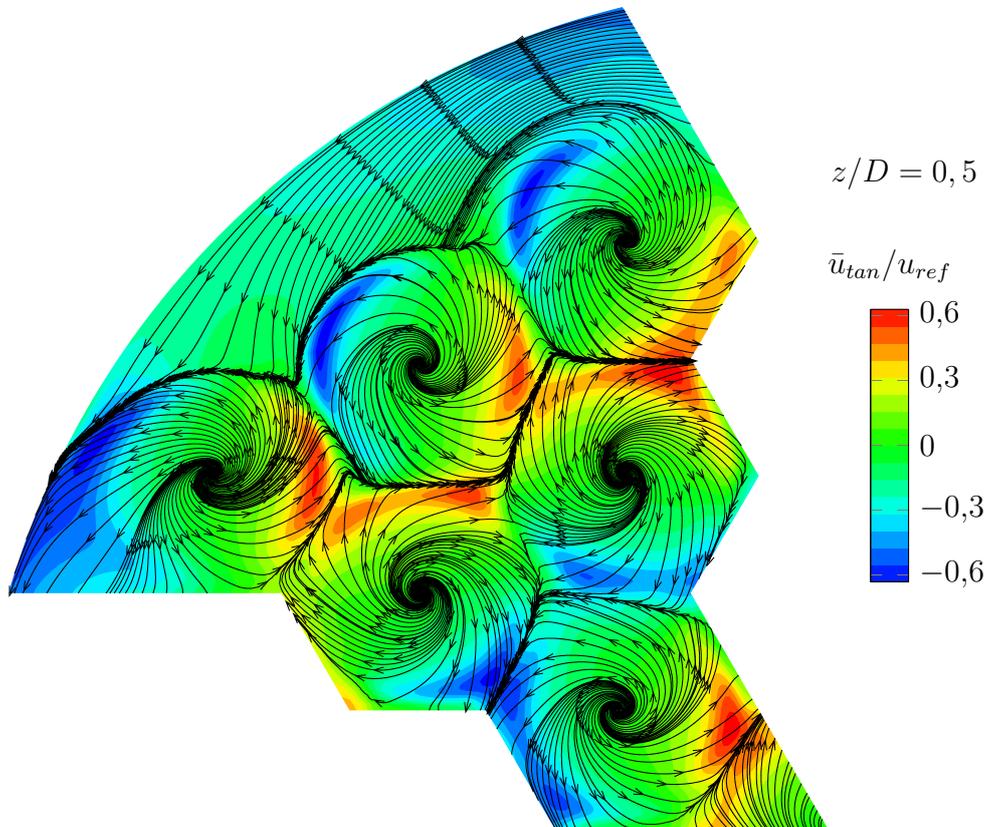


Abbildung 6.11: Tangentialgeschwindigkeit mit Stromlinien des 60° Sektors der Si-lobrennkammer bei Position $z/D = 0,5$

Für diese Darstellung wurden Stromlinien erzeugt, die lediglich zur Anschauung der Strömungsverhältnisse in den Scherschichten zwischen den Brennern dienen. Sie wurden in diesem 60° Sektor generiert und vernachlässigen die Periodizität der Randbedingungen, da eine Darstellung von Stromlinien in der gesamten Brennkammer durch die begrenzten Rechenressourcen nicht möglich war. Demnach stimmen die Start- und Endpunkte der Stromlinien in den Bereichen der periodischen Randbedingungen nicht überein. Es kann also sein, dass die Strömung in diesen Bereichen nicht korrekt dargestellt wird. Dann wäre es möglich, dass Masse fälschlicherweise über die Begrenzung austritt und an der zugehörigen periodischen Randbedingung wieder eintritt oder dass eine Strömung parallel zur Begrenzungsfläche nicht richtig berechnet wird. Es kann mit dieser Abbildung keine Aussage über die Strömungsverhältnisse im Bereich der periodischen Rand-

bedingungen getroffen werden, sie dient lediglich zur Darstellung des Geschwindigkeitsfelds in den Scherschichten.

In der Mitte von jeweils drei Brennern entsteht ein Stagnationspunkt. Dort wird das Strömungsfeld durch die entgegengesetzte Strömung der Nachbarbrenner umgeleitet. Die Stromlinien konzentrieren sich in dieser Scherschicht. Dieser Vorgang findet auch in der äußeren Brennerreihe statt, wo die Ringströmung mit der Wand interagiert. Brenner vier und fünf haben annähernd den gleichen Abstand zur Brennkammerwand, zwischen der Wand und Brenner sechs ist der Abstand jedoch weitaus kleiner.

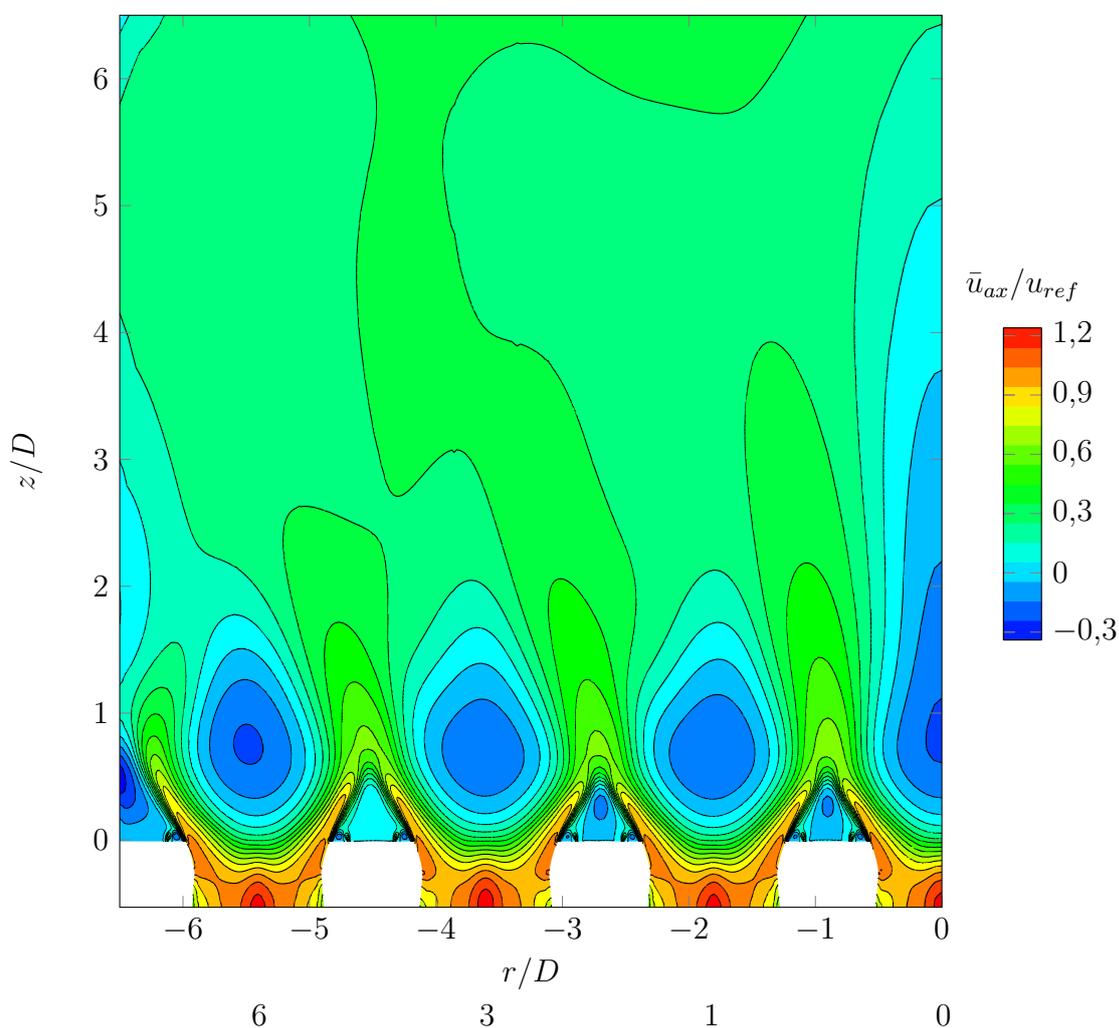


Abbildung 6.12: Axialgeschwindigkeitsfeld im Radialschnitt durch Brenner 6, 3, 1 und 0

Dies ist die Ursache für die starke Beschleunigung des Strömung in der Nähe von Brenner sechs. Die axiale Strömung wird in Umfangsrichtung um-

geleitet. Nichtsdestotrotz verfügt Brenner sechs über eine voll ausgebildete Rückströmzone, wie der Schnitt in der Querebene durch Brenner null, eins, drei und sechs in Abbildung 6.12 demonstriert. Die Rezirkulationszone des zentralen Zündbrenners null ist weitaus länger als die der übrigen Brenner. Dadurch, dass der zentrale Brenner nur Wechselwirkungen mit entgegengesetzt drehenden Brennern hat, sind die Strömungen zwischen den Brennern gleichgerichtet. Als Folge wird eine starke Scherung vermieden.

6.2.2 Mehrbrenneranordnung mit Kühlluft eindüsung

Wie am Anfang des Kapitels erläutert, steht die Kühlluftverteilung in der Silobrennkammer im Fokus der Studie. Sie soll aufzeigen, in wie weit die Scherschichten zwischen den Brennern und der Außenbereich der primären Verbrennungszone zwischen der Wand und der benachbarten Brennerreihe durch die eingedüste Kühlluft verdünnt werden. Das Nahfeld hat einen großen Einfluss auf die Flammenstabilität, da die chemische Reaktion in der Flamme durch rezirkulierte heiße Verbrennungsprodukte aus der äußeren und inneren Rezirkulationszone aufrechterhalten wird. Wenn diese Scherschichten bis zu Äquivalenzverhältnissen verdünnt werden, die unterhalb der Flammbareitsgrenzen liegen, kann die Flammenstabilisierung bis hin zum Abblasen beeinträchtigt werden. Die Brennkammerwand hat teilweise direkten Kontakt mit der Strömung aus Brenner Nummer sechs. Der Hauptteil der Wand ist durch einen größeren Abstand zwischen Brenner vier und fünf nicht direkt den Flammen ausgesetzt. Die Notwendigkeit einer Wandkühlung wird hier nicht erörtert, jedoch hat die Eindüsung von Kühlluft einen Einfluss auf die Flammentemperatur und daher auf die thermische Belastung der Brennkammerwände.

Aus diesem Grund ist die lokale Verdünnung durch Kühlluft ein wichtiger Beitrag zur Temperaturverteilung an der Wand. Abbildung 6.13 gibt einen Überblick über die Kühlluftverteilung in drei axialen Ebenen für die hier behandelte Testsilobrennkammer. In der unteren Ebene $z/D = 0,10$ ist die Konzentration an Kühlluft besonders in der Nähe der Brenneraustritte sehr hoch. Weiter stromab nimmt sie durch die Vermischung mit Frischgas aus den Brennern ab.

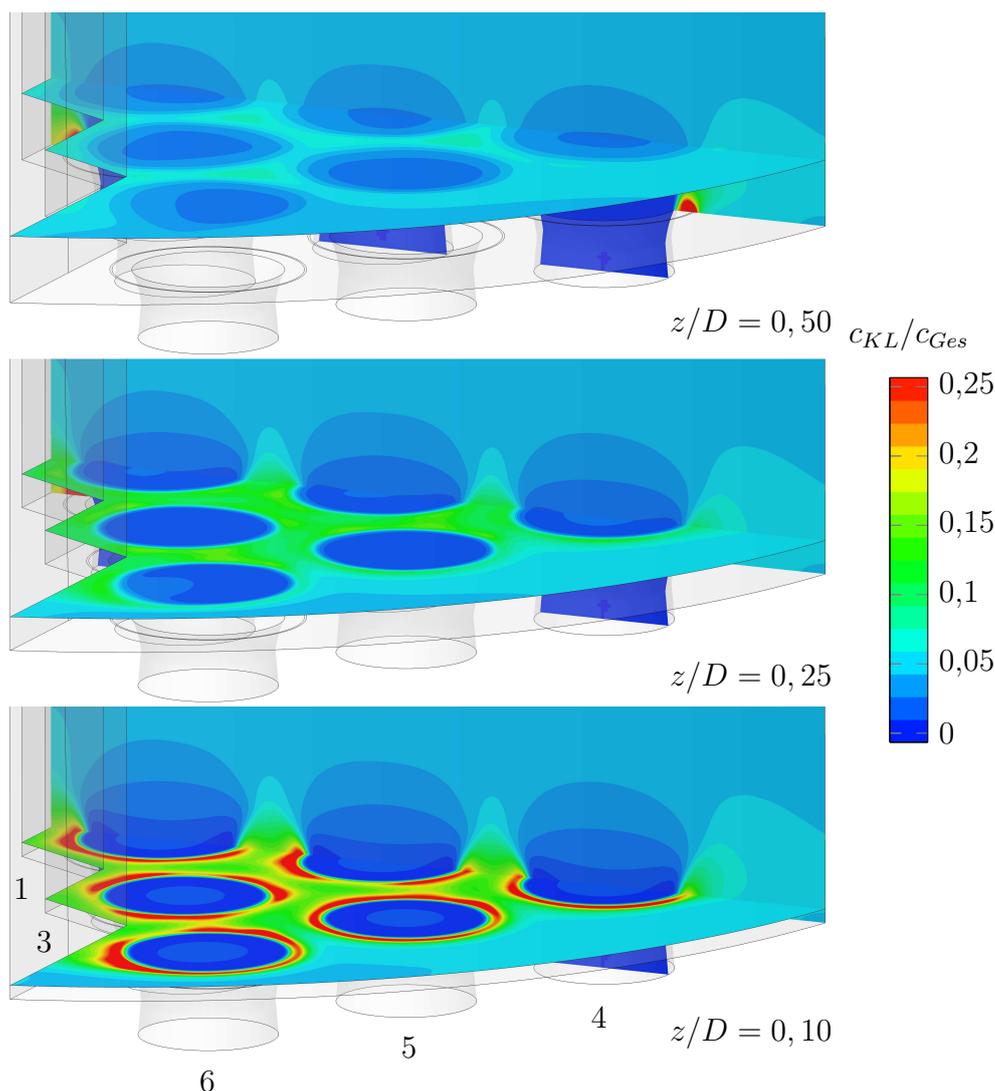


Abbildung 6.13: Kühlluftkonzentration in axialen Schnitten in der Silobrennkammer

Abbildung 6.14 zeigt Profile der Kühlluftkonzentration durch Brenner sechs, drei, eins und null.

In Position $z/D = 0,10$ enthält die Strömung zwischen den Brennern einen Kühlluftanteil von 15% bis 25%. In den Scherschichten zeigen sich hohe Werte von bis zu 25%. Setzt man voraus, dass die Brenner sehr mager betrieben werden so kann diese hohe Verdünnung dazu führen, dass das lokale Äquivalenzverhältnis bis unterhalb der Flammbareitsgrenze absinkt. Die äußere Rezirkulationszone versorgt die Flamme kontinuierlich mit heißen Verbrennungsprodukten, durch die eingebrachte Kühlluft kann die Reaktion jedoch verlöschen, da die Kühlluft keinen Brennstoff enthält. In

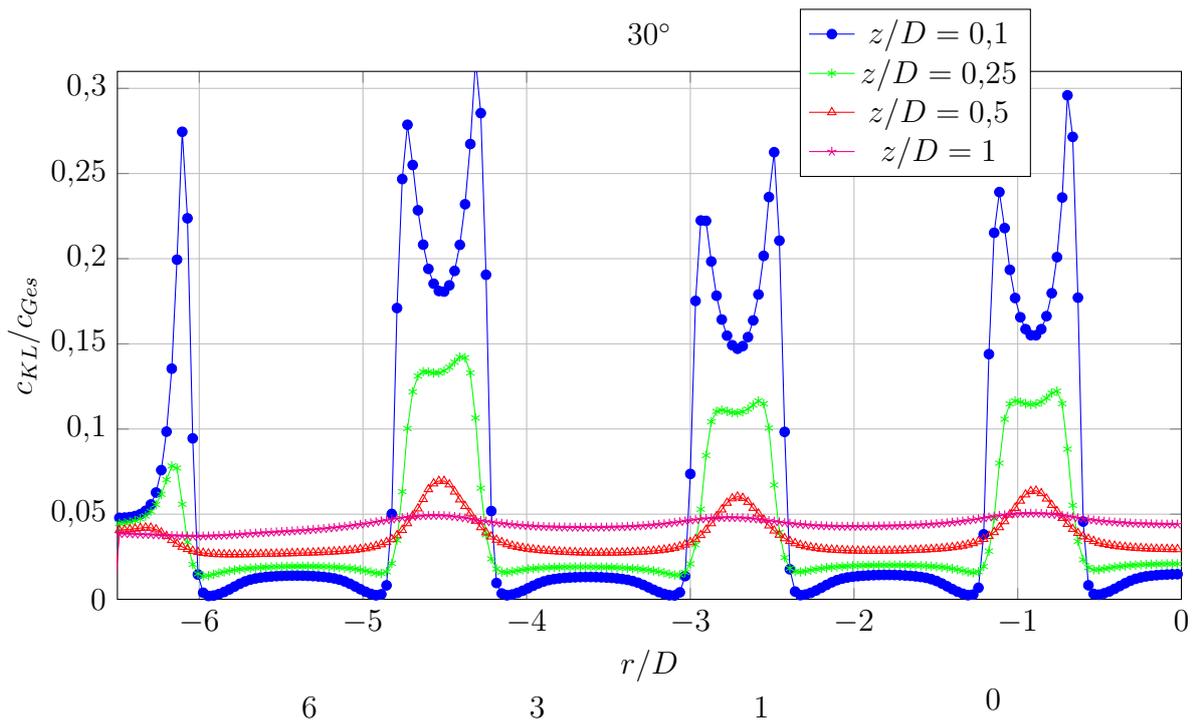


Abbildung 6.14: Profile der Kühlluftkonzentration an verschiedenen axialen Positionen durch Brenner 6, 3, 1, und 0

Position $z/D = 0,25$ ist die maximale Konzentration der Kühlluft durch Vermischungsprozesse abgesunken, die Bereiche zwischen den Brennern sind jedoch immer noch über 11% verdünnt. In den Scherschichten der einzelnen Brennern zeigt sich in dieser Position im Vergleich zum Einzelbrenner in Abbildung 6.9 eine höhere Kühlluftkonzentration. In der Einzelbrennerkonfiguration transportiert die äußere Rezirkulationszone Frischgas aus der Hauptströmung zur Position der Eindüsung. Bei der Mehrbrenneranordnung ist dies zwischen den Brennern nicht so stark ausgeprägt, da der Abstand der Brenner zueinander kleiner ist als der Abstand zwischen Einzelbrenner und Wand der Einzelbrennkammer. Dadurch dringt bei dieser Mehrbrenneranordnung weniger rezirkuliertes Fluid aus der Hauptströmung in den Bereich zwischen den Brennern als beim Einzelbrenner in der äußeren Rückströmzone rezirkuliert wird. Dieser Effekt wird durch die Überhöhung von 8 % in Position $z/D = 0,25$ bei $r/D = -6,2$ sichtbar. Der Bereich zwischen den Brennern enthält weitaus mehr Kühlluft als der Bereich zwischen Brennkammerwand und äußerer Brennerreihe. Das hohe Kühlluftniveau in den Brennerzwischenräumen kann die Flammenstabilität beeinträchtigen, falls das lokale Mischungsverhältnis jenseits der Flammbarkeitsgrenze liegt.

In diesem Testfall werden insbesondere die Flammen ohne Wandkontakt nur durch die innere Rezirkulationszone stabilisiert.

In der stromab gelegenen Ebene $z/D = 0,50$ in Abbildung 6.13 kann man den Einfluss der Hauptströmung von Brenner sechs erkennen. Wie im Zusammenhang mit Abbildung 6.12 erläutert entsteht eine starke Wechselwirkung zwischen der Rezirkulationszone von Brenner sechs und der Ringströmung, die durch die äußere Brennerreihe erzeugt wird. Frischgas aus Brenner sechs wird in den Außenbereich zwischen Brenner und Brennkammerwand transportiert und reduziert hier das Kühlluftniveau. Die Kühlluftverteilung im Außenbereich ist nicht homogen in Umfangsrichtung. Eine Isofläche von 4,85 % Kühlluft, die die theoretische vollständig ausgemischte Konzentration repräsentiert, ist in Abbildung 6.15 gezeigt.

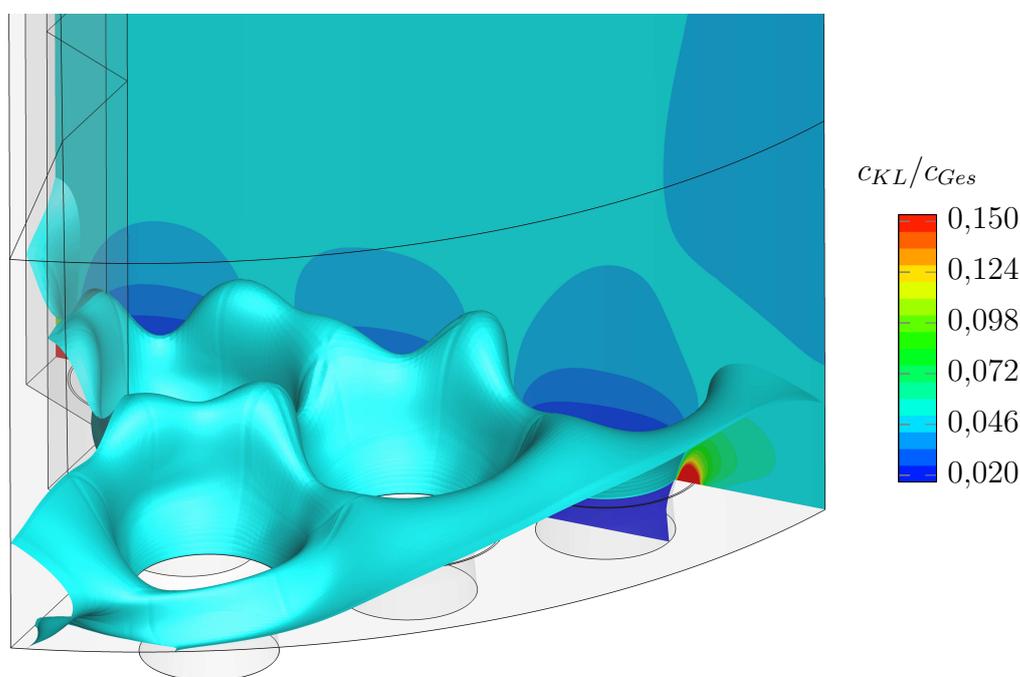


Abbildung 6.15: Isofläche bei 4,85% Kühlluft im 60° Sektor der Silobrennkammer

Man erkennt deutlich die inhomogene Verteilung der Kühlluft in diesem Bereich. Stromauf der Isofläche ist die Verdünnung höher, stromab bringen die Stromlinien der Hauptströmung Frischgas in die Brennkammer ein und reduzieren den Verdünnungseffekt der Kühlluft. Bei Brenner sechs liegt die Isofläche dichter an der Injektionsposition verglichen mit Brenner vier oder fünf. Der Bereich in der Nähe der Wand bei Brenner vier und fünf wird nicht von der Hauptströmung der Brenner dominiert. Die Ringströmung

transportiert Kühlluft aus Brenner vier und fünf und hält so ein hohes Niveau an Kühlluft bis zur Scherschicht von Brenner sechs aufrecht. Dort wird sie mit der Hauptströmung im Bereich zwischen Brenner sechs und der Brennkammerwand vermischt.

In Abbildung 6.16 wird dieses Defizit an Kühlluft im Außenbereich im Schnitt durch $z/D = 0,50$ deutlich. In den Brennerzwischenräumen herrscht durch die dichte Anordnung der Brenner und den geringen Fluidaustausch zwischen Hauptströmung und Kühlluft eine hohe Kühlluftkonzentration.

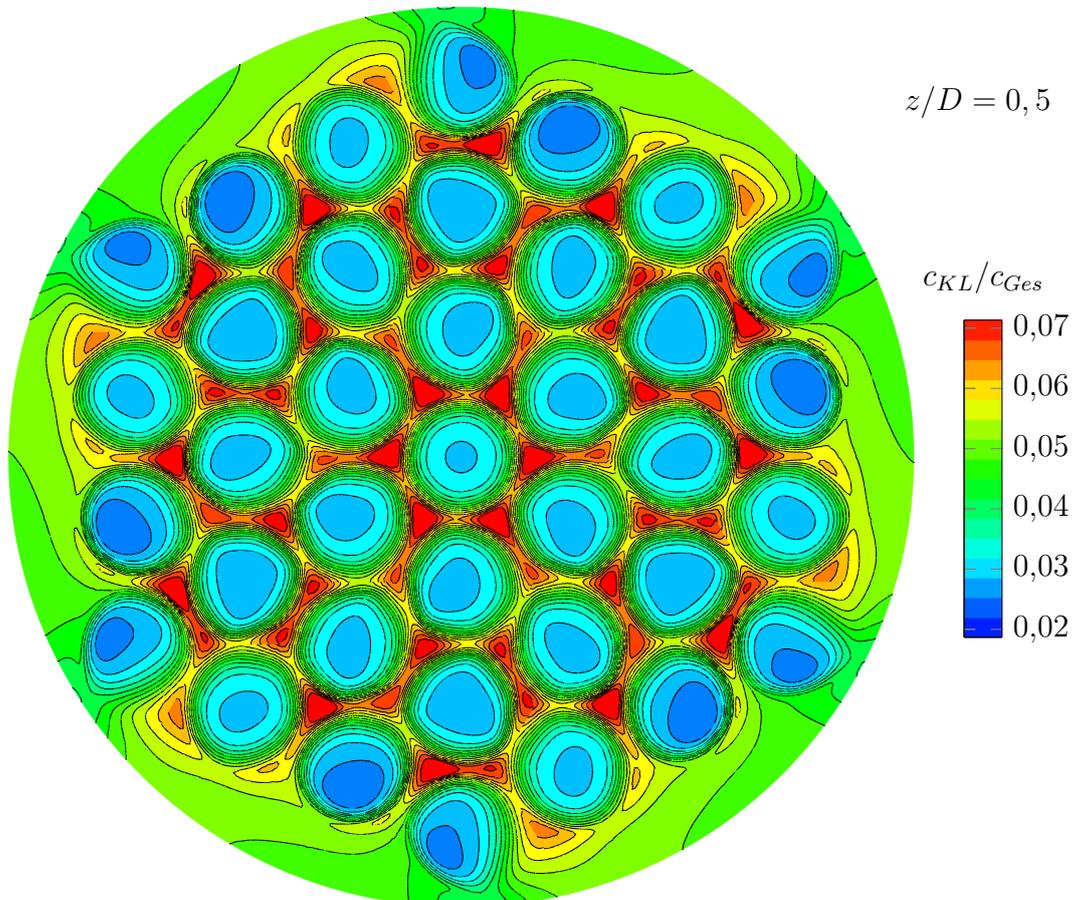


Abbildung 6.16: Kühlluftkonzentration in der gesamten Brennkammer bei Position $z/D = 0,5$

Abbildung 6.17 illustriert Profile der Kühlluftkonzentration an radialen Schnitten, die an den in Abbildung 6.1 angegebenen Rotationswinkeln von 20° bis 70° entnommen wurden. Nur der Außenbereich jenseits der äußeren Brennerreihe zwischen $r/D = -5$ und $r/D = -6,5$ ist auf der horizontalen Achse gezeigt. In jedem zweiten Teilbild 30° , 50° und 70° ist ein Teil der äußeren Brenner 6, 5 und 4 sichtbar. Die Grafik zeigt Pro-

file der Kühlluftkonzentration an verschiedenen axialen Positionen. Das Kühlluftniveau an der Position $z/D = 0,1$ stromab von Brenner an der Wand bei $r/D = -6,5$ ist weitgehend uniform in allen sechs Teilbildern. Alle anderen Positionen weiter stromab zeigen ähnliche Verdünnungsgrade, außer Position 30° . Die Kühlluftkonzentration zwischen Brenner sechs und der Brennkammerwand an dieser Position fällt bis unter 4 % ab.

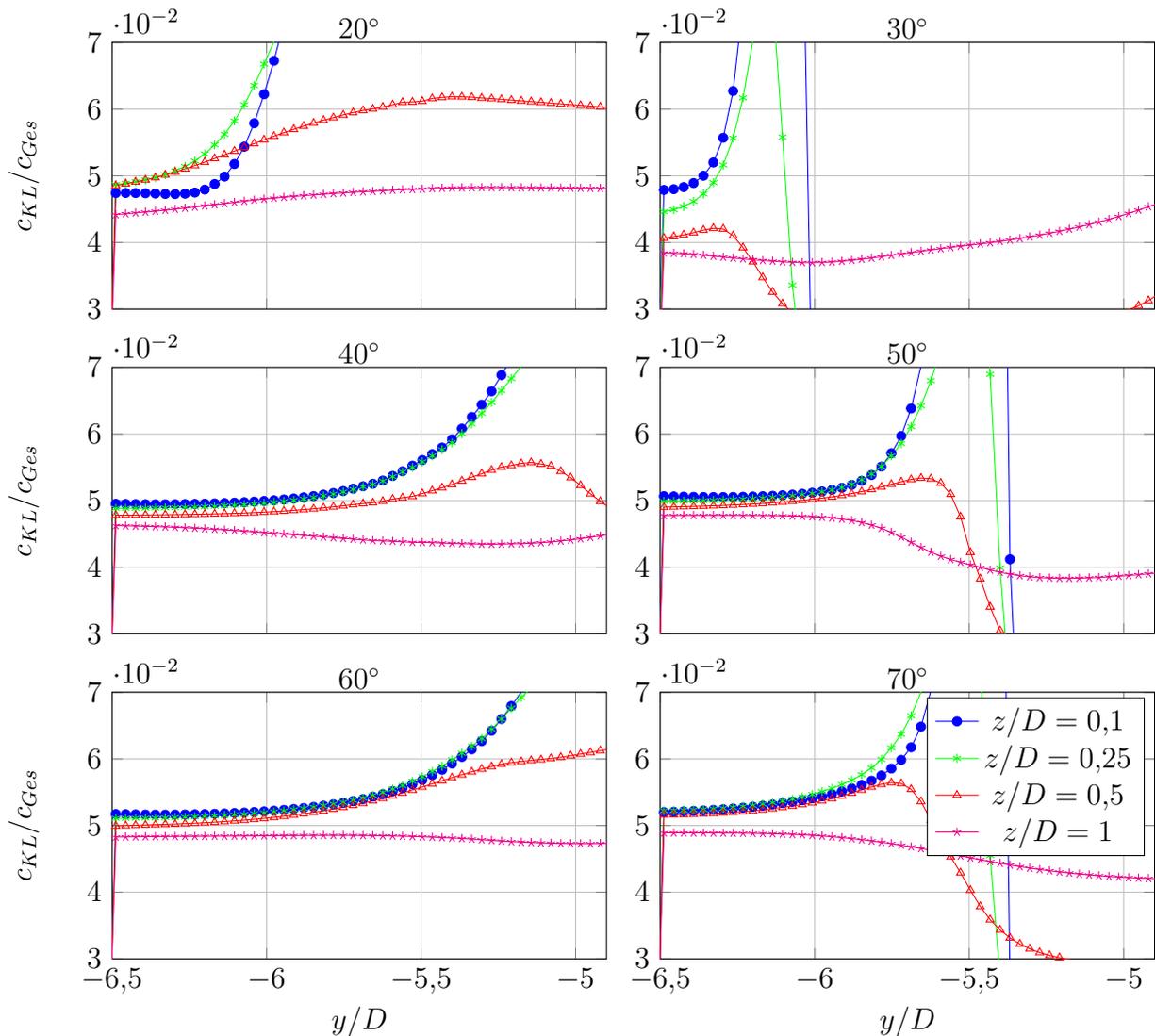


Abbildung 6.17: Profile der Kühlluftkonzentration an verschiedenen Rotationswinkelpositionen

Die Ursache liegt wie oben erläutert in der Ausrichtung der Rückströmzone von Brenner sechs zur Brennkammerwand und der starken Vermischung der Kühlluft mit der Hauptströmung. Unterstellt man übliche magere Betriebsbedingungen bei Gasturbinen von $\phi = 0,5$, so kann diese ge-

ringe Verdünnung in der äußeren Ringströmung unter 5 % kein lokales Äquivalenzverhältnis jenseits der Flammbaarkeitsgrenze verursachen. Jedoch sind in Abbildung 6.13 Verdünnungsgrade von über 11 % nahe der Eindüsungstelle und in den Brennerzwischenräumen zu erkennen. Dieser Effekt nimmt mit einem höheren globalen Kühlluftgrad weiter zu.

6.2.3 Mehrbrenneranordnung mit Kühlluftindüsung im Außenbereich

In Anlehnung an die reale Anwendung wurde dem Modell eine weitere Kühlluftindüsung an der Frontplatte im Außenbereich der Brennkammer hinzugefügt. Diese Region muss ebenfalls wie die Brennerfrontplatten stark gekühlt werden. Die Luftpindüsung wird in der Praxis durch eine Vielzahl an kleinen Lochinjektoren realisiert. Dieses Konzept ist jedoch mit diesem Modell nur bedingt umsetzbar, denn sinnvollerweise müssten alle Löcher einzeln diskretisiert werden. Da so der numerische Aufwand erheblich steigen würde, ist eine vereinfachte Lösung umgesetzt worden. Die Außenfläche der Frontplatte dient nun als Einlass für die Kühlluft. Dabei ist zu beachten, dass der Eindüsungsimpuls im Modell nicht der Konfiguration mit Lochinjektoren in der Realität entspricht. Die Axialgeschwindigkeit der eingedüsten Kühlluft ist im Modell zu gering. Abhilfe könnten Impulsquellen sein, die an den Kühlluftinjektoren entsprechenden Stellen dem System aufgeprägt werden. Dieser Ansatz konnte jedoch im Rahmen dieser Arbeit aus Zeitgründen nicht mehr umgesetzt werden.

Für diesen Testfall wurde zusätzlich zum oben genannten Kühlluftmassenstrom von 4,85 % des Hauptmassenstroms der Frontplattenkühlung noch 2,4 % Kühlluft im Außenbereich zugefügt. Der Kühlluftmassenstrom durch die Frontplatte und den Außenbereich beträgt somit 7,25 % vom Gesamtmassenstrom. Zum Vergleich mit den oben gezeigten Ergebnissen ist in Abbildung 6.18 die Konfiguration mit Kühlluftindüsung im Außenbereich dargestellt. Durch den geringen Impuls stellt sich im Nahfeld eine sehr hohe Kühlluftkonzentration von über 40 % ein. Die Vermischung mit der Hauptströmung ist daher auch sehr gering. Etwas aussagekräftiger als die Ebenen $z/D = 0,1$ und $z/D = 0,25$ ist die Ebene $z/D = 0,5$. Hier ist die Vermischung schon weiter fortgeschritten und durch die Ringströmung im Außenbereich und den Einfluss von

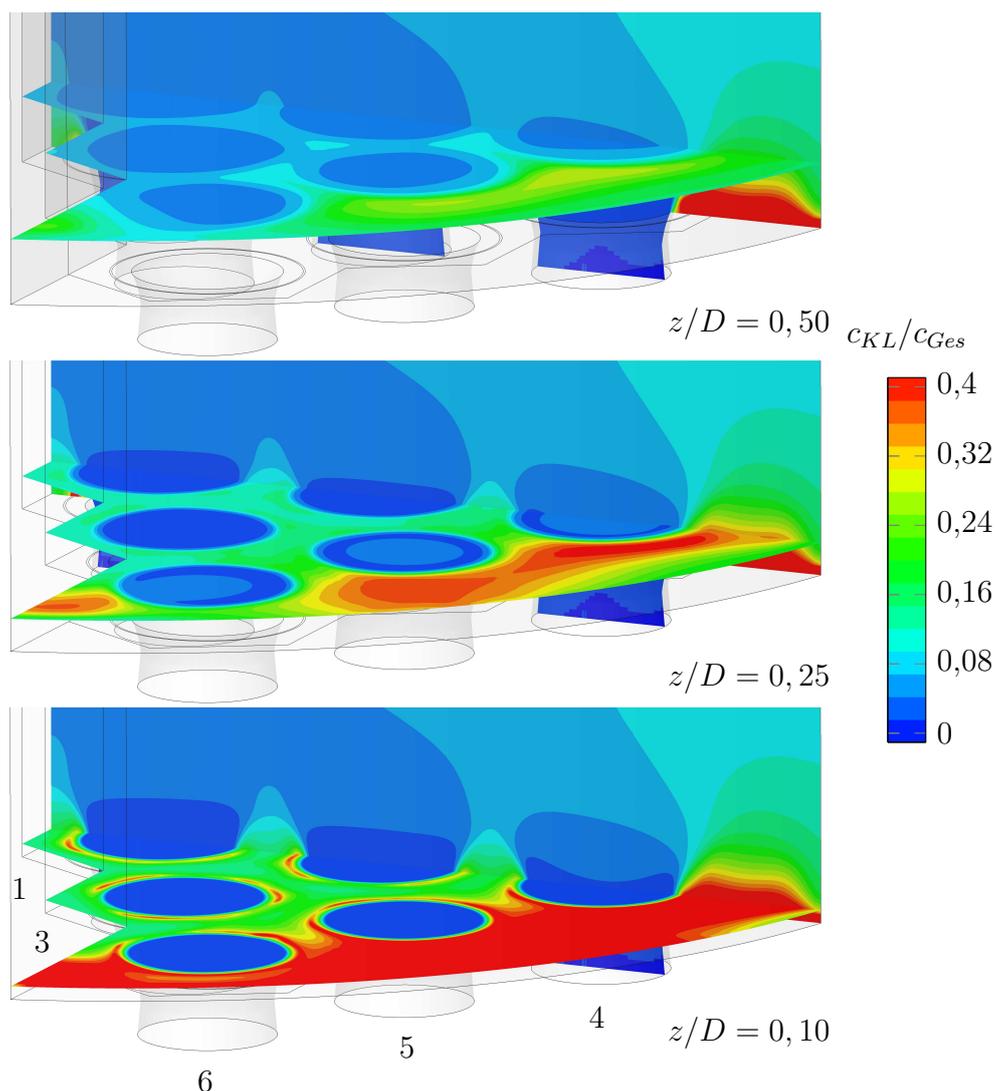


Abbildung 6.18: Kühlluftkonzentration in axialen Schnitten in der Silobrennkammer mit Eindüsung im Außenbereich der Frontplatte

Brenner 6 wird Fluid der Hauptströmung mit der Kühlluft vermischt und auf Kühlluftkonzentrationen unter 20 % verdünnt.

Dort werden die hohen Kühlluftkonzentrationen rasch durch den hohen Austausch abgebaut, wie Abbildung 6.19 zeigt. Die Konzentration nimmt radial nach außen zu, wie durch das Profil $z/D = 1$ deutlich wird. Trotz der geringen Kühlluftmenge hält sich viel Kühlluft im Nahfeld der Frontplatte auf. Hier findet wenig Austausch mit der Hauptströmung statt. Auch mit etwas höherem Axialimpuls wie in der Realität wäre die Kühlluftkonzentration im Außenbereich noch relativ hoch. Aus diesem Grund können diese Ergebnisse

zwar lediglich qualitativ interpretiert werden, sie geben jedoch brauchbare Hinweise auf den Aufenthalt und das Einmischverhalten der Kühlluft im Hinblick auf die Verteilung der Kühlluft in der gesamten Brennkammer.

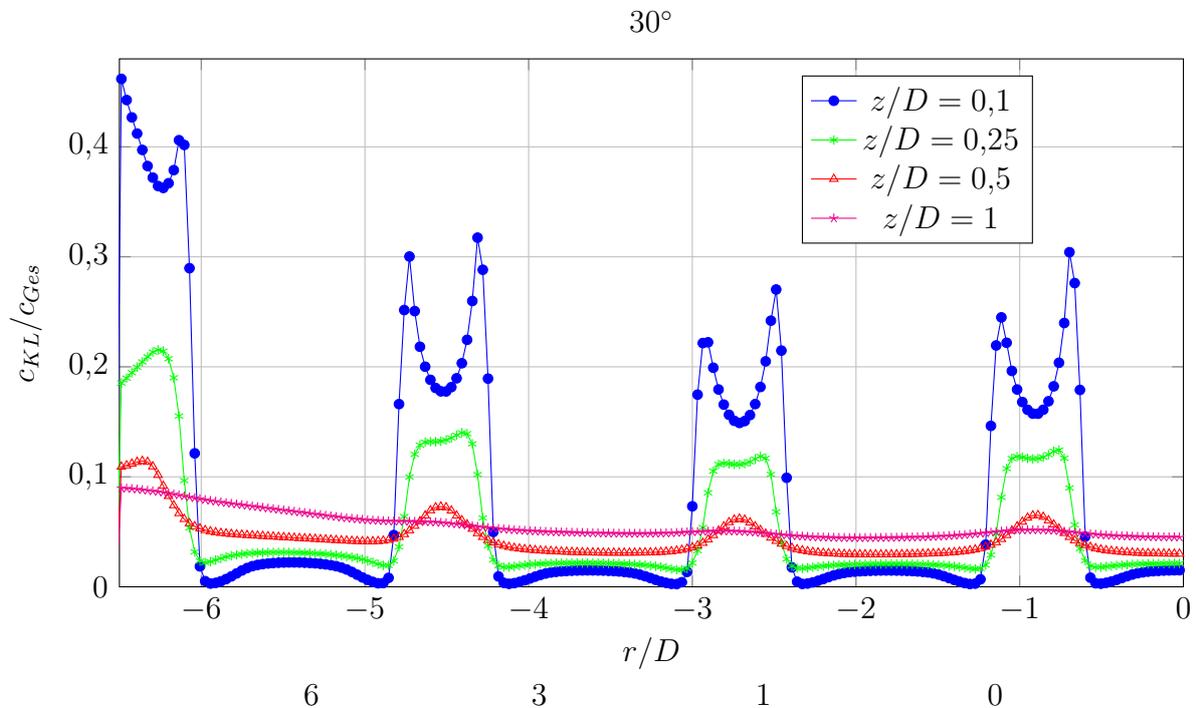


Abbildung 6.19: Profile der Kühlluftkonzentration an verschiedenen axialen Positionen durch Brenner 6, 3, 1 und 0 mit Eindüsung im Außenbereich der Frontplatte

Vergleicht man die Ergebnisse aus Abbildung 6.19 mit denen ohne Kühlluft-eindüsung in Abbildung 6.14 so wird deutlich, dass die Kühlluft bis zur Ebene $z/D = 1$ kaum in die Brennerzwischenräume eindringt. Nur mit den äußeren Brennern findet ein Austausch statt, der durch leicht erhöhte Konzentrationen in allen Profilen des Brenners Nummer sechs deutlich wird. Durch die höhere Gesamtmenge an Kühlluft ist die Konzentration bei $z/D = 1$ in Abbildung 6.19 höher als in Abbildung 6.14. Hier steigt das Profil nach außen hin an, was zeigt, dass noch eine leicht erhöhte Konzentration vorliegt und die Ausmischung mit der Hauptströmung noch nicht abgeschlossen ist. Es wird durch diese Teilstudie deutlich, dass die Kühlluft praktisch nicht in den Raum zwischen den Brennern eindringt und somit die Kühlluftkonzentration, die für die Flammenstabilisierung eine wichtige Rolle spielt, dort kaum beeinflusst. Erst stromab von $z/D = 1$ findet eine Erhöhung der Kühlluftkonzentration in einem Bereich statt, der für die Flammenstabilisierung wiederum unbedeutend ist.

Als qualitatives Ergebnis und Tendenz für Untersuchungen mit einem weiterentwickelten Modell kann jedoch festgehalten werden, dass die Kühlluft im Außenbereich durch den geringen Austausch eine hohe Abschirmungswirkung für die Brennkammeroberfläche erzielt. Gegebenenfalls kann darauf basierend die Gesamtkühlluftmenge reduziert werden.

7 Zusammenfassung

Durch die Anpassung an aktuelle Abgasvorschriften und die zunehmend geforderte Betriebsflexibilität hinsichtlich wasserstoffhaltiger Brennstoffe muss die Verbrennungstechnologie von Gasturbinen ständig weiterentwickelt werden. Daher soll einem Gasturbinenbrenner eine zusätzliche Mischlänge zur Verfügung gestellt werden, die zwar primär der Reduktion des Schadstoffausstoßes dient, gleichzeitig soll jedoch auch die Betriebssicherheit erhöht werden. Diese Mischlänge bewirkt durch ein ausgeglicheneres Mischungsfeld reduzierte Flammentemperaturen und bietet somit ein Potential zur Emissionsminderung. Eine Änderung der Brennergeometrie beeinflusst neben der Mischung auch die Aerodynamik und erfordert daher eine Untersuchung und gegebenenfalls eine Optimierung beider Eigenschaften in der Einzel- und Mehrbrenneranordnung. Die Aerodynamik des Einzelbrenners wurde daher weiterentwickelt und hinsichtlich Flammenrückschlagsgrenzen und Robustheit gegenüber Einbaurandbedingungen bewertet. Es wurden zwei Brennerkonzepte mit konischen Feinmischstrecken untersucht: Das erste Konzept des weiterentwickelten EV-Brenners basiert auf einer vom Industriepartner bereits eingesetzten Bauart und das zweite auf einem am Lehrstuhl entwickelten generischen konischen Drallerzeuger mit vier tangentialen Einlassschlitzen. Die erste Bauart zeigte in numerischen und experimentellen Untersuchungen einen zu kleinen Wirbelkern, der zu hoher Störanfälligkeit und ungenügender Flammenstabilisierung führte. Das zweite Konzept wurde zunächst durch Anpassungen an die Einbaubedingungen in einer Maschine zu einem Prototypbrenner weiterentwickelt, offenbarte jedoch ebenfalls klare Schwächen in der Stabilität. Durch zeitaufgelöste LES konnte im Brenner ein rotierender Zentralwirbel als Ursache festgestellt werden, deren turbulenter Nachlauf eine starke Fluktuation der Strömung stromab des Wirbels im Bereich der Flammenstabilisierung verursachte. Durch Vergleiche mit der Ursprungsvariante des zweiten Konzepts und durch weitere Modifikationen konnten im Zuge der Untersuchungen mit der LES drei für eine hohe Stabilität der Strömung wesentliche Aspekte identifiziert werden:

- Die Einbaubedingungen stellen einen wichtigen Faktor bei der Erzeugung eines stabilen Strömungsfeldes dar. Hierbei spielt das transiente Verhalten der Wirbelströmung im Kern des Brenners die zentrale Rolle. Zielführend ist eine Anströmung zum Brenner mit hoher Axialkomponente, die während des Eintritts durch die Schlitze beibehalten wird. Dadurch wird ein ausgeglichenes Geschwindigkeitsfeld im Brennerinneren erreicht und der Entstehung eines negativen Gradienten der azimuthalen Wirbelstärke entgegengewirkt. Im Idealfall entwickelt der Brenner nur einen sehr geringen axialen Gradienten der azimuthalen Wirbelstärke, was sich durch einen geringen Abfall der Axialgeschwindigkeit auf der Rotationsachse ausdrückt.
- Bei konischen Drallerzeugern mit tangential angeordneten Schlitzen und einem zentralen Kernströmungseinlass im Brennerkopf wie dem zweiten untersuchten Konzept hat die Überschneidung zwischen Schlitz- und Kernströmung einen großen Einfluss auf die Wirbelstruktur im Kern des Brenners. Eine starke Überschneidung führt zu einer Versperrung des stromaufliegenden Teils der Drallschlitze. Durch eine Verlagerung des Schwerpunkts der Drallerzeugung stromab wird die Strömung durch weniger azimuthale Wirbelstärke nicht ausreichend axial beschleunigt. Das kann zu einem vorzeitigen Divergieren der Stromlinien im Brenner führen.
- Das Verhalten des Zentralwirbels im Brenner kann weiterhin durch eine Reduktion des Dralls, etwa durch größere Einlassschlitze, positiv beeinflusst werden. Dabei ist zu beachten, dass der Drall nicht geringer sein darf, als für ein zuverlässiges Wirbelaufplatzen am Querschnittsprung notwendig ist.

Der Analyse des transienten Strömungsfeldes kam während dieser Untersuchung besondere Bedeutung zu. Durch die bei der Prototypversion des zweiten untersuchten Brennerkonzepts entstehenden konvektiv zum Brenneraustritt transportierten großen Wirbelstrukturen konnten sich Kanäle mit negativer Axialgeschwindigkeit bilden, die einen Flammenrückschlag begünstigen. Dies konnte durch die drei Maßnahmen zur Steigerung der Stabilität der Strömung verhindert werden. Somit wurde das exzellente Betriebsverhalten des zweiten Brennerkonzepts aus den Vorarbeiten von Mayer [54] auch mit einem größer skalierten Brennermodell erreicht.

Während dieser Arbeit zeigte sich, dass die stark abweichenden Rückschlagsgrenzen der unterschiedlichen Brennervarianten nicht mit klassischen Rückschlagsmechanismen erklärt werden konnten, sondern ein rein aerodynamisches Phänomen sind und nur mit zeitaufgelösten Methoden wie LES identifiziert werden können. Die Flammenrückschlagsgrenzen werden daher nicht allein von thermodynamischen Größen und reaktiven Prozessen bestimmt, sondern werden erheblich von der Stabilität der Strömung im Brennerinneren beeinflusst.

Die Stabilität der Strömung im Brennerinneren hat daher einen erheblichen Einfluss auf die Flammenrückschlagsgrenzen und es wurde deutlich, dass diese nicht allein von thermodynamischen Größen und reaktiven Prozessen bestimmt werden.

Weiterhin wird zur Vervollständigung der Untersuchung von Aerodynamik und Mischung des zweiten Brennerkonzepts eine Methode vorgestellt, die eine Berechnung des Strömungsfelds und der Kühlluftverteilung in einem Mehrbrennersystem mit Hilfe von RANS-Rechnungen bei geringen numerischen Kosten ermöglicht. Ziel war es, die Ergebnisse aus experimentellen und numerischen Einzelbrenneruntersuchungen auf ein Mehrbrennersystem zu erweitern. Experimentelle Untersuchung der Strömungs- und skalaren Größen mit PIV- und LIF-Methoden in einem Mehrbrennersystem bedeuten einen immensen Aufwand und hohe Kosten. Mit dieser Methode können die Ergebnisse aus Einzelbrennerversuchen zur Validierung des numerischen Modells beitragen, bevor ein Mehrbrennersystem berechnet wird. Die Methode besteht aus den folgenden Schritten:

1. Messungen des Strömungs- und Mischungsfelds im Wasserkanal mit PIV und LIF.
2. RANS- und LES-Berechnungen des Einzelbrenners unter Wasserkanalbedingungen und Validierung mit den experimentellen Daten.
3. RANS-Studie mit Modifikation der Schmidt-Zahl zur Anpassung an LIF-Messungen und LES.
4. Mehrbrennersimulation mit RANS zur Untersuchung des Strömungs- und Mischungsfelds.

Die Untersuchung der Aerodynamik der untersuchten Silobrennkammer zeigt die starke Brenner-Brenner-Wechselwirkung und eine sich einstellende Ringströmung im Außenbereich. Die Auswertung der Kühlluftkonzentration deutet im Nahfeld zwischen den Brennern auf ein erhöhtes Kühlluftniveau hin, das die Flammenstabilisierung in der Nähe der Brenneraustritte beeinträchtigen kann. Dies ist umso wichtiger, je mehr Kühlluft verwendet wird. Bei nicht berücksichtigter Eindüsung von Kühlluft im äußeren Bereich der Brennkammer konnte eine inhomogene Kühlluftverteilung identifiziert werden. Dient der Außenbereich zusätzlich zu den Frontplatten der Brenner zur Kühlluft-eindüsung, so zeigt sich, dass die Kühlluft vom Außenbereich kaum in den inneren Bereich der Brenner vordringt. In Kombination mit Verbrennungsrechnungen können in einem nächsten Schritt thermische Studien einer Brennkammer durchgeführt werden, um so Aufschluss über die thermische Belastung der Brennkammerwände zu geben.

Referenzen

- [1] ANDREWS, G.E. ; BRADLEY, D. ; LWAKABAMBA, S.V.: Turbulence and Turbulent Flame Propagation - a Critical Appraisal. In: *Combustion and Flame* 24 (1975), S. 285–304
- [2] ANSYS FLUENT 12.0 Theory Guide: *ANSYS Inc.* 2009
- [3] BLESS, S.: *Untersuchung der Kühlluftindüsung bei Gasturbinenbrennern mit Large Eddy Simulation*, Technische Universität München, Diplomarbeit, 2011
- [4] BOWMAN, C. ; HANSON, R. ; DAVIDSON, D. ; GARDINER, W. ; LISIANSKI, V. ; SMITH, G. ; GOLDEN, D. ; FRENKLACH, M. ; GOLDENBERG, M. *GRI-Mech 2.11*. 1995
- [5] BROWN, G.L. ; LOPEZ, J.M.: Axisymmetric Vortex Breakdown Part 2. Physical Mechanisms. In: *Journal of Fluid Mechanics* 221 (1990), S. 553–576
- [6] BURMBERGER, S.: *Optimierung der aerodynamischen Flammenstabilisierung für brennstoffflexible, vorgemischte Gasturbinenbrenner*, Technische Universität München, Dissertation, 2008
- [7] BURMBERGER, S. ; HIRSCH, C. ; SATTELMAYER, T.: Design Rules for the Velocity Field of Vortex Breakdown Swirl Burners. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: Power for Land, Sea and Air, Barcelona, Spain. GT2006-90495*, 2006
- [8] COATS, C.M: Quenching, Flash-Back, Blow-Off - Theory and Experiment. In: *4th Symposium (International) on Combustion* (1953), S. 68–89
- [9] DAMKÖHLER, G.: Der Einfluss der Turbulenz auf die Flammgeschwindigkeit in Gasgemischen. In: *Zeitschrift für Elektrochemie und Angewandte Physikalische Chemie* 46 (1940), S. 601–652

- [10] DARMOFAL, D.: The Role of Vorticity Dynamics in Vortex Breakdown. In: *AIAA 24th Fluid Dynamics Conference 93-3036*, 1993
- [11] DEMTRÖDER, W.: *Laserspektroskopie*. Berlin, Heidelberg, New York : Springer, 2007
- [12] DIETRICH, A.: *Numerische Simulation der Aerodynamik eines Gasturbinenbrenners in Mehrbrenneranordnung*, Technische Universität München, Semesterarbeit, 2013
- [13] DOEBBELING, K. ; HELLAT, J. ; KOCH, H.: 25 Years of BBC/ABB/Alstom Lean Premixed Combustion Technologies. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 129 (2007), Nr. 1, S. 2–12
- [14] DUGGER, G.: Flame Stability of Preheated Propane-Air Mixture. In: *Industrial and Engineering Chemistry* 47 (1955), S. 109–114
- [15] EICHLER, C.T.: *Flame Flashback in Wall Boundary Layers of Premixed Combustion Systems*, Technische Universität München, Dissertation, 2011
- [16] ENERGY INFORMATION ADMINISTRATION, OFFICE OF INTEGRATED ANALYSIS AND FORECASTING, U.S. DEPARTMENT OF ENERGY. *International Energy Outlook 2009*. Mai 2009
- [17] FANACA, D.: *Influence of the Burner-Burner Interactions on the Flame Dynamics in an Annular Combustor*, Technische Universität München, Dissertation, 2010
- [18] FANACA, D. ; ALAMELA, P.R. ; HIRSCH, C. ; SATTELMAYER, T.: Comparison of the Flow Field of a Swirl Stabilised Premixed Burner in an Annular and a Single Burner Combustion Chamber. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 132 (2010), Nr. 7, S. 071502.1–071502.7
- [19] FERZIGER, J.H ; PERIC, M.: *Computational Methods for Fluid Dynamics*. 3rd. Berlin, Heidelberg, New York : Springer, 2002
- [20] FRÖHLICH, J.: *Large Eddy Simulation turbulenter Strömungen*. Wiesbaden : Teubner, 2006

-
- [21] FRITZ, J.: *Flammenrückschläge durch verbrennungsinduziertes Wirbel-aufplatzen*, Technische Universität München, Dissertation, 2003
- [22] GERMANO, M. ; PIOMELLI, U. ; MOIN, P. ; CABOT, W. H.: A Dynamic Subgrid-Scale Eddy Viscosity Model. In: *Physics of Fluids* 3 (1991), Nr. 7, S. 1760–1765
- [23] GLARBORG, P. ; KEE, J.R. ; GRGAR, J.F. ; MILLER, J.A.: PSR: A Fortran Program for Modeling Well-Stirred Reactors / Sandia National Laboratories. 1988. – Forschungsbericht
- [24] GOODWIN, D. *Cantera, Gas Phase Chemical Kinetics Software*. März 2013
- [25] GREITZNER, E.M. ; TAN, C.S. ; GRAF, M.B.: *Internal Flow*. Cambridge, United Kingdom : Cambridge University Press, 2004
- [26] GROTTKE, R.: *Analyse drallverstärkter Intermittenz mit Hilfe der Grobstruktursimulation*, Technische Universität München, Dissertation, 2007
- [27] GULATI, A. ; TOLPADI, A. ; VANDEUSEN, G. ; BURRUS, D.: Effect of Dilution Air on the Scalar Flowfield at Combustor Sector Exit. In: *Journal of Propulsion and Power* 11 (1995), Nr. 6, S. 1162–1169
- [28] HABER, L.C. ; VANDSBURGER, U. ; SAUNDERS, W.R. ; KHANNA, V.K.: An Examination of the Relationship Between Chemiluminescent Light Emissions and Heat Release Rate Under Non-Adiabatic Conditions. In: *Proceedings of IGTI, Munich, 200-GT-0121*, 2000
- [29] HE, G. ; GUO, Y. ; HSU, A.: The Effect of Schmidt Number on Turbulent Scalar Mixing in a Jet-in-Crossflow. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 42 (1999), S. 3727–3738
- [30] ISHIZUKA, S.: Flame Propagation Along a Vortex Axis. In: *Process in Energy and Combustion Science* 28 (2002), S. 477–542
- [31] IVANOVA, E. ; NOLL, B. ; AIGNER, M.: Computational Modelling of Turbulent Mixing of a Transverse Jet. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2010: Power for Land, Sea and Air, Glasgow, UK, GT2010-22764*, 2010

- [32] JOOS, F.: *Technische Verbrennung*. Berlin, Heidelberg, New York : Springer, 2006
- [33] KEE, R.J. ; MILLER, J.A. ; RUPLEY, F.M.: CHEMKIN II: A Fortran Chemical Kinetics Code Package for the Analysis of Gas-Phase Chemical Kinetics / Sandia National Laboratories. 1989. – Forschungsbericht
- [34] KELLER, J.O ; VANEVELD, L. ; KORSCHOLT, D. ; HUBBARD, G.L. ; GHONIEM, A.F. ; DAILY, J.W. ; OPPENHEIM, A.K.: Mechanism of Instabilities in Turbulent Combustion Leading to Flashback. In: *AIAA Journal* 20 (1981), Nr. 2, S. 254–262
- [35] KHITRIN, L. ; MOIN, P. ; SMIRNOV, D. ; SHEVCHUK, V.: Peculiarities of Laminar and Turbulent Flame Flashbacks. In: *10th Symposium (International) on Combustion* (1965), S. 1285–1291
- [36] KIESEWETTER, F.: *Modellierung des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens in Vormischbrennern*, Technische Universität München, Dissertation, 2005
- [37] KIESEWETTER, F. ; KONLE, M. ; SATTELMAYER, T.: Analysis of Combustion Induced Vortex Breakdown Driven Flame Flashback in a Premix Burner with Cylindrical Mixing Zone. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 129 (2007), Nr. 4, S. 929–936
- [38] KONLE, M.: *Verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen in moderat turbulenten Drallströmungen*, Technische Universität München, Dissertation, 2010
- [39] KONLE, M. ; SATTELMAYER, T.: Interaction of Heat Release and Vortex Breakdown During Flame Flashback Driven by Combustion Induced Vortex Breakdown. In: *Experiments in Fluids* 47 (2009), S. 627–635
- [40] KRAFTWERK FORSCHUNG. *Kombikraftwerk erreicht Wirkungsgrad von 60,75 Prozent*. Mai 2011
- [41] KRÖNER, M.: *Einfluss lokaler Löschvorgänge auf den Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen*, Technische Universität München, Dissertation, 2003

-
- [42] KUROSAKA, M. ; CAIN, C.B ; SRIGRAROM, S.: Azimuthal Vorticity Gradient in the Formative Stages of Vortex Breakdown. In: *Journal of Fluid Mechanics* 569 (2006), S. 1–28
- [43] LACARELLE, A. ; GÖKE, S. ; PASCHEREIT, C.O.: A Quantative Link Between Cold-Flow Scalar Unmixedness and NO_x Emissions in a Conical Premixed Burner. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2010: Power for Land, Sea and Air, Glasgow, UK. GT2010-23132*, 2010
- [44] LAUER, M.R.W.: *Determination of the Heat Release Distribution in Turbulent Flames by Chemiluminescence Imaging*, Technische Universität München, Dissertation, 2011
- [45] LECHNER, C. ; SEUME., J.: *Stationäre Gasturbinen*. New York : Springer, 2010
- [46] LEFEBVRE, A. H.: *Gas Turbine Combustion*. New York : Hemisphere Publishing Corporation, 1983
- [47] LEWIS, B. ; VON ELBE, G.: Stability and Structure of Burner Flames. In: *Journal of Chemical Physics* 11 (1943), S. 75–97
- [48] LEWIS, B. ; VON ELBE, G.: *Combustion, Flames and Explosions of Gases*. Academic Press, New York, 1987. – ISBN 3-540-13256-2
- [49] LUCCA-NEGRO, O. ; O'DOHERTY, T.: Vortex Breakdown: A Review. In: *Process in Energy and Combustion Science* 27 (2001), S. 431–481
- [50] MALECKI, R.E. ; RHIE, C.M. ; MCKINNEY, R.G. ; COLKET, M.B. ; MADABHUSHI, R.K.: Application of an Advanced CFD-Based Analysis System to the PW6000 Combustor to Optimize Exit Temperature Distribution - Part I: Description and Validation of the Analysis Tool. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2001, New Orleans, Louisiana. 2001-GT-0062*, 2001
- [51] MAROSKY, A.: *Einfluss von Kühlluftindüsung auf das Betriebsverhalten von Drallbrennern*, Technische Universität München, Dissertation, 2014
- [52] MAROSKY, A. ; SEIDEL, V. ; BLESS, S. ; SATTELMAYER, T.: Impact of Cooling Air Injection on the Primary Combustion Zone of a Swirl

- Burner. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 134 (2012), Nr. 12, S. 121502–1–8
- [53] MAROSKY, A. ; SEIDEL, V. ; SATTELMAYER, T. ; MAGNI, F. ; GENG, W.: Impact of Cooling Air Injection on the Combustion Stability of a Premixed Swirl Burner Near Lean Blowout. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2013: Power for Land, Sea and Air, San Antonio, Texas, USA. GT2013-94859*, 2013
- [54] MAYER, C.: *Konzept zur vorgemischten Verbrennung wasserstoffhaltiger Brennstoffe in Gasturbinen*, Technische Universität München, Dissertation, 2012
- [55] MAYER, C. ; SANGL, J. ; SATTELMAYER, T. ; LACHAUX, T. ; BERNERO, S.: Study of the Operational Window of a Swirl Stabilized Syngas Burner Under Atmospheric and high Pressure Conditions. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 134 (2012), Nr. 3, S. 031506–1–11
- [56] MILLAN, R. M. ; PASQUALOTTO, E.: DE 195 45 310 B4 / Alstom, Paris, FR. 2008. – Patent
- [57] NICLOUD, F. ; DUCROS, F.: Subgrid-Scale Stress Modelling Based on the Square of the Velocity Gradient Tensor. In: *Flow, Turbulence and Combustion* 62 (1999), Nr. 3, S. 183–200
- [58] OERTEL JR., H. ; BÖHLE, M.: *Strömungsmechanik. 2rd*. Braunschweig, Wiesbaden : Vieweg, 2002
- [59] OpenFOAM Foundation: *OpenFOAM, The Open Source CFD Toolbox, User Guide*. 2012
- [60] PANTON, R.L.: *Incompressible Flow. 3rd*. John Wiley & Sons, 2005
- [61] PAUL, H. N. Najmand P. ; MUELLER, C.J. ; WYCKOFF, P. S.: On the Adequacy of Certain Experimental Observables as Measurements of Flame Burning Rate. In: *Combustion and Flame* 113 (1998), S. 312–332
- [62] PIQUET, J.: *Turbulent Flows, Models and Physics*. Berlin, Heidelberg : Springer, 1999

-
- [63] SANGL, J.: *Erhöhung der Brennstoffflexibilität von Vormischbrennern durch Beeinflussung der Wirbeldynamik*, Technische Universität München, Dissertation, 2011
- [64] SCHLICHTING, H. ; GERSTEN, K.: *Grenzschicht-Theorie. 9rd*. Berlin, Heidelberg : Springer, 1997
- [65] SCHLÜTER, J.U.: *Large Eddy Simulations of Flow and Mixing in Jets and Swirl Flows: Application to a Gas Turbine*, Institut National Polytechnique de Toulouse, France - Mécanique des Fluides, Dissertation, 2000
- [66] SCHMID, C.: *Drallbrenner-Simulation durch Starrkörperwirbel-Strömungen unter Einbeziehung von drallfreier Primärluft und Verbrennung*, Universität Fridericiana Karlsruhe, Dissertation, 1991
- [67] SCHMID, M.P.: *Thermally Accurate LES of the Stability-Emission Performance of Staged Gas-Turbine Combustion*, Institut National Polytechnique de Toulouse, Dissertation, 2005
- [68] SCHWING, J.E.: *Über die Interaktion von transversalen akustischen Moden, Strömung und drallstabilisierter Flamme in zylindrischen Flammenrohren*, Technische Universität München, Dissertation, 2013
- [69] SEIDEL, V. ; MAROSKY, A. ; HIRSCH, C. ; SATTELMAYER, T. ; GENG, W. ; MAGNI, F.: Influence of the Inflow Confinement on the Flashback Limits of a Premixed Swirl Burner. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2013: Power for Land, Sea and Air, San Antonio, Texas, USA. GT2013-94866*, 2013
- [70] SEIDEL, V. ; MAROSKY, A. ; SATTELMAYER, T.: Emissionsverminderung bei der Effizienz- und Leistungserhöhung von Gasturbinen / Lehrstuhl für Thermodynamik, TU München. 2013 (BY 17 GV). – Forschungsbericht
- [71] SEIDEL, V. ; MAROSKY, A. ; SATTELMAYER, T. ; GENG, W. ; MAGNI, F.: The Effect of Cooling Air on the Air Fuel Distribution of a Silo Combustor. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2013: Power for Land, Sea and Air, San Antonio, Texas, USA. GT2013-94865*, 2013

- [72] SHIH, T.H. ; LIOU, W.W. ; SHABBIR, A.: A new k-epsilon Viscosity Model for high Reynolds Number Turbulent Flows. In: *Computer Fluids* 24 (1995), Nr. 3, S. 227–238
- [73] SMITH, G. ; GOLDEN, D. ; FRENKLACH, M. ; MORIARTY, N. ; EITENEER, B. ; GOLDENBERG, M. ; BOWMAN, C. ; HANSON, R. ; SONG, S. ; JR., W. G. ; LISSIANSKI, V. ; QIN, Z. *GRI-Mech 3.0*. März 2013
- [74] SWM SERVICES GMBH. *Erdgasqualität im Verteilungsnetz des Großraums München*. Januar 2013
- [75] SYRED, N. ; BEER, J.: Combustion in Swirling Flows. In: *Combustion and Flame* 23 (1974), S. 143–201
- [76] TAY-WO-CHONG, L. ; POLIFKE, W.: Large Eddy Simulation-Based Study of the Influence of Thermal Boundary Condition and Combustor Confinement on Premix Flame Transfer Functions. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 135 (2013), Nr. 2, S. 021502–1–9
- [77] TEMMERMAN, L. ; LESCHZINER, M. A. ; MELLEN, C.P. ; FRÖHLICH, J.: Investigation of Wall-Function Approximations and Subgrid-Scale Models in Large Eddy Simulation of Separated Flow in a Channel With Streamwise Periodic Constrictions. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 24 (2003), S. 157–180
- [78] TENNEKES, H. ; J.L.LUMLEY: *A First Course in Turbulence*. Cambridge, Massachusetts, United States of America : The MIT Press, 1972
- [79] TURNS, S.R.: *An Introduction to Combustion*. 2rd. Heidelberg, Dordrecht, London, New York : McGraw-Hill, inc., 1996
- [80] UMWELTBUNDESAMT. *Klimaschutz und Versorgungssicherheit*. September 2009
- [81] UNITED NATIONS. *Framework Convention on Climate Change*. März 2011
- [82] VON ELBE, G. ; MENTSER, M.: Further Studies of the Structure and Stability of Burner Flames. In: *The Journal of Chemical Physics* 13 (1945), Nr. 2, S. 89–100

- [83] W. MALALASEKERA, H.K. V.: *An Introduction to Computational Fluid Dynamics*. Essex, England : Longman Science & Technical, 1995
- [84] WINKLER, A.: *Validierung eines Modells zur Vorhersage turbulenter Verbrennungslärms*, Technische Universität München, Dissertation, 2007
- [85] WOHL, K.: Comment on Review of Flashback Reported in Prevaporizing/Premixed Combustors. In: *Combustion and Flame* 37 (1980), S. 331–333
- [86] WÄSLE, J.G.: *Vorhersage der Lärmemission turbulenter Vormischflammen*, Technische Universität München, Dissertation, 2007