

VT-Forschungsbericht 2016-02

Experimentelle Charakterisierung eines atmosphärisch betriebenen, FLOX[®]-basierten Mikrogasturbinen- brenners für Erdgas

Dipl.-Ing. Jan Zanger

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
Institut für Verbrennungstechnik
Stuttgart



DLR

Deutsches Zentrum
für Luft- und Raumfahrt



Herausgeber

Deutsches Zentrum
für Luft- und Raumfahrt

**Institut für
Verbrennungstechnik**

Pfaffenwaldring 38-40
70569 Stuttgart

Telefon
Telefax

(0 7 11) 68 62 - 3 08
(0 7 11) 68 62 - 5 78

Als Manuskript gedruckt.
Abdruck oder sonstige Verwendung
nur nach Absprache mit dem Institut gestattet

D93, Stuttgart

Experimentelle Charakterisierung eines atmosphärisch betriebenen, FLOX[®]-basierten Mikrogasturbinenbrenners für Erdgas

Von der Fakultät Luft- und Raumfahrttechnik und Geodäsie
der Universität Stuttgart zur Erlangung der Würde eines
Doktors der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)
genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von

Dipl.-Ing. Jan Zanger

aus Karlsruhe

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. Manfred Aigner
Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. Roman Weber

Tag der mündlichen Prüfung 11. Dezember 2015

Institut für Verbrennungstechnik der Luft- und Raumfahrt
der Universität Stuttgart

2016

Vorwort

Wohltätig ist des Feuers Macht,
Wenn sie der Mensch bezähmt, bewacht.
Friedrich Schiller, Das Lied von der Glocke

Die Arbeiten zu dem vorliegenden Bericht habe ich im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Verbrennungstechnik des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt e.V. durchgeführt. Der Bericht behandelt dabei lediglich einen Teil der erforderlichen Entwicklungsschritte eines neuen Mikrogasturbinenbrenners. Da es sich bei der Entwicklung um den ersten Brenner handelt, der in der neu gegründeten Abteilung Gasturbinen ausgelegt und erprobt wurde, war die Auslegungsphase durch eine ausgeprägte Teamarbeit gekennzeichnet. Somit ist der Erfolg der vorliegenden Arbeiten nicht allein mein Verdienst, sondern basiert in hohem Maße auch auf der sehr guten Zusammenarbeit mit meinen Kollegen.

Allen voran danke ich zunächst meinem Doktorvater Prof. Dr. Aigner, der durch sein Engagement erst ermöglicht hat, dass viele ambitionierte Arbeiten im Bereich der Mikrogasturbinen, wie die hier vorgestellte Brennerentwicklung, am Institut durchgeführt werden können. Erst die gute Ausstattung und Vernetzung am Institut ermöglichen qualitativ hochwertiges Arbeiten. Ferner danke ich Prof. Dr. Weber für die Übernahme des Mitberichts und die damit verbundenen Mühen sowie für den sehr anregenden wissenschaftlichen Disput.

Mein ganz besonderer Dank gilt meinem Gruppenleiter Thomas Monz für seine stete Unterstützung bei der täglichen Arbeit. Bei intensiven, fachlichen Diskussionen ergaben sich stets neue Blickwinkel auf die Daten, was mir sehr bei der Interpretation der Messergebnisse und der Konzeption der Experimente half. Ganz herzlich bedanken möchte ich mich bei ihm und meinem Abteilungsleiter Dr. Andreas Huber für Ihre hilfreichen Ratschläge und fachlichen Korrekturen meiner schriftlichen Arbeit. Dr. Andreas Huber danke ich ferner für die Möglichkeit, mich phasenweise komplett auf meine Dissertation konzentrieren zu können.

Ohne die tatkräftige Unterstützung der am Entwicklungsprozess beteiligten Kollegen wäre meine Arbeit nicht in der Weise möglich gewesen. Daher bedanke ich mich herzlichst bei meinen Kollegen Timo Zornek für die numerischen Rechnungen zum Pilotbrenner und die anregenden Diskussionen, bei Dr. Tobias Panne für die gute Zusammenarbeit bei der numerischen Auslegung

der Hauptstufe und bei meinem ehemaligen Abteilungsleiter Dr. Axel Widenhorn für die große anfängliche Unterstützung. Des Weiteren bedanke ich mich herzlich bei Dr. Michael Stöhr für die intensive Hilfe bei der Durchführung und Auswertung der PIV-Messungen sowie bei Dr. William O’Loughlin für die Unterstützung bei den Messungen des OH-PLIF-Signals.

Mein außerordentlicher Dank gilt meinen ehemaligen Studenten Jurij Ustenko, Marco Graf und Franz Lindner, die mit Ihren Arbeiten tatkräftig zum Gelingen der Brennerentwicklung beigetragen haben.

Stuttgart, den 22. Dezember 2015

Jan Zanger

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	8
Tabellenverzeichnis	11
Nomenklatur	12
Kurzfassung	17
Abstract	19
1 Einleitung	21
2 Theoretische Grundlagen	24
2.1 Turbulenz	24
2.2 Laminare Verbrennung	27
2.3 Turbulente Verbrennung	30
2.3.1 Klassifizierung der Verbrennungsregimes	31
2.4 Schadstoffe bei der Verbrennung von Erdgas	34
2.4.1 Kohlenmonoxid	35
2.4.2 Stickoxide	36
2.4.2.1 Thermisches NO (Zeldovich-Mechanismus)	36
2.4.2.2 Promptes NO (Fenimore-Mechanismus)	37
2.4.2.3 Über Distickstoffoxid erzeugtes NO	37
2.4.2.4 Weitere Bildungsmechanismen	38
3 Stand der Technik derzeitiger Brennkammersysteme	40
3.1 Technische Brennkammersysteme	40
3.2 Flameless Oxidation Brenner	42
3.3 Aufgabenstellung und Zielsetzung	47
4 Prüfstand und Versuchsträger	49

4.1	Mikrogasturbinenprüfstand	49
4.2	Brennerkonfigurationen	51
4.3	Atmosphärischer Einzelbrennerprüfstand	53
5	Messtechniken und Versuchsaufbau	56
5.1	Grundlagen der Messtechniken	56
5.1.1	OH*-Chemolumineszenz (OH*-CL)	56
5.1.2	Planare laserinduzierte Fluoreszenz am OH-Radikal (OH-PLIF)	58
5.1.3	Stereoskopische Particle Image Velocimetry (PIV)	59
5.2	Messtechnischer Aufbau	62
5.2.1	Instrumentierung des atmosphärischen Einzelbrennerprüfstands	62
5.2.2	Messaufbau zum simultanen Einsatz von OH-PLIF und PIV Messtechnik	64
5.3	Auswerteprozeduren	68
5.3.1	OH*-CL	68
5.3.2	OH-PLIF	71
5.3.3	PIV	73
6	Diskussion der Messergebnisse	76
6.1	Definition von MGT-Referenzlastpunkten	77
6.2	Randbedingungen der atmosphärischen Brennertests	80
6.3	Charakterisierung der einstufigen Brennervariante	83
6.3.1	Stationärer Arbeitsbereich und Abgasemissionen	83
6.3.2	Flammenverhalten anhand von OH*-CL Messungen	87
6.3.3	Flammen- und Emissionsverhalten als Funktion der Vorwärmtemperatur	91
6.4	Vergleich zwischen ein- und zweistufiger Brennervariante	96
6.4.1	Stationärer Arbeitsbereich und Abgasemissionen	98
6.4.2	Flammenverhalten anhand von OH*-CL Messungen	101
6.5	Verbrennungsverhalten der zweistufigen Brennervariante unter Variation der globalen Luftzahl	106
6.5.1	Darstellung der Flammenstabilisierung anhand seriell aufgenommener OH-PLIF und PIV Messungen	106
6.5.2	Analyse der Turbulenz-Chemie-Interaktion anhand simultaner OH-PLIF/PIV Messungen	117
6.5.3	Darstellung des Strömungsfelds anhand von PIV Messungen	125
6.6	Verbrennungsverhalten der zweistufigen Brennervariante an den MGT-Referenzlastpunkten	131

6.6.1	Flammen- und Emissionsverhalten unter Variation der Brennstoffaufteilung am MGT-Minimallastpunkt	131
6.6.2	Zusammenstellung von Emissionen und Druckverlust aller MGT-Referenz- lastpunkte	138
7	Betrachtung der Messgenauigkeiten der Betriebsparameter	144
7.1	Messgenauigkeit der Vorwärmtemperatur	144
7.2	Messgenauigkeit der Brennstoffaufteilung	145
7.3	Messgenauigkeit der thermischen Brennerleistung	146
7.4	Messgenauigkeit der globalen Luftzahl	147
7.5	Messgenauigkeit der Geschwindigkeitsmessung mittels PIV	148
8	Zusammenfassung und Schlussfolgerung	152
8.1	Zusammenfassung	152
8.2	Schlussfolgerung und Ausblick	155
A	Anhang	157
	Literaturverzeichnis	166

Abbildungsverzeichnis

2.1	Spektrum der turbulenten kinetischen Energie als Funktion der Wellenzahl $\tilde{\nu}$	25
2.2	Eindimensionale Struktur einer vorgemischten Methan–Luftflamme	29
2.3	Regime-Diagramm turbulenter Vormischflammen	32
2.4	CO–Bildung in einer Gasturbinenbrennkammer	35
3.1	Schematische Darstellung der Strömung einer nichtvorgemischten, drallstabilisierten Verbrennung	41
3.2	Schema der FLOX [®] –Verbrennung	43
3.3	Schema der Stabilitätsgrenzen verschiedener Verbrennungsmodi	44
4.1	Schema der originalen MGT–Brennkammer	50
4.2	Einstufige Brennerkonfiguration	52
4.3	Zweistufige Brennerkonfiguration	53
4.4	Atmosphärischer Einzelbrennerprüfstand	54
5.1	Flammenemissionsspektrum	57
5.2	PIV–Korrelationskoeffizienten	61
5.3	Detektionssichtlinie der OH*–CL	63
5.4	Laseraufbau OH–PLIF/Stereo–PIV (Lichtschnittposition Nr. 3)	65
5.5	Trigger der OH–PLIF/PIV Aufnahmen	66
5.6	Lichtschnittposition Nr. 1	68
5.7	Lichtschnittposition Nr. 2	68
5.8	Bildnachbearbeitung	69
5.9	Korrekturschritte der OH*–CL Daten	69
5.10	Definition der Reaktionszone auf Basis der OH*–CL Daten	70
5.11	Korrekturschritte der OH–PLIF Daten	72
5.12	Bestimmung der Zweipunktkorrelation in einem turbulenten Freistrahle	74
6.1	Referenzlastpunkte des MGT–Kaltstartmanövers	78
6.2	Referenzlastpunkte des stationären MGT–Arbeitsbereichs	79

6.3	Schema der Betriebsstellgrößen	81
6.4	Brennerarbeitsbereich (einstufig)	84
6.5	CO–Emissionen als Funktion von λ_{ges} (einstufig)	85
6.6	NOx–Emissionen als Funktion von λ_{ges} (einstufig)	86
6.7	Gemittelte OH*– CL Bilder als Funktion von λ_{ges} (einstufig)	88
6.8	Verteiltheit des OH*–Signals als Funktion von λ_{ges} (einstufig)	89
6.9	Abhebehöhe als Funktion von λ_{ges} (einstufig)	90
6.10	Diskretheit als Funktion von λ_{ges} (einstufig)	91
6.11	Verteiltheit als Funktion von T_v (einstufig)	92
6.12	NOx–Emissionen als Funktion von T_v (einstufig)	93
6.13	Flammenlage als Funktion von $\lambda_{ges,rel}$ (einstufig)	94
	(a) Verteiltheit des OH*–Signals	94
	(b) Abhebehöhe	94
6.14	NOx–Emissionen als Funktion von $\lambda_{ges,rel}$ (einstufig)	95
6.15	Magere Verlöschgrenze (ein- und zweistufig)	99
6.16	Abgasemissionen (ein- und zweistufig)	100
	(a) CO–Emissionen	100
	(b) NOx–Emissionen	100
6.17	Gemittelte OH*–CL Bilder bei $\dot{Q}_{th,n} = 84\%$ (ein- und zweistufig)	101
6.18	Gemittelte OH*–CL Bilder bei $\dot{Q}_{th,n} = 69\%$ (zweistufig)	102
6.19	Flammenlage (ein- und zweistufig)	103
	(a) Verteiltheit des OH*–Signals	103
	(b) Abhebehöhe	103
6.20	Vergleich von OH–PLIF Bildern im Einzelschuss, Mittelwert und Standardabweichung bei LSP 1 (zweistufig)	107
6.21	OH–PLIF Bilder im Einzelschuss und Mittelwert bei LSP 3 (zweistufig)	111
6.22	Gemittelte OH–PLIF Gradientenbilder verschiedener T_v bei LSP 1 (zweistufig)	112
6.23	Vergleich der gemittelten Strömungsfelder bei LSP 1 (zweistufig)	114
6.24	Gemittelte OH–PLIF Gradientenbilder für λ_{ges} bei LSP 2 (zweistufig)	115
6.25	Vergleich von OH–PLIF/PIV Bildern im Einzelschuss bei LSP 3 (zweistufig)	118
6.26	Vergleich unterschiedlicher Ansätze der integralen Längenskala	120
6.27	Einordnung von Flammen verschiedener λ_{ges} in das Regime–Diagramm turbulenter Vormischflammen	122
6.28	Instantane Reaktionszonen als Funktion von λ_{ges} (LSP 2)	123
6.29	Vergleich der gemittelten Strömungsfelder als Funktion von λ_{ges} bei LSP 3 (zweistufig)	126

6.30	Stagnationspunkt und Rotationszentrum IRZ (zweistufig)	127
6.31	Radialprofile der Axialgeschwindigkeit (zweistufig)	129
6.32	Gemittelte OH*-CL Bilder bei R(StA)1 als Funktion von λ_{pilot} (zweistufig)	132
6.33	Gemittelte OH-PLIF Gradientenbilder für λ_{pilot} bei LSP 1 (zweistufig)	133
6.34	Gemittelte OH-PLIF Gradientenbilder für λ_{pilot} bei LSP 2+3 (zweistufig)	135
6.35	OH-PLIF/PIV Bilder an R(StA)1 im Einzelschuss und Mittelwert bei LSP 3 (zweistufig)	136
6.36	Abgasemissionen als Funktion von $Split_{Br}$ an R(StA)1 (zweistufig)	137
6.37	Betriebskarte der Abgasemissionen (zweistufig)	139
6.38	Betriebskarte von $Split_{Br}$ und Δp_{rel} (zweistufig)	140
6.39	Betriebskarte der Abgasemissionen beim Anfahrprozess (zweistufig)	142
7.1	Absoluter Messfehler T_v	144
7.2	Relativer Messfehler $Split_{Br}$	145
7.3	Relativer Messfehler $\dot{Q}_{th,n}$	146
7.4	Vergleichsmessung zur λ_{ges} -Genauigkeit (zweistufig)	148
	(a) Vergleichsmessung der O ₂ - und CO ₂ -Profile	148
	(b) Vergleichsmessung der NO _x - und CO-Profile	148
A.1	UHC-Emissionen als Funktion von λ_{ges} (einstufig)	157
A.2	Abhebehöhe als Funktion von T_v (einstufig)	157
A.3	CO-Emissionen als Funktion von $\lambda_{ges,rel}$ (einstufig)	158
A.4	Gemittelte OH*-CL Bilder aller $\dot{Q}_{th,n}$ als Funktion von λ_{ges} (einstufig)	159
A.5	Gemittelte OH*-CL Bilder aller $\dot{Q}_{th,n}$ als Funktion von λ_{ges} (zweistufig)	160
A.6	Serie gemittelter OH*-CL Bilder aller Referenzlastpunkte im stationären MGT- Arbeitsbereich als Funktion von $Split_{Br}$ (zweistufig)	161
A.7	Serie gemittelter OH*-CL Bilder aller Referenzlastpunkte im MGT-Anfahrmanöver als Funktion von $Split_{Br}$ (zweistufig)	162
A.8	OH-PLIF Bilder im Einzelschuss und Mittelwert bei LSP 3 (zweistufig)	163
A.9	Stromlinienfeld der einstufigen MGT-Brennkammer (numerische Simulation)	163
A.10	Abgasemissionen als Funktion von $Split_{Br}$ an R(StA)2 (zweistufig)	164
A.11	Abgasemissionen als Funktion von $Split_{Br}$ an R(StA)3 (zweistufig)	164
A.12	Abgasemissionen als Funktion von $Split_{Br}$ an R(StA)4 (zweistufig)	165

Tabellenverzeichnis

3.1	Übersicht der Zielgrößen der Brennerentwicklung	48
5.1	Bereiche und korrespondierende Genauigkeiten der gemessenen Abgasspezies	63
5.2	Übersicht der Laserlichtschnittpositionen	67
6.1	Referenzlastpunkte beim Anfahrprozess und im stationären MGT–Arbeitsbereich	79
6.2	Druckskalierte Referenzlastpunkte der Einzelbrennerversuche	82
6.3	Variationsbereich der Zusammensetzung der verwendeten Erdgasgemische	82
6.4	Brennstoffaufteilung $Split_{Br}$ der zweistufigen Brennervariante	98
7.1	Relative Geschwindigkeitsfehler der PIV–Messungen an LSP 1	150
A.1	Turbulente Damköhler- und Karlovitzzahlen als Funktion von λ_{ges}	160

Nomenklatur

	<i>Römische Zeichen</i>	
a	Temperaturleitfähigkeit	m^2/s
A_{Θ}	Gesamtfläche der Drallerzeueroöffnungen	m^2
D	Thermischer Diffusionskoeffizient	m^2/s
d_p	Mittlerer Partikeldurchmesser	m
Da	Turbulente Damköhlerzahl	–
E_a	Aktivierungsenergie	J
H_u	Massenspezifischer unterer Heizwert	MJ/kg
k	Turbulente kinetische Energie	m^2/s^2
K_v	Rezirkulationsrate	%
Ka	Turbulente Karlovitzzahl	–
Kor	Korrelationskoeffizient	–
l_0	Integrales Längenmaß	m
l_D	Diffusions–Längenskala	m
l_F	Flammfrontdicke	m
l_G	Gibson–Längenskala	m
l_m	Mischungs–Längenskala	m
l_n	Längenskala eines beliebigen Wirbels	m
$l_{0,2D}$	Integrales Längenmaß aus 2D-Korrelation	m
l_{ref}	Charakteristisches Längenmaß	m
\dot{m}_{Θ}	Tangentialer Massenstrom im Drallerzeuger	kg/s
\dot{m}_D	Gesamtmassenstrom im Drallerzeuger	kg/s
\dot{m}_L	Gesamtluftmassenstrom	kg/s

\dot{m}_R	Rezirkulierter Massenstrom	kg/s
$\dot{m}_{Br,haupt}$	Brennstoffmassenstrom über die Hauptstufe	g/s
$\dot{m}_{Br,pilot}$	Brennstoffmassenstrom über die Pilotstufe	kg/s
\dot{m}_{Br}	Gesamtbrennstoffmassenstrom	kg/s
$\dot{m}_{L,pilot}$	Luftmassenstrom über die Pilotstufe	kg/s
p_1	Statischer Brennereintrittsdruck	bar(abs)
p_{amb}	Umgebungsdruck	bar(abs)
$\dot{Q}_{th,n}$	Normierte thermische Brennerleistung	%
r	Räumliche Verschiebung	m
R_Θ	Radius der tangentialen Drallerzeugerbohrungen	m
R_D	Radius des Drallerzeugermantels	m
Re	Reynoldszahl	—
Re_t	Turbulente Reynoldszahl	—
S_g	Geometrische Drallzahl	—
S_i	Absoluter Fehler der Messgröße i	...
s_L	Laminare Flammgeschwindigkeit	m/s
S_{Korr}	Genauigkeit des Algorithmus zur Identifizierung des Korrelationsmaximums	Pixel
$Split_{Br}$	Brennstoffaufteilung zwischen Haupt- und Pilotstufe	%
$Split_{L,ges}$	Aufteilung des Luftmassenstroms in Misch- und Verbrennungsluft	%
$Split_{L,Haupt}$	Aufteilung des Brennerluftmassenstroms in Haupt- und Pilotluft	%
t_0	Makroskopische Turbulenzzeitskala	s
t_η	Kolmogorov-Zeitskala	s
t_F	Chemische Zeitskala	s
t_n	Zeitskala eines beliebigen Wirbels	s
t_q	Quench-Zeitskala	s
T_v	Brennervorwärmtemperatur	°C
$T_{adiabat}$	Adiabate Flammentemperatur	°C
T_{in}	Eintrittstemperatur	°C
u'	Geschwindigkeitsfluktuation	m/s

Nomenklatur

u'_σ	Mittlere Geschwindigkeitsfluktuation	m/s
$u_{i,\sigma}$	Standardabweichung der Geschwindigkeitskomponente i	m/s
u_n	Umfangsgeschwindigkeit eines beliebigen Wirbels	m/s
$u_{Düse,max}$	Mittlere Düsenaxialgeschwindigkeit im Volllastpunkt	%
$u_{Düse}$	Mittlere Düsenaxialgeschwindigkeit normiert auf $u_{Düse,max}$	%
u_x	Axialgeschwindigkeit aus PIV normiert auf $u_{Düse,max}$	%
u_{ref}	Charakteristische Geschwindigkeit	m/s
v_η	Kolmogorov–Geschwindigkeitsskala	m/s
v_n	Geschwindigkeitsskala eines beliebigen Wirbels	m/s
x_I	Größe des Interrogation Fensters	<i>Pixel</i>
<hr/> <i>Griechische Zeichen</i> <hr/>		
Δp_{rel}	Relativer Brennerdruckverlust	%
Δt_{PIV}	Zeitversatz des PIV–Doppellaserpulses	s
Δu_p	Geschwindigkeitsfehler aufgrund von Partikelträgheit	m/s
Δu_{ges}	Gesamtfehler der PIV–Geschwindigkeitsmessung	m/s
Δu_{inst}	Geschwindigkeitsfehler der Aufnahme- und Auswerteprozedur	m/s
ΔX	Räumliche Auflösung in der Objektebene	m
$\dot{\omega}$	Reaktionsrate	$kg/(m^3 \cdot s)$
ε	Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie	m^2/s^3
η	Kolmogorov–Längenskala	m
λ	Luftzahl	–
λ_{ges}	Globale Luftzahl über den gesamten Brennerkopf ohne Mischluft	–
$\lambda_{ges,rel}$	Relative globale Luftzahl bezogen auf den LBO–Punkt	%
λ_{pilot}	Lokale Luftzahl der Pilotstufe	–
μ	Dynamische Viskosität	$Pa \cdot s$
ν	Kinematische Viskosität	m^2/s
Φ	Äquivalenzverhältnis	–
$\phi(x_i, t)$	Zeitlich abhängige Platzhaltervariable	...
$\overline{\phi(x_i)}$	Mittelwert von ϕ	...

ρ_p	Mittlere Partikeldichte	kg/m^3
ρ_u	Frischgasdichte	kg/m^3
σ_x	Standardabweichung	...
τ	Relaxationszeit der Seeding-Partikel	s
$\tilde{\nu}$	Wellenzahl	m

Abkürzungen

AFR _{st}	Stöchiometrisches Luftbrennstoffverhältnis	–
FFT	Fast-Fourier-Transformation	
FLOX [®]	Flammenlose Oxidation	
HAB	Abhebehöhe der Flamme (Height Above Burner)	
IRZ	Innere Rezirkulationszone	
KWK	Kraft-Wärme-Kopplung	
LBO	Magere Verlöschgrenze (Lean Blow-off)	
LSP	Lichtschnittposition	
LSV	Laser Speckle Velocimetry	
MGT	Mikrogasturbine	
OH*-CL	Chemolumineszenz des Hydroxylradikals	
OH-PLIF	Planare laserinduzierte Fluoreszenz am Hydroxylradikal	
PIV	Particle Image Velocimetry	
PTU	Programmable Timing Unit	
PTV	Particle Tracking Velocimetry	
TOT	Turbinenausstrittstemperatur	°C

Chemische Spezies

CO ₂	Kohlenstoffdioxid
CO	Kohlenstoffmonoxid
H	Atomarer Wasserstoff
M	Inerter Stoßpartner
N ₂ O	Distickstoffoxid
N ₂	Molekularer Stickstoff

Nomenklatur

NO ₂	Stickstoffdioxid
NO _x	Gesamtheit der Stickoxide
NO	Stickstoffmonoxid
N	Atomarer Stickstoff
O ₂	Molekularer Sauerstoff
OH	Hydroxyl-Radikal
O	Atomarer Sauerstoff
UHC	Unverbrannte Kohlenwasserstoffe

Kurzfassung

Als Baustein bei der Umsetzung der Energiewende bieten sich dezentrale, gasturbinen-basierte Anlagen zur Kraft-Wärme-Kopplung an, da diese neben elektrischer Energie ebenfalls Wärme in einem nutzbaren Umfang zur Verfügung stellen. Gleichzeitig ermöglicht die gute Teillastfähigkeit der Mikrogasturbine (MGT) eine dynamische Pufferung von Netzschwankungen. Um MGTs im Vergleich zu Gasmotoren konkurrenzfähiger zu gestalten, ist eine weitere Optimierung des elektrischen Anlagenwirkungsgrads notwendig. Darüber hinaus würden weitere Verbesserungen der Systemkomponenten hinsichtlich Schadstoffemissionen, Brennstoffflexibilität und Zuverlässigkeit die Marktfähigkeit der MGT Systeme weiter fördern. Dabei kommt der Gasturbinenbrennkammer als einer der Kernkomponenten eine entscheidende Bedeutung zu. Ein vielversprechendes Konzept zur Erreichung der herausfordernden Ziele ist der Einsatz der Flammenlosen Oxidation (FLOX[®]), welche sich im Industrieofenbau durch geringe Schadstoffemissionen, hohe Brennstoffflexibilität und geringen Druckverlust auszeichnet. Auf der anderen Seite wurde dieses Verbrennungsverfahren bisher noch nie in einer Gasturbinenbrennkammer unter realen Bedingungen eingesetzt.

Das Ziel ist daher die Entwicklung eines erdgasbetriebenen, FLOX[®]-basierten Brennersystems für eine Turbec T100 MGT, welche im gesamten gasturbinen-relevanten Lastbereich zuverlässig und emissionsarm betrieben werden kann. Der Fokus dieser Arbeit liegt auf der experimentellen Charakterisierung von neuen FLOX[®]-Brennervarianten auf einem atmosphärischen Einzelbrennerprüfstand. Dabei wurden MGT-typische Vorwärmtemperaturen und druckskalierte Massenströme realisiert, so dass eine Emulation des MGT-Betriebs möglich war.

Zunächst wurden anhand eines einstufigen, teilvorgemischten FLOX[®]-Brenners das grundlegende Verbrennungsverhalten, die Abgasemissionen und der mögliche Arbeitsbereich als Funktion der Vorwärmtemperatur, der Luftzahl und der thermischen Leistung analysiert. Eingesetzt wurden hier sowohl die Detektion der OH*-Chemolumineszenz zur Charakterisierung der globalen Reaktionszonen als auch eine Gasanalytik zur Messung der Schadstoffemissionen. Die Brenner wiesen insgesamt einen weiten Arbeitsbereich auf mit einer Luftzahl beim mageren Verlöschen des Volllastpunkts von $\lambda_{ges} = 3,1$. Bei Teillast stiegen die erreichbaren Luftzahlen weiter an. Die Flammenuntersuchungen zeigten bei kleinen Luftzahlen diskrete, separierte Reaktionszonen oberhalb der Düsenaustritte, welche mit steigender Luftzahl zu einer homogenen Reaktionszone verschmolzen und ab einer Grenzluftzahl insgesamt ins Volumen expandierten. Ein vergleichbares Verhalten wurde

beim Absenken der Vorwärmtemperatur sowie bei der Reduzierung der thermischen Leistung beobachtet. Dieses Verhalten konnte in Beziehung zur leistungs- und vorwärmtemperatur-spezifischen, mageren Verlöschgrenze gesetzt werden, was eine globale Beschreibung des Verhaltens ermöglichte.

Trotz des weiten Arbeitsbereiches des einstufigen Brenners zeigte sich beim Vergleich mit der MGT–Lastlinie die Notwendigkeit zu einer Verbesserung der Stabilisierung bei Teillast. Daher wurde eine zweistufige Brennervariante mit zentral angeordneter, drall-stabilisierter Pilotstufe entwickelt. Durch den Pilotbrenner konnte bei Teillast eine deutliche Erweiterung des Arbeitsbereichs erzielt werden. Um die Interaktion zwischen Pilot- und Hauptstufe sowie die Turbulenz–Chemie–Interaktion näher untersuchen zu können, wurden an ausgewählten Lastpunkten die planare laserinduzierte Fluoreszenz am OH–Radikal (OH–PLIF) und Particle Image Velocimetry (PIV) in verschiedenen Lichtschnittebenen gemessen. Die Erfassung der Messsignale erfolgte an einigen Lastpunkten simultan. Anhand der aus den OH–PLIF Daten abgeleiteten lokalen Reaktionszonen konnte ebenfalls eine starke Vergrößerung des eingenommenen Reaktionsraums für steigende Luftzahlen beobachtet werden. Ferner wurde der Einfluss des Pilotbrenners auf die Stabilisierung der Hauptstufe beschrieben. Des Weiteren wurde mittels der PIV Daten eine ausgeprägte innere Rezirkulationszone quantifiziert, welche Radikale und Wärme zu den eintretenden Frischgasstrahlen zurückführt.

Durch die Kombination aus OH–PLIF und PIV Daten konnte gezeigt werden, dass die Turbulenz–Chemie–Interaktion mit steigender Luftzahl stark zunimmt und das Verbrennungsverhalten signifikant beeinflusst. Ausgewählte Lastpunkte wurden dabei in das Diagramm zur Klassifizierung turbulenter Vormischflammen eingeordnet und wiesen an der Stelle, an welcher die Verbrennung ins Volumen expandierte, einen Regimeübergang auf.

Abschließend wurde eine erste Optimierung der Brennstoffaufteilung zwischen Haupt- und Pilotstufe hinsichtlich der Abgasemissionen für alle MGT–relevanten Lastpunkte durchgeführt. Dabei wurden bei Vollastbedingungen NO_x–Emissionen von 5 ppm (bei 15 Vol-% O₂), CO–Werte von 20 ppm und UHC–Emissionen unterhalb der Nachweisgrenze erzielt. Ferner wurde ein relativer Brennerdruckverlust von 2,9% erreicht.

Im Rahmen der Arbeit wurde ein im gesamten MGT–Arbeitsbereich voll funktionsfähiger, emissionsarmer, zweistufiger FLOX[®]–Brenner entwickelt. Mit Hilfe der eingesetzten Messtechniken wurden für die Brennervarianten eine systematische Charakterisierung des Flammenverhaltens durchgeführt und ein umfangreicher Datensatz generiert, welcher als Basis für eine Validierung der im Entwicklungsprozess eingesetzten numerischen Modelle dient.

Abstract

In order to achieve the goals of the federal energy concept distributed, gasturbine–based Combined Heat and Power (CHP) units offer the opportunity to generate electric power as well as heat in a usable, highly efficient scale. Simultaneously, microgasturbines (MGT) show a good performance in part load conditions offering the possibility to buffer grid fluctuations. For increasing the marketability of such systems, further optimisation of recent MGTs are needed regarding electric efficiency, exhaust gas emissions, fuel flexibility and reliability. Hence, the gas turbine combustion chamber, as one of the key components, is in focus for improvement. A very promising concept is the Flameless Oxidation (FLOX[®]), which is increasingly used in industry furnaces since years. There, it has proved its potential for reduction of harmful exhaust gas emissions as well as its high fuel flexibility. Nevertheless, this technique has not been used in gasturbine combustion at realistic conditions so far.

Therefore, the goal for this project was to develop a FLOX[®]–based burner for a Turbec T100 using natural gas which can be operated reliable in the complete MGT load range at low emissions. The focus of this work is on the experimental characterisation of the developed burner configurations. The experiments are carried out on an optically accessible, atmospheric single burner test rig at MGT–relevant preheat temperatures and pressure scaled mass flows. In combination with a matching conduction of the flow, the MGT conditions were emulated offering the opportunity of extensive parametric studies.

Initially, the fundamental combustion behaviour, the exhaust gas emission levels and the feasible operating range was analysed as a function of air number, preheat temperature and thermal fuel power using a single–staged, partly premixed FLOX[®] combustor. The detection of OH* chemiluminescence (OH*–CL) was used as a diagnostic technique for the global reaction regions. Furthermore, an exhaust gas analyser detected the harmful emissions. The flames showed a wide operating range reaching an air number of $\lambda_{ges} = 3.1$ at lean blow off (LBO) for nominal load conditions. At part load the feasible air number increased even further. At small air numbers discrete, separated reaction zones were observed above the combustor nozzles evolving into a homogeneously merged reaction region at high air numbers. At a characteristic air number the reaction zone expanded volumetrically extending to the complete combustion chamber volume. A corresponding behaviour was observed by reducing the preheat temperature or reducing the thermal fuel power.

This characteristics matched in relation to the power and preheat specific LBO conditions allowed a global description of the flame behaviour for the single–staged combustor. Furthermore, the exhaust gas emissions showed very low emission levels for the complete operating range but for nominal conditions in particular.

In spite of the wide operating range of the single–staged combustor, the comparison with the MGT load profile showed the necessity of an increase in LBO limit at part load conditions. Therefore, a double–staged combustor configuration equipped with a swirl–stabilised pilot burner on the central axis was developed and tested on the single burner test rig. Due to the stabilising influence of the pilot stage, a significant increase of the operating range was achieved at part load conditions. At high pilot fuel mass flows the flame stabilisation of the main stage was affected extensively by the pilot burner. In order to analyse the interaction of pilot and main stage as well as the turbulence–chemistry interaction, planar laser induced fluorescence for the OH radical (OH–PLIF) and particle image velocimetry (PIV) was applied at different laser sheet positions for selected load points. At some load points both techniques were carried out simultaneously. The local reaction regions, derived from the OH–PLIF data, featured a significant increase in reaction volume for rising air numbers which was consistent with the OH*–CL measurements. Moreover, the influence of the pilot burner on the combustion characteristics of the main stage was discussed. Furthermore, an extensive inner recirculation zone was quantified with the help of the PIV data directing radicals and heat to the penetrating fresh gas jets.

The simultaneously measured OH–PLIF and PIV data revealed a strong increase in turbulence–chemistry interaction for rising air numbers, affecting the combustion behaviour extensively. Selected load points were classified into the diagram of premixed combustion. This classification showed a transition of combustion regime for conditions at which the reaction regions expanded volumetrically.

Finally, a first optimisation of the fuel staging between pilot and main burner was conducted in the complete pressure scaled MGT load range regarding exhaust gas emissions. At nominal load conditions NO_x emissions of 5 ppm (at 15 Vol-% O₂), CO values of 20 ppm and UHC emissions below the detection range were achieved. Moreover, the relative combustor pressure loss was very low at 2,9%.

Hence, in this work a low-emission, double–staged FLOX[®] combustor was developed which is fully operational in the complete pressure scaled MGT load range. On the basis of this burner a MGT combustion chamber system can be derived and implemented into a MGT test rig. With the help of the applied diagnostics the combustion behaviour was characterised systematically and an extensive data set for the different combustor configurations was generated which will be utilised for validating the numerical CFD models used in the development process.

1. Einleitung

Energieerzeugung durch dezentrale Kraft-Wärme-Kopplung (KWK) ist eine Methode um private, öffentliche und industrielle Verbraucher hocheffizient und nachhaltig mit Energie zu versorgen. Im Gegensatz zur Energieerzeugung in Großkraftwerken im hohen Megawattbereich stellen kleine dezentrale KWK-Einheiten den Verbrauchern neben dem erzeugten Strom ebenfalls Wärme in einem nutzbaren Umfang ohne große Transport- und Umwandlungsverluste zur Verfügung. Somit kann die Abwärme des Energieerzeugungsprozesses effizient genutzt werden, was den Gesamtwirkungsgrad von Anlagen im Kilowatt- und unteren Megawattbereich auf bis zu 90% [10] steigern kann. Um die eingesetzten Brennstoffe effizient zu nutzen, soll nach dem *Integrierten Energie- und Klimaprogramm* der Bundesregierung [2] der Einsatz von KWK-Systemen weiter gestärkt und bis 2020 auf einen Anteil von 25% der Gesamtstromproduktion verdoppelt werden. Des Weiteren ergibt sich aufgrund der zunehmenden Dezentralisierung und Diversifikation der Stromerzeugung durch die vermehrte Einbindung von kleinen Fotovoltaik-, und Windanlagen ein steigender Bedarf an Systemen, die Schwankungen in Stromerzeugung und -verbrauch dynamisch ausgleichen können. Neben Pumpspeicher- und Gasgroßkraftwerken kann dieses dynamische Lastverhalten ebenfalls durch kleine KWK-Einheiten geleistet werden, da sie lastmodulierend betrieben werden können. Somit können KWK-Anlagen zukünftig einen entscheidenden Beitrag zur Netzstabilität leisten. In dezentralen Kleinkraftwerken gewinnt des Weiteren der flexible Einsatz von verschiedensten gasförmigen Brennstoffen (Erdgas, Biogase und Schwachgase) zunehmend an Bedeutung. Daher sind zukünftig brennstoffflexible Anlagenkonzepte gefragt. Gleichzeitig müssen die nationalen Emissionsrichtlinien für Schadstoffe im Abgas nicht nur zum Zeitpunkt der Installation einer Anlage sondern noch nach vielen Betriebsjahren erfüllt werden können.

Derzeitig werden in KWK-Einheiten meist konventionelle Kolbenmotoren verwendet, da sich diese Systeme durch einen guten elektrischen Wirkungsgrad gepaart mit moderaten Investitionskosten und erprobter Robustheit auszeichnen. Auf der anderen Seite haben mikrogasturbinen-basierte Kreisläufe das Potential, zukünftig eine entscheidende Rolle in der dezentralen Energiebereitstellung zu spielen, da Mikrogasturbinen (MGT), verglichen mit Kolbenmotoren, Vorteile hinsichtlich der Brennstoffflexibilität, der Schadstoffemissionen im Abgas [74], der Teillastfähigkeit sowie der anfallenden Wartungskosten [31] haben. Wegen der sehr geringen Schadstoffbelastung des Abgases in Form von sehr geringen Mengen Kohlenmonoxids und Stickoxiden (im niedrigen ppm-Bereich)

kann bei MGTs auf eine kostenintensive Abgasnachbehandlung verzichtet werden. Aufgrund der höheren Abgaswärmemenge sind MGT-Systeme meist geeigneter, um die Abwärme zur Dampferzeugung und für industrielle Prozesswärme oder -kälte nutzbar zu machen. Sie eröffnen somit ein größeres Spektrum zur Nutzung der Abwärme und damit zur Flexibilität der Einsatzmöglichkeiten und zur Steigerung der Gesamteffizienz des Systems. Des Weiteren können MGTs in einem größeren Bereich von Brennstoffheizwerten stabil betrieben werden und reagieren weniger sensibel auf die Brennstoffzusammensetzung. Somit können MGT-Systeme eine Möglichkeit zur Bewältigung der künftigen Herausforderungen von KWK-Anlagen darstellen.

Trotz dieser Vorteile haben MGT-Systeme derzeit den Nachteil eines geringeren elektrischen Wirkungsgrads im Vergleich zu motorbasierten Anlagen, so dass hier umfangreiche Optimierungen notwendig sind. Beispielsweise liegt der elektrische Wirkungsgrad bei erdgasbetriebenen Anlagen im Kilowattbereich derzeit nur bei $\approx 30\%$, wohingegen Gasmotoren typischerweise einen elektrischen Wirkungsgrad zwischen 35–40% aufweisen. Des Weiteren bestehen für Gasturbinenanlagen wesentlich restriktivere gesetzliche Richtlinien mit niedrigeren Grenzwerten für Schadstoffemissionen im Abgas. Es ist davon auszugehen, dass diese zukünftig weiter verschärft werden. Dies führt zur Notwendigkeit einer weiteren Schadstoffreduktion heutiger MGT-Systeme.

Um die Brennstoffflexibilität, den elektrischen Wirkungsgrad und die Zuverlässigkeit von Mikrogasturbinensystemen weiter steigern zu können und gleichzeitig heutige und zukünftige Abgasemissionsrichtlinien einhalten zu können, besteht ein verstärkter Entwicklungsbedarf im Bereich der Mikrogasturbinen. Ein wichtiger Teilaspekt hierbei ist die Verbesserung der eingesetzten Brennkammersysteme, die eine Kernkomponente der Gasturbinenanlage darstellen. Die Zuverlässigkeit eines Mikrogasturbinensystems ist vor allem bestimmt durch die Zuverlässigkeit des Brennkammersystems, da ein Flammenverlöschen direkt zum Herunterfahren der Anlage führt. Ein solches Abfahrmanöver ist stets mit einem zeitintensiven Neustart verbunden, was wiederum erhöhte thermische Materialspannungen bedingt. Somit beeinflussen Verbrennungsausfälle einer Mikrogasturbine unmittelbar die Anzahl der Volllaststunden sowie den Bauteilverschleiß und damit die Wirtschaftlichkeit. Eine Steigerung der Verbrennungszuverlässigkeit wird in konventionellen Verbrennungssystemen insbesondere durch eine lokale Erhöhung der Verbrennungstemperatur erzielt. Der Vorteil eines zuverlässigeren Verbrennungsprozesses muss hierbei aber meist durch erhöhte Schadstoffemissionen im Abgas erkauft werden, da einige unerwünschte Verbrennungsnebenprodukte eine starke Temperaturabhängigkeit aufweisen. Die Forderung nach geringen Abgasemissionen bedingt jedoch den Einsatz von Verbrennungskonzepten mit niedrigeren Verbrennungstemperaturen wie der mageren Vormischverbrennung, die sich z. B. durch auftretende Flammeninstabilitäten und der Gefahr von Flammenrückschlag ungünstig auf die Systemzuverlässigkeit auswirken können. Somit stehen die Forderungen nach Zuverlässigkeit und Schadstoffreduktion für konventionelle Verbrennungskonzepte meist in unmittelbarem Gegensatz zueinander. Daher werden zukünftig

innovative Verbrennungsverfahren benötigt, welche die Forderungen nach hoher Brennstoffflexibilität und hoher Zuverlässigkeit bei gleichzeitig geringen Schadstoffemissionen und geringerem Brennkammerdruckverlust zur Erhöhung des elektrischen Wirkungsgrads meistern können.

Ein vielversprechendes Konzept zum Erreichen dieses Anspruchs stellt das Verbrennungsverfahren der Flammenlosen Oxidation (FLOX[®]) dar, welches im Industrieofenbau zur Schadstoffreduzierung eingesetzt wird und sich des Weiteren durch seine Robustheit und seine hohe Brennstoffflexibilität auszeichnet. Ziel der vorgestellten Arbeit ist es deshalb, das FLOX[®]-Verfahren auf MGT-Bedingungen anzuwenden und ein detaillierteres Verständnis der Verbrennungsprozesse unter diesen Bedingungen zu erlangen. Dazu wurde ein technisches, einstufiges Brennersystem basierend auf dem FLOX[®]-Prinzip entwickelt und auf einem Einzelbrennerprüfstand im Rahmen von grundlegenden Parameterstudien experimentell charakterisiert. Auf Basis des generierten Wissens wurde ein Konzept zum Brennerbetrieb in einem MGT-System erarbeitet und ein zweistufiger Brenner mit optimiertem Stabilitätsbereich abgeleitet und experimentell untersucht.

Die vorliegende Arbeit beleuchtet zunächst die spezifischen Randbedingungen und Herausforderungen eines FLOX[®]-Brenners im MGT-Betrieb. Es werden die Messergebnisse zum globalen Flammenverhalten, Stabilitätsbereich und Abgasemissionen eines einstufigen FLOX[®]-Brenners vorgestellt und daran die Besonderheiten des Verbrennungsverfahrens erarbeitet und erläutert. Auf Basis dieses Verständnisses wurde ein optimierter, zweistufiger Brennerprototyp abgeleitet und vermessen. Dazu werden die Ergebnisse der detaillierten Untersuchungen des Flammenverhaltens vorgestellt sowie die Interaktion zwischen Strömung und Chemie an ausgesuchten Lastpunkten erörtert. Des Weiteren wird das Verbrennungsverhalten des optimierten Systems hinsichtlich des MGT-Arbeitsbereichs diskutiert und bewertet.

2. Theoretische Grundlagen

Bei den in dieser Arbeit untersuchten Verbrennungsprozessen handelt es sich ausschließlich um turbulente Verbrennungsvorgänge, die sich durch ein hoch komplexes Zusammenspiel zwischen Strömung und chemischen Reaktionen auszeichnen. Um die dabei ablaufenden Effekte besser verstehen zu können, werden zunächst grundlegend die Eigenschaften nichtreagierender turbulenter Strömungen sowie die Prozesse in laminaren Flammen getrennt voneinander erläutert. Auf Basis dieser Zusammenhänge wird danach der Transfer auf turbulente Verbrennungsprozesse geleistet. Abschließend werden die Grundlagen der Schadstoffbildung erläutert, um die gemessenen Charakteristiken der Abgasschadstoffe einordnen zu können.

2.1. Turbulenz

Strömungen, wie sie in technischen Anwendungen vorherrschen, sind fast ausschließlich turbulenter Natur. Daher spielen die Effekte der Turbulenz bei der Beschreibung technischer Strömungen eine entscheidende Rolle.

Ein Grundzug der Turbulenz ist, dass den strömungsmechanischen, thermodynamischen und chemischen Größen (Geschwindigkeit, Dichte, Temperatur und Zusammensetzung) statistische Schwankungsgrößen überlagert sind. Es liegt somit eine in Raum und Zeit chaotische Bewegung der Fluidteilchen vor. Hierbei sind in die Strömung dreidimensionale Wirbelstrukturen eingebettet, deren Größe und Ausdehnung sich über viele Größenordnungen verteilen, wobei in den kleinsten Wirbelstrukturen Strömungsenergie in Wärme dissipiert wird. Die größten Wirbelstrukturen hingegen können die Größenordnung der geometrischen Abmessungen der einschließenden Wandstruktur erreichen. Aufgrund der chaotischen Fluidbewegungen sind die Mischungs- und Transportprozesse im Vergleich zum laminaren Strömungsbereich intensiviert, was somit sowohl zu einem erhöhten Reibungsverlust als auch zu einem gesteigerten Wärmetransport führt [64].

Das Verhältnis zwischen Trägheits- und Reibungskräften in einer Strömung charakterisiert den Übergang vom laminaren, wirbelfreien Bereich in den turbulenten, chaotischen Strömungszustand. Dieses Verhältnis wird mit der Reynoldszahl

$$Re = \frac{u_{ref} \cdot l_{ref}}{\nu} \quad (2.1)$$

angegeben, wobei u_{ref} eine charakteristische Strömungsgeschwindigkeit, l_{ref} ein charakteristisches Längenmaß und ν die kinematische Viskosität des Mediums symbolisiert. Diese dimensionslose Kennzahl beschreibt die physikalische Ähnlichkeit hinsichtlich der Turbulenz unterschiedlicher Strömungen. Im laminaren Bereich bei kleinen Reynoldszahlen dominieren die Reibungskräfte, sodass eine Dämpfung von Störungen in der Strömung vorherrscht. Dies führt zu einer Abschwächung auftretender Wirbelstrukturen und damit zu einer strukturierten Schichtung der Strömung. Im turbulenten Bereich bei hohen Reynoldszahlen hingegen dominieren die Trägheitskräfte, was zu einer Verstärkung von auftretenden Störungen führt, somit Fluidfluktuationen begünstigt und chaotische Wirbelstrukturen anwachsen lässt. Der Übergang zwischen laminarer und turbulenter Strömung ist abhängig vom Anwendungsfall. In der Literatur wird beispielsweise für eine Rohrströmung der Richtwert $Re \approx 2320$ [11] als Umschlagpunkt angegeben.

Unter der Annahme einer homogenen isotropen Turbulenz wird deren turbulente Energie zunächst auf großer Skala zugeführt. Die großen Wirbel brechen dann in immer kleiner werdende Wirbel auf, bis die kleinsten Wirbelstrukturen durch viskose Kräfte in Wärme dissipiert werden [76]. Dabei ist nach *Kolmogorov* [46] der Energietransfer zwischen den verschiedenen Wirbelskalen invariant und folgt einem festen Gesetz. Diese Hypothese wird als Energiekaskade der Wirbelstrukturen bezeichnet und ist eine der wichtigsten Thesen für Strömungen bei großen Reynoldszahlen. Abb. 2.1 zeigt das Spektrum der turbulenten kinetischen Energie k als Funktion der Wellenzahl $\tilde{\nu}$ der Wirbel in doppeltlogarithmischer Darstellung. Das Energiespektrum lässt sich dabei in drei Bereiche unterteilen, die als Produktions-, Inertial-, und Dissipationsbereich bezeichnet werden.

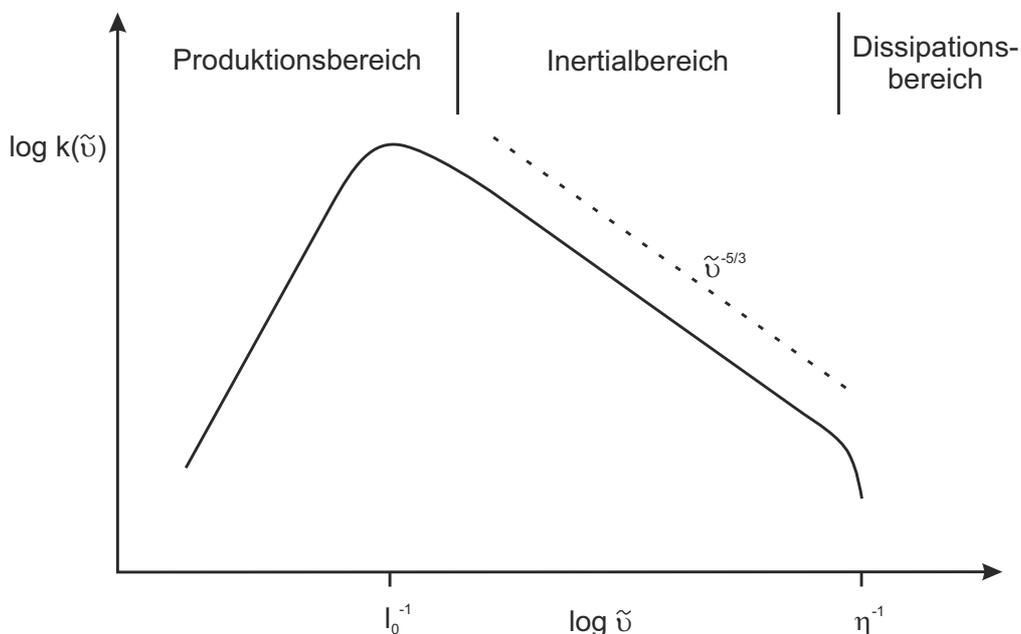


Abbildung 2.1.: Schematische Darstellung des Spektrums der turbulenten kinetischen Energie als Funktion der Wellenzahl $\tilde{\nu}$ [73]

2. THEORETISCHE GRUNDLAGEN

Im Gebiet der kleinsten Wellenzahlen bzw. größten Längenmaße, dem Produktionsbereich, werden die Wirbel durch Geschwindigkeitsgradienten im Strömungsfeld gebildet. Die bei diesen Bedingungen vorherrschenden Längen- und Geschwindigkeitsskalen der Wirbel liegen dabei in der Größenordnung der globalen, charakteristischen Werte l_{ref} und u_{ref} . Abhängig von der vorherrschenden Längen- und Geschwindigkeitsskala wird eine entsprechende turbulente Reynoldszahl Re_t definiert, welche die Turbulenz der betrachteten Wirbelstruktur beschreibt. Diese weist für die großen Wirbel hohe Werte auf, die in der Größenordnung der charakteristischen Reynoldszahl liegen. Somit dominieren bei großen Strukturen die Trägheitskräfte, so dass die Viskosität nur einen sehr geringen Einfluss ausübt. Mit steigender Wellenzahl und somit sinkender Größe der Wirbelstrukturen nimmt die Energie zunächst zu, bis sie ein Maximum bei der integralen Längenskala l_0 erreicht. Diese Längenskala definiert die Größe der turbulenten Strukturen, in denen die meiste Energie des Systems steckt. Diese Längenskala kann beschrieben werden als der Abstand zweier, räumlich getrennter Punkte, welche eine statistische Korrelation aufweisen [76]. Im Inertialbereich, der sich an den Produktionsbereich anschließt, brechen die großen Wirbelstruktur auf und verteilen ihre Energie auf immer kleiner werdende Wirbel. Bei sinkender Wellenzahl und damit sinkenden Geschwindigkeits- und Längenskalen fallen analog dazu die entsprechenden turbulenten Reynoldszahlen. Der damit einhergehende Abfall der Energie ist nach *Kolmogorov* [46] proportional zu $\tilde{v}^{-5/3}$ und wird in der Literatur meist als *Gesetz von Kolmogorov* bezeichnet. Dieser proportionale Abfall ist ausschließlich durch die Trägheitskräfte getrieben und unabhängig von der Viskosität. Da die Dissipationsrate im Inertialbereich konstant ist, kann mittels dimensionsanalytischer Überlegungen die Dissipationsrate

$$\varepsilon \sim \frac{u_n^2}{t_n} \sim \frac{u_n^3}{l_n} \sim \frac{l_n^2}{t_n^3} \quad (2.2)$$

in Verbindung mit der Längenskala eines beliebigen Wirbels l_n , der Zeitskala der Wirbeldrehung t_n und der Umlaufgeschwindigkeit u_n gesetzt werden [73].

Im anschließenden Dissipationsbereich liegen die kleinsten Wirbelstrukturen vor. Hier wird die turbulente kinetische Energie der Strömung in Wärme dissipiert. Nach Kolmogorov ist die kleinste Wirbelstruktur ausschließlich durch die Viskosität ν und die Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie ε beeinflusst. Somit können die Längen-, Geschwindigkeits-, und Zeitskalen dieser kleinsten vorkommenden Struktur mit den Kolmogorov-Skalen

$$\eta \equiv (\nu^3/\varepsilon)^{1/4}, \quad (2.3)$$

$$\nu_\eta \equiv (\varepsilon\nu)^{1/4}, \quad (2.4)$$

$$t_\eta \equiv (\nu/\varepsilon)^{1/2} \quad (2.5)$$

dargestellt werden.

Zur Beschreibung des Verhaltens einer turbulenten Strömung ist eine Mittelung der relevanten Größen sinnvoll, da die resultierenden Ergebnisse in den meisten Fällen ausreichende Aussagen über die vorherrschende Strömung ermöglichen. Im Fall von stationären Strömungen, die keine zeitlich kohärenten Strukturen aufweisen, werden die statistischen Strömungs-, Stoff- und Thermodynamikgrößen mit Hilfe einer zeitlichen Mittelung [92] beschrieben. Der zeitliche Mittelwert einer beliebigen Variable ϕ über einen Zeitraum Δt ist gegeben durch

$$\overline{\phi(x_i)_T} = \lim_{\Delta t \rightarrow \infty} \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} \phi(x_i, t) dt. \quad (2.6)$$

Bei instationären Strömungen, die durch zeitlich kohärente Strukturen gekennzeichnet sind, wird hingegen die Ensemble-Mittelung verwendet [76]. Hierbei wird die relevante Variable ϕ bei konstantem Ort und relativer Zeit über ein Ensemble, z. B. der Anzahl der Experimente N mit gleichen Randbedingungen, gemittelt. Der resultierende Mittelwert ergibt sich zu

$$\overline{\phi(x_i, t)_N} = \lim_{\Delta t \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \phi_n(x_i, t) \quad (2.7)$$

mit ϕ_n bei der n -ten Realisierung des Experiments. Des Weiteren ist es bei Strömungen, die große Dichteänderungen aufweisen, wie dies bei Verbrennungsprozessen der Fall ist, sinnvoll, eine dichtegewichtete Mittelung (*Favre-Mittelung*) einzuführen. Da jedoch die instantanen Dichtefelder messtechnisch nur sehr schwer erfassbar sind, ist diese Art der Mittelwertbildung für experimentelle Messungen meist nicht zugänglich. Die in dieser Arbeit untersuchten Strömungen zeigen ein zeitlich stationäres Verhalten und weisen nur sehr geringe zeitlich kohärente Strukturen auf. Somit wird in den folgenden Kapiteln ausschließlich die zeitliche Mittelung angewandt. Mit deren Hilfe können die relevanten Variablen in ihren Mittelwert und die korrespondierende Fluktuation $\phi'(x_i, t)$ aufgespalten werden. Somit ergibt sich für eine Zufallsvariable

$$\phi(x_i, t) = \overline{\phi(x_i, t)_T} + \phi'(x_i, t). \quad (2.8)$$

2.2. Laminare Verbrennung

Die Interaktion zwischen turbulenter Strömung und Verbrennungsreaktionen gestaltet sich außerordentlich komplex. Daher werden die grundlegenden Vorgänge der Verbrennungsprozesse zunächst bei einfacheren, laminaren Bedingungen und ideal vorgemischten Verhältnissen behandelt. Da die Untersuchungen dieser Arbeit ausschließlich mager vorgemischte Flammen umfassen, wird im folgenden jedoch nur dieser Teilbereich betrachtet.

Bei ideal vorgemischten Flammen liegen Oxidator und Brennstoff vor dem Einsetzen des Reak-

tionsprozesses bereits ideal gemischt vor. Im Gegensatz dazu treffen bei Diffusionsflammen Oxidator und Brennstoff erst in einer Grenzschicht aufeinander, in welcher der Verbrennungsprozess abläuft. Bei der für viele technische Anwendungen relevanten technischen Vormischung liegen teilweise vorgemischte Bedingungen vor, die jedoch noch deutliche Strähigkeiten aufweisen. Da die Vormischungsgüte in der vorliegenden Arbeit nicht quantifiziert werden konnte, werden für die Beschreibungen ein idealisiertes, perfekt vorgemischtes System herangezogen.

Als Oxidator dient in den folgenden Betrachtungen ausschließlich der in Luft enthaltene Sauerstoffanteil, da dies von herausragender Relevanz für die meisten technischen Anwendungen ist. Wenn der Sauerstoffanteil im Frischgasgemisch höher ist als zur vollständigen, stöchiometrischen Verbrennung aller Brennstoffmoleküle benötigt wird, herrschen magere Verbrennungsbedingungen vor. Nach Ablauf der Verbrennungsreaktionen beinhaltet das Abgas somit einen Anteil Restsauerstoff, der die Verbrennungszone wieder verlässt. Die Luftzahl λ dient dazu als verbrennungstechnische Ähnlichkeitskennzahl und beschreibt den Sauerstoffüberschuss eines Verbrennungsprozesses. Sie ist dabei reziprok zum Äquivalenzverhältnis Φ , das den Brennstoffüberschuss widerspiegelt. Die Luftzahl ist definiert als

$$\lambda = \frac{1}{\Phi} = \frac{\dot{m}_L}{\text{AFR}_{st} \cdot \dot{m}_{Br}} \quad , \quad (2.9)$$

wobei \dot{m}_L den Luftmassenstrom, \dot{m}_{Br} den Brennstoffmassenstrom und AFR_{st} das stöchiometrische, brennstoffspezifische Brennstoff–Luftverhältnis angibt. Die Zündgrenze einer homogenen Methan–Luft–Mischung liegt nach *Zabetakis* [101] bei der für diese Arbeit relevanten Vorwärmtemperatur von 600 °C bei einem Volumenanteil von ca. 2,8 Vol-%, was einer Luftzahl von ca. 3,6 entspricht.

Die grundsätzliche, eindimensionale Struktur einer vorgemischten Methan–Luftflamme ist schematisch in Abb. 2.2 dargestellt. Das Diagramm zeigt den Verlauf der CH_4 , O_2 , CO und H_2 –Konzentrationen sowie den Temperatur- und Reaktionsratenverlauf jeweils als Funktion der normierten, axialen Koordinate x/l_F . Das Schema, bei dem die Anströmung von links nach rechts erfolgt, kann dabei nach *Peters* [73] in vier verschiedene Zonen unterteilt werden. Im ersten Teilbereich, der Frischgaszone, strömt das Frischgasgemisch mit konstanter Geschwindigkeit s_L und Temperatur T_{in} in Richtung der Flammfront. Dieser Bereich ist ausschließlich durch die Konvektion der Strömung bestimmt.

Der anschließende Bereich wird als Vorwärmzone bezeichnet, da hier das von links einströmende Frischgas durch Wärmeleitung und Diffusion vorgeheizt wird. Der Temperaturunterschied zwischen dem Frischgas und dem Gas in der Reaktionszone bewirkt eine ständige Wärmezufuhr in Richtung des einströmenden, kälteren Frischgases, was ein starkes Aufheizen zur Folge hat. Darüber hinaus führt der Konzentrationsgradient zwischen diesen Bereichen zu einem stetigen Zuströmen an Reaktanden in die Reaktionszone und versorgt somit den Verbrennungsprozess mit Reaktionspartnern.

An die Vorwärmung schließt sich die Zone an, in welcher der Hauptteil des Brennstoffs im Rahmen von chemischen Reaktionen umgesetzt wird. Dieser Bereich wird als Reaktionszone bezeichnet. Hier überschreiten die Frischgase durch die Wärmezufuhr die Zündtemperatur, was dazu führt, dass die Umsetzung des Brennstoffs durch exotherme, chemischen Reaktionen stark beschleunigt wird. Daher liegen in dieser Zone die höchsten Reaktionsraten und die größte Wärmefreisetzung vor. Die Umsetzung des Brennstoffes geschieht dabei über ein komplexes, weitverzweigtes Netz unterschiedlicher Reaktionspfade mit vielen Zwischenprodukten und Radikalen [67]. Aufgrund der steilen Konzentrationsgradienten über die Reaktionszone hinweg wird dieser Bereich durch das Gleichgewicht zwischen chemischen Reaktionen und diffusivem Transport bestimmt.

Den abschließenden Bereich bildet die Oxidationszone, in welcher der Abbau der Zwischenprodukte über langsamere Reaktionspfade abläuft. Durch die größere räumliche Ausdehnung ist der Transport in dieser Zone hauptsächlich durch konvektive aber auch durch diffusive Transportprozesse bestimmt. Am Ende der Oxidationszone befinden sich die Abgase im chemischen Gleichgewicht und werden durch Konvektion von der Flamme wegtransportiert.

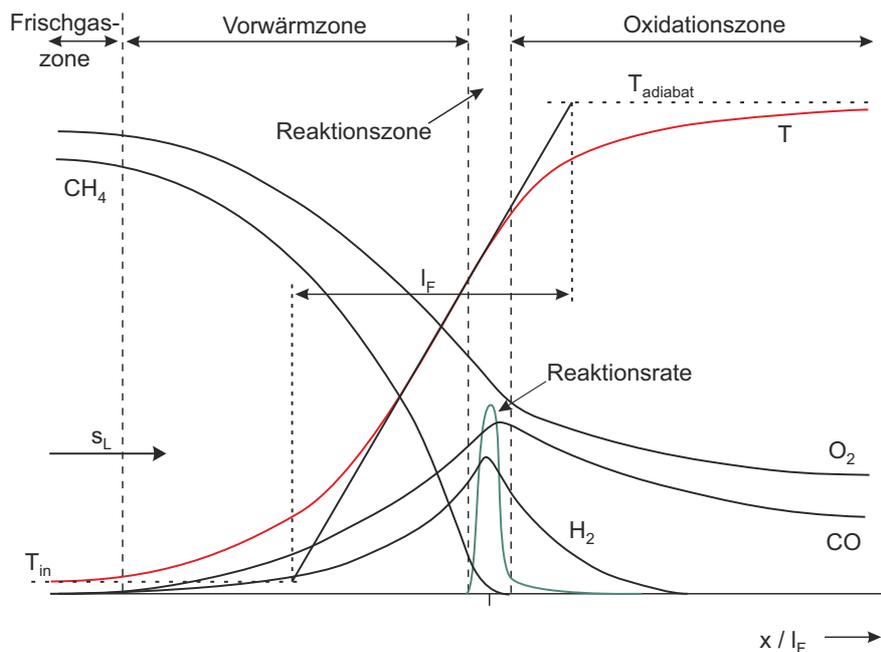


Abbildung 2.2.: Schematische Darstellung der eindimensionalen Struktur einer stationären, vorge-mischten Methan-Luftflamme (modifiziert auf Basis von [73])

Zur Beschreibung der räumlichen Ausdehnung der Flamme wird die laminare Flammfrontdicke l_F definiert, welche die Dicke von Vorwärm- und Reaktionszone approximiert. Diese ist nach *Peters* [73] durch

$$l_F = \frac{D}{s_L} \quad (2.10)$$

gegeben, wobei D den thermischen Diffusionskoeffizienten und s_L die laminare Flammenge-

schwindigkeit symbolisieren. Dabei beschreibt s_L die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flammfront in das unverbrannte Gemisch, welche im stationären Fall gleich der Strömungsgeschwindigkeit des Frischgasgemischs ist. Nach *Witt* und *Griebel* [95] kann die Flammfrontdicke sehr gut mittels der Tangente an den Temperaturverlauf in Abb. 2.2 ermittelt werden. Sie entspricht demnach dem Abstand zwischen den Schnittpunkten der Tangente mit der Ausgangstemperatur der Anströmung T_{in} zum einen und zum anderen der adiabaten Flammentemperatur $T_{adiabat}$. Mit Hilfe der thermischen Theorie von *Mallard* und *Le Chatelier* [62] kann weiterhin die laminare Flammgeschwindigkeit mit der Proportionalität

$$s_L \sim \sqrt{a \frac{\dot{\omega}}{\rho_u}} \quad (2.11)$$

beschrieben werden. Sie ist dabei abhängig von der Temperaturleitfähigkeit a , der Reaktionsrate $\dot{\omega}$ und der Frischgasdichte ρ_u . Daraus lässt sich erkennen, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit zum einen von Stoffgrößen abhängt, aber auch stark durch die Geschwindigkeit der chemischen Abbaureaktionen bestimmt ist. Somit vergrößert sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flammfront bei der Zunahme der Reaktionsrate, was ein Wandern der Flammfront stromauf in Richtung der Frischgaseinströmung bewirkt. Zumeist wird die laminare Flammgeschwindigkeit für eine konstante Mischung und konstante thermodynamische Randbedingungen experimentell anhand laminar betriebener Kegelflammen bestimmt. Mit Hilfe eines Arrhenius-Ansatzes für die Kinetik lässt sich die Reaktionsrate

$$\dot{\omega} \sim \exp\left(-\frac{E_a}{R_m T}\right) \quad (2.12)$$

abhängig von der Aktivierungsenergie E_a und der Temperatur T angeben [106]. Aufgrund der exponentiellen Abhängigkeit der Reaktionsrate von der Temperatur lässt sich erkennen, dass je höher Vorwärm- und Verbrennungstemperatur sind, desto schneller laufen die chemischen Umwandlungsprozesse ab. Unter Berücksichtigung von Gl. 2.11 lässt sich somit folgern, dass die Flammfront von höher vorgewärmten, reaktionsfreudigeren Mischungen durch die resultierende höhere Flammentemperatur näher am Brenneraustritt stabilisieren wird als bei kälteren, verdünnten Mischungen.

2.3. Turbulente Verbrennung

Wenn der laminaren Flamme nun ein turbulentes Strömungsfeld überlagert wird, hängt die Interaktion zwischen Strömung und Flamme stark von den Dimensionen der Wirbelstrukturen sowie der Reaktions- und Vorwärmzone ab. Ist nun die Dimension der Reaktionszone deutlich kleiner als die kleinsten turbulenten Strukturen der Größe η , findet keine Beeinflussung der chemischen Reaktionen durch die Turbulenz statt. Man spricht hierbei von der Entkoppelung der Zeitskalen,

was ein bedeutendes Kriterium vieler numerischer Modelle ist. Auf der anderen Seite werden die chemischen Reaktionen stark durch die Strömungsvorgänge dominiert, wenn die Größenordnung der kleinsten Wirbelstrukturen kleiner ist als die Ausdehnung der Reaktionszone. Im folgenden Abschnitt werden nun verschiedene Verbrennungsregimes mit unterschiedlich starker Ausprägung der Turbulenz–Chemie–Interaktion anhand von Geschwindigkeits- und Längenskalenverhältnissen zueinander abgegrenzt und deren Bedeutung in der Verbrennungstechnik erläutert.

2.3.1. Klassifizierung der Verbrennungsregimes

Die Klassifizierung turbulenter Vormischflammen anhand schematischer Diagramme wurde bereits von einer Vielzahl von Autoren durchgeführt [12, 72, 4, 75]. In dieser Arbeit wird nun eine von *Chen et al.* [16] vorgeschlagene Darstellung verwendet, da diese im für die vorliegende Studie relevanten Bereich detaillierter ausgeführt ist. In diesem Diagramm der Vormischflammen in Abb. 2.3 sind doppeltlogarithmisch das Verhältnis u'_{σ}/s_L der mittleren Geschwindigkeitsfluktuationen u'_{σ} und der laminaren Flammengeschwindigkeit als Funktion des Verhältnisses l_0/l_F aus integralem Längenmaß und Flammenfrontdicke aufgetragen. Zur Unterteilung der Bereiche wird zum einen die turbulente Damköhlerzahl Da herangezogen, die nach *Warnatz et al.* [92] das Verhältnis zwischen der makroskopischen Turbulenzzeitskala t_0 und der Zeitskala der chemischen Reaktionen t_F beschreibt

$$Da = \frac{t_0}{t_F} = \frac{l_0 \cdot s_L}{u'_{\sigma} \cdot l_F}. \quad (2.13)$$

Für $Da < 1$ sind die Zeitskalen der chemischen Prozesse größer als für die simultan ablaufenden turbulenten Mischungsvorgänge, so dass zum einen die chemischen Reaktionen selbst durch makroskopische Wirbel gestört werden und zum anderen die kleinsten Wirbel in die Reaktionszone eindringen können. Dies führt zu einer dominanten Interaktion zwischen Turbulenz und Chemie. Des Weiteren wird die turbulente Karlovitzzahl Ka verwendet, die das Verhältnis zwischen chemischer Zeitskala und Kolmogorov–Zeitskala t_{η} wiedergibt und hier, *Chen et al.* [16] folgend, als

$$Ka = \frac{1}{\sqrt{15}} \cdot \frac{t_F}{t_{\eta}} \quad (2.14)$$

definiert wird. Für $Ka > 1$ sind die kleinsten turbulenten Wirbelstruktur η kleiner als die Ausdehnung der Vorwärmzone. Somit können diese in die Vorwärmzone eindringen und verstärken dort die skalaren Mischungsprozesse. Die Kolmogorov–Zeitskala wird nach *Dunn et al.* [22] abgeschätzt zu

$$t_{\eta} = \sqrt{\frac{l_0 \cdot \nu}{(u'_{\sigma})^3}}. \quad (2.15)$$

Wobei u'_{σ} in dieser Arbeit aus den Fluktuationen der drei Geschwindigkeitskomponenten einer PIV–Messung ermittelt wird. Weiterhin wird die turbulente Reynoldszahl Re_t mit Gl. 2.14 und 2.13

als

$$Re_t = 15Da^2 Ka^2 \quad (2.16)$$

definiert.

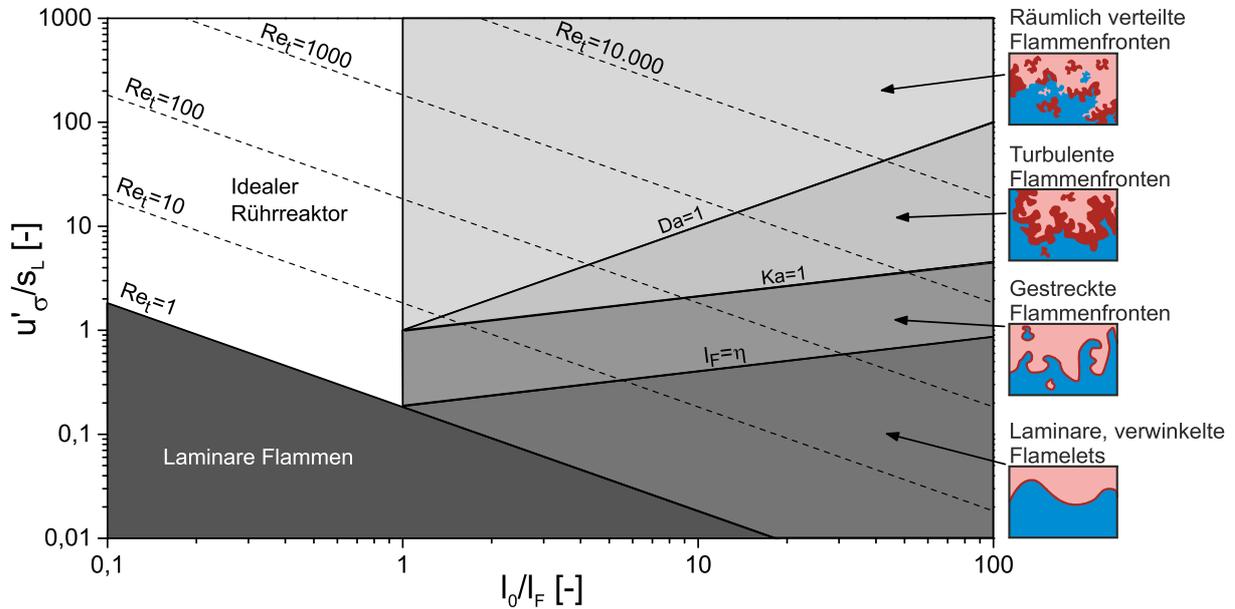


Abbildung 2.3.: Diagramm zur Klassifizierung turbulenter Vormischflammen nach *Chen et al.* [16]

Bei der Klassifizierung der turbulenten Vormischverbrennung werden sechs Bereiche unterschieden:

- **Bereich laminarer Flammen; $Re_t < 1$**

In diesem Bereich liegt die Strömungsgeschwindigkeit unterhalb des turbulenten Umschlagpunkts, so dass hier rein laminare Bedingungen vorherrschen.

- **Bereich laminarer verwinkelter Flamelets; $l_F < \eta$ und $Re_t > 1$**

In diesem Bereich dominiert die laminare Flammenausbreitung über die Turbulenzeinflüsse. Die Flammenstrukturen sind gestreckt, tragen aber ansonsten die Charakteristiken laminarer Flammen.

- **Bereich komplex gestreckter Flammenfronten; $l_F > \eta$ und $Ka < 1$**

Die Bedingung $Ka < 1$ bedeutet, dass die Ausdehnung der Flammenfront kleiner ist als die kleinsten Wirbel η . Daher ist die gesamte Reaktionszone in Wirbel des Kolmogorov-Längenmaßes eingebettet. Somit wird die generelle Struktur der Reaktionszone durch die Wirbel nicht beeinflusst und ist damit quasi-laminar. Ausschließlich Wirbel, deren Umfangsgeschwindigkeit u_n gleich der laminaren Flammengeschwindigkeit sind, können mit der

Flammenfront interagieren. Mit dieser Bedingung ergibt sich die Gibson–Längenskala [72] dieser Wirbelstruktur zu

$$l_G = \frac{s_L^3}{\varepsilon}. \quad (2.17)$$

Wirbel, die größer als die Gibson–Längenskala sind, verformen und verdrehen die Flammenfront, so dass sie wellenförmig wird. Kleinere Wirbelstrukturen sind jedoch nicht in der Lage, die Reaktionszone zu deformieren. Die Flammenfronten erscheinen dadurch lamellenartig, aber aufgrund der erhöhten turbulenten Diffusivität durch die starke räumliche Variation des Streckungstensors leicht aufgedickt. Es kann vereinzelt zu Inselbildung der Flammen kommen.

- **Bereich turbulenter Flammenfronten;** $Ka > 1$ und $Da > 1$

Die kleinsten Wirbelstrukturen sind in diesem Bereich kleiner als die Ausdehnung der Flammenfront l_F , die sich, wie im vorangegangenen Abschnitt erläutert, aus Vorwärm- und Reaktionszone zusammensetzt. Somit können kleinste Wirbel in die Vorwärmzone eindringen und dort die skalare Mischung intensivieren [73]. Da sie jedoch größer sind als die Ausdehnung der Reaktionszone, sind sie nicht in der Lage, in diese vorzudringen. Mit Hilfe einer Quench–Zeitskala t_q in Kombination mit der Diffusivität D lässt sich eine Diffusions–Längenskala

$$l_D = \sqrt{Dt_q} \quad (2.18)$$

bestimmen, die den Einflussbereich des diffusiven Transports widerspiegelt. Die Quench–Zeit entspricht dabei der inversen Streckungsrate, die benötigt wird, um eine vorgemischte Flamme zu löschen. Diese Zeit hat die Größenordnung der chemischen Zeitskala. Im Bereich komplex gestreckter Flammenfronten kann die Zeitskala der Wirbeldrehung t_n aus Gl. 2.2 mit der Quench–Zeitskala gleich gesetzt werden. Mit deren Hilfe erhält man die Mischungs–Längenskala

$$l_m = (\varepsilon t_q^3)^{1/2}. \quad (2.19)$$

Diese gibt die Größe eines Wirbels innerhalb des Inertialbereichs an, dessen Zeitskala der Zeit entspricht, die benötigt wird, um Wärme und Stoffe über die Diffusionslänge l_D zu diffundieren. Somit ist ein Wirbel der Größe l_m in der Lage, heiße vorgewärmte Gase von der Reaktionszone stromauf zu transportieren. Die Mischungs–Längenskala gibt daher die maximale Distanz an, über die vorgewärmte Gase vor die Flammenfront bewegt werden können. Größere Wirbel können hingegen lediglich breitere Strukturen transportieren. Daher verwellen größere Wirbel als l_m die Flammenfront, wirken jedoch nicht mischend zwischen Flammenfront und einströmenden, vorgewärmten Gasen. Da Wirbel der Größe η in die Vorwärmzone eindringen und dort instationäre Störungen verursachen, ist die Flammenstruktur im

Bereich komplex gestreckter Flammenfronten nicht quasi-stationär. Durch diese Mechanismen ist die Flammenstruktur aufgeweitet und neigt zu starker Inselbildung mit aufgerissenen Strukturen aufgrund wirbelartiger Verdrehungen der Vorwärmzone.

- **Bereich räumlich verteilter Flammfronten; $Da < 1$**

In diesem Bereich sind die Flammenfronten, die teils aufgeweitet, teils lamellenartig sind, chaotisch verteilt und nehmen einen großen Raum ein, wobei die turbulenten Wirbel darin eingebettet sind. Nach *Driscoll* [21] ist in diesem Bereich die Wärmefreisetzungszone über ein Gebiet verteilt, das signifikant größer ist als die laminare Flammenfrontdicke. Die kleinste turbulente Zeitskala t_η ist hier kleiner als die chemische, so dass Wirbel in die Reaktionszone eindringen und diese bedeutend stören können. Dabei werden nach *Stopper* [88] Wärme und Radikale aus der Reaktionszone in die Vorwärmzone befördert, was zu starkem Temperaturabfall in der Reaktionszone führt und damit reaktionskinetische Effekte bedingt. Dies verursacht lokal eine Dominanz der Abbruchreaktionen über die Verzweigungsreaktionen. Somit bewirkt dieser Mechanismus ausgeprägte, lokale Verlösch- und Wiederezündungseffekte, was ein globales Verlöschen der Flamme zur Folge haben kann. Die detaillierten Effekte, die in diesem Bereich ablaufen, sind in der Literatur noch sehr wenig beschrieben. Daher ist das Verständnis der Zusammenhänge für diese Flammen noch lückenhaft. In einigen, wenigen Experimenten wurden jedoch bereits aufgedickte Reaktionszonen beobachtet wie z. B. von *Micka* und *Driscoll* [65] berichtet. In deren Experiment zeigen sich zerrissene, chaotisch räumlich verteilte Flammenstrukturen, die ca. 10x dicker sind als laminare Flammen bei den untersuchten Bedingungen wären. Darüber hinaus ist bei Brennern, die im FLOX[®]-Regime betrieben werden, anzunehmen, dass deren turbulente Verbrennung im Bereich der räumlich verteilten Flammenfronten abläuft. Über eine Einordnung dieser Flammen in das Schema turbulenter, vorgemischter Flammen findet sich bisher jedoch keine Veröffentlichung.

- **Bereich des ideal gemischten Reaktors; $Re_t > 1$ und $l/l_F < 1$**

In diesem Bereich dominiert die Turbulenz stark über die chemischen Prozesse, so dass die Reaktionen im gesamten Brennraum ablaufen. Dieser Fall stellt ein idealisiertes System dar, bei dem eine unendlich schnelle Mischung angenommen wird. Somit lässt sich dieser Bereich technisch nicht erreichen.

2.4. Schadstoffe bei der Verbrennung von Erdgas

In der für diese Arbeit relevanten Verbrennung von Erdgas sind hauptsächlich die Schadstoffspezies Kohlenmonoxid (CO), Stickoxide (NO_x) und unverbrannte Kohlenwasserstoffe (UHC) von Relevanz. Die unverbrannten Kohlenwasserstoffe sind dabei Reste von nur teilweise umgesetztem Brennstoff und reduzieren somit unmittelbar den Verbrennungswirkungsgrad. Durch geeignete

Verbrennungsführung und genügend lange Aufenthaltszeiten stellt diese Schadstoffklasse bei den derzeit eingesetzten Verbrennungssystemen jedoch kein Problem dar. Beim Betrieb der Verbrennung sehr nahe an der mageren Verlöschgrenze können diese Emissionen jedoch durch lokales Flammenverlöschen signifikant ansteigen.

2.4.1. Kohlenmonoxid

Kohlenmonoxid ist ein gefährliches Atemgift, das die Sauerstoffaufnahme des Hämoglobins blockiert und so zu Erstickung führen kann. Es ist zum einen ein Zwischenprodukt bei der Bildung von Kohlendioxid aus Methan und höheren Kohlenwasserstoffen [67]. Zum anderen kommt es jedoch abhängig von Druck und Temperatur, auch in gewisser Gleichgewichtskonzentration im Abgas vor. Abb. 2.4 zeigt dazu zum einen den Verlauf der CO-Emissionen im reaktionskinetischen Gleichgewicht als Funktion des Äquivalenzverhältnisses und zum anderen den Verlauf der tatsächlich emittierten CO-Menge.

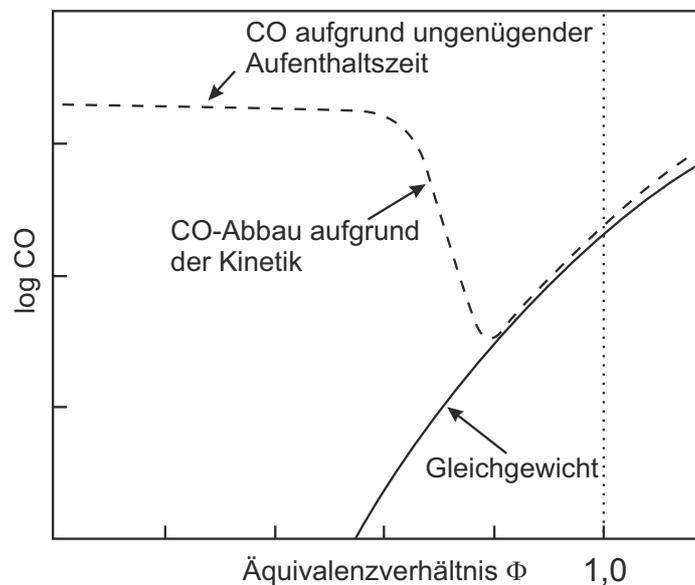


Abbildung 2.4.: Schematische Darstellung der CO-Bildung in einer Gasturbinenbrennkammer [53, 42]

Die Gleichgewichtskonzentration des Kohlenmonoxids ist stark abhängig vom Äquivalenzverhältnis und damit von der Verbrennungstemperatur, die mit fallendem Φ abnimmt. Beim Übergang vom mageren Bereich in Richtung stöchiometrischem Verhältnis steigt die Gleichgewichtskonzentration stark an. Im stöchiometrienahen Bereich ist nach Joos [42] die Bruttoreaktion



für den CO-Abbau durch die Temperaturabhängigkeit der Reaktionsgeschwindigkeit für die höhere

CO-Gleichgewichtskonzentration verantwortlich. Im mageren Bereich beschreiben die Elementarreaktionen



die Konvertierung von CO. Aufgrund des Nichtgleichgewichts von Reaktion 2.21 sind im System mehr *OH* und *H* vorhanden, so dass diese Reaktion verlangsamt abläuft. Durch weiteres Abmageren sinken zwar die Gleichgewichtskonzentrationen von CO, jedoch reichen abhängig von der Brennkammergeometrie und der Verbrennungsführung die Aufenthaltszeiten in der Brennkammer nicht mehr aus, um das Gleichgewicht zu erreichen. Somit wird beim Austritt der heißen, nicht vollständig abreagierten Abgase aus dem Brennraum der Oxidationspfad abgebrochen und es treten am Brennkammeraustritt zunehmend CO-Konzentrationen aus Nichtgleichgewichtseffekten auf. Das Brennstoff-Luft-Verhältnis, an dem die Nichtgleichgewichtseffekte beginnen, die CO-Konzentration in der Nähe der mageren Verlöschgrenze zu dominieren, markiert somit die magere Betriebsgrenze des Verbrennungsbereichs [42].

2.4.2. Stickoxide

Unter dem Begriff Stickoxide (NO_x) werden alle im Abgas auftretenden Stickstoffsauerstoffverbindungen zusammengefasst, wobei insbesondere Stickstoffmonoxid (NO) und das teilweise daraus umgewandelte Stickstoffdioxid (NO₂) als Abgasschadstoffe in der Gasturbinenverbrennung von Bedeutung sind. Je nach Brennkammerdruck, Verbrennungstemperatur und chemischer Zusammensetzung des Brennstoffs kommen verschiedene Bildungspfade der Stickoxide vor. Dabei werden die am Brennkammerauslass auftretenden Stickoxidkonzentrationen ebenfalls stark durch die Aufenthaltszeiten bestimmt. Da manche NO-Bildungsmechanismen sehr träge sind [52], wird das chemische Gleichgewicht aufgrund zu kurzer Aufenthaltszeiten in der Gasturbinenbrennkammer meist nicht erreicht. Somit liegen die NO_x-Konzentrationen am Brennkammerauslass in der Regel deutlich unterhalb der Gleichgewichtsbedingungen.

2.4.2.1. Thermisches NO (Zeldovich-Mechanismus)

Dieser Reaktionspfad wird vor allem bei hohen Verbrennungstemperaturen begünstigt und dominiert deshalb die NO-Bildung im stöchiometrienahen bis mageren Bereich. In diesem Regime sind

nach *Baulch et al* [9] überwiegend die Elementarreaktionen



relevant, die zur Bildung von thermischem NO bzw. Zeldovich-NO führen. Da aufgrund einer hohen Aktivierungsenergie die Reaktion 2.23 erst ab sehr hohen Verbrennungstemperaturen ausreichend schnell abläuft, um beim Gesamtumsatz von NO eine Rolle zu spielen, wird dieser Zweig als thermischer Pfad bezeichnet. Im Vergleich zu den beiden Reaktionen 2.24 und 2.25 läuft die erste Reaktion deutlich langsamer ab und ist somit mit ihrem stark temperaturabhängigen Geschwindigkeitskoeffizienten für das Gesamtsystem geschwindigkeitsbestimmend. Durch die geringe Reaktionsgeschwindigkeit stellt sich erst nach mehreren 100 ms [42] ein chemisches Gleichgewicht ein, das jedoch in realen Brennkammern aufgrund der deutlich geringeren Aufenthaltszeiten nicht erreicht wird. Dies führt zu deutlich geringeren thermischen NO-Konzentrationen im Vergleich zum Gleichgewichtsfall. Nach *Joos* [42] lässt sich die Bildung des thermischen NO auf den einfachen Zusammenhang

$$\frac{d[\text{NO}]}{dt} = 2 \cdot k_1 \cdot [\text{O}] \cdot [\text{N}_2] \quad (2.26)$$

mit dem temperaturabhängigen Geschwindigkeitskoeffizienten k_1 zurückführen. Die Konzentration der Sauerstoffradikale $[\text{O}]$ steigt dabei im Bereich der Flammfront aufgrund der hohen Temperaturspitzen, insbesondere bei niedrigem Druck, weit über die Gleichgewichtskonzentration an, was als Superequilibriumskonzentration bezeichnet wird. Daher wird durch diese nichtlineare Reaktionskinetik deutlich mehr thermisches NO generiert als eine Berechnung auf Grundlage der O-Konzentration im Gleichgewichtsfall vorhersagen würde.

2.4.2.2. Promptes NO (Fenimore-Mechanismus)

Unter unterstöchiometrischen Bedingungen, d.h. unter Sauerstoffmangel, treten bei der Verbrennung von Kohlenwasserstoffen in der Reaktionszone erhöhte Konzentrationen von *CH*-Radikalen auf. Diese können mit Hilfe des Luftstickstoffs zu Blausäure *HCN* weiterreagieren und dann über mehrere Schritte zu *NO* oxidieren [27]. Der Name des prompten NO beruht auf dem Umstand, dass diese Reaktion deutlich schneller als die turbulente Mischung abläuft. Da dieser Reaktionspfad ausschließlich unter fetten Bedingungen relevant ist, spielt er für diese Arbeit keine Rolle.

2.4.2.3. Über Distickstoffoxid erzeugtes NO

Unter sehr mageren Bedingungen wird aufgrund der geringen Verbrennungstemperaturen sehr wenig thermisches NO gebildet, trotz allem treten auch in diesem Regime messbare NO-Konzen-

trationen auf. Diese werden über einen dritten Pfad gebildet. Wie beim thermischen NO greifen auch hier bei einer ersten Reaktion (Gl. 2.27) Sauerstoffradikale den molekularen Stickstoff an, jedoch wird in diesem Fall die Reaktion nach *Wolfrum* [96] durch einen Stoßpartner M gestützt.



Das dabei entstehende Distickstoffoxid (N_2O) reagiert anschließend in einer zweiten Reaktion (Gl. 2.28) wiederum mit atomarem Sauerstoff zu NO [63, 85]. Da dieser Reaktionspfad genau wie das thermische NO von der Konzentration der Sauerstoffradikale abhängt, wird auch hier die NO-Bildung durch die Superequilibriumskonzentration im Bereich der Reaktionszone begünstigt. Aufgrund des Umstands, dass für Gl. 2.27 ein zusätzlicher Stoßpartner benötigt wird, ist dieser Reaktionsweg nach *Warnatz et al* [92] insbesondere bei hohem Druck von Bedeutung. Des Weiteren schwächen geringe Verbrennungstemperaturen diese Reaktion durch die niedrige Aktivierungsenergie kaum ab, somit dominiert dieser Bildungspfad die NO-Entstehung bei sehr mageren Vormischbedingungen in Gasturbinenbrennkammern.

2.4.2.4. Weitere Bildungsmechanismen

In der Flammenzone führt die Reaktion eines Teils der N_2 -Moleküle mit atomarem Wasserstoff zur Bildung von NNH-Radikale, die wiederum mit Hilfe von atomarem Sauerstoff zu NO und NH reagieren. Unter mageren, vorgemischten Bedingungen erfolgt die Oxidation von NH zu weiterem NO, so dass hier ein kleiner aber nicht zu vernachlässigender Teil des Stickstoffmonoxids über diesen Reaktionspfad gebildet wird.

Beim Einsatz von Brennstoffen mit gebundenem Stickstoff wird dieser im Verbrennungsprozess nahezu vollständig in Stickstoffmonoxid umgewandelt. Dieser Mechanismus ist vor allem bei der Verbrennung von Ölen und Festbrennstoffen relevant, da hier ein signifikanter Anteil von Stickstoff gebunden ist. Bei der Verbrennung von Erdgas spielt dieser Pfad jedoch keine Rolle.

Mittels der beschriebenen Mechanismen werden je nach Verbrennungsführung und eingesetztem Brennstoff unterschiedlich große Mengen an Stickoxiden generiert. Stickoxide können nach *Joos* [42] die Atmungsorgane schädigen und durch deren Schwächung Infektionen begünstigen. Des Weiteren tragen sie durch die Umwandlung in salpetrige Säure mit Hilfe des Luftwasseranteils zur Bildung von „Saurem Regen“ bei. Darüber hinaus wird unter Einfluss von UV-Strahlung das bodennahe NO zu Ozon umgewandelt, das wiederum zu Reizungen der Atemwege von Lebewesen führt. Somit gilt es, Stickoxide durch eine geeignete Verbrennungsführung möglichst zu vermeiden.

Durch die starke Temperaturabhängigkeit des thermischen NO begünstigen insbesondere lokale Temperaturspitzen die Bildung von Stickoxiden. Daher ist ein vorrangiges Ziel der Brennerent-

wicklung zum einen, die globalen Verbrennungstemperaturen abzusenken, zum anderen aber auch durch homogene Verbrennungsprozesse das Auftreten von ausgeprägten Temperaturspitzen einzugrenzen.

3. Stand der Technik derzeitiger Brennkammersysteme

3.1. Technische Brennkammersysteme

Um eine vorgemischte Flamme an einer bestimmten Stelle innerhalb einer Brennkammer zu stabilisieren, ist es notwendig, Wärme und Radikale eines Teils der Abgase mittels angepasster Rückstromgebiete an die gewünschte Position zurückzuführen und mit den Frischgasen zu vermischen. Um diese Rezirkulationen einzustellen, gibt es im Brennerbau zwei grundlegende Methoden, die sich in Ausgestaltung, Funktion und Auswirkung stark unterscheiden. Diese beiden konkurrierenden Verfahren sind zum einen die Drall- und zum anderen die Jetstabilisierung, zu welcher die flammenlose Oxidation (FLOX[®]) gehört. Derzeit sind jedoch nur die drallstabilisierten Flammen in der kommerziellen Gasturbinentechnik technisch realisiert.

Bei den drallstabilisierten Flammen wird, wie in Abb. 3.1 dargestellt, der Prozessluft oder dem vorgemischten Frischgas beim Einbringen in die Brennkammer mittels eines oder mehrerer Drallerzeuger ein ausgeprägter Azimutalimpuls aufgeprägt. Somit rotiert das Gemisch im Brennraum um die Brennerachse und breitet sich dabei axial sowie radial aus. Durch diese Rotation entsteht bei ausreichender Drallstärke auf der Achse ein Unterdruckgebiet [42], das einen Teil der heißen, verbrannten Abgase ansaugt und zu den eintretenden Frischgasen zurückführt. Nach *Claypole und Syred* [17] kann die geometrische Drallzahl eines Drallerzeugers, welche ein Maß für den Einfluss der tangentialen Strömung auf die Gesamtströmung ist, durch

$$S_g = \frac{R_\Theta \pi R_D}{A_\Theta} \cdot \left(\frac{\dot{m}_\Theta}{\dot{m}_D} \right)^2 \quad (3.1)$$

beschrieben werden. Hierbei stehen R_Θ für den Radius der tangentialen Bohrungen, R_D für den Gesamtradius des Drallerzeugermantels, A_Θ für die Gesamtfläche der Drallerzeugeröffnungen, \dot{m}_Θ für den tangentialen Massenstrom und \dot{m}_D für den Gesamtmassenstrom im Drallerzeuger. Für Drallzahlen $S_g \geq 0,6$ treten kompakte Abgasrezirkulationszonen auf, die heiße Reaktionsprodukte zur Flammenwurzel zurücktransportieren und so die Verbrennung stabilisieren [100]. Die Drallstabilisierung stellt das Standardverfahren der meisten Gasturbinenbrenner dar und zeichnet sich durch

seine technische Reife und kompakte Flammen bei hoher Leistungsdichte aus. Nach *Yeagian et al.* [100] und *Vanoverberghe et al.* [90] können darüber hinaus mit CO und NO_x-Werten <10 ppm bei 15 Vol-% Restsauerstoff relativ niedrige Abgasemissionen erzielt werden.

Aufgrund von moderaten Rezirkulationsraten sinken die Verbrennungstemperaturen drallstabilisierter Flammen bei hohen Luftzahlen stark ab, so dass die magere Verlöschgrenze typischer vorgemischter Drallbrenner im Bereich von $2,5 \geq \lambda \geq 2,8$ liegt [7, 58]. Um hohe CO und UHC-Emissionen nahe der Verlöschgrenze zu vermeiden, ist im Betrieb ein ausreichender Abstand zu dieser Stabilitätsgrenze einzuhalten. Somit können drallstabilisierte Brenner meist nicht im sehr mageren Bereich ($\lambda \geq 2,8$) betrieben werden. Des Weiteren neigen drallstabilisierte Flammen insbesondere unter mageren Vormischbedingungen zu einer gewissen Anfälligkeit gegenüber thermoakustischen Instabilitäten [30, 41] und kohärenten Strukturen wie eines Precessing Vortex Cores. Diese thermoakustischen Rückkopplungen können starke, oszillierende Druckschwankungen bedingen, was zu ernststen Schäden der Brennkammerkomponenten sowie der Turbomaschine selbst führen kann. Darüber hinaus haben Druckschwankungen, gekoppelt mit Modulationen der Wärme-freisetzungzone zum Beispiel durch lokales Flammenverlöschten, einen großen Einfluss auf den Ausstoß von Abgasemissionen. Des Weiteren sind drallstabilisierte Flammen insbesondere durch die relativ niedrigen Gemischaustrittsgeschwindigkeiten im Einsatz verschiedener Brennstoffzusammensetzungen hinsichtlich Flammenrückschlag [68] begrenzt. Insbesondere Brennstoffzusammensetzungen mit hohen Wasserstoffanteilen schränken den Einsatz drallstabilisierter Konzepte durch die sehr hohe laminare Flammengeschwindigkeit ein.

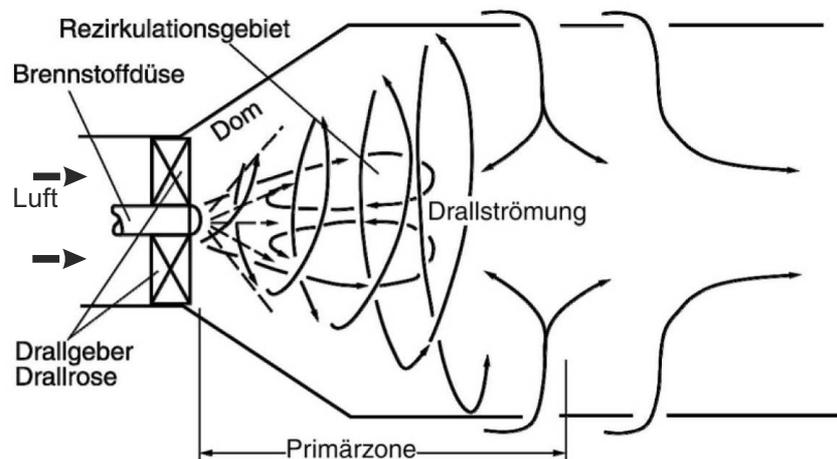


Abbildung 3.1.: Schematische Darstellung der Strömung einer nichtvorgemischten, drallstabilisierten Verbrennung [13]

Obwohl die FLOX[®]-Verbrennung derzeit noch nicht kommerziell in Gasturbinen eingesetzt wird, haben wissenschaftliche Studien bereits deren Potential in diesem Bereich gezeigt. Dieses

Verbrennungskonzept lässt für die Gasturbinentechnik sowohl einen weiten Arbeitsbereich, sehr niedrige Abgasemissionen als auch ein reduziertes Risiko thermoakustischer Instabilitäten bei hoher Brennstoffflexibilität erhoffen. Im Vergleich zu den kompakten Flammen der Drallbrenner, zeichnet sich die FLOX[®]-Verbrennung im Allgemeinen durch ein großes Verbrennungsvolumen aus. Dies stellt beim Einsatz der Technologie in Gasturbinenbrennkammern eine Herausforderung an die Brennkammerauslegung dar. Im folgenden Abschnitt wird das FLOX[®]-Konzept detaillierter beleuchtet und dessen derzeitiger Stand der Technik aufgezeigt.

3.2. Flameless Oxidation Brenner

Das der FLOX[®]-Verbrennung zugrundeliegende Konzept ist in der Literatur unter verschiedenen Namensgebungen wie *Moderate or Intense Low-oxygen Dilution Combustion (MILD)* [15, 93], *High Temperature Air Combustion (HiTAC)* [89], *Distributed and Flameless Combustion Burner (DFCB)* [23] oder *Colorless Distributed Combustion (CDC)* [8] bekannt. Dabei basieren alle diese Konzepte auf der Eigenschaft, dass durch eine geeignete Strömungsführung ein möglichst großer Anteil der heißen, verbrannten Abgase zurückgeführt wird. Diese Heißgasrezirkulation fällt hier meist deutlich stärker aus als bei anderen Verbrennungskonzepten, so dass die einströmenden Frischgase durch das Abgas stark verdünnt werden. Gleichzeitig wird die verwendete Prozessluft in einem hohen Maße vorgewärmt. Beim Erreichen des FLOX[®]-Verbrennungsregimes zeichnet sich die Verbrennung durch eine sehr geringe Leuchtkraft aus, so dass die Flamme im sichtbaren Spektralbereich kaum zu sehen ist. Das von *Winning et al.* [99, 98] vorgestellte FLOX[®]-Konzept wurde ursprünglich ausschließlich nicht-vorgemischt betrieben. Es konnte jedoch gezeigt werden [83, 105], dass die Grundzüge dieses Verfahrens ebenfalls für magere, vorgemischte Bedingungen anwendbar sind.

Wie in Abb. 3.2 dargestellt, werden bei dieser Vorgehensweise unverdrallte, technisch vorgemischte Frischgasstrahlen mit hohem axialem Impuls in eine Brennkammer eingebracht. Die Anordnung der Injektionsdüsen ist dabei kreisförmig. Durch den starken Impuls entsteht ein ausgeprägtes Unterdruckgebiet, das heißes Abgas entlang der Brennerachse ansaugt. Somit treiben diese Strahlen eine starke innere Abgasrezirkulation, was vor Einsetzen der chemischen Reaktionen zu einer intensiven Mischung zwischen den heißen Verbrennungsprodukten und dem Brennstoff-Luftgemisch am Brennerauslass führt. Dies bewirkt zum einen eine gute Flammenstabilisierung durch Radikalen- und Wärmezufuhr. Zum anderen werden durch die Verdünnung der Frischgase die Reaktionsraten abgesenkt. Gleichzeitig wird, wie in Abschnitt 2.3.1 beschrieben, durch den Einfluss ausgeprägter Turbulenz, in Verbindung mit reduzierten Reaktionsraten, die Turbulenz-Chemie-Interaktion intensiviert. Folglich werden die Reaktionszonen auf ein größeres Volumen ausgedehnt. Diese volumetrischen Reaktionsgebiete weisen ein fast homogenes Temperaturprofil innerhalb des Brennraums auf [28], das nahe an der adiabaten Flammentemperatur des globa-

len Äquivalenzverhältnisses liegt. Durch die Minimierung von Temperaturspitzen verspricht dieses Verhalten somit ein sehr niedriges NO_x-Emissionsniveau [56]. Aufgrund des hohen Impulses der Strahlen werden Zonen niedriger Geschwindigkeit im eintretenden Brennstoff-Luftgemisch vermieden. Daher weist das FLOX[®]-Verbrennungskonzept eine hohe Resistenz gegenüber Flammrückschlag auf, sogar bei stark vorgemischten Bedingungen [60] und hohen Wasserstoffanteilen im Brennstoff [47].

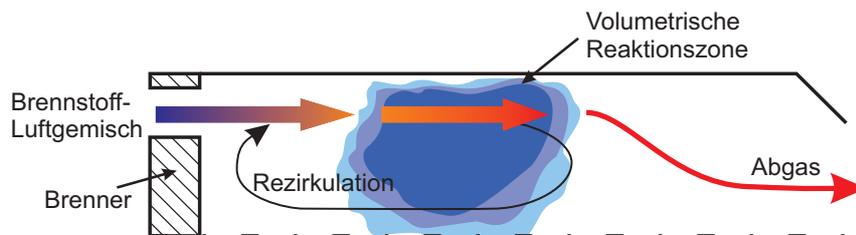


Abbildung 3.2.: Schematische Darstellung der Strömungsführung einer vorgemischten FLOX[®]-Verbrennung

Eine erste Einteilung verschiedener Verbrennungsmodi eines solchen Brenners und ihrer Stabilitätsgrenzen wurde von *Wünnig et al.* [99] vorgestellt. Die in Abb. 3.3 visualisierte schematische Einteilung erfasst drei Verbrennungsbereiche in Abhängigkeit von der Abgasrezirkulationsrate und der Ofentemperatur. Die Autoren definieren die Rezirkulationsrate zu $K_v = \frac{\dot{m}_R}{\dot{m}_{Br} + \dot{m}_L}$ mit dem Rezirkulationsmassenstrom \dot{m}_R . In einem schmalen Bereich A existieren stabile, diskrete Flammen, die zwar über den gesamten Temperaturbereich betrieben werden können, unterhalb der Selbstzündtemperatur jedoch nur bis zu einer Rezirkulationsrate von ca. 30%. In einem Bereich B erfolgt die Stabilisierung hauptsächlich über die turbulente Flammengeschwindigkeit, so dass sie bei steigenden Rezirkulationsraten abheben und zum Verlöschen neigen. Der angrenzende Bereich C markiert das FLOX[®]-Regime, das durch Ofentemperaturen oberhalb der Selbstzündgrenzen und sehr hohen Rezirkulationsraten charakterisiert ist. Dieses Regime zeichnet sich durch eine sehr hohe Stabilität, homogene Temperatur und damit verbundenen geringen Abgasemissionen aus. Nach *Cavaliere et al* [15] liegen MILD- bzw. FLOX[®]-Bedingungen vor, wenn zum einen die Gemischtemperatur des Frischgases oberhalb der Selbstzündtemperatur liegt und zum anderen die Differenz zwischen Eintritts- und Verbrennungstemperatur kleiner als die Selbstzündtemperatur ist. Eine Voraussetzung dafür ist, dass durch die hohe Einmischung von Abgas das Gemisch geringe Sauerstoffkonzentrationen (< 10% – 15% [57]) aufweist, bevor die Zündung einsetzt.

Eine sehr gute Zusammenfassung der Mechanismen und bisherigen Arbeiten auf dem Gebiet der MILD- bzw. FLOX[®]-Verbrennung geben *Li et al.* [57] sowie *Tsuji et al.* [89]. Die technischen Umsetzungen des Verfahrens sind zum Teil akademischer Natur, wobei Untersuchungen zu den grundlegenden Mechanismen und Einflussgrößen der FLOX[®]-Verbrennung im Fokus stehen. Im industriellen Ofenbau wird das FLOX[®]-Prinzip jedoch bereits seit einigen Jahren kommerziell

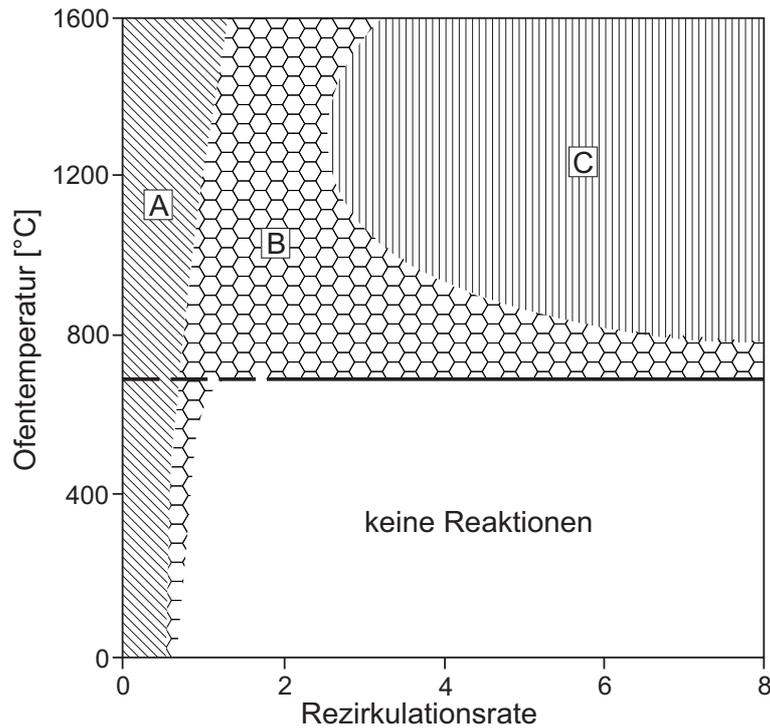


Abbildung 3.3.: Schematische Darstellung der Stabilitätsgrenzen verschiedener Verbrennungsmodi als Funktion der Abgasrezirkulation und der Ofentemperatur [99]

eingesetzt [97]. Dabei kann der nominale Strahlungsfluss um ca. 30% [57] im Vergleich zu konventionellen Verbrennungssystemen gesteigert werden, was im industriellen Ofenbau kompaktere Bauweisen [33] erlaubt und somit geringere irreversible Wärmeverluste. Damit kann eine sehr hohe thermische Effizienz erreicht werden [43, 89] bei gleichzeitig sehr geringen Abgasemissionen.

Im akademischen Bereich haben *De Joannon et al.* [19] Temperaturoszillationen im stöchiometrienahen und im mageren Bereich einer MILD-Methanflamme anhand von numerischen und experimentellen Studien in einem Rührreaktor beschrieben. Dabei zeigte sich eine ausgeprägte Konkurrenz zwischen Oxidations- und Rekombinationskanälen der C2-Spezies, die die Wärmefreisetzung und damit die Temperatur modulieren. Durch die Steigerung der Luftvorwärmtemperatur konnten die Oszillationen aufgrund der stabileren Acetylenkonzentration erfolgreich unterdrückt werden. Typische Temperatur- und Geschwindigkeitsfelder eines vorgemischten FLOX[®]-Brenners wurden beispielsweise von *Schütz et al.* [86] im Rahmen von numerischen Studien mit detaillierter Chemie gezeigt. Des Weiteren zogen die Autoren Vergleiche zwischen den OH-Verteilungen aus der Simulation und aus LIF-Experimenten.

Li et al. [55, 56] untersuchten einen FLOX[®]-Brenner hinsichtlich der Effekte von Druckverlust, Luftvorwärmung und Brennkammergeometrie auf Stabilitätsbereich und Abgasemissionen. Sie stellten heraus, dass ein Angrenzen des vorgemischten Strahls an eine Brennkammerwand hilfreich ist, damit sich eine innere Rezirkulationszone ausbildet, die die Abgasrückführung treibt.

Daher sind in Gasturbinenbrennkammern beim Einsatz des FLOX[®]-Prinzips Topfbrennkammern im Vergleich zu Ringbrennkammern von Vorteil. *Duwig et al.* [24] untersuchten numerisch mittels LES sowie experimentell mittels PIV und OH*-Chemolumineszenz einen vorgemischten FLOX[®]-Brenner. Dabei führten sie Studien an reagierenden und nichtreagierenden Bedingungen durch. Sie zeigten, dass die Scherschicht der in den Brennraum eintretenden Strahlen mit dem rezirkulierten Abgas die Hauptturbulenzquelle ist. Bei diesen Untersuchungen expandierte der in den Brennraum eintretende Freistrahler im reagierenden Fall weniger stark, so dass sich bei gleichem Abstand zum Brenner ein diskreterer Strahlquerschnitt im Vergleich zum nichtreagierenden Fall zeigte. Daraus ergab sich eine längere Reaktionszone im Vergleich zum nichtreagierenden Strahl. Die Autoren demonstrierten, dass kurz nach der Eindüsung größere, ringförmige Strukturen ein Eindringen der rezirkulierten Abgase in den Frischgasstrahl ermöglichen. Danach zerfallen diese Ringstrukturen in kleinere Wirbel, die eine gute kleinskalige Mischung sicherstellen. Im Rahmen ihrer Studie zeigten *Vaz et al.* [91], dass sie das FLOX[®]-Regime bei thermischer Brennerleistung bis 80 kW und einer Vorwärmtemperatur von 250 °C für einen Bereich $1,25 < \lambda < 1,75$ erreichen konnten, wenn die Brennkammerwandtemperaturen oberhalb 820 °C lagen. Für höhere Luftzahlen musste die thermische Leistung über 80 kW erhöht werden, damit eine FLOX[®]-Verbrennung erzielt werden konnte. Des Weiteren sahen die Autoren in den Experimenten einen Einfluss der thermischen Leistung auf die magere Verlöschgrenze, den sie aber nicht quantifizieren konnten.

Für eine generische Einzeldüsenkonfiguration, die ein Segment eines ringförmigen FLOX[®]-Brenners wiedergibt, analysierten *Lammel et al.* [48] experimentell die Hauptspezieskonzentrationen, die Reaktionszonen sowie Geschwindigkeits- und Temperaturfelder im mageren Bereich, der jedoch nicht im FLOX[®]-Regime lag. Aus Scatterplots von Laser-Raman-Messungen wurden drei Gebiete herausgestellt, die nacheinander die Verdünnung, die Mischung und Reaktion sowie das verbrannte Abgas wiedergeben. Nahe der Frischgaseindüsung zeigten sich Gebiete mit breiter OH-Verteilung, die heiße, rezirkulierte Abgase widerspiegeln. Die Gradienten der Temperaturverteilung sowie die Speziesverteilung legen nahe, dass unter diesen Bedingungen die Verbrennung ausschließlich in den Scherschichten des Strahls abläuft. *Lückerath et al.* [60] untersuchten den Einfluss von Wasserstoffbeimischungen auf das Emissionsverhalten eines FLOX[®]-Brenners bei einem Druck von 50 bar und thermischen Leistungen bis 475 kW. Dabei zeigte sich zum einen, dass ein steigender H₂-Anteil durch die Reaktionsfreudigkeit des Wasserstoffs die magere Verlöschgrenze verschiebt, so dass die Verbrennung im mageren Bereich stabiler wird. Zum anderen stiegen gleichzeitig bei konstanter Luftzahl die NO_x-Emissionen durch die heißeren Verbrennungstemperaturen an.

Durch axial verschiebbare Brennstoffdüsen in der Vormischstrecke eines FLOX[®]-Brenners analysierten *Sadanandan et al.* die Auswirkungen der Vormischung auf die Verbrennungseigenschaften bei einem Druck von 20 bar. Sie konnten demonstrieren, dass mit steigender Vormischung die

3. STAND DER TECHNIK DERZEITIGER BRENNKAMMERSYSTEME

Verbrennung erst bei deutlich höheren Luftzahlen verlöscht, jedoch wurden bei konstanter Luftzahl ohne Vormischung niedrigere NO_x-Emissionen erreicht. Dies beruht auf der Tatsache, dass die Verbrennung im nicht-vorgemischten Fall später zündet und somit eine bessere Mischung zwischen Frischgas und rezirkuliertem Abgas vor Einsetzen der Reaktionen stattfindet.

Hinsichtlich der Anwendbarkeit eines FLOX[®]-Brenners innerhalb einer Gasturbine wird in den meisten Fällen die Stufung des Brennstoffs notwendig sein, um einen zuverlässigen Betrieb im gesamten Arbeitsbereich der Turbomaschine sicherzustellen. Zur Untersuchung des Einflusses der Brennstoffstufung auf die Verbrennungscharakteristiken wurde von *Rödiger et al.* [81] ein pilotierter FLOX[®]-basierter Brenner untersucht, der jedoch nicht im FLOX[®]-Regime betrieben wurde. Dabei wurde gezeigt, dass der Arbeitsbereich im Referenzpunkt um ca. 10% erweitert werden konnte. Verglichen mit dem einstufigen Referenzbrenner wurden sowohl CO- als auch NO_x-Emissionen in einem weiten Bereich durch die Pilotierung reduziert. Auf ein Reduzieren der Luftzahl der Pilotstufe reagierten NO_x-Emissionen mit steigender, die CO-Emissionen hingegen mit fallender Tendenz. Des Weiteren demonstrierten die Autoren, dass die Flamme durch die Pilotierung weiter stromauf stabilisierte. *Rosendahl* [82] beschreibt in ihrer Dissertation unter anderem den Einfluss von Schwachgaszusammensetzungen auf das Emissions- und Betriebsverhalten eines FLOX[®]-Brenners. Dazu wurden verschiedene Methan-Stickstoffmischungen als Brennstoff hinsichtlich der Einsetzbarkeit in Mikrogasturbinen verglichen. Die Autorin stellte fest, dass die NO_x-Emissionen mit steigendem Methan-Anteil leicht zunehmen und damit hauptsächlich dem thermischen Bildungspfad, abhängig von der Verbrennungstemperatur, folgen.

Trotz der in der Literatur diskutierten Fortschritte stellt die Implementierung einer FLOX[®]-basierten Brennkammer in ein MGT-System immer noch eine große technische Herausforderung dar. Die Qualität der Brennstoff-Luftmischung am Brennerauslass hat einen signifikanten Einfluss auf das Flammenverhalten sowie auf die Abgasemissionen. Mit Hilfe der Vormischgüte kann somit Einfluss auf die Flammenlage genommen werden. Dabei ist jedoch nicht eine ideale Vormischung anzustreben, da sonst die Flamme zu nahe am Brenner ankert. Da MGT-Systeme im Vergleich zu Gasmotoren und Dieselaggregaten zu konkurrenzfähigen Preisen angeboten werden müssen, sind die Turbokomponenten normalerweise sehr einfach aufgebaut. Daher wird die Turbinenbeschaukelung nicht gekühlt, was zu deutlich niedrigeren zulässigen Turbineneinlasstemperaturen im Vergleich zu Industriegasturbinen führt. Um die maximal zulässige Temperatur am Turbineneintritt nicht zu überschreiten, wird ein beträchtlicher Anteil der kühlen Prozessluft an der Brennkammer vorbeigeführt und mit den heißen Verbrennungsabgasen am Brennkammeraustritt vermischt. Da die FLOX[®]-Verbrennung bei sehr niedrigen Damköhlerzahlen volumetrische Reaktionszonen aufweist, nimmt die Flamme verglichen zu drall-stabilisierten Brennern signifikant mehr Raum ein. Die niedrige Rate schädlicher Abgasemissionen sowie die gute Flammenstabilität der FLOX[®]-Verbrennung würden durch das Eindringen der kalten Mischluft in die deutlich ausgedehnten Re-

aktionszonen negativ beeinflusst. Daher gilt es, im Entwicklungsprozess eines FLOX[®]-basierten MGT-Brennkammersystems, maßgebliche Parameter wie Brennkammerlänge und Lage, Form sowie Anordnung der Mischluftbohrungen zu berücksichtigen und in das Flammenverhalten mit einzubeziehen.

3.3. Aufgabenstellung und Zielsetzung

Im Rahmen des Projekts *MGT-BHKW* [3] wird ein mikrogasturbinen-betriebenes Blockheizkraftwerk aufgebaut und getestet. Dafür wird eine Turbec T100 Mikrogasturbine verwendet, deren Rekuperator und Brennkammer zur Erhöhung des elektrischen Wirkungsgrads und zur gleichzeitigen Reduktion der Abgasemissionen modifiziert werden sollen. Anschließend soll dieses überarbeitete System mit einem bestehenden Heizkraftwerk gekoppelt werden.

Die originale Turbec T100 MGT ist mit einem zweistufigen Brenner ausgestattet, dessen Hauptstufe mager vorgemischt und drallstabilisiert ist. Im Rahmen detaillierter Messungen an einer Turbec T100 mit Standardbrenner [37, 38, 40, 39, 104] zeigte sich, dass die MGT speziell bei Teillast zeitweise aufgrund von Flammenverlöschungen oder zu starken Temperaturschwankungen am Turbinenauslass abbricht und die Regel- und Steuersoftware die Anlage herunterfährt. Des Weiteren wurde nach mehreren Testbetriebsstunden, die weit unterhalb der Wartungsintervalle lagen, festgestellt, dass der Brenner insbesondere im Pilotdom zu Rissen und Verformungen neigt. Darüber hinaus weist der Standardbrenner mit ca. 5% einen signifikanten Brennerdruckverlust auf, der sich negativ auf den elektrischen Wirkungsgrad auswirkt. Um des Weiteren die Abgasemissionen weiter zu senken, soll ein neues, auf Gasturbinen bisher nicht erprobtes Verbrennungskonzept eingesetzt werden.

Aus diesen Gründen ist im Rahmen der hier vorgestellten Arbeit die Entwicklung und der Betrieb eines Brenners mit jet-stabilisierter, FLOX[®]-basierter Hauptstufe für die Turbec T100 MGT durchzuführen und dessen Betriebsgrenzen sowie Emissions- und Flammenverhalten für den Erdgasbetrieb zu evaluieren. Ziel dieser Arbeit ist ein einsatzfähiger Brennerprototyp, der eine hohe Zuverlässigkeit hinsichtlich Stabilität und Lebensdauer aufweist. Dabei ist die Evaluation der Lebensdauer nicht Teil der Arbeit, sondern muss anschließend im operativen Betrieb untersucht werden. Des Weiteren soll der zu entwickelnde Brenner sehr gute Emissionswerte der Abgasschadstoffe erzielen mit angestrebten NO_x-Anteilen <10 ppm und CO <40 ppm jeweils im Volllastpunkt bei 15 Vol-% Restsauerstoff und damit die gültigen gesetzlichen Grenzwerte [1] von $\text{NO}_{x\text{TA-Luft}} = 36,5 \text{ ppm}$ und $\text{CO}_{\text{TA-Luft}} = 80 \text{ ppm}$ deutlich unterschreiten. Um den elektrischen Wirkungsgrad der MGT zu steigern, soll der Brennerdruckverlust im Vergleich zum Standardbrenner deutlich gesenkt werden. Die Zielgrößen der Brennerentwicklung sind in Tab. 3.1 zusammengefasst.

Um diese Ziele zu erreichen, wird eine iterative Brennerentwicklung durchgeführt, deren Arbeitspakete durch ein Team bearbeitet werden. Zunächst erfolgte eine Auslegung der Brennergeometrie

3. STAND DER TECHNIK DERZEITIGER BRENNKAMMERSYSTEME

Zielgröße	Zielwert
CO-Emissionen	< 40 ppm (15 Vol-% O ₂) bei Volllast
UHC-Emissionen	≈0 ppm (15 Vol-% O ₂) bei Volllast
NOx-Emissionen	< 10 ppm (15 Vol-% O ₂) bei Volllast
Brennerdruckverlust	< 5%
Zuverlässigkeit	Abstand zur mageren Verlöschgrenze > 0,2 (Luftzahl)

Tabelle 3.1.: Übersicht der Zielgrößen der Brennerentwicklung.

mittels CFD-Simulationen, auf deren Grundlage ein erster Prototyp abgeleitet wird. Im Rahmen der hier vorgestellten Dissertationsschrift soll dieser Brennerprototyp auf einem atmosphärisch betriebenen Brennerprüfstand systematisch vermessen werden, um die Verbrennungseigenschaften sowie die Stabilitätsgrenzen zu ermitteln und die Verbrennungsvorgänge des FLOX[®]-Verfahrens unter MGT-relevanten Bedingungen besser zu verstehen. Auf Basis von Messungen an einem T100 MGT-Prüfstand wird der relevante Brennerarbeitsbereich eingegrenzt, auf atmosphärische Bedingungen übertragen und Referenzlastpunkte für die Brenneruntersuchungen definiert. Anschließend sollen geeignete Konzepte der Brennstoffstufung erarbeitet und erprobt werden, die einen zuverlässigen Betrieb des Brenners innerhalb des MGT-Arbeitsbereichs gewährleisten. Die Anpassung des Verbrennungsverhaltens und des möglichen Arbeitsbereichs soll iterativ mit Hilfe der atmosphärischen Brenneruntersuchungen und der CFD-Simulation durch Geometrie-Anpassungen sowie durch Anpassung der Stufungs- und Betriebskonzepte erfolgen. Somit werden mehrere Prototypen erstellt und miteinander verglichen. Ziel der Arbeiten im Rahmen dieser Dissertation ist die Generierung von detailliertem Wissen zu Betriebs- und Verbrennungsverhalten, Einsatzgrenzen und Emissionsverhalten des entwickelten FLOX[®]-Brenners. Des Weiteren soll eine angepasste Brennergeometrie für die Erprobung in der Mikrogasturbine übergeben werden. Auf der Basis dieser durch atmosphärische Untersuchungen evaluierten Geometrie wird anschließend ein Prototyp der MGT-Brennkammer konstruiert und gefertigt, der auf einem MGT-Prüfstand erprobt werden soll. Diese Aufgaben sind nicht mehr Teil der hier vorgestellten Arbeit.

Zur Generierung eines detaillierten Verständnisses der ablaufenden Verbrennungsprozesse sollen insbesondere nicht-intrusive, optische Messtechniken eingesetzt werden. Dabei wird am ersten Prototyp mittels der einfachen Messtechnik OH*-Chemolumineszenz lediglich die globale Lage der Wärmefreisetzungszonen an unterschiedlichen Betriebspunkten ermittelt. Anhand des angepassten Brenners wird anschließend mit Hilfe von simultan durchgeführten Messungen von planarer Fluoreszenzdiagnostik am OH-Radikal und Particle Image Velocimetry die Turbulenz-Chemie-Interaktion näher analysiert und beschrieben.

4. Prüfstand und Versuchsträger

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei unterschiedliche Brennerkonfigurationen betrachtet und deren Betriebs- und Flammenverhalten sowie deren Eignung für den MGT-Betrieb untersucht und verglichen. Die Evaluation der Verbrennungscharakteristiken erfolgte dabei zunächst auf einem optisch zugänglichen, atmosphärischen Einzelbrennerprüfstand, der die Bedingungen einer Turbec T100 Mikrogasturbinenbrennkammer nachbildet. Dies ermöglichte die detaillierte, systematische Vermessung der kompletten Arbeitsbereiche beider Varianten. Auf Grundlage dieser Ergebnisse soll eine MGT-Brennkammer abgeleitet und in einem letzten Schritt deren Funktionsfähigkeit und Abgasemissionen auf einem Turbec T100 MGT-Prüfstand validiert werden. Dieser letzte Entwicklungsabschnitt ist jedoch nicht mehr Gegenstand der vorliegenden Dissertation. Dennoch wird im Folgenden ebenfalls auf den MGT-Prüfstand eingegangen, um die technischen Anforderungen und Rahmenbedingungen für das zu entwickelnde Brennkammersystem verstehen zu können.

4.1. Mikrogasturbinenprüfstand

Der MGT-Prüfstand dient zum einen zur Gewinnung der erforderlichen technischen Randbedingungen und Fahrstrategien für den zu entwickelnden Brenner. Auf der anderen Seite soll auf diesem ebenfalls der optimierte Brennerprototyp im MGT-Betrieb getestet werden. Daher muss ein Einzelbrennerprüfstand diesen MGT-Prüfstand möglichst gut emulieren, um eine Vergleichbarkeit der Ergebnisse zu gewährleisten.

Der Prüfstand besteht aus einer modifizierten Turbec T100PH Serie 3 Mikrogasturbine, die im Netzmodus betrieben wird. Hierbei handelt es sich um eine kommerziell erhältliche, einwellige Maschine mit integriertem Abgasrekuperator, die ohne optionalen Wasserwärmetauscher betrieben wird. Die Gasturbine hat eine elektrische Nennleistung von 100 kW und eine Wellennendrehzahl von 70.000 U/min. Sie weist einen elektrischen Wirkungsgrad von ca. 30% bei einem maximalen Luftmassenstrom von 0,8 kg/s und einem Druckverhältnis von 4,5 unter Volllastbedingungen auf. Der MGT-Prüfstand ist mit einer umfangreichen Instrumentierung versehen, die eine vollständige thermodynamische Charakterisierung der Gesamtanlage ermöglicht. Für Details der Instrumentierung des Gesamtprüfstands wird an dieser Stelle auf [40, 38, 104] verwiesen. Im Standardfall, welcher im Rahmen dieser Arbeit Anwendung fand, wird die MGT im Leistungsreferenzmodus gefahren. Das bedeutet, dass die MGT-Regelung sowohl Turbinendrehzahl als auch Gesamtbrennstoff-

4. PRÜFSTAND UND VERSUCHSTRÄGER

massenstrom hinsichtlich der angeforderten elektrischen Leistung und Turbinenausstrittstemperatur (TOT) regelt.

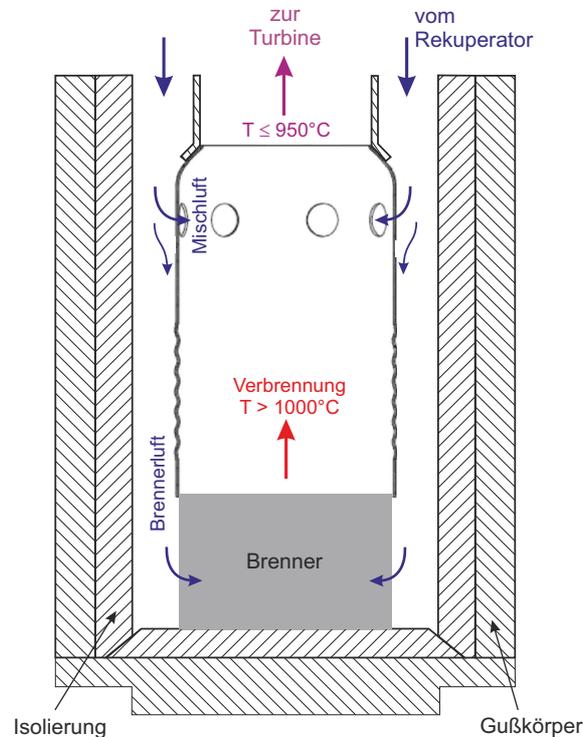


Abbildung 4.1.: Schematische Darstellung der originalen MGT-Brennkammer inklusive Aufteilung der Prozessluft

In Abb. 4.1 ist das Standardbrennkammersystem der Turbec T100 MGT skizziert. Bei dieser sind Flammrohr und Brenner auf einer Grundplatte montiert, die in einen innenisolierten Gusskörper derart eingeschraubt wird, dass die Brennkammerachse horizontal liegt. Der sphärische Abschluss des Flammrohres wird dabei mittels mehrerer Federn auf ein entsprechendes Übergangsstück zur Turbine aufgedrückt, so dass die Leckage minimiert ist. Die Brennkammer ist als koaxiale Topfbrennkammer ausgeführt. Hierbei wird in einen äußeren Ringkanal die im Vollastpunkt auf ca. 600°C vorgeheizte Prozessluft aus dem Abgasrekuperator bei 4 bar(abs) eingebracht. Nahe am Einlass sind 9 in Umfangsrichtung verteilte Mischluftbohrungen im Flammrohr eingelassen, die ca. 60 % des Prozessluftmassenstroms direkt in den Brennräume einbringen. Der restliche Massenstrom wird entlang des Flammrohres zum Brenner geleitet, erfährt an dessen Einlass eine 180° -Umlenkung und dient danach der Oxidation des Brennstoffs im Brennräume. Die verbrannten heißen Abgase durchlaufen den Brennräume im Inneren des Flammrohres in entgegengesetzter Richtung zur Frischluftströmung und werden am Eintritt der Mischluftbohrungen mit der Frischluft vermischt. Dabei wird die Brennkammeraustrittstemperatur von weit über 1000°C durch die kältere Mischluft auf unter 950°C reduziert. Dadurch kann gewährleistet werden, dass die maximal zulässige Materi-

altemperatur der ungekühlten Turbinenbeschaukelung eingehalten wird. Das Zusammenspiel der Geometrien der Mischluftbohrungen sowie der Brennergeometrie beeinflusst direkt die Aufteilung der Prozessluft in Misch- und Brennerluft. Somit stellt die Ausgestaltung der Mischluftbohrungen einen wichtigen Designparameter zur Beeinflussung der Verbrennungseigenschaften in der Verbrennungszone dar.

Der Standardbrenner der Turbec T100 besteht aus einer drallstabilisierten Hauptstufe, die mit Erdgas unter mageren Vormischbedingungen betrieben wird. Aus Gründen der Flammenstabilisierung verfügt der Brenner über eine zusätzliche drallstabilisierte Pilotstufe. Die maximale thermische Brennkammerleistung liegt nach Herstellerangaben bei 333 kW unter Vollastbedingungen. Hierbei wird der Brennstoffmassenstrom der Hauptstufe mittels der MGT-Regelung bei vorgegebener elektrischer Leistung bzw. Turbinendrehzahl auf die geforderte TOT geregelt. Der Pilotbrenner hingegen wird mittels einer Pilotmappe gesteuert, die dessen Brennstoffmassenstrom in Abhängigkeit der Turbinendrehzahl und der geforderten TOT sowie des Brennstoffvordrucks und -heizwerts vorgibt. Um die in Abschnitt 3.3 „Aufgabenstellung und Zielsetzung“ gestellten Forderungen nach Reduktion des Brennerdruckverlusts sowie der Abgasemissionen bei gleichzeitiger Erhöhung der Zuverlässigkeit zu erfüllen, soll der Standardbrenner durch einen FLOX[®]-stabilisierten Brenner ersetzt und entsprechend der Regelprozeduren der Standardmaschine mittels angepasster Pilotmappen in der Turbec T100 betrieben werden.

4.2. Brennerkonfigurationen

Im Rahmen der Auslegungsrechnungen [70] wurden Verfahren zur numerischen Strömungs- und Verbrennungssimulation eingesetzt, um eine initiale Brennergeometrie zu erstellen, auf deren Grundlage ein erster Prototyp abgeleitet werden konnte. Als Ausgangspunkt dieser Entwicklung diente ein 12 Düsen FLOX[®]-Brenner von *WS Wärmeprozessstechnik GmbH* [29]. Ferner flossen institutsinterne Betriebserfahrungen aus anderen Projekten [61, 60, 47] ein, in denen ebenfalls die FLOX[®]-Technologie Anwendung fand. Auf den schrittweisen Ablauf des Entwicklungsprozesses wird in Kapitel 6 „Diskussion der Messergebnisse“ näher eingegangen.

Der Referenzbrenner besteht, wie in Abb. 4.2 gezeigt, aus einem einstufigen FLOX[®]-stabilisierten Brenner, der je 20 ringförmig angeordnete Luft- und Brennstoffdüsen umfasst. Dabei wird der gasförmige Brennstoff konzentrisch in die Luftdüsen eingebracht, die wiederum koaxial zur Brennkammer ausgerichtet sind. Sowohl Luft- als auch Brennstoffstrom werden unverdrallt und mit hohem axialen Impuls eingedüst. Als Brennstoff diente in dieser Studie Erdgas, das aus dem Netz des lokalen Energieversorgers entnommen wurde. Durch das angepasste Design von Düsenanordnung und Brennstoffeinbringung wird eine technische Vormischung am Brennerauslass erzielt, wobei zwei gegenläufige Wirbelpaare, die durch die Luftführung getrieben werden, eine gute makroskopische Mischung von Luft- und Brennstoff gewährleisten. Diese Wirbelpaare entstehen im

4. PRÜFSTAND UND VERSUCHSTRÄGER

Prozessluftstrom durch Strömungsablösungen an der Umlenkungskante und am Luftdüseneinlass. Darüber hinaus generiert die Turbulenz, die durch das Injektionssystem erzeugt wird, eine gute Mischung im kleinskaligen Bereich. Numerische Untersuchungen zeigen jedoch, dass der Mischungsgrad von den Strömungsgeschwindigkeiten beider Medien und somit vom Lastpunkt abhängig ist. Im Weiteren wird das Einbringen in die Brennkammer von teilvorgemischten Freistrahlen mit hohem axialen Impuls, die eine starke innere Abgasrezirkulation fördern, als FLOX[®]-stabilisierte Verbrennung bezeichnet.

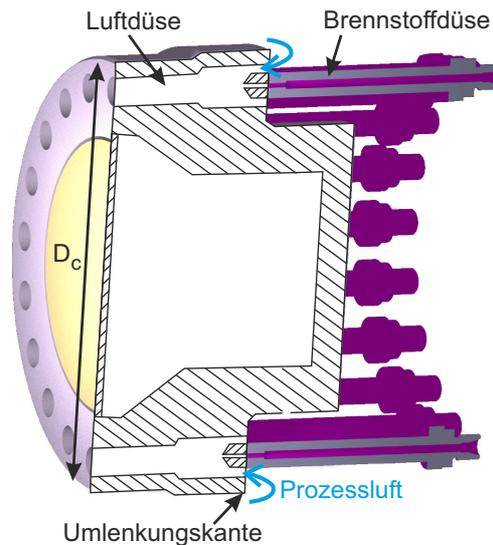


Abbildung 4.2.: Einstufige Konfiguration des 20-Düsen-FLOX[®]-Brenners

Um den Betriebsbereich des Brenners insbesondere bei Teillast und niedrigen Vorwärmtemperaturen zu erweitern, wurde eine zweistufige Konfiguration des FLOX[®]-Brenners entwickelt. Der in Abb. 4.3 skizzierte zweistufige Brenner besteht aus einer FLOX[®]-stabilisierten Hauptstufe mit im Vergleich zu Abb. 4.2 um ca. 10% vergrößerten Luftdüsendurchmessern sowie einer drallstabilisierten Pilotstufe. Die Pilotstufe ist auf der Brennerachse angeordnet und in einem Pilotdom nach hinten versetzt. Zur Versorgung des Pilots wird ein Teil der Prozessluft aus dem gemeinsamen Luftplenum entnommen und mittels 10 Drallerzeugerbohrungen in die Vormischstrecke des Pilotbrenners eingebracht. Im Zentrum des Drallerzeugers mit der geometrischen Drallzahl 0,9 sitzt eine Brennstofflanze, die den Pilotbrennstoff über 10 Bohrungen winklig und unverdrallt in den Luftstrom einbringt. Durch die zurückgezogene Lage der Brennstofflanze hinsichtlich der Pilotaustrittsfläche wird eine teilweise Vormischung zwischen Brennstoff und Luft erreicht. Radial versetzt ist an der Pilotaustrittsfläche eine elektrische Zündlanze (Beru ZK10-9611746000) angebracht, die eine automatisierte Zündung des Pilotbrenners ermöglicht. Getrieben durch den Drall fächert die Strömung der heißen Pilotabgase am Austritt des Pilotdoms radial auf und trifft von innen auf die Frischgasjets der Hauptstufe. Durch die Beimischung der heißen Abgase des Pilotbrenners im

Austrittsbereich der FLOX[®]-Düsen wird eine zuverlässige Stabilisierung der Verbrennung in der Hauptstufe erzielt, so dass eine Stützung der Verbrennung in kritischen Lastpunkten möglich ist.

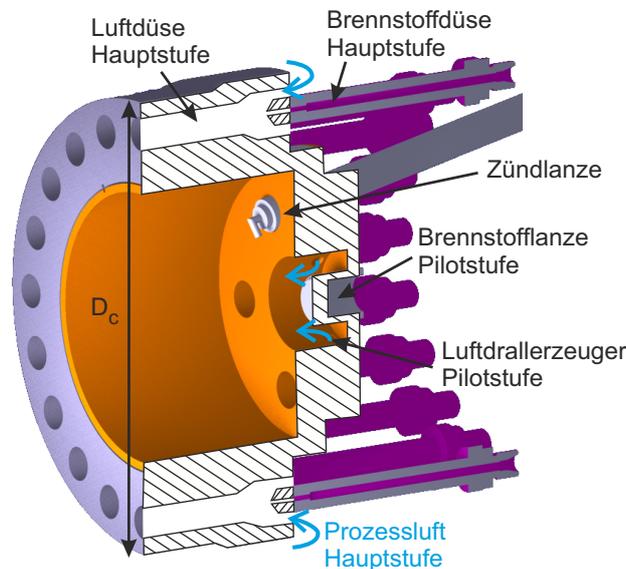


Abbildung 4.3.: Zweistufige Konfiguration des 20-Düsen-FLOX[®]-Brenners mit drallstablisierter Pilotstufe [103].

4.3. Atmosphärischer Einzelbrennerprüfstand

Um die Verbrennungseigenschaften und Stabilitätsgrenzen der zu untersuchenden Brennerkonfigurationen ohne die begrenzenden Randbedingungen der Turbomaschine detailliert analysieren zu können, wurden die Brenner in einen atmosphärischen Einzelbrennerprüfstand integriert.

Der in Abb. 4.4 gezeigte experimentelle Aufbau umfasst eine Luft- und Brennstoffversorgung mit jeweils zwei getrennt regelbaren Strängen, eine Luftvorwärmung, den Brenner als experimentellen Versuchsträger und eine optisch zugängliche, hexagonale Brennkammer mit sechs Quarzglas-scheiben aus *Herasil 102*. Der hexagonale Querschnitt wurde als Kompromiss aus optischer Zugänglichkeit und Annäherung an das runde originale MGT-Flammrohr gewählt. In diesem Aufbau werden die Scheiben durch Pfosten mit einem Durchmesser von 32 mm verbunden, in die jeweils drei Instrumentierungsbohrungen eingelassen sind. An diesen Stellen können Drücke und Temperaturen im Brennraum erfasst werden. Um die Brennereintrittstemperaturen der MGT-Brennkammer wiedergeben zu können, wird die Prozessluft elektrisch mittels fünf parallel geschalteter 15 kW Heizpatronen der Firma *Leister* auf bis zu 900 °C erhitzt. Unter Berücksichtigung der auftretenden Wärmeverluste können damit Brennereintrittstemperaturen bis zu 730 °C realisiert werden. Das Luftversorgungssystem ist über den gesamten Strömungspfad thermisch isoliert. Nach dem Ein-

4. PRÜFSTAND UND VERSUCHSTRÄGER

tritt der vorgewärmten Luft von unten in das Luftplenum trifft sie auf ein Umlenkblech, das der Strömungsführung dient. Zur Homogenisierung der Strömung in Umfangsrichtung ist im unteren Ringkanal ein zusätzliches Lochblech platziert. Nachdem die Luft dieses passiert hat, wird sie durch das Umlenkblech derart geführt, dass die 180°-Umlenkung der originalen MGT-Brennkammer am Brenneintritt abgebildet wird. Numerische Studien haben gezeigt, dass diese Umlenkung hilfreich ist, um ein spezielles Mischungsprofil am Düsenauslass der Hauptstufe zu generieren, was großen Einfluss auf die Verbrennungscharakteristik und Flammenstabilisierung hat und somit im Prüfstand abgebildet werden muss. Nachdem die Luft das Umlenkblech passiert hat, teilt sich der Luftstrom bei der zweistufigen Brennervariante auf. Ein kleiner Teil davon tritt in den Drallerzeuger des Pilotbrenners ein, der Hauptanteil wird jedoch über die Luftdüsen der FLOX[®]-Hauptstufe geleitet.

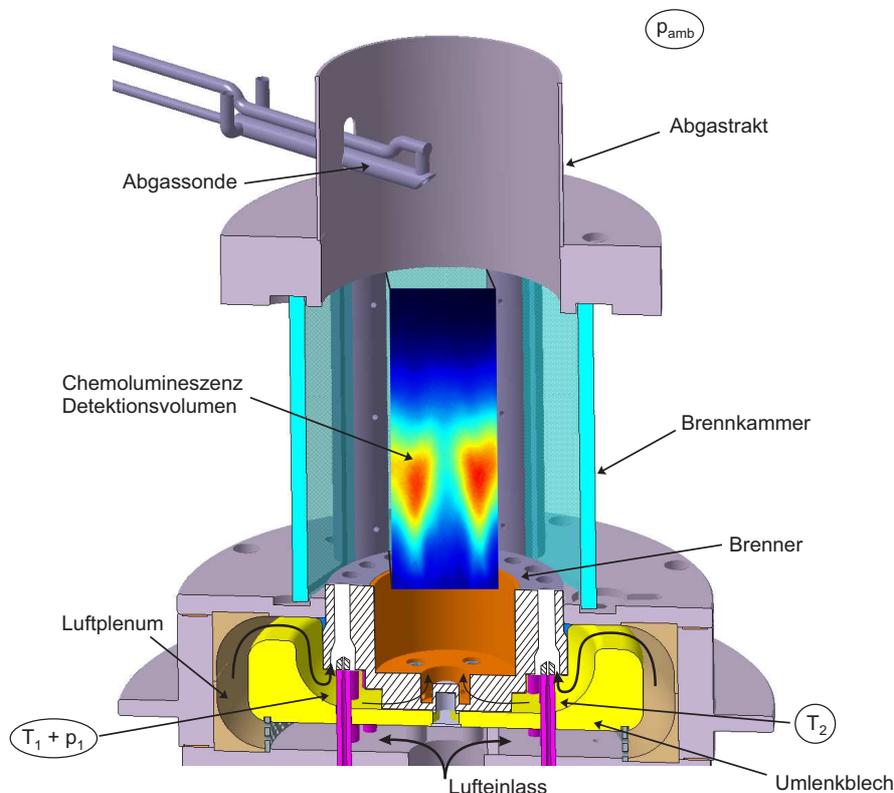


Abbildung 4.4.: 3D-Modell des atmosphärischen Einzelbrennerprüfstands inklusive zweistufigem 20-Düsen-FLOX[®]-Brenner [103].

Ein ringförmiges Brennstoffplenum, das unterhalb des Luftplenums angeordnet, aber hier nicht dargestellt ist, gewährleistet eine homogene Versorgung aller 20 Brennstoffdüsen der Hauptstufe. Dabei wird der Brennstoff aus dem Plenum mittels 20 Ringwellschläuchen zu den Düsen geführt. Zusätzlich ist in das Umlenkblech ein radial verlaufendes Brennstoffplenum zur Versorgung der Pilotstufe eingelassen, das mittels eines Metallfaltenbalgs von außen gefüttert wird. In der dargestellten Skizze des Prüfstands verläuft dieses Plenum in die Bildebene hinein.

Die Mischluft, die wie in Abschnitt 4.1 beschrieben an der realen MGT-Brennkammer vorbeigeführt und nach dem Brennraum mit den heißen Abgasen vermischt wird, ist in diesem atmosphärischen Aufbau aus Gründen der Komplexität nicht berücksichtigt. Im Vorfeld zeigten jedoch numerische Untersuchungen, dass speziell im Vollastpunkt der Einfluss der zusätzlichen Mischluft auf die Verbrennungsvorgänge stromab im Brennraum eher gering ausfällt. Im Bereich von Minimal- und Teillast ist der Einfluss der Mischluft derzeit jedoch nicht bekannt, so dass es hier zu einer verstärkten Interaktion zwischen Verbrennung und Mischluft kommen kann. In Abb. 4.4 sind ebenfalls die für diese Arbeit relevanten Druck- und Temperaturmessstellen in eingekreisten Symbolen dargestellt. Auf diese wird jedoch erst in Abschnitt 5.2.1 des folgenden Kapitels „Messtechniken und Versuchsaufbau“ eingegangen.

5. Messtechniken und Versuchsaufbau

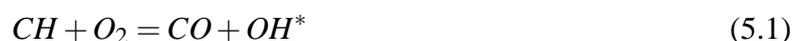
Im Zuge der Charakterisierung des Verbrennungsverhaltens der zu untersuchenden Brennerkonfigurationen wurden zusätzlich zu Thermoelementen und Drucksensoren nichtintrusive optische Messtechniken eingesetzt. Dies bietet den Vorteil, dass dabei keine Beeinflussung der vorherrschenden Strömungs- und Verbrennungsvorgänge stattfindet. Durch die Kombination der verwendeten Messtechniken können Aussagen über Form und Lage der Reaktionszonen, OH-Verteilung sowie über das Strömungsfeld getroffen werden und dies zum Teil simultan. Hierbei wurde die OH*-Chemolumineszenz an allen untersuchten Lastpunkten zur ersten grundlegenden Beurteilung der Verbrennung eingesetzt und aus diesen Datensätzen spezielle Lastpunkte ausgewählt, die mittels planarer, laserinduzierter Fluoreszenz am OH-Radikal und Particle Image Velocimetry eingehender untersucht wurden. Im Folgenden wird nun ein Überblick über die Grundlagen der angewandten Messtechniken gegeben.

5.1. Grundlagen der Messtechniken

5.1.1. OH*-Chemolumineszenz (OH*-CL)

Unter Chemolumineszenz versteht man die Lichtemission durch in der Reaktionszone vorliegende elektronisch angeregte Spezies. OH*-Chemolumineszenz (OH*-CL) beschreibt dabei die Lichtemissionen, hervorgerufen durch das Hydroxyl Radikal, wobei das Symbol * für den elektronischen Anregungszustand des Moleküls steht. Ein typisches Emissionsspektrum einer Methan/Luft-Flamme ist in Abb. 5.1 dargestellt mit den Bezeichnungen der elektronischen Übergänge gemäß *Eckbreth et al.* [26]. Die Emission des OH*-Signals erfolgt im ultravioletten Spektralbereich vor allem zwischen 280 nm und 340 nm, wobei eine sehr ausgeprägte Intensitätsspitze bei 302,13 nm zu beobachten ist. Anhand des Spektrums ist ersichtlich, dass das OH*-Emissionsband nur einen Teil der Lichtemissionen der Flamme ausmacht. Das restliche Signal wird hauptsächlich von elektronisch angeregtem CH*, C₂* und einem breitbandigen Untergrund von CO₂* dominiert. Dieser Umstand bedingt den Einsatz spektral scharfer, schmalbandiger Filter, um das gewünschte OH*-CL Signal zu separieren.

Nach *Gaydon* [32] ist in Kohlenwasserstoffflammen vor allem die Reaktion



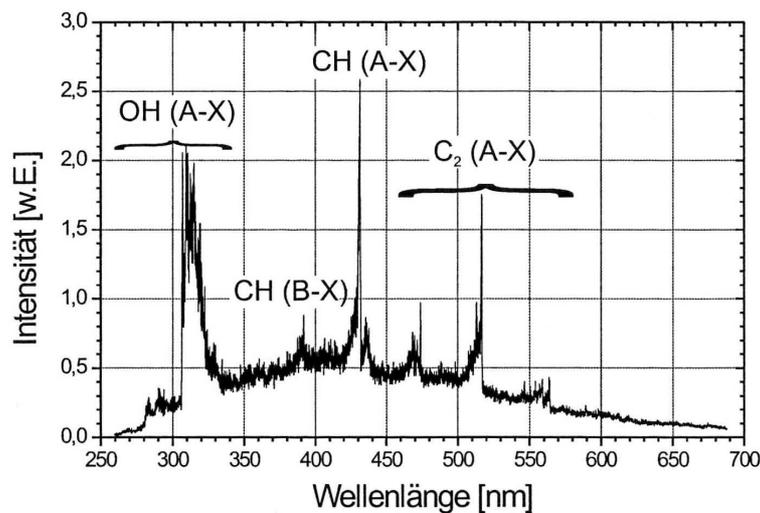


Abbildung 5.1.: Emissionsspektrum einer Methan/Luft-Flamme bei $\lambda = 1,27$ [20].

für die starke elektronische Anregung des Hydroxylradikals und damit für das OH*-CL Signal verantwortlich. Das OH*-Radikal wird dabei ausschließlich innerhalb der Reaktionszone gebildet und ist durch seine sehr kurze Lebensdauer ein adäquater Marker für deren Position. Die OH*-CL Intensität ist hierbei exponentiell abhängig vom Äquivalenzverhältnis [18], so dass sie vom mageren Bereich in Richtung des stöchiometrischen Verhältnisses stark ansteigt. Derzeit existieren keine unter technischen Bedingungen anwendbaren Korrelationen, die die OH*-Signalstärke mit der OH*-Konzentration in Verbindung bringen. Dennoch ist die OH*-CL Messung durch seine einfache Anwendbarkeit ein verbreitet eingesetztes Verfahren, um die grundsätzliche Form und Lage der Reaktionszonen zu visualisieren. Hierbei wird mittels einer bildverstärkenden Kamera mit geeigneten Filtern das OH*-CL Signal aufgefangen und als 2D-Projektion dargestellt. Dabei ist zu beachten, dass es sich bei der OH*-CL um ein Line-of-Sight Verfahren handelt und somit die Bildinformation über die Brennkammertiefe integriert ist. Mit Hilfe des mathematischen Verfahrens der Abel-Inversion kann bei achsensymmetrischen Flammen eine tomographische Entfaltung des integrierten OH*-Signals errechnet werden. Aufgrund der fehlenden Rotationssymmetrie bezüglich der Brennerachse der in dieser Arbeit zu untersuchenden Reaktionszonen ist eine tomographische Entfaltung der gemessenen OH*-CL Verteilung in diesem Fall nicht möglich.

Nach *Najm et al* [67] ist die Interpretation des OH*-Signals als Reaktionszonenmarker bei stark gestreckten und gekrümmten Flammen erschwert. Hierbei erfolgt in mageren Vormischflammen eine Verschiebung des Kohlenstoffumsatzes zu Gunsten des Oxidationspfads $CH_4 \rightarrow CH_3 \rightarrow CH_2O \rightarrow HCO \rightarrow CO \rightarrow CO_2$, so dass nur ein sehr kleiner Teil des Gesamtkohlenstoffumsatzes über das CH-Molekül, den OH* Vorläufer, erfolgt. Daher ist das Vorkommen des Markers OH* in der Reaktionszone in diesen Fällen sehr sensitiv auf kleine Schwankungen der Radikalkonzentration. Dies führt dazu, dass bei stark gestreckten, mageren Flammen ein Verlöschen des OH*-Signals

nicht zwingend aus einem Verlöschen der Reaktionen resultiert. Daher werden die Verlöschgrenzen der Reaktionszone beim Abmagern der Flammen und bei der Erhöhung der Streckungsrate unterschätzt.

5.1.2. Planare laserinduzierte Fluoreszenz am OH–Radikal (OH–PLIF)

Bei der planaren laserinduzierten Fluoreszenz handelt es sich um eine nichtintrusive Messtechnik im Laserlichtschnittverfahren, die speziesspezifisch ist. Durch dieses Verfahren ist es möglich, bei jedem Einzelschuss Informationen über die flächige Verteilung einer ausgewählten Spezies innerhalb des Lichtschnitts einer Mehrkomponentenströmung zu erhalten. Dabei kann eine hohe räumliche Auflösung erreicht werden.

Im Allgemeinen handelt es sich bei der Fluoreszenz um eine Photonenabsorption mit anschließender Lichtemission. Hierbei werden durch Absorption der Lichtenergie eines Anregungslasers Atome oder Moleküle von ihrem Grundzustand in einen angeregten Zustand versetzt [59]. Dies ist möglich, wenn die Energie des absorbierten Photons mit der Energiedifferenz zwischen Ausgangsniveau und angeregtem Zustand identisch ist. Gleichzeitig muss der Übergang zwischen beiden Niveaus gemäß der Auswahlregeln erlaubt und der Ausgangszustand ausreichend besetzt sein. Dieser resonante Anregungsprozess ist sehr effizient [25]. Somit ist das Verfahren auch sehr gut zur Anregung von Minoritätenspezies mit sehr geringen Konzentrationen in der Strömung geeignet, deren Detektion durch nichtresonante Verfahren wie z.B. raman-basierten Messtechniken aufgrund der geringen Quantenausbeute nicht möglich ist.

Der angeregte Zustand ist nur kurzzeitig stabil, so dass das Atom bzw. Molekül nach kurzer Zeit ($O(10^{-9}s)$ [94]) auf einen stabileren Zustand eines niedrigeren Energieniveaus abfällt. Die Energie kann dabei durch verschiedene Austauschprozesse abgegeben werden [25]. Zum einen kann die Energie des angeregten Zustands durch einen inelastischen Stoß des Moleküls mit einem anderen Molekül an den Stoßpartner übertragen werden. Dieser Vorgang wird als elektronisches Quenching bezeichnet. Bei atmosphärischen und höheren Drücken ist dieser Austauschprozess dominant. Des Weiteren kann eine Entvölkerung des angeregten Niveaus durch Prädissoziation und Photoionisation erfolgen. Ein weiterer Relaxationsprozess ist durch spontane Lichtemission gegeben, welche sich das Messverfahren zu Nutze macht. Das ausgesandte Photon trägt dabei die Energie der Differenz zwischen angeregtem Niveau des Moleküls und dem niedrigeren Niveau. Diese Strahlung wird als Fluoreszenz bezeichnet, wobei sie sowohl im Wellenlängenbereich des eingestrahnten Laserlichts vorkommt als auch durch Energietransferprozesse spektral verschoben wird. In der Verbrennungsdiagnostik wird meist das spektral verschobene Signal verwendet, um Interferenzen mit elastisch gestreutem Anregungslicht (Mie- und Rayleigh-Streuung) zu vermeiden [25]. Insbesondere beim Hydroxylradikal wird im selben Spektralbereich ebenfalls Licht durch Chemolumineszenz des elektronisch angeregten OH^* -Radikals emittiert. Da das Fluoreszenzsignal durch kurze

Pulsauern des Lasers meist um Größenordnungen höhere Intensitäten aufweist, kann das Chemolumineszenzsignal bei sehr kurzen Aufnahmezeiten vernachlässigt werden. Um den gewünschten Elektronenübergang zu finden, der eine effektive Anregung des OH-Radikals gewährleistet, wurden Anregungsscans im entsprechenden Wellenlängenbereich nach *Kohse-Höinghaus* und *Jeffries* [45] anhand eines Kalibrierbrenners durchgeführt.

In der hier vorgestellten Arbeit wurde das Hydroxylradikal aus mehreren Gründen als Zielspezies ausgewählt. Einer der Gründe ist, dass OH eine wichtige Rolle als intermediäre Spezies im Erdgasverbrennungsprozess [59] spielt. Es wird in der Reaktionszone gebildet, ist aber auch noch nach der Reaktionszone in Bereichen mit hohen Gastemperaturen existent. Aufgrund des steilen Anstiegs der OH-Konzentrationen in der Reaktionszone durch steile Temperaturgradienten und Superequilibrium-Konzentrationen ist ein räumlich steiler Gradient der OH-Verteilung ein Marker für die Reaktionszone [84, 83]. Des Weiteren sind die quantenmechanischen Eigenschaften von OH sehr gut erforscht und es existieren hierfür umfangreiche Datenbanken [45]. Darüber hinaus weist die Fluoreszenz am OH-Radikal sehr hohe Signalintensitäten auf, was wiederum hohe Signal-Rausch-Verhältnisse zur Folge hat.

Der Fokus der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten OH-PLIF Messungen liegt auf der qualitativen Erfassung der OH-Verteilung verschiedener Verbrennungslastpunkte. Mit dessen Hilfe sollen Rückschlüsse auf Regionen mit heißen Gastemperaturen gezogen werden. Sowie auf Grundlage einer qualitativen OH-Gradientenanalyse soll auf die räumliche Verteilung der Verbrennungsreaktionen geschlossen werden. Durch die qualitative Analyse können keine absoluten OH-Konzentrationen bestimmt werden, jedoch ist eine relative Vergleichbarkeit der Ergebnisse zwischen verschiedenen Lastpunkten gegeben.

5.1.3. Stereoskopische Particle Image Velocimetry (PIV)

Particle Image Velocimetry ist eine Methode zur Bestimmung der Vektoren des instantanen Geschwindigkeitsfelds einer Strömung durch die Messung der Bewegung einer Vielzahl kleinster Partikel, die dem Fluss des Fluids folgen. Es handelt sich dabei um ein äußerst robustes Messverfahren, da sein grundlegendes Konzept sehr einfach ist, und es im Gegensatz zu anderen Geschwindigkeitsmessverfahren die Variablen der Geschwindigkeit, räumliche Verschiebung und Zeitversatz, direkt misst. Mit Hilfe des Messverfahrens ist nicht nur eine qualitative Visualisierung des Strömungsfelds, sondern die Quantifizierung der Geschwindigkeitsvektoren beider Raumrichtungen im flächigen Schnitt mit guter Genauigkeit (0,2 - 2%) möglich [6]. Die Erweiterung des Verfahrens auf stereoskopisches PIV ermöglicht zusätzlich das Messen der zur Lichtschnittebene orthogonalen Geschwindigkeitskomponente.

Bei PIV wird ein mit kleinsten Seedingpartikeln ($\approx \mu m$) versetztes Strömungsfeld durch eine gepulste Lichtquelle, typischerweise ein Laser, flächig beleuchtet. Dabei wird meist eine Doppel-

pulsbeleuchtung ($\Delta t_{PIV} \approx 15 \mu s$ [84]) mittels eines Nd:YAG Lasers bei 532 nm ausgeführt. Beim stereoskopischen PIV (Stereo-PIV) werden Bilder der beleuchteten Partikel beider Einzelpulse zeit-synchron zum Laser mittels zweier doppelbelichtender PIV-Kameras digitalisiert und aufgezeichnet, wobei die Kameras in einem Winkel zwischen 30° und 45° zueinander [6] auf den Laserlichtschnitt gerichtet sind. Dieses Vorgehen wird als single pulsed, double-frame Aufnahme bezeichnet. Die beiden Bilder des Doppelpulses jeder Kamera enthalten Informationen über die räumliche Verschiebung der Partikel in der Zeit Δt_{PIV} und somit über deren Geschwindigkeitskomponenten. Die Einzelbilder werden anschließend korrigiert und die räumliche Verschiebung ausgewertet. Der letztgenannte Arbeitsschritt wird als Image Interrogation bezeichnet. Bei der Auswertung der Verschiebungen gibt es verschiedene Strategien, deren Anwendbarkeit und Qualität vor allem durch die Partikeldichte im Bildbereich bestimmt ist. Bei niedrigen Partikelbilddichten kommt das Particle Tracking Velocimetry (PTV) Verfahren zum Einsatz [5], bei hohen Partikelbilddichten das PIV und bei sehr hohen Partikelbilddichten das Laser Speckle Velocimetry (LSV) Analyseverfahren.

Im Folgenden wird das Vorgehen des Image Interrogation Schritts für PIV bei einer hohen Partikelbilddichte beschrieben, da dieses Vorgehen in den durchgeführten Messungen angewandt wurde. Auf die Auswertestrategie für die PTV und LSV Verfahren wird in diesem Überblick nicht eingegangen, und es sei hier auf Adrian et al. [6] verwiesen. Bei PIV wird mittels statistischer Methoden die räumliche Verschiebung kleiner Partikelgruppen anstelle von Einzelpartikeln untersucht. Dazu werden die aufgezeichneten Einzelbilder in kleine Untersuchungsfenster unterteilt, welche die räumliche Auflösung der Auswertung definieren. Innerhalb dieser Fenster werden die Partikelbilder durch die Anwendung einer räumlich-zeitlichen Kreuzkorrelation analysiert. Hierbei werden die beiden zeitlich versetzten Aufnahmen der Frames in der räumlichen Dimension gekreuzkorreliert, wobei man, wie in Abb. 5.2 dargestellt, eine räumliche Verteilung des Korrelationskoeffizienten in der S_x - S_y Bildebene erhält. Der Abstand S_D zwischen der scharfen Korrelationsspitze und dem Ursprung spiegelt die mittlere Verschiebung des Partikelpakets in der Bildebene wieder, welche sich durch Rücktransformation in die Objektebene in eine Verschiebung des Fluids übersetzen lässt. Mittels Δt_{PIV} wird daraus die Geschwindigkeit des Fluidelements berechnet. Durch die Anwendung dieser Prozedur auf die Gesamtheit aller Untersuchungsfenster kann nun das Strömungsfeld rekonstruiert werden.

Als Besonderheit bei Stereo-PIV werden aus den Beziehungen der räumlichen Verschiebung auf den Bildebenen beider Kameras auf die dreidimensionale Verschiebung in der Objektebene zurückgerechnet. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Angular Displacement Methode angewandt, bei der die Kameras in einer Winkelanordnung auf die Objektebene gerichtet sind. Dies bietet bei zuverlässiger Kalibrierung den Vorteil einer genauen Messung der zum Laserlichtschnitt orthogonalen Komponente. Die Rekonstruktion der Verschiebung auf der Objektebene erfolgte nach dem Pinhole-Kameramodell [78]. Durch den Einbau eines Scheimpflugadapters vor jeder Kamera wird

trotz der Nichtparallelität zwischen Objekt- und Bildebene eine gleichmäßige Schärfeverteilung über die gesamte Bildebene erreicht [77].

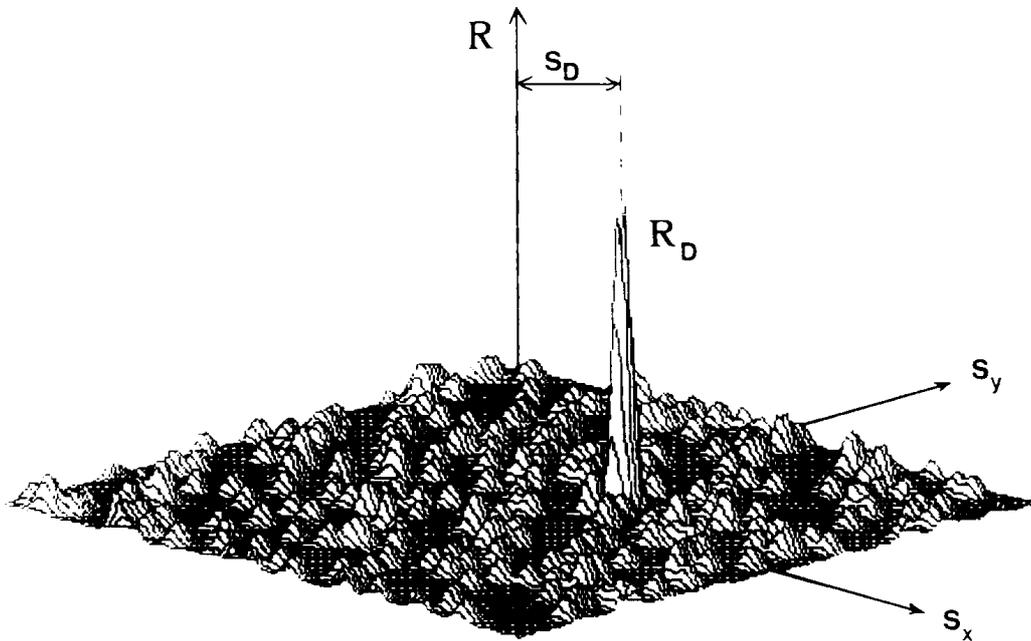


Abbildung 5.2.: Korrelationskoeffizienten eines single-pulsed, double-frame PIV-Bilds [44].

Trotz der allgemeinen Robustheit des Messverfahrens bestehen diverse Schwierigkeiten bei der Anwendung von PIV in der Verbrennungsdiagnostik. Zum einen ist die Qualität der Analyse der räumlichen Verschiebung abhängig von der lokalen Partikeldichte, so dass die Seedingkonzentration jeweils auf die vorherrschende Strömung abgestimmt werden muss. Dies ist insbesondere bei hochturbulenten Verbrennungsvorgängen herausfordernd, da es hier zu Inhomogenitäten der Partikelverteilung aufgrund starker Scherschichten und Dichtegradienten kommen kann. Da das Laseranregungslicht und die beobachtete Streustrahlung der Partikel im visuellen Spektralbereich liegen, können darüber hinaus Strukturen, die durch hohe Wandtemperaturen in diesem Spektralbereich leuchten, die Sichtbarkeit der Partikel beeinträchtigen. Des Weiteren führen die hohen Seedingpartikelkonzentrationen in der Strömung, in Kombination mit den hohen Brennkammertemperaturen, sehr schnell zu einem Anhaften der Partikel an den Brennkammerscheiben, was die Signalqualität stark reduziert. Daher sind meist nur sehr kurze Messintervalle von einigen wenigen Minuten möglich.

5.2. Messtechnischer Aufbau

5.2.1. Instrumentierung des atmosphärischen Einzelbrennerprüfstands

Zur Bestimmung aller relevanten Prozessparameter ist der Prüfstand mit einer detaillierten Instrumentierung ausgestattet, wobei in Abb. 4.4 nur die für die Diskussion der Ergebnisse wichtigen Größen als eingekreiste Symbole gezeigt sind. Die Datenerfassung der thermodynamischen Größen ist mit einer Frequenz von 2 Hz durch verschiedene Datenerfassungsmodule der Firma *Delphin Technologies* realisiert. Zur Temperaturmessung sind eine Gesamtanzahl von 27 Thermoelementen (Typ N, Genauigkeitsklasse 2) installiert. Aus dem arithmetischen Mittel der Messstellen T_1 und T_2 , welche zentral im Luftstrom direkt am Einlass der Hauptstufenluftdüsen angebracht sind, wird die Vorwärmtemperatur des Brenners mit einer Unsicherheit von $\pm 0,85\%$ des Messwerts bestimmt. Der Prüfstand umfasst weiterhin zwei Totaldruck- und 13 statische Druckmessstellen, die von Druckscannern *Netscanner Model 9116* und *Model 9032* der Firma *Esterline Pressure Systems* erfasst werden. Die Unsicherheit der Druckmessung liegt nach Herstellerangaben bei ± 4 mbar. Der relative Brennerdruckverlust wird mittels der statischen Druckmessstelle p_1 , die kurz vor dem Brenneinlass am Umlenklech sitzt, und dem Umgebungsdruck p_{amb} am Ende des Abgastrakts abgeschätzt.

$$\Delta p_{rel} = \frac{p_1 - p_{amb}}{p_1} \cdot 100\% \quad (5.2)$$

Die Brennstoffmassenströme von Haupt- und Pilotstufe werden mittels je eines *Bronkhorst Cori-Flow* Coriolismassenstromreglers eingestellt, die nach Herstellerangabe eine Messungenauigkeit von $\pm 0,5\%$ des Messwerts aufweisen. Mit Hilfe eines *Bronkhorst EL-Flow* thermischen Massenstromreglers mit einer Messungenauigkeit von $\pm 0,8\%$ (laut Hersteller) wird der Prozessluftmassenstrom geregelt. Wie in Abb. 4.4 dargestellt, ist eine radial traversierbare Absaugsonde zur Messung der Abgaszusammensetzung in den Abgastrakt implementiert, wobei die axiale Position der Lage der Mischluftbohrungen im MGT-Flammrohr entspricht. Die Sonde ist mit einer koaxialen Luftkühlung ausgestattet, mit deren Hilfe eine konstante Temperatur von 120 °C an der Sondenspitze eingestellt wird. Dies ermöglicht zum einen ein effizientes Quenchen der Reaktionen in den abgesaugten Abgasen und damit ein Einfrieren der Abgaszusammensetzung. Zum anderen werden durch Vermeiden von zu hohen Temperaturen an der Sondenaußenwand Oberflächenreaktionen reduziert, die eine Verfälschung der Gaszusammensetzung bewirken würden. Somit können bei allen unterschiedlichen Brennerlastpunkten definierte Messbedingungen hinsichtlich der Abgasmessung eingestellt werden. Die abgesaugten Abgase werden mittels beheizter Schläuche und Filter einem Abgasanalyse-System der Firma *ABB* zugeführt. Die Konzentrationen der Abgasspezies O_2 , CO ,

CO_2 , NO , NO_2 und unverbrannter Kohlenwasserstoffe (UHC) werden durch einen magnetomechanischen Analysator *Magnos106*, einen Infrarotanalysator *Uras14*, ein UV-Photometer *Limas11 HW* und einen Flammenionisationsdetektor *MultiFID14* ermittelt. Dabei werden die Spezies O_2 , CO und CO_2 in trockener Umgebung gemessen, wohingegen alle anderen Spezies unter nassen Bedingungen ermittelt werden. Die Messung der einzelnen Spezies hat laut Hersteller absolute Messgenauigkeiten wie in Tab. 5.1 angegeben.

	CO [ppm]	NO_x [ppm]	UHC [ppm]	O_2 [Vol-%]
Bereich 1	0-8	0-24	0-9	0-25
Genauigkeit 1	0.1	0.5	0.1	0.25
Bereich 2	8-80	24-238	9-90	
Genauigkeit 2	1	5	1	

Tabelle 5.1.: Bereiche und korrespondierende Genauigkeiten der gemessenen Abgasspezies.

Das OH^* -CL Signal der Reaktionszonen wurde mit einer *LaVision FlameStar2* bildverstärkten CCD-Kamera (286 x 384 Pixel) in Kombination mit einem *Halle 64 mm*, *f/2 UV* Objektiv und einem UV Interferenzfilter ($\lambda = 312 \pm 20$ nm) aufgenommen. Alle OH^* -CL Daten wurden über Zeitserien von je 200 Einzelbildern gemittelt, die mit einer Wiederholrate von 3,6 Hz ausgelesen wurden. Aufgrund der sehr großen Bandbreite der OH^* -CL Signalintensität über den kompletten Bereich der Lastpunkte musste die Belichtungsdauer zwischen 18 und 600 μs bei maximalem Verstärkungsfaktor variiert werden. Wie in Abb. 5.3 illustriert, erfasst das Detektionsvolumen auf den gegenüberliegenden Seiten des Brenners je vier Luftdüsen der FLOX[®]-Stufe. Durch Einbaurandbedingungen liegen die Düsen beider Seiten jedoch nicht exakt fluchtend hinsichtlich der Detektionssichtlinie, sondern weisen einen Versatz von 2 mm auf.

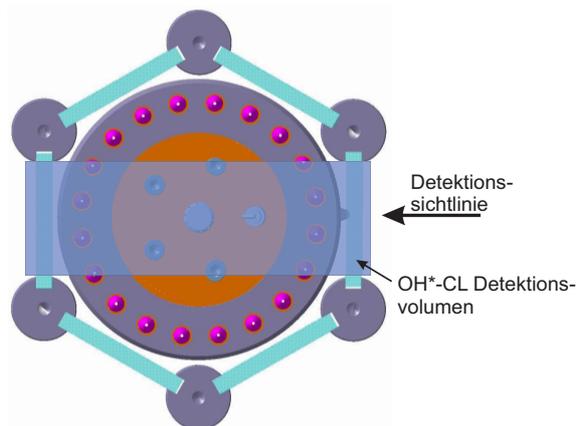


Abbildung 5.3.: Detektionssichtlinie der OH^* -Chemolumineszenzmessungen [103].

5.2.2. Messaufbau zum simultanen Einsatz von OH-PLIF und PIV

Messtechnik

Um einen detaillierteren Einblick in die ablaufenden Verbrennungsprozesse zu erhalten, wurden im Rahmen einer Messkampagne ausgesuchte Lastpunkte der zweistufigen Brennervariante mit den Lasermesstechniken OH-PLIF und Stereo-PIV untersucht. Da hierbei ein möglichst großer Bereich der Brennkammer erfasst werden sollte, wurden im Vergleich zu Abb. 4.4 die Haltepfosten optimiert, um größere Scheiben aufnehmen zu können. Dabei wurde zu Gunsten der größeren optischen Zugänglichkeit auf die Temperatur- und Druckmessstellen in den Pfosten verzichtet. Des Weiteren kamen hier Quarzglasscheiben aus *SILUX*[®] zum Einsatz.

Einige Lastpunkte wurden zeitlich simultan mittels OH-PLIF und Stereo-PIV vermessen, so dass Geschwindigkeitsfeld und OH-Verteilung an diesen Punkten zeit- und ortsgleich vorliegen. Beim Großteil der Lastpunkte wurden jedoch entweder Stereo-PIV oder OH-PLIF Aufnahmen durchgeführt. Der experimentelle Messaufbau der simultanen Messungen ist in Abb. 5.4 schematisch dargestellt. Das LIF-Lasersystem besteht aus einem frequenzverdoppelten Nd:YAG Laser (Quanta Ray PIV 400, Spectra Physics), der Laserlicht mit 532 nm und 400 mJ pro Puls emittiert, das einen Rhodamine 6G Farbstofflaser (Precision Scan PRSC-G-2400, Sirah GmbH) pumpt. Die Laserausgangswellenlänge wurde mittels LIF-Anregungsscans auf die Q1(8) Linie des Hydroxylradikals bei 283,55 nm eingestellt und enthält eine mittlere Pulsenergie von ca. 6 mJ. Ein kleiner Teil des austretenden UV-Lichts wird mittels eines teildurchlässigen Spiegels in die laminare CH_4 /Luft Flamme eines Matrixbrenners geleitet. Das dort generierte OH-LIF-Signal wird mit Hilfe eines Photomultipliers *OH-IF WG 305* erfasst und dient der kontinuierlichen Überwachung der eingestellten Laserwellenlänge. Mittels der Kombination aus einer konkaven Zylinderlinse (FL -50 mm) und einer konvexen sphärischen Linse (FL 750 mm) wird der LIF-Hauptstrahl zu einem Laserband von ca. 80 mm Breite aufgeweitet und senkrecht zur Laserbandebene in die Brennkammer fokussiert. Durch die Verwendung einer Linse mit langer Brennweite ergibt sich im ca. 70 mm breiten Untersuchungsbereich eine nahezu konstante Dicke des Laserbands von ca. 100 μm . Vom LIF-Hauptlaserstrahl wird nach der Modellierung des Laserbandes wiederum ein kleiner Teil über einen zweiten teildurchlässigen Spiegel ausgekoppelt und in eine mit Coumarin 450 gefüllte Kuvette geleitet. Das darin erzeugte Fluoreszenzleuchten wird mittels einer *Imager Pro X* CCD-Kamera (1600 x 1200 Pixel) von *LaVision GmbH* mit einem *Nikkor*-Objektiv (FL 50mm; F/1,4) aufgenommen und dient in der Bildnachbearbeitung dazu, Ungleichverteilungen der Laserintensität über die Breite des Laserbandes zu korrigieren. Über einen schwenkbaren Spiegel, der ausschließlich im Ultraviolett reflektierend ist, wird das Laserband des Hauptstrahls in einem Winkel von 18° in die Brennkammer eingebracht. In der hier dargestellten Lichtschnittposition Nr. 3 wird das Lichtband durch die Achse einer Düse der Hauptstufe und durch die Brennerachse geführt. Das Detektionssy-

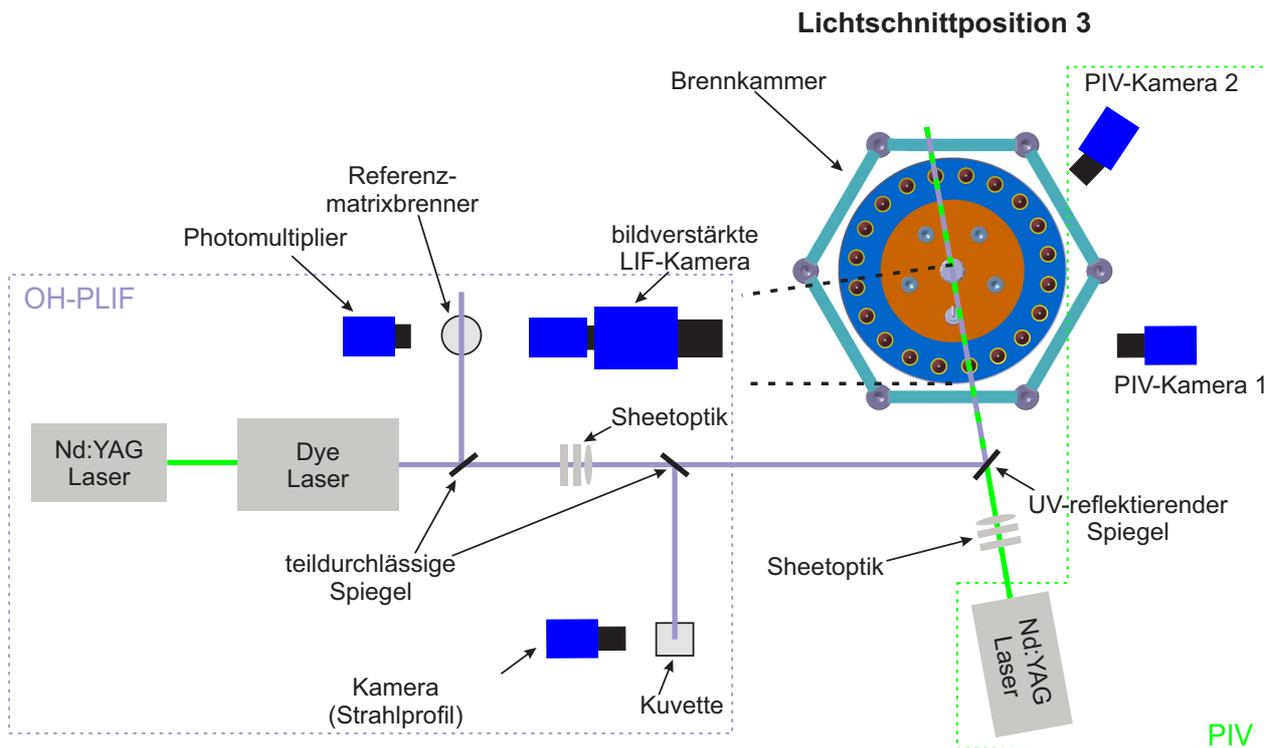


Abbildung 5.4.: Schematische Darstellung des Aufbaus der Lasermesstechnik bei den simultanen OH-PLIF/Stereo-PIV Messungen (Lichtschnittposition Nr. 3)

stem besteht aus einer CCD-Kamera *Imager Pro Plus 2M* (1600 x 1200 Pixel) mit vorgeschaltetem Bildverstärker *IRO* der Firma *LaVision GmbH* in Kombination mit einem *Sodern* UV Objektiv (FL 100 mm; F/2,8). Zur Unterdrückung des Flammenleuchtens sowie der einfallenden Wärmestrahlung wurde dem Objektiv eine Kombination aus drei UG5-, zwei UG11- und einem schmalbandigen UV-Filter ($320 \text{ nm} \pm 25 \text{ nm}$) vorgeschaltet. Die zusätzlichen Farbfilter sind notwendig, da der UV-Filter im Visuellen und nahen Infrarot nicht vollständig sperrt, sondern schmale Bereiche mit Transmissionen $>5\%$ aufweist. Die Taktung und Synchronisation zwischen Laser und Detektionssystem erfolgte mittels eines externen *Berkly Nucleonics Corporation Model 555* Signalverzögerungsgebers, wobei die Laserblitzlampe im ausschließlichen PLIF-Betrieb das Mastersignal stellte. Bei den simultanen PIV/OH-PLIF Messungen hingegen gab der programmierbare Zeitgeber (PTU) des PIV-Systems den Takt vor. Wie in der Aufnahmesequenz der Abb. 5.5 dargestellt, aktivierte die PTU zunächst die Blitzlampe des PIV-Systems. Die zusätzliche PTU-Einheit der LIF-Kameras wurde unter Berücksichtigung der Verzögerung der Kameraelektronik mit einem zeitlichen Versatz von $110 \mu\text{s}$ ausgelöst. Die Belichtung der CCD-Einheit begann mit einer Verzögerung von $55 \mu\text{s}$ und einer Belichtungszeit von 3 ms , um den Hauptanteil des abklingenden Lichts des Bildverstärkers zu erfassen. Anschließend öffnete der Q-Switch des LIF-Lasersystems mit einem Versatz von $180 \mu\text{s}$ nach der PIV-Blitzlampe. Das Gate des LIF-Bildverstärkers betrug jeweils 200 ns und wurde derart gelegt, dass das Fluoreszenzsignal in der Mitte der Gate-Öffnung lag. Nach $186 \mu\text{s}$

im Bezug auf die Blitzlampe wurde der PIV-Doppelpuls ausgelöst und von den PIV-Kameras mit einer Belichtungszeit von $4 \mu\text{s}$ aufgenommen. Der Zeitversatz der beiden PIV-Einzelbilder lag bei allen Lastpunkten zwischen 4 und $11 \mu\text{s}$. Durch die Kombination aus Signalverzögerungsgeber und PTU war es möglich, die Kameras sowie das PIV-System mit einer Taktrate von 5 Hz und den kontinuierlich bei 10 Hz feuernden LIF-Laser zu synchronisieren. Bei den ausschließlichen OH-PLIF Messungen wurden an jedem Lastpunkt jeweils 200 Einzelbilder aufgenommen.

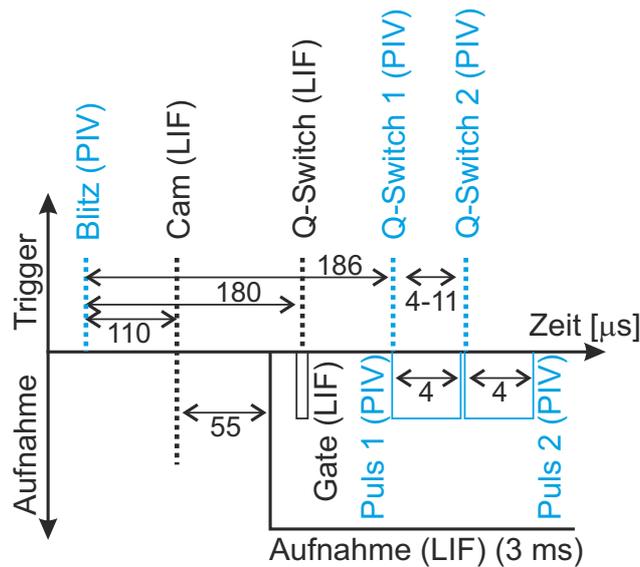


Abbildung 5.5.: Schematische Darstellung der Triggerung der OH-PLIF und PIV Aufnahmesequenz

Für die stereoskopischen PIV Messungen wurde ein *FlowMaster* System von *LaVision GmbH* verwendet. Das System besteht aus einem frequenzverdoppelten Doppelschuss Nd:YAG Laser (*NewWave Solo 120*, 120 mJ pro Pulse bei 532 nm), zwei doppeltbelichtenden CCD Kameras (*LaVision Imager Intense*, 1376×1040 Bildpunkte) und einer PTU 9-Einheit. Der Laserstrahl wurde zu einem planaren Band mit einer Dicke von ca. $700 \mu\text{m}$ und einer Breite von ca. 130 mm aufgeweitet. Bei den simultanen PIV/OH-PLIF Aufnahmen, die an der Lichtschnittposition Nr. 3 (Abb. 5.4) durchgeführt wurden, war eine der PIV-Kameras mit einem $f=50 \text{ mm}$ Objektiv ($f/4$) ausgestattet, wo hingegen die andere mit einem $f=16 \text{ mm}$ Objektiv ($f/2$) versehen war. Bei den Aufnahmen an Lichtschnittposition Nr. 1 (Abb. 5.6), bei denen nur PIV-Messungen aufgenommen wurden, kamen an beiden PIV-Kameras $f=50 \text{ mm}$ Objektive ($f/4$) zum Einsatz. Es wurde eine räumliche Auflösung von $1,52 \times 1,52 \text{ mm}$ erreicht. Bei allen Konfigurationen wurden Bandpassfilter ($532 \pm 5 \text{ nm}$) vor den Objektiven verwendet, um den Einfluss des Flammenleuchtens auf die PIV-Messungen zu reduzieren. Zum Schutz des optischen Messsystems war bei einer der Kameras jeweils ein Infrarotfilter zwischen Kamera und Brennkammer installiert. Des Weiteren waren beide Kameras auf Scheimpflugadaptoren montiert, um ihre Fokalebene parallel zum Laserband auszurichten, wobei der Winkel

zwischen den Kameras ca. 30° betrug. Der Luftstrom durch den Brenner wurde mit TiO₂ Partikeln geimpft, die einen mittleren Durchmesser von 1 μm aufwiesen. Je nach Ausmaß der Scheibenvermutzung durch die Impfpartikel wurden an jedem Lastpunkt zwischen 600 und 1200 Einzelbilder aufgezeichnet.

Im Rahmen der PIV und OH-PLIF Lasermesskampagnen wurden drei verschiedene Laserlichtschnitte durch den Brennraum vermessen. Ziel dieser Untersuchungen war zum einen die Bestimmung der Form und Lage der Reaktionszonen in verschiedenen Schnittebenen und zum anderen die Untersuchung der Turbulenz-Chemie-Interaktion bei verschiedenen Lastpunkten. Dabei wurden sowohl die direkte Interaktion zwischen den FLOX[®]-Düsen als auch die Auswirkungen der Rezirkulationszone auf den Bereich zwischen zwei FLOX[®]-Düsen mittels OH-PLIF analysiert. Um die Auswirkungen der FLOX[®]-Freistrahlen auf die Abgasrezirkulation sowie auf Lage, Struktur und Ausdehnung der Reaktionszonen im Einflussbereich der Pilotstufe ermitteln zu können, wurden simultane OH-PLIF/PIV Messungen durch die Brennermittelachse und eine FLOX[®]-Düse durchgeführt.

LSP Nr.	Messverfahren	Durchführung	Zielsetzung	Lage
1	OH-PLIF & Stereo-PIV	seriell	Interaktion zwischen FLOX [®] -Düsen	durch Mittelachsen zweier Düsen
2	OH-PLIF	–	Interaktion zwischen Rezirkulation und intermediärem Düsenbereich	durch Brennermittelachse und zwischen zwei Düsen
3	OH-PLIF & Stereo-PIV	simultan	Interaktion zwischen Freistrahle und Rezirkulation + Einfluss der Pilotstufe	durch Brenner- und Düsenmittelachse

Tabelle 5.2.: Übersicht der Laserlichtschnittpositionen.

Durch die Gesamtheit dieser Untersuchungen sollte ein detaillierter Einblick in die verbrennungstechnischen und strömungsmechanischen Vorgänge der pilotierten FLOX[®]-Verbrennung erreicht werden. Eine Zusammenstellung aller untersuchten Laserlichtschnitte sowie deren Konfiguration und Zielsetzung findet sich in Tab. 5.2. Bei der bereits in Abb. 5.4 dargestellten Lichtschnittposition (LSP) Nr. 3 wurden das UV-Laserband des LIF-Lasers sowie das grüne Lichtband des PIV-Lasers koplanar durch eine Düse des Hauptbrenners und durch die Brennermittelachse geführt, wobei das Lichtband direkt auf der Brennerfrontplatte auflag. Diese Lichtschnittposition diente zum einen dazu, die Interaktion zwischen dem austretenden Düsenstrahl und der Rezirkulationszone im Brennraum zu untersuchen. Zum anderen ließ die Beobachtung dieser Schnittebene Rückschlüsse auf den Einfluss der heißen, aus dem Pilotdom austretenden Abgase auf die Stabilisierung der Hauptstufe zu. An dieser Position wurden die Hydroxylverteilung und das Strömungsfeld simultan vermessen.

In Lichtschnittposition Nr. 2 wurde das Lichtband, wie in Abb. 5.7 schematisch gezeigt, zwi-

schen zwei Düsen der Hauptstufe und durch die Brennermittelachse geführt. Hierbei sollte das Zusammenspiel des Düsenzwischenbereichs mit der Rezirkulationszone untersucht werden. An dieser Position wurden ausschließlich OH-PLIF Messungen durchgeführt, wobei durch zwei unterschiedliche axiale Höhen des Laserbandes die gesamte Länge der Brennkammer erfasst wurde. Bei Lichtschnittposition Nr. 1 wurde, wie in Abb. 5.6 dargestellt, das Laserband durch die Achsen zweier Düsen der Hauptstufe geleitet, um die Interaktion zwischen den Düsenstrahlen zu beleuchten. An dieser Konfiguration wurden sowohl PIV als auch OH-PLIF Daten gemessen, konnten jedoch aus zeitlichen Gründen nicht simultan erfasst werden. Bei beiden Messungen lag das Laserband auf der Brennerfrontplatte auf, wobei die OH-PLIF Aufnahmen zusätzlich noch bei axial verschobenem Laserband durchgeführt wurden.

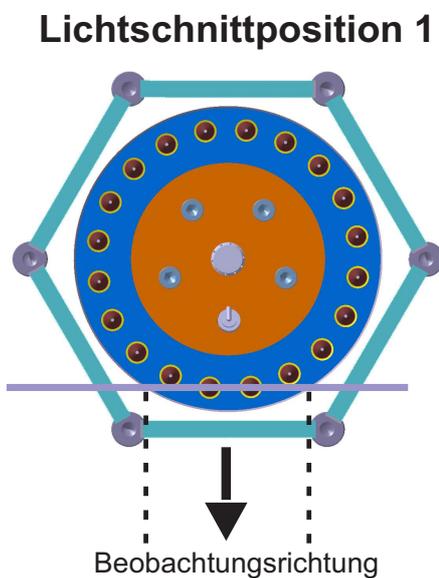


Abbildung 5.6.: Lichtschnittposition Nr. 1

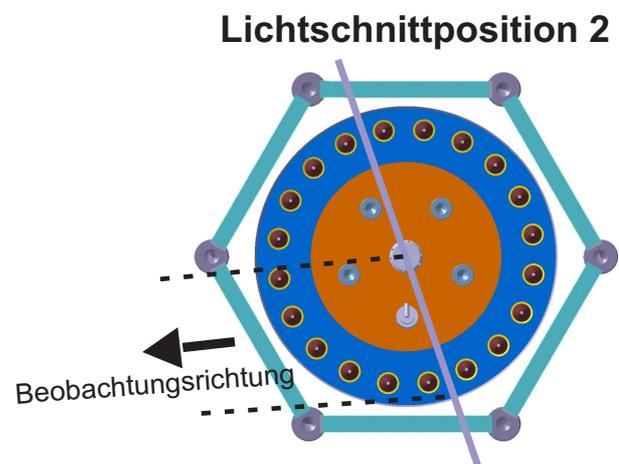


Abbildung 5.7.: Lichtschnittposition Nr. 2

5.3. Auswerteprozeduren

5.3.1. OH*-CL

Die im Rahmen der Messkampagnen entstandenen OH-CL* Aufnahmen durchlaufen zur weiteren Analyse eine Bildnachbearbeitung, die in Abb. 5.8 schematisch dargestellt ist. Teile dieser Arbeitsschritte werden sowohl zur Bereinigung der OH-Chemolumineszenzbilder durchgeführt als auch zur Korrektur der Bilder aus der planaren laserinduzierten Fluoreszenz. Dabei sind die Schritte schwarz markiert, welche für beide Messtechniken Anwendung finden. Die grün gekennzeichneten Arbeitsschritte hingegen werden ausschließlich auf die Fluoreszenzdaten angewandt.

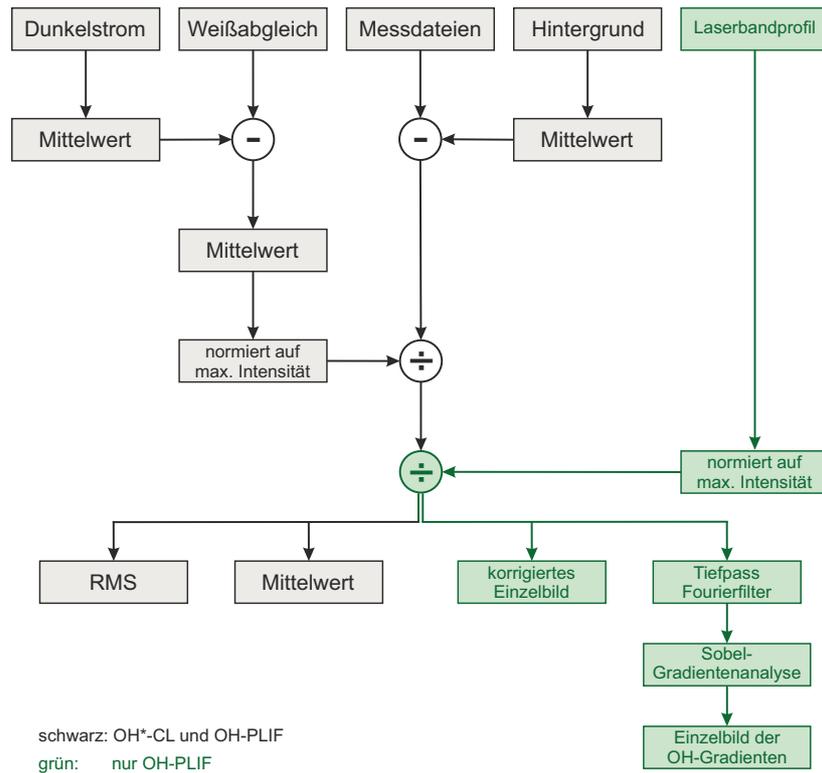


Abbildung 5.8.: Schema der Bildnachbearbeitung der OH*-CL und OH-PLIF Daten

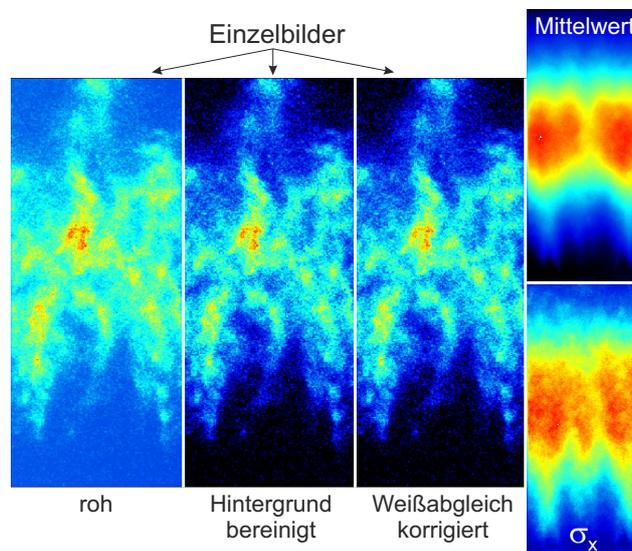


Abbildung 5.9.: Bildfolge der Korrekturschritte der OH*-CL Rohmessdaten

Eine beispielhafte Bildfolge der einzelnen Korrekturschritte ist in Abb. 5.9 dargestellt. Von allen aufgenommenen, rohen Einzelbildern der Messdateien wird zunächst das zeitlich gemittelte Hintergrundsignal abgezogen, das mittels je einer Messung ohne Verbrennung am Anfang und am Ende jedes Messtags aufgezeichnet wird. Dadurch wird der Einfluss von störenden UV-Quellen

und deren Reflexen aus der Laborumgebung eliminiert. Einmal pro Messkampagne werden zusätzliche Aufnahmen eines homogen weißen Leuchtschirms gemacht (Weißabgleich), von denen die zeitlich gemittelten Dunkelstrombilder, aufgezeichnet bei abgedeckter Objektivöffnung, subtrahiert werden. Die Dunkelstrombilder geben dabei das Eigenrauschen des CCD-Chips sowie des Bildverstärkers wieder. In den gemittelten Bildern des Weißabgleichs zeigen sich wabenförmige Strukturen, welche aus der Signalübertragung des Bildverstärkers stammen. Durch Mittelung, Normierung auf das Bildmaximum und Division der Messdaten durch diese normierten Bilder lassen sich diese feinen Strukturen aus den Messdaten herausrechnen. Anschließend werden die korrigierten Messdaten zum einen über die gesamte Bildserie eines Lastpunkts zeitlich gemittelt und zum anderen deren Standardabweichung (σ_x) errechnet.

Um die Phänomene, die sich in den zeitlich gemittelten OH*-CL Bildern zeigen, quantifizieren und vergleichen zu können, werden charakteristische Parameter aus diesen Daten abgeleitet. Für die nachgeschaltete Analyse wird eine Flammendefinition eingeführt, bei der, wie in Abb. 5.10 gezeigt, alle Bildpunkte mit Signalstärken über 50% der Maximalintensität eines Bildes als Reaktionszone definiert werden. Dabei filtert die Auswerterroutine einzelne Pixel, deren Signalstärke die angrenzenden Nachbarpixel um 25% überschreiten und welche die Suche der Bildmaximalintensität verfälschen würden, heraus. Bei der Untersuchung unterschiedlicher Flammendefinitionen hat sich der gewählte Ansatz der Signalhalbwertsbreite als geeignetste Methode herausgestellt, um diejenigen Bildpunkte zu finden, die visuell am besten mit der Reaktionszone korrespondieren.

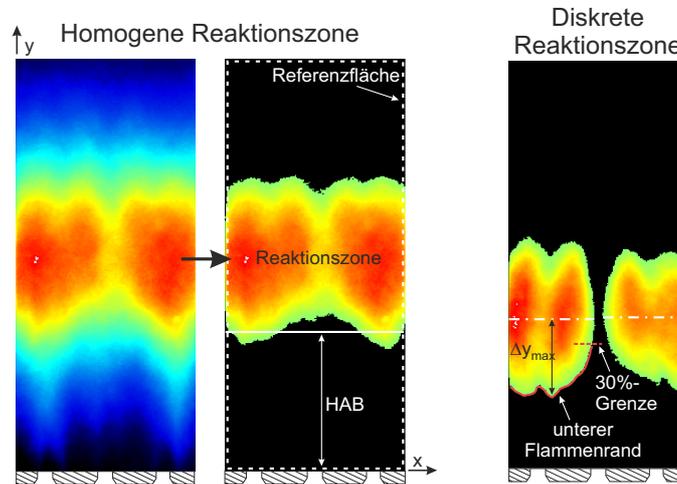


Abbildung 5.10.: Schematische Darstellung der Definition der Reaktionszone und der HAB in den zeitlich gemittelten OH*-CL Bildern

Mit dieser Definition ist die Abhebehöhe der Flamme (HAB) gleich der axialen Distanz zwischen der Brennerfrontplatte und dem horizontal gemittelten unteren Flammenrand. Dabei werden jedoch, wie im Fall einer diskreten Reaktionszone dargestellt, nur diejenigen Pixel des Flammenrands berücksichtigt, welche 30% des Abstands Δy_{max} zwischen der horizontalen Flammenmittelli-

nie und dem Maximum des unteren Flammenrands nicht unterschreiten. Diese Filterung verhindert bei sehr diskreten OH*-CL Zonen ein starkes Überschätzen der HAB durch stark zur Mittellinie hin ansteigende Randpixel. Die Sensitivität der resultierenden HAB auf diesen Grenzwert ist abhängig von der Form der Reaktionszone. Bei stark diskreten Flammen ist die Abweichung der HAB zwischen der 30%- und einer 50%-Grenze am größten und liegt hier bei ca. 15%. Ferner wird die Verteiltheit des OH*-CL Signals gemäß Gleichung 5.3 definiert als die Fläche der Reaktionszone im Verhältnis zur gesamten Referenzfläche des erfassten Bereichs des Brennraums. Daher ist die Verteiltheit ein Marker für das relative Reaktionsvolumen aber nicht für die Homogenität der Reaktionszone.

$$\text{Verteiltheit} = \frac{A_{\text{Flamme}}}{A_{\text{Referenz}}} \quad (5.3)$$

Die horizontale Verteilung der Reaktionszonen wird durch die Diskretheit bewertet. Dieser Parameter wird durch die flächige Mittelung der horizontalen räumlichen Intensitätsgradienten (x-Richtung) innerhalb der Reaktionszonen errechnet und ist auf die mittlere Flammenintensität jedes Einzelbildes normiert. Dabei werden die Gradienten jeweils über eine horizontale Distanz von 1,9 mm gebildet. Dieser Wert wurde mittels einer Sensitivitätsanalyse als geeigneter Kompromiss aus räumlicher Auflösung und Streuung der Gradienten aufgrund von Bildrauschen ermittelt. Die Definition stellt sicher, dass die Diskretheit für unterschiedliche Signalintensitäten und Flammenformen vergleichbar ist. Sie ist ein Marker für die Homogenität der Flammen in horizontaler Richtung und nimmt für horizontal verschmelzende Reaktionszonen ab.

5.3.2. OH-PLIF

Zur Analyse der OH-PLIF Messdaten werden die Bilder ebenfalls einer Nachbearbeitung gemäß der Routine in Abb. 5.8 unterzogen, wobei im Vergleich zu den OH*-CL Daten weitere Auswerteschritte hinzukommen. Zum besseren Verständnis sind die Ergebnisse der einzelnen Korrekturschritte in Abb. 5.11 visualisiert. Zunächst erfolgt die Bereinigung der Daten mit Hintergrund- und Weißabgleichkorrektur analog zum Vorgehen bei der Korrektur der OH*-CL Bilder. Zusätzlich dazu wird das mit einer separaten Kamera aufgenommene Profil des Laserbandes auf das Intensitätsmaximum normiert und jedes Einzelbild der Messdaten durch dieses normierte Profil dividiert. Durch dieses Vorgehen kann die ungleichmäßige Energieverteilung und damit inhomogene Anregung des Hydroxylradikals über die Laserbandbreite aus den Messbildern herausgerechnet werden.

Auf Grundlage dieser korrigierten Einzelbilder wird ein Fourier-Tiefpassfilter mit nachgeschalteter Gradientenanalyse angewandt. Dazu wird jedes Einzelbild mittels einer Fast-Fourier-Transformation (FFT) in den Frequenzbereich überführt. Im Frequenzbereich werden die niedrigfrequenten Amplituden mit einem quadratischen Filter auf Null gesetzt, wobei die Grenzamplitude, unterhalb welcher abgeschnitten wird, 5% vom Amplitudenmaximum beträgt. Da das Bildrauschen

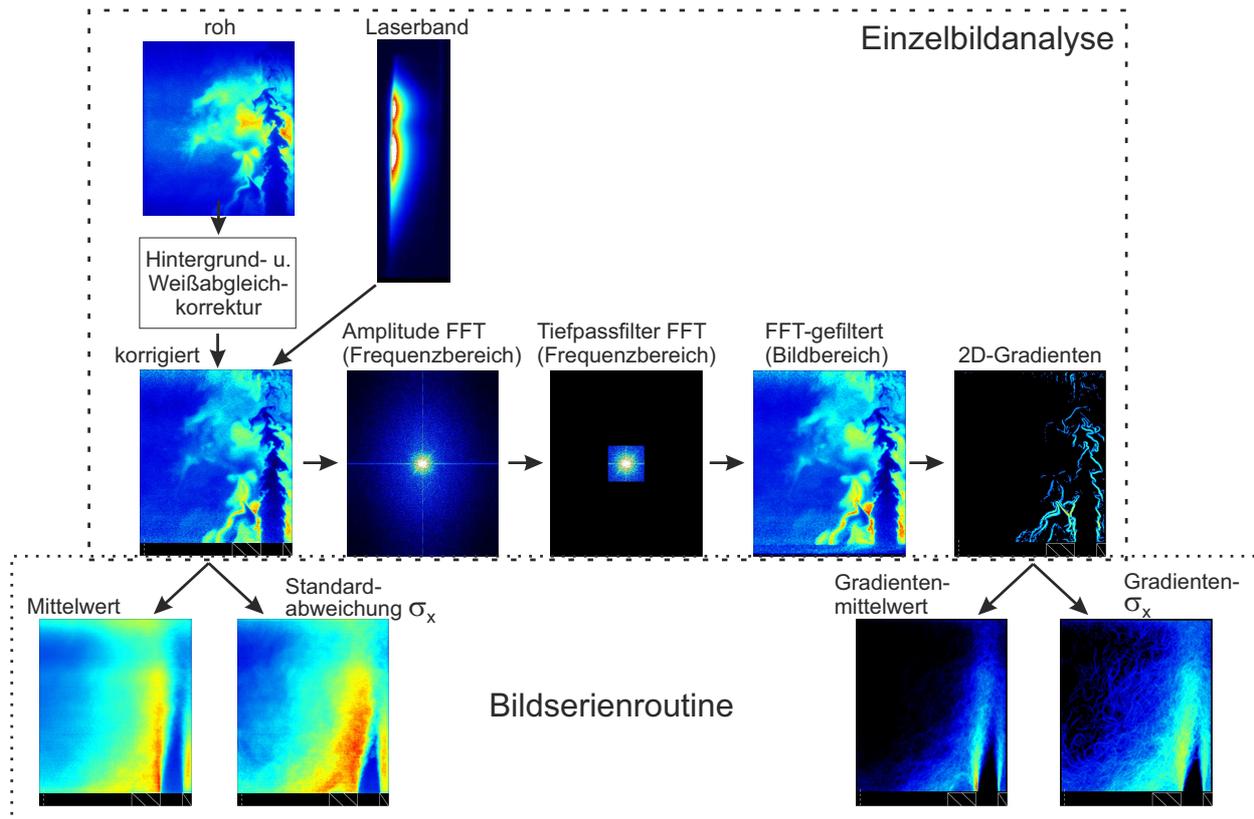


Abbildung 5.11.: Bildfolge der Korrekturschritte der OH-PLIF Rohmessdaten

der Amplitudenverteilung einen starken Einfluss auf die Lage der Grenzen des Rechteckfilters hat, wird die Amplitudenverteilung ausschließlich zur Festlegung der Grenzen mit einem linearen 5x5 Smoothing-Filter geglättet. Der Fourier-Filter wird hingegen auf die ungeglättete Amplitudenverteilung angewandt. Anschließend wird das FFT-gefilterte Bild wieder in den Bildbereich zurücktransformiert. Der Tiefpassfilter dient dabei der effizienten Unterdrückung des Bildrauschens bei weitgehend getreuer Gradientenstruktur und optimiert damit die Ergebnisse der nachfolgenden Gradientenanalyse.

Diese ist als 2D-Sobel-Analyse ausgeführt und errechnet somit die räumlichen Intensitätsgradienten in beiden Raumrichtungen der Bildebene. Zur Verbesserung der Ergebnisse der Gradientenfilter durchlaufen die Bilder anschließend einen Schwellwert-Filter, welcher alle Gradientenintensitäten unterhalb 18% des Maximalgradienten unterdrückt. Dieser Grenzwert ergab bei einer Sensitivitätsanalyse den besten Kompromiss zwischen Rauschunterdrückung und Erhaltung der Gradienten. Da die Gradienten der OH-Verteilung durch Hydroxylobildung und große Temperaturgradienten in den Reaktionszonen sehr steil sind, geben die Gradientenbilder Hinweise auf die Form, Lage und Ausdehnung der Reaktionszonen im Laserlichtschnitt. Durch die gewählten Korrekturschritte ist eine qualitativ hochwertige Detektion der steilen Gradienten entlang der Reaktionszonen möglich. Gleichzeitig werden flachere Gradienten in nichtreagierenden Zonen, in wel-

chen heiße OH–Radikale unterschiedlicher Konzentration konvektiv mischen, effektiv unterdrückt.

Die vorgestellte Routine der Einzelbildanalyse stellt sowohl die Einzelbilder der korrigierten Absoluthydroxylverteilung als auch der abgeleiteten Gradienten bereit. Dieser Einzelbilderanalyse ist eine Routine zur weiteren Prozessierung der Bildserien nachgeschaltet. Dabei werden von den Hydroxylverteilungen und den resultierenden OH–Gradienten sowohl die zeitlichen Mittelwertsbilder eines Lastpunkts, als auch die Standardabweichungen ermittelt und ausgegeben. Bei der Diskussion der Messergebnisse werden überwiegend die zeitlich gemittelten Gradientenbilder als Marker der Reaktionszone herangezogen, da diese für quasi–stationäre Flammen am besten zur Beurteilung der zeitlich gemittelten Lage der Wärmefreisetzungszonen geeignet sind.

5.3.3. PIV

Zur Auswertung der stereoskopischen PIV–Daten wird die kommerzielle Software *Davis 8.0 Flow-Master* verwendet. Die Ausrichtung, Entzerrung und Skalierung der Bilder beider Kameras erfolgte anhand von Aufnahmen einer standardisierten Kalibrierplatte Typ 22 der Firma *LaVision GmbH*, die bei Kalibriermessungen in die Bildebene eingebracht wurde. Auf die entzerrten Bilder wird zunächst ein zeitlicher Sliding–Minimum–Filter über eine Bildunterfolge von jeweils 20 Bildern angewandt, welcher das Hintergrundleuchten effektiv eliminiert und somit die beleuchteten Seeding–Partikel isoliert. Dieses Verfahren ermöglicht eine gute Detektion der Partikel. Anschließend wird eine Vektorberechnungsroutine angewandt, wobei Bildbereiche mit zu starken Lichtreflexen, welche eine erfolgreiche Datenanalyse behindern, maskiert wurden. Die Stereo–Kreuzkorrelation zur Vektorberechnung wird in mehreren Multi–Pass Durchläufen mit unterschiedlich großen Interrogation Fenstern durchgeführt. In einem ersten Durchlauf kommt ein Fenster mit 48x48 Pixel und 50% Überlappung zum Einsatz, gefolgt von zwei weiteren Durchläufen mit 8x8 Pixel bei gleicher Überlappung. Zur Unterdrückung von fehlerhaften Vektoren, die nicht in das umliegende Strömungsfeld passen, analysiert die Routine bei jedem Durchlauf die errechneten Nachbarvektoren an jedem Messort. Dabei werden diejenigen Vektoren entfernt, deren Differenz zum Mittelwert der Nachbarn den doppelten σ_x –Wert aller Nachbarvektoren übersteigen.

Zur Homogenisierung der Vektorberechnung und zur weiteren Filterung von fehlerhaften Vektoren wird eine Nachbearbeitung des Vektorfelds durchgeführt. Hierbei wurden zunächst alle Vektoren eliminiert, deren Geschwindigkeitskomponenten außerhalb eines Erwartungsbereichs von $U_x = \pm 200\text{m/s}$, $U_y = \pm 200\text{m/s}$ und $U_z = \pm 150\text{m/s}$ lagen. Des Weiteren wird die Korrelationsgüte als Verhältnis der beiden höchsten Korrelationssignalspitzen analysiert, um eine Abschätzung der Güte der Korrelation sowie des Signalausbaus zu ermitteln. Dabei ist die Korrelationsgüte definiert als Differenz zwischen höchster Korrelationsspitze und Minimum geteilt durch die Differenz zwischen zweiter Korrelationsspitze und dem Minimum. Je höher dieses Verhältnis für die Berechnung eines Vektors ausfllt, desto vertrauenswürdiger ist dieser. In der durchgeführten Nach-

bearbeitung wurden Vektoren mit Korrelationsgütern $< 1,4$ eliminiert. Abschließend wurden Lücken zwischen einzelnen Vektoren durch Interpolation der umliegenden Vektoren geschlossen. Es erfolgte jedoch keine Extrapolation des Vektorfelds in Bereiche geringerer gültiger Vektoren.

Auf Grundlage der errechneten Strömungsvektorfelder erfolgte eine Auswertung der repräsentativen Turbulenzgröße (integrales Längenmaß und Geschwindigkeitsfluktuation). Für die Berechnung der integralen Längenskala wird in der Literatur meist eine 2-Punkt-Geschwindigkeitskorrelation der ausgebildeten Turbulenzstruktur angesetzt. In Abb. 5.12 ist dieses Verfahren schematisch anhand einer Freistrahldüse dargestellt. In diesem Beispiel tritt ein Brennstoffstrahl durch eine Düse in eine sie ummantelnde Luftströmung ein. Aufgrund der starken Geschwindigkeitsunterschiede beider Strömungen kommt es zu einer Schubspannungsinstabilität der Strömungen, die sich nach einer Übergangsphase in eine voll ausgebildete turbulente Strahlströmung entwickelt. Die integrale Längenskala wird nach *Peters* [73] und *Pope* [76] bestimmt, indem zu einem Zeitpunkt t die axiale Geschwindigkeit $u(x,t)$ an einem Punkt x und die entsprechende Geschwindigkeit $u(x+r,t)$ an einem um r stromab gelegenen Punkt $x+r$ ermittelt wird. Nun wird der Abstand schrittweise bis $r \rightarrow \infty$ vergrößert. Dieses Vorgehen wird für eine Vielzahl von Punkten entlang eines Strömungspfad durchführt. Durch die normierte, räumliche Korrelation dieser Punkte über die Variable r erhält man eine monoton fallende Verteilung des Korrelationskoeffizienten als Funktion des Abstands r . Dort wo die Kurve für steigendes r anfängt von der theoretischen Kurve der homogenen, isotropen Turbulenz abzuweichen [73], liegt die integrale Längenskala. Sie wird ermittelt über das Integral der Korrelationsfunktion abhängig vom räumlichen Abstand r

$$l_0(t) = \int_0^{\infty} f(r,t) dr. \tag{5.4}$$

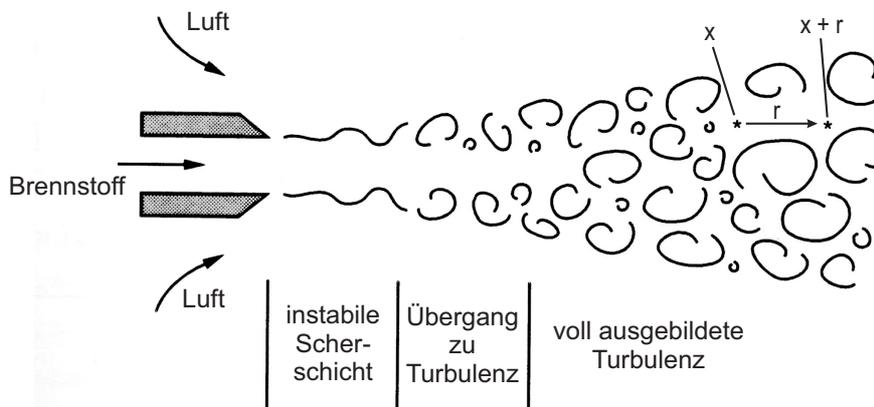


Abbildung 5.12.: Schematische Darstellung zur Bestimmung der Zweipunktkorrelation in einem turbulenten Freistrahldüse aus [73]

Im Rahmen der Analyse des integralen Längenmaßes auf Grundlage der aus den PIV-Messungen gewonnenen zweidimensionalen Geschwindigkeitsfeldern wurde die Definition aus Gl. 5.4 auf eine 2D-Korrelation erweitert. Die Korrelation berücksichtigt die Fluktuation der axialen Geschwindigkeitskomponenten korreliert in beide planare Raumrichtungen des Laserlichtschnitts. Da die dritte Geschwindigkeitskomponente nur senkrecht zum flächigen Schnitt vorliegt, wird diese bei der Korrelation vernachlässigt. Die in Gl. 5.5 dargestellte normierte Korrelation wird dabei für das 2D-Feld aufgestellt und berücksichtigt die Geschwindigkeitsfluktuationen über alle gemessenen Einzelschüsse. Man erhält somit eine Korrelationsfunktion, die eine zeltförmige Fläche über dem normierten Korrelationsmaximum aufspannt.

$$Kor(r_x, r_y) = \frac{\overline{u'_x(x, y) \cdot u'_x(x + r_x, y + r_y)}}{\sqrt{[\overline{u'_x(x, y)^2}] \cdot \sqrt{[\overline{u'_x(x + r_x, y + r_y)^2}]}} \quad (5.5)$$

Analog zur Definition des integralen Längenmaßes als Fläche unter der Korrelationskurve in Gl. 5.4, wird nun das Volumen unter der Korrelationsfläche in Gl. 5.5 als Fläche eines Wirbels gedeutet, bei dessen Größe die meiste Energie in der turbulenten Zerfallskaskade steckt. Folglich wird hier das integrale Längenmaß $l_{0,2D}$ als Durchmesser dieses Wirbels definiert und ergibt sich zu

$$l_{0,2D} = 2 \sqrt{\frac{\int_0^\infty Kor(r_x, r_y) dr_x dr_y}{\pi}}. \quad (5.6)$$

Des Weiteren wurde die mittlere 3D-Geschwindigkeitsfluktuation mittels der Standardabweichung u'_σ nach *Chen and Bilger* [16] errechnet aus

$$u'_\sigma = \sqrt{\frac{2k}{3}}, \quad (5.7)$$

wobei die turbulente kinetische Energie k aus den PIV-Daten durch $k = 1/2 \cdot (u_{x,\sigma}^2 + u_{y,\sigma}^2 + u_{z,\sigma}^2)$ [50] ermittelt wurde. Die Größen $u_{i,\sigma}$ stellen dabei die Standardabweichung der Geschwindigkeitskomponente der i -ten Raumrichtung dar.

6. Diskussion der Messergebnisse

Die Brennerentwicklung vollzog sich in mehreren Phasen. Basierend auf einem 12 Düsen FLOX[®]-Brenner der Firma *WS Wärmeprozess Technik GmbH* wurden zunächst mittels CFD-Analysen im Rahmen von diversen Parameterstudien die Einflussfaktoren der Brenner- und Brennkammergeometrie auf die FLOX[®]-Verbrennung untersucht. Dabei wurde der simulationsgestützte Entwicklungsprozess in einer Arbeitsgruppe [71] durchgeführt. Aus diesen Untersuchungen wurde die erste Geometrie eines einstufigen FLOX[®]-Brennerprototyps für MGT-Bedingungen entwickelt und als experimenteller Versuchsträger gefertigt. Parallel dazu erfolgte die Erstellung von Brennerbetriebskonzepten in den MGT-relevanten Lastbereichen. Die ersten beiden Prototypen bestanden aus einem zu Abb. 4.2 baugleichen FLOX[®]-Brenner, die jedoch in einer ersten Version eine effusions- und in einer zweiten Version eine prallgekühlte Brennerfrontplatte aufwiesen. Da diese beiden Versionen im Rahmen dieser Arbeit nicht näher beleuchtet werden, sei hier für detailliertere Informationen auf [102, 105] verwiesen. Um den Einfluss der Betriebsparameter auf die FLOX[®]-Verbrennung ohne die verkomplizierende Interaktion zusätzlicher Kühlluft untersuchen zu können, wurde des Weiteren eine ungekühlte, einstufige Brennervariante gemäß Abb. 4.2 gebaut und detailliert im MGT-relevanten Lastbereich vermessen. Diese Charakterisierung erfolgte auf einem atmosphärisch betriebenen Einzelbrennerprüfstand, der ein systematisches Vermessen der Einsatzgrenzen des Brenners ermöglicht ohne den beschränkenden Einfluss der Turbokomponenten eines MGT-Prüfstands.

Im folgenden Kapitel werden zunächst die MGT-relevanten Lastpunkte und deren Übertragung auf den atmosphärischen Einzelbrennerprüfstand vorgestellt. Auf Basis dieser Randbedingungen werden grundlegende Untersuchungen der einstufigen Brennervariante auf dem Einzelbrennerprüfstand beschrieben und die Effekte der Variation der Betriebsparameter (thermische Brennerleistung, globale Luftzahl und Vorwärmtemperatur) auf die globale Flammencharakteristik, den stabilen Arbeitsbereich und die Abgasemissionen diskutiert. Ziel dieser Analysen sind das Erweitern des generellen Verständnisses der FLOX[®]-Verbrennung bei MGT-relevanten Bedingungen sowie die Bewertung deren Einsatzgrenzen im einstufigen Betrieb. Zur Erweiterung des stabilen Betriebsbereichs und gleichzeitiger Reduzierung der Abgasemissionen bei Teillast wird die einstufige Brennerkonfiguration mit der zweistufigen verglichen und die Unterschiede bewertet. Bei dieser zweistufigen Variante stabilisiert ein zentral angeordneter Pilotbrenner durch seine heißen

Abgase und Radikale die Verbrennung der Hauptstufe. Zur Weiterentwicklung und Optimierung der Verbrennungseigenschaften hinsichtlich des MGT-Betriebs ist es notwendig, diesen Stabilisierungsprozess gründlich zu verstehen. Um einen genaueren Einblick in die Flammenstabilisierung der zweistufigen Brennavariante zu erlangen, werden die Verbrennungs- und Strömungsprozesse mit Hilfe von lasermesstechnischen Methoden detailliert unter Variation der Luftzahl analysiert.

Abschließend wird die Anpassung der Brennstoffaufteilung zwischen Haupt- und Pilotstufe an ausgewählten MGT-Referenzlastpunkten vorgestellt. Ziel dieser Anpassungen ist zum einen das generelle Verständnis der Stabilisierung der FLOX[®]-Verbrennung durch den Einfluss der Pilotstufe zu erweitern. Zum anderen stellen diese Experimente ebenfalls einen ersten Optimierungsschritt der Verbrennung hinsichtlich der Schadstoffemissionen dar, auf dessen Grundlage die Brennerbetriebsstrategie angepasst werden konnte. Somit ist das finale Ergebnis dieser Arbeit ein unter atmosphärischen Bedingungen angepasster zweistufiger Brenner, dessen Geometrie und Betriebsstrategie in ein reales MGT-Brennkammersystem überführt werden kann [103]. Die im Rahmen der folgenden Studien erlangten Erkenntnisse helfen dabei, die ablaufenden Verbrennungsprozesse besser zu verstehen und weitere Optimierungsschritte zielführender zu planen.

6.1. Definition von MGT-Referenzlastpunkten

Der MGT-relevante Lastbereich wurde anhand von Messungen am in Abschnitt 4.1 beschriebenen Mikrogasturbinenprüfstand ausgewählt, wobei diese Daten auf einer Messkampagne von *Hohloch et al.* [36] basieren. Auf Grundlage der Maschinendaten wurden diskrete repräsentative Referenzlastpunkte definiert, die zur experimentellen Charakterisierung der Brennavarianten auf dem Einzelbrennerprüfstand herangezogen werden. Diese Punkte stellen somit die Randbedingungen von Seiten der MGT dar, in denen die Brenner zuverlässig und emissionsarm betrieben werden müssen. Als relevante MGT-Charakteristiken wurden zwei verschiedene Bereiche identifiziert, wobei der erste Bereich ein Kaltstartmanöver der T100 darstellt und der zweite Fall den stationären Arbeitsbereich, in dem die Maschine operiert.

Das in Abb. 6.1 gezeigte Kaltstartmanöver von Ruhe- auf Vollastbedingungen veranschaulicht den Verlauf von Luft- und Brennstoffmassenstrom, Brennkammerdruck und -eintrittstemperatur sowie relativer Turbinendrehzahl als Funktion der Zeit, wobei alle Größen mit Ausnahme der Temperatur auf den Vollastpunkt normiert sind. Nach der Zündung des Brenners wird am Referenzlastpunkt *R1* der Brennstoffmassenstrom durch die MGT-Steuerung erhöht, wobei die Turbinendrehzahl zwischen *R1* und *R2* noch konstant gehalten wird. Zwischen *R2* und *R3* hebt die Steuerung die Drehzahl leicht an. Zwischen *R3* und *R4* beschleunigt die MGT stark auf 75% Drehzahl, was sich sowohl im Verlauf des Brennstoffs als auch der Turbinendrehzahl zeigt. Anschließend heizt die Turbine zwischen *R4* und *R5* vergleichsweise langsam auf, so dass hier insbesondere der Brennstoffmassenstrom annähernd konstant ist. Zum Punkt *R6* hin steigert die MGT Brennstoff

6. DISKUSSION DER MESSERGEBNISSE

und Drehzahl erneut mit flachem zeitlichen Gradienten auf die Nenndrehzahl, wobei die Vollastbedingungen bei *R6* aufgrund des sehr langsamen Aufheizprozesses noch nicht vollständig erreicht sind. In Tab. 6.1 ist eine Übersicht aller Referenzlastpunkte dargestellt. Während des gesamten Anfahrmanövers korreliert der Verlauf des Brennkammerdrucks sehr gut mit der gefahrenen Turbinendrehzahl. Die Brennkammereintrittstemperatur steigt hingegen kontinuierlich mit nur sehr geringen Änderungen des zeitlichen Gradienten an. Die Referenzlastpunkte wurden derart ausgewählt, dass sie relevante Übergangsbereiche bzw. entscheidende Änderungen der Gradienten der thermodynamischen Größen beschreiben. Somit kann an diesen Referenzlastpunkten das stationäre Verbrennungsverhalten des Brenners auf dem Einzelbrennerprüfstand untersucht werden. Des Weiteren wird die Sensitivität der Verbrennung auf unterschiedlich steile, zeitliche Gradienten (dm_{Br}/dt , dm_L/dt und $dSplit_{Br}/dt$) der instationären Übergänge zwischen aufeinanderfolgenden Referenzlastpunkten analysiert. Hierbei wird beim Übergang von Punkt *Ri* auf *Ri + 1* jeweils die niedrigere Vorwärmtemperatur des Punktes *Ri* verwendet, um eine Worst-Case-Abschätzung der Stabilität zu garantieren. Die Kombination dieser Studien ermöglicht eine Beurteilung der Verbrennungsstabilität im MGT-Anfahrprozess auf Basis der Versuche des Einzelbrennerprüfstands. Zur Zündung des Brenners werden für die MGT-relevanten Zündbedingungen die Zündwahrscheinlichkeiten bei unterschiedlichen Brennstoff-Luft-Mischungen untersucht.

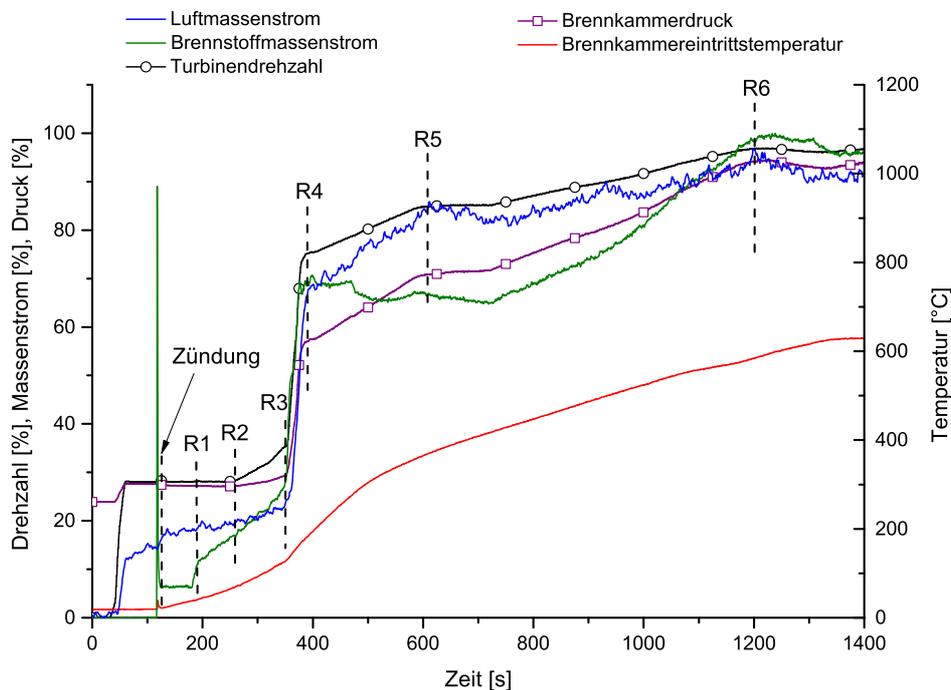


Abbildung 6.1.: Referenzlastpunkte des Kaltstartmanövers auf Vollastbedingungen der Turbec T100 [36].

Die thermodynamischen Zustandsgrößen der stationären Betriebspunkte der MGT sind in Abb. 6.2

als Funktion der normierten Turbinendrehzahl dargestellt. Die Punkte stehen für eine zeitlich über 10 min gemittelte Messung eines stationären Lastpunkts. Dabei zeigen die elektrische Leistung, der normierte Brennkammerdruck sowie die normierten Brennstoff- und Luftmassenstrom einen linear steigenden Verlauf mit wachsender Turbinendrehzahl. Die Normierung der Messgrößen erfolgte jeweils auf die Bedingungen im Volllastpunkt. Durch den Einfluss des Abgasrekuperators ist die Brennkammereintrittstemperatur hingegen nahezu konstant bei 630 °C. Die Referenzlastpunkte $R(StA)1 - 4$ verteilen sich zwischen Minimallast bei 78% Drehzahl, 84%, 92% und Volllast bei 100% Turbinendrehzahl.

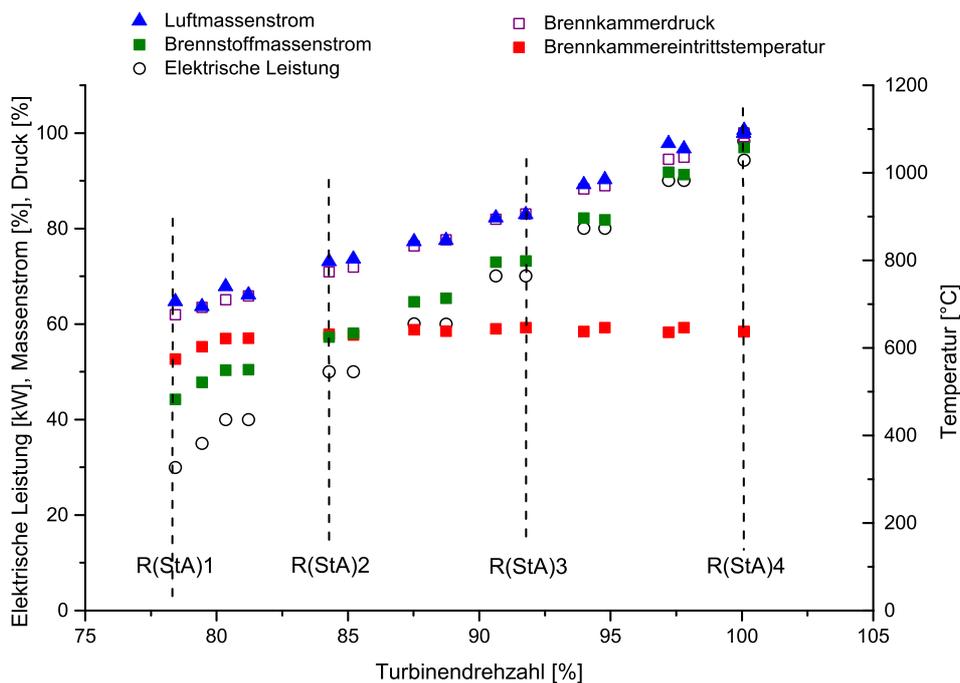


Abbildung 6.2.: Referenzlastpunkte des stationären Arbeitsbereichs der Turbec T100 [36].

Lastpunkt	Drehzahl %	T_v °C	Luftmassenstrom %	Brennstoffmassenstrom %	Erläuterung
R1	28	36	18	11	Start der Brennstofframpe
R2	28	58	19	17	Start der flachen Drehzahlrampe
R3	35	111	23	28	Start des steilen Anfahrmanövers
R4	75	161	63	68	Ende des steilen Anfahrmanövers
R5	85	346	84	67	Übergang zur Nenndrehzahl
R6	96	556	91	97	Ende des Anfahrmanövers
$R(StA)1$	78	563	44	65	Minimallastpunkt
$R(StA)2$	84	620	73	57	Zwischenlastpunkt
$R(StA)3$	92	633	83	73	Zwischenlastpunkt
$R(StA)4$	100	624	100	100	Volllastpunkt

Tabelle 6.1.: Referenzlastpunkte beim Anfahrprozess und im stationären Arbeitsbereich der Turbec T100 MGT.

6.2. Randbedingungen der atmosphärischen Brennertests

Auf Grundlage der erhobenen Maschinendaten wurden Luft- und Brennstoffmassenströme volumenstromähnlich auf atmosphärische Bedingungen skaliert und für die Charakterisierung der Brenner auf dem atmosphärisch betriebenen Einzelbrennerprüfstand herangezogen. Die Vorwärmtemperatur der Verbrennungsluft sollte möglich identisch abgebildet werden. Da die Düsenaustrittsgeschwindigkeit bei der FLOX[®]-Verbrennung eine wichtige Größe zur Ausbildung einer inneren Rezirkulationszone ist und somit entscheidend für das Flammenverhalten, wurde bei der Skalierung der Massenströme von MGT- auf atmosphärische Bedingungen auf konstante Austrittsgeschwindigkeiten Wert gelegt. Bei Einhaltung der Reynoldsanalogie würde die Brennergeometrie deutlich kleiner, was fertigungstechnisch sehr schwer realisierbar wäre und darüber hinaus die räumliche Auflösung bei der messtechnischen Erfassung der Verbrennung reduzieren würde. Des Weiteren würden die relativen Wandwärmeverluste durch eine Reduzierung der Bauteilgröße ebenfalls zunehmen, was wiederum starken Einfluss auf die Verbrennung hätte. Aus diesen Gründen wurde bei der Druckskalierung der Massenströme auf Reynoldsanalogie verzichtet und ausschließlich volumenstromähnlich skaliert. Die Skalierungsvorschrift für die Massenströme von MGT-Bedingungen (mgt) auf atmosphärische Bedingungen (atm) lautet somit

$$\dot{m}_{atm} = \frac{\rho_{atm}}{\rho_{mgt}} \cdot \dot{m}_{mgt}. \quad (6.1)$$

Durch den Einsatz eines Luftvorwärmers am Einzelbrennerprüfstand konnten die Brennervorwärmtemperaturen T_v auf ein ähnliches Niveau wie in der MGT-Brennkammer gehoben werden. Wegen Schwierigkeiten bei der Kalibrierung des Luftsplits zwischen Haupt- und Pilotstufe (siehe Abschnitt 6.4) bei Vorwärmtemperaturen >590 °C musste jedoch die maximale Vorwärmtemperatur für den zweistufigen Brenner auf 580 °C begrenzt werden. Zur besseren Vergleichbarkeit wurden daher die Punkte im stationären Arbeitsbereich für beide Brenner bei 580 °C untersucht. Durch die reduzierte Brennervorwärmtemperatur im Vergleich zu den MGT-Bedingungen wird eine etwas längere Flamme bei atmosphärischen Bedingungen erwartet, da durch diesen Einfluss die Reaktionsraten ab- und die Zündverzugszeiten zunehmen.

Bei der angewandten Druckskalierung und den eingestellten Randbedingungen für Druck und Temperatur steigt bei Vollast die Reynoldszahl im Vergleich der MGT- zu den atmosphärischen Bedingungen leicht von $Re \approx 2,5 \cdot 10^4$ auf $Re \approx 2,6 \cdot 10^4$ an. Da der Anstieg der Reynoldszahl jedoch nur sehr schwach ausfällt, wird eine gute Übertragbarkeit der Strömungsvorgänge auf MGT-Bedingungen angenommen.

In Abb. 6.3 symbolisieren die eingekreisten Nummern die drei Stellgrößen, welche für die MGT-Brennerentwicklung zur Verfügung stehen. Mit Hilfe dieser Stellgrößen können im Entwicklungsprozess die Betriebsbedingungen der Verbrennung variiert und somit Stabilitätsbereich und

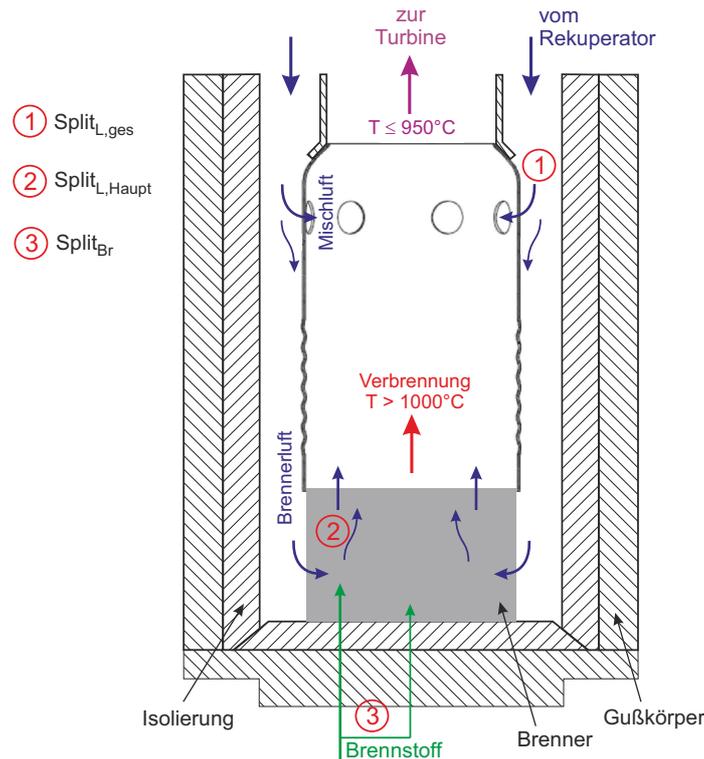


Abbildung 6.3.: Schematische Darstellung der Luft- und Brennstoffmassenströme der MGT-Brennkammer inklusive der Betriebsstellgrößen im Entwicklungsprozess [103].

Emissionen beeinflusst werden. Ein Freiheitsgrad, der im Entwicklungsprozess festgelegt werden muss, ist die Aufteilung des Prozessluftmassenstroms der MGT in Verbrennungs- und Mischluft $Split_{L,ges}$. Dieser Freiheitsgrad ermöglicht es dem Entwickler, durch die Wahl der Geometrie von Brenner und Mischluftbohrungen den Arbeitsbereich des Brenners insgesamt zu verschieben. Dies ist der Fall, da eine festgelegte Prozessluftaufteilung den Luftmassenstrom über den Brenner bei allen MGT-Lastpunkten gleichermaßen beeinflusst. Da bei den atmosphärischen Versuchen der Brenner isoliert von der Mischluft untersucht wurde, konnte der Einfluss des $Split_{L,ges}$ auf die Verbrennung durch Variation des Brennerluftmassenstroms analysiert werden. Auf der Grundlage dieser Analysen wurde ein $Split_{L,ges}$ ausgewählt (siehe Ende Abschnitt 6.3.1), welcher minimale NO_x, CO und UHC Emissionen im Volllastpunkt bei günstigen Emissionen im Minimallastpunkt erzielt.

Eine weitere wichtige Stellgröße eines zweistufigen Brenners stellt die Brennerluftaufteilung auf Haupt- und Pilotstufe $Split_{L,Haupt}$ dar. Dieser Freiheitsgrad kann durch die Geometrie der Haupt- und Pilotluftbohrungen beeinflusst werden. Er wurde für den vorgestellten Brenner bereits im numerischen Designprozess auf Basis von Parameterstudien festgelegt. Ziel dieser Auslegung war eine gute Verbrennungsstabilisierung durch die Pilotstufe bei möglichst geringer Beeinflussung der inneren Rezirkulation der Hauptstufe. Als letzter wichtiger Freiheitsgrad dient für den zweistufi-

6. DISKUSSION DER MESSERGEBNISSE

gen Brenner die Brennstoffaufteilung in Haupt- und Pilotstufe $Split_{Br}$, welche auf Grundlage der experimentellen Untersuchungen gewählt werden soll. Durch die Kombination dieser drei Stellgrößen ist es möglich, sowohl die Gesamtluftzahl im Brennraum als auch die lokalen Luftzahlen von Haupt- und Pilotstufe zu beeinflussen und hinsichtlich Abgasemissionen, Arbeitsbereich sowie Flammenlage einzustellen.

Mit den gewählten Geometrien des FLOX[®]-Brenners ergeben sich die druckskalierten Referenzlastpunkte des stationären Arbeitsbereichs für die Einzelbrennerversuche zu

Lastpunkt	$\dot{Q}_{th,n}$	λ_{ges}	T_v	MGT-Drehzahl
	%	-	°C	%
$R(StA)1$	69	3,16	580	78
$R(StA)2$	84	2,75	580	84
$R(StA)3$	92	2,44	580	92
$R(StA)4$	100	2,24	580	100

Tabelle 6.2.: Druckskalierte Referenzlastpunkte der Einzelbrennerversuche auf Basis des stationären Turbec T100 Lastbereichs.

Die thermische Brennerleistung $\dot{Q}_{th,n}$ ist dabei auf die Bedingungen am Volllastpunkt normiert. \dot{Q}_{th} wird dabei aus dem Produkt von Brennstoffmassenstrom \dot{m}_{Br} und Heizwert H_u gebildet. Die globale Luftzahl λ_{ges} ist hier derart definiert, dass sie die gesamten über den Brenner eingebrachten Luft- und Brennstoffmassenströme beinhaltet, jedoch nicht die Mischluftmassenströme, die nach dem Verbrennungsvorgang am Ende der MGT-Brennkammer eingedüst werden. Ferner ist in Tabelle 6.2 die zum jeweiligen Lastpunkt korrespondierende MGT-Drehzahl angegeben. Aufgrund der Begrenzung der Vorwärmtemperatur des Einzelbrennerprüfstands weichen die $\dot{Q}_{th,n}$ im Vergleich zu den Brennstoffmassenströmen der MGT-Referenzlastpunkte ab. Diese Abweichungen ergeben sich aus der Druckskalierung, welche die Vorwärmtemperatur berücksichtigt. Da jedoch die Luftzahl zwischen MGT- und atmosphärischen Versuchen konstant gehalten wurde, wird ein repräsentatives Verbrennungsverhalten erwartet. Als Brennstoff wurde für die Versuche Erdgas aus dem Niederdrucknetz des örtlichen Versorgers verwendet, dessen Zusammensetzung in den in Tabelle 6.3 angegebenen Grenzen variierte. Dabei sind die Werte für iso-C₄H₁₀ und n-C₄H₁₀ sowie für iso-C₅H₁₂ und n-C₅H₁₂ jeweils zusammengefasst. Die Anteile der hier dargestellten Hauptspezies wurden mittels einer Erdgasanalytik für jede Messkampagne ermittelt und bei der Berechnung der Betriebsparameter der einzelnen Lastpunkte berücksichtigt.

CH ₄	C ₂ H ₆	C ₃ H ₈	C ₄ H ₁₀	C ₅ H ₁₂	N ₂	CO ₂	AFR _{st}	H_u
Massen-%	Massen-%	Massen-%	Massen-%	Massen-%	Massen-%	Massen-%	-	MJ/kg
83,8 - 93,3	2,5 - 7,3	0,9 - 2,6	0,2 - 1,0	0,1 - 0,3	1,6 - 3,4	1,1 - 3,1	16,03 - 16,7	46,58 - 48,46

Tabelle 6.3.: Variationsbereich der Zusammensetzung der verwendeten Erdgasgemische.

6.3. Charakterisierung der einstufigen Brennervariante

Zu Beginn wurden grundlegende Studien durchgeführt, die das allgemeine Verhalten des Brenners hinsichtlich Form- und Lage der Verbrennung, magerer Verlöschgrenze und Abgasemissionen charakterisieren. Dazu wurden die Hauptbetriebsparameter (globale Luftzahl λ_{ges} , normierte thermische Leistung $\dot{Q}_{th,n}$ und Luftvorwärmtemperatur T_v) in einem weiten Bereich variiert. Dieses Vorgehen dient dazu, das Brennerbetriebsverhalten grundlegend zu untersuchen und die optimale Prozessluftaufteilung $Split_{L,ges}$ zu bestimmen.

Um den Einfluss der Betriebsparameter auf das Verhalten einer FLOX[®]-Verbrennung quantifizieren zu können, wurde im Entwicklungsprozess zuerst ein einstufiger Brenner konzipiert. Dabei sollte unter anderem eruiert werden, wie weit der MGT-Arbeitsbereich allein durch eine FLOX[®]-stabilisierte Hauptstufe abgedeckt werden kann.

6.3.1. Stationärer Arbeitsbereich und Abgasemissionen

Der Einsatzbereich eines Gasturbinenbrenners ist im besonderen Maße durch den Arbeitsbereich, in dem er stabil betrieben werden kann und durch sein Abgasemissionsverhalten beschränkt. Daher werden zunächst diese Größen für den einstufigen Brennerbetrieb analysiert.

In Abb. 6.4 ist der relevante Arbeitsbereich der einstufigen Brennervariante durch die normierte mittlere Düsenaxialgeschwindigkeit $u_{Düse}$ als Funktion von $\dot{Q}_{th,n}$ bei $T_v = 580^\circ\text{C}$ aufgetragen. Dabei wird $u_{Düse}$ hier definiert als

$$u_{Düse} = \frac{\dot{m}_{Düse} \cdot R_{mix} \cdot T_v}{p_1 \cdot A_{Düse}} / u_{Düse,max}, \quad (6.2)$$

mit der flächengemittelten spezifischen Gaskonstante des Luft-Brennstoffgemischs R_{mix} , der Düsenquerschnittsfläche $A_{Düse}$ und dem gemittelten theoretischen Massenstrom einer Einzeldüse $\dot{m}_{Düse}$. Aus Gründen der Vergleichbarkeit erfolgt die Normierung in Bezug auf die mittlere Düsenaxialgeschwindigkeit $u_{Düse,max}$ im Volllastpunkt der zweistufigen Brennervariante. Das gesamte Messfeld wurde vermessen, indem $\dot{Q}_{th,n}$ innerhalb verschiedener Messreihen konstant gehalten und λ_{ges} jeweils bis zum mageren Verlösch (LBO) erhöht wurde. Dabei symbolisieren die gefüllten Kreise die stabil betriebenen Lastpunkte, die ungefüllten Kreise markieren diejenigen Lastpunkte, bei denen mageres Verlösch eintrat. In der vorliegenden Arbeit wurde der LBO-Punkt als der Lastpunkt definiert, bei dem tatsächliches Flammenverlösch auftrat. Dies wurde mit Hilfe der OH*-CL Aufnahmen, der Videoaufnahmen und Thermoelementmessungen in der Brennkammer detektiert. Alle in Abb. 6.4 dargestellten Lastpunkte repräsentieren Einzelmessungen. Dies bedeutet, dass keine allgemeine Aussage über die Reproduzierbarkeit der LBO-Punkte möglich ist. Ausgewählte Punkte wurden jedoch mehrmals innerhalb einer Messkampagne angefahren. Hier ergab sich eine gute Übereinstimmung der mageren Verlöschgrenze. Darüber hinaus zeigt das Diagramm zur

6. DISKUSSION DER MESSERGEBNISSE

Orientierung Iso-Linien konstanter globaler Luftzahl sowie die auf atmosphärische Bedingungen skalierte Lastlinie des Brennkammersystems der Turbec T100 MGT. Diese Lastlinie repräsentiert die Brennerluftzahlen im MGT-Prüfstand beim gewählten $Split_{L,ges}$. Sie definiert daher die Betriebsbedingungen, bei denen der Brenner zuverlässig betrieben werden muss.

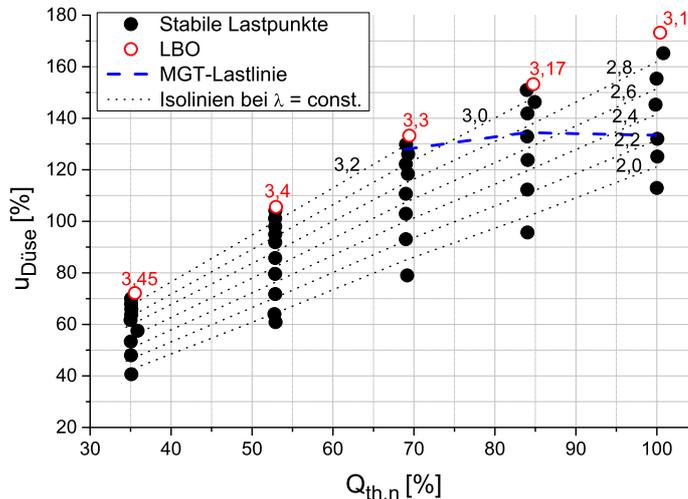


Abbildung 6.4.: Arbeitsbereich des einstufigen Brenners bei $T_v = 580^\circ\text{C}$.

Abb. 6.4 demonstriert, dass höhere axiale Düsen­geschwindigkeiten bei steigendem $\dot{Q}_{th,n}$ realisiert werden können bevor LBO auftritt. Die normierte axiale Düsen­geschwindigkeit am LBO variiert dabei entscheidend von 72% bei $\dot{Q}_{th,n} = 35\%$ bis zu 173% bei $\dot{Q}_{th,n} = 100\%$. Ein ähnlicher Effekt wurde durch *Vaz et al.* [91] in einem vergleichbaren System bei jedoch geringeren Vorwärm­temperaturen beschrieben. Im Gegensatz dazu zeigt Abb. 6.4 deutlich magerere Bedingungen beim Erreichen des LBO sowie eine ausgeprägtere Abhängigkeit der erreichbaren Düsen­geschwindigkeit von $\dot{Q}_{th,n}$. Hinsichtlich der Lage der LBO-Punkte ist ersichtlich, dass das mögliche λ_{ges} der stabilen Lastpunkte mit zunehmender thermischer Leistung stark abnimmt. So ist bei $\dot{Q}_{th,n} = 35\%$ das LBO mit $\lambda_{ges} = 3,45$ deutlich höher verglichen mit $\lambda_{ges} = 3,1$ bei $\dot{Q}_{th,n} = 100\%$. Es wird vermutet, dass der Grund hierfür in den hohen $u_{Düse}$ und der damit verstärkten Turbulenz-Chemie-Interaktion bei hohen $\dot{Q}_{th,n}$ zu suchen ist. Auf diese Interaktion und die Auswirkungen auf die Flammenstabilisierung wird in Abschnitt 6.5.2 detaillierter eingegangen.

Die Lage der MGT-Lastlinie innerhalb des Brennerarbeitsbereichs ist abhängig von der gewählten Aufteilung der Prozessluft in Misch- und Brennerluft im MGT-Brennkammersystem (siehe Abb. 6.3). In die hier dargestellte Lastlinie flossen bereits die Ergebnisse aus den im folgenden gezeigten Schadstoffemissionsbetrachtungen ein, so dass die Lastlinie optimale Emissionen bei $\dot{Q}_{th,n} = 100\%$ aufweist. Beim Vergleich der gewählten MGT-Lastlinie mit den erreichbaren Lastpunkten des einstufigen Brenners ist ersichtlich, dass bei $80\% \leq \dot{Q}_{th,n} \leq 100\%$ ein stabiler Betrieb des Brenners auf der Lastlinie möglich ist. Bei niedrigeren Lastpunkten insbesondere am MGT-

Minimallastpunkt $\dot{Q}_{th,n} = 69\%$ liegen MGT-Lastlinie und LBO-Punkte jedoch sehr nah beieinander, so dass hier ein zuverlässiger Betrieb fraglich ist. Durch die Wahl einer anderen Aufteilung der MGT-Prozessluft in Misch- und Brennerluft könnte zwar die Lage der Lastlinie im Brennerarbeitsbereich vertikal verschoben werden, was jedoch einen starken Einfluss auf die Luftzahlen der einzelnen Lastpunkte hat und somit direkt die Abgasemissionen bei Volllast durch zu hohe Verbrennungstemperaturen ungünstig beeinflusst. Auf Grundlage des Arbeitsbereichs des einstufigen Brenners kann somit bereits gezeigt werden, dass eine zweite Brennerstufe zur Stabilisierung der Verbrennung insbesondere bei Minimallast notwendig erscheint.

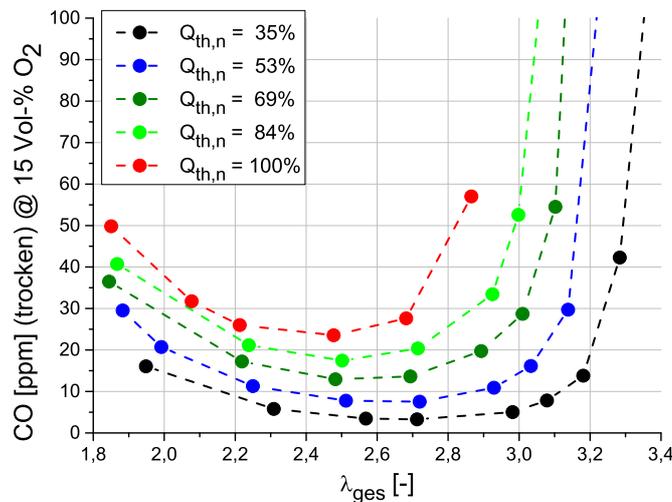


Abbildung 6.5.: CO-Emissionen des einstufigen Brenners als Funktion der globalen Luftzahl für verschiedene normierte thermische Leistungen bei $T_v = 580^\circ\text{C}$.

Die Profile der Kohlenstoffmonoxid-Emissionen der einstufigen Brennervariante bei $T_v = 580^\circ\text{C}$ sind in Abb. 6.5 als Funktion von λ_{ges} für alle $\dot{Q}_{th,n}$ angegeben, wobei CO auf einen Volumenanteil von 15% Restsauerstoff normiert wurde. Alle Kurven weisen einen ähnlichen U-förmigen Verlauf mit einem breiten Minimum auf. Die CO-Emissionen des Profils bei $\dot{Q}_{th,n} = 100\%$ sinken dabei von 50 ppm bei $\lambda_{ges} = 1,85$ auf 24 ppm bei $\lambda_{ges} = 2,45$ ab gefolgt von einem Wiederanstieg auf 58 ppm bei $\lambda_{ges} = 2,85$. Im linken Zweig der CO-Profile folgt der Trend der Messwerte dem Trend der Gleichgewichtskonzentration, die wie in Abb. 2.4 gezeigt mit steigender Luftzahl abnimmt. Der rechte Zweig ist jedoch, wie in Abschnitt 2.4 erläutert, durch Nicht-Gleichgewichtseffekte dominiert. Hier ist die Aufenthaltszeit der Abgase im Brennraum bis zum Erreichen der Abgassonde aufgrund der Expansion der Reaktionszonen bei LBO-nahen Luftzahlen (siehe Abb. 6.7) zu kurz um Gleichgewichtskonzentrationen zu erreichen, was zu höheren gemessenen CO-Emissionen führt. Beim Vergleich der CO-Profile an verschiedenen thermischen Leistungen zeigt sich eine ausgeprägte Staffelung, gekennzeichnet durch höhere CO-Emissionen bei steigendem $\dot{Q}_{th,n}$. Hier ist wiederum der Einfluss der Aufenthaltszeit ersichtlich, da höhere thermische Leistungen bei kon-

6. DISKUSSION DER MESSERGEBNISSE

stantem λ_{ges} höhere Luft- und Brennstoffmassenströme aufweisen, was die mittlere Aufenthaltszeit reduziert.

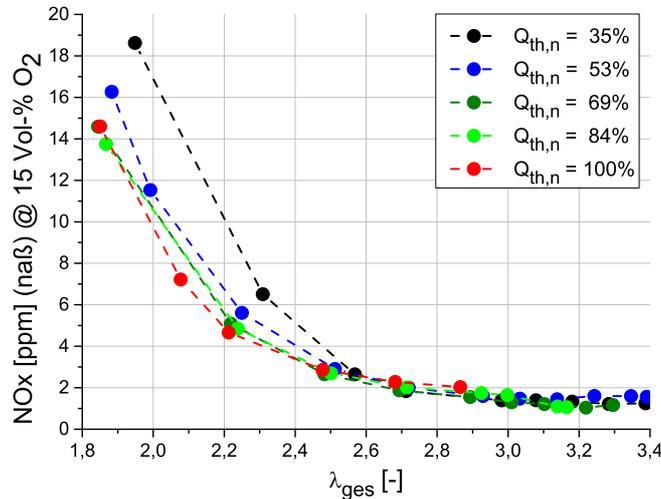


Abbildung 6.6.: NO_x-Emissionen des einstufigen Brenners als Funktion der globalen Luftzahl für verschiedene normierte thermische Leistungen bei $T_v = 580^\circ\text{C}$.

Die Stickoxidemissionen bei $T_v = 580^\circ\text{C}$ sind in Abb. 6.6 als Funktion von λ_{ges} für alle thermischen Leistungen visualisiert. Alle NO_x-Profile zeigen einen ähnlichen exponentiell abfallenden Verlauf und ähnliche Absolutwerte für steigendes λ_{ges} . Bei $\dot{Q}_{th,n} = 100\%$ sinken die NO_x-Werte von 18 ppm bei $\lambda_{ges} = 1,85$ auf 2 ppm bei $\lambda_{ges} = 2,85$. Da die Messungen bei mageren Bedingungen und mit Erdgas als Brennstoff durchgeführt wurden, dominiert der thermische Zeldovich-Mechanismus die NO_x-Bildung in einem weiten Bereich. Daher spiegelt der Trend der NO_x-Emissionen den exponentiellen Abfall der thermischen NO_x-Bildung mit fallender Verbrennungstemperatur bzw. steigender Luftzahl wieder. Ab $\lambda_{ges} \approx 2,8$ konvergieren die Absolutwerte aller gezeigten Kurven zu einem Wert von 1-2 ppm, was an der Nachweisgrenze der Sensoren liegt. Hinsichtlich der Profile an verschiedenen $\dot{Q}_{th,n}$ ist eine sehr geringe Abhängigkeit von der thermischen Leistung feststellbar. Mit Ausnahme des Profils bei $\dot{Q}_{th,n} = 35\%$ stimmen die Kurven aller vermessenen thermischen Leistungen sehr gut überein. Im Falle von $\dot{Q}_{th,n} = 35\%$ zeigen sich für niedrige λ_{ges} leicht höhere Absolutwerte, was, wie in Abb. 6.10 gezeigt wird, in diskreteren Reaktionszonen und somit lokal heißeren Temperaturen begründet sein kann.

Das Emissionsniveau der unverbrannten Kohlenwasserstoffe, gezeigt in Abb. A.1 im Anhang, liegt für alle thermischen Leistungen in einem sehr weiten Bereich von λ_{ges} unterhalb der Detektionsgrenze von 1 ppm. Dies bedeutet, dass der gesamte Brennstoff umgesetzt wird. Ausschließlich kurz vor dem Erreichen des LBO-Punkts steigen die UHC-Messwerte steil an, was von einer unvollständigen Verbrennung nahe am mageren Verlöschen herrührt.

Auf Grundlage der vorgestellten Messdaten von Arbeitsbereich und Abgasemissionen ist es

möglich, ein optimales λ_{ges} für die Vollastbedingungen zu definieren. Anhand dieses optimalen λ_{ges} ergibt sich die zu erzielende Aufteilung der Prozessluft in Brenner- und Mischluft $Split_{L,ges}$. Dabei gilt es bei der Auswahl der Luftzahl unter Vollastbedingungen, ebenfalls die Auswirkungen auf den Teillastfall zu berücksichtigen. Als Kompromiss zwischen Arbeitsbereich, CO- sowie NO_x-Emissionen wurde in diesem Fall ein $\lambda_{ges} = 2,24$ als Vollastpunkt gewählt, was zu globalen Brennerluftzahlen der Referenzlastpunkte von $\lambda_{ges} = 3,16$ für R(StA)1, 2,75 für R(StA)2 und 2,44 für R(StA)3 (siehe Tab. 6.2) führt.

6.3.2. Flammenverhalten anhand von OH*-CL Messungen

Durch die Beschränkung des verfügbaren Bauraums in einer Gasturbinenbrennkammer ergeben sich Randbedingungen in Bezug auf die Ausdehnung und die Position der Reaktionszonen. Die genaue Kenntnis der globalen Verbrennungssituation ermöglicht daher durch Beeinflussung des Stabilisierungsverhaltens die Konditionierung der Verbrennungseigenschaften des eingesetzten Brenners, was wiederum Auswirkungen auf die Abgasemissionen hat.

Um die allgemeinen Flammeneigenschaften hinsichtlich Lage, Form und Homogenität beurteilen zu können, ist in Abb. 6.7 eine Serie von OH*-CL Bildern bei $\dot{Q}_{th,n} = 69\%$ und $T_v = 580^\circ\text{C}$ als Funktion von λ_{ges} dargestellt. Alle Bilder sind von Null bis zur maximalen Signalintensität des Einzelbilds skaliert, wobei die korrespondierenden Skalierungsfaktoren in der linken oberen Ecke angegeben sind. Die Nullpunkte von Abszisse und Ordinate markieren die Brennermittellachse bzw. die Brennerfront, wobei alle Dimensionen auf den Brennerdurchmesser normiert sind. Zusätzlich sind unterhalb der Bilder die auf die Kamerabildebene projizierten Positionen der vorderen Luftdüsen angedeutet. Hierbei symbolisieren die schraffierten Bereiche das Vollmaterial. In den Bildern bei niedrigen globalen Luftzahlen können sehr diskrete Reaktionszonen um die eintretenden Frischgasstrahlen beobachtet werden. Hier sind die Reaktionszonen durch eine kompakte Form und deutlich voneinander abgegrenzte Flammen charakterisiert. Für Luftzahlen zwischen 2,2 und 2,5 bleibt die Flammenlänge näherungsweise konstant, wohingegen die Abhebehöhe mit steigendem λ_{ges} zunimmt. Des Weiteren verschmelzen die Reaktionszonen kontinuierlich für $2,2 \leq \lambda_{ges} \leq 2,9$ in horizontaler Richtung, so dass sich zunächst abgegrenzte Flammen zu einer einzigen Reaktionszone entwickeln. Für Luftzahlen oberhalb 2,7 breitet sich die Reaktionszone in alle Raumrichtungen aus. Dabei nimmt die Abhebehöhe ab, wobei gleichzeitig die Länge der Reaktionszone deutlich anwächst. Bei $\lambda_{ges} = 3,2$, was dem letzten Lastpunkt vor dem Flammenverlöschen entspricht, ist die Reaktionszone über fast das gesamte Volumen der Brennkammer verteilt. Ferner verdeutlichen die Skalierungsfaktoren der Bildserie, dass die Signalintensität beträchtlich mit steigender Luftzahl fällt, was im sichtbaren Spektralbereich zu einer bläulich erscheinenden Flamme mit nur sehr geringer Leuchtkraft für $\lambda_{ges} \geq 2,9$ führt.

Die hier diskutierten Trends des Flammenverhaltens bei $\dot{Q}_{th,n} = 69\%$ zeigen sich analog bei allen

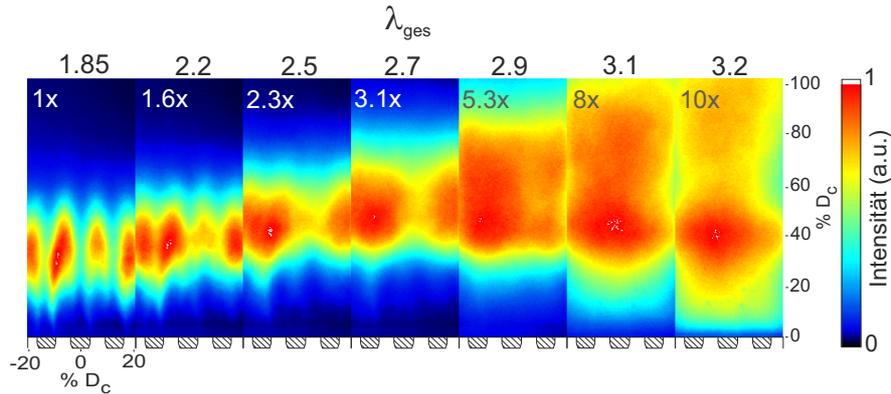


Abbildung 6.7.: Serie zeitlich gemittelter OH*-CL Bilder des einstufigen Brenners als Funktion der globalen Luftzahl bei $\dot{Q}_{th,n} = 69\%$ und $T_v = 580^\circ\text{C}$.

anderen thermischen Leistungen. Um einen adäquaten Vergleich zwischen den verschiedenen $\dot{Q}_{th,n}$ ziehen zu können, werden gemäß der Definitionen in Abschnitt 5.3 charakteristische Parameter auf Grundlage der zeitlich gemittelten OH*-CL Bilder abgeleitet, die das Flammenverhalten beschreiben. In Abb. 6.8 ist dazu die Verteiltheit des OH*-Signals als Funktion von λ_{ges} für verschiedene $\dot{Q}_{th,n}$ bei $T_v = 580^\circ\text{C}$ dargestellt. Bei $\dot{Q}_{th,n} = 100\%$ ist die Verteiltheit zwischen $\lambda_{ges} = 1,85$ und 2,2 annähernd konstant bei einem Wert von 25% des sichtbaren Brennkammervolumens. Für $\lambda_{ges} \geq 2,4$ steigt der Wert steil bis auf 73% kurz vor dem LBO an. Dies bedeutet, dass mit steigender Verteiltheit des OH*-Signals das von der Reaktionszone im Brennraum eingenommene Volumen deutlich anwächst bis die Flamme über fast die gesamte Brennkammer verteilt ist. Dieses Verhalten deutet, wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, auf ein Sinken der Damköhlerzahl hin, was eine Verkleinerung der turbulenten Zeitskala der Strömung in Relation zur chemischen Zeitskala beschreibt. Somit wird durch diesen Mechanismus die Turbulenz-Chemie-Interaktion intensiviert. Eine wichtige Einflussgröße dieses Verhaltens ist die Abgasrezirkulationsrate, welche nach *Li et al.* [55, 56] durch größere Strahlgeschwindigkeiten und damit höhere Luftzahlen angefacht wird. Höhere Rezirkulation führt zu einer stärkeren Verdünnung der eintretenden Frischgase durch das heiße Abgas, was die chemischen Reaktionsraten reduziert und somit die chemische Zeitskala erhöht [54]. Gleichzeitig reduziert die höhere Strahlgeschwindigkeit die turbulente Zeitskala. Daher führen beide Effekte zu einem Sinken der turbulenten Damköhlerzahl. Dieser Mechanismus wird in Abschnitt 6.5.2 detaillierter untersucht und anhand von simultanen OH-PLIF/PIV-Messungen belegt.

Der grundlegende Trend der Verteiltheit ist für alle untersuchten thermischen Leistungen ähnlich. Die Absolutwerte des Bereichs konstanter Verteiltheit bei niedrigen Luftzahlen ($1,8 \leq \lambda_{ges} \leq 2,2$) sinken jedoch für fallende thermische Leistung von 25% bei $\dot{Q}_{th,n} = 100\%$ auf 14% bei $\dot{Q}_{th,n} = 35\%$. Der Punkt der ansteigenden Verteiltheit liegt für alle $\dot{Q}_{th,n}$ zwischen $\lambda_{ges} = 2,4$ und 2,8, wobei eine Verschiebung dieses Punktes für sinkende $\dot{Q}_{th,n}$ hin zu mageren Bedingungen sichtbar ist.

Dies bedeutet, dass die Flammen mit sinkender thermischer Leistung erst bei höheren λ_{ges} in die volumetrische Verbrennung wechseln. Um die Temperaturspitzen und damit die NO_x-Emissionen in der Brennkammer zu reduzieren, ist der steile Anstieg der Verteiltheit wünschenswert. Wie in Abschnitt 3.2 angesprochen, limitiert jedoch die verfügbare Brennkammerlänge beim Einbau eines FLOX[®]-Brenners innerhalb eines MGT Brennkammersystems die zulässige volumetrische Ausdehnung der Reaktionszone. Im atmosphärischen Prüfstand ist die Flammenzone bei LBO-nahen Bedingungen sehr stark ausgedehnt, so dass die Reaktionen sogar noch eine deutliche Strecke nach dem Verlassen des Abgastrakts ablaufen. Da Brennkammerdruck sowie Wandwärmeverluste einen zusätzlichen Einfluss auf die Flammencharakteristik haben, kann eine endgültige Aussage über den maximal zulässigen Luftzahlbereich erst im Rahmen einer Messkampagne auf dem MGT-Prüfstand erfolgen.

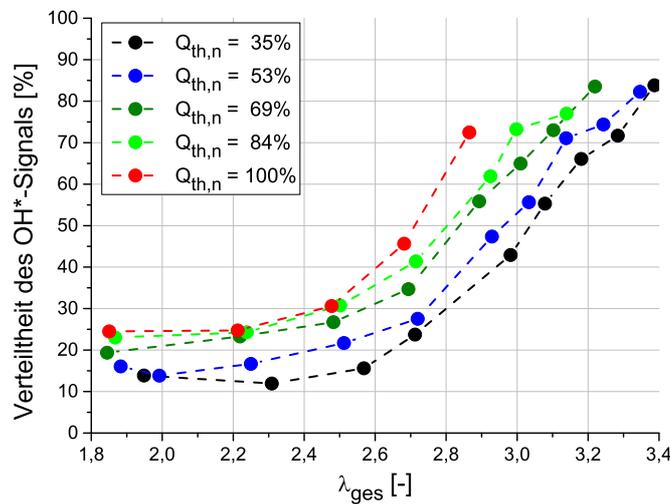


Abbildung 6.8.: Verteiltheit des OH*-Signals des einstufigen Brenners als Funktion der globalen Luftzahl für verschiedene normierte thermische Leistungen bei $T_v = 580^\circ\text{C}$.

Die Abhebehöhe der einstufigen Brennervariante ist in Abb. 6.9 für alle $\dot{Q}_{th,n}$ als Funktion von λ_{ges} bei $T_v = 580^\circ\text{C}$ visualisiert. Im Folgenden wird diese Größe normalisiert auf den Brennerdurchmesser dargestellt. Das Profil bei $\dot{Q}_{th,n} = 100\%$ steigt zunächst von 24% bei $\lambda_{ges} = 1,85$ auf 34% bei $\lambda_{ges} = 2,5$ an. An dieser Stelle erreicht die Flamme für $\dot{Q}_{th,n} = 100\%$ ihre maximale Abhebehöhe. Für steigende Luftzahlen über diesen Punkt hinaus fällt die HAB deutlich auf 25% bei LBO-nahen Bedingungen ab. Alle HAB-Profile verschiedener thermischer Leistungen zeigen sowohl einen ähnlichen Trend als auch eine vergleichbare maximale Abhebehöhe. Allerdings sind die Profile bei sinkenden $\dot{Q}_{th,n}$ zum einen hin zu mageren Bedingungen verschoben und zum anderen weisen sie geringere Absolutwerte bei niedrigen λ_{ges} auf. Wie beschrieben wird die Abgasrezirkulation bei steigendem $\dot{Q}_{th,n}$ angefacht. Aufgrund von höheren Strahlgeschwindigkeiten und verstärkter Frischgasverdünnung durch die rezirkulierten Abgase wächst die Abhebehöhe für

6. DISKUSSION DER MESSERGEBNISSE

steigende $\dot{Q}_{th,n}$ bei niedrigen globalen Luftzahlen an. Ferner sind die Maxima der HAB-Profile direkt mit dem Punkt der ansteigenden Verteiltheit aus Abb. 6.8 verknüpft. Wegen des Übergangs der diskreten Flammen in eine volumetrische Verbrennung expandiert die Reaktionszone in alle Raumrichtungen, was den Abfall der Abhebehöhe erklärt. Für hohe λ_{ges} überwiegt dieser Effekt, verglichen zu dem Einfluss höherer Strahlgeschwindigkeiten bei steigenden $\dot{Q}_{th,n}$, der den Bereich niedriger Luftzahlen dominiert. Dieses Verhalten wird später anhand von OH-PLIF Daten in Abb. 6.22 belegt.

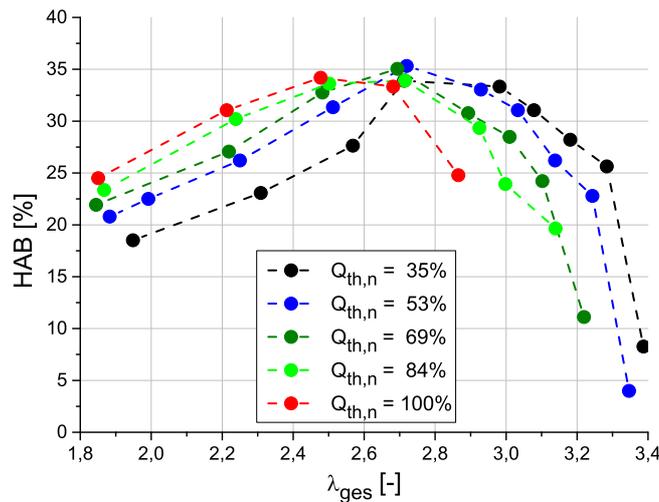


Abbildung 6.9.: Normierte Abhebehöhe des einstufigen Brenners als Funktion der globalen Luftzahl für verschiedene normierte thermische Leistungen bei $T_v = 580^\circ\text{C}$.

Abb. 6.10 visualisiert die Diskretheit für unterschiedliche $\dot{Q}_{th,n}$ als Funktion von λ_{ges} bei $T_v = 580^\circ\text{C}$. Das Profil bei $\dot{Q}_{th,n} = 100\%$ konvergiert exponentiell mit steigender Luftzahl von einer Diskretheit von $3,6 \text{ \%}/\text{mm}$ bei $\lambda_{ges} = 1,85$ hin zu einem unteren Grenzwert von ungefähr $1,3 \text{ \%}/\text{mm}$ für $\lambda_{ges} \geq 2,7$. Dies bedeutet, dass bei niedrigen Luftzahlen stark abgegrenzte Flammen um die eintretenden Frischgasstrahlen liegen, die mit zunehmender Luftzahl ineinander verschmelzen und in einer horizontal homogen verteilten Reaktionszone bei hohen λ_{ges} enden. Dabei weisen die Profile aller untersuchten thermischen Leistungen den selben unteren Grenzwert auf. Der grundsätzliche Trend der Profile ist für $53\% \leq \dot{Q}_{th,n} \leq 100\%$ gleich. Ausschließlich das Profil bei $\dot{Q}_{th,n} = 35\%$ weicht vom exponentiell fallenden Verlauf ab. Die Absolutwerte der Profile sind jedoch bei niedrigen λ_{ges} nach der thermischen Leistung gestaffelt, wobei sich niedrige $\dot{Q}_{th,n}$ durch eine höhere Diskretheit auszeichnen. Dies drückt aus, dass höhere thermische Leistungen zu einer besseren horizontalen Verteilung der Flammenzonen beitragen.

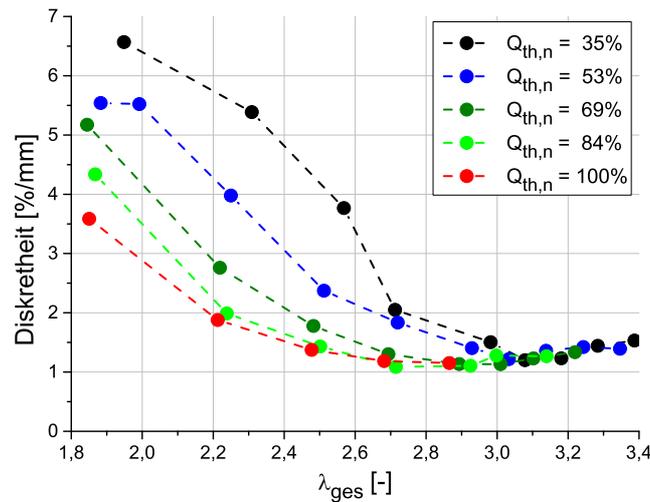


Abbildung 6.10.: Diskretheit des einstufigen Brenners als Funktion der globalen Luftzahl für verschiedene normierte thermische Leistungen bei $T_v = 580^\circ\text{C}$.

6.3.3. Flammen- und Emissionsverhalten als Funktion der Vorwärmtemperatur

Ein entscheidender Faktor beim Betrieb eines Brenners in einer MGT ist das Verbrennungsverhalten bei niedrigen Vorwärmtemperaturen, da im Anfahrprozess der Turbomaschine das gesamte Spektrum von der Umgebungstemperatur bei der Zündung bis hin zu 650°C im Volllastpunkt durchfahren wird. Daher muss der Brenner ebenfalls im intermediären Temperaturbereich zuverlässig betrieben werden können. Um die grundsätzlichen Effekte der Vorwärmtemperatur auf die FLOX[®]-Verbrennung zu untersuchen, wurden Variationen von T_v bei verschiedenen thermischen Leistungen und globalen Luftzahlen an der einstufigen Brennerkonfiguration durchgeführt.

Das Diagramm in Abb. 6.11 stellt die Verteiltheit des OH*-Signals für unterschiedliche λ_{ges} als Funktion von T_v bei $\dot{Q}_{th,n} = 100\%$ dar. Für steigende Vorwärmtemperaturen zeigt sich bei konstanter Luftzahl eine fallende Tendenz der Verteiltheit. Das Profil bei $\lambda_{ges} = 1,75$ fällt dabei signifikant von 49% bei $T_v = 50^\circ\text{C}$ auf 20% bei 580°C . Dies bedeutet, dass kältere Brennereintrittstemperaturen bei $\lambda_{ges} = \text{konstant}$ und $\dot{Q}_{th,n} = \text{konstant}$ zu volumetrischeren Reaktionszonen führen. Der weiter oben aufgestellten Argumentationskette folgend, führen in diesem Fall kältere Vorwärmtemperaturen zu geringeren Reaktionsraten und damit zu größeren chemischen Zeitskalen. Gleichzeitig bedingt aber ein kälteres T_v niedrigere Strahlgeschwindigkeiten der Frischgase bzw. eine steigende turbulente Zeitskala. Da die Verbrennung für fallendes T_v volumetrischer wird, muss die Damköhlerzahl sinken und daher steigt in diesem Fall nach Gl. 2.13 die chemische Zeitskala schneller an als die turbulente. Oberhalb von 580°C nimmt die Verteiltheit wieder leicht zu. Hier könnte bereits die Selbstzündtemperatur des Edgasgemischs eine Rolle spielen, die für ein reines

6. DISKUSSION DER MESSERGEBNISSE

Methan–Luftgemisch nach *Robinson et al.* [80] bei $\lambda_{ges} = 1,75$ und atmosphärischen Bedingungen ca. 610°C beträgt. Somit liegen die Eintrittsbedingungen der Luft bei den höchsten Vorwärmtemperaturen mit 645°C bereits knapp oberhalb der Selbstzündgrenzen des Gemischs, was nach Abschnitt 3.2 eine der klassischen Bedingungen für das Erreichen des FLOX[®]–Regimes ist. Weil bei kälteren T_v die Reaktionen langsamer ablaufen, sind hier im Vergleich zu hohen Vorwärmtemperaturen die Flammen zwar volumetrischer aber gleichzeitig wesentlich weiter abgehoben. Aus Platzgründen ist jedoch der Verlauf der Abhebehöhe im Anhang (Abb. A.2) zu finden.

Ferner zeigen die Verläufe der verschiedenen λ_{ges} eine deutliche Staffelung, wobei höhere Luftzahlen größere Verteiltheiten bedingen. Diese Beobachtung ist konsistent mit den gezeigten Profilen der Verteiltheit als Funktion von λ_{ges} bei konstanter Vorwärmtemperatur. Insgesamt lässt sich sagen, dass bei $\lambda_{ges} = \text{konstant}$ die Flammen mit sinkender Vorwärmtemperatur näher an den Punkt des mageren Verlöschens wandern. Dies erklärt den, verglichen mit den restlichen Messpunkten, sehr hohen Absolutwert der Verteiltheit des Lastpunkts $\lambda_{ges} = 2,4$ und $T_v = 400^\circ\text{C}$, der sehr nahe am lokal LBO liegt.

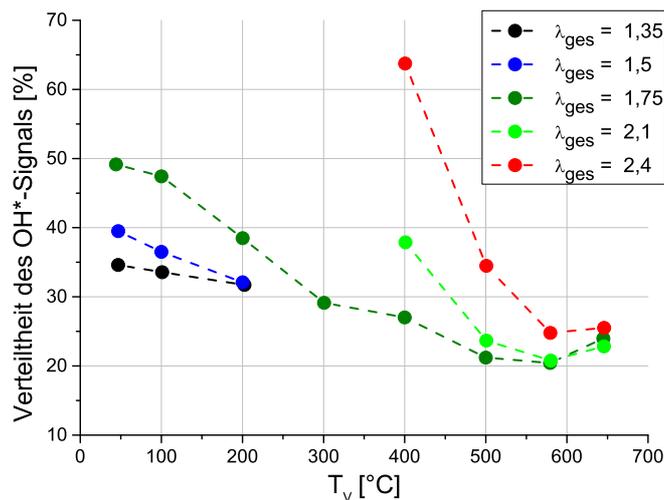


Abbildung 6.11.: Verteiltheit des OH*–Signals des einstufigen Brenners als Funktion der Vorwärmtemperatur T_v für verschiedene globale Luftzahlen bei $\dot{Q}_{th,n} = 100\%$.

Um den Einfluss der Vorwärmtemperatur auf die NO_x–Emissionen zu demonstrieren, sind diese in Abb. 6.12 als Funktion von T_v für unterschiedliche λ_{ges} bei $\dot{Q}_{th,n} = 100\%$ visualisiert. Hierbei lässt sich für alle Luftzahlen eine steigende Tendenz für höhere Vorwärmtemperaturen beobachten, wobei das Profil von $\lambda_{ges} = 1,75$ stetig von 2 ppm bei 50°C auf 29 ppm bei 645°C ansteigt. Dieses Verhalten ist in zwei Mechanismen begründet. Zum einen führen steigende Vorwärmtemperaturen zu einer Erhöhung der globalen Flammentemperatur, was den thermischen NO-Bildungspfad begünstigt. Andererseits wurde in Abb. 6.11 gezeigt, dass steigende T_v ebenfalls zu einer Reduzierung der Verteiltheit führt, die mit einer steigenden Diskretheit einhergeht. Beides erzeugt kompaktere

und diskretere Flammen und somit höhere Temperaturspitzen. Durch dieses Verhalten wird ebenfalls die Bildung von Zeldovich-NO verstärkt. Somit tragen beide Mechanismen zu einer Erhöhung der NO_x-Emissionen bei heißeren Vorwärmtemperaturen bei. Die Staffelung der NO_x-Profile für verschiedene λ_{ges} spiegelt den in Abb. 6.6 gezeigten Verlauf der NO_x-Emissionen als Funktion der Luftzahl wieder.

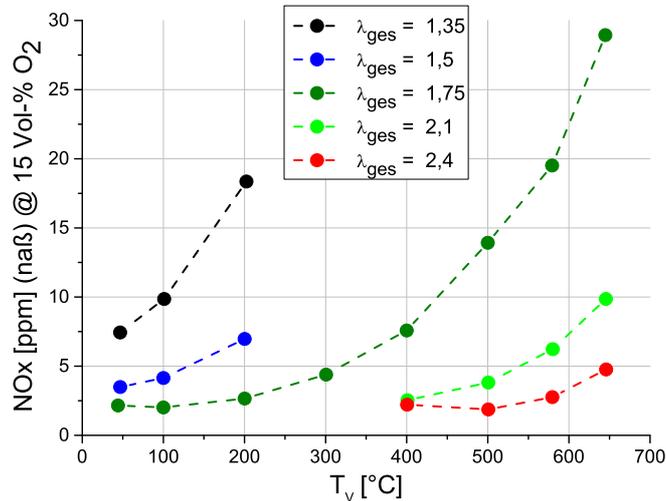


Abbildung 6.12.: NO_x-Emissionen des einstufigen Brenners als Funktion der Vorwärmtemperatur T_v für verschiedene globale Luftzahlen bei $\dot{Q}_{th,n} = 100\%$.

Mit Hilfe der bisher vorgestellten Diagramme wurde verdeutlicht, dass durch Verschieben jedes Hauptbetriebsparameters (Vorwärmtemperatur, Luftzahl und thermische Leistung) die Flamme in Richtung der volumetrischen Verbrennung geführt werden kann, was sich in einem Anstieg der Verteiltheit und einer Abnahme der Diskretheit äußert. Dieses Verhalten kann sowohl durch Absenken der T_v , durch Anheben von λ_{ges} als auch durch Erhöhen von $\dot{Q}_{th,n}$ bewirkt werden. Somit bedingen diese Verschiebungen, nach der bei Abb. 6.8 diskutierten Argumentationskette, eine Reduzierung der turbulenten Damköhlerzahl. Dieses Verhalten wird im weiteren Verlauf der vorgestellten Studie im Abschnitt 6.5.2 für den zweistufigen Brenner bewiesen.

Um eine gültige Korrelation unterschiedlicher Lastpunkte zu erhalten, verglichen *Li et al.* [55, 56] die Emissionswerte eines FLOX[®]-Brenners mit Hilfe der mittels Thermoelement gemessenen Abgastemperatur. Sie erhielten dadurch eine zusammenfallende Kurve für sowohl NO_x-Emissionen als auch OH*-Signalintensitäten aller Lastpunkte. Ferner stellten *Lückerath et al.* [60] die gemessenen NO_x- und CO-Emissionen als Funktion der adiabaten Flammentemperatur dar, was einen gewissen Vergleich unterschiedlicher Lastpunkte ermöglicht. Zur Vorhersage von Emissionen und Flammenverhalten sind jedoch beide Vorgehensweise nur bedingt einsetzbar. In einer realen Brennkammer mit optisch zugänglichem Brennraum weicht die tatsächliche Flammentemperatur aufgrund von Strahlung und Wandwärmeverlusten zum Teil erheblich von der adiabaten ab [48], was

6. DISKUSSION DER MESSERGEBNISSE

sowohl Flammeneigenschaften als auch Emissionswerte stark beeinflusst. Aus diesem Grund werden bei der Vorhersage der Verbrennungseigenschaften mittels adiabater Flammentemperatur die Bedingungen überschätzt. Aus dem selben Grund kann die tatsächliche Abgastemperatur nur ungenügend vorausgesagt werden, was wiederum die Voraussagekraft der Methode nach *Li et al.* negativ beeinflusst. Daher wurde in dieser Studie eine andere Herangehensweise an das Problem gewählt. In dieser Studie wurde beobachtet, dass die meisten untersuchten Parameter eine Abhängigkeit vom Abstand des Lastpunktes zum Punkt des mageren Verlöschens aufweisen. Daher wurde empirisch ein neuer, normierter Parameter $\lambda_{ges,rel}$ eingeführt, der definiert ist als

$$\lambda_{ges,rel} = \frac{\lambda_{ges}(T_v, \dot{Q}_{th,n}) - 1}{\lambda_{ges,LBO}(T_v, \dot{Q}_{th,n}) - 1} \cdot 100\% \quad (6.3)$$

mit der globalen Luftzahl $\lambda_{ges,LBO}$ am LBO-Punkt bei zu λ_{ges} korrespondierenden Werten für $\dot{Q}_{th,n}$ und T_v . Dieser Parameter ist ausschließlich für den mageren Bereich definiert und kann hier Werte zwischen 0 und 100% annehmen, wobei Null für stöchiometrische Bedingungen steht und 100% für den LBO-Punkt. Da im Rahmen dieser Studie nur der mager Betriebsbereich untersucht wurde, können keine Aussagen über unterstöchiometrische Bedingungen getroffen werden. Daher wurde dieser Bereich in der Definition nicht berücksichtigt.

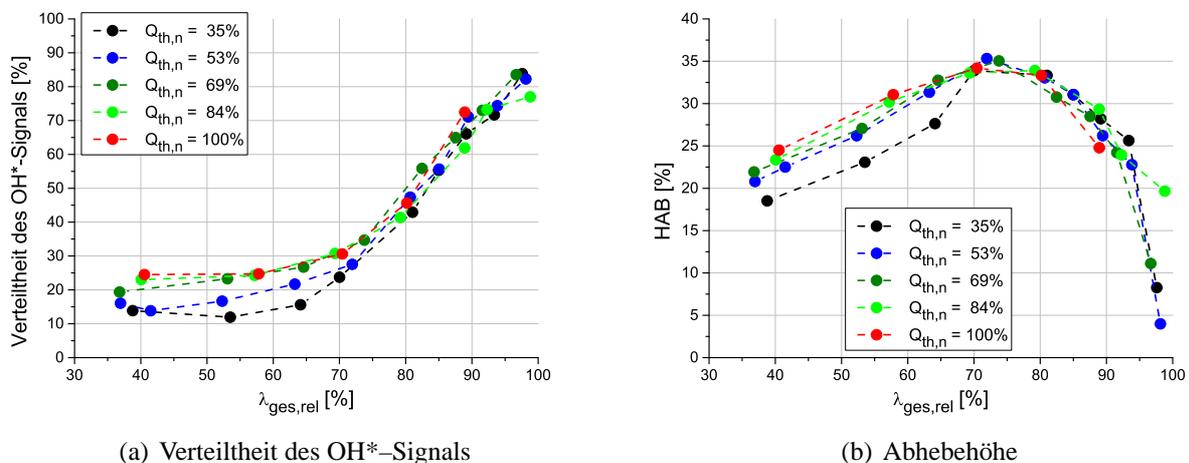


Abbildung 6.13.: Flammenlage des einstufigen Brenners als Funktion der relativen Luftzahl für verschiedene normierte thermische Leistungen bei $T_v = 580^\circ\text{C}$.

Die Signifikanz des Parameters $\lambda_{ges,rel}$ wird im Folgenden anhand von Abb. 6.13(a) und 6.13(b) erläutert. Die beiden Schaubilder zeigen zum einen die Verteiltheit und zum anderen die normierte Abhebehöhe jeweils als Funktion von $\lambda_{ges,rel}$ für unterschiedliche $\dot{Q}_{th,n}$ bei $T_v = 580^\circ\text{C}$, wobei die Diagramme die aus Abb. 6.8 und 6.9 bekannten Daten enthalten. Die Verläufe der Verteiltheit zeigen unterhalb von $\lambda_{ges,rel} = 60\%$ eine Staffelung nach der thermischen Leistung. Bei $\lambda_{ges,rel} \approx 65\%$

setzt für alle $\dot{Q}_{th,n}$ der Anstieg der Verteiltheit hin zur volumetrischen Verbrennung ein, wobei die Verläufe für $\lambda_{ges,rel} \geq 70\%$ in eine einzige Kurve zusammenfallen. Bei der normierten Abhebehöhe ist für alle $\dot{Q}_{th,n} \geq 53\%$ ein identischer Verlauf mit gleichen Absolutwerten beobachtbar. Ausschließlich das Profil bei $\dot{Q}_{th,n} = 35\%$ weicht unterhalb des Maximums etwas vom allgemeinen Verhalten ab. Jedoch liegen das Maximum bei $\lambda_{ges} = 70\%$ und die Lastpunkte darüber auch hier auf der gemeinsamen Kurve. Das Verhalten der beiden Flammenparameter, Verteiltheit und Abhebehöhe, zeigt, dass die Verbrennung für den einstufigen FLOX[®]-Betrieb einem allgemeinen Verlauf folgt, der vom relativen Abstand $\lambda_{ges,rel}$ zum korrespondierenden LBO-Punkt abhängt. Dieses generelle Verhalten zeigt sich bei allen Kurven, obwohl die Luftzahl des LBO-Punkts nicht durch eine ausreichende Statistik abgesichert ist, sondern ausschließlich durch eine Einzelmessung gewonnen wurde. Dies lässt auf die Robustheit dieses Verhaltens schließen.

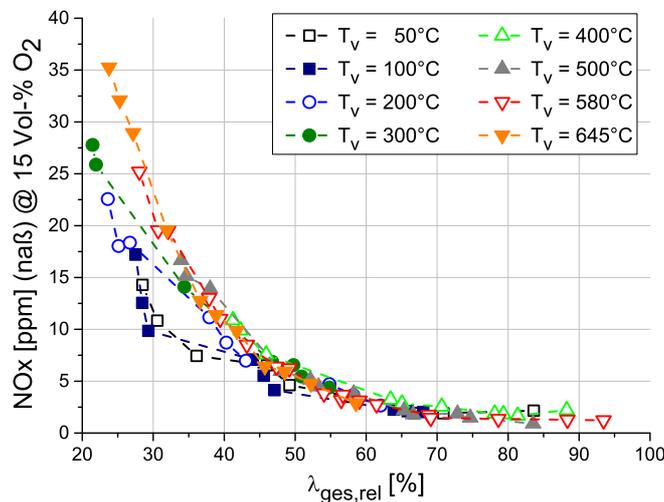


Abbildung 6.14.: NO_x-Emissionen des einstufigen Brenners als Funktion der relativen Luftzahl für verschiedene Vorwärmtemperaturen.

Diese Beobachtung legt nahe, dass ebenso die Abgasemissionen diese Tendenz aufweisen. Dazu sind in Abb. 6.14 die NO_x-Emissionen aller gemessenen Punkte des gesamten $\lambda_{ges}-\dot{Q}_{th,n}-T_v$ -Raumes als Funktion von $\lambda_{ges,rel}$ aufgetragen, wobei die Kurven durch die unterschiedlichen Vorwärmtemperaturen gegliedert sind. Alle Profile für $T_v \geq 200^\circ\text{C}$ zeigen hier eine sehr gute Übereinstimmung, wobei die Absolutwerte von ca. 30 ppm bei $\lambda_{ges,rel} = 20\%$ auf den bekannten unteren Schwellwert von 1-2 ppm für $\lambda_{ges} \geq 65\%$ abfallen. Ausschließlich die Vorwärmtemperaturen 50°C und 100°C weichen für $30\% \leq \lambda_{ges,rel} \leq 45\%$ leicht vom allgemeinen Verlauf ab. Zur Erklärung dieses Verhaltens sind weitergehende Analysen notwendig. In den vorgestellten Schaubildern deutet sich an, dass sowohl das Einsetzen der Verlagerung der Verbrennung ins Volumen, gekennzeichnet durch Anstieg der Verteiltheit und Maximum der Abhebehöhe, als auch das Erreichen des NO_x-Schwellwerts bei $\lambda_{ges,rel} = 65\% - 70\%$ liegen. Dieser charakteristische Wert der relativen Luftzahl

bestätigt sich ebenfalls im Verlauf der CO-Emissionen aller Lastpunkte, da hier das Minimum der CO-Verteilung zu finden ist, was jedoch aus Platzgründen im Anhang dargestellt ist (Abb. A.3).

Da die Verläufe der wichtigsten globalen Größen von Flammenverhalten und Abgasemissionen in einem sehr weiten Bereich von $\lambda_{ges,rel}$ abhängen, ermöglicht die Kenntnis dieses Parameters eine gewisse Voraussagekraft hinsichtlich der Charakterisierung eines einstufigen FLOX[®]-Brenners. Somit können für den vorliegenden einstufigen Brenner allein durch das Vermessen der LBO-Punkte bei verschiedenen T_v und $\dot{Q}_{th,n}$ sowie einer einzelnen Variation von λ_{ges} bei nur einer Kombination aus T_v und $\dot{Q}_{th,n}$ alle anderen Lastpunkte mit genügender Genauigkeit abgeschätzt werden. Anhand dieser Verläufe können sowohl die Luftzahl, an der das Minimum der CO-Emissionen auftritt und die Volumenreaktion einsetzt, sowie der NOx-Schwellwert ermittelt werden. Ob dieses Verhalten ebenfalls bei anderen einstufigen FLOX[®]-Brennergeometrien auftritt, muss sich in Zukunft zeigen. Dieses Vorgehen könnte bei Übertragbarkeit auf andere Geometrien eine deutliche Reduzierung der notwendigen Messpunkte zur Abschätzung der wichtigsten Parameter im Entwicklungsprozess eines einstufigen Brenners ermöglichen.

6.4. Vergleich zwischen ein- und zweistufiger Brennervariante

Die Untersuchungen in vorigen Abschnitt machten deutlich, dass für einen zuverlässigen und emissionsarmen Betrieb des FLOX[®]-Brenners im gesamten MGT-Arbeitsbereich eine zweite, stabilisierende Brennerstufe notwendig ist. Dabei soll die Verbrennung nur an denjenigen Lastpunkten durch die Pilotstufe beeinflusst werden, an denen der Brennerarbeitsbereich und die Emissionen im einstufigen Fall nicht ausreichend sind. Andererseits sollen Lastpunkte, an denen der einstufige Brenner einen großen Abstand zum LBO und gute Emissionswerte aufweist, möglichst nicht beeinträchtigt werden, was insbesondere für den Vollastfall gilt.

Zunächst wurde versucht eine Brennstoffstufung innerhalb des FLOX[®]-Brenners zu integrieren, indem verschiedene Gruppen der FLOX[®]-Brennstoffdüsen zusammengeschaltet und mit unterschiedlichen Brennstoffmassenströmen beaufschlagt wurden. Ziel dieses Vorgehens war es, bestimmte Bereiche des Düsenrings näher an der Stöchiometrie zu betreiben und so heiße Zonen in der FLOX[®]-Verbrennung zu generieren, die die Flamme bei Teillast stabilisieren. Im Rahmen dieser Untersuchungen wurden unterschiedliche Gruppierungen analysiert. Es zeigte sich jedoch, dass aufgrund der sehr ungünstigen Zündbedingungen der Turbec T100 ($T_v = 20^\circ\text{C}$, $\lambda_{ges} = 5,75$) bei keiner der untersuchten Konfigurationen eine Zündung zu bewerkstelligen war. Selbst als der gesamte Brennstoffmassenstrom auf eine einzelne Pilotdüse konzentriert wurde, verhinderte der kalte rezirkulierte Luftmassenstrom ein Zünden des stöchiometrienahen Pilotgemischs. Daher musste eine neue Pilotstufe entwickelt werden, die unter Zündbedingungen möglichst wenig durch die noch kalte Rezirkulation der FLOX[®]-Hauptstufe beeinflusst wird. Gleichzeitig soll die Pilotstufe ihre heißen Abgase und Radikale möglichst effektiv in die Frischgasstrahlen der Hauptstufe einkoppeln.

Diese angepasste Pilotierungsstufe wurde, wie in Abb. 4.3 dargestellt, in Form eines drall-stabilisierten, nicht-vorgemischten Brenners auf der Mittelachse des FLOX[®]-Düsenrings ausgeführt. Durch das Zurücksetzen des Pilotbrenners in einen Pilotdom wird der Einfluss der Hauptstufe auf die Pilotverbrennung minimiert. Gleichzeitig fächert der verdrallte Flammenkegel am Auslass des Doms radial auf und führt somit der Hauptstufe die heißen Reaktionsprodukte aus der Pilotverbrennung effektiv am Düsenauslass zu. Die Auslegung dieser Pilotstufe sowie des Gesamtbrennersystems erfolgten wiederum mittels CFD-Simulationen [71]. Die Stufung des Brenners erfolgt ausschließlich über unterschiedliche Brennstoffmassenströme zwischen Haupt- und Pilotstufe. Die Aufteilung der Prozessluft jedoch wurde durch die feste Brennergeometrie für alle Lastpunkte während des numerischen Designprozesses festgelegt. Um die Aufteilung der Prozessluft durch die Haupt- und die Pilotstufe $Split_{L,Haupt}$ (siehe Abb. 6.3) und damit bei bekannten Brennstoffmassenströmen die lokalen Luftzahlen abschätzen zu können, wurden zunächst Kalibriermessungen durchgeführt. Dazu wurden die Luftdüsen der Hauptstufe komplett verschlossen und dem System verschiedene definierte Luftmassenströme, die somit nur durch den Pilotbrenner strömten, aufgebracht. Im Rahmen dieser Messungen wurde das gesamte Feld der zu erwartenden Pilotluftmassenströme und Vorwärmtemperaturen vermessen. Aus diesen Messungen wurde anschließend der absolute Brennerdruckverlust zwischen den Druckmessstellen p_1 und p_{amb} (siehe Abb. 4.4) errechnet. Für die Kalibrierung wurden ausschließlich die direkt gemessenen, statischen Drücke verwendet. Unter Vernachlässigung der geringen Brennstoffmassenströme müssen im zweistufigen Betrieb die Druckverluste über Pilot- und Hauptstufe gleich groß sein und den Druckverlusten aus der Kalibrierung entsprechen. Somit können aus den Kalibrierdaten Korrelationsfunktionen in Abhängigkeit vom Brennerdruckverlust und der Vorwärmtemperatur erstellt werden, auf deren Basis der Luftmassenstrom durch die Pilotstufe im zweistufigen Betrieb errechnet werden kann. Aufgrund von großen Wärmeverlusten zwischen Luftvorwärmer und Brennkammer bei hohen Vorwärmtemperaturen und geringen Pilotluftmassenströmen, konnte die Kalibrierung nur für $T_v \leq 580^\circ\text{C}$ mit genügender Genauigkeit durchgeführt werden. Auf Grundlage dieser errechneten Pilotluftmassenströme und der korrespondierenden Brennstoffmassenströme wird eine lokale Luftzahl λ_{pilot} eingeführt, die gemäß Gl. 6.4 eine Abschätzung des Luftüberschusses der Pilotstufe ermöglicht

$$\lambda_{pilot} = \frac{\dot{m}_{L,pilot}}{AFR_{st} \cdot \dot{m}_{Br,pilot}}. \quad (6.4)$$

Des Weiteren wird die Aufteilung des Gesamtbrennstoffmassenstroms in Pilot- und Hauptstufe $Split_{Br}$ eingeführt (siehe Abb. 6.3), wobei diese definiert ist als

$$Split_{Br} = \frac{\dot{m}_{Br,haupt}}{\dot{m}_{Br,haupt} + \dot{m}_{Br,pilot}} \cdot 100\%. \quad (6.5)$$

Im Folgenden wird das allgemeine Flammenverhalten des zweistufigen Gesamtbrennersystems vorgestellt und der Vergleich zwischen der ein- und der zweistufigen Variante für ausgewählte Parameter gezogen. Bei den in diesem und dem nächsten Abschnitt vorgestellten grundlegenden Studien des Verbrennungsverhaltens der zweistufigen Variante wurden die Variationen der globalen Luftzahl bei einem festgelegten, für die jeweilige thermische Leistung konstanten Brennstoffsplit $Split_{Br}$ durchgeführt. Die Festlegung dieser leistungsabhängigen Brennstoffaufteilung erfolgte auf Grundlage der Parameterstudien an den MGT-Referenzlastpunkten, welche in Abschnitt 6.6 diskutiert werden. Im Rahmen der dort vorgestellten Untersuchungen wurde ein optimales $Split_{Br}$ für jeden einzelnen Lastpunkt ermittelt, dessen Optimierung hauptsächlich hinsichtlich der Abgasemissionen erfolgte. Bei den im folgenden gezeigten Untersuchungen wurden nun diese angepassten $Split_{Br}$ mit Ausnahme von $\dot{Q}_{th,n} = 69\%$ verwendet. Durch nachträgliches, detaillierteres Vermessen der Brennstoffaufteilung bei $\dot{Q}_{th,n} = 69\%$ wurde ein verbessertes Optimum gefunden, so dass die Variation der globalen Luftzahl nicht am endgültigen, optimalen $Split_{Br}$ erfolgte. Die festen Brennstoffaufteilungen, die in den hier gezeigten grundlegenden Parameterstudien verwendet wurden, sind in Tabelle 6.4 aufgelistet. Die Beschreibung, wie diese Brennstoffaufteilungen festgelegt wurden, findet sich in Abschnitt 6.6.

$\dot{Q}_{th,n}$	%	53	69	84	100
$Split_{Br}$	%	85	72	83	93

Tabelle 6.4.: Brennstoffaufteilung $Split_{Br}$ für die grundlegenden Parameterstudien der zweistufigen Brennervariante.

6.4.1. Stationärer Arbeitsbereich und Abgasemissionen

In Abb. 6.15 sieht man den Vergleich zwischen der mageren Verlöschgrenze der ein- und der zweistufigen Brennervariante als Funktion der thermischen Leistung bei $T_v = 580^\circ\text{C}$. Dabei wird beim zweistufigen Brenner unterschieden zwischen Lastpunkten, an denen tatsächlich der LBO erreicht wurde und Messpunkten, bei denen die Messreihe aufgrund von zu hohen UHC- und CO-Emissionen abgebrochen wurde. Die Lage des LBO-Punkts ist für jede thermische Leistung abhängig vom festgelegten Brennstoffsplit $Split_{Br}$ und wird hier im Bezug auf die Werte aus Tabelle 6.4 angegeben. Bei den Teillastpunkten $69\% \leq \dot{Q}_{th,n} \leq 84\%$ zeigte sich, dass die Flamme selbst bei sehr hohen λ_{ges} nicht global verlöschte. Für höhere globale Luftzahlen als die hier dargestellten konnte zwar in diesen Fällen weiterhin eine stabile Flamme im Pilotdom beobachtet werden, welche jedoch nicht mehr in der Lage war, die Hauptstufe zu stabilisieren. Daher stiegen in diesen Punkten die CO- und UHC-Emissionen aufgrund der unvollständigen Verbrennung in der Hauptstufe deutlich an. Die Messreihen wurden ab UHC-Absolutwerten von 10.000 ppm abgebrochen.

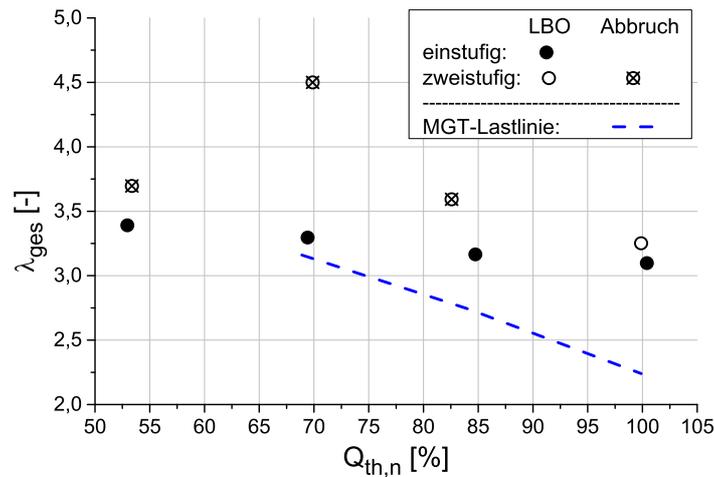


Abbildung 6.15.: Vergleich der mageren Verlöschgrenze beider Brennervarianten bei $T_v = 580^\circ\text{C}$ [103].

Verglichen mit dem einstufigen Referenzbrenner zeigen die Luftzahlen am LBO-Punkt der zweistufigen Variante insbesondere bei Teillast eine deutliche Verschiebung hin zu mageren Bedingungen. Beim niedrigsten MGT-Teillastpunkt $\dot{Q}_{th,n} = 69\%$ verlagert sich das λ_{ges} von 3,3 im Referenzfall auf 4,5 für die zweistufige Konfiguration. Dabei liegen die CO-Emissionen der zweistufigen Variante bei der zur einstufigen Konfiguration korrespondierenden globalen Luftzahl $\lambda_{ges} = 3,3$ um den Faktor 3 niedriger. Dies verdeutlicht, dass der Einsatz des Pilotbrenners eine signifikante Erweiterung des stabilen Arbeitsbereichs des Gesamtbrennersystems im Vergleich zur einstufigen Variante bewirkt, wobei diese Vergrößerung des Betriebsbereichs bei allen untersuchten thermischen Leistungen in unterschiedlicher Ausprägung festzustellen ist.

Andererseits ergibt sich anhand der vier thermischen Leistungen kein stetiger Verlauf der Luftzahlverschiebung für steigendes $\dot{Q}_{th,n}$. Dies beruht auf dem Einfluss unterschiedlicher $Split_{Br}$ der einzelnen thermischen Leistungen, was zu einem unterschiedlich starken Einfluss des Pilotbrenners auf die Verbrennungsstabilität führt. Im MGT-relevanten Lastbereich $\dot{Q}_{th,n} \geq 69\%$ ist beobachtbar, dass von $\dot{Q}_{th,n} = 69\%$ nach 100% die Verschiebung des LBO-Punkts und damit die Erweiterung des Arbeitsbereichs deutlich abnimmt. Hier gilt zu beachten, dass die Brennstoffaufteilung für die unterschiedlichen Lastpunkte nicht konstant ist (siehe Tab. 6.4). Somit hängt dieses Verhalten entsprechend mit der Verlagerung des Brennstoffplits zu Gunsten der Hauptstufe zusammen. Durch die Erhöhung des $Split_{Br}$ bei steigender thermischer Leistung wird somit der Einfluss der stabilisierenden Wirkung der Pilotstufe auf das Gesamtverbrennungssystem reduziert, so dass die Lage des LBO der zweistufigen Variante bei Vollast ähnliche Werte aufweist wie der einstufige Referenzbrenner. Anhand der MGT-Lastlinie lässt sich jedoch zeigen, dass im unteren Teillastbereich, wo eine Erweiterung des Brennerarbeitsbereichs der einstufigen Variante zur Verbesserung der Zu-

6. DISKUSSION DER MESSERGEBNISSE

verlässigkeit notwendig war, der Abstand zur mageren Verlöschgrenze deutlich vergrößert wurde.

Der Einsatz einer stabilisierenden Pilotstufe hat neben dem primären Effekt auf den Arbeitsbereich, jedoch ebenfalls Auswirkungen auf die entstehenden Abgasemissionen. Um diesen Effekt für das untersuchte System quantifizieren zu können, werden in Abb. 6.16(a) die CO–Emissionen beider Brennervarianten als Funktion der globalen Luftzahl bei unterschiedlichen thermischen Leistungen und $T_v = 580^\circ\text{C}$ dargestellt.

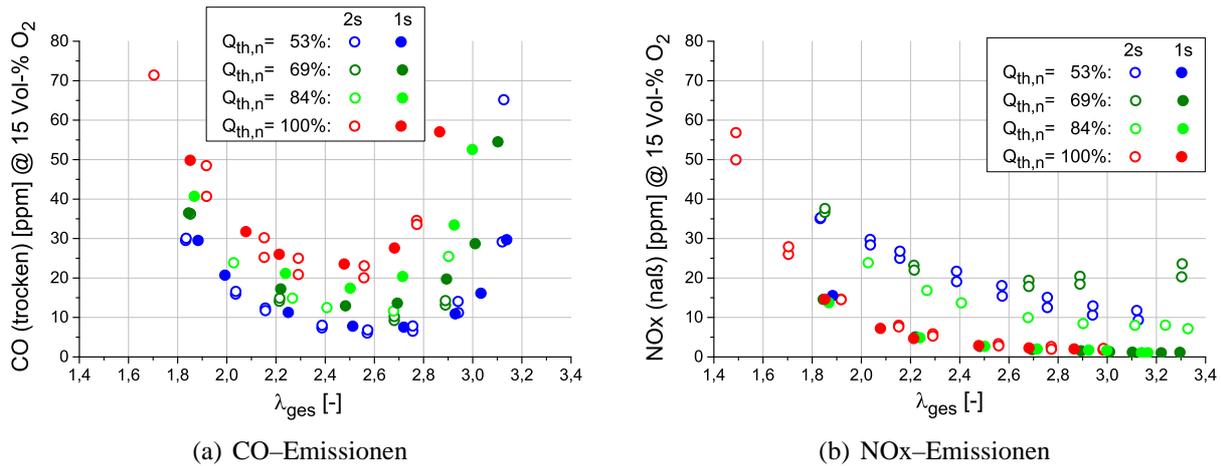


Abbildung 6.16.: Vergleich der Abgasemissionen beider Brennervarianten für verschiedene normierte thermische Leistungen bei $T_v = 580^\circ\text{C}$ [103].

Insgesamt lässt sich für alle untersuchten thermischen Leistungen der gleiche Trend bei beiden Brennern erkennen. Hierbei liegen die Messwerte für $\dot{Q}_{\text{th},n} = 53\%$ und 100% sogar perfekt aufeinander, was zeigt, dass in diesen Lastpunkten die Auswirkungen des Pilotbrenners auf die CO–Absolutwerte im Abgas vernachlässigbar sind. Für das Profil bei $\dot{Q}_{\text{th},n} = 84\%$ lassen sich für alle Luftzahlen geringere CO–Emissionen der zweistufigen Konfiguration im Vergleich zum einstufigen Referenzbrenner beobachten. Dies deutet darauf hin, dass für den hier gewählten *Split_{Br}* der Pilotbrenner den CO–Ausbrand in der Hauptstufe begünstigt. Die in Abb. 6.16(b) dargestellten NOx–Emissionen beider Konfigurationen zeigen zum einen, dass für $\dot{Q}_{\text{th},n} = 100\%$ die Brennstoffaufteilung mit *Split_{Br}* = 93% so gering ist, dass keine Abweichung zwischen den Varianten festgestellt werden kann. Somit ist die Forderung zum geringen Einfluss der Pilotstufe auf die Emissionen des Volllastpunkts erfüllt. Andererseits liegen die NOx–Profile der zweistufigen Konfiguration für $\dot{Q}_{\text{th},n} \leq 84\%$ um 10 - 15 ppm höher als die Werte des Referenzbrenners. Hier verdeutlicht sich die große Sensitivität des thermischen NOx auf Heißgaszonen. Durch die signifikant niedrigeren lokalen Luftzahlen im Pilotbrenner, die zum Teil Bereiche zwischen fetten Bedingungen und Stöchiometrie durchlaufen, ergeben sich dort lokal sehr heiße Zone, die die NOx–Bildung begünstigen. Somit wird durch ein kleineres *Split_{Br}* insbesondere beim MGT–Minimallastpunkt $\dot{Q}_{\text{th},n} = 69\%$

zwar der Arbeitsbereich vergrößert, aber gleichzeitig höhere NO_x-Emissionen generiert.

6.4.2. Flammenverhalten anhand von OH*-CL Messungen

Analog zum einstufigen Brenner ist in Abb. 6.17 eine Serie zeitlich gemittelter OH*-CL Bilder der zweistufigen Variante als Funktion der globalen Luftzahl bei $\dot{Q}_{th,n} = 84\%$ und $T_v = 580^\circ\text{C}$ dargestellt. Für den direkten Vergleich beider Brennervarianten sind zusätzlich die OH*-CL Bilder zweier ausgewählter Luftzahlen des einstufigen Brenners bei den gleichen Bedingungen im Schaubild aufgeführt.

Für steigende Luftzahl zeigt sich auch für den zweistufigen Fall ein Zusammenwachsen diskreter Reaktionszonen in eine Volumenreaktion. Auf der anderen Seite stabilisieren die abgehobenen, diskreten Flammen bei kleinen Luftzahlen hier in anderen Gebieten. Im einstufigen Referenzfall bilden sich die Flammen entlang der einströmenden Frischgasstrahlen aus, so dass im Bildbereich vier abgegrenzte Reaktionszonen sichtbar sind. Im zweistufigen Brenner hingegen stabilisieren die Flammen zwischen den Düsen, was nur zwei separierte Reaktionszonen im Bildbereich ergibt. Dabei fällt auf, dass die Reaktionen ausschließlich zwischen den im Bildbereich äußeren und inneren Düsen ablaufen, wohingegen zwischen den beiden inneren Düsen bei 0% D_c nur sehr wenig Reaktionen stattfinden.

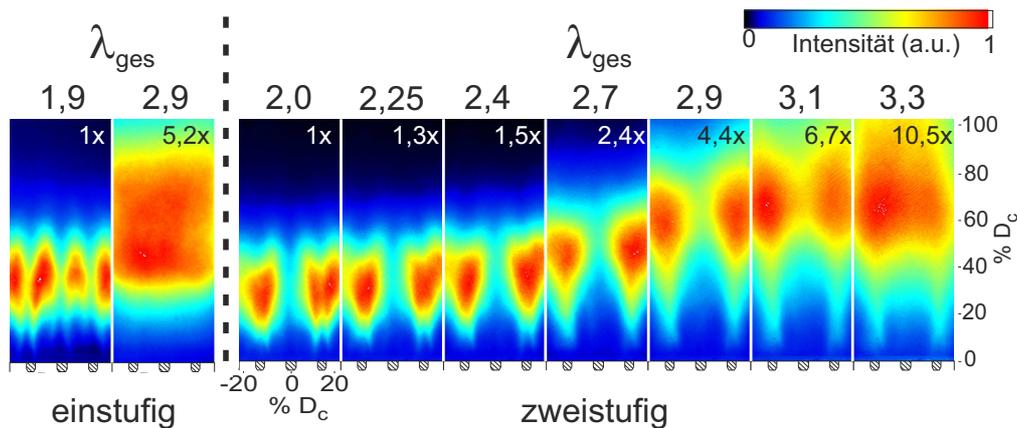


Abbildung 6.17.: Serie zeitlich gemittelter OH*-CL Bilder des ein- und des zweistufigen Brenners als Funktion der globalen Luftzahl bei $\dot{Q}_{th,n} = 84\%$, $T_v = 580^\circ\text{C}$ und $Split_{Br} = 83\%$ (für zweistufige Variante) [103].

Hier zeigt sich sehr deutlich der Einfluss des Pilotbrenners, dessen heiße Abgase mit radialem Impuls aus dem Pilotdom austreten und von innen auf die Frischgasstrahlen der FLOX[®]-Hauptstufe treffen. Dabei wird ein Großteil der Pilotabgase zwischen den Düsenstrahlen hindurch radial nach außen gedrückt. Überall dort, wo die heißen, mit Radikalen angereicherten Pilotabgase an das Frischgasgemisch der Hauptstufe getragen werden, wird die Flammenstabilisierung begünstigt. Da der drall-stabilisierte Pilotbrenner 10 Austrittsöffnungen der Luft aufweist, die Hauptstufe jedoch 20 FLOX[®]-Düsen, stabilisieren die diskreten Flammen bei kleinen Luftzahl nur zwischen

6. DISKUSSION DER MESSERGEBNISSE

jeder zweiten Hauptdüse. Diese Teilung der Reaktionszone kann bei dieser thermischen Leistung bis zu einer Luftzahl von 2,9 beobachtet werden, so dass die Wärmefreisetzungszone, selbst beim Einsetzen der Verlagerung ins Volumen, verglichen mit dem einstufigen Brenner weniger homogen erscheint. Auf der Grundlage der durchgeführten Untersuchungen konnte jedoch nicht abschließend beantwortet werden, ob diese in Umfangsrichtung ungleichmäßige Stabilisierung allein durch die Pilotstufe begründet ist. Zur Klärung dieses Sachverhalts könnte eine OH–PLIF Messung einer Fläche senkrecht zur Brennermittelachse führen.

Die Trends des in Abb. 6.17 gezeigten Flammenverhaltens der zweistufigen Variante sind konsistent für die thermischen Leistungen 53%, 84% und 100%. Für $\dot{Q}_{th,n} = 69\%$ stellt sich die Stabilisierung jedoch signifikant anders dar. In Abb. 6.18 sind die Bilder dieser OH*–CL Serie an Luftzahlen abgebildet, an denen charakteristische Formen der Reaktionszonen auftreten. Hier sind bei $\lambda_{ges} = 2,0$ ähnlich abgegrenzte Flammen zu beobachten wie sie die anderen thermischen Leistungen bei niedrigen Luftzahlen zeigen. Dabei wurden hier jedoch selbst nahe am Brennerkopf deutli-

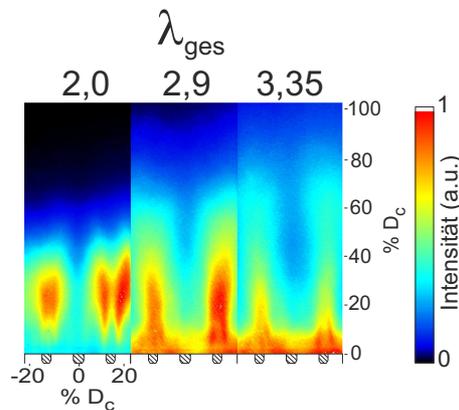


Abbildung 6.18.: Serie zeitlich gemittelter OH*–CL Bilder des zweistufigen Brenners als Funktion der globalen Luftzahl bei $\dot{Q}_{th,n} = 69\%$, $Split_{Br} = 72\%$ und $T_v = 580^\circ\text{C}$.

che OH*–CL Intensitäten gemessen, die auf stetige Reaktionen hindeuten. Für steigende Luftzahlen wandern die Reaktionen nun immer weiter in Richtung Pilotdom, so dass bei $\lambda_{ges} = 3,35$ die Verbrennung hauptsächlich durch die Pilotstufe dominiert wird. Grund hierfür ist der hohe Anteil des Pilots am Gesamtbrennstoffmassenstrom durch einen $Split_{Br} = 72\%$. Dies führt dazu, dass der Pilotbrenner bei dieser thermischen Leistung für alle globalen Luftzahlen lokal fett betrieben wird, was bei einem $\lambda_{ges} = 3,35$ zur lokalen Luftzahl im Pilot $\lambda_{pilot} = 0,8$ führt. Daher brennt der Pilot bis zu hohen globalen Luftzahlen stabil während die Hauptstufe bereits unvollständig verbrennt. Bei $\lambda_{ges} = 2,9$ zeigt sich ein Übergangsbereich zwischen pilot- und hauptstufen–dominierter Verbrennung. Bei dieser Luftzahl lässt die Form der OH*–CL Verteilung auf eine ausgeprägte Stabilisierung der Hauptstufe durch den Pilotbrenner schließen. An den diffusen Signalintensitäten am Brennerauslass ist erkennbar, dass ein Großteil der Reaktionen im Pilotdom ablaufen. Eine Gesamtzusammenstellung aller gemessener OH*–CL Daten befindet sich im Anhang (Abb. A.5).

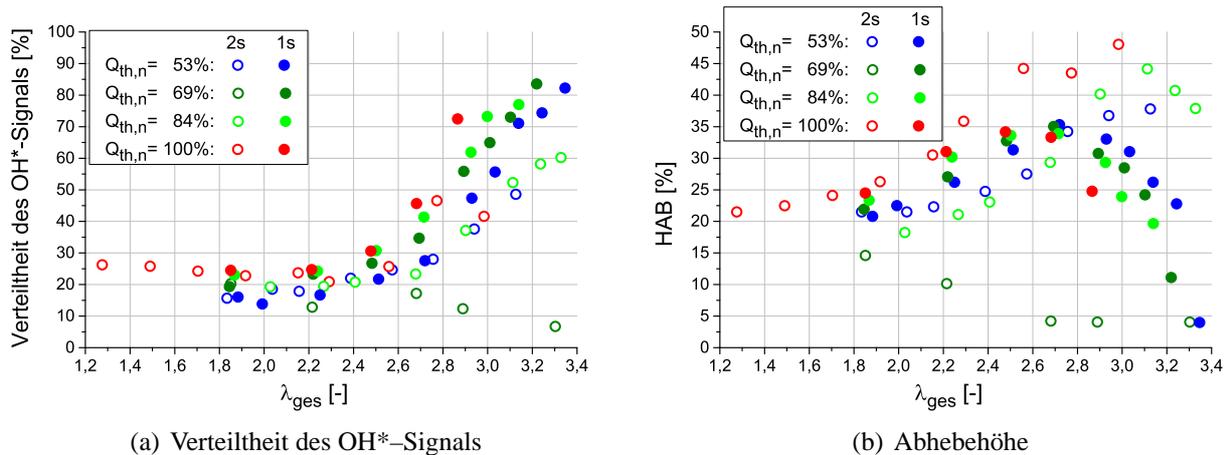


Abbildung 6.19.: Flammenlage beider Brennervarianten für verschiedene normierte thermische Leistungen bei $T_v = 580^\circ\text{C}$.

Für eine Quantifizierung des Unterschieds des globalen Flammenverhaltens zwischen ein- und zweistufiger Brennervariante werden in Abb. 6.19(a) und 6.19(b) die aus den OH*-CL Bildern abgeleiteten Größen verglichen. Hierbei zeigt sich an der Verteiltheit des OH*-Signals, dass unterhalb der Luftzahl, an der die Flammen ins Volumen streben, die Absolutwerte beider Varianten in allen thermischen Leistungen gut zueinander passen. Anhand des Profils bei $\dot{Q}_{th,n} = 84\%$ lässt sich jedoch erkennen, dass diese charakteristische Luftzahl aufgrund der stabilisierenden Wirkung des Pilots im zweistufigen Fall deutlich in den mageren Bereich verschoben wird. Des Weiteren steigt die Verteiltheit ab diesem Punkt mit geringerem Gradienten verglichen zum einstufigen Referenzbrenner an. Ein analoges Verhalten ist für $\dot{Q}_{th,n} = 53\%$ zu erkennen. Bei 100% thermischer Leistung stimmen darüber hinaus aufgrund des sehr hohen $Split_{Br}$ die Profile beider Brenner fast im gesamten Luftzahlbereich sehr gut überein. Ausschließlich bei der Luftzahl 3,1 kurz vor dem mageren Verlöschen steigt die Verteiltheit des zweistufigen Brenners weniger stark an als bei der einstufigen Variante. Bei diesen sehr hohen λ_{ges} stabilisiert die Verbrennung durch die starke räumliche Ausdehnung der Wärmefreisetzungszone nahe am Brennkammerauslass, so dass ein immer größerer Teil der Reaktionen im optisch nicht zugänglichen Bereich des Abgastrakts ablaufen. Bei einem weiteren Anstieg der HAB wird der von der Messtechnik erfasste Reaktionsbereich damit verkleinert und bedingt ein Unterschätzen der Verteiltheit nahe des LBO.

Der Vergleich der Verläufe beider Brenner bei $\dot{Q}_{th,n} = 69\%$ zeigt einen signifikant unterschiedlichen Trend. Dort steigt die Verteiltheit bei der zweistufigen Variante nicht entsprechend der anderen Profile oberhalb einer bestimmten Luftzahl an, sondern fällt für $\lambda_{ges} \geq 2,2$ leicht ab. Wie anhand Abb. 6.18 diskutiert, beruht dieses Verhalten auf dem signifikanten Anteil des Pilotbrenners am Gesamtmassenstrom bei $\dot{Q}_{th,n} = 69\%$. Der Einfluss der Pilotverbrennung auf das Flammenver-

6. DISKUSSION DER MESSERGEBNISSE

ten nimmt in diesem Fall mit steigender globalen Luftzahl stetig zu, da sich zum einen die lokalen Luftzahlen des Pilots vom fetten in den stöchiometrienahen Bereich verschieben, was in hohen Reaktionsraten resultiert. Auf der anderen Seite wird die Hauptstufe immer weiter abgemagert, so dass Luftzahlbereiche erreicht werden, die einstufig bereits verlöschen. Hier reichen die heißen Pilotabgase und Radikale nicht mehr aus, die kalten Frischgasstrahlen des FLOX[®]-Brenners zu zünden. Somit zeigen die OH*-CL Daten in Abb. 6.18 für $\lambda_{ges} > 2,9$ vor allem Reaktionszonen im Gebiet des Pilotdoms. Bei niedrigen globalen Luftzahlen ($1,85 \leq \lambda_{ges} \leq 2,2$) werden die unverbrannten Kohlenwasserstoffe der fett betriebenen Pilotstufe zur heißen Hauptstufe geleitet und reagieren dort vollständig ab. Somit steigen die Reaktionen in diesem Fall im Bereich der Hauptstufe an.

Die Profile der Abhebehöhe weisen für $\dot{Q}_{th,n} \leq 84\%$ im zweistufigen Fall bis zum Erreichen des Maximums der HAB deutlich niedrigere Werte im Vergleich zum einstufigen Referenzbrenner auf. Grund hierfür ist die stabilisierende Wirkung des Piloten auf die diskreten Reaktionszonen der Hauptstufe durch Erhöhung der Gemischtemperatur und Radikalenzufuhr. Bei höheren Luftzahlen lassen sich zwei Phänomene des zweistufigen Brenners beobachten. Zum einen verschiebt sich das Maximum der Abhebehöhe verglichen zum Referenzbrenner in den mageren Bereich bei gleichzeitig höheren Absolutwerten der HAB im Maximalpunkt. Zum anderen findet eine Entkoppelung des Maximums der Abhebehöhe vom Anstieg der Verteiltheit statt. Im einstufigen Fall waren diese beiden Charakteristiken, wie in Abb. 6.9 beschrieben, direkt korreliert. Beim zweistufigen Brenner steigt hingegen die HAB beispielsweise bei $\dot{Q}_{th,n} = 84\%$ oberhalb der Luftzahl $\lambda_{ges} = 2,9$, ab der die Verteiltheit anwächst, weiter an. Ferner lässt sich bemerken, dass ein Abfall der HAB bei hohen Luftzahlen, wie er bei allen thermischen Leistungen des Referenzbrenners zu beobachten war, entweder weniger ausgeprägt wie bei $\dot{Q}_{th,n} = 84\%$ ausfällt oder überhaupt nicht stattfindet. Dies bedeutet, dass zwar die Verbrennung der zweistufigen Variante ab einer gewissen Luftzahl volumetrisch wird, die Flamme trotz der Zufuhr heißer Abgase durch Pilot und Rezirkulation jedoch weiter abhebt. Dieses Verhalten ist zunächst widersprüchlich, da die Zufuhr heißer Radikale von Pilot- zur Hauptstufe stabilisierend wirken und somit die HAB reduzieren sollte.

Grund hierfür ist im Vergleich von zweistufiger zu einstufiger Variante eine Änderung der Aufprallrichtung und -position der rezirkulierten Abgase auf die Frischgasstrahlen der FLOX[®]-Stufe und eine damit einhergehende veränderte Mischung zwischen diesen Gasströmen. Dieses Verhalten wird in Abschnitt 6.29 anhand von PIV-Messungen in Abb. 6.29 näher beschrieben. Bei der zweistufigen Konfiguration scheint dabei der hinsichtlich der Hauptstufe stabilisierende Effekt der Zuführung heißer Pilotabgase mit den Auswirkungen eines verminderten Einflusses der Rezirkulation zu konkurrieren. Bei einem hohen $Split_{Br}$, was eine geringe umgesetzte Leistung in der Pilotstufe bedeutet, und hohen globalen Luftzahlen scheint die Flammenstabilisierung durch den verminderten Einfluss der Rezirkulation stark beeinflusst zu sein, was sich in der größeren Abhebehöhe verglichen mit dem einstufigen Referenzbrenner ausdrückt. Aufgrund des geringen $Split_{Br}$ bei

$\dot{Q}_{th,n} = 69\%$ der zweistufigen Variante überwiegt der Einfluss der Pilotstufe bei dieser thermischen Leistung über den gesamten Luftzahlbereich. Dies äußert sich in einem Absinken der Abhebehöhe, so dass der Hauptteil der globalen Reaktionen bei $\lambda_{ges} \geq 2,7$ vorwiegend im Pilotdom ablaufen. Um jedoch den tatsächlichen Einfluss der Rezirkulation auf Mischung und Stabilisierung der Frischgasstrahlen beurteilen zu können, ist der Einsatz von erweiterten Messmethoden notwendig, welche Rückschlüsse auf den Mischungsprozess erlauben.

6.5. Verbrennungsverhalten der zweistufigen Brennervariante unter Variation der globalen Luftzahl

Um ein näheres Verständnis sowohl der Strömungsvorgänge als auch der Lage und Gestalt der Reaktionszonen bei unterschiedlichen Betriebsbedingungen des zweistufigen Brenners zu erlangen, wurden die lasermesstechnischen Methoden OH–PLIF und PIV eingesetzt. Durch den Einsatz dieser räumlich hochaufgelösten Verfahren lassen sich die strömungs- und verbrennungstechnischen Vorgänge bis hin zu kleinsten Längenskalen sehr gut untersuchen. Auf Grundlage der damit erzielten Ergebnisse soll das Verhalten der Reaktionszone und des Strömungsfelds beim Übergang in den volumetrischen Bereich der Wärmefreisetzung als auch der Einfluss des Pilotbrenners auf die Flammenstabilisierung der FLOX[®]-Stufe genauer analysiert werden. Insbesondere hinsichtlich des Übergangs in den volumetrischen Bereich sollen charakteristische Aspekte der Turbulenz–Chemie–Interaktion der zweistufigen Brennerkonfiguration mittels simultaner OH–PLIF/PIV Messungen detaillierter beleuchtet und in den allgemeinen Zusammenhang der turbulenten Vormischverbrennung eingeordnet werden. Die genauere Kenntnis des Stabilisierungsprozesses und der Turbulenz–Chemie–Interaktion dient dazu, schon während des Brennerentwicklungsprozesses gezielt auf die Flammenstabilisierung Einfluss nehmen zu können und somit auch globale Größen wie Arbeitsbereich und Abgasemissionen beeinflussen zu können.

Die in den folgenden Abschnitten gezeigten grundlegenden Studien unter Variation der globalen Luftzahl wurden für verschiedene thermische Leistungen bei konstanten, leistungsspezifischen Brennstoffaufteilungen $Split_{Br}$ zwischen Pilot- und Hauptstufe gemäß Tab. 6.4 durchgeführt.

6.5.1. Darstellung der Flammenstabilisierung anhand seriell aufgenommener OH–PLIF und PIV Messungen

In allen bisher diskutierten Abbildungen und Parametern der Reaktionszonen wurden globale Effekte anhand zeitlich gemittelter OH*–CL Bilder betrachtet. Daraus ließen sich Schlüsse des allgemeinen Verhaltens der Flammen bezüglich Form und Lage ziehen. Dabei vermitteln diese Ergebnisse jedoch nur einen generellen Überblick, da die zugrundeliegenden Prozesse zum Teil auf sehr kleinen Skalen und in unterschiedlichen Ebenen ablaufen. Um ein detaillierteres Verständnis der ablaufenden Prozesse im zweistufigen Brenner zu erhalten, wurden an ausgewählten Lastpunkten die Flammen und Strömungsfelder in verschiedenen Schnittebenen mit Hilfe von lasermesstechnischen Methoden untersucht. Dabei kam zur Charakterisierung der Reaktionszonen das OH–PLIF Messverfahren und zur Strömungsquantifizierung PIV zum Einsatz, welche in seriell durchgeführten Messreihen aufgenommen wurden. Die im Folgenden gezeigten lasermesstechnischen Untersuchungen wurden ausschließlich am zweistufigen Brennersystem durchgeführt.

Zunächst werden die Einflüsse der unterschiedlichen Betriebsparameter auf die Flammen an-

6.5 Verbrennungsverhalten der zweistufigen Brennervariante unter Variation der globalen Luftzahl

hand von Ergebnissen der OH–PLIF Messungen diskutiert. Um speziell die Interaktion zwischen den einzelnen FLOX[®]–Freistrahlen zu beleuchten, werden in Abb. 6.20 Aufnahmen in der Lichtschnittposition 1 gezeigt. Anhand dieses Schaubilds soll des Weiteren demonstriert werden, welche Darstellung der OH–PLIF Signale sich am besten zur Beschreibung der Reaktionszonen des Lichtschnitts eignet. Dazu sind jeweils ein Einzelschuss, das Mittelwertsbild und dessen Standardabweichung σ_x einer aus 200 Einzelbildern bestehenden Messreihe bei $\dot{Q}_{th,n} = 100\%$, $\lambda_{ges} = 1,26$, $\lambda_{pilot} = 1,29$, $Split_{Br} = 93\%$ und $T_v = 400^\circ\text{C}$ visualisiert. Dieser Lastpunkt wurde ausgewählt, da sich hier an den diskreten Flammen das zu diskutierende Verhalten deutlich zeigt. Die untere Bildreihe visualisiert die absoluten OH–Signalintensitäten und die obere Bildreihe die davon abgeleiteten Bilder der räumlichen OH–Gradienten. Die Intensitäten aller Einzelbilder sind zwischen dem jeweiligen Bildmaximalwert und Null skaliert. Ferner sind unterhalb der Bilder die Positionen der FLOX[®]–Düsen angedeutet, wobei die schraffierten Bereiche das Brennervollmaterial symbolisiert. Darüber hinaus ist die Kontur der Flammenzone aus den OH*–CL Daten in den Mittelwertsbildern und deren Standardabweichung dargestellt.

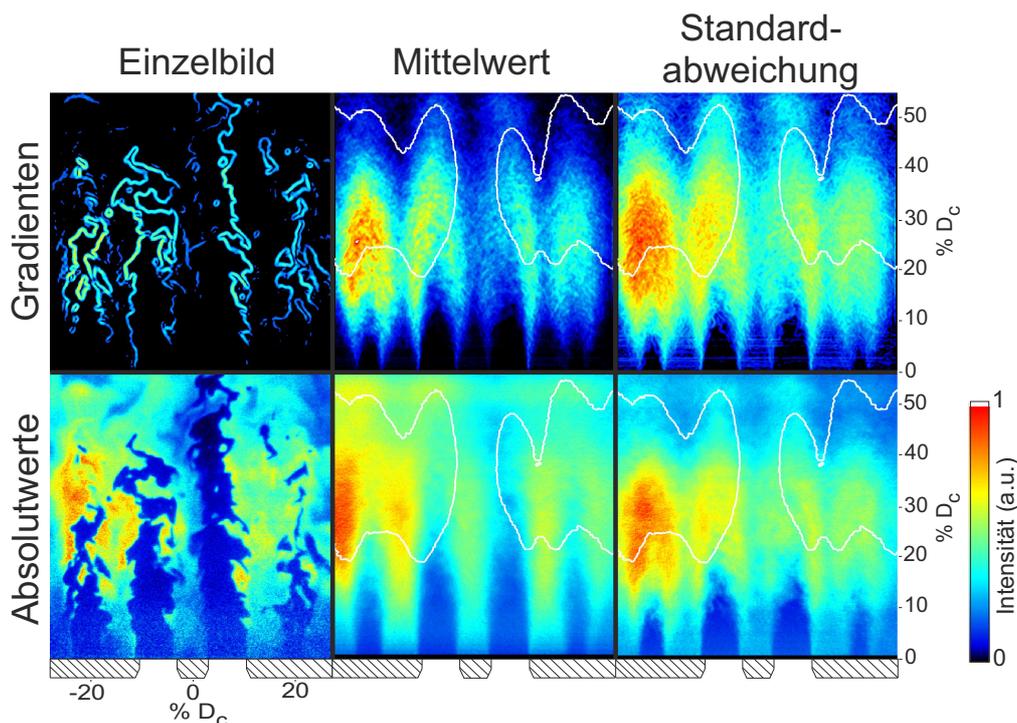


Abbildung 6.20.: Vergleich von Einzelschuss- und Mittelwertsbild sowie der Standardabweichung σ_x der absoluten OH–Intensität und deren räumlicher Gradienten des zweistufigen Brenners bei $\dot{Q}_{th,n} = 100\%$, $\lambda_{ges} = 1,26$, $\lambda_{pilot} = 1,29$, $Split_{Br} = 93\%$, $T_v = 400^\circ\text{C}$ und LSP 1.

In den Bildern der OH–Absolutintensitäten stehen hohe Signalstärken für Bereiche mit hohen Hydroxylkonzentrationen. Da hohe OH–Anteile bei der Verbrennung in Zonen hoher Tempera-

tur vorherrschen, markieren diese Gebiete sowohl Reaktionszonen als auch Zonen heißer Verbrennungsabgase. Somit kann kaltes Frischgas von den Verbrennungsprodukten anhand der OH-Signalstärke unterschieden werden. Im Einzelschussbild der OH-Absolutintensitäten sind die in den Brennraum eintretenden kalten Frischgasstrahlen über den beiden vom Laserband geschnittenen FLOX[®]-Düsen nahe der Abszissenkoordinate von 0% D_c zu erkennen. Rechts und links davon können ebenfalls Kaltgasstrahlen über den beiden angrenzenden Düsen beobachtet werden, deren Randbereiche durch das Laserband angeschnitten werden. In den deutlich unterschiedlichen Eindringtiefen der Frischgasstrahlen im Einzelschuss und der sehr stark variierenden Struktur der OH-Verteilung zeigt sich deutlich der ausgeprägt turbulente Charakter von Strömung und Verbrennung. Der Übergang zwischen den Kaltgaszonen und den heißen Zonen hoher OH-Konzentrationen ist dabei sehr verwinkelt und mit OH-Inseln und -halbinseln durchsetzt. Anhand des Mittelwertbilds der OH-Absolutintensitäten lässt sich beobachten, dass sowohl zwischen den Frischgasstrahlen als auch ab einer Höhe von ca. 25% D_c (vertikale Richtung) oberhalb der Düsen signifikante OH-Konzentrationen vorliegen. Diese Darstellung gibt Hinweise auf die vorliegenden Heißgasbereiche, da OH-Radikale ausschließlich unter hohen Temperaturen vorkommen. Auf Grundlage dieser gemittelten OH-Verteilung lässt sich jedoch keine Aussage über die Lage der Reaktionszonen treffen, da die detektierten OH-Radikale in Zonen frisch verbrannter Gase sowie im heißen, rezirkulierten Abgas vorliegen. Ferner stellt die Standardabweichung der Absolutintensitäten die Fluktuation des OH-Signals dar und markieren somit Gebiete, in denen es zu starken Schwankungen der OH-Konzentration aufgrund von Neubildung und Beeinflussung durch Strömungsvorgänge kommt. Anhand der Intensitätsverteilung der Standardabweichung lassen sich bereits die Gebiete der Wärmefreisetzung näher eingrenzen. Jedoch wird diese Verteilung noch durch Schwankungen der Frischgas- und Rezirkulationsströmung überlagert, welche nicht nur die Neubildung von OH sondern auch die Verteilung der stromab getragenen OH-Radikale der Heißgaszonen beeinflussen.

Die scharfen Gradientenbilder im Einzelschuss korrespondieren sehr gut mit den scharfen Übergängen zwischen Kaltgas- und Heißgaszonen, wie sie das Einzelschussbild der absoluten OH-Signalintensitäten zeigt. Dabei lässt sich beobachten, dass aufgrund der Filterung vor der durchgeführten Gradientenanalyse nur solche Gradienten abgebildet werden, die in den Bildern der Absolutintensitäten ausgeprägte Übergänge zwischen Zonen hoher und sehr geringer Signalintensität aufweisen. Diese Zonen mit steilen räumlichen OH-Gradienten sind charakteristisch für Flammenfronten bei $Da > 1$. Es lässt sich weiterhin erkennen, dass Übergangsbereiche mit zwar deutlich abgegrenzten OH-Absolutsignalen aber flachen Gradienten nicht in die Gradientenbilder eingehen (z. B. Einzelschuss: oben rechts und Mitte rechts). Diese Bereiche zeigen heißes rezirkuliertes Abgas mit merklichen OH-Anteilen, jedoch keine unmittelbaren Flammenfronten. Dies verdeutlicht, dass durch das angewandte Analyseverfahren die Gradientenbilder als adäquater Marker der Reaktionszonen herangezogen werden können (siehe Abschnitt 5.3). Das Mittelwertsbild der OH-

Gradienten gibt somit einen Einblick über die Lage der Reaktionszone im zeitlichen Mittel. Somit stellt diese Verteilung eine gute Möglichkeit zur Analyse und zum Vergleich der Verbrennung an unterschiedlichen Betriebsbedingungen im Laserlichtschnitt dar. Das Gradientenbild der Standardabweichung veranschaulicht darüber hinaus die Fluktuationen der Gradienten und spiegelt somit die Schwankungen der Wärmefreisetzungszone wider. Diese Verteilung umfasst stets einen ähnlichen Bereich wie die gemittelten OH-Gradientenbilder und liefert somit keine zusätzlichen Informationen. Da, wie gezeigt, mittlere Form und Lage der Reaktionszone am geeignetsten durch das gemittelte OH-Gradientenbild beschrieben werden und die Standardabweichungen sowohl der Gradienten als auch der Absolutintensitäten keine Zusatzinformationen bereitstellen, wird im folgenden auf deren Darstellung verzichtet.

Somit dienen die Gradientenbilder im Folgenden als Indikator der Reaktionszonen. Anhand der instantanen sowie gemittelten Gradientenbilder ist ersichtlich, dass die Reaktionen im dargestellten Lastpunkt bereits bei der sehr niedrigen Luftzahl $\lambda_{ges} = 1,26$ aufgrund der turbulenten, verwinkelten Struktur der Flammenfronten einen sehr weiten Bereich des erfassten Sichtfensters einnehmen. Dabei setzen die Reaktionen bei allen gezeigten Zeitpunkten erst ab einer Höhe von ca. 10% D_c ein. Andererseits lässt sich beobachten, dass merkliche OH-Anteile bereits ab dem Brenneraustritt um die Frischgasstrahlen herum vorliegen. Dies deutet auf rezirkuliertes Abgas hin, das in geringen Konzentrationen das Frischgasgemisch beeinflusst.

Da der Pilotbrenner für die Stabilisierung der Hauptstufe eine entscheidende Rolle spielt, ist die Kenntnis des Einflusses der heißen Pilotabgase auf die Verbrennung der FLOX[®]-Stufe von großer Bedeutung. Beispielhaft für diese Interaktion sind in Abb. 6.21 drei Einzelschüsse einer Zeitreihe bei $\dot{Q}_{th,n} = 69\%$, $\lambda_{ges} = 3,05$, $\lambda_{pilot} = 0,55$, $Split_{Br} = 61\%$, $T_v = 580^\circ\text{C}$ und einer Lichtschnittposition LSP 3 dargestellt. Diese Schnittposition ermöglicht die Beobachtung von OH-Radikalenstrukturen, die aus dem Pilotdom austreten. Unterhalb der Bilder ist wiederum die Brennergeometrie angedeutet, wobei die Strichpunktlinie bei 0% D_c für die Brennermittelachse steht und die Kante bei $\approx 30\%$ D_c den Außenradius des Pilotdoms widerspiegelt. In dem hier visualisierten Lastfall wird der Pilot bei $\lambda_{pilot} = 0,55$ sehr fett betrieben. Durch den Betrieb mit hohem Brennstoffüberschuss treten aus dem Pilotdom dünne Strahlen mit hohen OH-Signalintensitäten aus, in denen noch intensive Reaktionen ablaufen. Anhand der OH-Absolutintensitäten lässt sich beobachten, dass diese Strahlen mit deutlichem radialen Impuls auf die Frischgasstrahlen der Hauptstufe auftreffen. An den Positionen, an denen die OH-Strahlen des Pilotbrenners mit dem Frischgas der Hauptstufe interagieren, setzen am Randbereich der FLOX[®]-Strahlen verstärkt Reaktionen ein, die weiter stromab anhalten. Dies verdeutlicht, dass der Pilotbrenner durch Zufuhr von Wärme und Radikalen sowie unverbranntem Brennstoff an diesen Punkten die Verbrennung der FLOX[®]-Stufe anfacht und stabilisiert. So laufen z. B. bei Zeitpunkt t_1 , an dem die heißen OH-Strahlen die Frischgasstrahlen nur leicht berühren, die Reaktionen der Hauptstufe im Vergleich zum Zeitpunkt

T_2 weniger intensiv ab. Dies deuten die geringeren Intensitäten der Gradientenbilder an. Ferner finden die Reaktionen bei allen Zeitpunkten fast ausschließlich an der dem Pilotdom zugewandten Seite der FLOX[®]-Strahlen statt, da hier die Wechselwirkung mit dem Pilotabgas am stärksten ist. An der entgegengesetzten Seite treten bei diesem Lastfall nur vereinzelt Reaktionen auf, was verdeutlicht, dass bei der vorherrschenden hohen globalen Luftzahl $\lambda_{ges} = 3,05$ das Gemisch der Hauptstufe den stabilisierenden Einfluss des Pilotbrenners benötigt.

Anhand des Mittelwertbildes der OH-Absolutwerte lässt sich beobachten, dass hohe Intensitäten und damit hohe Temperaturen zwischen der Kante des Pilotdoms und der Frischluftdüse vorherrschen. Gleichzeitig zeigt das mittlere OH-Gradientenbild hohe Intensitäten direkt an der Kante des Doms, die in einem Winkel von ca. 50° radial nach außen verlaufen. Wie bereits in den Einzelschussbildern gesehen, lässt sich insbesondere im gemittelten Gradientenbild an der Innenseite der Hauptstufendüse, dort wo die Pilotabgase das Frischgasgemisch berühren, eine sehr hohe Reaktionsstärke ausmachen. Somit wird deutlich, dass der Radikalen- und Brennstoffstrom aus dem Pilotbrenner einen signifikant großen Einfluss auf die Verbrennung der Hauptstufe ausübt. Wenn der $Split_{Br}$ zu Gunsten der Hauptstufe verlagert wird und damit λ_{pilot} ansteigt, schwächt sich der Einfluss des Pilotbrenners ab. Dennoch können bei der größten vermessenen Pilotzahl von $\lambda_{pilot} = 1,35$ Reaktionen und Heißgasstrahlen beobachtet werden, die aus dem Pilotdom zur Hauptstufe strömen und dort mit dieser interagieren. Die zu diesem Lastpunkt korrespondierende Bildserie ist unter Abb. A.8 im Anhang visualisiert.

Um zwischen verschiedenen Lastpunkten einen aussagekräftigen Vergleich der Reaktionszonen in der Lichtschnittebene ziehen zu können, visualisiert Abb. 6.22 die zeitlich gemittelten OH-Gradientenbilder als Funktion der globalen Luftzahl für die drei Vorwärmtemperaturen $T_v = 166^\circ\text{C}$, 400°C und 580°C bei $\dot{Q}_{th,n} = 100\%$ und Lichtschnittposition LSP 1. Anhand dieser Bildserien kann die gegenseitige Beeinflussung der Reaktionszonen benachbarter FLOX[®]-Düsen analysiert werden. Die zeitliche Mittelung der Gradientenbilder spiegelt die stationäre Lage der Reaktionszonen in der Lichtschnittebene wieder. Da im Gegensatz dazu die gemittelten Flammenbilder aus den OH*-CL Messungen die Lage der Reaktionen über die Tiefe integriert darstellen, ermöglicht deren Vergleich eine Aussage darüber, ob der Hauptteil der Verbrennung in der Lichtschnittebene stattfindet. Die Bilder zeigen daher neben den OH-PLIF Gradienten auch die Konturen der Reaktionszonen aus den OH*-CL Daten anhand weißer Linien, wobei die Reaktionszonen innerhalb dieser umschließenden Kontur liegen. Alle Bilder einer konstanten Vorwärmtemperatur wurden zwischen Null und dem jeweiligen Intensitätsmaximum der Temperaturserie skaliert. Die Maximalintensitäten der drei Serien unterscheiden sich im Wert, wobei die Maxima aller Serien jeweils bei der Luftzahl $\lambda_{ges} = 1,25$ liegen. Um einen möglichst großen Bereich des Brennraums abdecken zu können, wurden jeweils zwei Messungen mit axial verschobenen Messfenstern in den Serien kombiniert.

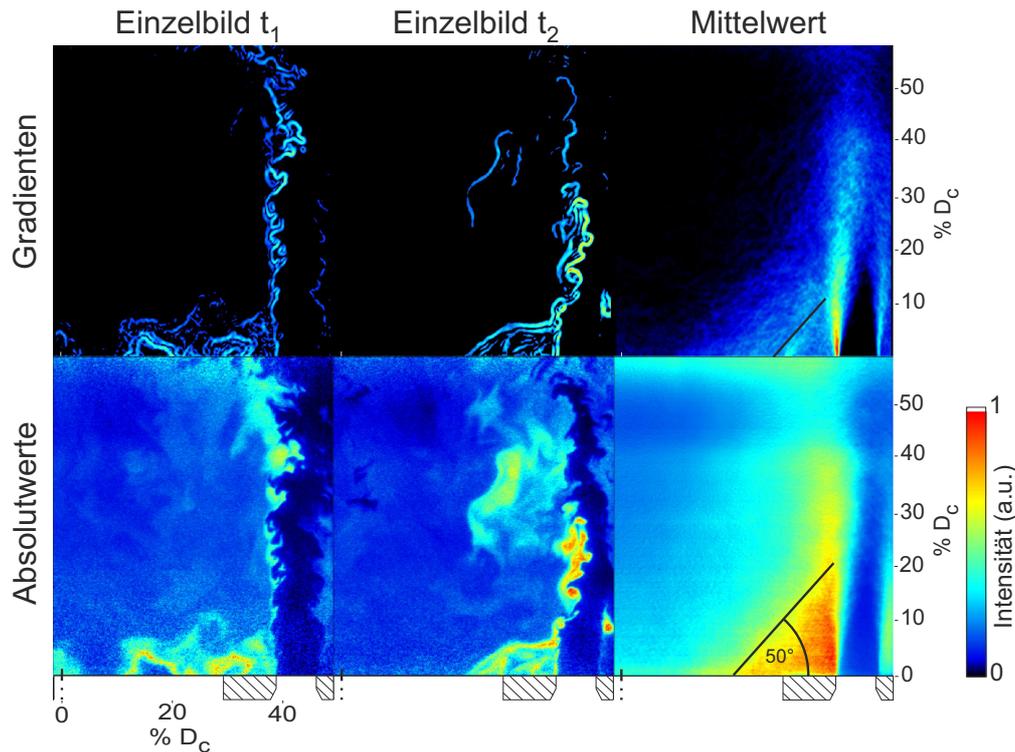


Abbildung 6.21.: Einzelschuss- und Mittelwertbilder der absoluten OH-Intensität und deren räumlicher Gradienten des zweistufigen Brenners bei $\dot{Q}_{th,n} = 69\%$, $\lambda_{ges} = 3,05$, $\lambda_{pilot} = 0,55$, $Split_{Br} = 61\%$, $T_v = 580^\circ\text{C}$ und LSP 3.

Zunächst werden die beobachteten Phänomene des Flammenverhaltens anhand der Bildserie bei $T_v = 580^\circ\text{C}$ diskutiert. Hier zeigen sich in den OH-PLIF Gradientenbildern bei $\lambda_{ges} = 1,25$ sehr diskrete und deutlich voneinander abgegrenzte Reaktionszonen. Die Flammenfronten ummanteln dabei die in den Brennraum eintretenden Kaltgasstrahlen der Hauptstufendüsen und ankern bei dieser Luftzahl unmittelbar am Düsenauslass. Die Form und Lage der Reaktionszonen im Lichtschnitt passen hier gut zur Kontur der OH*-CL Daten. In den Ergebnissen beider Messmethoden zeigt sich, dass die Reaktionen über den beiden im Bildbereich zentralen Düsen 1 und 2, dargestellt in umkreisten Zahlen, unsymmetrisch verlaufen. Dabei sind die Signalintensitäten der Reaktionszonen in Richtung $0\% D_c$ (horizontal) deutlich schwächer im Vergleich zu den nach außen gewandten Bereichen der Frischgasstrahlen. Dieses Verhalten lässt sich ebenfalls in der Form der OH*-CL Konturlinie erkennen. Grund hierfür dürfte, wie in Abb. 6.17 beschrieben, die doppelte Anzahl der FLOX[®]-Düsen im Vergleich zu den Drallbohrungen der Pilotstufe sein, was eine begünstigte Stabilisierung jeder zweiten Hauptstufendüse bei niedrigen Luftzahlen bewirkt. Insgesamt sind die Flammen bei $\lambda_{ges} = 1,25$ von sehr kompakter Form mit kurzer Flammenlänge.

Wie bereits anhand der Diskretheit der OH*-CL Daten des einstufigen Brenners in Abb. 6.10 festgestellt, wachsen beim Abmagern die diskreten Reaktionszonen auch in den OH-PLIF Bildern der zweistufigen Variante in horizontaler Richtung zusammen. Dieses Verhalten geht mit einer si-

6. DISKUSSION DER MESSERGEBNISSE

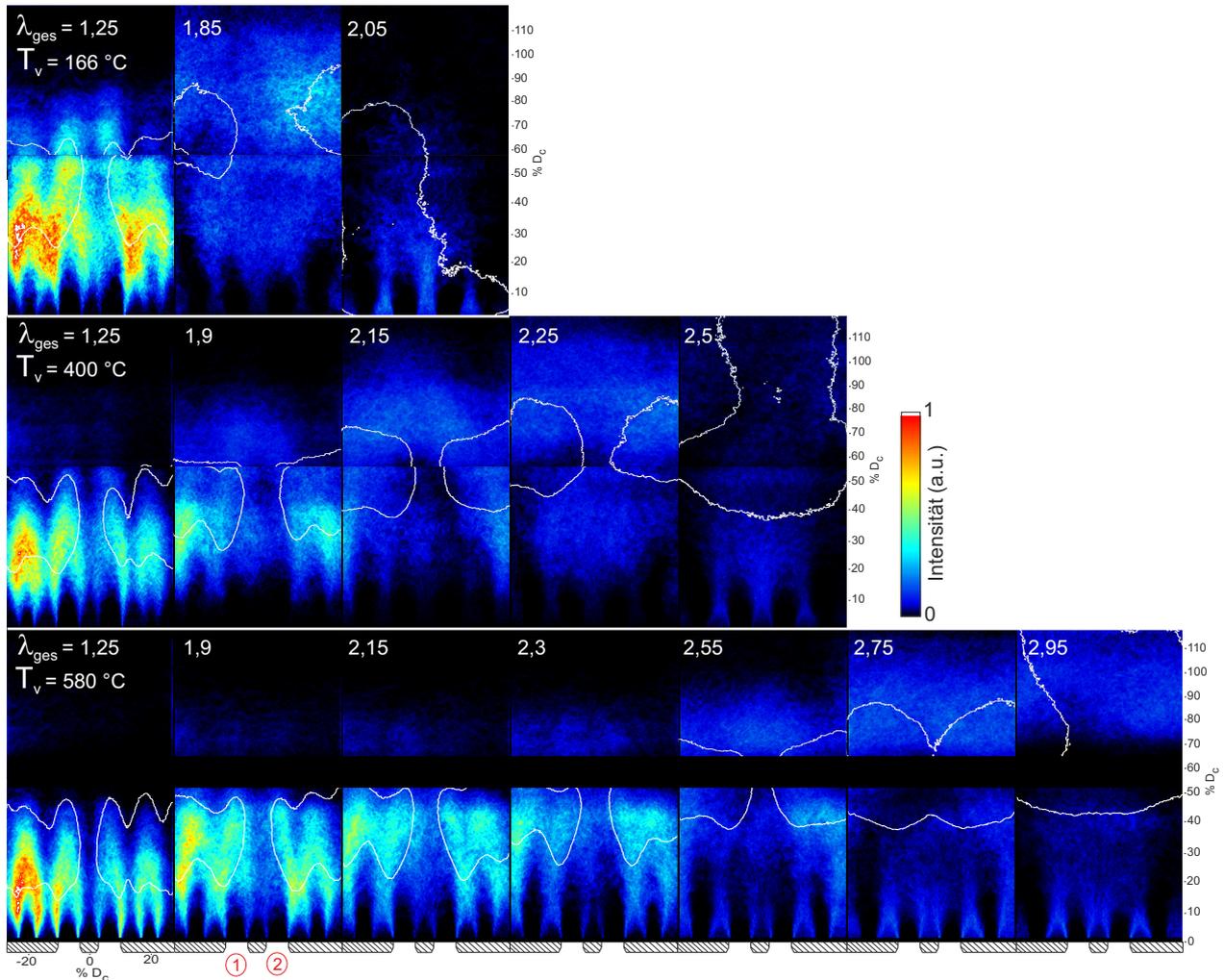


Abbildung 6.22.: Gemittelte Bilder der OH-Gradienten des zweistufigen Brenners als Funktion der Vorwärmtemperatur und globalen Luftzahl bei $\dot{Q}_{th,n} = 100\%$, $Split_{Br} = 93\%$ und LSP 1.

gnifikanten Abnahme der Signalintensität einher, was sich insbesondere am Düsenaustritt zeigt. Dort laufen die Reaktionen mit steigender Luftzahl immer weniger intensiv ab. In den OH*-CL Konturen heben die Flammen beim Abmagern weiter ab, bleiben jedoch zunächst relativ konstant in ihrer Ausdehnung. In den OH-PLIF Daten verlagert sich der Hauptteil der Reaktionen ebenfalls weiter stromab und deren beanspruchte Fläche nimmt bis ca. $\lambda_{ges} < 2,55$ nur wenig zu. Für $\lambda_{ges} \geq 2,55$ hingegen steigt der Raum, den die Verbrennung beansprucht, stark an, so dass bei der Luftzahl $\lambda_{ges} = 2,95$ kurz vor dem mageren Verlöschen die Reaktionszone annähernd die gesamte Fläche des Detektionsbereichs einnimmt. Da, wie in Abb. 6.23 anhand von PIV-Daten gezeigt werden wird, die generelle Form des Strömungsfeldes über den gesamten Luftzahlbereich unverändert bleibt, weist dieses Verhalten darauf hin, dass im Bereich von $\lambda_{ges} = 2,55$ die Turbulenz-Chemie-Interaktion eine charakteristische Änderung erfährt. Daher liegt die Vermutung nahe, dass in die-

sem Luftzahlbereich ein Übergang in das Regime der räumlich verteilten Flammenfronten vorliegt. Dieses Verhalten wird Abschnitt 6.5.2 näher beleuchtet.

Es zeigt sich, dass in der hier dargestellten Lichtschnittposition 1 noch bei sehr hohen Luftzahlen Flammenfronten zwischen den FLOX[®]-Düsen nahe des Düsenaustritts zu finden sind. Dies deutet zum einen auf einen großen Anteil rezirkulierten heißen Abgases mit signifikanten OH-Konzentrationen hin, der am Brennermund radial nach außen getragen wird und zwischen den Frischgasstrahlen durch die Lichtschnittebene tritt. Zum anderen durchströmen an dieser Stelle ebenfalls die heißen Abgase der Pilotstufe die Schnittebene. Die dazu korrespondierenden Strömungsfelder werden in Abb. 6.23 dargestellt und diskutiert. Verglichen mit den OH*-CL Bildern nehmen die Reaktionen in den Gradientenbildern der OH-PLIF Daten insbesondere bei hohen λ_{ges} einen wesentlich größeren Bereich ein. Für $\lambda_{ges} \geq 2,55$ tritt die Flammenlage der OH*-CL Daten jedoch in einem Bereich auf, in dem die OH-PLIF Bilder keinen signifikanten Anstieg der Intensität aufweisen. Daher kann daraus abgeleitet werden, dass bei diesen Luftzahlen der Hauptteil der Reaktionen durch die nach innen gerichtete Rezirkulation in Richtung der Brennerachse verlagert ist und somit außerhalb der vermessenen Lichtschnittebene liegt. Dieses prognostizierte Verhalten wird im Laufe des Abschnitts anhand der Lichtschnittposition LSP 2 in Abb. 6.24 belegt werden.

Beim Vergleich der OH-Gradientenbilder unterschiedlicher Vorwärmtemperaturen zeigt sich das für $T_v = 580^\circ\text{C}$ beschriebene Verhalten ebenfalls in den anderen Bildserien. Dabei sind die auftretenden Phänomene jedoch für niedrigere Vorwärmtemperaturen zu kleineren λ_{ges} verschoben. So lässt sich im Bild bei $T_v = 166^\circ\text{C} / \lambda_{ges} = 1,85$ bereits eine volumetrische Verteilung der Reaktionszone beobachten wie sie bei $T_v = 580^\circ\text{C}$ erst bei $\lambda_{ges} = 2,75$ auftritt. Ferner lässt sich bei der niedrigsten vermessenen Luftzahl $\lambda_{ges} = 1,25$ erkennen, dass die Flammen mit sinkender Vorwärmtemperatur in horizontaler Richtung deutlich verschmelzen und eine größere Ausdehnung in axialer Richtung aufweisen. Dieses Verhalten stimmt mit den in Abb. 6.11 diskutierten Beobachtungen des einstufigen Brenners bei der Variation der Vorwärmtemperatur überein. Bei $T_v = 166^\circ\text{C}$ und 400°C ist jeweils in der höchsten Luftzahl vor dem mageren Verlöschen eine signifikante Abnahme der Ausdehnung der Reaktionen zu beobachten. Wie anhand der LSP 2 in Abb. 6.24 gezeigt wird, verlagern sich bei diesen sehr hohen Luftzahlen die Reaktionen in Richtung Brennkammerachse. Dies führt zu einer deutlichen Abnahme der Intensität der gemittelten OH-Gradienten oberhalb von $50\% D_c$ (vertikal) im Laserlichtschnitt 1.

Anhand der OH-PLIF Verteilung der Laserlichtschnittposition LSP 1 wurde vermutet, dass sowohl rezirkulierte Abgase der Hauptstufe als auch Pilotabgase zwischen den Frischgasstrahlen der FLOX[®]-Stufe radial nach außen getragen werden. Um dieses Strömungsverhalten zu belegen, sind in Abb. 6.23 exemplarisch die dreidimensionalen Vektorfelder in diesem Lichtschnitt für unterschiedliche Luftzahlen bei $\dot{Q}_{th,n} = 100\%$, $Split_{Br} = 93\%$ und $T_v = 580^\circ\text{C}$ dargestellt. Die orthogonal zur Lichtschnittebene gerichtete Geschwindigkeitskomponente ist farblich kodiert und für alle

6. DISKUSSION DER MESSERGEBNISSE

Bilder auf die gleichen Extremwerte skaliert. Dabei symbolisiert die rote Farbe aus der Bildebene heraustretende Geschwindigkeiten. Des Weiteren geben Länge und Richtung der Pfeile den Betrag der Geschwindigkeitskomponenten in der Lichtschnittebene an, wobei die Längen auf einen festen Wert für alle Bilder normiert und somit vergleichbar sind. Beim Vergleich aller drei gezeigten Lastpunkte wird ersichtlich, dass die generelle Form des Strömungsfelds bei steigender Luftzahl unverändert bleibt. Hierbei sind die Vektoren in der Beobachtungsebene überwiegend axial mit einer sehr geringen Querkomponente ausgerichtet. Die in den Brennraum eintretenden Frischgasstrahlen der FLOX[®]-Stufe sind durch hohe axiale Geschwindigkeiten gekennzeichnet, die sich insbesondere nahe des Düsenauslasses deutlich von den Bereichen zwischen den Düsen abgrenzen. Ferner nimmt mit steigender Luftzahl zum einen die aus der Bildebene heraustretende Geschwindigkeitskomponente stark zu. Hier sorgen sowohl die rezirkulierten Abgase der Hauptstufe als auch die durch den aufgeprägten Drall radial von der Brennermittellachse nach außen strömenden Pilotabgase für eine ausgeprägte Strömung zwischen den Düsenstrahlen. Dadurch werden die heißen Verbrennungsprodukte ebenfalls in den außen liegenden Bereich der Düsen transportiert und können dort zur Stabilisierung der Verbrennung beitragen (siehe Abb. 6.24). Zum anderen nehmen oberhalb von 30% D_c (vertikale Richtung) die in die Bildebene hinein zeigenden Geschwindigkeitsanteile zu. Dieses Verhalten zeigt das Anfachen der Strömungsgeschwindigkeit in der IRZ mit steigender Luftzahl an, wobei die Lage und Ausdehnung der IRZ in diesem Lichtschnitt konstant bleibt.

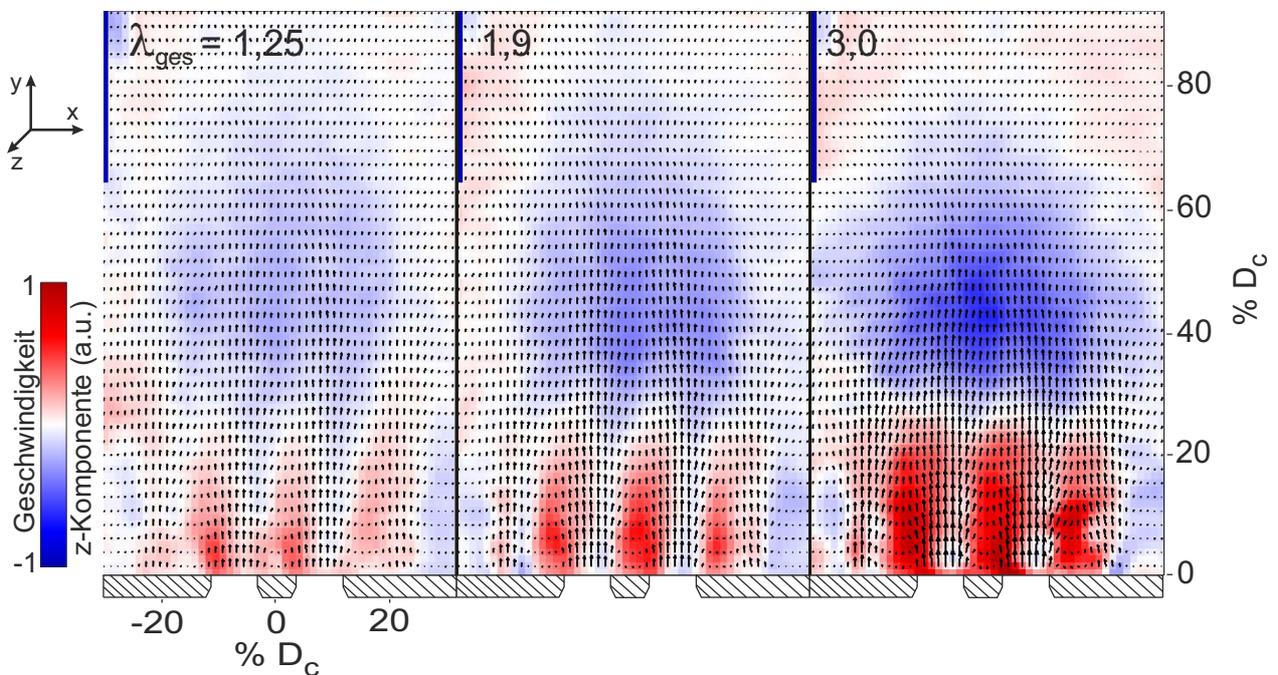


Abbildung 6.23.: Zeitlich gemittelte 3D-Strömungsvektorfelder des zweistufigen Brenners als Funktion von λ_{ges} bei $\dot{Q}_{th,n} = 100\%$, $Split_{Br} = 93\%$, $T_v = 580^\circ\text{C}$ und LSP 1.

6.5 Verbrennungsverhalten der zweistufigen Brennervariante unter Variation der globalen Luftzahl

Da die Messungen an Lichtschnittposition 1 zeigten, dass die Reaktionen hauptsächlich zwischen den Hauptstufendüsen ablaufen, beleuchtet die Abfolge der gemittelten OH-PLIF Gradientenbilder in Abb. 6.24 diesen Bereich für $\dot{Q}_{th,n} = 100\%$ und $T_v = 580^\circ\text{C}$ näher. Hier wurde der Lichtschnitt durch die Brennermittelachse sowie zwischen zwei Düsen gelegt. Die Brennergeometrie unter den Bildern skizziert dabei die Brennermittelachse, den Rand des Pilotdoms sowie die in die Lichtschnittebene projizierte Position der benachbarten Düse. Aus Gründen der Vergleichbarkeit wurden alle Bilder auf das Intensitätsmaximum der gesamten Serie skaliert. Der Streifen im unteren Bildbereich niedriger Luftzahlen mit Signalintensitäten im blauen Bereich stellt dabei kein Messsignal dar, sondern beruht auf Signalrauschen, das im Randbereich des Laserbands überproportional in Erscheinung tritt.

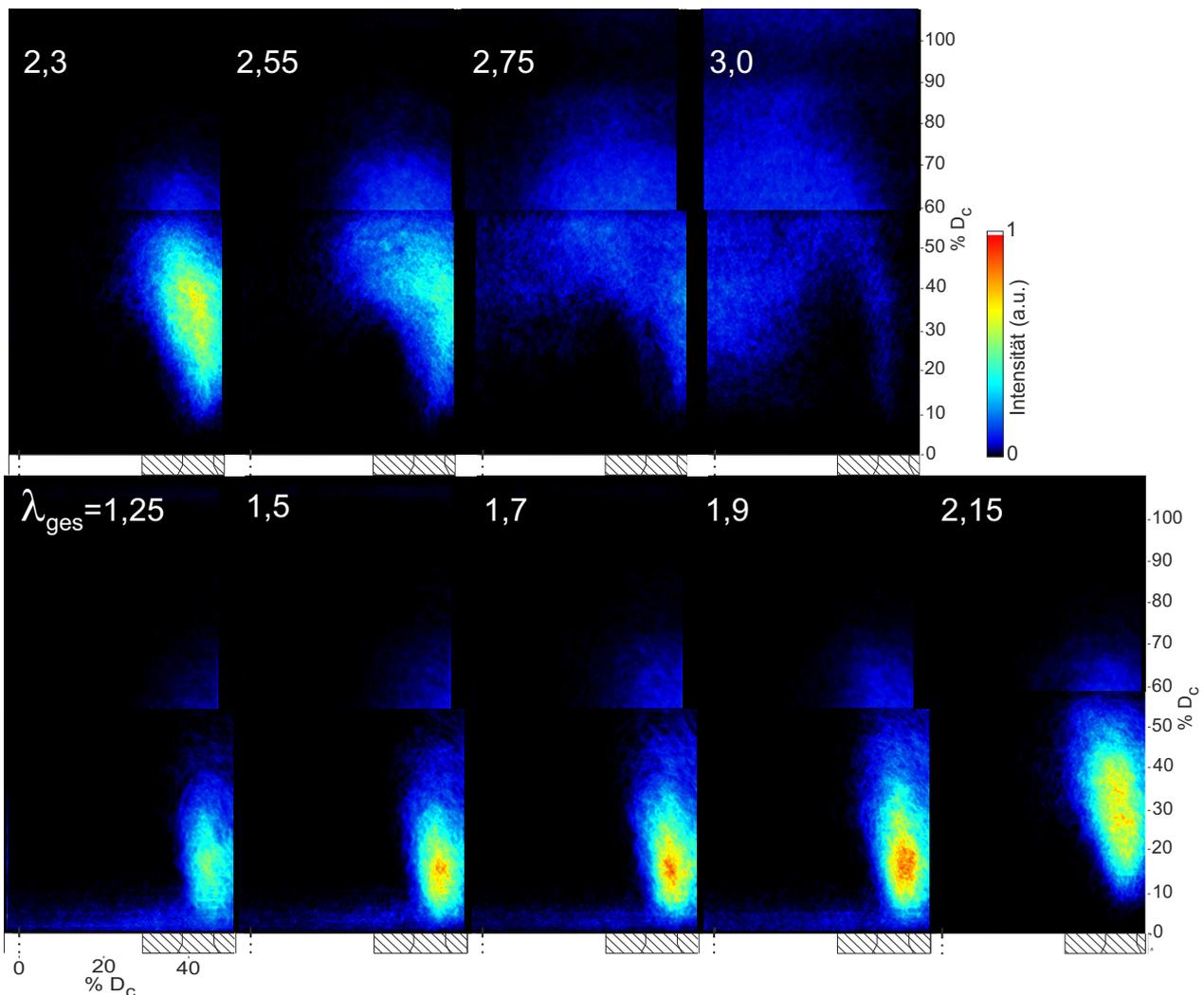


Abbildung 6.24.: Gemittelte Bilder der OH-Gradienten des zweistufigen Brenners als Funktion der globalen Luftzahl bei $\dot{Q}_{th,n} = 100\%$, $Split_{Br} = 93\%$, $T_v = 580^\circ\text{C}$ und LSP 2.

Zunächst zeigen die OH-Gradientenverteilungen bei niedrigen globalen Luftzahlen eine diskre-

te, vertikal ausgerichtete Reaktionszone nahe am Brennerauslass, die verglichen zur projizierten Düsengeometrie radial leicht nach außen verschoben ist. Für $\lambda_{ges} \leq 1,9$ steigen die Signalintensitäten bzw. die Reaktionsstärke mit steigender Luftzahl in dieser Lichtschnittposition an. Dies beruht auf dem Umstand, dass, wie in Abb. 6.22 gezeigt, die Reaktionszonen um die Frischgasstrahlen in einem weiten Bereich azimuthal verschmelzen und somit die Reaktionen im Zwischenraum der Strahlen zunehmen. Ab $\lambda_{ges} = 2,15$ heben die Reaktionen deutlich ab und werden im oberen Bereich stärker in Richtung Brennermittelachse gezogen. Gleichzeitig wird ab dieser Luftzahl beim weiteren Abmagern eine kontinuierliche Abnahme der Signalintensität verzeichnet. Ab $\lambda_{ges} = 2,55$ weitet sich die Reaktionszone deutlich auf, was sich in einer wachsenden volumetrischen Ausdehnung widerspiegelt. Bei der höchsten Luftzahl vor dem LBO ist die chemische Zeitskala im Vergleich zu der turbulenten bereits so stark vergrößert, dass das reagierende Gemisch in der Rezirkulationszone bis fast zum Brennerauslass mitgerissen wird. Wie anhand Abb. 6.22 vermutet, lässt sich in diesem Lichtschnitt beobachten, dass für hohe Luftzahlen ein sehr großer Anteil der Reaktionen radial in Richtung der Brennermittelachse verlagert ist. Zusammenfassend deutet das gezeigte Verhalten bei $\dot{Q}_{th,n} = 100\% / T_v = 580^\circ\text{C}$ einen charakteristischen Übergang in das Regime der verteilten Flammenfronten der zweistufigen Brennervariante für $\lambda_{ges} \geq 2,55$ an.

6.5.2. Analyse der Turbulenz–Chemie–Interaktion anhand simultaner OH–PLIF/PIV Messungen

Um den in den vorigen Abschnitten bei Einsetzen volumetrischer Reaktionszonen postulierten Regime-Übergang anhand der Turbulenz–Chemie–Interaktion näher untersuchen zu können, wurden an einigen ausgewählten Lastpunkten die Messmethoden OH–PLIF und PIV simultan eingesetzt. Die zeitlich synchrone Betrachtung von Strömungsfeld und OH–Radikal als reaktionskinetischem Marker ermöglicht es dem Betrachter, die gegenseitige Beeinflussung dieser Größen zu beobachten. Des Weiteren kann durch die Auswertung der strömungsmechanischen Kenngrößen (integrales Längenmaß und Geschwindigkeitsfluktuation) und der chemischen Referenzgrößen (laminare Flammgeschwindigkeit und laminare Flammfrontdicke) die Einordnung in das Diagramm turbulenter Vormischflammen erfolgen.

Zunächst wird jedoch ein erster Einblick in die Wechselwirkungen zwischen Turbulenz und Chemie anhand von ausgewählten Einzelschussbildern an zwei unterschiedlichen Luftzahlen für die Laserlichtschnittposition LSP 3 gegeben. Hierzu werden in Abb. 6.25 das Strömungsfeld aus PIV–Messungen und die OH–PLIF Daten überlagert. Die Abbildungen zeigen zum einen in der oberen Reihe eine Überlagerung vom Vektorfeld der 3D-Geschwindigkeiten und OH–Absolutkonzentration und zum anderen in der unteren Reihe eine Überlagerung von Stromlinienbild und OH–Gradientenverteilung. In der Darstellung des Vektorfeldes steht die Farbe der Pfeile für die Geschwindigkeit normal zur Lichtschnittebene und ist für beide Bilder auf den gleichen Extremwert skaliert. Dabei symbolisieren rote Pfeile aus der Bildebene heraustretende Geschwindigkeiten und blaue Pfeile die entgegengesetzte Richtung. Länge und Richtung der Pfeile geben den Betrag der Geschwindigkeitskomponenten in der Lichtschnittebene an. Zur besseren Sichtbarkeit sind die Anzahl der Vektorpfeile in dieser Darstellung in horizontaler Richtung um den Faktor 2 und in vertikaler Richtung um den Faktor 4 der tatsächlichen räumlichen Auflösung reduziert. Die dahinterliegenden OH–Absolutkonzentrationen sind auf das jeweilige Intensitätsmaximum des Lastpunkts skaliert. Die Absolutgeschwindigkeit in der Messebene ist in den Stromlinienbildern mittels der Farbe der Linien zwischen Null und dem jeweiligen Maximum kodiert. Ferner zeigen beide Gradientenbilder deren Intensität auf einer linearen Graustufenskala mit gleichem Maximalwert. In den leeren Bereichen der Strömungsfelder traten im Bildausschnitt aufgrund der sechseckigen Brennkammergeometrie lokal starke Reflexe des Laserlichts auf, die eine Korrelation der Partikelbewegung an diesen Stellen unmöglich machten. Die beeinträchtigten Bereiche konnten zum Teil durch Blocken des von den Scheiben reflektierten Lichts reduziert werden. Eine generelle Unterdrückung war jedoch nicht möglich.

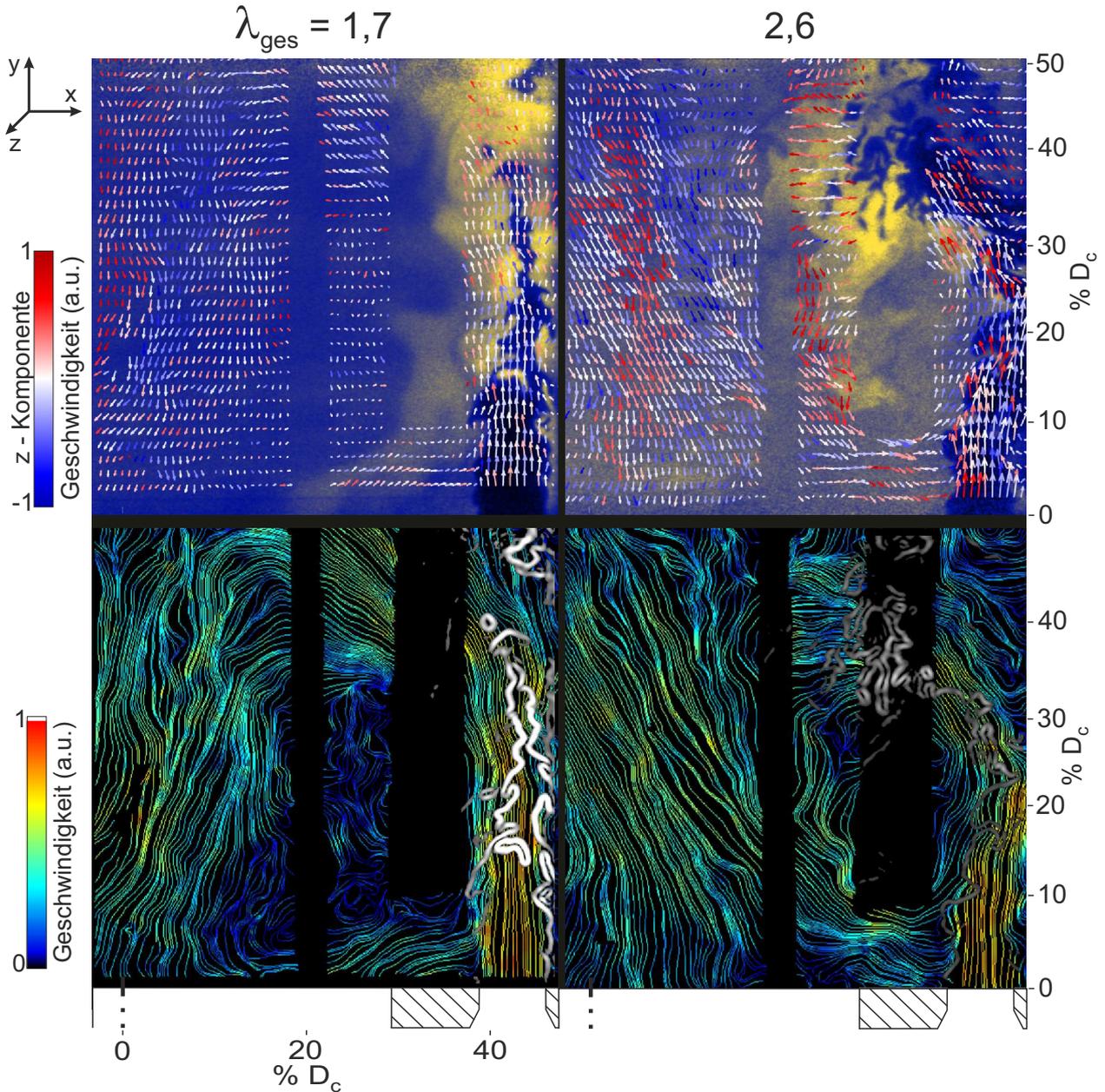


Abbildung 6.25.: Überlagerung der absoluten OH-Intensität mit dem Geschwindigkeitsvektorfeld und der räumlichen OH-Gradienten mit den Stromlinien des zweistufigen Brenners an zwei verschiedenen Luftzahlen bei $\dot{Q}_{th,n} = 100\%$, $Split_{Br} = 93\%$, $T_y = 580^\circ\text{C}$ und LSP 3 im Einzelschuss.

Anhand der Vektorfelder lässt sich bereits im Einzelschuss beider Luftzahlen eine starke innere Rezirkulationszone (IRZ) erkennen. Dabei ist die Strömung unterhalb $\approx 30\% D_c$ (horizontale Richtung) entgegen der eintretenden Frischgasstrahlen orientiert. Die korrespondierenden zeitlich gemittelten Strömungsfelder werden später in Abb. 6.29 diskutiert. Bei $\lambda_{ges} = 1,7$ stellt sich im Einzelschuss die Strömung der Frischgasstrahlen noch weitgehend gleichförmig mit nur geringen

Querbewegungen im unteren Bereich dar. Wo hingegen bei $\lambda_{ges} = 2,6$ ein deutlicher Einfluss der radial zuströmenden Gase aus der IRZ auf den Frischgasstrahl sichtbar ist. Dieser wird signifikant radial nach außen abgelenkt und zeigt markante Dellen in der Strömungsverteilung entlang der inneren Scherschicht. Die OH-Verteilung bei niedriger Luftzahl zeigt deutlich abgegrenzte Bereiche zwischen heißen, verbrannten Abgasen mit hohen OH-Signalen und den Frischgasgebieten des eintretenden Strahls. Ferner kann eine gewisse Verwinkelung der OH-Fronten am Frischgasstrahl festgestellt werden. Die Hauptintensität des OH-Signals tritt in diesem Einzelschuss zwischen 10 und 50 % D_c (vertikale Richtung) auf, wobei die OH-Fronten vorwiegend entlang der Düsenachse des Frischgasstrahls liegen. Insgesamt kann im Bereich der Frischgaseinströmung in diesem Fall eine nur mäßige Kopplung zwischen den Verwinkelungen der OH-Fronten und den Querbewegungen des Strömungsfelds beobachtet werden. Bei $\lambda_{ges} = 2,6$ jedoch stimmen die Struktur der OH-Verteilung sehr gut mit den turbulenten Bewegungen der Strömung überein, wobei die OH-Fronten den Strömungsbewegungen folgen. In diesem Fall treten die Maximalintensitäten des OH-Signals im Bereich zwischen 30% und 50% D_c (vertikale Richtung) deutlich weiter im Brennerzentrum auf. Des Weiteren lassen sich in der IRZ auf der Brennermittelachse bis an die Brennerkopffront bei 0% D_c (vertikale Richtung) hohe OH-Anteile erkennen, was einen großflächigen Transport verbrannter Abgase durch die IRZ widerspiegelt.

In der Überlagerung von Stromlinien und OH-Gradientenbilder können bei $\lambda_{ges} = 1,7$ Reaktionen vor allem in der Scherschicht des Frischgasstrahls beobachtet werden. Hierbei legen sich die Reaktionen um den Strahl herum und zeigen die angesprochene verwinkelte Struktur mit hohen Gradientenstärken bzw. hohen Reaktionsraten. Bei $\lambda_{ges} = 2,6$ sind ebenfalls Reaktionen in der inneren Scherschicht des eintretenden Strahls zu erkennen. Der Hauptteil der Reaktionen läuft in diesem Fall jedoch wesentlich weiter stromab nahe des oberen Umkehrpunkts der IRZ ab. Die Struktur der OH-Gradientenfronten sind hier deutlich stärker verwinkelt und über einen größeren Bereich unstrukturiert verteilt, wobei wesentlich geringere Gradientenstärken im Vergleich zu $\lambda_{ges} = 1,7$ auftreten. Dies verdeutlicht, dass bei hohen Luftzahlen bereits anhand der Einzelschussbilder eine größere räumliche Verteilung der Reaktionszonen beobachtet werden kann, was eine charakteristische Änderung der Turbulenz-Chemie-Interaktion im Vergleich zu den Flammen niedriger Luftzahlen andeutet.

Zur Quantifizierung der Turbulenz-Chemie-Interaktion verschiedener Flammen wird das in Abschnitt 2.3.1 eingeführte Diagramm der Klassifizierung turbulenter Vormischflammen herangezogen. Die Lage der Bereichsgrenzen sind nach *Chen et al.* [16] abhängig vom Faktor $s_L \cdot l_F / v$, der wiederum abhängig ist von Druck, Vorwärmtemperatur, Brennstoffzusammensetzung und Äquivalenzverhältnis. In der hier vorgestellten Arbeit werden die Grenzen jeweils mit dem Maximal- und Minimalwert des bei den untersuchten Bedingungen vorherrschenden Faktors angegeben, wobei dieser im untersuchten Bereich bei $4,3 \leq s_L \cdot l_F / v \leq 6,6$ liegt. Die Linien konstanter turbulenter

6. DISKUSSION DER MESSERGEBNISSE

Reynoldszahl sind aus Gründen der Übersichtlichkeit für den gemittelten Faktor ($s_L \cdot l_F / \nu$) aus beiden Extremwerten dargestellt.

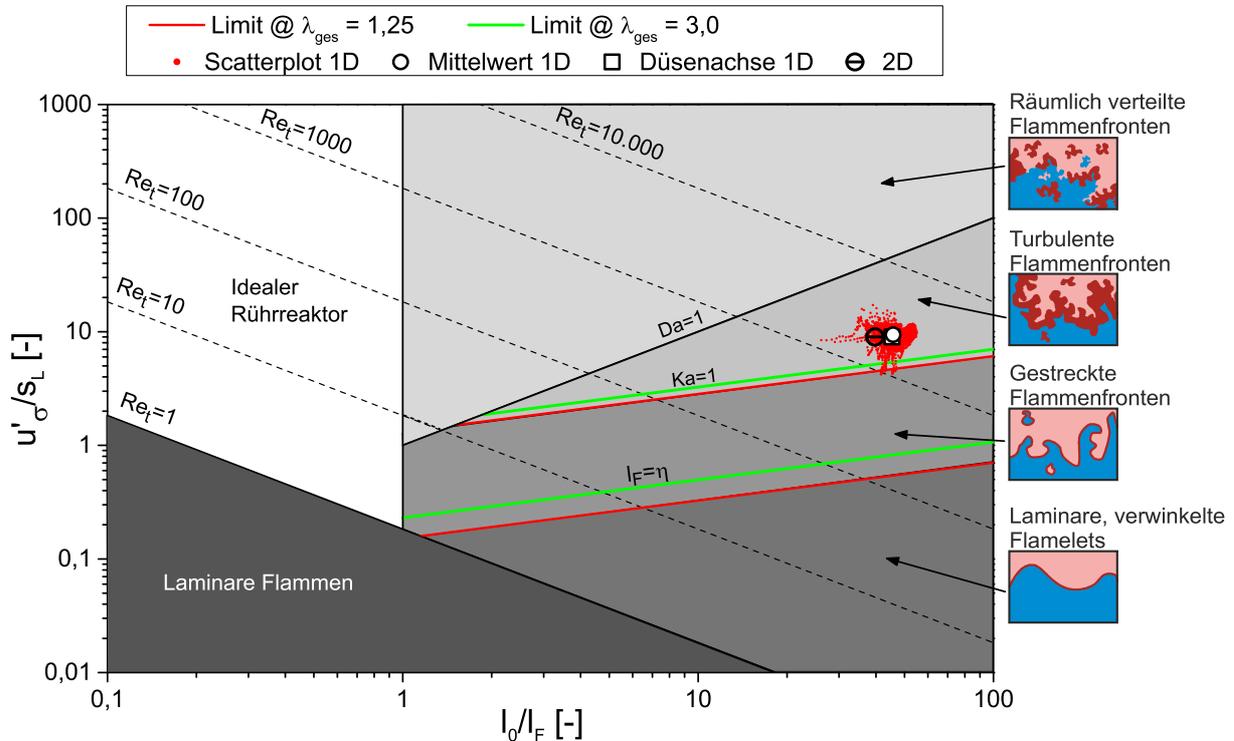


Abbildung 6.26.: Vergleich unterschiedlicher Ansätze zur Berechnung der integralen Längenskala im Diagramm zur Klassifizierung turbulenter Vormischflammen nach [16] bei $\dot{Q}_{th,n} = 100\%$, $\lambda_{ges} = 1,7$, $Split_{Br} = 93\%$ und $T_v = 580^\circ\text{C}$.

Um die Flammen in dieses Schaubild einordnen zu können, werden zum einen die chemischen Referenzgrößen des laminaren Falls benötigt. Dabei wurden die laminare Flammgeschwindigkeit s_L und die laminare Flammfrontdicke l_F auf Grundlage von Rechnungen mittels des Programms *Chemical Workbench* unter Verwendung des GRI 3.0 Mechanismus für den jeweiligen Lastpunkt ermittelt, wobei l_F mit Hilfe der Tangentenmethode ausgewertet wurde. In diese Rechnungen flossen sowohl Vorwärmtemperatur, Druck, globale Luftzahl als auch Erdgaszusammensetzung ein. Die turbulenten Größen der Strömung wurden basierend auf den PIV-Messungen des zweidimensionalen Strömungsfelds der Flammen errechnet, wobei die mittlere Geschwindigkeitsfluktuation u'_σ (siehe Abschnitt 5.7) über den gesamten Bildbereich gemittelt wurde. Das integrale Längenmaß l_0 der Strömung wurde mittels unterschiedlicher Ansätze ausgewertet, deren Sensitivität auf die Lage einer repräsentativen Flamme bei $\dot{Q}_{th,n} = 100\%$, $\lambda_{ges} = 1,5$ und $T_v = 580^\circ\text{C}$ im turbulenten Vormischdiagramm in Abb. 6.26 untersucht wird. Diese Ansätze werden im folgenden beschrieben. Für jeden Einzelpunkt der Punktwolke unter *Scatterplot 1D* wurde das integrale Längenmaß jedes Pixels der PIV-Messungen errechnet, indem die Gleichung 5.4 für jedes dieser Pixel eindimensio-

nal in axialer Richtung stromab ausgewertet wurde. Die Streuung der Punkte im Diagramm spiegelt die Streuung des integralen Längenmaßes der unterschiedlichen Positionen in der Strömung wieder. Der ungefüllte Kreis symbolisiert den daraus resultierenden Mittelwert aller Einzelpositionen. Ferner beschreibt die Auswertung, die mit dem Quadrat versinnbildlicht ist, die Berechnung von l_0 für nur einen einzigen Punkt der Strömung auf der Düsenachse. Abschließend wird mit dem horizontal gestrichelten Kreis eine Auswertung veranschaulicht, die l_0 auf Basis einer zweidimensionalen Korrelation des gesamten Bildbereichs nach Gl. 5.6 einbezieht.

Die Verteilung der Punktwolke veranschaulicht eine ausgeprägte Streuung der Längenmaße der Einzelpositionen. Dabei liegt der Hauptteil der Punkte jedoch in einem diskreten Bereich um den Mittelwert aller Punkte. Im Vergleich der abgeleiteten Methoden zeigt sich, dass die Lage der Flamme im turbulenten Vormischdiagramm auf Grundlage der Mittelwerts- und der Düsenachsenmethode annähernd identisch sind. Dieses Verhalten verdeutlicht, dass die Turbulenz hauptsächlich durch den starken Düsenstrahl dominiert ist. Die 2D-Methode führt zu einem Punkt, der ein etwas kleineres l_0/l_F -Verhältnis im Vergleich zu den 1D-Verfahren aufweist. Dennoch liegt dieser Punkt sehr nahe an den Ergebnissen der anderen Methoden. Dieses Verhalten ist konsistent für alle untersuchten Flammen, so dass die Schlüsse, die im Folgenden aus der Auftragung der Lastpunkte im turbulenten Vormischdiagramm gezogen werden, bei der Anwendung aller hier vorgestellter Berechnungsmethoden von l_0 gültig sind. Da jedoch die Auswertung des zweidimensionalen integralen Längenmaßes aufgrund von starkem Hintergrundleuchten der Brennerstruktur bei stöchiometrienahen Bedingungen beeinträchtigt wurde, ergab sich insbesondere bei $\lambda_{ges} = 1,5$ eine von den anderen Betriebspunkten sehr stark abweichende und daher nicht vertrauenswürdige Einordnung in das Diagramm turbulenter Vormischflammen. Somit werden in der folgenden Klassifizierung die Betriebspunkte aller Flammen mittels der Mittelwertsmethode des integralen Längenmaßes dargestellt.

In Abb. 6.27 sind unterschiedliche Flammen bei $\dot{Q}_{th,n} = 100\%$, $Split_{Br} = 93\%$ und $T_v = 580^\circ\text{C}$ als Funktion der globalen Luftzahl λ_{ges} in das Schaubild zur Klassifizierung der turbulenten Vormischverbrennung eingetragen, wobei die zugrundeliegenden PIV-Messungen in der Laserlichtschnittposition LSP 1 durchgeführt wurden. Die verschiedenen charakteristischen Bereiche des Diagramms und deren Grenzen wurden bereits in Abschnitt 2.3.1 detailliert betrachtet, so dass hier ausschließlich die Lage der Flammen hinsichtlich der Verbrennungsregimes diskutiert wird. Da zwei der Regimegrenzen abhängig von den untersuchten Betriebsbedingungen sind, werden die Grenzlinien für die kleinste Luftzahl $\lambda_{ges} = 1,25$ in rot dargestellt und diejenigen für größte Luftzahl $\lambda_{ges} = 3,0$ in grün. Die zu diesen Lastpunkten korrespondierenden turbulenten Damköhler- und Karlovitzzahlen sind in Tab. A.1 im Anhang zu finden.

Der Betriebspunkt bei $\lambda_{ges} = 1,25$ weist eine turbulente Karlovitzzahl knapp oberhalb von Eins auf. Das bedeutet, dass er an der unteren Kante des Regimes der turbulenten Flammenfronten

6. DISKUSSION DER MESSERGEBNISSE

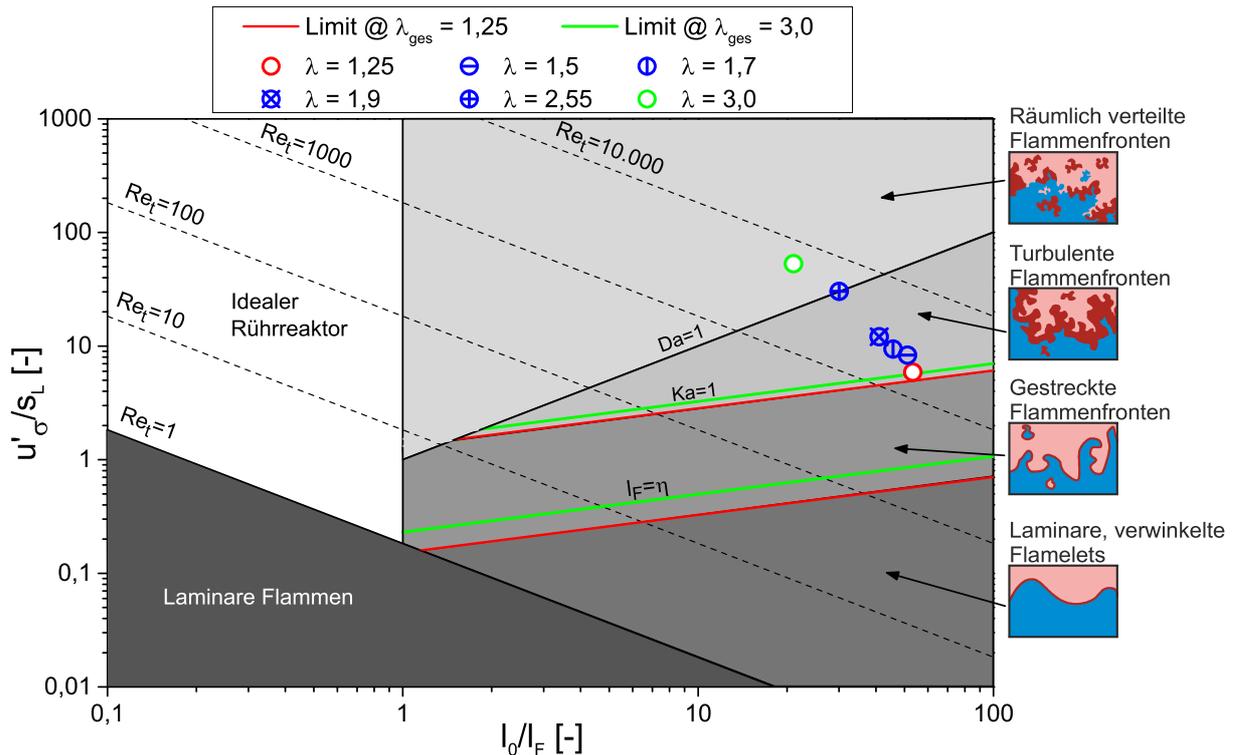


Abbildung 6.27.: Einordnung von Flammen verschiedener λ_{ges} bei $\dot{Q}_{th,n} = 100\%$, $Split_{Br} = 93\%$ und $T_v = 580^\circ\text{C}$ in das Diagramm zur Klassifizierung turbulenter Vormischflammen nach [16].

liegt. Diese Einordnung ist im Einklang mit den OH-Gradientenbildern aus Abb. 6.22 und 6.24, welche sehr diskrete Reaktionszonen zeigen. Beim Abmagern der Flammen verschieben sich die Betriebspunkte im Schaubild zunächst annähernd linear hin zu kleineren l_0/l_F -Verhältnissen und größeren Werten für u'_σ/s_L . Somit sinkt die turbulente Damköhlerzahl, und die Turbulenz-Chemie-Interaktion nimmt wie anhand Abb. 6.8 und 6.19(a) prognostiziert mit steigender Luftzahl deutlich zu. Die Flamme bei $\lambda_{ges} = 2,55$ liegt mit $Da = 1,1$ fast genau auf der Grenze zwischen dem Bereich der turbulenten Flammenfronten und dem Regime der räumlich verteilten Flammenfronten. Somit sollte die Verteilung der Reaktionszone an diesem Punkt bereits eine Expansion ins Volumen erfahren. Diese Klassifizierung ist in sehr guter Übereinstimmung mit den Beobachtungen der OH-Gradientenverteilung in Abb. 6.22 und 6.24. Hier zeigte sich ab $\lambda_{ges} = 2,6$ eine signifikante Ausdehnung der Reaktionen in die IRZ hin zu einer volumetrischen Verbrennung. Gleichzeitig beschrieben die korrespondierenden Profile der Verteiltheit des OH*-Signals in Abb. 6.8 und 6.19(a) einen deutlichen Anstieg zwischen $\lambda_{ges} = 2,5$ und $2,75$. Der dabei postulierte Übergang in das volumetrische Verbrennungsregime bei signifikantem Anstieg der Verteiltheit kann somit anhand von Abb. 6.27 bestätigt werden. Resultierend wurde gezeigt, dass sowohl die aus den OH-PLIF Daten abgeleiteten Reaktionszonen, die Verteiltheit des OH*-Signals als auch die Klassifizierung

6.5 Verbrennungsverhalten der zweistufigen Brennavariante unter Variation der globalen Luftzahl

im Schaubild der turbulenten Vormischverbrennung den gleichen Effekt einer Verlagerung ins volumetrische Verbrennungsregime belegen. Bei der höchsten vermessenen Luftzahl $\lambda_{ges} = 3,0$ liegt der Betriebspunkt in Abb. 6.27 mit $Da = 0,5$ bereits sehr weit im Regime der räumlich verteilten Flammenfronten.

Um die Einordnung der verschiedenen Lastpunkte im Diagramm turbulenter Vormischflammen in Verbindung zu den theoretischen Prognosen zur Gestalt der Flammenfronten aus Abschnitt 2.3.1 zu bringen, sind in Abb. 6.28 die augenblicklichen Reaktionszonen anhand der instantanen Verteilung der OH-PLIF Gradienten dargestellt. Hierbei sind Einzelbilder bei drei repräsentativen Luftzahlen ($\lambda_{ges} = 1,25 / 2,55$ und $3,0$) visualisiert, welche den Übergang vom Regime der turbulenten Flammenfronten in das Regime der räumlich verteilten Flammenfronten widerspiegeln. Alle gezeigten Lastpunkte wurden bei $\dot{Q}_{th,n} = 100\%$, $Split_{Br} = 93\%$, $T_v = 580^\circ\text{C}$ und LSP 2 aufgenommen. Somit demonstrieren diese Punkte direkt das Flammenverhalten der korrespondierenden Lastpunkte aus Abb. 6.27.

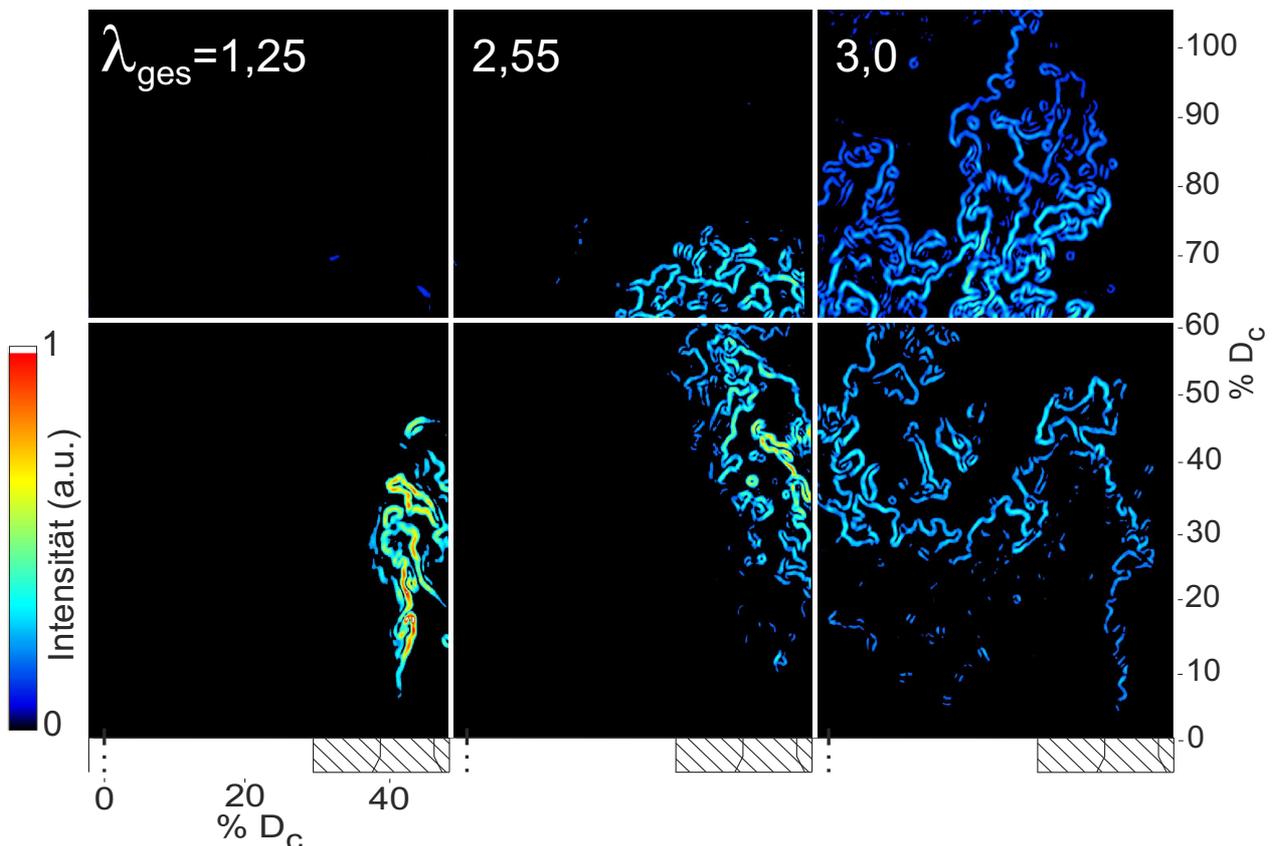


Abbildung 6.28.: Darstellung der instantanen Reaktionszonen unter Variation von λ_{ges} anhand von OH-PLIF Gradientenbildern bei $\dot{Q}_{th,n} = 100\%$, $Split_{Br} = 93\%$, $T_v = 580^\circ\text{C}$ und LSP 2.

6. DISKUSSION DER MESSERGEBNISSE

Die Breite des Laserlichtschnitts war durch die eingesetzte Linsenkonfiguration auf ca. 60% D_c (vertikale Richtung) begrenzt. Um dennoch das Flammenverhalten über einen weiten Bereich der Brennkammerlänge abbilden zu können, zeigen die obere und die untere Bildreihe Aufnahmen der gleichen Bedingungen bei in der Höhe verschobenem Laserlichtschnitt. Somit stellen die vertikal angeordneten Bilder den gleichen Lastpunkt an verschiedenen Abständen über dem Brenner und unterschiedlichen Zeitpunkten dar. Die Gradientenbilder wurden dabei jeweils auf das Maximum des unteren Bildes bei $\lambda_{ges} = 1,25$ skaliert, so dass die Signalintensitäten untereinander vergleichbar sind.

Wie die Theorie für den Bereich turbulenter Flammenfronten prognostiziert, stellen sich die Reaktionszonen bei $\lambda_{ges} = 1,25$ mit wirbelartigen Verdrehungen der Flammenfronten dar. Die Gestalt und Ausdehnung der Reaktionszone ist dabei sehr kompakt, so dass kaum Reaktionen oberhalb von 50% D_c (vertikale Richtung) sichtbar sind. Die Flamme stabilisiert hier direkt oberhalb der Hauptstufendüse und offenbart von allen Lastpunkten die intensivsten Signalstärken. Dies weist auf eine ausgeprägte Reaktionsrate in den Wärmefreisetzungszonen hin. Gleichzeitig weist dieser Lastpunkt eine moderate Inselbildung auf, so dass einzelne signifikante Strukturen außerhalb des Hauptpfads der Flammenfront auftreten. Der Lastpunkt bei $\lambda_{ges} = 2,55$ liegt bereits am Übergang in den Bereich der räumlich verteilten Flammenfronten. Hier lässt sich in der instantanen Verteilung der OH-Gradienten eine deutlich gesteigerte vertikale Ausdehnung der Reaktionszone ausmachen. Des Weiteren stellt sich die Reaktionszone weniger geordnet dar, sondern besteht aus vielen kleinen Teilstrukturen. Beim weiteren Erhöhen der Luftzahl zeigt sich anhand des Lastpunkts $\lambda_{ges} = 3,0$, welcher bereits im Bereich der räumlich verteilten Flammenfronten liegt, eine signifikant erweiterte räumliche Ausdehnung der Flammenfronten. Die Reaktionszonen erstrecken sich dabei über einen Großteil des sichtbaren Messraums. Dieses Bild ist dominiert von kleinskaligen Strukturen, welche insbesondere im oberen Bildausschnitt chaotisch im Raum verteilt sind und sehr ausgeprägte Ecken, Kanten und Inseln bilden. Ferner nimmt die Signalstärke der OH-Gradienten mit steigender Luftzahl deutlich ab, was auf eine Abschwächung der Reaktionsrate hindeutet.

Die Beobachtungen, welche sich für die verschiedenen Bereiche des Diagramms turbulenter Vormischflammen ergeben, sind somit konsistent mit den theoretischen Vorhersagen und den Erfahrungen in der Literatur [16, 72, 73]. Ausschließlich die von *Micka* und *Driscoll* [65] berichtete Aufdickung der Reaktionszonen konnte mit dem verwendeten Mess- und Auswerteverfahren nicht beobachtet werden. Somit wurde nach Kenntnis des Autors für die Verbrennung auf Basis des FLOX[®]-Konzepts zum ersten Mal eine repräsentative Einordnung verschiedener Lastpunkte in das Diagramm turbulenter Vormischflammen durchgeführt. Anhand dieser Analyse wurde demonstriert, dass Flammen, welche sowohl im visuellen Spektralbereich als auch bei der Verteilung des OH-Radikals eine volumetrische Ausdehnung aufweisen, sich aufgrund der Turbulenz-Chemie-Interaktion im Regime der räumlich verteilten Flammenfronten befinden.

6.5.3. Darstellung des Strömungsfelds anhand von PIV Messungen

Ein entscheidender Faktor der Flammenstabilisierung sind die im Brennraum vorherrschenden Rezirkulationsgebiete, welche Wärme und Radikale zur Frischgasströmung zurückführen. Ein Ziel der vorgestellten Untersuchungen ist es daher, den Stabilisierungsmechanismus im Gesamten zu verstehen und ihn somit im Brennerentwicklungsprozess beeinflussen zu können. Daher ist die Kenntnis der Strömungsvorgänge in der Brennkammer notwendig.

Um den Einfluss einer steigenden Luftzahl auf das gemittelte Strömungsfeld und insbesondere auf die IRZ beurteilen zu können, zeigt Abb. 6.29 die zeitlich gemittelte Stromlinienverteilung in der Messebene von Lichtschnittposition LSP 3 als Funktion von λ_{ges} bei $\dot{Q}_{th,n} = 100\%$, $Split_{Br} = 93\%$ und $T_v = 580^\circ\text{C}$. Die Absolutgeschwindigkeit ist farblich kodiert dargestellt, wobei die Farben zwischen Null und der jeweiligen Maximalgeschwindigkeit des Lastpunkts skaliert sind. Ferner sind die relativen Skalierungsfaktoren des jeweiligen Maximalwerts in der rechten oberen Ecke der Bilder angegeben. Die generelle Strömungsform ist bei allen drei dargestellten Luftzahlen vergleichbar, so dass diese anhand des Bilds bei $\lambda_{ges} = 1,65$ erläutert wird.

Die Stromlinien des in den Brennraum eintretenden Frischgasstrahls sind nach dem Verlassen der Hauptdüsen auf einer weiten Strecke nahezu parallel. Ab ca. 30% D_c (vertikale Richtung) wird der Strahl radial zur Brennermittelachse abgelenkt und fächert gleichzeitig auf. Ein Teil der Gase wird direkt zum Brennkammeraustritt transportiert und verlässt diesen. Dabei zeigt die austretende Strömung eine deutliche Einschnürung. Der andere Teil wird in eine langgestreckte IRZ einge-zogen und rezirkuliert zurück zu Pilotdom und Hauptstufe. Zwischen dem rezirkulierten Teil und dem direkt zum Brennkammerauslass transportierten Teil der Strömung tritt eine Grenzlinie auf, die in einen Stagnationspunkt nahe der Brennermittelachse mündet. Es kann beobachtet werden, dass die Lage des Stagnationspunkts jedoch nicht exakt auf der Mittelachse liegt, sondern um 3-4% D_c (horizontale Richtung) nach außen verschoben ist. Dieser Umstand lässt erkennen, dass eine gewisse Unsymmetrie des Strömungsfeldes vorliegt. Die Stromlinien der IRZ zeigen zwischen 0 und 20% D_c (horizontale Richtung) an, dass die rezirkulierten Abgase tief in den Pilotdom eintauchen. Für >20% D_c (horizontale Richtung) treten sowohl die rezirkulierten Abgase der Hauptstufe als auch die Abgase des Pilotbrenners in einem flachen Winkel von ca. 30° aus dem Pilotdom aus und treffen anschließend auf den vertikal ausgerichteten Frischgasstrahl. Durch den flachen Winkel prallen die Frischgase und der Hauptteil der Abgase nach einer gewissen Höhe über dem Brenner aufeinander. Numerische Simulationen haben hingegen gezeigt, dass die rezirkulierten Abgase im einstufigen Fall durch das Fehlen eines Pilotdoms annähernd senkrecht und direkt am Brenneraustritt auf die Frischgasstrahlen der FLOX[®]-Stufe treffen (siehe Abb. A.9 im Anhang). Die erhöhte Auftreffposition in Kombination mit dem flacheren Aufprallwinkel der zweistufigen Variante legt die Vermutung nahe, dass sich im Vergleich zum einstufigen Referenzbrenner eine später einsetzende und gleichzeitig verminderte Mischung zwischen heißen, rezirkulierten Abgas-

6. DISKUSSION DER MESSERGEBNISSE

en und kaltem Frischgas ergibt. Dies würde bedeuten, dass sich im zweistufigen Fall ein verzögerter und weniger intensiver Eintrag von Radikalen und Wärme aus der Rezirkulation in die Frischgase verglichen mit der einstufigen Konfiguration einstellt. Dieser Mechanismus kann somit eine Erklärung für den in Abb. 6.19(a) und 6.19(b) diskutierten Umstand liefern, dass im zweistufigen Fall bei $\dot{Q}_{th,n} = 100\%$ / $T_v = 580^\circ\text{C}$ die Verteiltheit des OH^* -Signals mit steigendem λ_{ges} zwar stark anwächst, gleichzeitig die Abhebehöhe ebenfalls weiter zunimmt. Wohingegen die einstufige Variante eine deutliche Abnahme der Abhebehöhe aufweist. Um jedoch die tatsächlich ablaufenden Mischungsprozesse zwischen Rezirkulation und Frischgasstrahlen detailliert beschreiben zu können, sind erweiterte Messmethoden notwendig, welche diesen Prozess abbilden können. Wie in Abschnitt 3.2 erläutert, ist die Abgasrezirkulationsrate K_v in der FLOX[®]-Verbrennung eine wichtige Größe zur Charakterisierung. Aufgrund der Komplexität der Strömung sowie aufgrund der vorherrschenden starken Dichtegradienten der reagierenden Strömung ist es jedoch nicht möglich, auf Basis von PIV-Messungen die Rezirkulationsrate zuverlässig zu bestimmen.

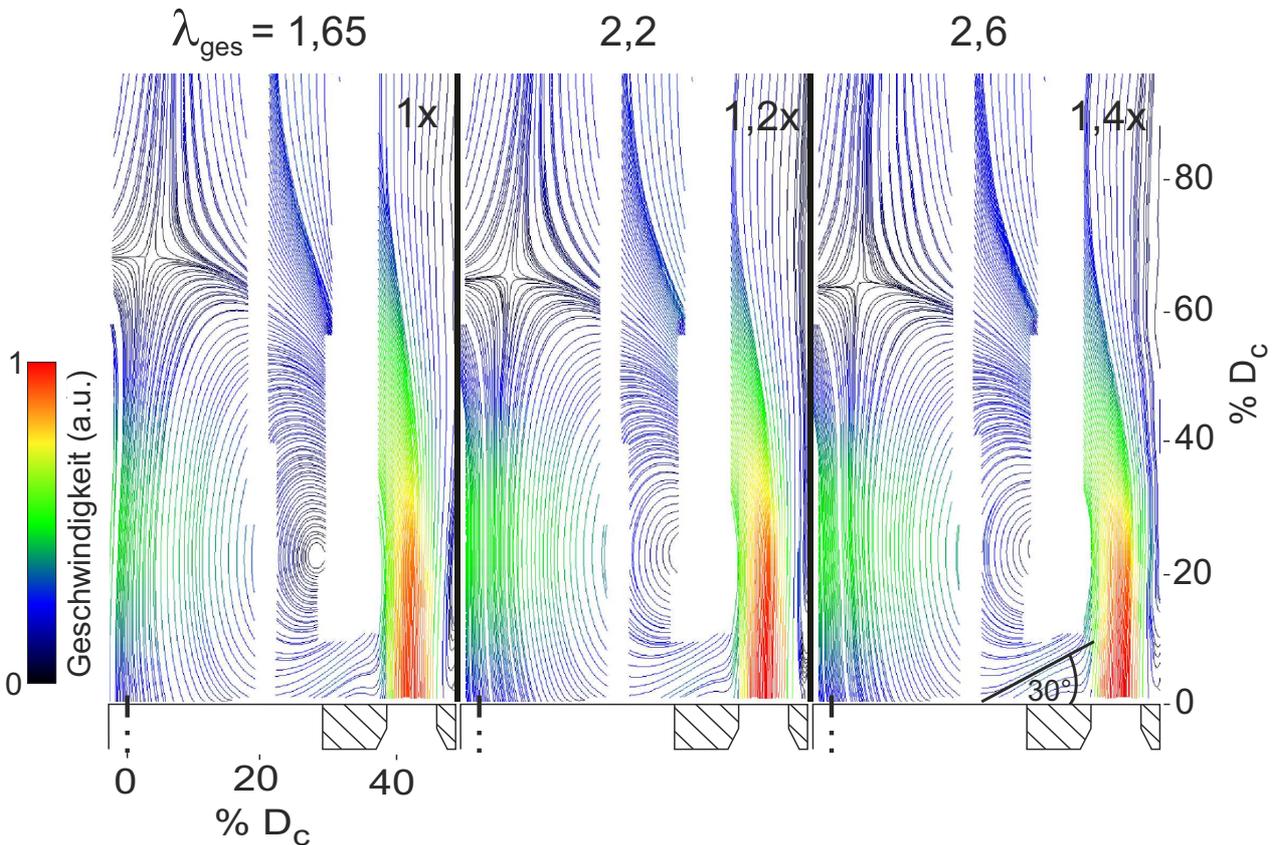


Abbildung 6.29.: Zeitlich gemittelte Stromlinienbilder des zweistufigen Brenners als Funktion von λ_{ges} bei $\dot{Q}_{th,n} = 100\%$, $Split_{Br} = 93\%$, $T_v = 580^\circ\text{C}$ und LSP 3.

Die Ausdehnung der IRZ und damit auch die Lage des Stagnationspunkts sowie des Rotationszentrums weisen eine Abhängigkeit von der globalen Luftzahl auf. Tendenziell zeigen die darge-

6.5 Verbrennungsverhalten der zweistufigen Brennavariante unter Variation der globalen Luftzahl

stellten Strömungsfelder, dass höhere λ_{ges} zu einer kompakteren IRZ führen. Um die Ausdehnung der IRZ quantifizieren zu können, wird in Abb. 6.30 der Einfluss der globalen Luftzahl auf die Lage von Stagnationspunkt und Rotationszentrum der IRZ bei $\dot{Q}_{th,n} = 100\%$, $T_v = 580^\circ\text{C}$ und LSP 3 dargestellt. Hierzu werden die reagierenden Fälle den Ergebnissen der nicht-reagierenden Fälle gegenüber gestellt, was eine Beurteilung des Einflusses der Verbrennung auf das Strömungsfeld erlaubt. Dabei werden die Werte als Position über dem Brenner in % D_c (vertikale Richtung) angegeben. Wie das Schaubild zeigt, hat die globale Luftzahl und somit die Düsenaustrittsgeschwindigkeit im nicht-reagierenden Fall einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Lage des Stagnationspunkts. Dieser bleibt für alle vermessenen Luftzahlen annähernd konstant zwischen 63 und 64% D_c (vertikale Richtung). Im reagierenden Fall wandert jedoch der Stagnationspunkt von 71% bei $\lambda_{ges} = 1,65$ nach 67% bei $\lambda_{ges} = 2,6$. Dies verdeutlicht zum einen, dass die Strömung unter dem Einfluss der Verbrennung im Vergleich zum nicht-reagierenden Fall viel weiter stromab getragen wird. Grund hierfür ist die starke Expansion der Gase aufgrund der hohen Temperaturen in der Reaktionszone. Dieser Effekt führt wiederum dazu, dass mit steigender Luftzahl und damit sinkender Verbrennungstemperatur die Expansion abnimmt und somit der Stagnationspunkt stromauf in Richtung des Brennerkopfes wandert.

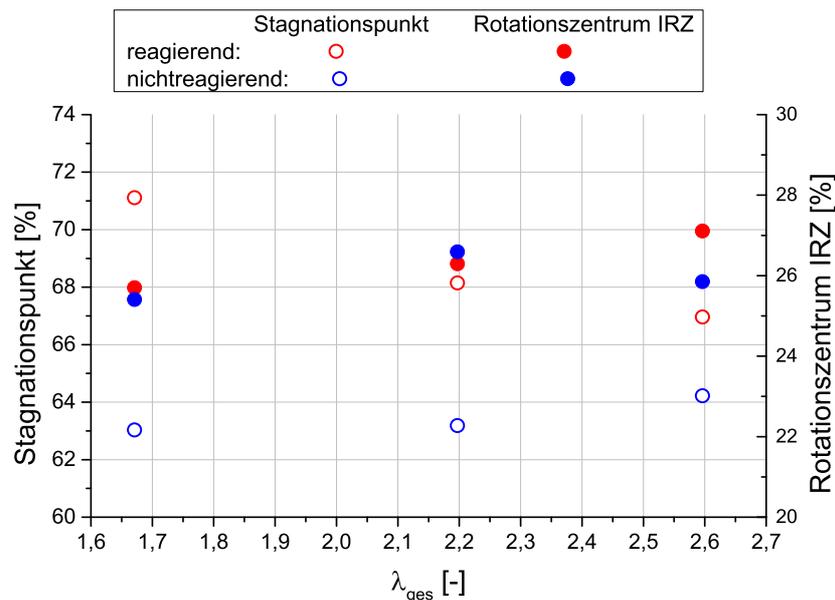


Abbildung 6.30.: Vergleich der Lage des Stagnationspunkts und des Rotationszentrums der IRZ als Funktion von λ_{ges} bei $\dot{Q}_{th,n} = 100\%$, $Split_{Br} = 93\%$ und $T_v = 580^\circ\text{C}$ im reagierenden und nichtreagierenden Fall.

Beim Rotationszentrums der IRZ ist sowohl im reagierenden als auch im nicht-reagierenden Fall keine signifikante Verschiebung zu beobachten. Das Verhalten zeigt, dass im reagierenden Fall die IRZ bei steigender Luftzahl kompakter wird, was sich in sinkendem Stagnationspunkt äußert.

6. DISKUSSION DER MESSERGEBNISSE

Somit nimmt die IRZ für steigende λ_{ges} weniger Raum ein als im stöchiometrienahen Fall. Im nicht-reagierenden Fall kann festgestellt werden, dass im untersuchten Luftzahlbereich keine markante Änderung des Strömungsfelds aufgrund der steigenden Strömungsgeschwindigkeit ersichtlich ist. Daher lässt sich schlussfolgern, dass das räumliche Zusammenziehen der IRZ im reagierenden Fall ausschließlich auf den Einfluss der Verbrennung und die damit verbundene Expansion der Gas zurückzuführen ist.

In Abb. 6.31 sind die Radialprofile der Axialgeschwindigkeit als Funktion von λ_{ges} bei $\dot{Q}_{th,n} = 100\%$, $T_v = 580^\circ\text{C}$ und LSP 3 für den reagierenden und nicht-reagierenden Fall dargestellt. Die Axialgeschwindigkeit ist parallel zur Brennkammermittelachse gerichtet, und positive Werte zeigen eine Strömung in Richtung des Brennkammerauslasses an. Dabei werden die Profile an drei unterschiedlichen Höhen über dem Brenner gezeigt und miteinander verglichen, wobei die Axialgeschwindigkeit u_x normiert auf die mittlere Düsenaustrittsgeschwindigkeit im Volllastpunkt $u_{Düse,max}$ angegeben wird. Wie anhand Abb. 6.25 erläutert, lagen im Bildbereich der Messungen Reflexe, die dort eine Auswertung unmöglich machten. Diese Gebiete zeigen sich in den Profilen durch ein Fehlen von Messpunkten. Zunächst werden die Ergebnisse der reagierenden Strömung in den unterschiedlichen Profilhöhen diskutiert und anschließend der Vergleich zum nicht-reagierenden Fall gezogen.

Bei einer Höhe über dem Brenner von $5\% D_c$ (vertikale Richtung) zeigen sich für $\lambda_{ges} = 2,6$ zwischen 40% und $50\% D_c$ (horizontale Richtung) im Bereich der FLOX[®]-Düse mit $u_x = 134\%$ sehr hohe axiale Geschwindigkeiten, wobei das Maximum des Profils auf der Düsenachse liegt. Zum Rand des Freistrahls der Düsenströmung fallen die Geschwindigkeiten steil ab und erreichen in Richtung der Brennermittelachse $u_x = 0\%$ im Bereich zwischen Pilotdom und Düsenrand. In Richtung der Mittelachse folgt ein durch das lokale Minimum deutlich von der Düsenströmung abgegrenztes Strömungspaket, das ein Maximum von $u_x \approx 20\%$ aufweist. Dieses rührt von rezirkuliertem Abgas aus der IRZ sowie von Pilotabgasen aus dem Dom her. Weiter in Richtung der Mittelachse kann die Rückströmung der IRZ ausgemacht werden, die für horizontale Positionen $\leq 25\%$ in den Pilotdom eintaucht. Beim Vergleich der Profile konstanter $\dot{Q}_{th,n}$ und unterschiedlicher Luftzahlen zeigt sich erwartungsgemäß eine signifikant höhere Düsenaustrittsgeschwindigkeit für steigendes λ_{ges} . Andererseits ist der Verlauf der Axialprofile im Bereich der aus dem Pilotdom heraustretenden Pilot- und IRZ-Strömung für alle λ_{ges} identisch. Die negativen u_x der IRZ nahe der Mittelachse nehmen sich bei allen Luftzahlen weitgehend ähnlich aus, nur die Strömung bei $\lambda_{ges} = 1,65$ zeigt etwas geringere negative Geschwindigkeiten.

Die Position von $27\% D_c$ (vertikale Richtung) liegt auf Höhe des Rotationszentrums der IRZ der Strömung bei $\lambda_{ges} = 2,6$. Hier lässt sich ein Absinken der Maximalgeschwindigkeit sowie eine Strahlverbreiterung im Bereich der Düsenströmung verglichen zur untersten Messposition beobachten. Aus den Geschwindigkeitsprofilen wurde für alle Luftzahlen eine Strahldivergenz von ca.

6.5 Verbrennungsverhalten der zweistufigen Brennavariante unter Variation der globalen Luftzahl

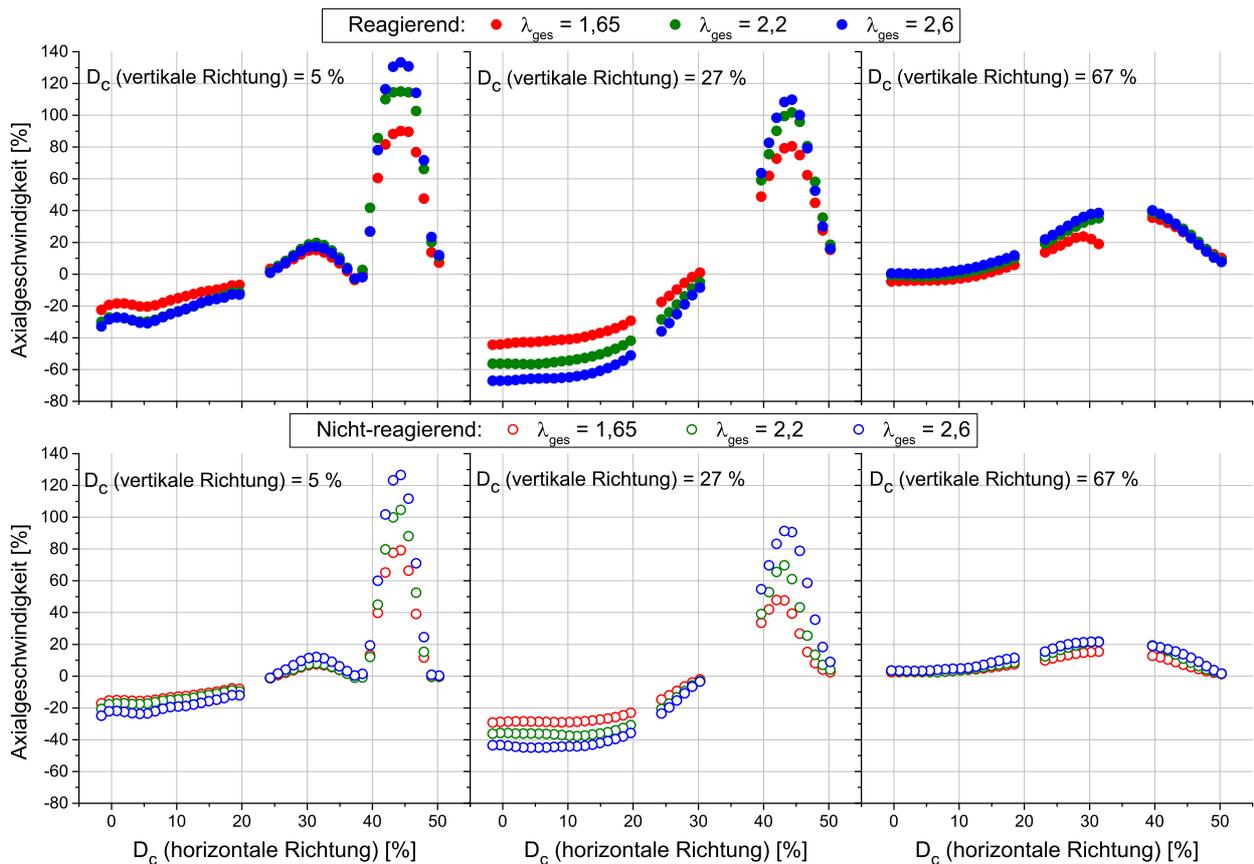


Abbildung 6.31.: Vergleich radialer Profile der Axialgeschwindigkeit als Funktion von λ_{ges} bei $\dot{Q}_{th,n} = 100\%$, $Split_{Br} = 93\%$, $T_v = 580^\circ\text{C}$ und LSP 3 im reagierenden und nicht-reagierenden Fall.

5° (Halbwinkel) berechnet. Des Weiteren reduzieren sich an dieser vertikalen Position die Unterschiede der Maximalgeschwindigkeiten zwischen den einzelnen Luftzahlen. Bei kleineren radialen Positionen ist im Gegensatz zur Position $5\% D_c$ (vertikale Richtung) auf dieser Höhe keine Bewegung des Strömungspakets aus dem Pilotdom auszumachen. Entweder ist dieses bereits mit der Düsenströmung verschmolzen oder es liegt im maskierten und damit optisch nicht zugänglichen Bereich. Aufgrund der Lage der Messposition auf Höhe des Rotationszentrums der IRZ sind nahe der Brennermittelachse hohe negative Strömungsgeschwindigkeiten zu beobachten. Dabei steigen die Absolutwerte beim Abmagern der Flammen an. Das bedeutet, dass die rückwärts gerichtete Geschwindigkeit in der IRZ mit steigendem λ_{ges} zunimmt und damit ebenso der rezirkulierte Abgasmassenstrom.

Die Messposition von $67\% D_c$ (vertikale Richtung) fällt mit der Höhe des Stagnationspunkts der Strömung bei $\lambda_{ges} = 2,6$ zusammen, was sich in der Axialgeschwindigkeit $u_x = 0$ in der Nähe der Brennermittelachse widerspiegelt. Die Düsenströmung zeigt eine deutliche Abnahme der Axialgeschwindigkeiten einhergehend mit einer signifikanten Verbreiterung des Strömungsquerschnitts.

Gleichzeitig findet eine radiale Verlagerung der Profilmaxima in Richtung der Brennermittelachse statt. Dabei sind die Unterschiede zwischen den verschiedenen Luftzahlen marginal.

Grundsätzlich treten im nicht-reagierenden Fall bei allen ausgewerteten Positionen die gleichen Effekte auf, jedoch fallen diese weniger ausgeprägt aus. Insbesondere die Axialgeschwindigkeiten der Düsenströmung, der aus dem Pilotdom austretenden Abgasströmung und der Rückströmung der IRZ weisen deutlich geringere Niveaus auf. Die radiale Position der Übergänge zwischen den abgegrenzten Strömungsgebieten stimmen jedoch sehr gut mit der reaktiven Strömung überein.

In dem hiermit abgeschlossenen Kapitel wurden sowohl die einstufige als auch die zweistufige Brennerkonfiguration systematisch hinsichtlich des Arbeitsbereichs, der Abgasemissionen sowie der Flammenform und -lage vermessen und an ausgewählten Parametern verglichen. Dabei wurde festgestellt, dass die einstufige Variante im Volllastpunkt hervorragende Abgasemissionen und einen genügenden Abstand zum LBO aufweist, bei Teillast jedoch nicht zuverlässig im stationären Arbeitsbereich der MGT betrieben werden kann. Es wurde gezeigt, dass durch den Einsatz der zentralen Pilotstufe der zweistufigen Brennerkonfiguration der Arbeitsbereich sowie die Emissionen insbesondere im Teillastbereich entscheidend verbessert werden konnten. Mit Hilfe der durchgeführten Untersuchungen wurde demonstriert, dass ein Betrieb des FLOX[®]-Brenners ausschließlich in der gestuften Version für den MGT-Betrieb erfolgversprechend ist. Bei den grundlegenden Untersuchungen der Abschnitte 6.3 und 6.4 lag ein Fokus auf den Auswirkungen der Variation der globalen Betriebsparameter ($\dot{Q}_{th,n}$, λ_{ges} und T_v) auf die Turbulenz-Chemie-Interaktion. Hier konnte anhand von detaillierten Analysen von OH-PLIF und PIV-Messungen ein Zusammenhang zwischen der Reduzierung der turbulenten Damköhlerzahl und globalen aus OH*-CL Bildern abgeleiteten Messgrößen nachgewiesen werden. Durch die verstärkte Turbulenz-Chemie-Interaktion ergaben sich volumetrische Reaktionszonen, die einen Verbrennungszustand beschreiben, wie er in der klassischen FLOX[®]-Verbrennung nach Abschnitt 3.2 vorkommt. Ferner wurden die vorherrschenden Strömungsfelder präsentiert und insbesondere der Einfluss der globalen Luftzahl auf die innere Rezirkulationszone diskutiert.

6.6. Verbrennungsverhalten der zweistufigen Brennervariante an den MGT-Referenzlastpunkten

Die in den vorangegangenen Abschnitten diskutierten grundlegenden Versuche zielten darauf ab, die Arbeitsbereichsgrenzen und das allgemeine Verhalten der Verbrennung der beiden Brennerkonfigurationen zu untersuchen. Mit Hilfe dieser Ergebnisse konnte ein detailliertes Verständnis der FLOX[®]-Verbrennung im Allgemeinen als auch des Zusammenspiels zwischen Haupt- und Pilotstufe geschaffen werden. Auf Grundlage dieser Ergebnisse kann nun die Verbrennung der zweistufigen Brennervariante an den MGT-relevanten Lastpunkten optimiert werden. Dazu werden die in Tabelle 6.2 definierten und auf atmosphärische Bedingungen skalierten Referenzlastpunkte der Turbec T100 MGT herangezogen. An diesen Punkten wurden in den folgenden Versuchen die globalen Betriebsparameter ($\dot{Q}_{th,n}$, λ_{ges} und T_v) konstant gehalten und speziell der Einfluss der Brennstoffaufteilung zwischen Pilot- und Hauptstufe untersucht. Basierend auf diesen Analysen soll für jeden Lastpunkt ein optimaler Brennstoffsplit $Split_{Br}$ definiert werden, der die geringsten Abgasemissionswerte bei möglichst geringer axialer Ausdehnung der Verbrennung aufweist. Letztere Randbedingung wurde gewählt, um die Wechselwirkung zwischen Verbrennung und nach dem Brennraum eingebrachter Mischluft der Turbec T100 MGT-Brennkammer zu minimieren.

Der Abschnitt 6.6 gliedert sich dabei in zwei Bereiche. Zunächst wird die Verbrennung bei der Variation von $Split_{Br}$ exemplarisch am ausgewählten Referenzlastpunkt R(StA)1 mithilfe von OH*-CL, OH-PLIF, PIV und den Abgasemissionen genauer beleuchtet und in den Zusammenhang der Ergebnisse aus den vorherigen Abschnitten gestellt. Anschließend werden die Ergebnisse aller Referenzlastpunkte in einer Brennerkarte zusammengefasst, welche die optimalen Emissionen im gesamten stationären MGT-Betriebsbereich in Relation zu den gesetzlichen Grenzwerten stellt.

6.6.1. Flammen- und Emissionsverhalten unter Variation der Brennstoffaufteilung am MGT-Minimallastpunkt

Aus allen untersuchten Messpunkten wurde der T100-Minimallastpunkt R(StA)1 (siehe Tab. 6.2) zur genaueren Betrachtung ausgewählt, da sich in diesem Fall alle auftretenden Phänomene des Verbrennungsverhaltens unter Variation der Brennstoffaufteilung zeigen. Darüber hinaus stellt dieser Fall bezüglich Flammenlänge und Stabilität den kritischsten Lastpunkt dar, da er im stationären Arbeitsbereich der MGT die höchste globale Luftzahl und damit den geringsten Abstand zum LBO aufweist.

In Abb. 6.32 ist eine Serie zeitlich gemittelter OH*-CL Bilder der zweistufigen Variante als Funktion der Pilotluftzahl bzw. des $Split_{Br}$ beim Referenzlastpunkt R(StA)1 ($\dot{Q}_{th,n} = 69\%$, $\lambda_{ges} = 3,16$ und $T_v = 580^\circ\text{C}$) dargestellt. Die OH*-CL Daten der anderen Referenzlastpunkte des stationären MGT Arbeitsbereichs finden sich im Anhang (Abb. A.6). Die Signalintensitäten sind aus

6. DISKUSSION DER MESSERGEBNISSE

Gründen der Sichtbarkeit auf das jeweilige Bildmaximum skaliert. An diesem Lastpunkt wurde die Brennstoffaufteilung von 60% auf 84% erhöht, was einer Variation von λ_{pilot} zwischen sehr fetten Bedingungen von $\approx 0,55$ bis zu mageren Bedingungen von $\approx 1,45$ entspricht. Bei einem $Split_{Br} = 60\%$ laufen die Verbrennungsreaktionen überwiegend im Pilotdom ab, so dass im erfassten Bildbereich lediglich die aus dem Dom herausragende Endzone dieser Reaktionen detektiert wird. Bei dieser Brennstoffaufteilung hat die Pilotstufe einen entscheidenden Anteil am Gesamtbrennstoffmassenstrom und dominiert aus diesem Grund das Flammenverhalten. Es zeigt sich, dass die Reaktionen zwischen den Düsen 0 - 1 und den Düsen 2 - 3 intensiviert ablaufen, was wie anhand Abb. 6.17 beschrieben auf eine starke Interaktion zwischen Pilot- und Hauptstufe hindeutet. Beim größten $Split_{Br} = 84\%$ stellt sich die Reaktionszone als volumetrisch verteilt aber auf ca. 50% D_c (vertikale Richtung) abgehoben dar. In diesem Fall wird die Flamme klar durch die FLOX[®]-Hauptstufe dominiert. Die Reaktionszone weist hier eine Form und Lage auf, wie sie sich bei hohen globalen Luftzahlen der OH*-Serie in Abb. 6.17 darstellt. Bei der Variation der Brennstoffaufteilung liegen somit zwei Extremfälle vor. Zum einen zeigt die Verbrennung bei hohem $Split_{Br}$ das Verhalten einer FLOX[®]-dominierten Flamme, zum anderen wird bei niedrigem $Split_{Br}$ die Verbrennung hauptsächlich durch die Pilotstufe getragen. Bei den Brennstoffaufteilungen dazwischen treten Übergangseffekte auf, die eine Verlagerung der Hauptreaktionszonen von dem einen in den anderen Zustand beschreiben. Insbesondere bei $Split_{Br} = 78\%$ ist erkennbar, dass der Hauptteil der Reaktionen in diesem intermediären Punkt zwischen den Düsen 0 - 1 und den Düsen 2 - 3 ablaufen und somit stark durch die heißen Abgase der Pilotstufe gestützt werden. Daraus resultiert eine charakteristische Form der Flamme, die bei ca. 80% D_c (vertikale Richtung) zwei abgegrenzte Reaktionszonen zwischen den genannten Düsen aufweist und keilförmig stromauf bis kurz oberhalb des Brennerkopfs ausläuft. Eine Aufstellung der OH*-CL Bilder aller untersuchten Referenzlastpunkte ist im Anhang angefügt (Abb. A.6 + A.7).

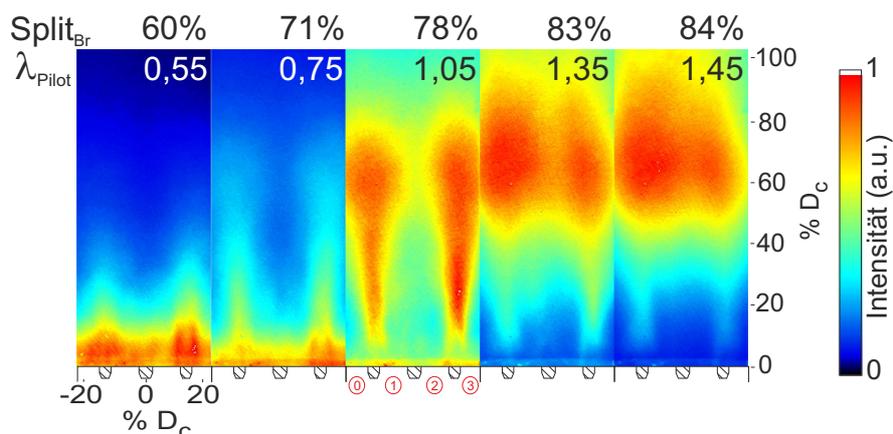


Abbildung 6.32.: Serie zeitlich gemittelter OH*-CL Bilder des zweistufigen Brenners als Funktion der Brennstoffaufteilung bei R(StA)1 ($\dot{Q}_{th,n} = 69\%$, $\lambda_{ges} = 3,16$ und $T_v = 580^\circ\text{C}$).

6.6 Verbrennungsverhalten der zweistufigen Brennavariante an den MGT-Referenzlastpunkten

Da die OH*-CL Daten keine Rückschlüsse über die Lage der Reaktionen in der Brennkammertiefe erlauben, werden die Reaktionszonen mittels OH-PLIF Messdaten in den drei Lichtschnittpositionen näher beleuchtet. Zunächst wird in Abb. 6.33 der Lichtschnitt an LSP 1 herangezogen, um den Bereich zwischen den Düsen zu untersuchen und die Düseninteraktion zu analysieren. Dieses Schaubild zeigt die zeitlich gemittelten OH-Gradientenbilder an Referenzlastpunkt R(StA)1 als Funktion des $Split_{Br}$, wobei alle Bilder auf die Maximalintensität der gesamten Serie skaliert sind. Ferner sind den OH-PLIF Bildern die Konturen der OH*-CL Daten in weiß überlagert, innerhalb derer die Hauptreaktionszone nach der Flammdefinition aus Abschnitt 5.3 liegt.

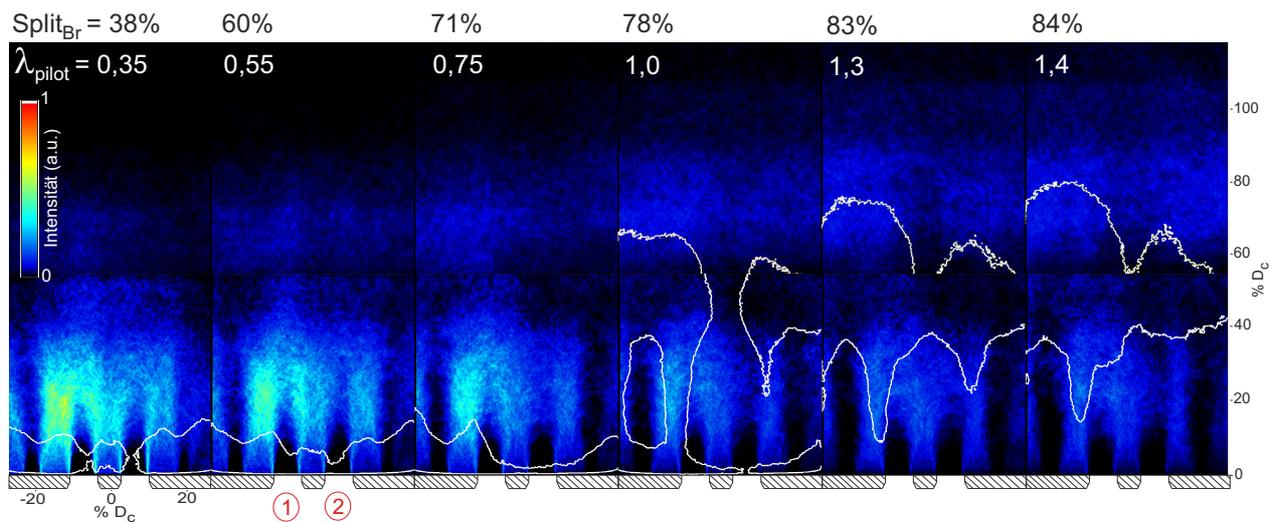


Abbildung 6.33.: Gemittelte Bilder der OH-Gradienten des zweistufigen Brenners als Funktion der Brennstoffaufteilung beim Referenzlastpunkt R(StA)1 ($\dot{Q}_{th,n} = 69\%$, $\lambda_{ges} = 3,16$ und $T_v = 580^\circ\text{C}$) an LSP 1.

In den Bildern niedriger $Split_{Br} \leq 71\%$ tritt der Hauptteil der Reaktionen zwischen 10% und 30% D_c (vertikale Richtung) auf, wobei die Reaktionen hauptsächlich zwischen den Frischgasstrahlen der Hauptstufe ablaufen. Nahe des Düsenauslasses sind insbesondere in den dünnen Scherschichten an den Strahlrändern hohe Signalintensitäten zu beobachten, was hohe Reaktionsraten in diesen Zonen markiert. Die Frischgasstrahlen dringen bis ca. 20% D_c (vertikale Richtung) in den Brennraum ein, bevor sich die Reaktionen bis in die Strahlmittellachse erstrecken. Verglichen mit den Konturlinien der OH*-CL sind die Reaktionszonen in den OH-PLIF Daten des LSP 1 weiter stromab verlagert. Dies zeigt an, dass im unteren Bereich des Sichtfensters der Hauptteil der Reaktionen außerhalb der untersuchten Schnittebene in Richtung der Brennermittellachse ablaufen. Bei steigendem $Split_{Br}$ nimmt die Signalintensität insgesamt stark ab, und gleichzeitig breiten sich die Reaktionen weiter stromab aus. Bei $Split_{Br} = 84\%$ sind die Signalstärken der OH-Gradientenbilder innerhalb der OH*-CL Kontur sehr gering, was wiederum eine Verlagerung der Hauptreaktionen außerhalb der Messebene andeutet. Bei einer Höhe von ca. 20% D_c (vertikale Richtung) tritt für diesen Fall ein schwaches lokales Maximum der OH-Gradienten auf. Dies lässt vermuten, dass

6. DISKUSSION DER MESSERGEBNISSE

in dieser Höhe die heißen Abgase aus dem Pilotdom in die Messebene eintreten und an dieser Stelle die Verbrennung der Hauptstufe stabilisieren. Diese Vermutung wird anhand der anderen Lichtschnitte in Abb. 6.34 gestützt. Bei $Split_{Br} = 78\%$, was in den OH*-CL Bildern einen Übergangsbereich zwischen FLOX[®]- und pilotdominierter Verbrennung mit einer charakteristischen, keilförmigen Flammenform darstellte, zeigt sich in LSP 1 kein besonderes Verhalten, sondern es findet ein stetiger Übergang zwischen den oben beschriebenen Zuständen statt.

Ergänzend zu den gezeigten OH-PLIF Gradientenbilder in LSP 1 sind in Abb. 6.34 die zeitlich gemittelten OH-Gradienten des Lastpunkts R(StA)1 als Funktion von $Split_{Br}$ in den Lichtschnittpositionen LSP 2 und 3 dargestellt. Durch die Kombination aller drei Lichtschnitte wird eine gute Lokalisierung der Reaktionszonen im Brennkammervolumen ermöglicht. In den Bildserien an LSP 2 und 3 wurden die Bildintensitäten auf das Maximum der jeweiligen Serie skaliert. Im Lichtschnitt LSP 2, welcher durch die Brennermittelachse und den intermediären Bereich zweier Düsen führt, ist die in die Schnittebene projizierte Düsengeometrie unterhalb der Bilder visualisiert. In diesem Lichtschnitt ist insbesondere bei niedrigen Brennstoffaufteilungen $\leq 71\%$ eine starke Interaktion zwischen Pilot- und Hauptstufe zu beobachten. Bei $Split_{Br} = 38\%$ tritt ab $30\% D_c$ (horizontale Richtung) eine reaktive Strömung aus dem Pilotdom aus und wird radial nach außen in den intermediären Bereich der Hauptdüsen geleitet. Durch den Einfluss dieses reagierenden Gemischs aus dem Piloten stabilisiert die Verbrennung der FLOX[®]-Stufe ab einer Höhe von ca. $10\% D_c$ (vertikale Richtung). Die aus dem Piloten austretende reaktive Strömung weist dabei im erfassten Bildbereich die für die Drallverbrennung typische Konusform auf, wobei auf der Brennermittelachse nur sehr geringe Reaktionsintensitäten festzustellen sind. Die Reaktionszone der Hauptstufe hat hingegen bei $Split_{Br} = 38\%$ eine langgestreckte, axiale Ausrichtung, die annähernd zentral über der projizierten Düsengeometrie liegt.

Bei der Schnittposition LSP 3, welche durch die Brennermittelachse und eine Hauptdüse führt, zeigt sich bei diesen Bedingungen ebenfalls die aus LSP 2 bekannte Form und Lage der Pilotreaktionen. In diesem Schnitt ist jedoch zu beobachten, dass die stärksten Reaktionen der Hauptstufe in der Scherschicht an der Innenseite des Frischgasstrahls direkt am Düsenauslass auftreten. Dabei ist eine starke Ungleichverteilung der Reaktionsstärke zwischen innen und außenliegendem Teil der Hauptdüse zu erkennen. Ferner verlaufen die starken Reaktionen an der Innenseite nicht exakt axial, sondern sie werden verglichen mit den Reaktionen an der Außenseite weiter in den Frischgasstrahl hineingetragen. Dieses Verhalten zeigt, dass die Heißgasströmung, welche aus Pilot und IRZ radial von innen auf die Frischgasstrahlen der FLOX[®]-Düse auftrifft, die Verbrennung der Hauptstufe in Form und Lage deutlich beeinflusst und diese durch Temperatur- Radikalen und Brennstoffzufuhr stützt. Bei Steigerung der Brennstoffaufteilung nehmen die Reaktionsstärken der reaktiven Pilotströmung in beiden Lichtschnittpositionen signifikant ab. Dieses Verhalten geht mit einer Reduzierung der Signalstärken in der Hauptstufe einher. Aufgrund der Abnahme der Reak-

6.6 Verbrennungsverhalten der zweistufigen Brennervariante an den MGT-Referenzlastpunkten

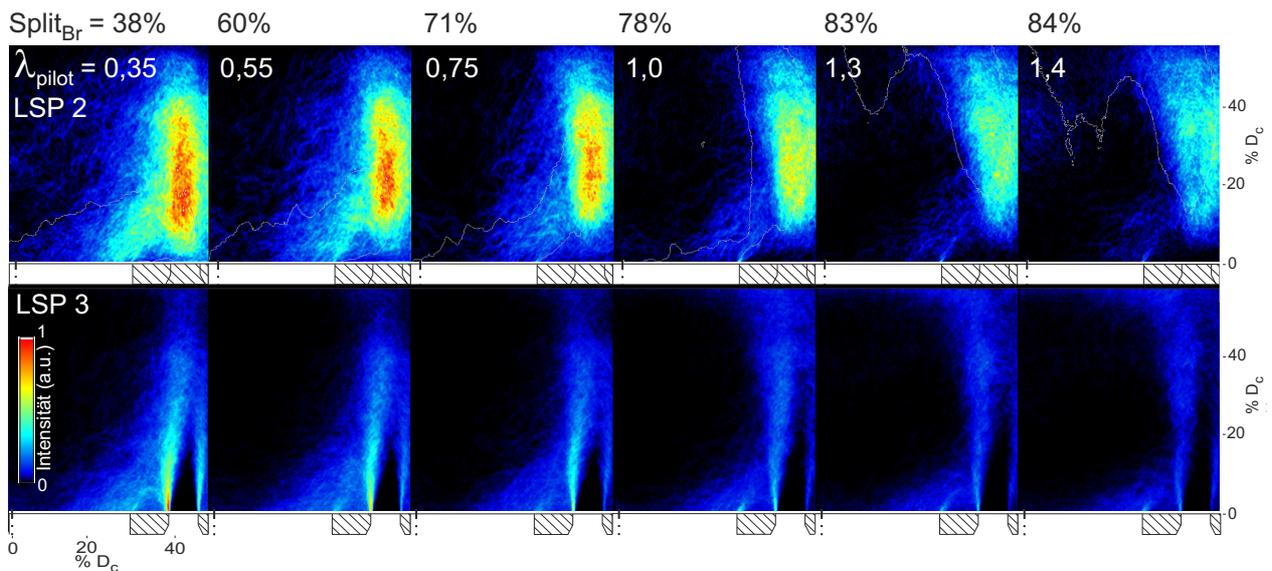


Abbildung 6.34.: Gemittelte Bilder der OH-Gradienten des zweistufigen Brenners als Funktion der Brennstoffaufteilung beim Referenzlastpunkt R(StA)1 ($\dot{Q}_{th,n} = 69\%$, $\lambda_{ges} = 3,16$ und $T_v = 580^\circ\text{C}$) an LSP 2 + 3.

tionsintensität der Hauptstufe wird das reagierende Gemisch durch die Strömung weiter stromab getragen und ab $Split_{Br} = 83\%$ sichtbar in die IRZ eingezogen. Dennoch können selbst bei hohen $Split_{Br}$ Reaktionen beobachtet werden, die aus dem Pilotdom austreten und zur Hauptstufe transportiert werden. Somit wird vermutet, dass die Pilotreaktionen selbst bei der FLOX[®]-dominierten Verbrennung einen stabilisierenden Einfluss ausüben. Der Hauptteil der Reaktionen der FLOX[®]-Stufe tritt in LSP 2 bei $Split_{Br} = 84\%$ ab einer Höhe von 15 - 20% D_c (vertikale Richtung) auf, was mit der Höhe in Verbindung steht, an welcher das reaktive Pilotgemisch mit der Frischgasströmung der Hauptstufendüse zusammentrifft. Diese Beobachtung stützt die in Abb. 6.33 getroffene Aussage, dass das Maximum der OH-Gradienten in LSP 1 mit dem Auftreffen der Pilotabgase auf die Lichtschnittebene korreliert.

Die Interaktion zwischen Strömung und Verbrennung im pilot-dominierten Fall wird anhand eines Einzelschusses und des Mittelwertbildes des Lastpunkts R(StA)1 bei $Split_{Br} = 71\%$ dargestellt. Dazu ist in Abb. 6.35 für den Einzelschuss die OH-Absolutintensität mit dem Vektorfeld der planaren Strömungsgeschwindigkeit in LSP 3 überlagert. Das Mittelwertbild zeigt die Überlagerung der gemittelten, räumlichen OH-Gradienten mit dem Stromlinienfeld. Aus Gründen der Übersichtlichkeit werden ausschließlich die planaren Geschwindigkeitskomponenten dargestellt und auf eine farbliche Kodierung der Absolutgeschwindigkeit in den Stromlinien verzichtet. Sowohl im Einzelschuss als auch im Mittelwertbild erkennt man deutlich die aus dem Pilotdom herausgetragenen OH-Strahlen, die der lokalen Strömung an der Pilotdomkante folgen. Insbesondere im Einzelbild kann beobachtet werden, dass beim Zusammentreffen der Strömungen aus IRZ und Pilotdom die

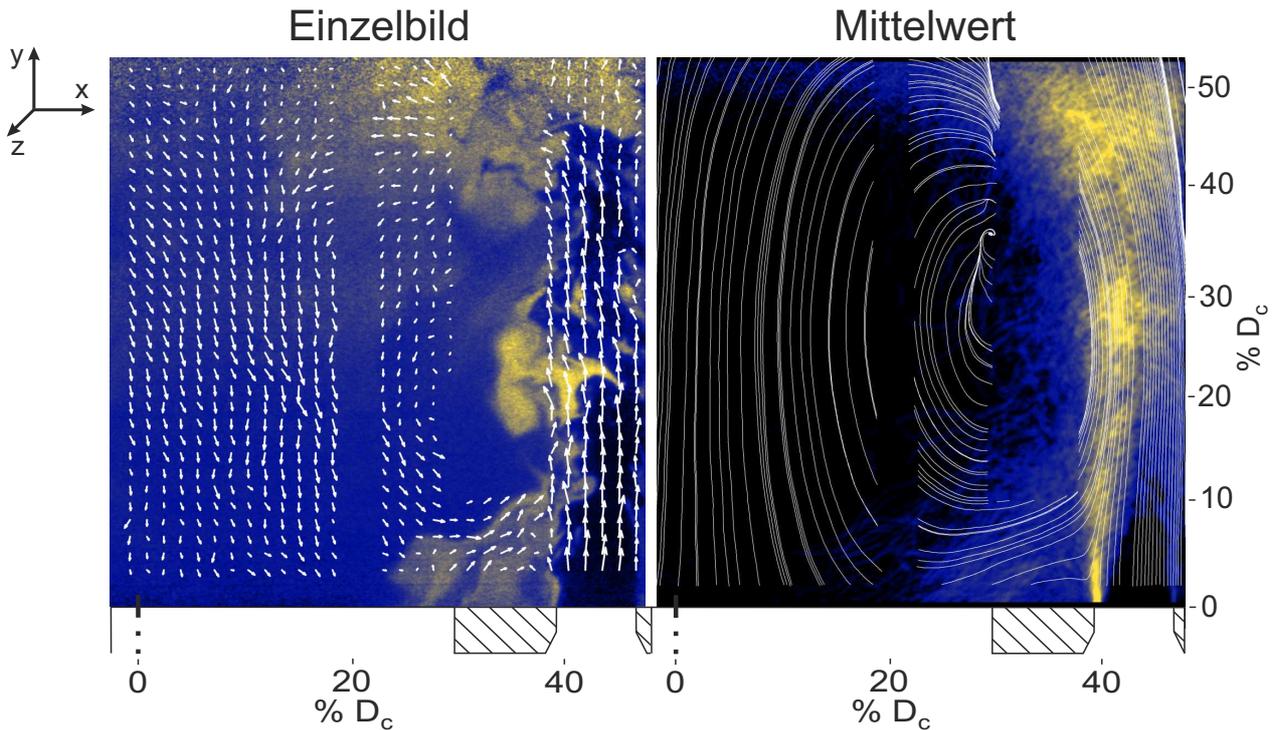


Abbildung 6.35.: Überlagerung der absoluten OH-Intensität mit dem planaren Geschwindigkeitsvektorfeld im Einzelschuss und der räumlichen OH-Gradienten mit dem Stromlinienfeld im Mittelwert des zweistufigen Brenners bei R(StA)1 ($\dot{Q}_{th,n} = 69\%$, $\lambda_{ges} = 3,16$ und $T_v = 580^\circ\text{C}$), $Split_{Br} = 71\%$ und LSP 3.

OH-Strahlen durch die instantane Strömung stark verformt werden. Diese OH-Pakete werden radial nach außen transportiert und treffen dort auf die Frischgasstrahlen der Hauptstufendüse. Dies führt zu einer Mischung von Frischgas und verbrannten, heißen Abgasen aus Pilotstufe und IRZ, was sich in der verwinkelten Struktur der OH-Verteilung im Bereich der Scherschicht der Düsenströmung widerspiegelt. Weiter stromab treten an der Innenseite der FLOX[®]-Frischgasstrahlen verstärkt Bereiche mit hohen OH-Intensitäten und -Gradienten auf, was auf intensive Reaktionen hindeutet. Dies verdeutlicht, dass die heißen OH-Strahlen des Pilotbrenners, welche sowohl heiße, verbrannte Abgase als auch reagierendes Gemisch umfassen, einen entscheidenden Einfluss auf die Stabilisierung der Hauptstufe haben. Dieses Verhalten lässt sich ebenfalls deutlich im Mittelwertbild erkennen, bei dem die höchsten Signalintensitäten an der Strahlinnenseite auftreten. Des Weiteren folgt das reagierende Gemisch im Mittelwertbild den Stromlinien der IRZ und wird durch die Strömung radial bis zur Brennermittelachse transportiert. Im Einzelbild kann beobachtet werden, dass ein nicht zu vernachlässigender Teil der heißen OH-Strukturen in die IRZ hineingezogen wird und bis ca. $30\% D_c$ (vertikale Richtung) zurück in Richtung Brennerkopf befördert wird. Hierbei lässt sich wiederum ein effektiver Transportmechanismus von Radikalen und Wärme in Richtung des Hauptdüsenauslasses erkennen, der die Stabilisierung durch den Pilotbrenner unterstützt.

6.6 Verbrennungsverhalten der zweistufigen Brennervariante an den MGT-Referenzlastpunkten

Da geringe Emissionswerte ein primäres Ziel der Brennerentwicklung sind, dienen die gemessenen Schadstoffemissionen im Abgas als einer der Hauptparameter zur Auswahl der optimalen Brennstoffaufteilung an den Referenzlastpunkten. In Abb. 6.36 sind die Abgasemissionen der Spezies NO_x, CO und UHC am untersten Referenzlastpunkt R(StA)1 als Funktion des $Split_{Br}$ angegeben. Zusätzlich werden über jeder Brennstoffaufteilung die errechnete Pilotluftzahl angegeben. Alle Schadstoffspezies sind auf 15 Vol-% Restsauerstoff korrigiert, wobei CO und UHC trocken und NO_x gemäß des Messverfahrens nass angegeben sind. Bei niedrigen Brennstoffaufteilungen liegen die gemessenen UHC-Werte unterhalb der Nachweisgrenze und die CO-Emissionen weisen in Anbetracht der mit $\lambda_{ges} = 3,16$ sehr hohen globalen Luftzahl moderate Werte von 45 ppm auf. Die NO_x-Emissionen liegen bei diesem MGT-Minimallastpunkt mit 22 ppm bei $Split_{Br} = 38\%$ deutlich oberhalb der angestrebten Werte im Volllastpunkt. Grund hierfür ist der mit $\lambda_{pilot} \approx 0,35$ sehr fett betriebene Pilotbrenner, der in Kombination mit der sehr mageren Hauptstufe in einem Übergangsbereich zwischen Hauptdüsen und Pilotdom zu stöchiometrienahen Bedingungen führt und damit zu heißen Zonen, in denen verstärkt thermisches NO_x generiert wird.

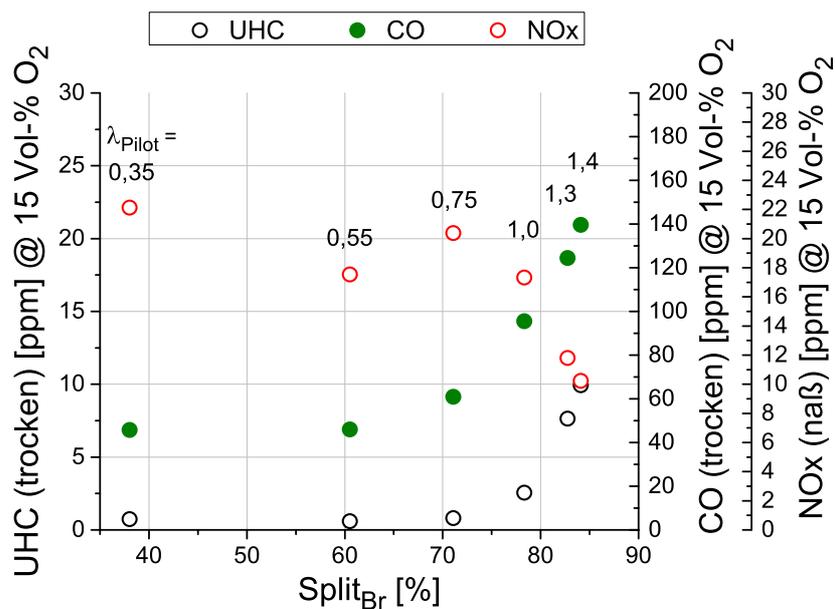


Abbildung 6.36.: Vergleich der Abgasemissionen als Funktion von $Split_{Br}$ bei R(StA)1 ($\dot{Q}_{th,n} = 69\%$, $\lambda_{ges} = 3,16$ und $T_v = 580^\circ\text{C}$).

Mit steigender Brennstoffaufteilung fallen die NO_x-Emissionen aufgrund des Abmagerns der Pilotstufe auf 10 ppm bei $Split_{Br} = 84\%$. Gleichzeitig wandert jedoch wie in Abb. 6.32 gezeigt die Flamme in Richtung des Brennkammeraustritts und vergrößert zusätzlich das von ihr beanspruchte Volumen. Dies führt dazu, dass an der Abgasmessposition am Auslass des Brennraums die CO- und UHC-Emissionen für $Split_{Br} \geq 71\%$ stark ansteigen, da die Verbrennungsreaktionen an dieser Stelle noch nicht vollständig abgeschlossen sind. Im hier diskutierten Minimallastpunkt

ist der saubere Brennkammerausbrand, charakterisiert durch niedrige UHC- und CO-Werte, guten NO_x-Emissionen vorzuziehen, da der Brennkammerwirkungsgrad eine direkte Funktion des Ausbrands ist. Daher ist auf Basis der Abgasemissionen eine niedrige Brennstoffaufteilung günstig. Die Analyse der Reaktionszone in Abb. 6.32 - 6.34 zeigt ferner für niedrige $Split_{Br}$ eine Flamme, die nahe am Brennerkopf sitzt und damit eine geringere Interaktion mit der nach dem Brennraum eingebrachten Mischluft in der MGT-Brennkammer vermuten lässt. Aus diesen Gründen wurde am Referenzlastpunkt R(StA)1 die Brennstoffaufteilung $Split_{Br} = 60\%$ als optimal identifiziert.

6.6.2. Zusammenstellung von Emissionen und Druckverlust aller MGT-Referenzlastpunkte

Analog zu dem beschriebenen Vorgehen anhand des Lastpunkts R(StA)1 wurde die Analyse und Abwägung der verschiedenen Parameter unter Variation von $Split_{Br}$ für alle in Tab. 6.2 definierten Referenzlastpunkte durchgeführt (siehe Anhang Abb. A.10 - A.12). Ferner erfolgten diese Optimierungsschritte für die in Abb. 6.1 vorgestellten Referenzlastpunkte des MGT-Kaltstartmanövers auf Vollastbedingungen, um während des Anfahrprozesses die Stabilität der Verbrennung sowie den Ausbrand zu untersuchen und anzupassen.

Die Zusammenstellung der Abgasemissionen aller Referenzlastpunkt mit optimiertem $Split_{Br}$ im stationären MGT-Arbeitsbereich ist in Abb. 6.37 dargestellt. Um diese mit den gesetzlichen Grenzwerten [1] für erdgasbetriebene Gasturbinenanlagen mit Feuerungswärmeleistungen unterhalb 50 MW zu vergleichen, wurden alle Schadstoffemissionen auf 15% Restsauerstoff und 0% Wasseranteil korrigiert. Da die NO_x-Emissionen messtechnisch unter nassen Bedingungen erfasst werden, musste für diese Messgröße eine Korrektur des Wasseranteils erfolgen. Durch die eingesetzte Abgasanalytik war zum Zeitpunkt der Messungen keine Analyse des Wassergehalts möglich. Daher wurde der theoretische Wassergehalt des jeweiligen Lastpunkts durch Gleichgewichtsrechnungen mittels *Cantera 2.0.0* in Verbindung mit dem *GRI 3.0*-Mechanismus ermittelt und anschließend zur Korrektur der NO_x-Emissionen herangezogen. Die Emissionen aller Schadstoffspezies werden in Abb. 6.37 als Funktion der MGT-Drehzahl dargestellt, die den druckskalierten Referenzlastpunkten zugrunde liegt.

Die UHC-Messwerte liegen bei allen vier optimierten Referenzlastpunkten unterhalb der Nachweisgrenze und zeigen somit an, dass ein sehr guter Ausbrand vorliegt. Des Weiteren weist der Brenner im Vollastpunkt CO-Emissionswerte von 19 ppm auf, was deutlich unterhalb der Zielsetzung der Brennerentwicklung von <40 ppm (siehe Abschnitt 3.3) liegt und den gültigen gesetzlichen Grenzwert von 80 ppm deutlich unterschreitet. Bei Teillast steigen die CO-Werte aufgrund der Annäherung der globalen Luftzahl an den LBO, so dass sich bei Minimallast ein CO-Maximum mit 46 ppm einstellt. Es zeigt sich, dass mit den erreichten Werten selbst im Minimallastpunkt ein großer Abstand zu den gesetzlichen Grenzwerten vorliegt. Ferner befinden sich die NO_x-

6.6 Verbrennungsverhalten der zweistufigen Brennervariante an den MGT-Referenzlastpunkten

Emissionen im Volllastpunkt mit 5 ppm ebenfalls weit unterhalb der Zielsetzung von <10 ppm. Bei niedrigen Teillastpunkten steigt der NO_x-Ausstoß analog zum Verlauf der CO-Messwerte ebenfalls an. Dies liegt an der erforderlichen Verschiebung des $Split_{Br}$ zu Gunsten der Pilotstufe, um bei Teillast eine gute Flammenstabilität und einen ausreichenden Abstand zur mageren Verlöschgrenze zu erreichen.

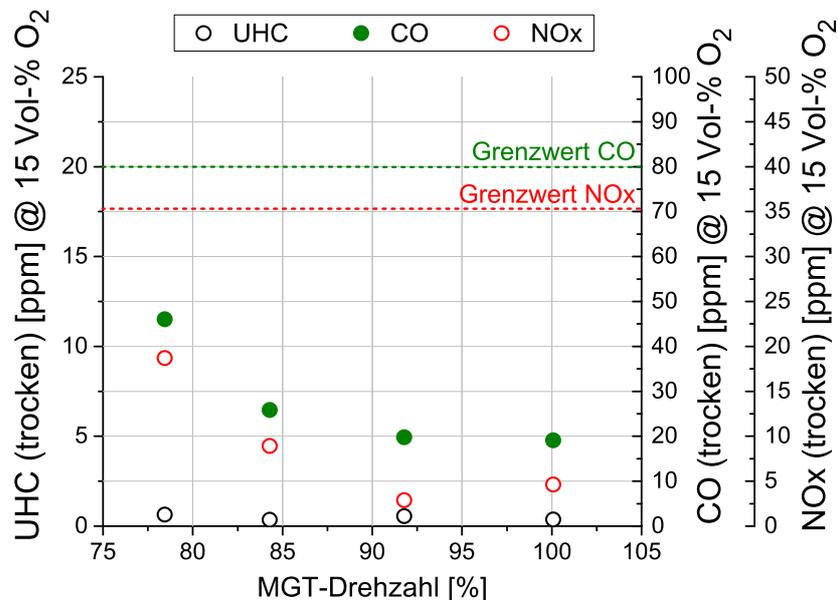


Abbildung 6.37.: Betriebskarte der Abgasemissionen aller stationären Referenzlastpunkte als Funktion der MGT-Drehzahl bei $T_v = 580^\circ\text{C}$.

Mit Ausnahme des Minimallastpunkts werden die für die Volllastbedingungen definierten Zielvorgaben der Brennerentwicklung selbst unter Teillastbedingungen signifikant unterschritten, wobei die Abgasemissionen aller Schadstoffspezies auch im Minimallastpunkt deutlich unterhalb der gesetzlichen Vorgaben liegen. Somit wurde gezeigt, dass die entwickelte zweistufige Brennervariante im atmosphärischen Testbetrieb hervorragende Abgasemissionswerte erzielt. Im Rahmen der Tests auf dem MGT-Prüfstand muss sich zeigen, wie sich der Druckbetrieb im Detail auf die Emissionen auswirkt. Aufgrund des geringen Maximaldrucks in der MGT-Brennkammer von 4 bar(abs) lässt sich jedoch vermuten, dass die Schadstoffemissionen der atmosphärischen Tests bei einem ähnlichen Niveau der MGT-Versuche liegen werden.

In Abb. 6.38 sind die optimalen Brennstoffaufteilungen der Referenzlastpunkte im stationären MGT-Arbeitsbereich sowie die relativen Brennerdruckverluste an diesen Punkten zusammengefasst. Beide Parameter sind über der korrespondierenden MGT-Drehzahl der Lastpunkte aufgetragen, wobei Δp_{rel} gemäß Gleichung 5.2 berechnet wird. In der Brennstoffaufteilung zeigt sich, dass der Anteil der Pilotstufe am Gesamtbrennstoffmassenstrom mit steigender MGT-Drehzahl stark abnimmt. Dabei steigt $Split_{Br}$ von 60,5% im Minimallastpunkt auf 93% bei Volllast. Bei Volllastbe-

6. DISKUSSION DER MESSERGEBNISSE

dingungen könnte die FLOX[®]-Hauptstufe stabil und emissionsarm ohne den Pilotbrenner betrieben werden. In der Turbec T100 MGT strömt jedoch immer ein minimaler Pilotbrennstoffmassenstrom in den Brenner, was einem maximal möglichen $Split_{Br} = 93\%$ entspricht. Daher wurden die Untersuchungen der optimalen Brennstoffaufteilung in den atmosphärischen Versuchen ebenfalls bis zu dieser Grenze durchgeführt.

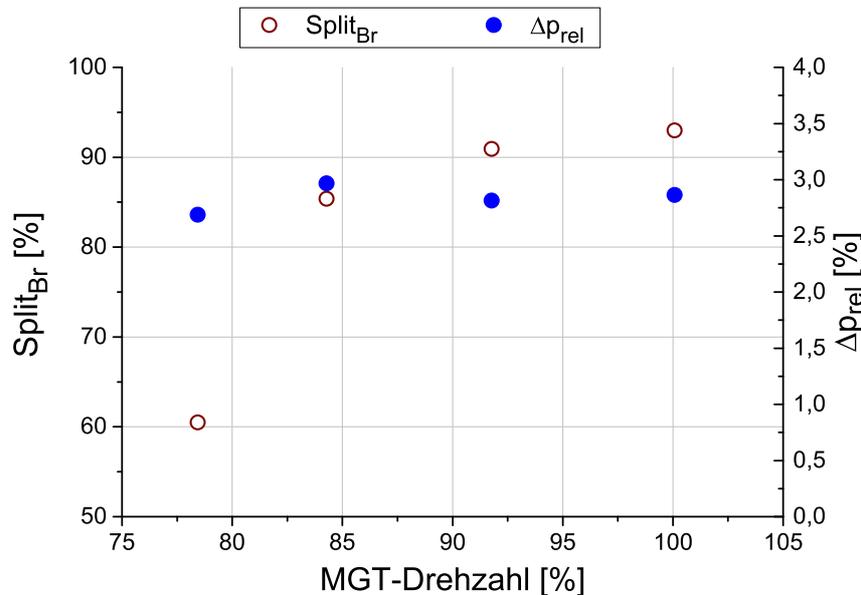


Abbildung 6.38.: Betriebskarte der Brennstoffaufteilung und des relativen Brennerdruckverlusts aller stationären Referenzlastpunkte als Funktion der MGT-Drehzahl bei $T_v = 580^\circ\text{C}$.

Der relative Brennerdruckverlust liegt nahezu konstant unter 3,0%. Dieses Verhalten beruht auf der Tatsache, dass sich durch die Kombination aus Luftvorwärmung im MGT-Rekuperator, steigendem MGT-Brennkammerdruck und Charakteristik des MGT-Verdichters ein nahezu konstanter Volumenstrom im gesamten stationären Arbeitsbereich der Brennkammer ergibt. Da der Brennerdruckverlust eine Funktion der Düsendeschwindigkeit und damit des Volumenstroms über den Brennerkopf ist, führt ein nahezu konstanter Volumenstrom zu annähernd konstantem Brennerdruckverlust. Bei von *T. Monz* [66] durchgeführten Messungen am atmosphärischen Prüfstand wurde der relative Brennerdruckverlust des Standardbrenners zu $\approx 4,75\%$ im Volllastpunkt ermittelt. Der zweistufige FLOX[®]-Brenner weist bei Volllast mit $\Delta p_{rel} = 2,85\%$ somit einen deutlich niedrigeren Druckverlust auf als der Standardbrenner der Turbec T100 und erfüllt daher eine der Zielsetzungen aus Abschnitt 3.3. Numerische Simulationen des MGT-Kreislaufs mit Hilfe eines 0-D-Simulators [35] haben gezeigt, dass die maximale Steigerung des elektrischen Anlagenwirkungsgrads aufgrund des reduzierten Brennerdruckverlusts bei ca. 0,8 Prozentpunkte liegt.

Obwohl sich die gesetzlichen Abgasgrenzwerte ausschließlich auf den stationären Arbeitsbe-

reich beziehen, sind die Emissionen während des MGT-Anfahrmanövers ebenfalls interessant, da sie Rückschlüsse auf den dortigen Verbrennungswirkungsgrad ermöglichen. Somit sind während des Anfahrprozesses insbesondere die UHC- und CO-Messwerte von Relevanz, da diese Hinweise auf den Ausbrand geben. In Abb. 6.39 sind dazu die Schadstoffemissionen der Referenzpunkte aus dem MGT-Kaltstartmanöver (siehe Abb. 6.1) dargestellt. Die Lastpunkte wurden dabei auf Grundlage eines repräsentativen Anfahrmanövers beginnend von Ruhe- auf Vollastbedingungen ausgewählt. Während des MGT-Manövers werden diese Punkte dynamisch durchfahren. Um dort eine Optimierung des $Split_{Br}$ durchführen zu können und die daraus resultierenden Abgasemissionen abzuleiten, wurden die Referenzlastpunkte zunächst stationär untersucht. Die Ergebnisse der optimierten Bedingungen finden sich in der folgenden Abbildung und sind als Funktion der korrespondierenden MGT-Drehzahl aufgetragen. Des Weiteren finden sich die zu den Referenzlastpunkten korrespondierenden OH*-CL Daten im Anhang (Abb. A.7). Die in Abb. 6.1 eingeführte Nummerierung der Referenzpunkte ist dabei jeweils über oder neben den Messwerten verzeichnet. Es gilt zu beachten, dass die beiden Referenzlastpunkt $R1$ und $R2$ bei derselben Drehzahl liegen, jedoch unterschiedliche Massenströme aufweisen. Daher werden die Emissionswerte bei $R1$ zur besseren Unterscheidung mit durchkreuzten Punkten symbolisiert.

Bei der hier durchgeführten Analyse des Anfahrmanövers gilt zu beachten, dass der reale Prozess dynamisch ist. Somit werden sich andere Emissionen als bei der stationären Betrachtung einstellen. Des Weiteren variieren während des realen Anfahrprozesses sowohl T_v , λ_{ges} , $\dot{Q}_{th,n}$ als auch der Brennkammerdruck. Daher wird bei Emulation des realen Prozesses unter rein atmosphärischen Bedingungen aufgrund der Druckskalierung die Flammenform und -lage in gewissem Maße von den realen Bedingungen abweichen. Aufgrund des geringen Maximaldrucks in der MGT-Brennkammer während des Anfahrprozesses und zur Reduzierung der Komplexität wird dieser Einfluss in den durchgeführten Untersuchungen jedoch vernachlässigt. Die hier diskutierte Analyse dient ausschließlich dazu, die Stabilität der Verbrennung sowie die Tendenz der Emissionen während des Anfahrmanövers zu bewerten. Diese Aussagen können mit Hilfe der angewandten Methode getroffen werden.

Aufgrund der zwischen den Lastpunkten sehr stark variierenden Bedingungen hinsichtlich $\dot{Q}_{th,n}$, λ_{ges} und T_v unterscheiden sich die Abgasemissionen zum Teil erheblich, so dass kein durchgängiger Trend zu erkennen ist. Im Lastpunkt $R1$ kurz nach der Zündung liegen bei $T_v = 35^\circ\text{C}$ und $\lambda_{ges} = 3,6$ sehr ungünstige Bedingungen für die Verbrennung vor. Daher ist der UHC- und CO-Ausstoß an diesem Punkt mit 3500 ppm bzw. 1800 ppm sehr hoch. Bei derselben Drehzahl aber bereits weiter vorgewärmten Maschine am Lastpunkt $R2$ stellen sich mit UHC-Anteilen von 22 ppm und CO-Werten von 190 ppm schon weitaus bessere Abgasemissionen ein. Bei $R3$ und $R4$ liegen die Schadstoffemissionen bereits unterhalb der gesetzlichen Grenzwerte für den stationären Arbeitsbereich. Am Referenzlastpunkt $R5$ steigen die Abgasemissionen aufgrund einer hohen glo-

6. DISKUSSION DER MESSERGEBNISSE

balen Luftzahl $\lambda_{ges} = 2,7$ bei geringer Vorwärmtemperatur $T_v = 345^\circ\text{C}$ wieder an. Beim Erreichen des Lastpunkts R6 am Ende des Anfahrprozesses sind die MGT-Komponenten bereits sehr weit durchgewärmt, so dass sich die höheren Brennkammereintrittstemperaturen in günstigen Schadstoffemissionen widerspiegeln, die nahe bei den Werten im Volllastpunkt liegen. Insgesamt lässt sich sagen, dass die Verbrennung bei allen untersuchten Referenzlastpunkten stabil realisiert werden konnte und die Schadstoffemissionen selbst während des Anfahrprozesses sehr gute Ergebnisse lieferten.

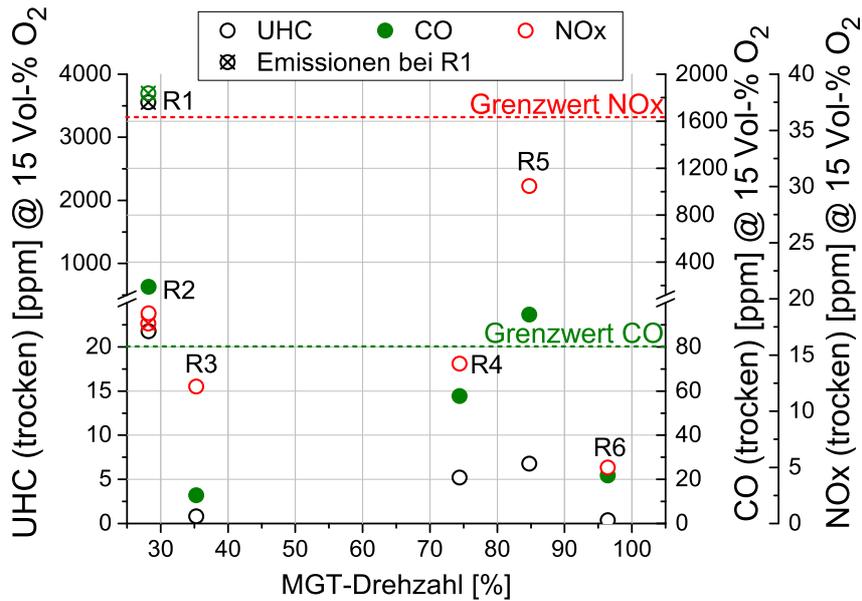


Abbildung 6.39.: Betriebskarte der Abgasemissionen aller Referenzlastpunkte beim Kaltstartmanöver auf Volllastbedingungen als Funktion der MGT-Drehzahl.

Alle vorgestellten Untersuchungen wurden stationär anhand ausgesuchter Referenzlastpunkte der MGT-Kennlinie durchgeführt. Dabei wurden diese Lastpunkte angefahren und gehalten bis sich stationäre Verhältnisse der Abgasemissionen sowie der Wandtemperaturen einstellten. Um die Stabilität der Verbrennung während der instationären Prozesse wie dem Anfahren der MGT sowie Lastmanövern beurteilen zu können, wurden darüber hinaus die Übergänge zwischen den definierten Referenzlastpunkten mit unterschiedlichen zeitlichen Gradienten emuliert. Dabei wurden sowohl Luftmassenstrom als auch Gesamtbrennstoffmassenstrom inklusive Brennstoffaufteilung simultan von den Anfangs- auf die Zielbedingungen verändert. Ausschließlich die Vorwärmtemperatur konnte im Anfahrmanöver nicht instationär untersucht werden, da die Einstellung der Zieltemperatur im Prüfstand zu träge ist, um realistische zeitliche Gradienten abfahren zu können. Um eine Abschätzung des pessimistischsten Falls ohne den zeitlichen Gradient der Vorwärmtemperatur zu erhalten, wurde beim Anfahrmanöver die Variation zwischen den Referenzlastpunkten jeweils an der niedrigeren Vorwärmtemperatur beider Punkte vollzogen. Das beschriebene Vorgehen wur-

6.6 Verbrennungsverhalten der zweistufigen Brennervariante an den MGT-Referenzlastpunkten

de jeweils zwischen den zeitlich angrenzenden Lastpunkten des Anfahrmanövers als auch für die Lastwechsel zwischen Minimal- und Volllast im MGT-Arbeitsbereich durchgeführt. Dabei zeigte sich, dass die Übergänge zwischen den Verbrennungsbedingungen mit mindestens dem zweifachen zeitlichen Gradienten des realen Anfahrmanövers stabil abgefahren werden konnten. Der Übergang zwischen Minimal- und Volllast konnte in beide Richtungen ebenfalls mit mindestens dem doppelten zeitlichen Gradienten bei einer robuster Flamme vollzogen werden. Somit wird gefolgert, dass der zweistufige FLOX[®]-Brenner bei allen instationären Manövern der MGT eine zuverlässige Verbrennung gewährleistet.

7. Betrachtung der Messgenauigkeiten der Betriebsparameter

Um die durchgeführten Messungen beider Brennervarianten besser beurteilen zu können, werden im folgenden die Messgenauigkeiten der Betriebsparameter T_v , $\dot{Q}_{th,n}$, $Split_{Br}$ und λ_{ges} abgeschätzt. Ferner wird eine Abschätzung der relativen Fehler der Geschwindigkeitsmessung mittels PIV vorgestellt.

7.1. Messgenauigkeit der Vorwärmtemperatur

Da die Vorwärmtemperatur aus den Messungen der Thermoelemente $T1$ und $T2$ gemittelt wird, ergibt sich nach der Gaußschen Fehlerfortpflanzung [34] für den absoluten Fehler der Vorwärmtemperatur

$$S_{T_v} = \frac{1}{2} \sqrt{S_{T1}^2 + S_{T2}^2}. \quad (7.1)$$

Auf Grundlage der Herstellergenauigkeiten beider Thermoelemente ist in Abb. 7.1 der absolute Messfehler S_{T_v} als Funktion der Vorwärmtemperatur aufgetragen.

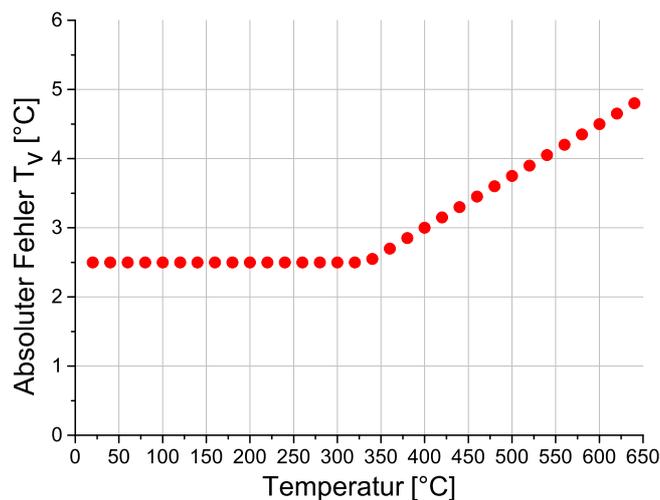


Abbildung 7.1.: Absoluter Messfehler der Vorwärmtemperatur T_v .

7.2. Messgenauigkeit der Brennstoffaufteilung

Die Messgenauigkeit der Brennstoffaufteilung $Split_{Br}$ zwischen Haupt- und Pilotstufe ist abhängig von den Messfehlern der verwendeten Massenstromregler beider Stufen. Mit den Herstellerangaben dieser Messfehler ergibt sich der relative Gesamtfehler nach der Gaußschen Fehlerfortpflanzung [34] zu

$$\left(\frac{S_{Split_{Br}}}{Split_{Br}}\right)^2 = \left(\frac{\dot{m}_{Br,pilot}}{\dot{m}_{Br,pilot} + \dot{m}_{Br,haupt}}\right)^2 \cdot \left[\left(\frac{S_{Br,haupt}}{\dot{m}_{Br,haupt}}\right)^2 + \left(\frac{S_{Br,pilot}}{\dot{m}_{Br,pilot}}\right)^2 \right]. \quad (7.2)$$

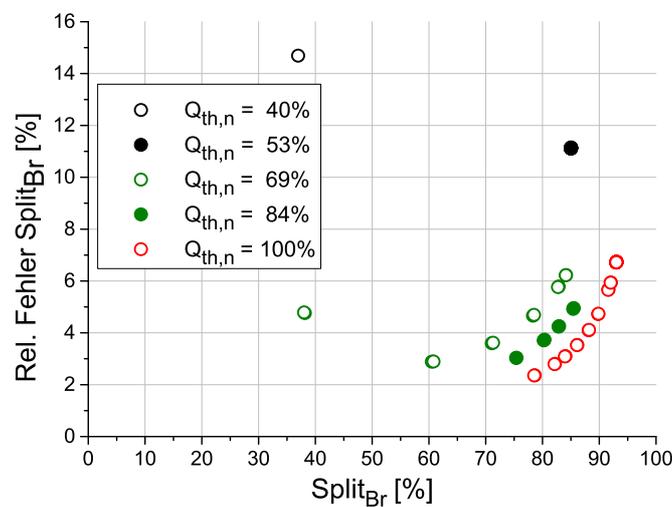


Abbildung 7.2.: Relativer Messfehler der Brennstoffaufteilung $Split_{Br}$ als Funktion von $\dot{Q}_{th,n}$ und $Split_{Br}$.

Die relativen Messfehler sind dazu in Abb. 7.2 als Funktion von $\dot{Q}_{th,n}$ und $Split_{Br}$ angegeben. Im Randbereich $Split_{Br} \rightarrow 100\%$ geht der Massenstrom durch die Pilotstufe gegen Null. Da speziell im unteren Betriebsbereich der Massenstromregler der Fehler der Massenstrommessung stark ansteigt, nimmt der Gesamtfehler nahe $Split_{Br} = 100\%$ daher ebenfalls stark zu. Das gleiche gilt, wenn die Massenströme durch die Hauptstufe aufgrund von sehr niedrigen Brennstoffaufteilungen stark abnehmen. Somit ergibt sich für die Messfehlerprofile ein U-förmiger Verlauf in Abhängigkeit von $Split_{Br}$. Mit abnehmendem $\dot{Q}_{th,n}$ steigen die Fehler wiederum stark an, da auch hier die Massenstromregler im unteren Betriebsbereich operieren.

7.3. Messgenauigkeit der thermischen Brennerleistung

Die thermische Brennerleistung $\dot{Q}_{th,n}$ berechnet sich nach Abschnitt 6.2 aus

$$\dot{Q}_{th,n} = H_u \cdot (\dot{m}_{Br,haupt} + \dot{m}_{Br,pilot}). \quad (7.3)$$

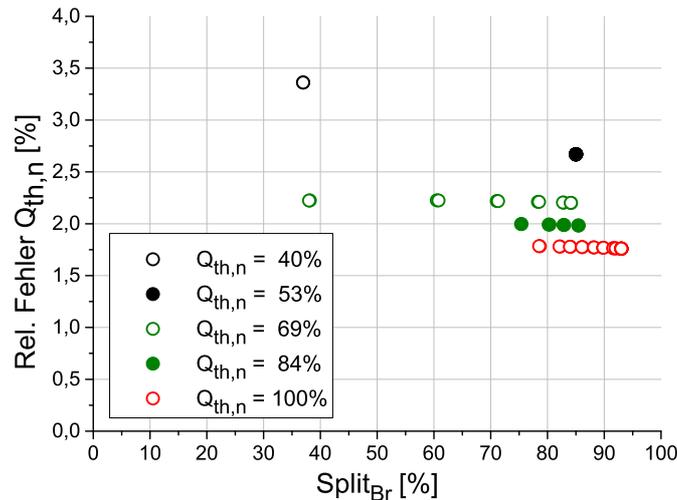


Abbildung 7.3.: Relativer Messfehler der thermischen Brennerleistung $\dot{Q}_{th,n}$ als Funktion von $\dot{Q}_{th,n}$ und $Split_{Br}$.

Der untere Heizwert H_u hängt dabei von der momentanen Erdgaszusammensetzung ab, die mittels einer *490-GC Micro-GC* Analyseeinheit der Firma *Varian* an einem benachbarten Großprüfstand gemessen wird. Dabei stehen zu den in dieser Arbeit durchgeführten Verbrennungsmessungen jedoch keine zeitgenauen Messwerte der Erdgaszusammensetzung zur Verfügung, sondern es konnte lediglich auf Messwerte des Großprüfstands zurückgegriffen werden, die in einem überlappenden Zeitraum stattfanden. Für die Auswertung der Messdaten mussten daher zum Teil Erdgaswerte mit zeitlichen Abweichungen von einigen Tagen herangezogen werden. Aufgrund von deutlichen Schwankungen der Zusammensetzung innerhalb der Messtage stammt die größte Messunsicherheit des Heizwerts nicht aus dem Fehler der Messwerterfassung sondern aus der zeitlichen Diskrepanz zwischen Verbrennungsmessung und Erdgasmessung. Daher wird für den Messfehler von H_u die Standardabweichung der Heizwertberechnung aus 6 Erdgasmesstagen angesetzt, die im Zeitraum der eigentlichen Verbrennungsmesstage lagen. Der absolute Messfehler S_{Hu} ergibt sich somit zu $\pm 0,57$ MJ/kg. Nach der Gaußschen Fehlerfortpflanzung [34] ist der relative Gesamtfehler $S_{\dot{Q}_{th,n}}$

$$\left(\frac{S_{\dot{Q}_{th,n}}}{\dot{Q}_{th,n}} \right)^2 = \left(\frac{S_{Hu}}{H_u} \right)^2 \left(\frac{S_{Br,haupt}}{\dot{m}_{Br,haupt} + \dot{m}_{Br,pilot}} \right)^2 + \left(\frac{S_{Br,pilot}}{\dot{m}_{Br,haupt} + \dot{m}_{Br,pilot}} \right)^2. \quad (7.4)$$

Da in diesem Gesamtfehler wiederum die Aufteilung des Brennstoffmassenstroms auf Pilot- und Hauptstufe eine Rolle spielt, ist in Abb. 7.3 der Messfehler $S_{\dot{Q}_{th,n}}$ als Funktion von $\dot{Q}_{th,n}$ und $Split_{Br}$ aufgetragen. Aufgrund des Anstiegs der Messfehler im unteren Betriebsbereich der Massenstromregler steigt der Gesamtmessfehler $S_{\dot{Q}_{th,n}}$ merklich mit fallendem $\dot{Q}_{th,n}$. Die Auswirkung der Brennstoffaufteilung fällt hingegen durch den geringen Anteil der Pilotstufe am Gesamtbrennstoffmassenstrom sehr gering aus.

7.4. Messgenauigkeit der globalen Luftzahl

Nach der Auswertung der durchgeführten Messreihen wurde beim Vergleich von Messpunkten unterschiedlicher Messkampagnen eine Inkonsistenz der Profile der Abgasemissionen festgestellt. Nach der eingehenden Analyse der Messdaten wurde klar, dass ein Fehlverhalten der Luftmassenstromregelung vorlag. Aus diesem Grund konnte bei der Auswertung der Messdaten für die globale Luftzahl λ_{ges} nicht die nach Gleichung 2.9 gebräuchliche Berechnung verwendet werden. Anstelle dessen wurde λ_{ges} in allen vorgestellten Ergebnissen anhand der gemessenen O_2 - und CO_2 -Konzentrationen im Abgas mit Hilfe von Gleichgewichtsrechnungen ermittelt. Die Gleichgewichtsrechnungen wurden für $1,0 \leq \lambda_{ges} \leq 5,0$ mittels *Cantera* mit dem *GRI 3.0*-Reaktionsmechanismus, der korrespondierenden Erdgaszusammensetzung und den Temperaturrandbedingungen für Brennstoff und Luft am Brennereintritt mittels eines Well-Stirred-Reaktors absolviert. Anschließend wurden die gemessenen Sauerstoff- und Kohlendioxidanteile mit den Werten der Rechnung verglichen und eine Fehlerminimierung hinsichtlich beider Werte durchgeführt. An dem λ_{ges} , an dem die Abweichung zwischen Messung und Rechnung beider Größen minimal ist, liegt die höchste Übereinstimmung vor. Somit wurde dieses λ_{ges} als das tatsächliche globale Lambda des Messpunkts definiert. Es ergibt sich dabei jeweils für $\dot{Q}_{th,n} = \text{const.}$ eine lineare Korrelation (korrigiertes $R^2 > 99,5\%$) zwischen λ_{ges} aus den Abgasemissionen und λ_{global} , welches aus den Massenströmen errechnet wurde. Dieser Zusammenhang untermauert somit die verfolgte Vorgehensweise und deutet weiterhin auf einen systematischen Fehler in der Messung des Luftmassenstroms hin. Beim Vergleich von Messpunkten unterschiedlicher Messtage und -kampagnen zeigte sich eine hohe Konsistenz und Reproduzierbarkeit der Profile als Funktion von $\dot{Q}_{th,n}$ aller Messgrößen. Die Koppelung zwischen Messwerten als Randbedingungen für Gleichgewichtsrechnungen und Simulationsergebnisse als Optimierungsgrundlage der Luftzahl erschwert die Abschätzung des zu erwartenden Fehlers der λ_{ges} -Werte. Aus diesem Grund wurde zunächst eine Sensitivitätsanalyse der sich ergebenden optimierten λ_{ges} bei Variation der Eingangsrandbedingungen der Simulation durchgeführt. Dazu wurde die Vorwärmtemperatur gemäß der Messgenauigkeit um $T_v = 580 \pm 5^\circ\text{C}$ und die Erdgaszusammensetzung gemäß der gemessenen Schwankungsbreite variiert. Die Berechnung des optimierten λ_{ges} wurde für diese Rechnungen an fünf charakteristischen Kombinationen im λ_{ges} - $\dot{Q}_{th,n}$ -Bereich durchgeführt und verglichen. Dabei ergab sich eine nur sehr geringe maximale

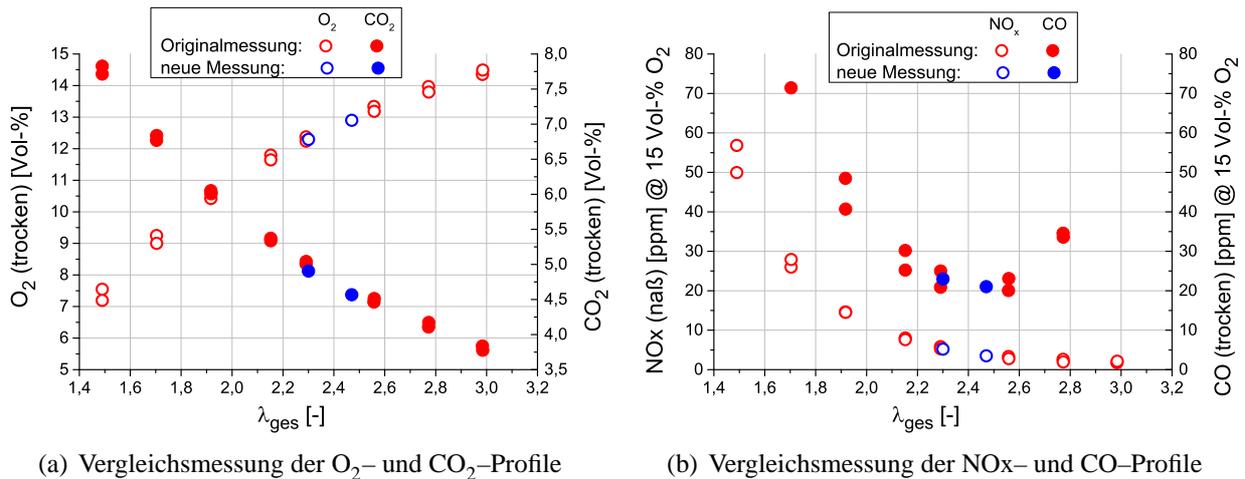


Abbildung 7.4.: Vergleichsmessung mit neukalibrierten Massenstromreglern zur Analyse der Genauigkeit von λ_{ges} bei $\dot{Q}_{th,n} = 100\%$, $Split_{Br} = 93\%$ und $T_v = 580^\circ\text{C}$.

Abweichung von $\Delta\lambda_{ges} = 0,01$ als Folge der Variation der Randbedingungen. Des Weiteren wurde zur Kontrolle der errechneten λ_{ges} -Werte eine zusätzliche Vergleichsmessung an zwei Lastpunkten durchgeführt, vor welcher alle Massenstromregler neu kalibriert wurden. Bei dieser Vergleichsmessung ergab sich bei $\lambda_{ges} = 2,47$ eine Abweichung von $< 1,5\%$ zwischen dem λ_{ges} , das aus den Abgasemissionen errechnet wurde und jenem, welches direkt aus den Massenströmen ermittelt wurde. Ferner sind, wie in Abb. 7.4(a) und 7.4(b) gezeigt, die Daten aller Abgasemissionen der Vergleichsmessung als Funktion von λ_{ges} in sehr guter Übereinstimmung mit den Profilen der in dieser Arbeit vorgestellten Messwerte. Somit ist gezeigt, dass die Berechnung des λ_{ges} auf Grundlage der Abgasemissionen, zuverlässige und über unterschiedliche Messtage und -kampagnen konsistente Ergebnisse liefert. Auf Basis der Vergleichsmessung und der Sensitivitätsanalyse wird der relative Fehler der globalen Luftzahl $S_{\lambda_{ges}}$ auf $< 3\%$ abgeschätzt.

7.5. Messgenauigkeit der Geschwindigkeitsmessung mittels

PIV

Zur Bestimmung der Messungenauigkeit der PIV-Geschwindigkeitsmessung wird ein Ansatz nach *Stöhr et al.* [87] verwendet, wobei sich der Messfehler aus zwei hauptsächlichen Quellen zusammensetzt. Die erste Fehlerquelle ergibt sich aus der Trägheit der Seeding-Partikel bei Geschwindigkeitsänderungen im strömenden Fluid. Dies führt zu Geschwindigkeitsabweichungen der gemessenen Partikelbewegungen zu den tatsächlichen Fluidbewegungen. Die zweite Fehlerquelle beruht auf einer Kombination der Ungenauigkeit des PIV-Korrelationsalgorithmus, der die Partikelbewegung errechnet und der zeitlichen Auflösung des PIV-Doppellaserpulses.

Der Geschwindigkeitsfehler aufgrund der Partikelträgheit Δu_p wird nach *Stöhr et al.* [87] durch

den Zusammenhang

$$\Delta u_p = \frac{\tau u^2}{2l_0} \quad (7.5)$$

beschrieben, wobei als charakteristische Strömungslänge die integrale Längenskala l_0 verwendet wird. Als Bezugsgeschwindigkeit u werden in der vorliegenden Arbeit sowohl die maximale Strömungsgeschwindigkeit in allen drei Raumrichtungen getrennt betrachtet als auch das Maximum des zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsfeldes. Die Relaxationszeit τ , welche die zeitliche Antwort der Partikelbewegung auf eine sprunghafte Verzögerung der Fluidbewegung wiedergibt, ist nach *Raffel et al.* [79] durch

$$\tau = d_p^2 \frac{\rho_p}{18\mu} \quad (7.6)$$

definiert. Dabei symbolisieren d_p den mittleren Partikeldurchmesser, ρ_p die mittlere Partikeldichte und μ die dynamische Viskosität der Strömung.

Der zufällige Fehler der instantanen Fluidgeschwindigkeit Δu_{inst} aufgrund der Ungenauigkeiten des Korrelationsalgorithmus sowie der zeitlichen Auflösung des Doppelpulses ergibt sich zu

$$\Delta u_{inst} = \frac{\Delta X \cdot S_{Korr}}{x_I \cdot \Delta t_{PIV}} \quad (7.7)$$

Hierbei beschreiben ΔX die räumliche Auflösung in der Objektebene, S_{Korr} die Genauigkeit des Algorithmus bei der Identifizierung des Korrelationsmaximums, x_I die Größe des Interrogation Fensters und Δt_{PIV} den Zeitversatz der beiden Laserpulse.

Beide Geschwindigkeitsfehler sind Einflussgrößen für den Gesamtfehler Δu_{ges} der gemessenen Fluidgeschwindigkeit, der sich somit zu

$$\Delta u_{ges} = \Delta u_p + \Delta u_{inst} \quad (7.8)$$

ergibt.

Das verwendete TiO_2 -Pulver hat einen mittleren Partikeldurchmesser von $1 \mu\text{m}$ und eine mittlere Dichte von $4,23 \text{ g/cm}^3$. Unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Werte für die dynamische Viskosität bei den unterschiedlichen untersuchten Lastfällen einerseits aber auch bei den verschiedenen vorliegenden Mischungszustände zwischen warmer Frischluft und Verbrennungsabgasen im Detektionsvolumen, ergibt sich eine Spreizung der Relaxationszeit von $3,3 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ (Abgas: $\lambda_{ges} = 1,3$) bis $6,0 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ (vorgewärmte, reine Frischluft). Da im betrachteten Bildbereich unbekannte Zwischenzustände vorherrschen, wird hier jeweils mit dem Wert von Frischluft gerechnet, da sich hiermit die Genauigkeit hinsichtlich des größten Fehlers abschätzen lässt. Die integralen Längenskalen der untersuchten Fälle variieren nur in einem sehr geringen Maße zwischen 14 und 19 mm. Als Interrogation Window wurde eine Größe von 24×24 Pixel mit 50%

7. BETRACHTUNG DER MESSGENAUIGKEITEN DER BETRIEBSPARAMETER

Überlappung gewählt, was eine räumliche Auflösung in der Objektebene von $1,52 \times 1,52 \text{ mm}^2$ ergibt. Zur Auswertung der PIV-Daten wurde *Davis 8.0.8* von *LaVision GmbH* mit einem *Flow-Master*-Aufsatz verwendet, das eine Genauigkeit des Korrelationsalgorithmus zur Identifizierung des Korrelationsmaximums von $\pm 0,1$ Pixel [49, 14] aufweist. Die Kameras des stereoskopischen Aufbaus waren in einem Winkel von ca. 30° zueinander angeordnet. Nach *Lawson et al.* [51] ergibt sich bei diesem Winkel für die senkrecht zur Lichtschnittebene gerichtete Geschwindigkeitskomponente u_z ein ca. 3x höherer Messfehler der instantanen Geschwindigkeit verglichen mit den Komponenten in der Ebene. Dieser Umstand wird in der Berechnung des zufälligen Fehlers der instantanen Geschwindigkeitskomponente in z -Richtung $\Delta u_{inst,z}$ berücksichtigt.

	R(StA)1	$\dot{Q}_{th,n} = 100\%$ $\lambda_{ges} = 1,3$	$\dot{Q}_{th,n} = 100\%$ $\lambda_{ges} = 3,2$
$u_{max,mean}/u_{Düse,max}$ [%]	123	74	186
$u_{x,max}/u_{Düse,max}$ [%]	163	127	239
$u_{y,max}/u_{Düse,max}$ [%]	85	46	127
$u_{z,max}/u_{Düse,max}$ [%]	225	129	251
Δt_{PIV} [μs]	7	11	4
$\Delta u_p/u_{max,mean}$ [%]	1,87	1,49	3,40
$\Delta u_{p,x}/u_{x,max}$ [%]	2,49	2,53	4,36
$\Delta u_{p,y}/u_{y,max}$ [%]	1,30	0,92	2,31
$\Delta u_{p,z}/u_{z,max}$ [%]	3,44	2,57	4,59
$\Delta u_{inst}/u_{max,mean}$ [%]	0,77	0,81	0,89
$\Delta u_{inst,x}/u_{x,max}$ [%]	0,58	0,48	0,69
$\Delta u_{inst,y}/u_{y,max}$ [%]	1,12	1,31	1,31
$\Delta u_{inst,z}/u_{z,max}$ [%]	1,26	1,40	1,98
$\Delta u_{ges}/u_{max,mean}$ [%]	2,64	2,30	4,29
$\Delta u_{ges,x}/u_{x,max}$ [%]	3,07	3,01	5,06
$\Delta u_{ges,y}/u_{y,max}$ [%]	2,41	2,23	3,62
$\Delta u_{ges,z}/u_{z,max}$ [%]	4,70	3,98	6,57

Tabelle 7.1.: Relative Geschwindigkeitsfehler der PIV-Messungen an LSP 1.

In Tabelle 7.1 sind für drei Grenzlastfälle sowohl die Eingangsgrößen der Geschwindigkeiten und des Zeitversatzes als auch die resultierenden relativen Geschwindigkeitsfehler $\Delta u_p/u$, $\Delta u_{inst}/u$ und $\Delta u_{ges}/u$ aufgelistet. Die Bezugsgeschwindigkeiten werden dabei normiert auf die mittlere Düsen- geschwindigkeit im Volllastpunkt der zweistufigen Variante $u_{Düse,max}$ (siehe Abschnitt 6.3) angegeben. Alle Geschwindigkeitsfehler wurden ferner für die Maximalgeschwindigkeit des jeweiligen zeitlich gemittelten Strömungsfelds $u_{max,mean}$ als auch für das Maximum jeder räumlichen Geschwindigkeitskomponente aller Einzelschüsse $u_{i,max}$ ausgewertet. Die x -Komponente weist dabei in Hauptströmungsrichtung entlang der Brennermittelachse, und die z -Komponente zeigt orthogonal auf die Lichtschnittebene aus LSP 1. Aufgrund der Geschwindigkeitsfluktuationen der Einzelschüsse liegen die errechneten Fehler der Geschwindigkeit bei den Einzelschüssen im Allgemeinen

deutlich über den Werten für das gemittelte Strömungsfeld. Die relativen Geschwindigkeitsfehler werden dabei normiert auf die jeweilige Bezugsgeschwindigkeit der Komponente und des Lastpunkts angegeben.

Die ermittelten Fehler der Geschwindigkeitsmessung geben eine gute, konservative Abschätzung der PIV-Messfehler hinsichtlich der Partikelträgheit sowie der Mess- und Auswerteprozedur. Eine weitere Fehlerquelle bei der PIV-Messung von turbulenten, gestreckten Flammen liegt in den steilen Dichtegradienten der Fluidströmung, die starke Gradienten in der Partikelverteilung bedingen. Diese Gradienten induzieren Messfehler bei der Berechnung der Fluidgeschwindigkeiten, welche mit größeren Interrogation Windows ansteigen [79]. Dem gegenüber steht die notwendige Anzahl von Partikeln im Interrogation Window zur Korrelation der Geschwindigkeiten, die eine Vergrößerung des Fensters mit zunehmender Strömungsintensität und Scheibenverschmutzung erfordern. Daher ist die Größe des Interrogation Window hinsichtlich der entgegengesetzten Tendenzen dieser beiden Einflüsse abzuwägen und wurde in dieser Arbeit bei den schwierigen Messbedingungen in der Brennkammer iterativ auf 24 x 24 Pixel gesetzt. Die auftretenden Dichtegradienten und deren Einfluss auf die Genauigkeit der PIV-Messung lässt sich mit der eingesetzten Messtechnik bei den vorliegenden anspruchsvollen Strömungs-, Temperatur- und Mischungsbedingungen nicht quantifizieren. Jedoch werden die Messfehler im Bereich der Reaktionszonen und der Scherschichten, wo hohe Dichtegradienten vorliegen, ansteigen.

8. Zusammenfassung und Schlussfolgerung

8.1. Zusammenfassung

In der vorgestellten Arbeit wurde sowohl ein einstufiger als auch ein zweistufiger vorgemischter Brenner für den Erdgasbetrieb einer Turbec T100 Mikrogasturbine entwickelt, erprobt und beide Varianten verglichen. Dabei basiert die Hauptstufe auf dem FLOX[®]-Konzept, wobei der Brennstoffmassenstrom in die Vormischstrecke von 20 ringförmig angeordneten Luftdüsen axial und unverdrallt eingebracht wird. Im Gegensatz dazu ist der Pilotbrenner der zweistufigen Variante drallstabilisiert und nicht vorgemischt ausgeführt. Die Ziele dieser Entwicklung waren zum einen eine verbesserte Flammenstabilität im gesamten Operationsbereich der MGT verglichen mit dem Standardbrenner. Zum anderen sollten NO_x-Emissionen < 10 ppm und CO-Werte < 40 ppm erreicht werden bei gleichzeitig geringerem Brennerdruckverlust im Vergleich zum Standardbrenner. Als Ergebnis dieser Arbeit sollte ein atmosphärisch charakterisierter, funktionsfähiger Brennerprototyp inklusive Betriebsstrategie vorliegen, von dem ein neues Brennkammersystem der Turbec T100 MGT abgeleitet werden kann. Ferner war eine detaillierte Charakterisierung des Verbrennungsverhaltens ein Primärziel, um auf Grundlage des generierten Wissens weitere Entwicklungsschritte effektiver planen und durchführen zu können.

Zunächst wurden im Rahmen der Brennerentwicklung Referenzlastpunkte im gesamten MGT-Arbeitsbereich definiert. Basierend darauf wurde die Brennerauslegung durch numerische Simulationen der Strömung und Verbrennung bei Volllastbedingungen durchgeführt, welche jedoch nicht Teil dieser Arbeit waren sondern vom Autor nur begleitet wurden. Gleichzeitig wurden erste Betriebskonzepte des Brenners hinsichtlich der MGT-Referenzlastpunkte erstellt. Der dabei entstandene erste Brennerprototyp wurde auf einem atmosphärisch betriebenen Einzelbrennerprüfstand, losgelöst von den Grenzen der Turbomaschine, getestet und systematisch vermessen. Mit den daraus gewonnenen Erkenntnissen wurde eine Iterationsschleife vollzogen, in der eine Optimierung sowohl des Brenners mittels numerischer Simulation als auch des Betriebskonzepts erfolgte. Anschließend wurde ein optimierter Prototyp erneuten Prüfstandstests mit erweiterter Messtechnik unterzogen. Danach wurde eine Optimierung der Betriebsstrategie auf die MGT-Referenzlastpunkte

durchgeführt. Auf Basis dieser Ergebnisse kann die Konstruktion und Fertigung eines FLOX[®]-Brennkammersystems erfolgen und im MGT-Prüfstand getestet werden.

Der erste einstufige Brennerprototyp wurde systematisch auf dem atmosphärischen Einzelbrennerprüfstand charakterisiert. Dabei wurde der Einfluss aller relevanten Betriebsparameter (globale Luftzahl λ_{ges} , thermische Brennerleistung $\dot{Q}_{th,n}$ und Vorwärmtemperatur T_v) auf die globalen Verbrennungseigenschaften des Referenzbrenners untersucht. Eingesetzt wurden hierzu insbesondere die optische OH*-Chemolumineszenz (OH*-CL) Messtechnik und eine Abgasanalytik. Der einstufige Brenner zeigte für alle $\dot{Q}_{th,n}$ bei $2,1 \leq \lambda_{ges} \leq 2,7$ und MGT-relevanter Vorwärmtemperatur sehr gute Abgasemissionen hinsichtlich der Schadstoffspezies NO_x, CO und UHC. Für entweder steigende λ_{ges} bzw. $\dot{Q}_{th,n}$ oder sinkende T_v wandelte sich das Verbrennungsverhalten von diskreten Reaktionszonen hin zu volumetrischen Reaktionsgebieten, die kurz vor dem mageren Verlöschen annähernd den gesamten Brennraum einnahmen. Dieses Verhalten spiegelte sich im Anstieg der Verteiltheit des OH*-Signals wieder, welche aus den OH*-CL Bildern abgeleitet ist. Im diskreten Fall stabilisierten die Flammen rund um die eintretenden Frischgasstrahlen. Bei der Untersuchung des stationären Arbeitsbereichs des einstufigen Brenners zeigte sich, dass in den unteren MGT-Teillastpunkten der Abstand zur mageren Verlöschungsgrenze nicht ausreichend ist, um einen sicheren Betrieb der MGT zu gewährleisten. Andererseits konnten die Lastpunkte nahe Volllast zuverlässig betrieben werden. Ferner wurde eine Korrelation zwischen dem Abstand zum lokalen LBO und den Parametern NO_x, CO, Verteiltheit und Abhebehöhe festgestellt. Auf dessen Grundlage wurde eine Methode zur zeitoptimierten Charakterisierung dieser Parameter für einen einstufigen FLOX[®]-Brenner vorgeschlagen. Anhand der Ergebnisse der einstufigen Variante wurde demonstriert, dass für einen zuverlässigen und emissionsarmen Betrieb eines FLOX[®]-basierten Brenners im gesamten Arbeitsbereich der Turbec T100 eine zusätzliche, stabilisierende Brennerpilotstufe notwendig ist.

Die Ergebnisse der Untersuchung des einstufigen Referenzbrenners flossen danach in die numerische Auslegung der zweistufigen Brennervariante ein, auf deren Basis ein zweistufiger Prototyp konzipiert und gefertigt wurde. Um einen direkten Vergleich beider Konfigurationen zu ermöglichen, wurde der Einfluss der Betriebsparameter (λ_{ges} und $\dot{Q}_{th,n}$) auf die Verbrennungseigenschaften des zweistufigen Brenners systematisch vermessen. Hierbei wurde zur detaillierten Untersuchung des Verbrennungsverhaltens sowie des Strömungsfeldes eine erweiterte Messtechnik eingesetzt. Es wurden wiederum Messungen der Abgasemissionen sowie der OH*-CL durchgeführt und darüber hinaus an ausgewählten Punkten die Lasermesstechniken OH-PLIF und Stereo-PIV (teils simultan) angewandt. Durch den Einfluss der Pilotstufe konnte der Arbeitsbereich des Brenners bei Teillast deutlich erweitert werden. Des Weiteren wies im Vergleich zum Referenzbrenner die zweistufige Variante vergleichbare oder verbesserte CO-Emissionen auf. Aufgrund der stöchiometrienahen Verbrennung in der Pilotstufe erhöhten sich hingegen die NO_x-Emissionen bei Teillast

um 5 - 10 ppm. Wie im einstufigen Fall verschoben sich die Reaktionszonen bei steigender globaler Luftzahl von diskreten Flammen hin zu volumetrischen Reaktionszonen. Im Gegensatz zur einstufigen Konfiguration stabilisierten jedoch die diskreten Flammen durch den Einfluss des Pilotbrenners im Bereich zwischen den Frischgasstrahlen der Hauptstufe. Die aus den OH-PLIF Daten abgeleiteten Reaktionszonen spiegelten das anhand der OH*-CL Bilder beschriebene Verhalten sehr gut wider. Hier zeigte sich ebenfalls in allen vermessenen Lichtschnitten eine Vergrößerung des von den Reaktionen eingenommenen Raums bei gleichzeitiger Abschwächung der Reaktionsintensität. Ferner ließ sich anhand der PIV Messungen eine ausgeprägte innere Rezirkulationszone beobachten, die in den Pilotdom eintaucht und heiße Abgase zu den eintretenden Frischgasstrahlen der Hauptstufe transportiert. Bei hohen Luftzahlen wurden die Reaktionszonen durch diese Abgasrezirkulation mitgerissen, so dass die Reaktionen unter diesen Bedingungen in einem sehr großen Volumen abliefen. Durch die Kombination aus OH-PLIF und Stereo-PIV Messungen konnte gezeigt werden, dass die Turbulenz-Chemie-Interaktion bei der Erhöhung der globalen Luftzahl stark zunimmt. Es wurde anhand des Diagramms zur Klassifizierung turbulenter Vormischflammen demonstriert, dass die Flammen beim Abmagern vom Regime der *turbulenten Flammenfronten* in den Bereich der *räumlich verteilten Flammenfronten* wandern. Des Weiteren wurde durch die OH-PLIF Daten belegt, dass diese Verschiebung des Flammenregimes mit einer signifikanten Änderung der Form und Verteilung der Flammenfronten im Brennraum einhergeht. Die Auswirkungen dieses Verhaltens konnten ebenfalls anhand der Verteiltheit des OH*-Signals beobachtet werden, so dass dessen Anstieg in direktem Zusammenhang mit dem Übergang in das Regime der *räumlich verteilten Flammenfronten* steht. Weiterhin wurde anhand der Überlagerung von OH-PLIF und PIV Daten ermittelt, dass die Reaktionen bei niedrigen Luftzahlen vor allem in den Scherschichten der FLOX®-Frischgasstrahlen stabilisieren. Wohingegen die Reaktionen bei hohen Luftzahlen durch die Abnahme des Verhältnisses von turbulenter zu chemischer Zeitskala in einem weiten Bereich der Rezirkulationszone ablaufen.

Im letzten Entwicklungsschritt wurde eine Optimierung der Brennstoffaufteilung $Split_{Br}$ zwischen Haupt- und Pilotstufe an den MGT-Referenzlastpunkten hinsichtlich Abgasemissionen und axialer Ausdehnung der Reaktionszonen durchgeführt. Bei einem hohen Anteil der Pilotstufe am Gesamtbrennstoffmassenstrom war die Verbrennung durch den Piloten dominiert, was sich darin äußerte, dass die Hauptreaktionszonen innerhalb des Pilotdoms oder kurz danach lagen. Bei niedrigem Brennstoffanteil des Piloten zeigte sich hingegen das aus der einstufigen Brennervariante bekannte Flammenbild. Ferner traten bei hohem Pilotanteil Strahlen reagierendes Gemischs aus dem Pilotdom aus, die mit den Frischgasstrahlen der Hauptstufe interagierten. Daher konnten Reaktionen der Hauptstufe vor allem an der Innenseite der Frischgasstrahlen beobachtet werden, wo die heiße Strömung des Piloten mit den ausströmenden Freistrahlen der Hauptstufe zusammentreffen. Mit Hilfe der Überlagerung von OH-PLIF und Stereo-PIV Daten wurde demonstriert, dass

die Pilotstufe einen stark stabilisierenden Einfluss auf die Hauptstufe ausübt.

Bei der Erhöhung des $Split_{Br}$ wiesen die NO_x -Profile einen entgegengesetzten Verlauf zum Verhalten der CO- und UHC-Emissionen auf, so dass an allen Referenzlastpunkten eine Abwägung der Emissionen erfolgen musste, was zu optimierten Lastpunkten führte. Die Emissionswerte der optimierten Punkte unterschritten im gesamten stationären Arbeitsbereich deutlich die gesetzlichen Grenzwerte. Ausgenommen vom Minimallastpunkt wiesen darüber hinaus alle Lastpunkte geringere Absolutwerte als die Zielvorgaben auf. Bei Vollastbedingungen wurden NO_x -Emissionen von 5 ppm, CO-Absolutwerte von 20 ppm und UHC-Emissionen unterhalb der Nachweisgrenze erreicht. Ferner wurde gezeigt, dass die Referenzlastpunkte im Anfahrprozess der MGT zuverlässig und mit befriedigenden Emissionswerten betrieben werden konnten. Des Weiteren konnte der relative Brennerdruckverlust mit 2,9% signifikant im Vergleich zum Standardbrenner gesenkt werden, so dass ein höherer elektrischer Wirkungsgrad der MGT zu erwarten ist.

Abschließend kann festgestellt werden, dass ein im gesamten MGT-Arbeitsbereich voll funktionsfähiger, zweistufiger Brenner entwickelt und charakterisiert wurde, der die gestellten Zielvorgaben hinsichtlich NO_x , CO, Flammenstabilität und Druckverlust auf dem atmosphärischen Einzelbrennerprüfstand sehr gut erfüllt. Des Weiteren wurde ein umfangreicher Datensatz generiert, der durch den Einsatz optischer Messtechnik die ablaufenden Verbrennungs- und Strömungsprozesse detailliert beschreibt. Der präsentierte Datensatz kann zur Validierung numerischer Werkzeuge verwendet werden. Die Realisierung der Forderung nach erhöhter Lebenszeit muss sich jedoch erst in Langzeittests in der realen MGT erweisen. Mit dem Abschluss dieser Arbeit steht ein FLOX®-basierter Brennerprototyp bereit, von dem ein reales MGT-Brennkammersystem abgeleitet werden kann, das in die Turbec T100 implementierbar ist [103].

8.2. Schlussfolgerung und Ausblick

Um den Brenner in das MGT-System einzubinden, stehen nach Abschluss der hier vorgestellten Arbeit weitere abschließende Entwicklungsschritte aus. Zum einen muss das MGT-Brennkammersystem an die baulichen Eigenheiten des neuen Brenners angepasst werden und zum anderen müssen die optimierten Brennstoffaufteilungen in das Regelungs- und Steuerungssystem der MGT eingebunden werden. Im Rahmen der MGT-Prüfstandstests kann anschließend der Einfluss des Brennkammerdrucks auf die Abgasemissionen sowie auf die Flammeneigenschaften untersucht werden. Diese Ergebnisse werden Aussagen auf die Übertragbarkeit der atmosphärischen Einzelbrennertests auf die reale Maschine ermöglichen. Aus Gründen der Komplexität wurde bei den innerhalb dieser Arbeit durchgeführten Messungen der Einfluss der nach der MGT-Brennkammer eingebrachten Mischluft auf die Verbrennung vernachlässigt. Diese Annahme wurde getroffen, da numerische Simulationen zeigten, dass die Interaktion am Vollastpunkt gering ist. Um die tatsächlichen Bedingungen der MGT-Brennkammer noch besser abzubilden, sollte für weiterführende

Tests der atmosphärische Einzelbrennerprüfstand um die Möglichkeit zur systematischen Einbringung der Mischluft nach dem Brennraum erweitert werden.

In Abschnitt 6.3.3 wurde herausgestellt, dass nicht nur durch die Verschiebung der globalen Luftzahl sondern auch durch die Variation von Vorwärmtemperatur sowie thermischer Leistung ein Übergang der OH*-CL Verteilung hin zu volumetrischen Reaktionszonen bewirkt werden kann. Daher wäre interessant, wie genau sich die Variation der thermischen Brennerleistung und der Vorwärmtemperatur auf die Lage der Flammen im Diagramm der Vormischflammen auswirkt. Zur Validierung der eingesetzten numerischen Auslegungssimulationen sowie zur Analyse der Eignung verschiedener Verbrennungs- und Turbulenzmodelle in den unterschiedlichen Flammenregimes, ist ein vollständiger messtechnischer Datensatz hilfreich, der alle relevanten chemischen, strömungsmechanischen und thermodynamischen Größen beinhaltet. Die Strömungsfelder und Reaktionszonen wurden innerhalb dieser Arbeit bereits vermessen. Darüber hinaus sind die Spezies- und Temperaturverteilungen im Brennraum wichtige Größen, die Rückschlüsse über den Verbrennungsfortschritt liefern. Daher ist das Vermessen dieser Größen mittels 1D-Laser-Raman-Streuung an den untersuchten diskreten und volumetrischen Flammen ratsam.

Im Rahmen der vorgestellten Arbeit wurde gezeigt, dass die Abschätzung der Rezirkulationsrate K_v mittels der vermessenen PIV-Lichtschnitte aufgrund starker Dichtegradienten der reagierenden Strömung nicht möglich war. Mangels geeigneter Messtechnik zur Analyse des dreidimensionalen, instantanen Dichtefelds sind hier weitergehende numerische Simulationen durchzuführen, welche die Rezirkulationsrate quantifizieren können. Diese Simulationen können auf Basis des erzeugten experimentellen Datensatzes validiert werden.

Ferner würde eine genauere Analyse des Einflusses der Rezirkulation auf den Stabilisierungsmechanismus der Hauptstufe zum detaillierten Verständnis der Verbrennungsvorgänge beitragen. Um diesen Einfluss anhand der Mischungsprozesse zwischen Rezirkulation und Frischgas detailliert beschreiben zu können, wären ferner Mischungsuntersuchungen sowohl im reagierenden als auch im nicht-reagierenden Fall mittels z. B. Tracer-LIF sinnvoll, welche sich auf den Düsen- und Rezirkulationsbereich fokussieren.

Die OH*-CL Daten zeigten für den zweistufigen Brenner nur zwischen jeder zweiten FLOX®-Düsen ausgeprägte Reaktionszonen. Es wurde vermutet, dass dieses Phänomen auf dem Einfluss der Pilotstufe basiert, welcher der Hauptstufe Radikale und Wärme inhomogen azimuthal verteilt zuführt. Dieser Ansatz konnte jedoch mit Hilfe der vermessenen Laserlichtschnitte nicht analysiert werden. Daher ist zur Klärung dieses Sachverhalts die Messung von Strömungsfeld und OH-Verteilung in einem Laserlichtschnitt parallel zur Brennerfrontplatte hilfreich.

A. Anhang

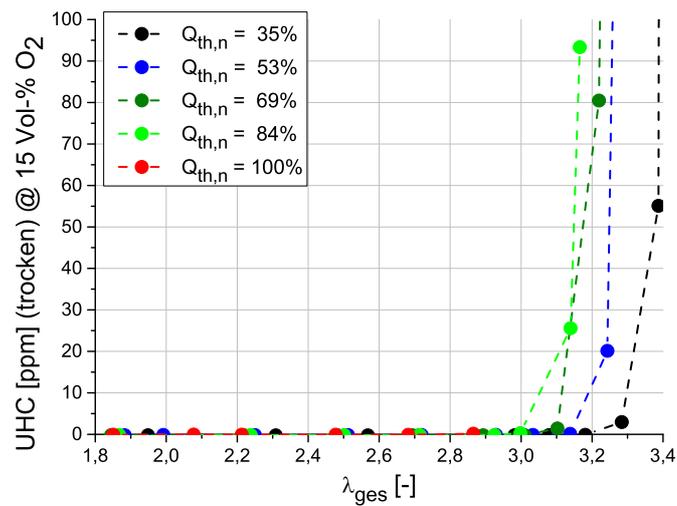


Abbildung A.1.: UHC-Emissionen des einstufigen Brenners als Funktion der globalen Luftzahl für verschiedene normierte thermische Leistungen bei $T_v = 580^\circ\text{C}$.

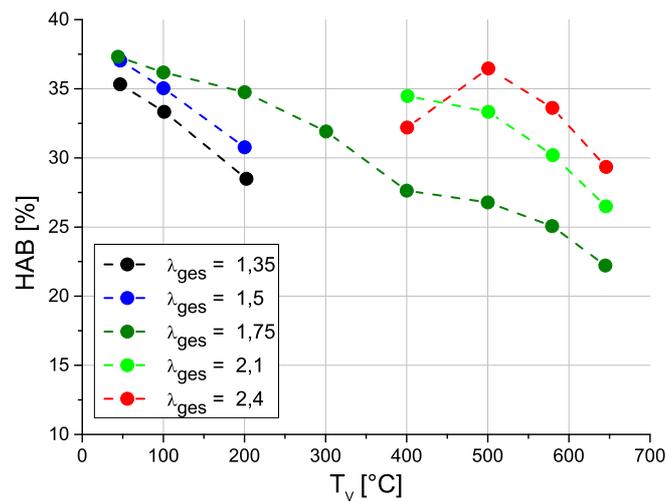


Abbildung A.2.: Abhebehöhe des einstufigen Brenners als Funktion der Vorwärmtemperatur für verschiedene globale Luftzahlen bei $\dot{Q}_{th,n} = 100\%$.

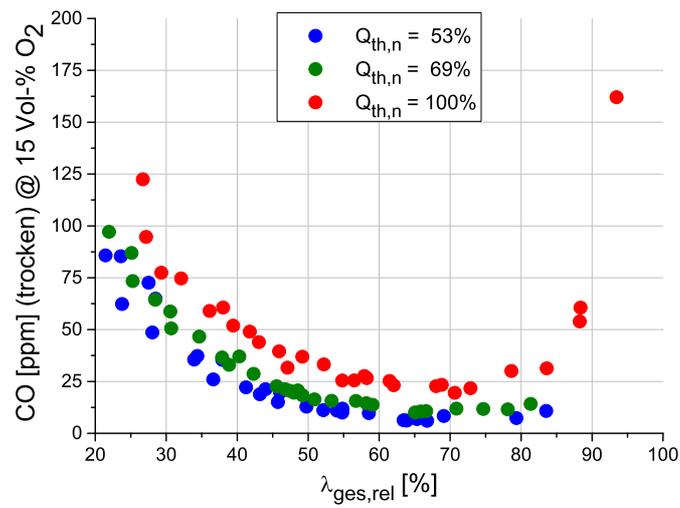


Abbildung A.3.: CO-Emissionen des einstufigen Brenners als Funktion der relativen Luftzahl für alle Vorwärmtemperaturen.

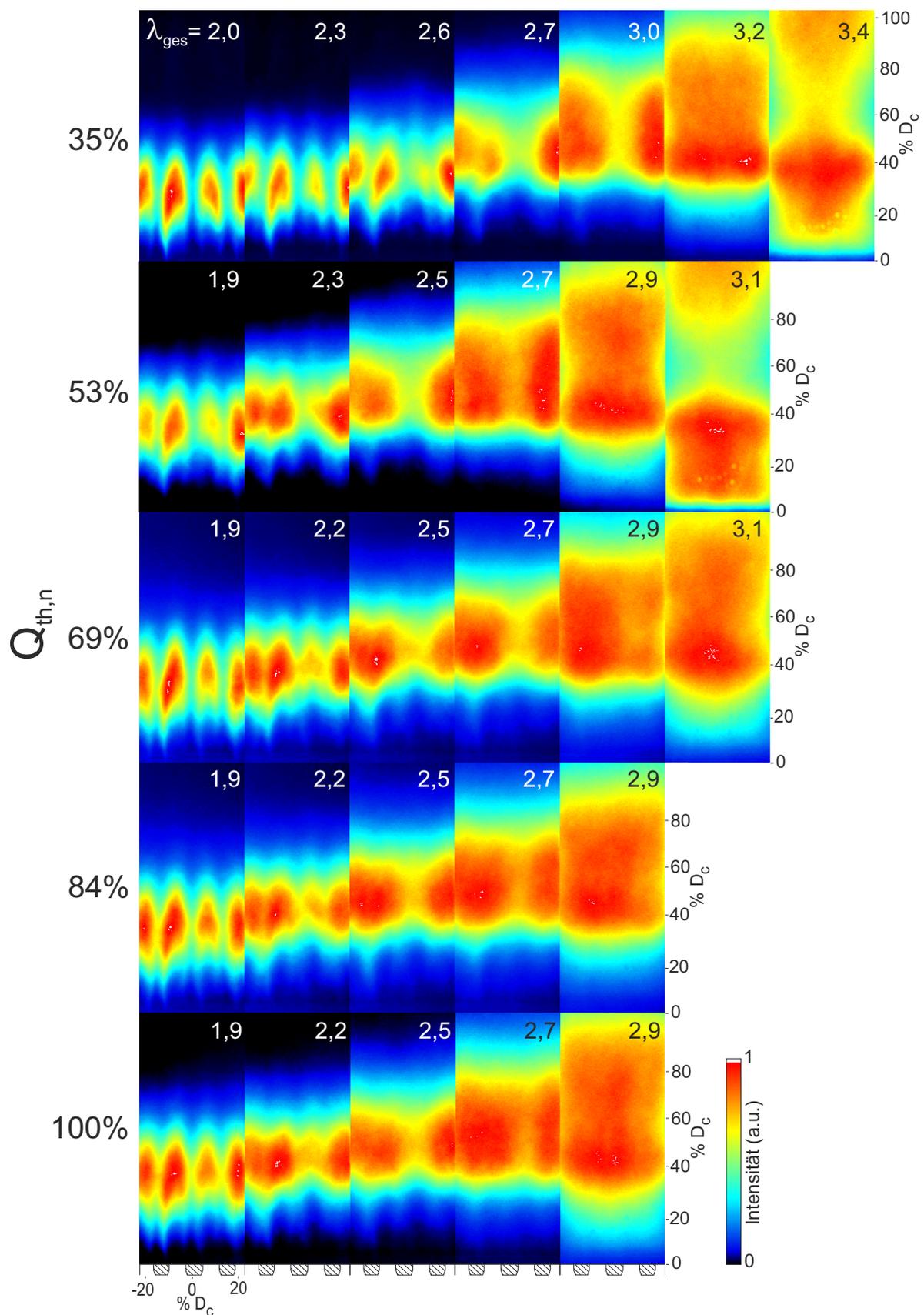


Abbildung A.4.: Serien zeitlich gemittelter OH*–CL Bilder des einstufigen Brenners als Funktion der globalen Luftzahl bei $\dot{Q}_{th,n} = 53\% - 100\%$ und $T_v = 580^\circ\text{C}$.

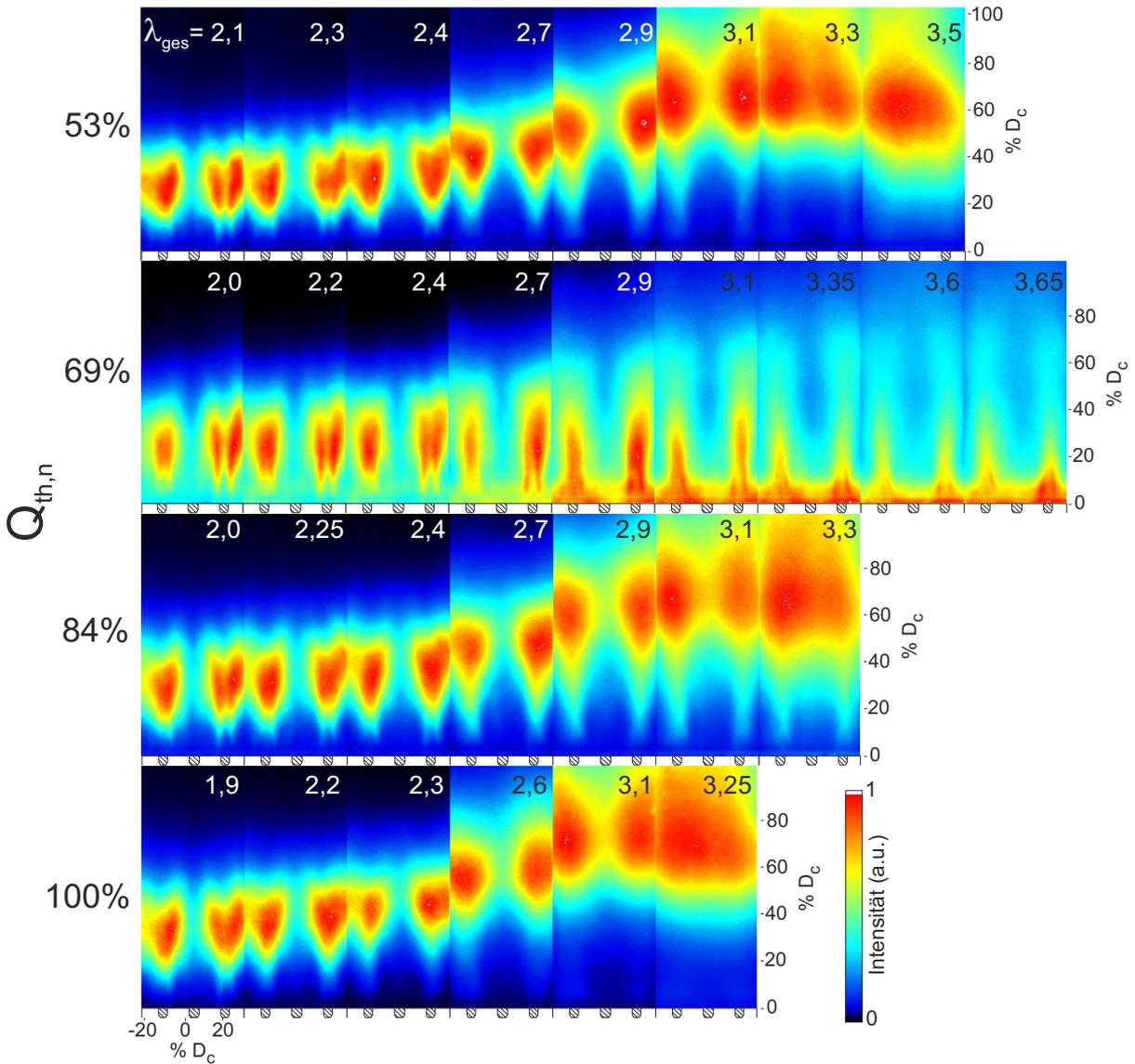


Abbildung A.5.: Serien zeitlich gemittelter OH*–CL Bilder des zweistufigen Brenners als Funktion der globalen Luftzahl bei $\dot{Q}_{th,n} = 53\% - 100\%$ und $T_v = 580^\circ\text{C}$.

λ_{ges}	u'_σ	Da	Ka
-	m/s	-	-
1,25	11	9,9	2,0
1,5	14	6,8	3,4
1,7	13	5,2	4,2
1,9	13	3,6	6,4
2,55	18	1,1	30,1
3,0	21	0,5	83,8

Tabelle A.1.: Zusammenstellung der turbulenten Damköhler- und Karlovitzzahlen als Funktion von λ_{ges} bei $\dot{Q}_{th,n} = 100\%$, $Split_{Br} = 93\%$ und $T_v = 580^\circ\text{C}$.

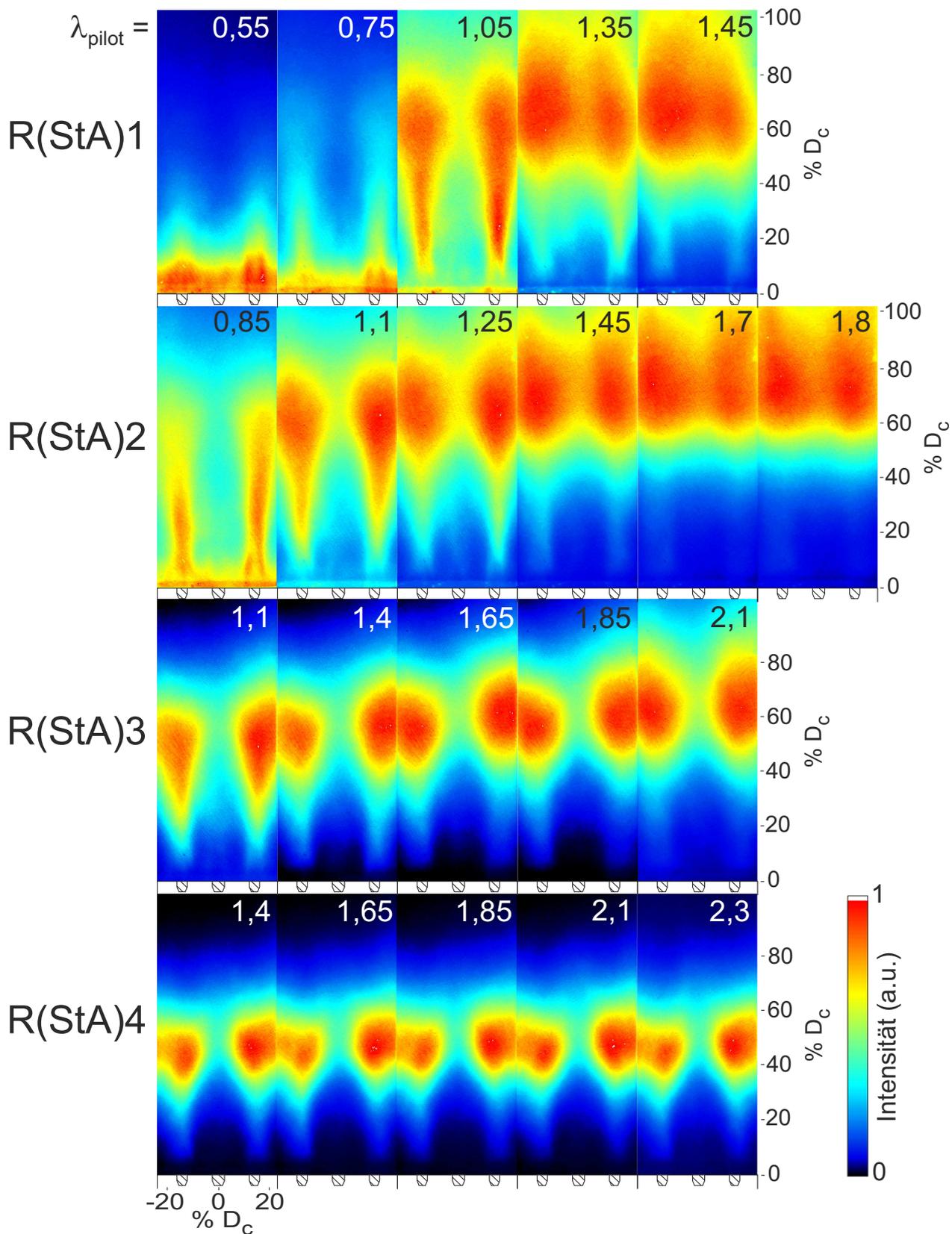


Abbildung A.6.: Serien zeitlich gemittelter OH*–CL Bilder des zweistufigen Brenners aller Referenzlastpunkte im stationären MGT–Arbeitsbereich als Funktion der Brennstoffaufteilung.

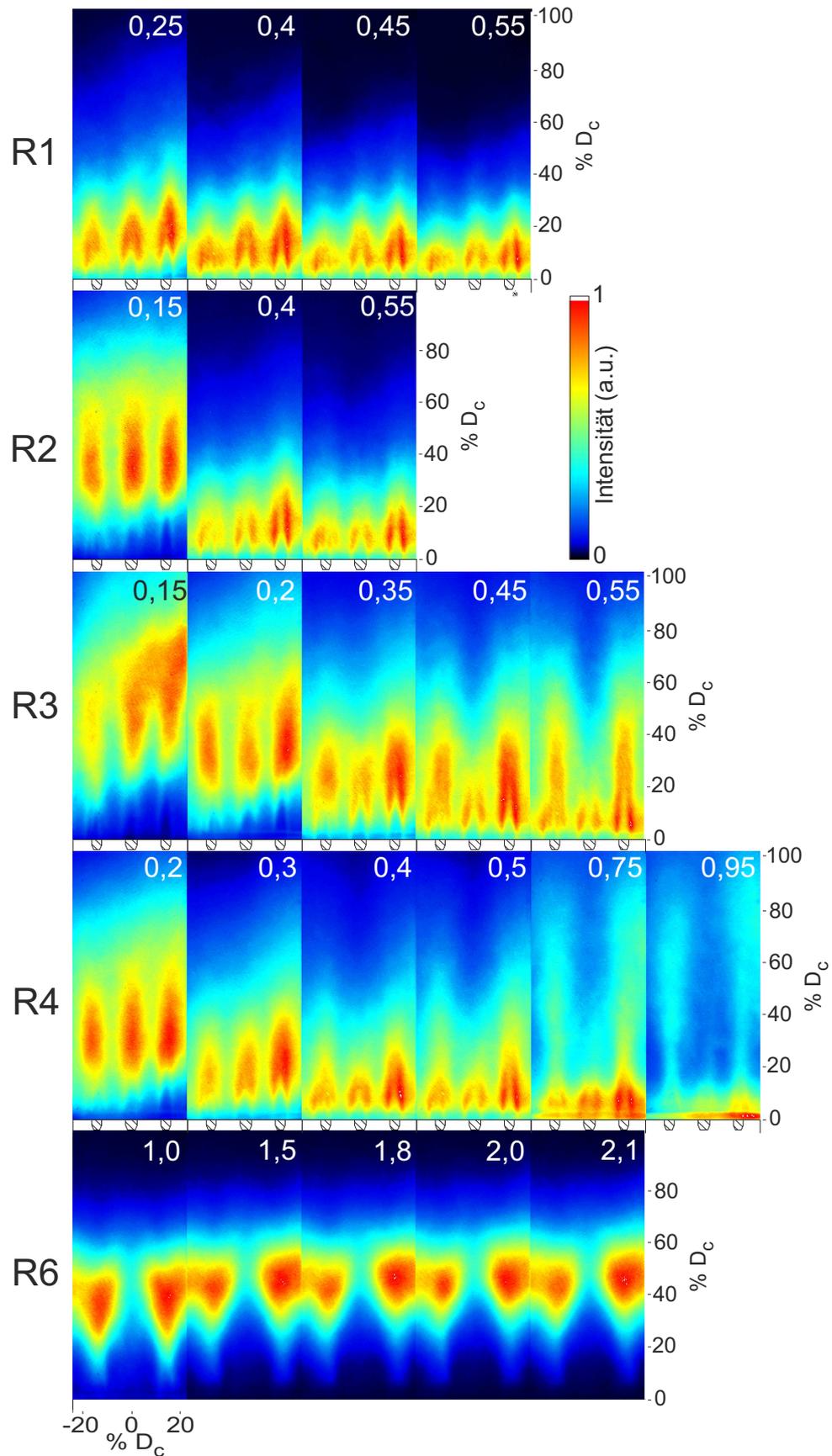


Abbildung A.7.: Serien zeitlich gemittelter OH*–CL Bilder des zweistufigen Brenners aller Referenzlastpunkte im MGT–Anfahrmanöver als Funktion der Brennstoffaufteilung.

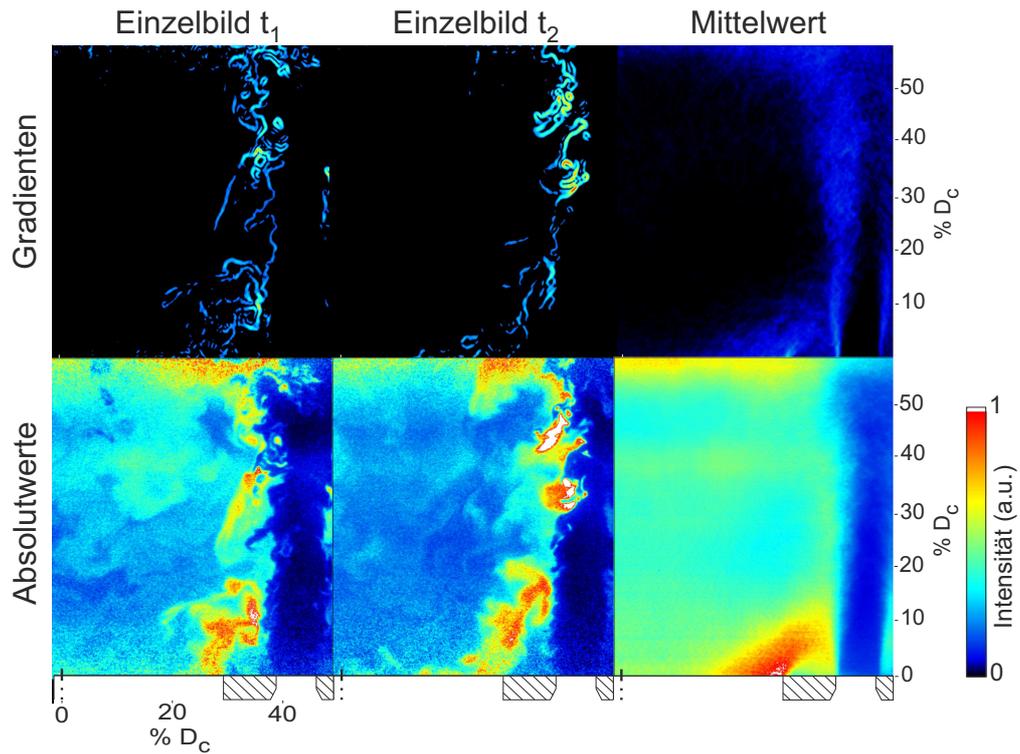


Abbildung A.8.: Einzelschuss- und Mittelwertbilder der absoluten OH-Intensität und deren räumlicher Gradienten des zweistufigen Brenners bei $\dot{Q}_{th,n} = 69\%$, $\lambda_{ges} = 3,05$, $\lambda_{pilot} = 1,35$, $Split_{Br} = 84\%$, $T_v = 580^\circ\text{C}$ und LSP 3.

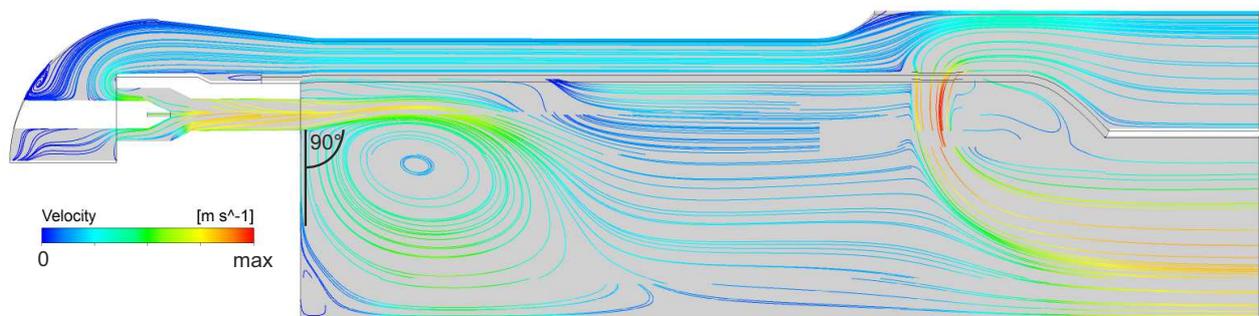


Abbildung A.9.: Numerisch simuliertes, stationäres Stromlinienfeld (RANS) der MGT-Brennkammer mit einstufiger Brennerkonfiguration am Volllastpunkt [69].

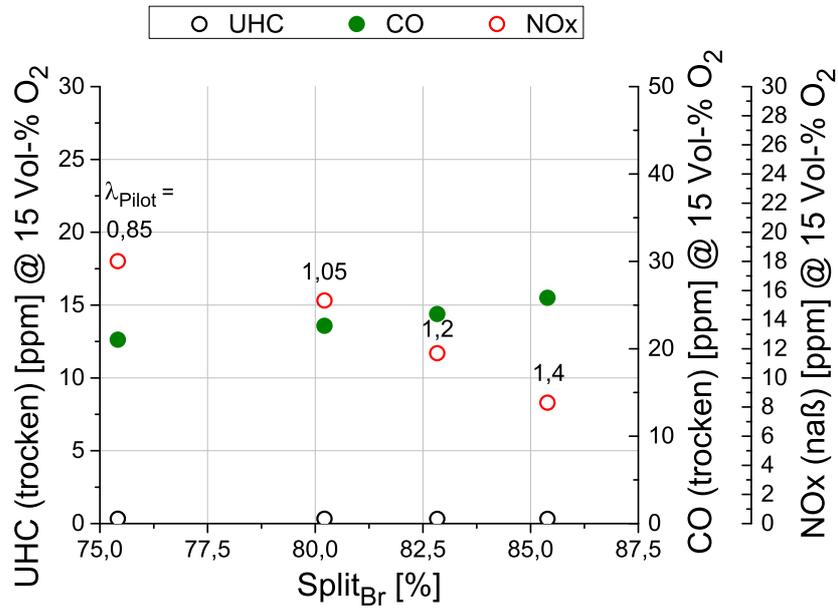


Abbildung A.10.: Vergleich der Abgasemissionen als Funktion von $Split_{Br}$ bei R(StA)2 ($\dot{Q}_{th,n} = 84\%$, $\lambda_{ges} = 2,75$ und $T_v = 580^\circ\text{C}$).

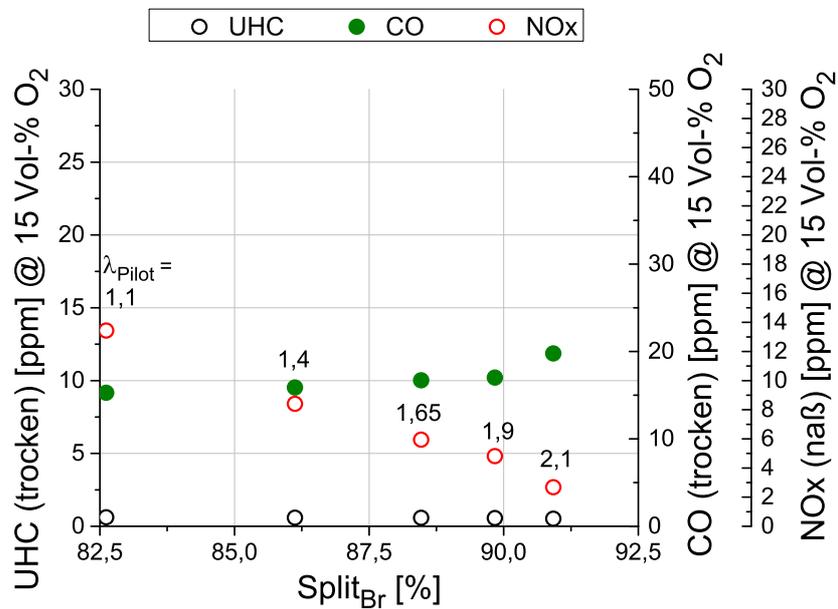


Abbildung A.11.: Vergleich der Abgasemissionen als Funktion von $Split_{Br}$ bei R(StA)3 ($\dot{Q}_{th,n} = 92\%$, $\lambda_{ges} = 2,44$ und $T_v = 580^\circ\text{C}$).

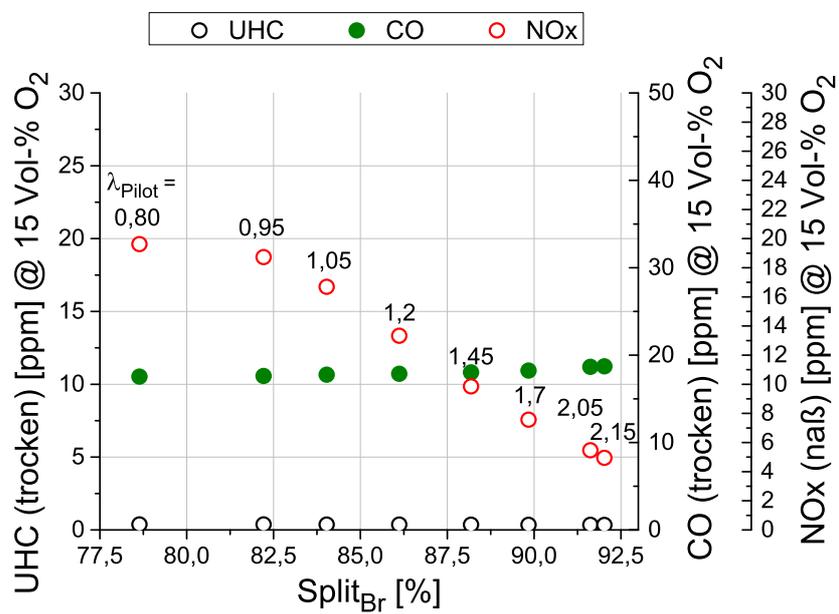


Abbildung A.12.: Vergleich der Abgasemissionen als Funktion von $Split_{Br}$ bei R(StA)4 ($\dot{Q}_{th,n} = 100\%$, $\lambda_{ges} = 2,24$ und $T_v = 580^\circ\text{C}$).

Literaturverzeichnis

- [1] *TA-Luft: Erste Allgemeine Verwaltungsvorschrift zum Bundes-Immissionsschutzgesetz*. Bundesministerium für Umwelt, Naturschutz und Reaktorsicherheit, 2002
- [2] *Bericht zur Umsetzung der in der Kabinettsklausur am 23./24.08.2007 in Meseberg beschlossenen Eckpunkte für ein Integriertes Energie- und Klimaprogramm (IEKP)*. Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie (BMWi), 2007
- [3] *Mikrogasturbinen-Blockheizkraftwerk für Erdgas zur dezentralen Energiebereitstellung (MGT-BHKW)*. Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie (BMWi), 2010. – Förderkennzeichen: 0327837B
- [4] ABDEL-GAYED, R. G. ; BRADLEY, D.: Combustion Regimes and the Straining of Turbulent Premixed Flames. In: *Combustion and Flame* 76 (1989), S. 213–218
- [5] ADRIAN, R. J.: Twenty years of particle image velocimetry. In: *Experiments in Fluids* 39 (2005), S. 159–169
- [6] ADRIAN, R. J. ; WESTERWEEL, J. ; SHYY, Wei (Hrsg.) ; RYCROFT, Michael J. (Hrsg.): *Particle Image Velocimetry*. Cambridge University Press, 2011
- [7] ANACLETO, P. M. ; FERNANDES, E. C. ; HEITOR, M. V. ; SHTORK, S. I.: Swirl Flow Structure and Flame Characteristics in a Model Lean Premixed Combustor. In: *Combustion Science and Technology* 175 (2003), Nr. 8, S. 1369–1388
- [8] ARGHODE, V. K. ; GUPTA, A. K.: Effect of flow field for colorless distributed combustion (CDC) for gas turbine combustion. In: *Applied Energy* 87 (2010), Nr. 5, S. 1631 – 1640
- [9] BAULCH, D. L. ; COBOS, C. J. ; COX, A. M. ; FRANK, P. ; HAYMANN, G. ; JUST, T. ; KERR, J. A. ; MURRELS, T. ; PILLING, M. J. ; TROE, J. ; WALKER, R. W. ; WARNATZ, J.: Compilation of Rate Data for Combustion Modelling - Supplement I. In: *J Phys Chem Ref Data* 23 (1994), Nr. 6, S. 847 – 1033
- [10] BHATT, M. S.: Mapping of General Combined Heat and Power Systems. In: *Energy Conversion & Management* 42 (2001), S. 115–124

- [11] BOHL, W.: *Technische Strömungslehre*. Vogel, Würzburg, 1991
- [12] BORGHI, R.: On the Structure and Morphology of Turbulent Premixed Flames. In: CASCI, Corrado (Hrsg.) ; BRUNO, Claudio (Hrsg.): *Recent Advances in the Aerospace Sciences*. Springer US, 1985. – ISBN 978-1-4684-4300-4, S. 117–138
- [13] BRÄUNLING, W. J. G.: *Flugzeugtriebwerke*. Springer-Verlag Berlin H, 2009
- [14] CALLUAUD, D. ; DAVID, L.: Stereoscopic particle image velocimetry measurements of the flow around a surface-mounted block. In: *Experiments in Fluids* 36 (2004), S. 53 – 61
- [15] CAVALIERE, A. ; DE JOANNON, M.: Mild Combustion. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 30 (2004), Nr. 4, S. 329 – 366
- [16] CHEN, Yung-Cheng ; BILGER, Robert W.: Simultaneous 2-D Imaging Measurements of Reaction Progress Variable and OH Radical Concentration in Turbulent Premixed Flames: Instantaneous Flame-Front Structure. In: *Combustion Science and Technology* 167 (2001), Nr. 1, S. 187–222
- [17] CLAYPOLE, T. C. ; SYRED, N.: The Effect of Swirl Burner Aerodynamics on NO_x Formation. In: *Eighteenth Symposium (International) on Combustion* The Combustion Institute, 1981, S. 81–89
- [18] DANDY, D. S. ; VOSEN, S. R.: Numerical and Experimental Studies of Hydroxyl Radical Chemiluminescence in Methane-Air Flames. In: *Combustion Science and Technology* 82 (1992), Nr. 1-6, S. 131–150
- [19] DE JOANNON, M. ; CAVALIERE, A. ; FARAVELLI, T. ; RANZ, E. ; DABIA, P. ; TREGROSSI, A.: Analysis of Process Parameters for Steady Operations in Methane Mild Combustion Technology. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 30 (2005), S. 2605–2612
- [20] DIEZENDANNER-THORBEN, Robert: *Untersuchung von Verbrennungsinstabilitäten mit phasenkorrelierten Lasermesstechniken*, Universität Stuttgart, Diss., 2006
- [21] DRISCOLL, J. F.: Turbulent premixed combustion: Flamelet structure and its effect on turbulent burning velocities. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 34 (2008), Nr. 1, S. 91 – 134
- [22] DUNN, M. J. ; MASRI, A. R. ; BILGER, R. W.: A new piloted premixed jet burner to study strong finite-rate chemistry effects. In: *Combustion and Flame* 151 (2007), Nr. 1–2, S. 46 – 60

- [23] DUWIG, C. ; LI, B. ; LI, Z.S. ; ALDÉN, M.: High resolution imaging of flameless and distributed turbulent combustion. In: *Combustion and Flame* 159 (2012), Nr. 1, S. 306 – 316
- [24] DUWIG, C. ; STANKOVIC, D. ; FUCHS, L. ; LI, G. ; GUTMARK, E.: Experimental and Numerical Study of Flameless Combustion in a Model Gas. In: *Combustion Science and Technology* 180 (2008), S. 279–295
- [25] ECKBRETH, A. C.: *Laser Diagnostics for Combustion Temperature and Species*. Taylor and Francis Ltd., 1996. – 596 S. – ISBN 978–2884492256
- [26] ECKBRETH, A. C. ; BONCZYK, P. A. ; VERDIECK, J. F.: Combustion Diagnostics by Laser Raman and Fluorescence Techniques. In: *Prog. Energy Combust. Sci.* 5 (1979), S. 253–322
- [27] FENIMORE, C.P.: Studies of fuel-nitrogen species in rich flame gases. In: *Symposium (International) on Combustion* 17 (1979), Nr. 1, S. 661 – 670
- [28] FLAMME, M.: Low NO_x Combustion Technologies for High Temperature Applications. In: *Energy conversion management* 42 (2001), S. 1919–1935
- [29] FLAMME, M. ; AL-HABOUNI, A. ; WÜNNING, J.G. ; SCHERER, V. ; SCHLIEPER, M. ; AIGNER, M. ; LÜCKERATH, R. ; NOLL, B. ; PETERS, N. ; STÖHR, R. ; BINNINGER, B.: Low Emission Gas Turbine Combustors Based on Flameless Combustion. In: *European Combustion Meeting 2003*, 2003
- [30] FRITSCH, D. ; FÜRI, M. ; BOULOUCHOS, K.: An Experimental Investigation of Thermoacoustic Instabilities in a Premixed Swirl-stabilized Flame. In: *Combustion and Flame* 151 (2007), S. 29–36
- [31] FURCHNER, H. ; GIRBIG, P. ; MÄRKER, W. ; MÜNZ, T. ; POHL, C. ; SCHAUMANN, G. ; SCHMITZ, K. W. ; ZIHLA, W. ; SCHAUMANN, G. (Hrsg.) ; SCHMITZ, K. W. (Hrsg.): *Kraft-Wärme-Kopplung, 4. Auflage*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010
- [32] GAYDON, A. G.: *The Spectroscopy of Flames*. John Wiley and Sons, New York, 1974
- [33] GUPTA, A. K.: Developments in High Temperature Air Combustion (Flameless Oxidation) and Fuel Reforming. In: *AIAA Paper No. 2006-1498*, 2006
- [34] HÄSELBARTH, W.: BAM-Leitfaden zur Ermittlung von Messunsicherheiten bei quantitativen Prüfergebnissen / Bundesanstalt für Materialforschung und -prüfung. 2004. – Forschungsbericht

- [35] HENKE, M. ; KLEMP, N. ; HOHLOCH, M. ; MONZ, T. ; AIGNER, M.: Validation of a T100 Micro Gas Turbine Steady-State Simulation Tool. In: *ASME Paper No. GT2015-42090*, 2015
- [36] HOHLOCH, M.: *persönliche, institutsinterne Kommunikation*. 2012
- [37] HOHLOCH, M. ; SADANANDAN, R. ; WIDENHORN, A. ; MEIER, W. ; AIGNER, M.: OH* Chemiluminescence and OH PLIF Measurements in a Micro Gas Turbine Combustor. In: *ASME Paper No. GT2010-22800*, 2010
- [38] HOHLOCH, M. ; WIDENHORN, A. ; LEBKÜCHNER, D. ; PANNE, T. ; AIGNER, M.: Micro Gas Turbine Test Rig for Hybrid Power Plant Application. In: *ASME Paper No. GT2008-50443*, 2008
- [39] HOHLOCH, M. ; WIDENHORN, A. ; ZANGER, J. ; AIGNER, M.: OH Chemiluminescence Measurements in a Micro Gas Turbine Combustor. In: *VDI, 24th German Flame Day – Combustion and Furnaces 2056* (2009), S. 539–542
- [40] HOHLOCH, M. ; WIDENHORN, A. ; ZANGER, J. ; AIGNER, M.: Experimental Characterization of a Micro Gas Turbine Test Rig. In: *ASME Paper No. GT2010-22799*, 2010
- [41] HUANG, Y. ; YANG, V.: Dynamics and Stability of Lean-premixed Swirl-stabilized Combustion. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 35 (2009), S. 293–364
- [42] JOOS, F. ; JOOS, F. (Hrsg.): *Technische Verbrennung - Verbrennungstechnik, Verbrennungsmodellierung, Emissionen*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006. – ISBN 978–3–540–34333–2
- [43] KATSUKI, M. ; HASEGAWA, T.: The science and technology of combustion in highly preheated air. In: *Symposium (International) on Combustion* 27 (1998), Nr. 2, S. 3135 – 3146
- [44] KEANE, R. D. ; ADRIAN, R. J.: Theory of cross-correlation analysis of PIV images. In: *Applied Scientific Research* 49 (1992), S. 191–215
- [45] KOHSE-HÖINGHAUS, K. ; JEFFRIES, J.B.: *Applied combustion diagnostics*. Taylor & Francis Group, 2002. – ISBN 978–1560329138
- [46] KOLMOGOROV, A. N.: The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds Numbers: English Translation of Dokl. Akad. Nauk SSSR (1941) 30(4). In: *Proc. R. Soc. Lond. A* 434 (1991), Nr. 1890, S. 9 – 13

- [47] LAMMEL, O. ; SCHÜTZ, H. ; SCHMITZ, G. ; LÜCKERATH, R. ; STÖHR, M. ; NOLL, B. ; AIGNER, M. ; HASE, M. ; KREBS, W.: Flox Combustion at High Power Density and High Flame Temperatures. In: *ASME Paper No. GT2010-23385*, 2010
- [48] LAMMEL, O. ; STÖHR, M. ; KUTNE, P. ; DEM, C. ; MEIER, W. ; AIGNER, M.: Experimental Analysis of Confined Jet Flames by Laser Measurement Techniques. In: *ASME Paper No. GT2011-45111*, 2011
- [49] LAVISION GMBH (Hrsg.): *FlowMaster Product Manual for Davis 8.0*. LaVision GmbH, 2011
- [50] LAVISION GMBH (Hrsg.): *Product Manual for Davis 8.1*. LaVision GmbH, 2012
- [51] LAWSON, N J. ; WU, J: Three-dimensional particle image velocimetry: experimental error analysis of a digital angular stereoscopic system. In: *Measurement Science and Technology* 8 (1997), Nr. 12, S. 1455 – 1464
- [52] LECHNER, C. ; SEUME, J. ; LECHNER, C. (Hrsg.) ; SEUME, J. (Hrsg.): *Stationäre Gasturbinen - 2. Auflage*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010
- [53] LEFEBVRE, A. W. ; KLAS, R. H. (Hrsg.) ; BRIENZA, B. M. (Hrsg.) ; MILLMAN, E. (Hrsg.): *Gas Turbine Combustion*. Hemisphere Publishing Corporation, 1983
- [54] LEVY, Y. ; RAO, G. A. ; SHERBAUM, V.: Preliminary Analysis of a New Methodology for Flameless Combustion in Gas Turbine Combustors. In: *ASME Paper No. GT2007-27766*, 2007
- [55] LI, G. ; GUTMARK, E. J. ; OVERMAN, N. ; CORNWELL, M.: Experimental Study of a Flameless Gas Turbine Combustor. In: *ASME Paper No. GT2006-91051*, 2006
- [56] LI, G ; GUTMARK, E. J. ; STANKOVIC, D. ; OVERMAN, N. ; CORNWELL, M. ; FUCHS, L. ; VLADIMIR, M.: Experimental Study of Flameless Combustion in Gas Turbine Combustors. In: *AIAA Paper No. 2006-546*, 2006, S. 1–15
- [57] LI, P. ; MI, J. ; B.B., Dally ; WANG, F. ; WANG, L. ; LIU, Z. ; CHEN, S. ; ZHENG, C.: Progress and recent trend in MILD combustion. In: *Science China Technological Sciences* 54 (2011), Nr. 2, S. 255–269
- [58] LIEUWEN, T ; MCDONELL, V. ; PETERSEN, E. ; SANTAVICCA, D.: Fuel Flexibility Influences on Premixed Combustor Blowout, Flashback, Autoignition and Stability. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 130 (2008), S. 011506/1 – 10

- [59] LUCHT, R. P. ; SWEENEY, D. W. ; LAURENDEAU, N. M.: Laser-Saturated Fluorescence Measurements of OH Concentration in in Flames. In: *Combustion and Flame* 50 (1983), S. 189–205
- [60] LÜCKERATH, R. ; MEIER, W. ; AIGNER, M.: FLOX Combustion at High Pressure With Different Fuel Compositions. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 130 (2008), Nr. 1, S. 011505
- [61] LÜCKERATH, R. ; SCHÜTZ, H. ; NOLL, B. ; AIGNER, M.: Experimental Investigation on FLOX-Combustion at High Pressure. In: DLR (Hrsg.): *Flameless Combustion Workshop, Lund, Sweden, 2005*
- [62] MALLARD, E. ; LECHATELIER, H. L.: Thermal Model for Flame Propagation. In: *Annales des Mines* 4 (1883), S. 379
- [63] MALTE, P. C. ; PRATT, D. T.: The Role of Energy-Releasing Kinetics in NO_x Formation: Fuel-Lean, Jet-Stirred CO-Air Combustion. In: *Combustion Science and Technology* 9 (1974), Nr. 5-6, S. 221–231
- [64] MATHIEU, J. ; SCOTT, J.: *An Introduction to Turbulent Flow*. Cambridge University Press, 2000
- [65] MICKA, D. J. ; DRISCOLL, J. F.: Stratified jet flames in a heated air cross-flow with autoignition. In: *Combustion and Flame* 159 (2012), Nr. 3, S. 1205 – 1214
- [66] MONZ: *persönliche, institutsinterne Kommunikation*. 2015
- [67] NAJM, H. N. ; PAUL, P. H. ; 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), Nr. 3, S. 312 – 332
- [68] NAUERT, A. ; PETERSSON, P. ; LINNE, M. ; DREIZLER, A.: Experimental analysis of flashback in lean premixed swirling flames: conditions close to flashback. In: *Experiments in Fluids* 43 (2007), Nr. 1, S. 89–100
- [69] PANNE, T.: *persönliche, institutsinterne Kommunikation*. 2011
- [70] PANNE, T. ; WIDENHORN, A. ; AIGNER, M.: Comparison of Combustion Models and Reaction Mechanisms for FLOX Combustion. In: *ASME Paper No. GT2009-59075*, 2009

- [71] PANNE, T. ; ZANGER, J. ; MONZ, T. ; WIDENHORN, A.: *Arbeitsgruppe zur FLOX-Brennerentwicklung des Instituts für Verbrennungstechnik am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.* 2008
- [72] PETERS, N.: Laminar flamelet concepts in turbulent combustion. In: *Symposium (International) on Combustion* 21 (1986), Nr. 1, S. 1231 – 1250
- [73] PETERS, N. ; PETERS, N. (Hrsg.): *Turbulent Combustion*. Cambridge University Press, 2000
- [74] PILAVACHI, P. A.: Power Generation with Gas Turbine Systems and Combined Heat and Power. In: *Applied Thermal Engineering* 20 (2000), S. 1421–1429
- [75] POINSOT, T. ; VEYNANTE, D. ; CANDEL, S.: Diagrams of premixed turbulent combustion based on direct simulation. In: *Symposium (International) on Combustion* 23 (1990), Nr. 1, S. 613 – 619
- [76] POPE, S. B. ; POPE, S. B. (Hrsg.): *Turbulent Flows*. Cambridge University Press, 2000
- [77] PRASAD, Ajay K. ; JENSEN, Kirk: Scheimpflug stereocamera for particle image velocimetry in liquid flows. In: *Appl. Opt.* 34 (1995), Oct, Nr. 30, S. 7092–7099
- [78] PRASAD, A.K. ; ADRIAN, R.J.: Stereoscopic particle image velocimetry applied to liquid flows. In: *Experiments in Fluids* 15 (1993), Nr. 1, S. 49–60
- [79] RAFFEL, M. ; WILLERT, C. ; KOMPENHANS, J. ; ADRIAN, R. J. (Hrsg.) ; GHARIB, M. (Hrsg.) ; MERZKIRCH, W. (Hrsg.) ; ROCKWELL, D. (Hrsg.) ; WHITELAW, J. H. (Hrsg.): *Particle Image Velocimetry*. Springer, 1998
- [80] ROBINSON, C. ; SMITH, D.B.: The auto-ignition temperature of methane. In: *Journal of Hazardous Materials* 8 (1984), Nr. 3, S. 199 – 203
- [81] RÖDIGER, T. ; LAMMEL, O. ; M., Aigner ; BECK, C. ; KREBS, W.: Part-load Operation of a Piloted FLOX Combustion System. In: *ASME Paper No. GT2012-6*, 2012
- [82] ROSENDAHL, B.: *Untersuchung der flammlosen Oxidation für die thermische Nutzung schwachkaloriger Gase in Mikro-Gasturbinen*, Ruhr-Universität Bochum, Diss., 2005
- [83] SADANANDAN, R. ; LÜCKERATH, R. ; MEIER, W. ; WAHL, C.: Flame Characteristics and Pollutant Emissions in Flameless Combustion Under Gas Turbine Relevant Conditions. In: *Journal of Propulsion and Power* 27 (2011), Nr. 5, S. 970–980

- [84] SADANANDAN, R. ; STÖHR, M. ; MEIER, W.: Simultaneous OH-PLIF and PIV Measurements in a Gas Turbine Model Combustor. In: *Applied Physics B* 90 (2008), Nr. 3-4, S. 609–618
- [85] SCHOFIELD, K.: An evaluation of kinetic rate data for reactions of neutrals of atmospheric interest. In: *Planetary and Space Science* 15 (1967), Nr. 4, S. 643 – 664
- [86] SCHÜTZ, H. ; LÜCKERATH, R. ; KRETSCHMER, T. ; NOLL, B. ; M., Aigner: Analysis of the Pollutant Formation in the FLOX Combustion. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 130 (2008), Nr. 011503, S. 1–9
- [87] STÖHR, M. ; BOXX, B. ; CARTER, C.D. ; MEIER, W.: Experimental study of vortex-flame interaction in a gas turbine model combustor. In: *Combustion and Flame* 159 (2012), Nr. 8, S. 2636 – 2649
- [88] STOPPER, Ulrich: *Weiterentwicklung und Anwendung der Laser-Raman-Streuung zur Untersuchung industrieller Vormischflammen in einer Hochdruckbrennkammer*, Universität Stuttgart, Diss., 2014
- [89] TSUJI, H. ; GUPTA, A.K. ; HASEGAWA, T. ; KATSUKI, M. ; KISHIMOTO, K. ; MORITA, M.: *High Temperature Air Combustion - From Energy Conservation to Pollution Reduction*. Florida : CRC Press, 2003
- [90] VANOVERBERGHE, Koen P. ; VAN DEN BULCK, Eric V. ; TUMMERS, Mark J.: Confined annular swirling jet combustion. In: *Combustion Science and Technology* 175 (2003), Nr. 3, S. 545–578
- [91] VAZ, D. C. ; BUIKTENEN, J. P. ; BORGES, A. R. J. ; SPLIETHOFF, H.: On the Stability Range of a Cylindrical Combustor for Operation in the FLOX Regime. In: *ASME Paper No. GT2004-53790*, 2004
- [92] WARNATZ, J. ; MAAS, U. ; DIBBLE, R. W. ; WARNATZ, J. (Hrsg.) ; MAAS, U. (Hrsg.) ; DIBBLE, R. W. (Hrsg.): *Verbrennung: Physikalisch-Chemische Grundlagen, Modellierung und Simulation, Experimente, Schadstoffentstehung, 3. Auflage*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2001
- [93] WEBER, R. ; SMART, J.P. ; KAMP, W. v.: On the (MILD) combustion of gaseous, liquid, and solid fuels in high temperature preheated air. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 30 (2005), Nr. 2, S. 2623 – 2629

- [94] WEIGAND, Peter: *Untersuchung periodischer Instabilitäten von eingeschlossenen turbulenten Drallflammen mit Lasermessverfahren*, Universität Stuttgart, Diss., 2007
- [95] WITT, M. ; GRIEBEL, P.: Numerische Untersuchung von laminaren Methan/Luft-Vormischflammen / Paul Scherrer Institut. 2000. – Forschungsbericht
- [96] WOLFRUM, J.: Bildung von Stickstoffoxiden bei der Verbrennung. In: *Chemie-Ingenieur-Technik* 44 (1972), Nr. 10, S. 656–659
- [97] WÜNNING, J. A. ; WÜNNING, J. G.: Regeneratorbrenner für Strahlheizrohre. In: *VDI, 23th German Flame Day – Combustion and Furnaces* 1988 (2007), S. 429–434
- [98] WÜNNING, J. G. ; WÜNNING, J. A.: *Flox-Patent DE 102 17 524 A1*. 2002
- [99] WÜNNING, J.A. ; WÜNNING, J.G.: Flameless Oxidation to Reduce Thermal NO-Formation. In: *Prog. Energy ComlnaL Sci.* 23 (1997), S. 81–94
- [100] YEAGIAN, D.T. ; CHENG, R.K.: Development of a Lean Premixed Low-Swirl Burner for Low NO_x Practical Applications. In: *Combustion Science and Technology* 139 (1998), Nr. 1, S. 207–227
- [101] ZABETAKIS, M. G.: Flammability Characteristics of Combustible Gases and Vapours. In: *U.S. Bureau of Mines Bulletin* 627 (1965), S. 1–129
- [102] ZANGER, J. ; MONZ, T. ; AIGNER, M.: Experimental Investigation of the Influence of Combustor Cooling on the Characteristics of a FLOX-Based Micro Gas Turbine Combustor. In: BENINI, E. (Hrsg.): *Progress in Gas Turbine Performance*. ISBN: 978-953-51-1166-5 : InTech, 2013, S. 165 – 184
- [103] ZANGER, J. ; MONZ, T. ; AIGNER, M.: Experimental Investigation of the Combustion Characteristics of a Double-Stage FLOX-Based Combustor on an Atmospheric and a Micro Gas Turbine Test Rig. In: *ASME Paper No. GT2015-42313*, 2015
- [104] ZANGER, J. ; WIDENHORN, A. ; AIGNER, M.: Experimental Investigations of Pressure Losses on the Performance of a Micro Gas Turbine System. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 133 (2011), Nr. 082302, S. 1–9
- [105] ZANGER, J. ; WIDENHORN, A. ; MONZ, T. ; AIGNER, M.: Experimental Characterisation of a Jet-stabilised Micro Gas Turbine Combustor under Atmospheric Conditions. In: *VDI, 25th German Flame Day – Combustion and Furnaces* 2119 (2011), S. 259–264

- [106] ZELDOVICH, I.B. ; BARENBLATT, G.I. ; LIBROVICH, V.B. ; MAKHVILADZE, G.M.: *Mathematical Theory of Combustion and Explosions*. New York: Consultant Bureau, 1985