

VT-Forschungsbericht 2021-01

Entwicklung eines jet-stabilisierten Brennkammersystems für niederkalorische Brennstoffzellenabgase

Dipl.-Ing. Sandro Bücheler

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
Institut für Verbrennungstechnik
Stuttgart



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

Entwicklung eines jet-stabilisierten Brennkammersystems für niederkalorische Brennstoffzellenabgase

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. Sandro Bücheler

aus Backnang

Hauptberichter:

Prof. Dr.-Ing. Manfred Aigner

Mitberichter:

Prof. Dr.-Ing. Henning Bockhorn

Tag der mündlichen Prüfung:

26.03.2021

Institut für Verbrennungstechnik der Luft- und Raumfahrt
Universität Stuttgart

2021

Der größte Feind des Wissens ist nicht Ignoranz, sondern die Illusion, wissend zu sein.

Stephen Hawking

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner wissenschaftlichen Tätigkeit am Institut für Verbrennungstechnik in der Abteilung für Gasturbinen des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR) in Stuttgart.

Zuallererst möchte ich mich bei meinem Institutsleiter und Doktorvater Herrn Prof. Dr.-Ing. Manfred Aigner und meinen Abteilungsleitern Dr.-Ing. Axel Widenhorn, Dr.-Ing. Andreas Huber und Dr. rer. nat. Peter Kutne für die Möglichkeit zur Durchführung dieser Arbeit und das mir entgegengebrachte Vertrauen bedanken. Herrn Prof. Dr.-Ing. Henning Bockhorn vom Engler-Bunte-Institut am Karlsruher Institut für Technologie danke ich ausdrücklich für die Übernahme des Koreferats meiner Arbeit. Darüber hinaus möchte ich Herrn Prof. Dr.-Ing. Stefanos Fasoulas vom Institut für Raumfahrtsysteme der Universität Stuttgart für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes danken.

Meinem langjährigen Bürokollegen Herrn Dr.-Ing. Andreas Schwärzle danke ich für die zahlreichen fachlichen Diskussionen und die sehr lockere und freundschaftliche Atmosphäre. Meinen Kollegen der Abteilung Gasturbinen danke ich für die immer freundliche und sehr gute Zusammenarbeit. Allen voran danke ich meiner Projektleiterin Frau Dr.-Ing. Martina Hohloch und Herrn Thomas Krummrein für die Systemsimulationen des Hybridkraftwerks. Bei meinen Kollegen Andreas Mader und Darvid Huhn möchte ich mich für ihre Unterstützung am atmosphärischen Brennkammerprüfstand und bei Frau Melanie Herbst für die Unterstützung beim Aufbau des Syngaspanels bedanken.

Desweiteren danke ich den Kollegen aus dem gesamten Institut für die zahlreichen und hilfreichen Diskussionen und ihre Unterstützung. Stellvertretend möchte ich hierzu die Kollegen Dr.-Ing. Torsten Methling und Dr. rer. nat. Clemens Naumann aus der Chemischen Kinetik sowie Dr.-Ing. Andreas Fiolitakis aus der Abteilung für Computer-Simulation erwähnen.

Darüber hinaus danke ich den Kollegen der Abteilung Elektrochemische Energietechnik des Instituts für Technische Thermodynamik des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR) in Stuttgart für die sehr gute institutsübergreifende Zusammenarbeit im Kontext des gesamten Hybridkraftwerks.

Abschließend möchte ich mich bei meiner Familie und meinen Freunden für ihre stetige Unterstützung und insbesondere ihre Geduld bedanken, die sie mir während der Anfertigung meiner Dissertation entgegengebracht haben.

Stuttgart, April 2021

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	15
Tabellenverzeichnis	17
Nomenklatur	19
Kurzfassung	21
Abstract	23
1 Einleitung	25
2 Theoretische Grundlagen reaktiver Strömungen	33
2.1 Verbrennung	33
2.1.1 Turbulenztheorie	34
2.1.2 Schadstoffbildung	35
2.1.2.1 Kohlenmonoxid (CO)	35
2.1.2.2 Stickoxid-Bildung (NO_x)	37
2.1.2.3 Emissionsarmer Betriebsbereich	39
2.1.3 Relevante Phänomene für die Auslegung von Brennkammern	39
2.2 Bilanzgleichungen reaktiver Strömungen	45
2.2.1 Massenerhaltung	46
2.2.2 Transport der Komponentenmassen	46
2.2.3 Impulserhaltung	47
2.2.4 Energieerhaltung	47
2.3 Numerische Simulation turbulenter Verbrennungsvorgänge	49
2.3.1 Statistische Beschreibung fluktuerender Größen	49
2.3.1.1 Zerlegung der Größen	49
2.3.2 Turbulenzmodellierung	50
2.3.3 Lösung des chemischen Quellterms	50
2.3.3.1 Finite-Rate Chemistry (FRC)	51
2.3.3.2 Stochastische Verbrennungsmodellierung (Assumed-PDF-Verfahren)	52
2.3.4 Detaillierte Reaktionsmechanismen	54
2.3.5 Diskretisierung	56

2.4	Grundlagen der verwendeten Messmethodiken	57
2.4.1	OH^* Chemolumineszenz	57
2.4.2	Abgasanalytik	59
3	Brennkammerentwicklung	63
3.1	Anforderungen an das Brennkammersystem	63
3.2	Methodik zur Entwicklung eines brennstoffflexiblen Brennkammersystems . .	65
3.2.1	Thermodynamische und reaktionskinetische Betrachtung der Randbedingungen	66
3.2.1.1	Berechnung der adiabatischen Flamenttemperatur	67
3.2.1.2	Zündverzugszeit und laminare Flammengeschwindigkeit . .	68
3.2.2	Festlegung der Evaluations-Parameter	76
3.2.3	Evaluation von SOFC-Nachverbrennungssystemen	78
3.2.3.1	Vorgemischte Verbrennung in porösen Medien	78
3.2.3.2	Katalytische Nachverbrennung	80
3.2.3.3	Nicht-vorgemischte, gestufte Verbrennung	81
3.2.4	Evaluation von Gasturbinen-Brennkammern	83
3.2.4.1	Drall-stabilisierte mager-vorgemischte Brennkammern . .	83
3.2.4.2	Jet-stabilisierte mager-vorgemischte Brennkammern . .	85
3.2.4.3	RQL-Brennkammern	87
3.2.4.4	Trapped-Vortex-Brennkammern (TVC)	89
3.2.4.5	Nicht-vorgemischte Verbrennung mit Mikromischungskonzepten	90
3.2.4.6	Katalytische Oxidation	91
3.2.4.7	Langsame Oxidation	93
3.2.5	Konzeptfestlegung und Konzipierung	95
3.2.6	Numerisches Setup	97
3.2.7	Gitterstudie	99
4	Atmosphärischer Brennkammerprüfstand	107
5	Ergebnisse aus Experiment und Simulation	111
5.1	Vergleichbarkeit der OH^* Chemolumineszenz mit CFD-Simulationen . .	111
5.2	Validierung der CFD-Simulationen mit den Messergebnissen	112
5.2.1	Aussagekraft und Grenzen der CFD-Simulationen	116
5.3	Funktionsnachweis mit SOFC-Abgasen	117
5.4	Untersuchung des Brennkammerverhaltens unter Verwendung von SOFC-Abgasen	121
5.4.1	Variation des Kathodenmassenstroms	122
5.4.2	Variation des O_2 -Gehalts im Kathodenabgas	133
5.4.3	Variation der thermischen Leistung	136

5.4.3.1	Variation des Anodenmassenstroms	136
5.4.3.2	Variation des Heizwerts im Anodenabgas	138
5.4.4	Totaldruckverlust in der Brennkammer	142
5.4.5	Einfluss der Druckskalierung	144
5.5	Untersuchung und Nachweis der Brennstoffflexibilität	145
5.5.1	Betrieb mit reinem Erdgas	145
5.5.2	Betrieb mit Formiergas	153
5.5.3	Gegenüberstellung der verschiedenen Brennstoffe	156
6	Zusammenfassung	159
A	Anhang	163
A.1	Korrekturschema OH [*] -Messdaten	163
A.2	Messgenauigkeiten der Analysatoren	164
A.3	Abschätzung des Diskretisierungsfehlers	164
A.3.1	Berechnung weiter Parameter für die Gitterstudie	165
A.4	Verwendete Definitionen und Formeln	165
A.4.1	Berechnung der Molenbrüche in der CFD-Simulation	165
A.4.2	Aquivalenzverhältnis ϕ zur Auswertung der CFD-Simulationen	166
A.4.3	Interne Abgas-Rezirkulationsrate AGR_{int}	166
A.5	Alternative Definition der räumlichen Mischungsgüte	167
A.6	Verlauf der mittleren Strömungsgeschwindigkeiten	167
A.7	Ergänzende Validierungsdaten	168
Literaturverzeichnis		169

Abbildungsverzeichnis

1.1	Gegenüberstellung der elektrischen Wirkungsgrade verschiedener Energiewandlungssysteme in Abhängigkeit der Leistung zur Hervorhebung des Potenzials eines SOFC/MGT-Hybridkraftwerks.	26
1.2	Potentieller Betriebsbereich und elektrischer Wirkungsgrad eines Hybridkraftwerks basierend auf einer Turbec T100PH MGT und einer SOFC des Herstellers ElringKlinger.	27
1.3	Schematischer Aufbau einer Festoxid-Brennstoffzelle.	28
1.4	Schema eines SOFC/MGT-Hybridkraftwerks.	29
2.1	Schematische Darstellung des Energiespektrums und der Energiekaskade in einer turbulenten Strömung.	35
2.2	CO-Bildung in einer Gasturbinenbrennkammer	36
2.3	Abhängigkeit der CO- und NO _x -Emissionen von der adiabatischen Verbrennungstemperatur	39
2.4	Flammengeschwindigkeiten verschiedener Stoffe in Mischung mit Luft.	42
2.5	Gemessene und berechnete Zündverzugszeiten τ_{ign} für H ₂ /O ₂ /Ar ($\phi = 1$; Verdünnung 1:5) bei Drücken von ca. 1 bar, 4 bar und 16 bar.	45
2.6	Hierarchische Struktur der Subsysteme bei Kohlenwasserstoffen.	55
2.7	Gegenüberstellung typischer Spektren einer Brennkammer bei der Verbrennung von Methan und Synthesegas.	58
2.8	Draufsicht auf die Schnittebene durch den Brennkammer-Prüfstand zur schematischen Darstellung des OH* Sichtvolumens.	59
2.9	Schematische Darstellung der <i>ABB Advance Optima (AO 2000)</i> Prozessgasanalyse.	60
3.1	Darstellung der Methodik zur Entwicklung einer Brennkammer für das Hybridkraftwerk.	65
3.2	Vergleich der adiabatischen Flammentemperatur verschiedener Brennstoffe bei einer Brennkammer-Eintrittstemperatur von 973 K.	67
3.3	Zündverzugszeiten für Volllast (BL) und Teillast (PL) in Abhängigkeit der Temperatur bei 1 bar, 3 bar und 9 bar.	69
3.4	Vergleich der Zündverzugszeiten für Brennstoffzellenabgase unter Volllastbedingungen und Methan bei einem Druck von 3 bar.	70

3.5	Abhängigkeit der Zündverzugszeit vom Äquivalenzverhältnis für Brennstoffzellenabgase unter Vollastbedingungen bei verschiedenen Drücken und Temperaturen.	71
3.6	Einfluss der Betriebsbedingungen auf die Zündverzugszeiten bei Teillast (PL) und Vollast (BL).	72
3.7	Simulation laminarer Flammengeschwindigkeiten bei Vollast (BL) mit verschiedenen Reaktionsmechanismen.	74
3.8	Vergleich der laminaren Geschwindigkeiten bei Vollast (BL) und Teillast (PL) unter Verwendung von Li et al. (2007).	75
3.9	Einfluss der Druckskalierung auf die laminaren Flammengeschwindigkeiten und Vergleich mit Methan bei 1073 K; berechnet mit dem Mechanismus GRI-Mech 3.0.	76
3.10	Konzept des SOFC-Abgas Brennkammersystems.	96
3.11	Instationärer Verlauf der momentanen Axialgeschwindigkeit und Temperatur über die simulierte Zeit an einem Monitorpunkt in der Wärmefreisetzungszone.	98
3.12	Visualisierung des Simulationsgebiets (60°-Segment) mit den dazugehörigen Randbedingungen.	98
3.13	Darstellung der Diskretisierung des Rechengebiets in der Mischungszone.	99
3.14	Visualisierung der Schnittebenen E ₀ bis E ₃ und des Integrationsvolumens V ₁ an einem Längsschnitt entlang der Brennerachse.	101
3.15	Schematische Darstellung der Verfeinerungen und Prismenschichten des Standardgitters.	101
3.16	Verlauf der Rezirkulationsrate AGR _{int} für verschiedene Gitter über dem Abstand zum Brennerkopf.	102
3.17	Verlauf der integrierten und normierten OH* Konzentration für verschiedene Gitter über dem Abstand zum Brennerkopf.	104
3.18	Verlauf der räumlichen Mischungsgüte für verschiedene Gitter über dem Abstand zum Brennerkopf.	105
4.1	Implementierung der SOFC Abgas-Brennkammer in den ATM-Prifstand und Darstellung der Temperatur- und Druckmessstellen.	108
4.2	Atmosphärischer Brennkammerprifstand mit vorgeschalteter H ₂ /O ₂ -Brennkammer und Lufterhitzer.	109
5.1	Vergleich der räumlich integrierten mittleren $\overline{OH^*}$ -Konzentration und der gemittelten Wärmefreisetzung \overline{Q} aus einer CFD-Simulation, normiert auf jeweilige Maximalwerte.	112
5.2	Gegenüberstellung der OH* Chemolumineszenz mit der OH* Konzentration aus der Verbrennungssimulation zur Validierung der verwendeten Modelle, normiert auf jeweilige Maximalwerte.	113

5.3	Vergleich der CO-Emissionen von Experiment und numerischer Simulation in Abhängigkeit des Kathodenmassenstroms.	114
5.4	Abhängigkeit der OH* Chemolumineszenz und der OH* Konzentration vom O ₂ -Gehalt unter Vollastbedingungen, normiert auf jeweilige Maximalwerte.	115
5.5	Vergleich der CO-Emissionen von Experiment und numerischer Simulation in Abhängigkeit des Sauerstoffgehalts.	115
5.6	Gemittelte OH* Chemolumineszenz mit zugehörigem Variationskoeffizient (RMS/OH*) bei Vollast (BL)- und Teillastbedingungen (PL), normiert auf jeweilige Maximalwerte.	117
5.7	Verlauf der Mischungsgüte M_s , der internen Abgasrezirkulationsrate AGR_{int} und der OH* Konzentration c_{OH^*} bei Vollast- (BL) und Teillastbedingungen (PL).	118
5.8	Verhalten der jeweils auf den Maximalwert normierten Wärmefreisetzung und Darstellung der Isolinien bei Äquivalenzverhältnissen von $\phi = 0,5$ und $\phi = 1$ während einer Schwingungsperiode.	120
5.9	Darstellung des Betriebsbereichs unter Vollast- und Teillastbedingungen in Abhängigkeit des Äquivalenzverhältnisses ϕ und der Vergleich mit einem Porenbrenner.	123
5.10	Darstellung des Betriebsbereichs bei Vollast- und Teillastbetriebspunkt in Abhängigkeit der adiabatischen Flammtemperatur.	124
5.11	Abhängigkeit der OH* Chemolumineszenz vom Kathodenmassenstrom unter Vollastbedingungen und konstanter thermischer Leistung, normiert auf jeweiligen Maximalwert.	125
5.12	Vergleich der Wärmefreisetzung bei verschiedenen Kathodenmassenströmen und Darstellung der lokalen Äquivalenzverhältnisse mit Isolinien für $\phi = 0,5$ und $\phi = 1$	126
5.13	Verlauf der Mischungsgüte M_s und der internen Abgasrezirkulationsrate AGR_{int} bei Vollastbedingungen und verschiedenen Kathodenmassenströmen entlang der Brennerachse.	127
5.14	Vergleich der Geschwindigkeitsfelder bei verschiedenen Kathodenmassenströmen und Darstellung der lokalen Äquivalenzverhältnisse mit Isolinien für $\phi = 0,5$ und $\phi = 1$	128
5.15	Vergleich des integralen Verlaufs der Mischungsgüte M_s und der internen Abgasrezirkulationsrate AGR_{int} bei Simulation mit und ohne reagierender Strömung.	129
5.16	Integraler Verlauf der OH* Konzentration bei Vollastbedingungen und verschiedenen Kathodenmassenströmen entlang der Brennerachse und Verlauf der verbleibenden Brennstoffe (H ₂ , CO) entlang der Mittellinie des Frischgasstrahls.	130

5.17	Variationskoeffizienten der OH* Chemolumineszenz bei unterschiedlichen Kathodenmassenströmen unter Vollastbedingungen und konstanter thermischer Leistung, normiert auf jeweiligen Maximalwert.	131
5.18	Vergleich der Temperaturfelder bei verschiedenen Kathodenmassenströmen und Darstellung der lokalen Äquivalenzverhältnisse mit Isolinien für $\phi = 0,5$ und $\phi = 1$	132
5.19	CO-Emissionen über verschiedene O ₂ -Gehalte im Kathodenabgas unter Vollastbedingungen.	133
5.20	Auf den jeweiligen Maximalwert normierte OH* Chemolumineszenz bei fünf verschiedenen O ₂ -Gehalten und konstanter Verbrennungstemperatur bei Vollast.	134
5.21	Gemessene CO-Emissionen in Abhängigkeit der adiabatischen Flammentemperaturen bei verschiedenen O ₂ -Gehalten und Vollastbedingungen.	135
5.22	Abhängigkeit der OH* Chemolumineszenz vom Anodenmassenstrom bei Vollast und konstantem Kathodenmassenstrom, normiert auf jeweiligen Maximalwert.	136
5.23	CO-Emissionen bei verschiedenen O ₂ -Gehalten und variierendem Heizwert bei Vollastbedingungen.	139
5.24	Einfluss des Heizwerts auf das jeweils auf den Maximalwert normierte OH* Signal bei Vollastbedingungen.	140
5.25	Integraler Verlauf der OH* Konzentration bei Vollastbedingungen und verschiedenen Heizwerten entlang der Brennerachse und Verlauf der verbleibenden Brennstoffmassenanteile entlang der Mittellinie des Frischgasstrahls.	141
5.26	Messungen des relativen Totaldruckverlusts $\Delta p_{\text{rel,t}}$ der Brennkammer in Abhängigkeit des Kathodenmassenstroms.	142
5.27	Messungen des Druckunterschieds zwischen Anode und Kathode $\Delta p_{\text{an/ca}}$ in Abhängigkeit des Kathodenmassenstroms bei Vollast- und Teillastbedingungen.	143
5.28	Gegenüberstellung der Wärmefreisetzung und der Geschwindigkeitsfelder bei atmosphärischem Druck und unter Turbinenbedingungen von ca. 3 bar.	144
5.29	Abhängigkeit des OH* Signals vom Äquivalenzverhältnis unter Verwendung von reinem Erdgas bei einer Vorwärmtemperatur von 1003 K, normiert auf jeweiligen Maximalwert.	146
5.30	Abhängigkeit des Variationskoeffizienten des OH* Signals vom Äquivalenzverhältnis unter Verwendung von reinem Erdgas bei einer Vorwärmtemperatur von 1003 K, normiert auf jeweiligen Maximalwert.	146
5.31	Einfluss der Vorwärmtemperatur auf das auf den jeweiligen Maximalwert normierte OH* Signal unter Vollastbedingungen mit $\phi = 0,5$	147

5.32	Einfluss der Vorwärmtemperatur auf den zugehörigen und auf den jeweiligen Maximalwert normierten Variationskoeffizienten des OH* Signals unter Vollastbedingungen mit $\phi = 0,5$	148
5.33	Verteilung der Wärmefreisetzungsräte und des Geschwindigkeitsfelds in der Mittelschnittebene der Brennkammer mit Darstellung der Isolinien bei $\phi = 0,5$ und $\phi = 1,0$	148
5.34	Vergrößerter und um 90° gedrehter Ausschnitt aus Abb. 5.33(b) zur Darstellung der Brennstoffrezirkulation am Düsenaustritt.	149
5.35	Verlauf der Mischungsgüte M_s und der internen Abgasrezirkulationsrate AGR_{int} bei Erdgas und Vergleich mit SOFC-Abgas.	150
5.36	Vergleich der Totaldruckverluste mit einer Erdgasbrennkammer.	151
5.37	Vergleich der CO-Emissionen mit der Erdgasbrennkammer von Seliger et al.	151
5.38	Vergleich der NOx-Emissionen mit der Erdgasbrennkammer von Seliger et al.	152
5.39	Einfluss von Wasserstoff auf das OH* Signal bei Teillastbedingungen mit Gegenüberstellung des zugehörigen Variationskoeffizienten, normiert auf die jeweiligen Maximalwerte.	154
5.40	CO-, NOx- und UHCs-Emissionen bei Verdünnung des Erdgases mit Formiergas oder Stickstoff und einer Vorwärmtemperatur $T_v = 958\text{ K}$	154
5.41	Betriebsgrenzen der SOFC-Abgasbrennkammer unter Verwendung von verdünntem Erdgas bei verschiedenen Vorwärmtemperaturen.	155
5.42	CO-Emissionen der verschiedenen Brennstoffe in Abhängigkeit der adiabatischen Brennkammertemperatur T_{ad} bei einer Vorwärmtemperatur von $T_v = 973\text{ K}$	157
5.43	Vergleich der Wärmefreisetzungszonen der unterschiedlichen Brennstoffe auf Basis des jeweils auf den Maximalwert normierten OH* Signals. . . .	157
A.1	Korrekturschema OH*-Messdaten.	163
A.2	Verlauf der axialen Strömungsgeschwindigkeit über dem Radius in Ebene E_1 für verschiedene Gitterfeinheiten.	167
A.3	Verlauf der axialen Strömungsgeschwindigkeit über dem Radius in Ebene E_2 für verschiedene Gitterfeinheiten.	167
A.4	Abhängigkeit der OH*-Chemolumineszenz und der OH*-Konzentration vom Heizwert unter Vollastbedingungen, auf jeweilige Maximalwerte normiert.	168
A.5	Vergleich der CO-Emissionen von Experiment und numerischer Simulation in Abhängigkeit des Heizwerts.	168

Tabellenverzeichnis

1.1	Randbedingungen der SOFC-Abgase bei Volllast (BL) und Teillast (PL) für die Entwicklung eines geeigneten Brennkammerkonzepts.	30
3.1	Eigenschaften der SOFC-Abgase bei Volllast (BL) und Teillast (PL)	63
3.2	Evaluation von Brennkammern mit porösen Medien.	80
3.3	Evaluation katalytisch beschichteter Brennkammern auf Basis poröser Medien.	81
3.4	Evaluation gestufter, nicht-vorgemischter Brennkammern.	83
3.5	Evaluation drall-stabilisierter mager-vorgemischter Brennkammern.	85
3.6	Evaluation jet-stabilisierter mager-vorgemischter Brennkammern.	86
3.7	Evaluation der Brennkammern mit Fett-Mager-Stufung (RQL).	89
3.8	Evaluation der Trapped-Vortex-Brennkammern.	90
3.9	Evaluation nicht-vorgemischter Brennkammern mit Mikromischungskonzepten.	91
3.10	Evaluation der katalytischen Oxidation.	93
3.11	Evaluation der langsamen Oxidation.	94
3.12	Gesamtergebnis der Brennkammer-Evaluation.	95
3.13	Charakteristische Parameter der berücksichtigten Gitter.	100
3.14	Gitterkonvergenzindex (GCI) verschiedener Parameter ϕ	100
3.15	Einfluss der Diskretisierung auf den berechneten Totaldruckverlust Δp_t und die CO-Emissionen unter Volllastbedingungen (BL).	102
5.1	Messwerte für CO-Emissionen und Druckverluste bei Volllast (BL) und Teillast (PL).	119
A.1	Messbereiche und zugehörige Messgenauigkeiten der <i>ABB Advance Optima</i>	164
A.2	Zuordnung der Ebenen und des Volumens zur Berechnung der weiteren Parameter für die Gitterstudie.	165
A.3	Atomare Molmassen [g/mol] zur Berechnung der molaren Molekülmassen	166
A.4	Molmassen [g/mol] für die rechnergestützte Auswertung	166

Nomenklatur

Griechische Buchstaben

λ	Wellenlänge	nm
ϕ	Äquivalenzverhältnis	-

Lateinische Buchstaben

\dot{m}	Massenstrom	g/s
C	Emissionskonzentration	% oder ppm
H_u	Unterer Heizwert	MJ/kg
m	Massenstrom	g/s
n	Molenstrom	mol/s
p	Statischer Druck	bar
T	Temperatur	K
v	Geschwindigkeit	m/s
X	Messwert	a.u.

Indizes

ad	adiabatisch
amb	Umgebungsbedingungen (engl.: <i>ambient</i>)
an	Anode
bl	Volllast (engl.: <i>base load</i>)
br	Brennstoff
ca	Kathode (engl.: <i>cathode</i>)
calc	berechnet (engl.: <i>calculated</i>)
DA	Mischluft (engl.: <i>dilution air</i>)
int	intern
korr	korrigiert
meas	gemessen (engl.: <i>measured</i>)

opt	Optimum
ox	Oxidator
pl	Teillast (engl.: <i>part load</i>)
rel	relativ
st	stöchiometrisch
t	total
w	Wasser

Abkürzungen

AGR	Abgasrückführung
BHKW	Blockheizkraftwerk
BL	Volllast (engl.: <i>Base Load</i>)
CFD	engl.: <i>Computational Fluid Dynamics</i>
CHP	engl.: <i>Combined Heat and Power</i>
EGA	Abgasanalyse (engl.: <i>Exhaust Gas Analysis</i>)
FU	Brennstoffausnutzungsgrad (engl.: <i>Fuel Utilization</i>)
GCI	Gitterkonvergenzindex
HPP	Hybridkraftwerk (engl.: <i>Hybrid Power Plant</i>)
ICCD	engl.: <i>Intensified Charge-Coupled Device</i>
IPM	engl.: <i>Inert Porous Media</i>
LP	Lastpunkt
MFC	Massenstromregler (engl.: <i>Mass Flow Controller</i>)
MGT	Mikrogasturbine
MTT	Micro Turbine Technology BV
OH-CL	OH* Chemolumineszenz
PaSPFR	engl.: <i>partial stirred plug flow reactor</i>
PDF	engl.: <i>Probability Density Function</i>
PEMFC	Polymerelektrolytmembran-Brennstoffzelle
PL	Teillast (engl.: <i>Part Load</i>)
PSR	engl.: <i>perfectly stirred reactor</i>
SHSG	Heißdampferzeuger (engl.: <i>Superheated Steam Generator</i>)
SOFC	Festoxidbrennstoffzelle (engl.: <i>Solid Oxide Fuel Cell</i>)
UHCs	engl.: <i>unburned hydro carbons</i>

Kurzfassung

Eine Technologie, welche die Ansprüche eines hocheffizienten und sauberen Kraft-Wärme-Kopplungssystems mit höchster Last- und Brennstoffflexibilität verspricht, ist das sogenannte SOFC/MGT-Hybridkraftwerk. Bei diesem Konzept wird eine Festoxid-Brennstoffzelle (SOFC) mit einer Mikrogasturbine (MGT) kombiniert, um die hochtemperierten und niederkalorischen SOFC-Abgase für die weitere Energieumwandlung in der nachgeschalteten Mikrogasturbine zu nutzen.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, einen wesentlichen Beitrag zur Realisierung eines Hybridkraftwerks durch die Entwicklung eines geeigneten Brennkammersystems zu leisten, welches die Kopplung der beiden Teilsysteme SOFC und MGT ermöglicht. Der Schwerpunkt der Arbeit liegt dabei auf der Entwicklung eines kompakten Brennkammerprototypen, der sowohl den Anforderungen einer SOFC als auch denen einer Mikrogasturbine genügt.

Zunächst werden dazu auf Basis von Randbedingungen als Ergebnis aus Systemsimulationen des Hybridkraftwerks reaktionskinetische und thermodynamische Berechnungen durchgeführt und diskutiert. Des Weiteren werden zur Findung eines geeigneten Konzepts verschiedene Brennkammersysteme sowohl aus dem Bereich der Brennstoffzellen- als auch der Mikrogasturbinentechnik analysiert und bewertet, um die vielversprechendste Variante als Basis für die Weiterentwicklung zu identifizieren. Darauf aufbauend werden numerische Verbrennungssimulationen zur Auslegung durchgeführt und die Geometrie für den Brennkammerprototypen festgelegt.

Zum Nachweis der Funktionalität und zur Ermittlung des Betriebsbereichs des Brennkammerprototypen unter Verwendung von SOFC-Abgasen werden atmosphärische Brennkamversuche durchgeführt. Die Ergebnisse aus den OH* Chemolumineszenz- und Abgasemissionsmessungen werden im Rahmen dieser Arbeit vorgestellt und diskutiert. Des Weiteren werden zur Validierung der verwendeten CFD-Methoden für die Auslegung mit SOFC-Abgasen die Simulationsergebnisse mit den Messungen im atmosphärischen Prüfstand verglichen. Um für den Aufheizvorgang des Hybridkraftwerks Erdgas als Brennstoff einsetzen zu können, werden weitere Versuche unter Verwendung von Erdgas durchgeführt und vorgestellt.

Abschließend werden die im Rahmen dieser Arbeit geleisteten Fortschritte in der Entwicklung eines Brennkammersystems für das Hybridkraftwerk zusammengefasst und diskutiert.

Abstract

A technology that promises to satisfy the demands of a highly efficient and clean CHP system with maximum load and fuel flexibility is the so-called SOFC/MGT hybrid power plant. In this concept, a solid oxide fuel cell (SOFC) is combined with a micro gas turbine (MGT) to utilize the high temperature and low calorific SOFC exhaust gases for further power generation in the downstream micro gas turbine.

The aim of the present work is to make a significant contribution to the realization of a hybrid power plant through the development of a suitable combustion chamber system, which enables the coupling of the two subsystems SOFC and MGT. The focus of the work is on the development of a compact combustion chamber prototype, which satisfies both the requirements of a SOFC and those of a micro gas turbine.

First, reaction kinetic and thermodynamic calculations are performed and discussed on the basis of boundary conditions as a result of system simulations of the hybrid power plant. Furthermore, to find a suitable concept, various combustion chamber systems from both fuel cell and micro gas turbine technology are analyzed and evaluated in order to identify the most promising variant as the basis for further development. Based on this, numerical combustion simulations are carried out for the design and the geometry for the combustion chamber prototype is determined.

To prove the functionality and to determine the operating range of the combustion chamber prototype using SOFC exhaust gases, atmospheric combustion chamber tests are performed. The results of the OH* chemiluminescence and exhaust emission measurements are presented and discussed within this thesis. Furthermore, to validate the CFD methods used for the design with SOFC exhaust gases, the simulation results are compared with the measurements in the atmospheric test rig. In order to use natural gas as a fuel for the heating process of the hybrid power plant, further experiments using natural gas are carried out and presented.

Finally, the progress made in the development of a combustion chamber system for the hybrid power plant is summarized and discussed.

1 Einleitung

Die grundlegende Motivation der vorliegenden Arbeit beruht darauf, dass der weltweite Bedarf an elektrischer Energie stetig zunimmt. Bereits früh wurde von Meadows et al. [163] erkannt, dass eine unveränderte Fortführung des aktuellen Umgangs mit den noch verfügbaren Ressourcen zur Energieumwandlung ohne Wertlegung auf Nachhaltigkeit zu dramatischen Konsequenzen führen wird. Ein Meilenstein zur Entwicklung des dafür notwendiges Leitbildes für Nachhaltigkeit und Umweltschutz in der Energieversorgung ist der Abschlussbericht einer UN-Kommission für Umwelt und Entwicklung [24]. Dieser Bericht legt nahe, soziale und wirtschaftliche Entwicklung mit Umweltschutz zu vereinbaren, damit die lebensnotwendigen Grundlagen auf unserer Erde erhalten werden können. Energie aus erneuerbaren Quellen wird hierbei eine entscheidende Bedeutung zugemessen [180].

Aufbauend auf dieser Erkenntnis bietet eine umfassende Studie zu den Entwicklungspotenzialen und den Nutzungsoptionen innovativer Energietechnologien [18] der Bundesregierung eine Entscheidungsgrundlage für aktuelle und zukünftige programmatische Schwerpunkte in der Energieforschung in Deutschland. Der Anteil des Energiebedarfs der Haushalte in Deutschland betrug im Jahre 2015 rund ein Viertel des bundesweiten Energiebedarfs und ist somit ähnlich hoch wie der Anteil des Verkehrssektors oder der Industrie [11]. Der größte Teil der in den Haushalten benötigten Energie wird dabei für die Bereitstellung von Warmwasser und die Beheizung der Gebäude verwendet [11]. Ein Forschungsschwerpunkt der Bundesregierung liegt daher auf der Förderung hocheffizienter, dezentraler Kraft-Wärme-Kopplungssysteme, deren anfallende Abwärme zur Gebäudeheizung und Warmwasserbereitstellung in unmittelbarer Umgebung genutzt werden kann [260]. Kraft-Wärme-Kopplungssysteme in Verbindung mit Brennstoffzellentechnik, gelten aufgrund ihrer hohen elektrischen Wirkungsgrade und sehr schadstoffarmer Energiewandlung [183, 244] als zukunftsweisende Konzepte für den Energiebedarf der Haushalte [11]. Als besonders vielversprechenden Ansatz verfolgt das Deutsche Zentrum für Luft- und Raumfahrt in Stuttgart das sogenannte Konzept des Hybridkraftwerks [183]. Bei diesem Anlagenkonzept wird eine Mikrogasturbine mit einer Festoxidbrennstoffzelle (SOFC) gekoppelt, die mit ihren hohen Betriebstemperaturen von 923 K bis zu 1173 K eine sehr effiziente Wärmerückgewinnung ermöglicht [107, 132]. Die Kopplung mit einer Mikrogasturbine zur Wärmerückgewinnung verspricht somit ein hocheffizientes Energiewandlungssystem zur Stromproduktion mit ähnlichen oder sogar noch höheren elektrischen Wirkungsgraden wie bei den kombinierten Gas- und Dampfkraftwerken [9, 123, 124, 168, 244–246]. Um dieses Potenzial des SOFC/MGT-Hybridkraftwerks zu verdeutlichen sind in Abb. 1.1 die elektrischen Wirkungsgrade verschiedener Energiewandlungssysteme in

Abhängigkeit der Leistung gegenübergestellt. Aus Abb. 1.1 geht eindeutig hervor, dass die großen Leistungsklassen bis über 1 GW ausschließlich von den klassischen Gas- und Dampfkraftwerken mit elektrischen Wirkungsgraden bis knapp über 60 % oder den reinen Gasturbinenprozessen mit Wirkungsgraden bis 45 % bedient werden. In den unteren Leistungsklassen von 1 kW bis maximal 10 MW sind die Hauptvertreter die Mikrogasturbinen und die Motor-BHKWs, wobei letztere einen um durchschnittlich 5 %-10 % höheren elektrischen Wirkungsgrad als die Mikrogasturbinen aufweisen.

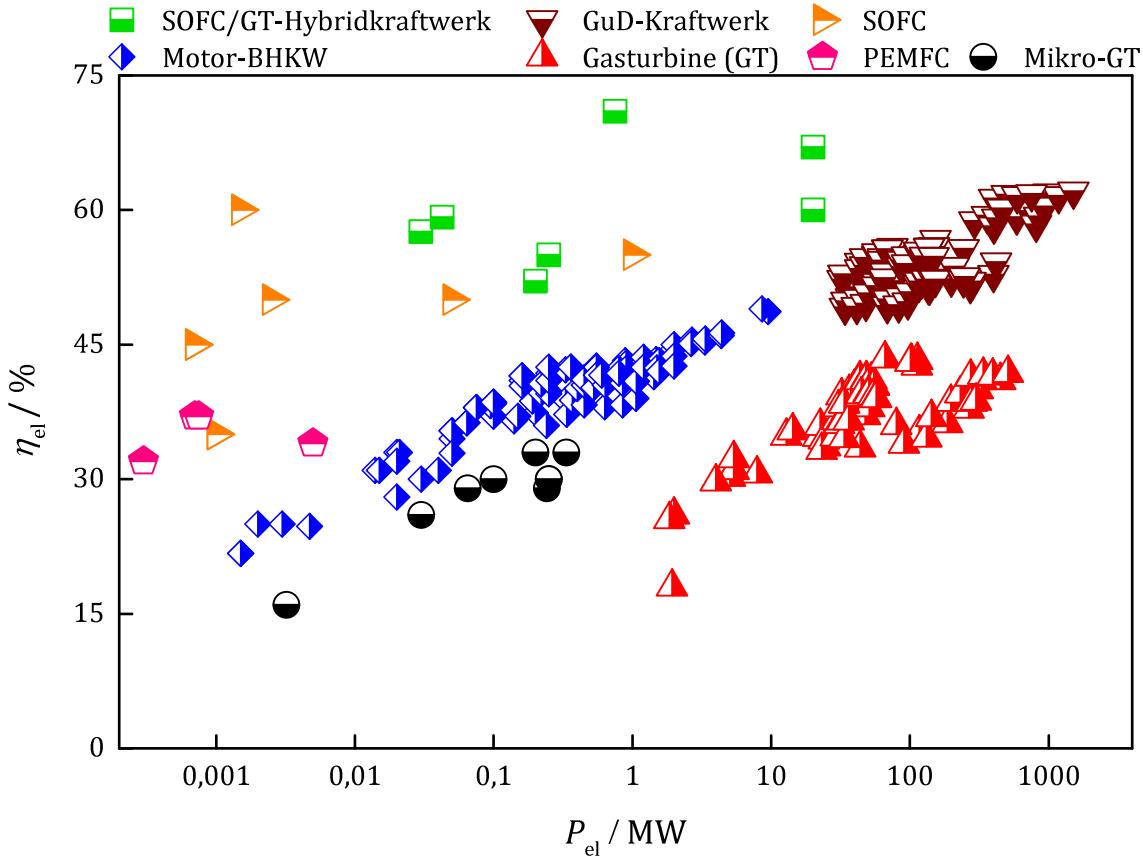


Abbildung 1.1: Gegenüberstellung der elektrischen Wirkungsgrade verschiedener Energiewandlungssysteme in Abhängigkeit der Leistung zur Hervorhebung des Potenzials eines SOFC/MGT-Hybridkraftwerks.

Demgegenüber weisen die Brennstoffzellensysteme elektrische Wirkungsgrade zwischen 30 % und 70 % auf. Während die technisch bereits sehr weit fortgeschrittenen Polymer-elektrolytmembran-Brennstoffzellen (PEMFC) die niedrigeren Wirkungsgrade aufweisen, versprechen die Festoxidbrennstoffzellen (SOFC) in der Leistungsklasse weniger kW bis weniger MW höchste elektrische Wirkungsgrade. Insbesondere in Kombination mit einer Mikrogasturbine (SOFC/GT-Hybridkraftwerk) sind Wirkungsgrade von bis zu 70 % möglich. Mit der Übersicht aus Abb. 1.1 lässt sich somit belegen, dass die Brennstoffzellen im Allgemeinen effizienter sind als die herkömmlichen Energiewandlungssysteme [135]. Ein besonderes Merkmal dieser Brennstoffzellensysteme sind dabei die sehr hohen elektrischen Wirkungsgrade bei gleichzeitig sehr kleinen Leistungsklassen. Darüber hinaus weisen die Festoxidbrennstoffzellen (SOFC) sehr hohe Teillastwirkungsgrade auf [182]. Aus

der Darstellung der elektrischen Wirkungsgrade eines Hybridkraftwerks in Abhängigkeit der elektrischen Leistung und für verschiedene Temperaturen und Turbinendrehzahlen in Abb. 1.2 geht hervor, dass sich diese hohen elektrischen Teillastwirkungsgrade der SOFC auch bei der Kopplung mit einer Mikrogasturbine auf den gesamten Teillastbereich des Hybridkraftwerks auswirken [96].

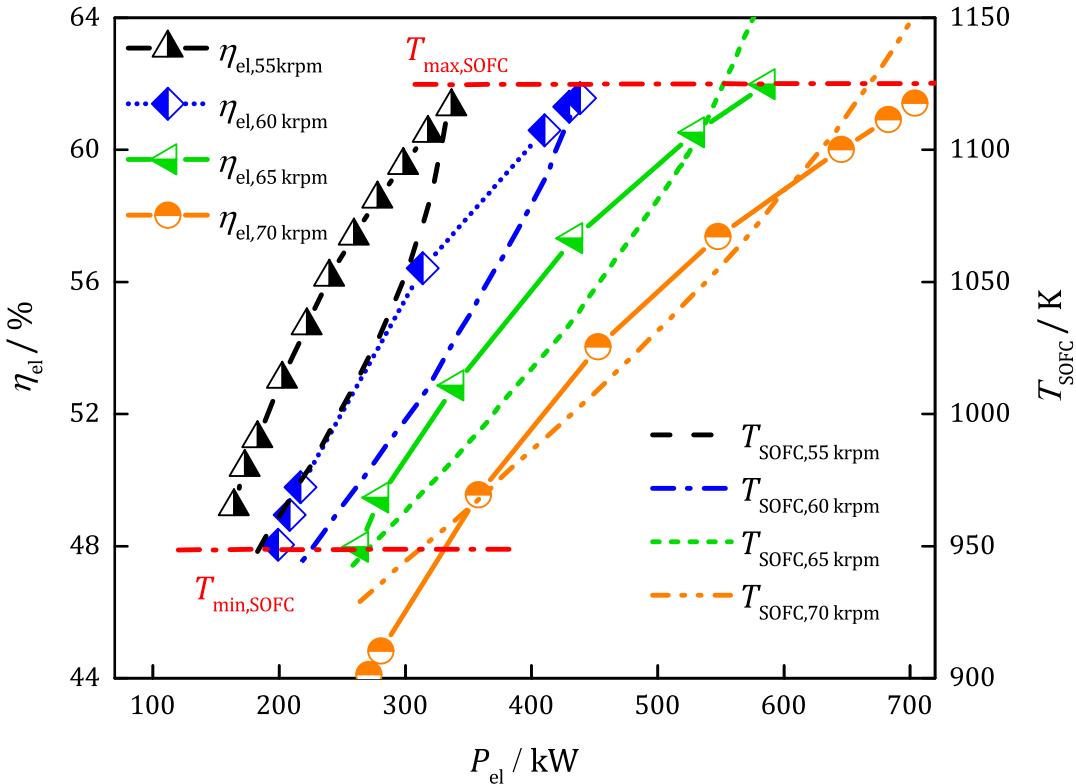


Abbildung 1.2: Potentieller Betriebsbereich und elektrischer Wirkungsgrad eines Hybridkraftwerks basierend auf einer Turbec T100PH MGT und einer SOFC des Herstellers ElringKlinger [96].

Des Weiteren bieten Brennstoffzellensysteme im Allgemeinen neben dieser hohen Lastflexibilität auch hohe Laständerungsgeschwindigkeiten [135]. Dadurch zeichnen sich diese Systeme und insbesondere das Hybridkraftwerk als Kopplung aus Festoxidbrennstoffzelle und Mikrogasturbine für die vielversprechende Anwendung als dezentrales Energiewandlungssystem aus [135].

Um die wesentlichen technischen Herausforderungen für die Einbindung einer SOFC in einen Gasturbinenkreislauf als Grundlage für die vorliegende Arbeit identifizieren zu können, erfordert es ein Verständnis über die Funktionsweise und weitere technische Details einer SOFC. Der schematische Aufbau einer SOFC in Abb. 1.3 zeigt den allgemeinen Aufbau einer galvanischen Zelle mit den drei Funktionsschichten Anode, Elektrolyt und Kathode. Bei der Hochtemperaturbrennstoffzelle besteht diese galvanische Zelle aus einem keramischen Dreischichtverbund, dessen Elektrolyt ab einer Betriebstemperatur von ca. 873 K für Sauerstoffionen leitfähig wird. Die galvanischen Zellen einer SOFC werden durch sogenannte bipolare Platten miteinander verbunden. Diese bipolaren Plat-

1. EINLEITUNG

ten funktionieren aufgrund ihrer Struktur gleichzeitig als strömungsführende Bauteile für das Anoden-seitige Brenngas und die Kathoden-seitige Luft. Durch das Sauerstoff-Konzentrationsgefälle zwischen der Anode und der Kathode diffundieren Sauerstoff-Ionen durch den Elektrolyten. Dazu nimmt der Sauerstoff an der Grenzfläche zwischen Kathode und Elektrolyt zwei Elektronen auf, wird zum Ion und kann durch den für Sauerstoff-Ionen ab 873 K durchlässigen Elektrolyten passieren. An der Grenze zur Anode ange-

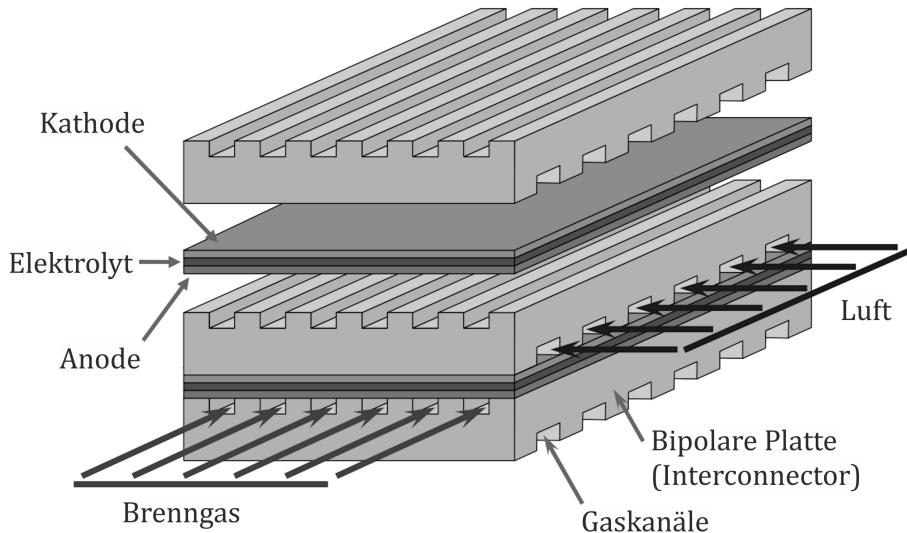


Abbildung 1.3: Schematischer Aufbau einer Festoxid-Brennstoffzelle [76].

kommen gibt das Sauerstoff-Ion die 2 Elektronen wieder ab und reagiert katalytisch mit dem Brenngas in der Anode. Der daraus resultierende Elektronenfluss erzeugt die elektrische Leistung der Brennstoffzelle. Als Vorteile der SOFC gegenüber der PEMFC gelten die Verzichtbarkeit von Edelmetallen, die CO-Toleranz des Elektrolyten und somit eine wesentlich höhere Brennstoffflexibilität, höhere Leistungsdichten der galvanischen Zellen und die Möglichkeit der internen Dampfreformierung [135]. Durch Rezirkulation bereits umgesetzten Anoden-Brenngases ist bei Temperaturen oberhalb von 873 K genügend Wasser im System vorhanden, was eine Dampfreformierung des frischen Erdgases auf der Eingangsseite der Anode ermöglicht. Als Nachteile der SOFC gelten die höheren Materialbeanspruchungen durch die hohen Temperaturen und die daraus resultierenden thermischen Spannungen. Diese thermischen Spannungen treten insbesondere bei instationären Prozessen wie dem Aufheizen der SOFC auf, weshalb dieser Aufheizvorgang auf einen Gradienten von wenigen K/min begrenzt ist [226]. Besonders zu bemerken ist die Empfindlichkeit des Elektrolyten der SOFC gegenüber einem Druckunterschied zwischen der Anode und der Kathode, der einen Grenzwert von 50 mbar nicht überschreiten darf [226]. Da die Oberflächenchemie stark von den Konzentrationen abhängig ist, verbleiben unter Verwendung von Erdgas als Brennstoff am Auslass der Anode geringe Mengen an restlichem Brenngas in Form von Wasserstoff und Kohlenmonoxid [135]. Der sogenannte Brennstoffausnutzungsgrad ist dabei die Kenngröße, die angibt wieviel des primär zugeführten Brennstoffes in der SOFC umgesetzt wird [135]. Um eine SOFC mit einer

Mikrogasturbine sinnvoll koppeln zu können ist es notwendig, dass die Brennkammer der Mikrogasturbine die Fähigkeit aufweist, diese aus der SOFC verbleibenden Restbrennstoffe sicher, zuverlässig und schadstoffarm umzusetzen. Unter Berücksichtigung einiger Systemaspekte des Hybridkraftwerks lassen sich weitere Randbedingungen für die Kopplungskomponente, der Brennkammer, ableiten. Zum Einen ist für die Aufrechterhaltung eines normalen Betriebs der SOFC ein Thermomanagement durch Regelung der Kathodenluft notwendig [97, 152, 182]. Die Hauptaufgabe dieser Regelung besteht darin die Kühlung der SOFC-Stacks und somit das Halten der hohen notwendigen Betriebstemperaturen der SOFC von 923 K bis 1123 K zu gewährleisten [142]. Zum Anderen ist für das Hochheizen des Hybridkraftwerks eine zusätzliche Komponente wie z.B. eine erdgasbetriebene Brennkammer notwendig, die sehr viel Wärme auf hohem Niveau in das System einbringen kann [237]. Vorangegangene Arbeiten haben sich mit der Fragestellung beschäftigt, wie die Kopplung eines SOFC-Systems mit einer Mikrogasturbine am sinnvollsten gestaltet werden kann [103, 127, 142]. Abb. 1.4 zeigt das vereinfachte Schema einer favorisierten Kopplungsvariante, die als Grundlage der vorliegenden Arbeit dient.

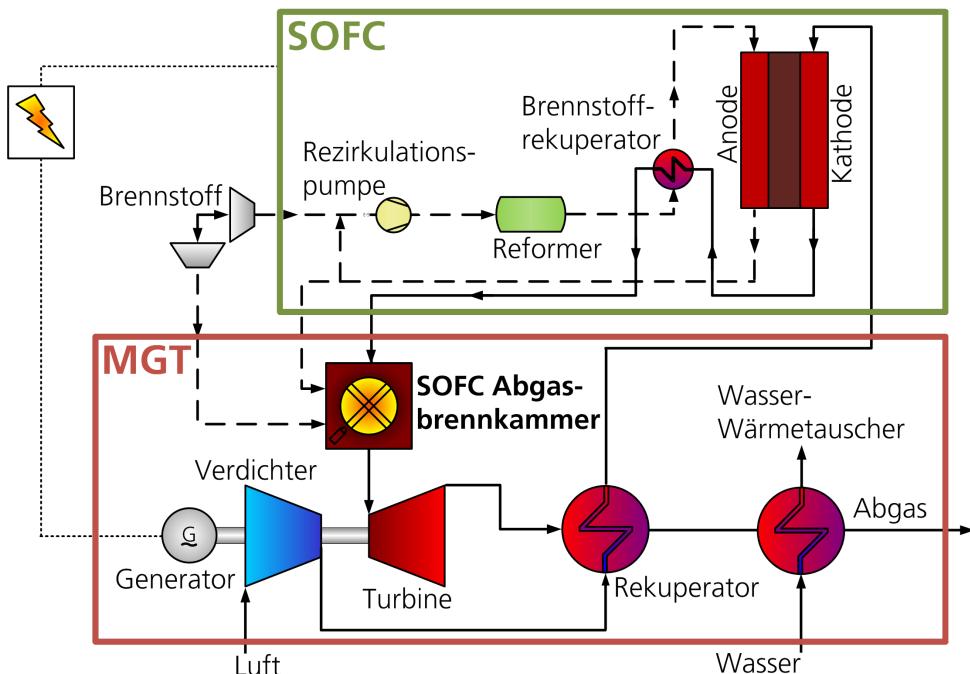


Abbildung 1.4: Schema eines SOFC/MGT-Hybridkraftwerks.

In dem in Abb. 1.4 dargestellten Schema lassen sich die beiden Hauptkomponenten des Hybridkraftwerks, die SOFC und die Mikrogasturbine, als zunächst unabhängige Teilsysteme voneinander unterscheiden. Der Verdichter der Mikrogasturbine saugt Luft aus der Umgebung an und verdichtet diese. Die verdichtete Luft wird anschließend in einem für Mikrogasturbinen typischen Abgasrekuperator mit den Abgasen aus der Turbine aufgeheizt und der SOFC zugeführt. Nachdem die auf 873 K-1073 K aufgeheizte Luft durch die Kathode gestromt ist, wird sie durch einen Brennstoffrekuperator geleitet, der die in die Anode eingebrachten Brenngase aufheizt. Anschließend werden die Kathoden-seitigen

Abgase in die SOFC-Abgasbrennkammer eingeleitet. Brennstoff-seitig sind in der Zuleitung der SOFC-Anode in Abb. 1.4 neben dem bereits erwähnten Brennstoffrekuperator eine Rezirkulationspumpe und ein Reformer dargestellt. Diese Bauteile werden der Anoden-Rezirkulation zugeordnet, die durch sogenannte interne Dampfreformierung das Reformieren des Erdgases in die Komponenten CO und H₂ mit Hilfe der rezirkulierten Anodenabgase umwandeln. Die Anodenabgase bestehen neben den im vorigen Abschnitt bereits erwähnten brennbaren Komponenten CO und H₂ überwiegend aus H₂O und CO₂ und werden durch die Rezirkulationspumpe dem frischen Brenngas zum Teil wieder zugeführt. Die sehr hohen SOFC-Betriebstemperaturen ermöglichen das Aufrechterhalten dieser endothermen Dampfreformierung ohne weitere notwendige Wärmezuführung. Die Umwandlung des Erdgases in die Bestandteile CO und H₂ ist unbedingt notwendig, da reines Erdgas den SOFC-Elektrolyten beschädigen würde [90]. Aus Systemsimulationen zu dem in Abb. 1.4 gezeigten Kraftwerksschema ergeben sich für die Anoden- und Kathodenabgase bei Vollast- und Teillastbetriebspunkten des Hybridkraftwerks die in Tab. 1.1 aufgelisteten Randbedingungen.

Tabelle 1.1: Randbedingungen der SOFC-Abgase bei Vollast (BL) und Teillast (PL) für die Entwicklung eines geeigneten Brennkammerkonzepts [130].

	H ₂ % _m	CO % _m	H ₂ O % _m	CO ₂ % _m	T _{an} K	H _u MJ/kg	O ₂ % _m	N ₂ % _m	T _{ca} K	ϕ _{gl} -	m _{ca} /m _{an}
BL	2,5	16,2	36,0	45,3	1073	4,6	17,3	82,7	958	0,162	10,3
PL	1,9	12,2	38,2	47,7	1073	3,4	15,3	84,7	889	0,185	7,7

Nachdem die Anodenabgase zusammen mit den Kathodenabgasen in der SOFC-Abgasbrennkammer vollständig abreagiert sind, werden sie in der Turbine wieder entspannt und verrichten dabei Arbeit. Mit dieser an der Turbinenwelle abgreifbaren Arbeit wird die benötigte Leistung für die Verdichtung und die elektrische Leistung am Generator der Mikrogasturbine bereitgestellt. Nach dem Ausströmen aus der Turbine werden die entspannten Abgase erst durch den Rekuperator und anschließend durch einen zusätzlichen Wasser-Wärmetauscher geleitet. Die gesamte elektrische Leistung des gekoppelten Hybridkraftwerks setzt sich somit aus der Leistung am Turbinengenerator und an den SOFC-Elektroden zusammen.

Zielsetzung und Struktur der Arbeit

Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Entwicklung eines kompakten und effizienten Brennkammersystems für das Hybridkraftwerk, wodurch ein wesentlicher Beitrag zur Kopp lung der beiden Teilsysteme SOFC und MGT geleistet werden kann. Dies schließt sowohl die Berücksichtigung der Randbedingungen der SOFC-Abgase im Auslegungsbetrieb aus Tab. 1.1 mit ein, als auch die in den vorigen Abschnitten bereits erwähnte harte Randbedingung von maximal 50 mbar erlaubten Druckunterschieds zwischen Anode und Kathode

der SOFC. Anstatt mit elektrischen Heizern zur Reduktion der Anlagenkomplexität kann das Aufheizen des Hybridkraftwerks mit Hilfe der Brennkammer unter Verwendung von Erdgas ermöglicht werden. Dadurch erhöht sich die geforderte Brennstoffflexibilität an die zu entwickelnde Brennkammer maßgeblich.

Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit festgelegte Entwicklungsstrategie sieht zunächst vor, in einem ersten Schritt verfügbare Brennkammerkonzepte aus dem Gasturbinen- und Brennstoffzellenbereich im Rahmen einer umfangreichen Konzeptstudie zu bewerten. Des Weiteren werden auf Basis der Randbedingungen in Tab. 1.1 grundlegende 1D-Betrachtungen zur Ermittlung reaktionskinetischer Kenngrößen wie Zündverzugszeit und laminarer Flammengeschwindigkeit durchgeführt. Nach der Festlegung der vielversprechendsten Variante auf Basis der Erkenntnisse aus diesen beiden Entwicklungsteilschritten finden weitere Entwicklungsschritte statt. Nach der Auslegung der Brennkammer mittels numerischer Verbrennungssimulation wird ein Brennkammerprototyp konstruiert und in die Infrastruktur eines bestehenden atmosphärischen Brennkammerprüfstands integriert. Zusätzlich wird die Infrastruktur des Prüfstands erweitert, um die Abbildung von Brennstoffzellenabgasen zu ermöglichen. In vielseitigen Versuchen werden der Betriebsbereich der entwickelten Brennkammer unter Verwendung von SOFC-Abgasen und unterschiedlichen Eingangsparameter untersucht und vorgestellt. Darüber hinaus werden Untersuchungen zum Nachweis der geforderten Brennstoffflexibilität der SOFC-Abgasbrennkammer unter Verwendung von Erdgas als Brennstoff durchgeführt und diskutiert. Abschließend werden die in der vorliegenden Arbeit ermittelten Erkenntnisse zusammengefasst und im Kontext der ursprünglichen Forderung der Entwicklung einer brennstoffflexiblen Brennkammer für das Hybridkraftwerk diskutiert.

2 Theoretische Grundlagen reaktiver Strömungen

2.1 Verbrennung

Verbrennung ist ein chemischer Prozess zwischen einem Brennstoff und einem Oxidator, bei dem Wärme freigesetzt wird. Man unterscheidet dabei grundsätzlich zwischen vorgemischter und nicht-vorgemischter Verbrennung [249]. Entscheidend bei der Einordnung ist, ob die Mischung von Oxidator und Brennstoff und die Verbrennung gleichzeitig oder nacheinander ablaufen. Oft kommt in technisch relevanten Prozessen nur eine teilweise vorgemischte Verbrennung vor. Dabei handelt es sich um einen Übergangsbereich zwischen einer perfekt vorgemischten und nicht-vorgemischten Verbrennung. Häufiger Grund für eine teilweise vorgemischte Verbrennung ist das zur Gemischbildung notwendige Zeitfenster, das in technischen relevanten Anwendungen oft sehr stark eingeschränkt ist. Anhand des stöchiometrischen Verhältnisses des Gemisches bei einer vorgemischten Flamme wird zwischen einer fetten, stöchiometrischen und mageren Verbrennung unterschieden, wobei

$$\phi > 1 \quad \text{fett ,} \quad (2.1)$$

$$\phi = 1 \quad \text{stöchiometrisch ,} \quad (2.2)$$

$$\phi < 1 \quad \text{mager} \quad (2.3)$$

gilt. Das Äquivalenzverhältnis ϕ ist das Verhältnis aus dem Quotienten zwischen Brennstoffmassenstrom \dot{m}_{br} und Oxidatormassenstrom \dot{m}_{ox} bezogen auf das stöchiometrische Brennstoff-Oxidator-Verhältnis,

$$\phi = \frac{\dot{m}_{\text{br}}/\dot{m}_{\text{ox}}}{(\dot{m}_{\text{br}}/\dot{m}_{\text{ox}})_{\text{st}}} . \quad (2.4)$$

Während bei der nicht-vorgemischten Verbrennung [31, 167] alle stöchiometrischen Verhältnisse von reinem Oxidator zu reinem Brennstoff ($0 < \phi < \infty$) auftreten, gibt es bei der perfekt vorgemischten Verbrennung ein konstantes globales Äquivalenzverhältnis ϕ_{gl} , welches sich aus den globalen Betriebs- bzw. Verbrennungsbedingungen ergibt. Bei nicht-perfekten Vormischungen weicht das Äquivalenzverhältnis ϕ von dem globalen Wert ϕ_{gl} einer perfekten Vormischung etwas ab. Abhängig von der zugrundeliegenden Strömung

lässt sich die Verbrennung weiter in eine laminare oder turbulente Verbrennung unterteilen. Maßgebliche Größe für diese Differenzierung des Strömungszustand ist die Reynoldszahl

$$Re = \frac{\rho u l}{\mu}, \quad (2.5)$$

die das Verhältnis aus Trägheitskräften zu viskosen Kräften in einer Strömung wieder gibt. Die Variable l in Gl. (2.5) entspricht dem makroskopisches Längenmaß des Strömungsfelds oder einer charakteristischen Durchflussfläche des Brenners, u der Geschwindigkeit, ρ der Dichte und μ der dynamischen Viskosität. Eine weitere wichtige Größe ist die Machzahl

$$Ma = \frac{u}{a} \quad \text{mit} \quad a = \sqrt{\kappa \frac{R_m T}{M}}, \quad (2.6)$$

welche die Strömungsgeschwindigkeit u ins Verhältnis zur Schallgeschwindigkeit a setzt. Bei einem idealen Gas lässt sich die Schallgeschwindigkeit aus dem Adiabatenexponenten κ , der universellen Gaskonstante R_m , der Temperatur T und der molaren Masse M berechnen.

2.1.1 Turbulenztheorie

Die meisten technischen Verbrennungsprozesse finden bei turbulenten Bedingungen statt, unter welchen die Mischungsprozesse erheblich schneller ablaufen als im laminaren Fall. Daher sind im Vergleich zu laminaren Verbrennungsprozessen viel kleinere Abmessungen der Brennkammern möglich [249]. Im Allgemeinen ist Turbulenz stets ein dreidimensionales Phänomen zusammenhängender Fluidteilchen, das durch chaotische Schwankungen der Geschwindigkeit gekennzeichnet ist und gegenüber laminaren Strömungen eine höhere Diffusivität, Viskosität und Wärmeleitung aufweist. Durch Störungen in der Strömung entstehen vorwiegend große Wirbel, wobei die größte Längenskala l_t dem integralen Längenmaß, also der Abmessung der durchströmten Geometrie entspricht [191]. Diese Wirbel wechselwirken untereinander und können dabei in noch kleinere Wirbel zerfallen. Diesen Prozess, bei dem Energie von großen zu kleinen Wirbelstrukturen transferiert wird bezeichnet man auch als Energiekaskade [116]. Die Verteilung der kinetischen Energie E_k in einer turbulenten Strömung ist im turbulenten Energiespektrum in Abb. 2.1 in Abhängigkeit von der Wellenzahl k dargestellt.

Durch die Produktion großskaliger Wirbelstrukturen wird der Hauptströmung permanent Energie entzogen. Im sogenannten Trägheitsbereich, in dem die konvektiven Kräfte dominieren, zerfallen diese großskaligen Wirbel in einem kontinuierlichen Energiefluss in immer kleiner werdende Wirbelstrukturen. Sobald die Wirbel klein genug sind überwiegen die viskosen Kräfte und die kinetische Energie der Wirbel wird dissipiert. Die Größe der kleinstmöglichen Wirbelstrukturen wird durch die Kolmogorov-Skala l_k ausgedrückt. Diese ist von der kinematischen Viskosität ν des Fluids und der Dissipationsrate ϵ ab-

hängig. Die innere Energie einer turbulenten Strömung wird der Energiekaskade zufolge kontinuierlich auf Kosten der kinetischen Energie erhöht [232].

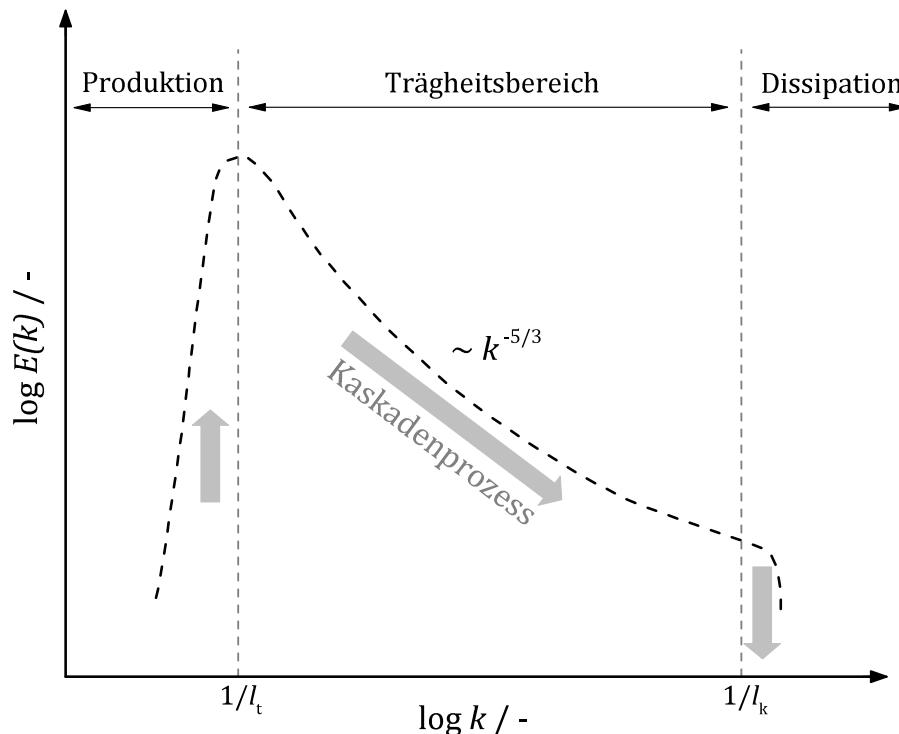


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Energiespektrums und der Energiekaskade in einer turbulenten Strömung [116].

2.1.2 Schadstoffbildung

Ein wichtiges Optimierungsziel bei der Entwicklung von Brennkamersystemen ist die Minimierung der beim Verbrennungsprozess entstehenden Schadstoffe. Neben Kohlenmonoxid (CO), unverbrannten Kohlenwasserstoffen (UHC, Unburned Hydro Carbons) und Ruß haben insbesondere die Stickoxide (NO_x) eine besondere Bedeutung bei der Betrachtung von Verbrennungsschadstoffen [249]. Da in der vorliegenden Arbeit für die Auslegung der Brennkammer Mischungen aus Wasserstoff, Kohlenmonoxid und hohen inneren Anteilen als Brenngas betrachtet werden, sind nur das Kohlenmonoxid (CO) und die Stickoxide (NO_x) von Bedeutung. Bei der Betrachtung der Schadstoffe können die unverbrannten Kohlenwasserstoffe unter Verwendung von Erdgas als Brennstoff für das An- und Abfahren des Hybridkraftwerks vernachlässigt werden, da für transiente Lastpunkte keine Emissionsgrenzwerte gelten [28].

2.1.2.1 Kohlenmonoxid (CO)

Die Toxizität des Kohlenmonoxids (CO) besteht darin, dass die Bindung an das Hämoglobin im menschlichen Blut signifikant höher ist als die von Sauerstoff. Dadurch wird der Sauerstofftransport in den Blutbahnen verhindert und bereits bei sehr geringen CO-Konzentrationen ($< 0,1\%$) besteht die Gefahr einer Erstickung [141]. Bei einer vollständigen Verbrennung liegt das Kohlenmonoxid (CO) im Abgas bei einer von Temperatur und

2. THEORETISCHE GRUNDLAGEN REAKTIVER STRÖMUNGEN

Druck abhängigen Gleichgewichtskonzentration vor. Der Verlauf dieser Gleichgewichtskonzentration ist in Abb. 2.2 in Abhängigkeit des Äquivalenzverhältnisses ϕ gegeben.

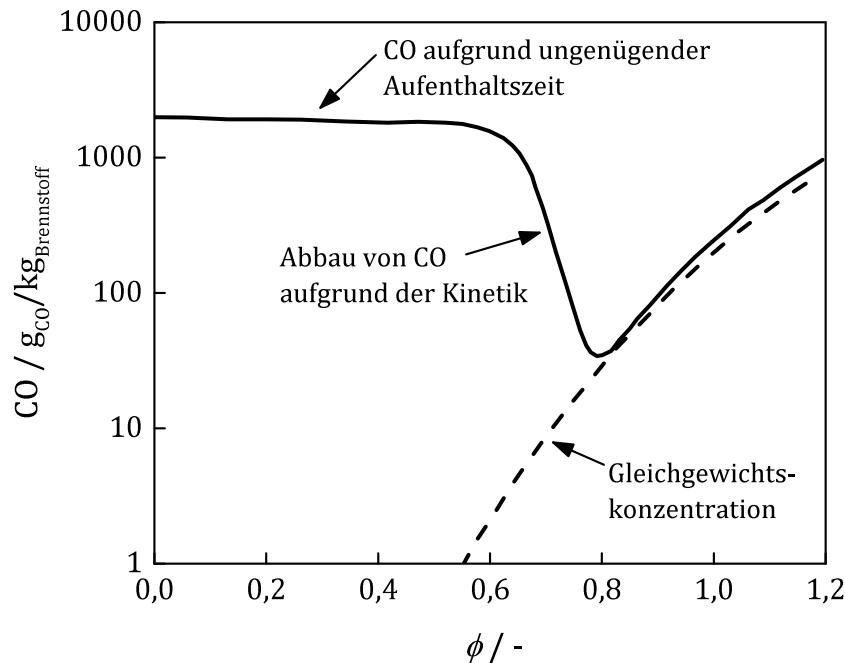


Abbildung 2.2: CO-Bildung in einer Gasturbinenbrennkammer [116, 141]

Die CO-Oxidation mit dem Hydroxylradikal OH ist durch die geschwindigkeitsbestimmende Elementarreaktion



gegeben. Da diese Reaktion kinetisch kontrolliert ist, läuft sie entsprechend langsam ab. Ihre Reaktionsgeschwindigkeit $d[\text{CO}]/dt$ steigt mit der Temperatur und dem Äquivalenzverhältnis ϕ an [116]. Bei Äquivalenzverhältnissen von $\phi > 0,8$ sind die Reaktionsgeschwindigkeiten $d[\text{CO}]/dt$ ausreichend hoch, sodass die CO-Emissionen am Austritt einer Brennkammer ungefähr der Gleichgewichtskonzentration entspricht [116]. Die Gleichgewichtskonzentration sinkt gemäß Abb. 2.2 mit sinkendem Äquivalenzverhältnis ϕ [116]. Aufgrund eines limitierten Bauraumes der Brennkammer und somit begrenzten Aufenthaltszeiten oder aufgrund zu kalter Stellen in der Brennkammer wie z.B. in der Nähe der Sekundärlufeindüsung, kommt es bei weiterer Abmagerung zu einem Anstieg der CO-Emissionen. Dieser Anstieg beruht auf der unvollständigen Konvertierung des CO, also auf einem thermodynamischen Ungleichgewicht, das sich auf niedrige Reaktionsraten in Kombination mit der zur Verfügung stehenden Reaktionszeit zurückführen lässt und am Brennkammeraustritt messbar ist. Da die weitere Konvertierung des hochtoxischen Kohlenmonoxid unter Umgebungsbedingungen in sein Gleichgewicht zwar stattfindet, aber eine erhebliche Zeit in Anspruch nimmt, sind die am Brennkammeraustritt gemessenen CO-Emissionen maßgeblich.

2.1.2.2 Stickoxid-Bildung (NO_x)

Die Stickoxide NO und NO_2 begünstigen zum Einen die Bildung umwelt- und gesundheitsschädlichen Ozons in der Troposphäre, weshalb in diesem Zusammenhang auch von photochemischem Smog gesprochen wird [213]. Zum Anderen tragen diese Stickoxide in der höherliegenden Stratosphäre zum Abbau der dort gewünschten Ozonschicht bei [114]. Aus diesen Gründen kommen den Stickoxiden eine besondere Bedeutung als Schadstoffe bei der Verbrennung zu [249]. Unter Verwendung von Synthesegas und Erdgas als Brennstoffe sind in der vorliegenden Arbeit für die Stickoxid-Bildung drei verschiedene Entstehungspfade relevant. Die wichtigsten Bildungspfade, absteigend sortiert nach ihrer Relevanz, sind das thermische NO, das prompte NO und das über den Distickstoffoxid N_2O -Mechanismus erzeugte NO [249]. Die bei vielen Festbrennstoffen ebenfalls zu berücksichtigende Konversion von brennstoffgebundenem Stickstoff zu NO kann in dieser Arbeit vernachlässigt werden, da nur gasförmige Brennstoffe betrachtet werden.

Thermisches NO (Zeldovich-NO)

Die Entstehung des sogenannten Zeldovich-NO [263] wird durch die Elementarreaktionen



beschrieben [13]. Da die Aktivierungsenergie der ersten Reaktion in Gl. 2.8 wegen der starken N_2 -Dreifachbindung sehr hoch ist, läuft sie erst bei sehr hohen Temperaturen ausreichend schnell ab [249]. Das hierbei entstehende Zeldovich-NO wird deshalb auch als thermisches NO bezeichnet. Die Elementarreaktion aus Gl. 2.8 ist mit einer relativ geringen Reaktionsgeschwindigkeit der geschwindigkeitsbestimmende Schritt der thermischen Stickoxidbildung [116]. Die Bildungsrate des thermischen NO lässt sich durch Aufstellen des Zeitgesetzes für die Elementarreaktionen 2.8-2.10 und einer quasistationären Betrachtung der atomaren Stickstoffkonzentration $[\text{N}]$ mit dem einfachen Zusammenhang

$$\frac{d[\text{NO}]}{dt} = 2 k_1 [\text{O}][\text{N}_2] \quad (2.11)$$

ausdrücken. Aus Gl. 2.11 geht hervor, dass für die Minimierung des thermischen NO genau vier Möglichkeiten bestehen. Erstens kann durch eine Verringerung der Temperatur der maßgebliche Geschwindigkeitskoeffizient k_1 herabgesetzt werden. Zwei weitere Möglichkeiten bestehen in der Absenkung der atomaren Sauerstoff- oder der molekularen Stickstoffkonzentration. Die atomare Sauerstoffkonzentration könnte beispielsweise durch eine externe oder interne Abgasrezirkulation abgesenkt werden, bei welcher die Reduktion

2. THEORETISCHE GRUNDLAGEN REAKTIVER STRÖMUNGEN

der molekularen Sauerstoffkonzentration zum gewünschten Effekt beiträgt. Eine Reduktion der Stickstoffkonzentration lässt sich dagegen durch Verwendung von reinem Sauerstoff als Oxidator erreichen, was sich jedoch bei luftatmenden Verbrennungskonzepten nicht umsetzen lässt. Die einzige neben der Temperatur- und Abgasrezirkulation noch verbleibende Möglichkeit zur Reduktion der thermischen Stickoxidemissionen ist nach Gl. 2.11 die Reduktion der Zeitspanne dt , also der Aufenthaltszeit die zur Bildung des thermischen NO zur Verfügung steht.

Promptes NO (**Fenimore-NO**)

Bei der Verbrennung von Kohlenwasserstoffen unter brennstoffreichen Bedingungen tritt in der Reaktionszone eine erhöhte Konzentration an CH-Radikalen auf [116]. Diese CH-Radikale spalten den vorhandenen Luftstickstoff auf und kombinieren mit den resultierenden N-Atomen zu Blausäure (HCN), die wiederum über mehrere Reaktionsschritte zu NO weiterreagiert [60]. Die notwendige Zeit dieses nach Fenimore benannten Bildungs-Mechanismus ist um Größenordnungen kleiner als die Zeitskalen der zugrundeliegenden turbulenten Mischung [116]. Daher wird das Fenimore-NO auch als promptes NO bezeichnet. Für die in dieser Arbeit betrachteten Bedingungen spielt dieser Reaktionspfad jedoch keine Rolle, da er nur unter brennstoffreichen Bedingungen und bei Kohlenwasserstoffen als Brennstoff relevant ist.

Über Distickstoffoxid (N_2O) erzeugtes NO

Beim sogenannten Distickstoffoxid-Mechanismus



reagiert molekularer Sauerstoff und atomarer Sauerstoff zusammen mit einem inerten Stoßpartner M zum Distickstoffoxid [116]. Diese Reaktion in Gl. 2.12 tritt verstärkt bei höheren Drücken auf, da es sich um eine Stoßreaktion handelt und zum Anderen die Anzahl der resultierenden Moleküle reduziert wird [255]. In einer Folgereaktion mit O-Atomen



reagiert das N_2O zu NO [155]. Dieser Bildungsmechanismus spielt insbesondere bei mageren Bedingungen und niedrigen Temperaturen eine wichtige Rolle. Unter solchen Bedingungen tragen die in den vorigen Abschnitten eingeführten Zeldovich- und Fenimore-Mechanismen nur sehr wenig zur Bildung des NO bei [116]. Daraus folgt, dass in Gasturbinenbrennkammern mit hohen Drücken und einer sehr mageren Vormischung dieser Distickstoffoxid-Mechanismus die Bildung von NO dominiert.

2.1.2.3 Emissionsarmer Betriebsbereich

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass bei der Optimierung der Stickoxid- und Kohlenmonoxidemissionen ein Zielkonflikt entsteht. Abbildung 2.3 zeigt die entgegengesetzte Abhängigkeit beider Emissionswerte von der adiabatischen Flammtemperatur (siehe Kap. 2.1.3) für eine reale Gasturbinenbrennkammer. Während für niedrige CO-Emissionen eine höhere adiabatische Temperatur notwendig wäre sind niedrigere Temperaturen günstiger für geringe NO_x-Emissionen. Der optimale Bereich für einen emissionsarmen Betrieb einer Brennkammer hinsichtlich beider Schadstoffe (CO, NO_x) lässt sich, Abb. 2.3 zufolge, auf ein Temperaturfenster von etwa 1700 K bis 1900 K festlegen [141].

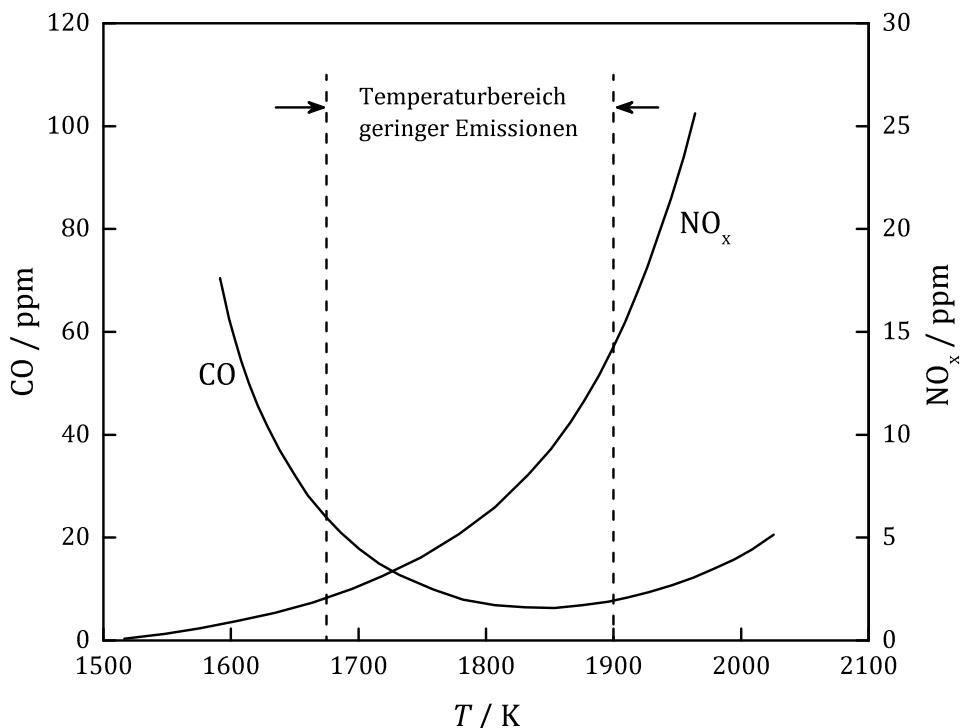


Abbildung 2.3: Abhängigkeit der CO- und NO_x-Emissionen von der adiabatischen Verbrennungstemperatur [141]

2.1.3 Relevante Phänomene für die Auslegung von Brennkammern

In der Konzeptphase zur Entwicklung einer Brennkammer sollte ein besonderes Augenmerk auf bestimmte Phänomene in der Verbrennung gelegt werden. Dazu gehört die frühzeitige Betrachtung der zu erwartenden adiabatischen Flammtemperaturen und der Gefahr von Flammenrückschlag und Selbstzündung bei vorgemischten Verbrennungskonzepten. Im Rahmen einer Entwicklung kann so die Evaluation verschiedener Konzepte mit einfachen Mitteln frühzeitig unterstützt werden (siehe auch Kap. 3.2).

Adiabate Flammtemperatur

Die Berechnung der adiabatischen Flammtemperatur ist eine Methode zur Abschätzung der möglichen Flammtemperaturen innerhalb einer Brennkammer [249]. Dabei

werden nur wenige stabile Reaktionsprodukte und nur vollständige Reaktionen betrachtet. Eine Dissoziation der Reaktionsprodukte sowie Schadstoffe werden also nicht explizit berücksichtigt. Üblicherweise werden für einen bestimmten Brennstoff und Oxidator die adiabatischen Flammentemperaturen bei verschiedenen Äquivalenzverhältnissen berechnet. Mit der Temperaturabhängigkeit der molaren Enthalpie

$$H_{m,\alpha}(T) = H_{m,f,\alpha}^0 + \int_{T_0}^T C_{m,p,\alpha}(\vartheta) d\vartheta \quad (2.14)$$

lässt sich bei isobaren Prozessen und dem dann gültigen Zusammenhang zwischen der Enthalpie und dem Energieaustausch $\partial Q = 0 = \Delta H$ die adiabatische FlammenTemperatur T_{ad} mit

$$0 = \sum_{\alpha=1}^{N_k} \nu''_{\alpha} H''_{m,\alpha}(T_{ad}) - \sum_{\alpha=1}^{N_k} \nu'_{\alpha} H'_{m,\alpha}(T_1) \quad (2.15)$$

berechnen. Neben der Standardbildungsenthalpie $H_{m,f,\alpha}^0$ der betrachteten Spezies α (mit $\alpha = 1, 2, \dots, N_k$) in Gl. 2.14 ist hierfür auch die Kenntnis der temperaturabhängigen, molaren Wärmekapazität $C_{m,p,\alpha}(\vartheta)$ der jeweiligen Spezies erforderlich. Die Temperatur T_1 in Gl. 2.15 steht dabei für die Temperatur der Ausgangsstoffe vor der Reaktion des betrachteten Gemisches. Die Stöchiometriekoeffizienten für die Produktspezies ν'' und für die Eduktspezies ν' in Gl. 2.15 stammen aus der für die Berechnung betrachteten Reaktionsgleichung, wie z.B. $\text{CH}_4 + 2 \text{O}_2 \rightarrow \text{CO}_2 + 2 \text{H}_2\text{O}$. In Anbetracht der Grenztemperatur aus Kap. 2.1.2, oberhalb derer die Bildungsrate thermischen Stickoxids signifikant ansteigt, kann mit Hilfe des absoluten Betrages und des Verlaufs der adiabatischen FlammenTemperatur über dem Äquivalenzverhältnis ϕ eine Aussage über die zu bevorzugende Gemischbildung (vorgemischt/nicht-vorgemischt) in einer Brennkammer getroffen werden. Darüber hinaus lässt sich anhand der berechneten adiabatischen FlammenTemperaturen die thermische Bauteilbelastung in der Brennkammer abschätzen.

Flammenrückschlag

Unter Flammenrückschlag versteht man das ungewollte Zurückzünden der Flamme aus der vorgesehenen Verbrennungszone in den Bereich, in dem bei vorgemischten Verbrennungskonzepten die Gemischbildung stattfindet. Die Gefahr eines Flammenrückschlags besteht in der Beschädigung von Bauteilen wie z.B. dem Brennstoff-Injektor und somit zum Funktionsausfall der gesamten Brennkammer. In der Literatur werden vorwiegend drei verschiedene Mechanismen für Flammenrückschlag erwähnt, wobei für drall-stabilisierte Brennkammern von einem vierten, dort maßgeblichen Mechanismus berichtet wird [32, 57, 102, 119].

- 1. Turbulenter Flammenfortschritt:** Unter Flammenrückschlag innerhalb einer turbulenten Kernströmung eines Brennstoff-Luft-Gemisches versteht man den Fortschritt einer Flamme in entgegengesetzter Strömungsrichtung. Dies geschieht ge-

nau dann, wenn die laminare oder turbulente Flammengeschwindigkeiten größer als die lokalen Strömungsgeschwindigkeiten selbst sind [119, 147]. Da die Strömungsgeschwindigkeiten bei gewöhnlichen Gasturbinenbrennkammern in der Regel sehr hoch sind, spielt diese Art des Flammenrückschlags meist nur eine untergeordnete Rolle [102].

2. **Flammenrückschlag durch Thermo-Akustik:** Durch Thermo-Akustische Verbrennungsinstabilitäten können Geschwindigkeitsschwankungen in Größenordnung der Hauptströmung verursacht werden [102]. Die Konsequenz der periodisch stagnierenden Hauptströmung ist ein Flammenrückschlag, der entweder oszillierend mit der thermo-akustischen Frequenz auftritt oder zu einer dauerhaften Stabilisierung der Flamme an einer anderen Stelle stromaufwärts der Brennkammer führt [134].
3. **Flammenfortschritt in der Grenzschicht:** Da die Strömungsgeschwindigkeit direkt an einer Wand zwangsläufig gegen null gehen muss, besteht in dieser Grenzschicht die Gefahr eines Flammenrückschlags [134]. Man spricht dann vom sogenannten Grenzschicht-induziertem Flammenrückschlag [57, 84]. Bis vor wenigen Jahren wurde bei dieser Art des Flammenfortschritts noch davon ausgegangen, dass es sich hierbei ausschließlich um ein Phänomen handelt, dass auf dem Gleichgewicht zwischen der Strömungsgeschwindigkeit in der Grenzschicht und der lokalen Flammengeschwindigkeit beruht. Mit anderen Worten, bei der Unterschreitung eines kritischen Geschwindigkeitsgradienten an der Wand findet Flammenrückschlag statt. Eichler und Sattelmayer stellten hierzu die Vermutung auf, dass durch die Vernachlässigung der Auswirkungen einer Flamme auf das stromaufwärts anströmende Gemisch nicht alle relevanten, physikalischen Prozesse berücksichtigt werden [58]. Demnach wird durch den Druckanstieg vor einer Flamme und dem geringen Impuls in der Grenzschicht ein kleines Rückströmgebiet erzeugt, was eine stromaufwärts gerichtete Flammenausbreitung entlang der Grenzschicht begünstigt.
4. **Verbrennungsinduzierter Wirbelzerfall:** Bei drall-stabilisierten Brennkammern tritt ein vierter Mechanismus für Flammenrückschlag auf, der unabhängig vom jeweiligen Brennkammerdesign ist [73, 129]. Dieser Typ von Flammenrückschlag ist bei drall-stabilisierten Brennkammern dominierend. Als treibender Mechanismus gilt hierbei ein negativer Gradient der azimutalen Wirbelstärke der verdrallten Strömung, woraus ein in Axialrichtung negatives Moment auf den Rückströmbereich ausgeübt und dieser somit stromaufwärts transportiert wird [32]. Diese azimutale Wirbelstärke (engl.: *azimuthal vorticity*) ist bei verdrallten Strömungen ein Maß für die Stabilität des Strömungsfelds [32]. Analog zum grenzschichtinduzierten Flammenrückschlag folgt die Flamme dann dem stromaufwärts transportierten Wirbel. Fritz et al. [73] haben schon früh erkannt, dass sich ab einer kritischen Drallzahl das Rückströmgebiet einer nicht-reagierenden Strömung stromaufwärts ausdehnen

2. THEORETISCHE GRUNDLAGEN REAKTIVER STRÖMUNGEN

kann. Da sie feststellten, dass dieser Effekt bei optimalen Drallzahlen trotzdem durch eine chemische Reaktion hervorgerufen werden kann, spricht man hierbei auch von Verbrennungs-induziertem Wirbelzerfall (engl.: *Combustion Induced Vortex Breakdown* [146]). Dieses Phänomen tritt sowohl bei Anreicherung der Gemischzusammensetzung als auch bei Zugabe von Wasserstoff bei drall-stabilisierten Brennkammern verstärkt in Erscheinung [32].

In der vorliegenden Arbeit wird im Rahmen der Brennkammer-Entwicklung in Kap. 3 der Flammenrückschlag aufgrund turbulenten Flammenfortschritts betrachtet. Flammenrückschlag in der Grenzschicht oder aufgrund thermo-akustischer Phänomene wird in dieser Arbeit vernachlässigt. Selbst die Betrachtung des turbulenten Flammenfortschritts ist nur eine sehr grobe Minimal-Abschätzung, da laminare Flammengeschwindigkeiten aus chemisch-kinetischen Berechnungen als Bewertungsgrundlage eines turbulenten Prozesses verwendet werden (siehe Kap. 3.2.1.2). Trotzdem liefert diese Abschätzung wichtige Hinweise über die mindestens einzuhaltenen Strömungsgeschwindigkeiten auf Basis dieser laminaren Flammengeschwindigkeiten. In Abb. 2.4 sind die laminaren Flammengeschwindigkeiten verschiedener Brennstoffe über dem Verbrennungsluftverhältnis λ gegeben.

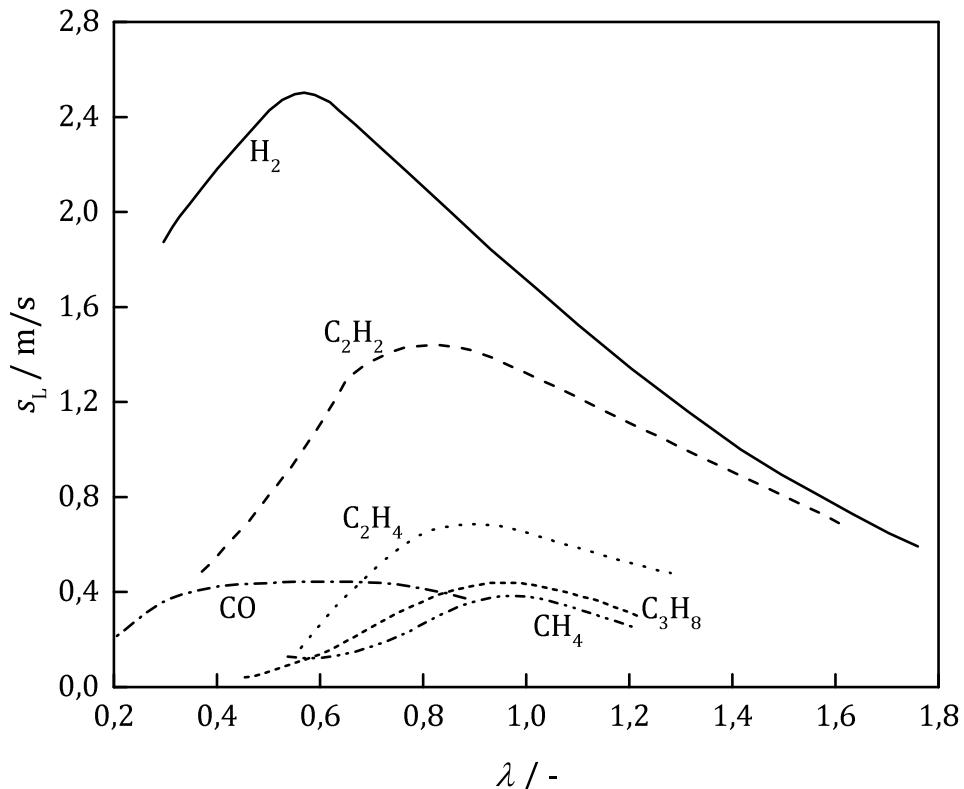


Abbildung 2.4: Flammengeschwindigkeiten verschiedener Brennstoffe in Mischung mit Luft bei Umgebungsbedingungen [117].

Daraus geht hervor, dass Wasserstoff im Vergleich zu Methan einen erheblichen Einfluss auf die maximalen laminaren Flammengeschwindigkeiten hat, weshalb im Zuge der Brennkammerentwicklung in Kap. 3.2.1.2 ein besonderes Augenmerk auf die in dieser Arbeit vorliegenden Brennstoffe mit Wasserstoffanteilen gelegt wird.

Selbstzündung

Unter Zündung wird allgemein der Übergang eines nicht oder nur langsam, reagierenden Brennstoff-Luft-Gemisches in eine sich selbst erhaltende Verbrennung verstanden [253]. Ein Zündfunke oder eine heiße Oberfläche als Energiequelle ist eine externe Möglichkeit, Zündung zu verursachen. Diese Art der Zündung wird daher auch als Fremdzündung oder induzierte Zündung bezeichnet [116]. Damit eine sogenannte spontane Zündung oder Selbstzündung ohne explizite Zündquelle stattfinden kann, muss ein zündfähiges Brennstoff-Luft-Gemisch bei Temperaturen höher als der Selbstzündtemperatur vorliegen [80]. Bei dieser Selbstzündung lässt sich eine sogenannte Induktionszeit τ_{ign} beobachten, die der tatsächlichen Zündung im Sinne von Brennstoffumsatz vorausgeht. Diese sogenannte Zündverzugszeit τ_{ign} ist ein charakteristisches Phänomen bei chemischen Reaktionen. Hierbei läuft eine Vielzahl von Elementarreaktionen ab, die jeweils einem sogenannten Radikalketten-Mechanismus zuordenbar sind [249]. Man unterscheidet bei den Kettenmechanismen zwischen Ketteneinleitung, Kettenverzweigung, Kettenfortpflanzung und Kettenabbruch. Diese Mechanismen ergeben in ihrer Gesamtheit einen sogenannten Reaktionsmechanismus. Im Folgenden werden die einzelnen Radikalkettenmechanismen am Wasserstoff-Sauerstoff-Systems erklärt. Zu Beginn einer Reaktion stehen nur die Ausgangsstoffe H₂ und O₂ zur Verfügung. Bei der sogenannten Ketteneinleitung



werden aus den stabilen Edukten H₂ und O₂ die reaktiven Spezies HO₂ und H gebildet [249]. Bei den Kettenverzweigungen der beiden Gleichungen 2.17 und 2.18 werden aus einem reaktiven und einem stabilen Molekül jeweils zwei reaktive Moleküle gebildet [249],



Beim Wasserstoffsystem wird ein reaktives H-Teilchen durch die beiden Verzweigungs-Reaktionen in Gl. 2.17 und Gl. 2.18 unter Bildung von zwei OH-Radikalen transferiert. Die Kettenverzweigung in Gl. 2.17 läuft bei niedrigen Temperaturen zwar nur sehr langsam ab, da sie endotherm ist, stellt jedoch gleichzeitig eine der wichtigsten Elementarreaktionen in der Verbrennung überhaupt dar [104, 161, 201, 250]. Dagegen zeichnet sich die sogenannte Kettenfortpflanzung



dadurch aus, dass ein reaktives Teilchen (OH) mit einem stabilen Molekül unter Bildung eines anderen reaktiven Teilchens reagiert (H) [249]. Die Gesamtsumme an reaktiven Teilchen, auch Radikalen genannt, bleibt über diese Art von Reaktionen konstant. Die aus

2. THEORETISCHE GRUNDLAGEN REAKTIVER STRÖMUNGEN

den vorangegangenen Kettenverzweigungen entstandenen OH-Radikale werden über diese Kettenfortpflanzung in Gl. 2.19 ebenfalls zu H-Radikalen umgewandelt. In Summe führen die Kettenverzweigung und die Kettenfortpflanzung zu einem Anstieg der H-Radikale. Die geschwindigkeitsbestimmende Reaktion ist dabei Gl. 2.17, deren Edukte im Wasserstoffsystem zusammen mit einem neutralen Stoßpartner M auch die trimolekulare Stoßreaktion



bilden. Diese Reaktion in Gl. 2.20 wird als Kettenabbruch bezeichnet, da die reaktive Spezies H unter Bildung des Moleküls HO_2 verbraucht wird. Hierbei steht der neutrale Stoßpartner M für einen beliebigen Molekül im Reaktionssystem, das als Kollisionspartner zur Verfügung steht. Das HO_2 ist zwar kein stabiles Molekül, was der Definition eines Kettenabbruchs nach Warnatz entspräche [249], aber die Reaktivität ist weitaus geringer, als die eines H-Atoms. Durch dieses Puffern reaktiver H-Radikale wird die Zündverzugszeit erhöht. Bei ansteigendem Druck unter ansonsten gleichen thermodynamischen Verhältnissen nimmt die Reaktivität des Wasserstoffsystems aufgrund der druckabhängigen Abbruchreaktion in Gl. 2.20 ab. Darüber hinaus wird das HO_2 -Radikal teilweise in H_2O_2 umgewandelt. Die thermisch instabilen HO_2^- und H_2O_2 -Moleküle zersetzen sich bei leichten Änderungen der Randbedingungen sehr schnell zu H- und OH-Radikalen und zünden schließlich die Mischung [139]. Demzufolge sollte zur Beschreibung von Selbstzündprozessen mittels Reaktionsmechanismen das Wasserstoffperoxid-Molekül H_2O_2 unbedingt berücksichtigt werden [215].

Die Definition der Zündverzugszeit hängt davon ab, welches Kriterium zur Bestimmung einer Zündung verwendet wird. Übliche Kriterien sind die Zeit bis zur maximalen Konzentration an elektronisch angeregten OH^* - oder CH^* -Radikalen (siehe auch Kap. 2.4) oder die Zeit mit dem größten Temperaturgradienten. In dieser Arbeit wird die Zeit bis zur höchsten OH^* -Radikalkonzentration als Definition für die Zündverzugszeit verwendet.

Im Allgemeinen hängt die Zündverzugszeit τ_{ign} stark von der Temperatur ab. Bei Kohlenwasserstoffsystemen nimmt die Zündverzugszeit τ_{ign} mit zunehmender Temperatur näherungsweise exponentiell ab. Darüber hinaus skaliert die Druckabhängigkeit der Zündverzugszeit in Kohlenwasserstoffsystemen mit $\tau_{ign} \sim p^{-n}$ und $0 < n < 1$ reziproks proportional zum Druck, was jedoch nicht für Wasserstoff-dominierte Reaktionssysteme zutrifft. Hier ist die Zündverzugszeit $\tau_{ign}(T, p, X)$ eine kompliziertere Funktion von Temperatur T , Druck p und Gemischzusammensetzung X . Dieser Effekt ist in Abb. 2.5 zu sehen.

Die Darstellung in Abb. 2.5 enthält Berechnungen und Messungen zur Zündverzugszeit bei Drücken von etwa 1, 4 und 16 bar für ein stöchiometrisches Gemisch aus Wasserstoff und Sauerstoff, das mit einem Faktor von 1:5 mit Argon verdünnt ist [98]. Die Quadrate repräsentieren die gemessenen Zündverzugszeiten bei 16 bar, die Kreise die bei 4 bar und die Dreiecke diejenigen bei Atmosphärendruck. Die Linien repräsentieren Simu-

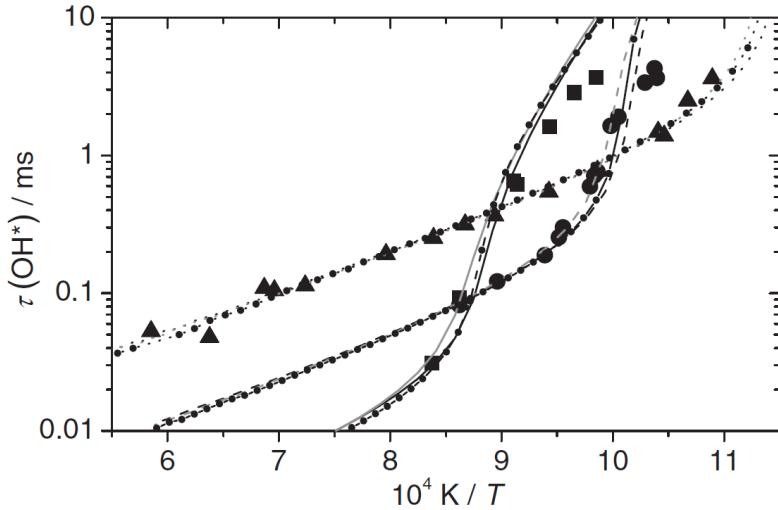


Abbildung 2.5: Gemessene und berechnete Zündverzugszeiten τ_{ign} für $H_2/O_2/Ar$ ($\phi = 1$; Verdünnung 1:5) bei Drücken von ca. 1 bar (Dreiecke), 4 bar (Kreise) und 16 bar (Quadrate) [98].

lationsergebnisse verschiedener detaillierter kinetischer Reaktionsmechanismen wie z.B. der Mechanismus von Li et al. [143], der dieses komplizierte Verhalten des Wasserstoff-Sauerstoff-Systems über den Druck sehr gut wiedergeben kann [98].

2.2 Bilanzgleichungen reaktiver Strömungen

Mit dem fundamentalen Erhaltungsprinzip der klassischen Physik lässt sich ein gekoppeltes System partieller Differentialgleichungen zur Beschreibung des Transports der Gesamtmasse, des Impuls und der Energie herleiten [17, 101, 131, 242]. Voraussetzung für die Gültigkeit dieser kontinuumsmechanischen Bilanzierung sind kleine Mach-Zahlen bei gleichzeitig großen Reynolds-Zahlen und richtungsunabhängige Stoffeigenschaften. Des Weiteren werden Zusammenhänge molekular bedingter Transportprozesse für Impuls, Wärme und Diffusion benötigt. Die jeweiligen Zusammenhänge sind in der folgenden Vorstellung der Bilanzgleichungen erläutert. Unter der Voraussetzung thermodynamischen Gleichgewichts und der, bei den meisten Verbrennungsprozessen zulässigen, Vernachlässigung zwischenmolekularer Kräfte, kann die thermodynamische Zustandsgleichung verwendet werden. Dabei gilt für den Zusammenhang der physikalischen Größen Dichte ρ , Temperatur T und Druck p eines Stoffgemisches mit N_k verschiedenen Komponenten

$$p = \rho R_m T \sum_{\alpha=1}^{N_k} \frac{Y_\alpha}{M_\alpha}. \quad (2.21)$$

Die weiteren Größen in Gl. 2.21 stehen für die allgemeine Gaskonstante R_m , die molare Masse M_α und den Massenanteil Y_α der jeweiligen Spezies α . Die im Folgenden erläuterten Bilanzgleichungen sind unter Verwendung der Einstein'schen Summenkonvention ($i, j = 1, 2, 3$) und konservativ formuliert, in Tensor-Schreibweise und mit kartesischen Koordinaten angeben [75, 177].

2.2.1 Massenerhaltung

In der Erhaltungsgleichung der Gesamtmasse kommt kein Quellterm vor, da Masse weder erzeugt noch vernichtet werden kann, und es gilt

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0. \quad (2.22)$$

Um die Vielzahl an verschiedenen Spezies zu berücksichtigen, die bei einem Verbrennungsprozess von Bedeutung sind, wird aus der Massenerhaltung in Gl. 2.22 und der Normierungsbedingung

$$\sum_{\alpha=1}^{N_k} Y_\alpha = 1 \quad (2.23)$$

die Bilanzierung der Komponentenmassen abgeleitet [75].

2.2.2 Transport der Komponentenmassen

Mit der aus den Gln. 2.22 und 2.23 resultierenden Spezies-Transportgleichung eines Gemisches aus N_k verschiedenen Spezies und $\alpha = 1, 2, \dots, N_{k-1}$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho Y_\alpha) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i Y_\alpha) + \frac{\partial j_{\alpha i}}{\partial x_i} = S_\alpha \quad (2.24)$$

lassen sich die Massenanteile Y_α einer Komponente α berechnen. Dabei werden in Gl. 2.24 lediglich N_{k-1} Komponenten berücksichtigt, wobei die fehlende Spezies N_k über die Summenbildung gemäß Gl. 2.23 berechnet wird. So wirken sich numerisch bedingte Fehler aus der Berechnung der jeweiligen Speziesanteile weniger stark auf die gesamte numerische Berechnung aus [75]. Die Änderungen in den Massenanteilen aufgrund der chemischen Reaktion kommen durch den Quellterm S_α zum Ausdruck. Die Bedeutung dieses Quellterms für die Simulation von Verbrennungsvorgängen wird in Kap. 2.3.3 näher erläutert. Bei einem Gemisch, das aus mehreren Komponenten besteht, tritt zusätzlich ein Diffusionsmassenfluss $j_{\alpha i}$ auf. Dieser setzt sich aus Diffusion aufgrund von Konzentrations-, Temperatur- und Druckgradienten sowie Massenkräften einzelner Komponenten zusammen [17]. Das Fick'sche Gesetz [61]

$$j_{\alpha i} = -\rho D_\alpha \frac{\partial Y_\alpha}{\partial x_i} \quad (2.25)$$

stellt mit Hilfe eines Gradienten-Diffusions-Ansatzes eine vereinfachte Approximation dieses molekularen Stofftransports dar. Der Diffusionsmassenfluss einer chemischen Spezies α mit deren Diffusionskoeffizienten D_α als Proportionalitätsfaktor wird auf den Gradienten des Stofffeldes $\partial Y_\alpha / \partial x_i$ der zugrundeliegenden Strömung bezogen. Die vernachlässigten Beiträge aus der Druck- und Massenkraftdiffusion spielen in Verbrennungsvorgängen ohnehin eine untergeordnete Rolle [75]. Die Thermodiffusion (Soret-Effekt) lässt sich zwar auch durch einen einfachen Zusammenhang approximieren, wird jedoch

ebenfalls vernachlässigt, da sie nur bei sehr geringen Temperaturen oder sehr großen Temperaturgradienten an Bedeutung gewinnt [75].

2.2.3 Impulserhaltung

Die Änderung des Impulses mit der Zeit ist nach dem zweiten Newton'schen Axiom gleich der auf einen Körper von außen wirkenden Kraft. Das dritte Newton'sche Axiom besagt, dass die Vektorsumme aller im System auftretenden Kräfte und somit auch die Änderung des Gesamtimpulses gleich Null ist, wenn keine äußeren Kräfte f_i wie z.B. die Gravitation wirken. Die sogenannte Impulserhaltung

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial p}{\partial x_i} = \rho f_i \quad (2.26)$$

folgt direkt aus der kontinuumsmechanischen Anwendung beider Newton'schen Axiome. Bei einem sogenannten Newton'schen Fluid stehen die Elemente des viskosen Schubspannungstensors τ_{ij} mit

$$\tau_{ij} = 2\mu S - \delta_{ij} \frac{2}{3}\mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \quad \text{und} \quad S = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.27)$$

in einem linearen Zusammenhang zum Gradienten des Strömungsfeldes, der auch Scherung genannt wird [101]. Dieser Schubspannungstensor τ_{ij} setzt sich aus der dynamischen Viskosität μ , dem Verzerrungsgeschwindigkeitstensor S und der Divergenz der Geschwindigkeit u_k zusammen. Für den zweiten Term des Schubspannungstensors in Gl. 2.27 mit dem Kronecker-Delta δ_{ij} , wird die sogenannte Stokes-Beziehung [101]

$$2\mu + 3\mu_V = 0 \quad (2.28)$$

verwendet. Auf Grundlage der linearen Elastizitätstheorie von Navier stellt die Stokes-Beziehung den Zusammenhang zwischen der dynamischen Viskosität μ und der Volumenviskosität μ_V her. Die Impulserhaltungsgleichung wird daher auch als Navier-Stokes-Gleichung bezeichnet. Bei einer reinen Verdichtung oder Entspannung eines Fluids ist diese Volumenviskosität μ_V die physikalische Ursache einer in allen Richtungen wirkenden Normalspannung. Bei inkompressibler Betrachtung eines Fluids kann diese Volumenviskosität vernachlässigt werden und der viskose Schubspannungstensor vereinfacht sich zu

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (2.29)$$

2.2.4 Energieerhaltung

Der erste Hauptsatz der Thermodynamik besagt, dass die innere Energie eines geschlossenen Systems ohne äußere Einwirkungen konstant ist. Die daraus abgeleitete Transportgleichung der extensiven Zustandsgröße für die innere Energie E lautet

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i E) + \frac{\partial}{\partial x_i}(u_i p) - \frac{\partial}{\partial x_i}(u_j \tau_{ji}) + \frac{\partial q_i}{\partial x_i} = \rho u_i f_i + S_r. \quad (2.30)$$

Der Term $\rho u_i f_i$ in Gl. 2.30 steht für die äußere Einwirkung aufgrund externer Volumenkräfte wie z.B. der Gravitation, die in der vorliegenden Arbeit vernachlässigt wird [75]. Der Quellterm S_r in der Energiegleichung repräsentiert den Einfluss der Strahlung auf die innere Energie des betrachteten Systems. Vernachlässigt man aufgrund niedriger Machzahlen den Anteil an kinetischer Energie an der gesamten inneren Energie $E = e + u_i^2/2$ und verwendet die Definition der thermischen spezifischen Enthalpie $h = e + p/\rho$, dann ergibt sich die Energiegleichung zu

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i h) - \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial q_i}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_i}(u_j \tau_{ji}) = S_r, \quad (2.31)$$

wobei sich die thermische spezifischen Enthalpie h aus den Beiträgen der einzelnen Komponenten

$$h = \sum_{\alpha=1}^{N_k} Y_{\alpha} h_{\alpha} \quad (2.32)$$

zusammensetzt. Bei niedrigen Machzahlen treten keine großen Druckschwankungen auf, weshalb der Druck als konstant angesehen werden kann. Unter dieser Voraussetzung verschwinden in der Gl. 2.31 der Druckterm $\partial p / \partial t$ und die durch Reibung verrichtete Arbeit $\partial(u_j \tau_{ji}) / \partial x_i$ [144]. Vernachlässigt man zusätzlich noch die Wärmestrahlung S_r folgt für die vereinfachte Energiegleichung

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i h) + \frac{\partial q_i}{\partial x_i} = 0. \quad (2.33)$$

Zur Berechnung der Energiestromdichte q_i werden die Fourier'sche Wärmeleitung [66] aufgrund des Gradienten im Temperaturfeld und die Diffusionswärmeleitung (Dufour-Effekt) [249] aufgrund des Konzentrationsgradienten über den Zusammenhang

$$q_i = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} + \sum_{\alpha=1}^{N_k} h_{\alpha} j_{\alpha i} \quad (2.34)$$

berücksichtigt. Führt man die Prandtl-Zahl $Pr = \mu c_p / \lambda$ und die Schmidt-Zahl $Sc = \mu / (\rho D)$ ein und vernachlässigt die differentielle Diffusion ($D_{\alpha} = D$) lässt sich Gl. 2.34 mit einem Ansatz vereinfachen, der auf Gradienten der spezifischen Enthalpie beruht [75]. Zusammen mit der Formulierung für den Diffusionsmassenfluss $j_{\alpha i}$ aus Gl. 2.25 ergibt sich

$$q_i = -\frac{\mu}{Pr} \frac{\partial h}{\partial x_i} + \left(\frac{\mu}{Pr} - \frac{\mu}{Sc} \right) \sum_{\alpha=1}^{N_k} h_{\alpha} \frac{\partial Y_{\alpha}}{\partial x_i}. \quad (2.35)$$

Setzt man nun mit Hilfe der Lewis-Zahl $Le = Sc/Pr$ das Verhältnis aus Wärmelei-

tung zu Diffusion auf $Le = 1$, verschwindet der zweite Term in der Berechnung der Energiestromdichte q_i in Gl. 2.35.

2.3 Numerische Simulation turbulenter Verbrennungsvorgänge

Das eigens für wissenschaftliche Anwendungen entwickelte DLR-interne Programm THE-TA [44, 264] für subsonische Verbrennungsprobleme wird für die numerischen Berechnungen in dieser Arbeit verwendet. Es basiert auf einer für unstrukturierte Gitter formulierte Volumen-Diskretisierung, wobei zusätzlich die Dualgittertechnik verwendet wird. Die Herausforderung bei der Simulation turbulenter Verbrennungsvorgänge ist die Erfassung der turbulenten Schwankungen und deren Auswirkungen auf die lokale chemische Umsatzrate.

2.3.1 Statistische Beschreibung fluktuierender Größen

Ist bei einer numerischen Berechnung turbulenter Strömungen die zeitlich und räumlich exakte Auflösung der turbulenten Schwankungen nicht von Interesse, kann eine statistische Beschreibung der fluktuierenden Größen verwendet werden [190]. Der Gültigkeitsbereich und die Komplexität der daraus resultierenden, gemittelten Transportgleichungen wird durch die Art der Zerlegung der fluktuierenden Größen sowie deren Mittelwertbildung [197] entscheidend beeinflusst.

2.3.1.1 Zerlegung der Größen

Wird die sogenannte Reynolds-Zerlegung angewendet, wird der momentane Wert einer fluktuierenden Größe

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (2.36)$$

in einen Mittelwert $\bar{\phi}$ und einen fluktuierenden Anteil ϕ' zerlegt, wobei $\bar{\phi}' = 0$ gilt. Da bei einem Verbrennungsvorgang beträchtliche lokale Dichteänderungen aufgrund der starken Temperaturgradienten und der chemischen Reaktionen auftreten, bietet sich für einen Teil der Variablen die sogenannte Favre-Zerlegung an [59]. Dabei wird die Größe ϕ in einen dichtegewichteten Mittelwert $\tilde{\phi}$ und einen fluktuierenden Anteil ϕ'' mit

$$\phi = \tilde{\phi} + \phi'' \quad \text{und} \quad \tilde{\phi} = \frac{\rho\bar{\phi}}{\bar{\rho}} \quad (2.37)$$

zerlegt, wobei $\bar{\phi}'' \neq 0$ und für die ungeschlossene Korrelation $\bar{\rho}\bar{\phi}'' = 0$ gilt. Der Vorteil der Favre-Zerlegung besteht darin, dass die Anzahl der durch die Mittelung der Transportgleichungen entstehenden, ungeschlossenen Korrelationen gegenüber der Reynolds-Zerlegung etwas reduziert wird [75]. Die Favre-Zerlegung wird demzufolge aufgrund rein mathematischer Gesichtspunkte bevorzugt. Wendet man diese statistische Beschreibung der turbulenten Schwankungen auf die Transportgleichung für die Impulserhaltung aus Gl. 2.26 an ($\phi = u_i$), folgt daraus die gemittelte Transportgleichung

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_k + \bar{\rho} \tilde{u}_i'' \tilde{u}_k'') - \frac{\partial \bar{\tau}_{ik}}{\partial x_k} + \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} = \bar{\rho} f_i \quad (2.38)$$

für den Impuls. Hierbei wird für den Druck und die Dichte die Reynolds-Zerlegung und für die restlichen Größen die Favre-Zerlegung angewandt. In der gemittelten Transportgleichung in Gl. 2.38 ergeben sich neben Momenten erster Ordnung wie $\bar{\rho}$ und \tilde{u}_i auch Momente zweiter Ordnung wie $\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_k$. Aus diesen Momenten ließen sich erneut Transportgleichungen ableiten, woraus Momente noch höherer Ordnung entstünden. Da man diesen Prozess unendlich fortsetzen könnte wird dies auch als das sogenannte „Schließungsproblem“ bei der statistischen Betrachtung der Turbulenz bezeichnet [75]. Wendet man die Zerlegung und Mittelung auf alle Erhaltungsgleichungen an, dann spricht man auch von den Reynolds-Averaged-Navier-Stokes-Gleichungen (RANS). Für die instationäre Erhaltungsgleichungen hat sich hierbei die Abkürzung URANS für „Unsteady“-RANS etabliert.

2.3.2 Turbulenzmodellierung

Wie im vorigen Abschnitt erwähnt entstehen durch die Reynolds-Mittelung im Rahmen der statistischen Betrachtung zusätzliche Terme, für deren Schließung stets zusätzliche Gleichungen notwendig sind [75]. Die bedeutendsten ungeschlossenen Terme in den gemittelten Impulsgleichungen (Gl. 2.38) sind die sogenannten Reynolds-Spannungen. Ziel einer Turbulenzmodellierung ist es, die unbekannten Reynolds-Spannungen $\widetilde{u_i'' u_j''}$ durch zusätzliche empirische oder halb-empirische Gleichungen zu ersetzen und somit das Gleichungssystem zu schließen. In der vorliegenden Arbeit wird für die numerischen Verbrennungssimulationen das $k-\omega$ -SST Turbulenzmodell von Menter in der Formulierung von 2003 verwendet [165]. Es handelt sich hierbei um einen hybriden Ansatz, der mit einer Formulierung des Schubspannungstransports (engl: *Shear-Stress-Transport*, kurz SST) die Vorteile der beiden Zwei-Gleichungs-Modelle, dem $k-\varepsilon$ -Turbulenzmodell [115] und dem $k-\omega$ -Turbulenzmodell [251, 252], verbindet. Das $k-\varepsilon$ -Turbulenzmodell nach Jones u. Launder [115], das in wandfernen Regionen verwendet wird, modelliert den Transport der turbulenten kinetischen Energie k und der turbulenten kinetischen Dissipationsrate ε . Um die Stärken des $k-\varepsilon$ -Turbulenzmodells [115] in wandfernen Bereichen mit denen des $k-\omega$ Turbulenzmodell von Wilcox [251, 252] in wandnahen Regionen zu verbinden ohne dabei numerische Instabilitäten zu verursachen, wird ein Umschalten zwischen beiden Turbulenzmodellen durch eine sogenannte Blendingfunktion geregelt [166]. Das $k-\omega$ Turbulenzmodell bildet den Transport der turbulenten kinetischen Energie k und der turbulenten Frequenz ω ab. Um in Regionen inverser Druckgradienten numerische Stabilität des $k-\omega$ -SST Turbulenzmodells zu gewährleisten wird die Produktion der turbulenten kinetischen Energie und die Wirbelviskosität μ_t jeweils durch eine Limiter-Funktion begrenzt [165].

2.3.3 Lösung des chemischen Quellterms

Die Schließung der Quellterme S_α der jeweiligen Spezies α in den Differentialgleichungen zur Erhaltung der Speziesmassen in Gl. 2.24 sind die grundsätzliche Herausforderung in

der numerischen Verbrennungsmodellierung [243]. Dabei ist zu berücksichtigen, dass die Annahme unendlich schneller Chemie in Verbrennungsprozessen, wie sie bei einigen Modellen zur Schließung der Quellterme verwendet wird, oft nicht gerechtfertigt ist [55, 75]. Darüber hinaus ist für eine ausreichend genaue Modellierung des Verbrennungsablaufs häufig nur detaillierte Chemie geeignet. Bei der Schließung der Quellterme im Rahmen der numerischen Verbrennungssimulation lassen sich demzufolge zwei wesentliche Herausforderungen zusammenfassen. Das ist zum Einen die Beschreibung der Wechselwirkung turbulenter Fluktuationen mit der chemischen Kinetik und zum Anderen die hohe Anzahl an relevanten chemischen Komponenten [75]. Für eine ausreichend detaillierte Approximation der in dieser Arbeit betrachteten Verbrennungsabläufe werden das in THETA [44, 264] implementierte FRC-Verbrennungsmodell und Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (A-PDF) für die Spezies- und Temperaturfluktuationen verwendet. Beide Ansätze werden im Folgenden kurz erläutert.

2.3.3.1 Finite-Rate Chemistry (FRC)

Aufgrund der begrenzten Reaktionsraten, die in diesem FRC-Verbrennungsmodell durch den Arrhenius-Ansatz bestimmt werden, spricht man im Englischen von *finite-rate chemistry*, kurz FRC. Bei diesem Modell wird angenommen, dass die Mischungsvorgänge in einem Verbrennungsprozess deutlich schneller ablaufen als die chemisch-kinetischen Prozesse ($Da \ll 1$). Dieser Verbrennungsablauf wird von einer mehr oder weniger großen Anzahl an Elementarreaktionen gesteuert, die in ihrer Gesamtheit auch als Reaktionsmechanismus bezeichnet werden. Ein beliebiger Reaktionsmechanismus aus $r = 1, 2, \dots, N_r$ Elementarreaktionen lässt sich durch



zum Ausdruck bringen. Dabei repräsentieren $\nu'_{\alpha r}$ und $\nu''_{\alpha r}$ die molaren Stöchiometriekoeffizienten der jeweiligen Hin- und Rückreaktion der Elementarreaktion r mit den chemischen Komponenten A_{α} . Des Weiteren stehen k_{fr} und k_{br} für die Geschwindigkeitskoeffizienten der Hin- und Rückreaktion. Geschwindigkeitskoeffizienten sind im Allgemeinen temperaturabhängig und werden mit der erweiterten Arrhenius-Gleichung

$$k_r(T) = A_r T^{b_r} \cdot \exp\left(-\frac{E_r}{R_m \cdot T}\right) \quad (2.40)$$

und den durch Tabellenwerke gegebenen Koeffizienten A_r und b_r sowie der Aktivierungsenergie E_r berechnet. Das Produkt aus den ersten beiden Koeffizienten $A_r T^{b_r}$ steht für die Stoßfrequenz der Moleküle [131]. Bei dem in dieser Arbeit verwendeten numerischen Simulationscode THETA [44, 264], werden die Arrhenius-Parameter der Rückreaktionen aus der auf die Konzentrationen bezogene Gleichgewichtskonstante $K_c(T)$

$$K_c(T) = \frac{k_{fr}(T)}{k_{br}(T)} = \exp\left(-\frac{\Delta_R G_m^0(T)}{R_m T}\right) \cdot \left(\frac{p^0}{R_m T}\right)^{\Delta O} \quad (2.41)$$

bestimmt. Dabei steht p^0 für den Standarddruck mit $p^0 = 1,01325 \text{ bar}$, ΔO für die Reaktionsordnung und $\Delta_R G_m^0(T)$ für die molare Gibbs-Energie

$$\Delta_R G_m^0(T) = \sum_{\alpha=1}^{N_k} \nu_\alpha [H_{m,\alpha}(T) - T \cdot S_{m,\alpha}^0(T)] \quad (2.42)$$

der betrachteten Reaktion bei Standarddruck p^0 und der Temperatur T . Die Reaktionsordnung ΔO ergibt sich aus der Summation der Stöchiometriekoeffizienten $\sum_\alpha^S \nu_\alpha$ der jeweiligen Elementarreaktion mit $\nu_\alpha = \nu''_\alpha - \nu'_\alpha$ und S verschiedenen Spezies. Der Grund für diese Art der Implementierung der Rückreaktionen im Programmcode THETA [44, 264] ist das Fehlen dieser Arrhenius-Parameter für die Rückreaktionen in einigen Standard-Reaktionsmechanismen [44]. Um die Berechnung der Gleichgewichtskonstanten zur Laufzeit von THETA [44, 264] zu vermeiden, werden für die Rückreaktionen die Geschwindigkeitskoeffizienten k_{br} vorab berechnet und mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate in Arrhenius-Form gebracht [20]. Auf diese Weise können die Rückreaktionen im Weiteren wie Hinreaktionen behandelt werden und die momentane molare Umsatzrate S_α einer Komponente α in einem beliebigen Reaktionsmechanismus ergibt sich auf Basis aller Geschwindigkeitskoeffizienten k_r , die sich aus k_{fr} und k_{br} zusammensetzen, zu

$$S_\alpha = M_\alpha \sum_{r=1}^{2N_r} \left[(\nu''_{\alpha r} - \nu'_{\alpha r}) \left(k_r(T) \prod_{\beta=1}^{N_k+1} c_\beta^{\nu'_{\beta r}} \right) \right]. \quad (2.43)$$

Neben den schon eingeführten Variablen entspricht $c_\beta = \rho Y_\beta / M_\beta$ der Konzentration der Komponente β und M_β der jeweiligen Molmasse. In Gl. 2.43 steht der eingeführte Zähler β genauso wie α für eine Spezies. Aufgrund der in der Formel ineinander verschachtelten Produkt- und Summenschleifen mit $N_k + 1$ Spezies und $2N_r$ Reaktionen sind β und α jedoch nicht identisch. Zur Berücksichtigung inerter Stoßpartner werden zusätzlich die Konzentrationen einer fiktiven Komponente $N_k + 1$ berücksichtigt [75].

2.3.3.2 Stochastische Verbrennungsmodellierung (Assumed-PDF-Verfahren)

Bei der statistischen Beschreibung turbulenter Verbrennungsprozesse in Kap. 2.3.1 durch Mittelung der Größen werden in den resultierenden gemittelten Differentialgleichungen die Momente zweiter Ordnung und höher modelliert. In den gemittelten Bilanzgleichungen bleiben daher nur Momente erster Ordnung, also gemittelte Größen $(\tilde{T}, \tilde{Y}_\alpha, \bar{\rho}, \dots)$ übrig. Da Verbrennungsprozesse jedoch stark von den momentanen Zuständen abhängig sind, kann die Vernachlässigung der Schwankungen dieser Zustandsgrößen zu Simulationsergebnissen führen, die wenig Kongruenz mit der Realität aufweisen. Um das turbulente Strömungsfeld mit den chemischen Umsatzzraten zu koppeln und somit die Verbrennungsprozesse besser darzustellen, werden Ansätze basierend auf Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen oder im

Englischen *probability density function* (PDF) verwendet [75, 189]. In der vorliegenden Arbeit werden die Fluktuationen der Quellterm-relevanten Zustandsgrößen wie der Temperatur T und dem Spezies-Massenanteil Y_α durch Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen statistisch abgebildet.

Man unterscheidet bei der Bestimmung dieser Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen prinzipiell zwischen zwei unterschiedlichen Herangehensweisen. Zum Einen kann die Struktur der PDF über Transportgleichungen ermittelt werden (Transported-PDF) [62, 148, 188, 238]. Zum Anderen kann vorab eine bestimmte Form (z.B. Gaußverteilung) angenommen und durch mathematische Funktionen angenähert (Assumed-PDF) werden. Der Vorteil der Assumed-PDF-Verfahren zur Bestimmung der PDF ist deren einfache numerische Implementierung in eine CFD-Simulation [75]. Des Weiteren ist der notwendige Rechenaufwand und Hauptspeicherbedarf verglichen mit den Transported-PDF-Verfahren weitaus geringer, weshalb sie schon seit den 70er Jahren bei der numerischen Simulation reaktiver Strömungen eingesetzt werden [21, 38, 150, 156].

Mittlerer chemischer Quellterm

Um die detaillierte Chemie bei Verbrennungsprozessen statistisch erfassen zu können, sind sogenannte Verbund-PDF aller relevanten Variablen erforderlich [75]. Ist diese PDF bekannt, kann der mittlere chemische Quellterm $\overline{S_\alpha}$ der Komponente α mit

$$\overline{S_\alpha} = \langle S_\alpha \rangle = \int_{\hat{\rho}} \int_{\hat{T}} \int_{\hat{Y}_1} \dots \int_{\hat{Y}_{N_k}} \hat{S}_\alpha P(\hat{\rho}, \hat{T}, \hat{Y}_1, \hat{Y}_2, \dots, \hat{Y}_{N_k}) d\hat{\rho} d\hat{T} d\hat{Y}_1 d\hat{Y}_2 \dots d\hat{Y}_{N_k} \quad (2.44)$$

berechnet werden. Um eine vorgebbare Verbund-PDF für Verbrennungssimulationen zu ermöglichen wird zum Einen mit $P(\hat{\rho}) = \delta(\hat{\rho} - \bar{\rho})$ die Fluktuationen der Dichte vernachlässigt und zum Anderen die Annahme statistischer Unabhängigkeit zwischen den physikalischen Größen T und Y_α getroffen [75]. Daraus folgt eine beliebige Verbund-PDF $P(x)$ mit

$$P(\hat{\rho}, \hat{T}, \hat{Y}_1, \hat{Y}_2, \dots, \hat{Y}_{N_k}) = \delta(\hat{\rho} - \bar{\rho}) \cdot P_T(\hat{T}) \cdot P_Y(\hat{Y}_1, \hat{Y}_2, \dots, \hat{Y}_{N_k}) \quad (2.45)$$

als Produkt eindimensionaler PDF. Hinsichtlich der benötigten Rechenzeit und der Komplexität der PDF, entstehen durch diese statistische Unabhängigkeit der Variablen deutliche Vorteile [75]. Zum Einen kann die Integration nach Gl. 2.44 nun für jede Größen separat erfolgen und zum Anderen werden keine Kovarianzen für die Definition der PDF benötigt [75]. In der vorliegenden Arbeit wird für die Temperatur-PDF $P_T(\hat{T})$ eine Gaußverteilung und für die Spezies-PDF $P_Y(\hat{Y})$ eine von Girimaji [78] vorgeschlagene multivariate Assumed- β -Funktion eingesetzt. Der mittleren Quellterm $\overline{S_\alpha}$ einer Komponenten α ergibt sich somit zu

$$\bar{S}_\alpha = M_\alpha \sum_{r=1}^{2N_r} \left[(\nu''_{\alpha r} - \nu'_{\alpha r}) \left(\overline{k_r(T)} \prod_{\beta=1}^{N_k+1} \overline{c_\beta^{\nu'_{\beta r}}} \right) \right]. \quad (2.46)$$

Der mittlere Geschwindigkeitskoeffizient $\overline{k_r(T)}$ in Gl. 2.46 und die Mittelung des speziesabhängigen Terms in der runden Klammerin Gl. 2.46, berechnen sich dabei unter Verwendung der Temperatur- und Spezies-PDF zu

$$\overline{k_r(T)} = \int_{\hat{T}=T_{min}}^{\hat{T}=T_{max}} k_r(\hat{T}) P_T(\hat{T}) d\hat{T} \quad (2.47)$$

und

$$\overline{\prod_{\beta=1}^{N_k+1} c_\beta^{\nu'_{\beta r}}} = \int \left(\prod_{\beta=1}^{N_k+1} c_\beta^{\nu'_{\beta r}} \right) P_Y(\hat{Y}) d\hat{Y}. \quad (2.48)$$

2.3.4 Detaillierte Reaktionsmechanismen

Im Allgemeinen handelt es sich bei einem technischen Verbrennungsprozess um einen komplexen reaktionskinetischen Ablauf, der sich durch eine große Anzahl an Elementarreaktionen beschreiben lässt. Die Anzahl der Elementarreaktionen und der darin beteiligten Komponenten hängt im Wesentlichen vom betrachteten Brennstoff ab. Zur Beschreibung der Verbrennung höherer Kohlenwasserstoffe können mehrere hundert Komponenten und tausende von Reaktionen erforderlich werden [75]. Selbst zur Abbildung des gut erforschten Reaktionsablaufs von Wasserstoff in Luft werden mindestens 20 Reaktionen und 10 Komponenten benötigt [111]. Für numerische Simulationen komplexer Brennkammergeometrien wäre der Rechenaufwand unter Verwendung dieser großer Reaktionsmechanismen viel zu hoch. Glücklicherweise lassen sich die wesentlichen chemisch-physikalischen Vorgänge oft mit viel kleineren Mechanismen beschreiben [75]. Durch diese Vereinfachungen erhöhen sich zwar die Ungenauigkeiten der reduzierten Mechanismen, was jedoch zu Gunsten geringerer Rechenleistungen in Kauf genommen wird. Auf dem Forschungsgebiet der chemischen Kinetik sind bis heute eine Vielzahl unterschiedlichster reduzierter Mechanismen für eine Verbrennung von Wasserstoff [126, 158, 173, 179, 254], Synthesegas bestehend aus Kohlenmonoxid und Wasserstoff [43, 121, 206, 224, 239, 270] und einfachen Kohlenwasserstoffen [110, 143, 220] entstanden. Diese Vielzahl an Mechanismen lässt sich in sogenannte Subsysteme zerlegen. Die bei einer Kohlenwasserstoffverbrennung resultierende hierarchische Struktur in Abbildung 2.6 skizziert die generelle Wechselwirkung dieser jeweils beteiligten und maßgeblichen Subsysteme [250].

Da das H₂-O₂-Subsystem die Basis aller Mechanismen für Synthesegas- und Kohlenwasserstoffverbrennung bildet, ist es von enormer Bedeutung, die Reaktionsabläufe bei einer Wasserstoff-Sauerstoff-Verbrennung möglichst gut wiederzugeben [105, 250]. Daher werden nicht nur die übergeordneten Subsysteme aus Abb. 2.6 sondern auch das H₂-O₂-Subsystem mit zahlreichen experimentellen Daten zu Zündverzugszeiten und

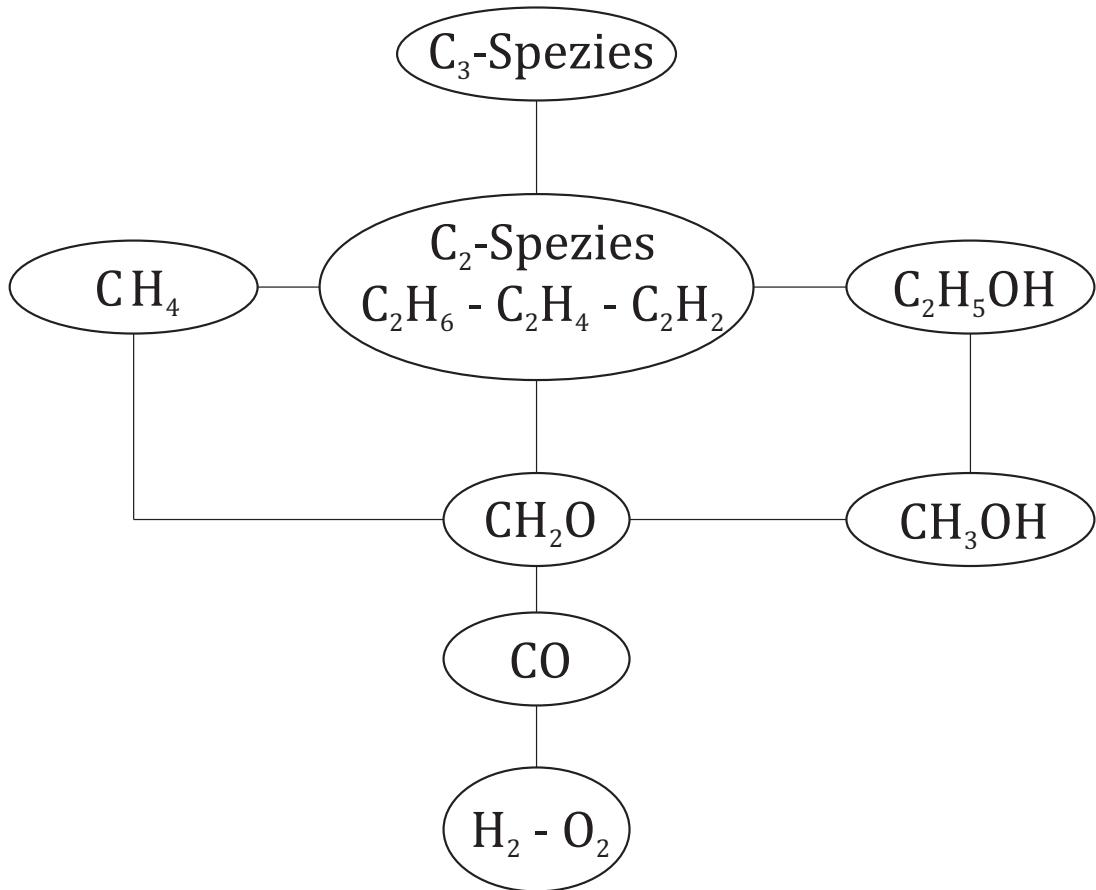


Abbildung 2.6: Hierarchische Struktur der Subsysteme bei Kohlenwasserstoffen [250].

Flammengeschwindigkeiten stetig validiert und weiter optimiert. Beispielsweise wurde in jüngster Zeit viel Augenmerk auf das Verhalten der Komponenten HO₂ und H₂O₂ des H₂-O₂-Subsystems gelegt. Die unmittelbar nach der Flamme stattfindende Reaktion OH + HO₂ → H₂O + O₂ ist verantwortlich für den Abbau der OH- und HO₂-Radikale [81]. Da bei der Magerverbrennung in Gasturbinen in der Regel mit Abgasrezirkulation gearbeitet wird, besteht ein direkter Zusammenhang dieser Reaktion mit der Abhebehöhe einer turbulenten Methan-Luft-Flamme [79, 106]. Darüber hinaus wird den Komponenten HO₂ und H₂O₂ bei Systemen in denen die Kettenverzweigung aus Gl. 2.17 nicht die dominierende Reaktion ist, wie z.B. bei sehr hohen Drücken, eine große Bedeutung für die Zündverzugszeiten beigemessen [105, 215].

In dieser Arbeit liegen jedoch Randbedingungen bei vorwiegend atmosphärischen oder maximal relativ niedrigen Drücken von ca. 3 bar und hohen Temperaturen vor, weshalb der Verbrennungsprozess durch die Kettenverzweigung aus Gl. 2.17 dominiert wird [105]. Darüber hinaus muss für die Auslegung einer Brennkammer unter Verwendung von Brennstoffzellenabgasen als Brennstoff zusätzlich das CO-Subsystem berücksichtigt werden. Als detaillierter Reaktionsmechanismus für die Simulation der Verbrennung von CO- und H₂-haltigen Brennstoffzellenabgasen wird der Mechanismus nach Li et al. [143] in der Formulierung von 2007 verwendet. Diese Auswahl stützt sich zum Einen auf zahlreiche Validierungen anhand experimenteller Studien zu Zündverzugszeiten [30, 98, 99] und laminaren

Flammengeschwindigkeiten [29, 223]. Nach Herzler et al. [100] stellt dieser Mechanismus nach Li et al. [143] mit relativ wenigen Komponenten und sehr guten Validierungsergebnissen die optimale Möglichkeit zur Verwendung in einer CFD-Simulationen dar. Zum Anderen wird die Entscheidung für Li et al. [143] durch Resultate aus vergleichenden Studien [181, 239] alternativer Mechanismen für Synthesegase mit ähnlich guten Bewertungen bestätigt, wie z.B. den Mechanismen ELTE Syngas 2015 [239] oder Kéromnès-2013 [121].

Um im Rahmen dieser Arbeit auch Erdgas als Brennstoff betrachten zu können, wird zusätzlich der GRI-Mechanismus [220] in der Version 3.0 verwendet. Dieser Mechanismus wird ausschließlich für Erdgas eingesetzt, da er für die Abbildung der Reaktionsabläufe bei der Verbrennung von Synthesegasen nicht geeignet ist [29, 98, 223]. Dieser GRI-Mechanismus wurde ursprünglich durch eine Anpassung von Reaktionsparametern an die Großzahl der international verfügbaren experimentellen Daten erzeugt [110]. Er enthält in seiner Version 3.0 einen Stickoxid-Mechanismus, der im Rahmen dieser Arbeit zu Gunsten geringerer Rechenleistungen nicht berücksichtigt wird. Für die numerischen Strömungssimulationen werden die jeweils verwendeten detaillierten Reaktionsmechanismen zusätzlich durch einen OH* Mechanismus erweitert [118]. So wird eine fundierte Vergleichbarkeit der numerischen Simulationen mit den OH* Chemolumineszenzaufnahmen der atmosphärischen Brennkammerversuche gewährleistet.

2.3.5 Diskretisierung

Für die in Kap. 2.2 vorgestellten mathematischen Beziehungen zur vollständigen Beschreibung reaktiver Strömungen existieren keine analytischen Lösungen. Um diese differentiellen Transportgleichungen mittels numerischer Verfahren lösen zu können, überführt man sie durch eine sogenannte Diskretisierung in algebraische Gleichungen. Die geläufigsten Verfahren zur Diskretisierung in der numerischen Strömungsberechnung sind die Methoden der Finiten Elemente, der Finiten Differenzen und der Finiten Volumen. Im Rahmen dieser Arbeit wird der Verbrennungscode THETA [44, 264] verwendet, der eine Erweiterung des Strömungslösers TAU [212] für Verbrennungsphänomene ist. In TAU [212] ist das für Strömungslöser gebräuchlichste Finite-Volumen-Verfahren zur Diskretisierung der Erhaltungsgleichungen implementiert [242]. Beim Finite-Volumen-Verfahren werden nur geringe Anforderungen an die Gitterzellen gestellt, was die Modellierung komplexer Geometrien erleichtert. Das Rechengebiet wird beim Finite-Volumen-Verfahren in Kontrollvolumina zerlegt, wobei die Daten als Zellmittelwerte repräsentiert werden. In jedem dieser Kontrollvolumina werden die diskretisierten Strömungsgleichungen gelöst, wobei die berechnete Lösung die Differentialgleichungen nicht genau erfüllt. Für Erhaltungsgrößen wie Masse und Energie ist die integrale Bilanz jedoch in jedem Teilvolumen erfüllt. Man spricht daher auch von einer konservativen Formulierung [177].

2.4 Grundlagen der verwendeten Messmethodiken

Zur Charakterisierung der Verbrennungsvorgänge im atmosphärischen Brennkammerprüfstand kommen die beiden grundlegenden Messmethodiken Abgasanalytik und OH* Chemolumineszenz zum Einsatz. Während anhand der Informationen aus der OH* Chemolumineszenz Aussagen über die Ausbreitung der Reaktionszone in der untersuchten Brennkammer getroffen werden können, bietet die Abgasanalyse detaillierte Information über die Zusammensetzung des Abgases.

2.4.1 OH* Chemolumineszenz

Die Form und Position der Flamme in einer optisch zugänglichen Brennkammer lässt sich durch das Eigenleuchten des OH* Radikals untersuchen. Die Schreibweise mit hochgestelltem *-Zeichen symbolisiert den elektronisch angeregten Zustand des gekennzeichneten Moleküls. Dieser elektronisch angeregte Zustand des OH-Moleküls liegt bei einer Verbrennung in der Reaktionszone vor. Das Eigenleuchten kann beim Übergang des OH-Moleküls von seinem angeregten Zustand OH* in seinen Grundzustand OH durch spontane Emission eines Photons entstehen ($A^* \longrightarrow A$). Detektiert man dieses Signal des sehr kurzlebigen OH* Moleküls mit einer Kamera und mittelt mehrere Bildsequenzen, lässt sich anhand der sogenannten OH* Chemolumineszenz eine zuverlässige Aussage über die Lage und Form der Reaktionszone treffen [42]. Der Übergang des OH-Moleküls vom angeregten in den Grundzustand wird jedoch durch die Reaktion $A^* + M \longrightarrow A + M$ dominiert, bei welcher die überschüssige Energie durch einen Stoß mit einem anderen Molekül abgegeben wird [229]. Aus diesem Grund ist diese Messtechnik nur für niedrige Drücke, wie z.B. in einem atmosphärischen Prüfstand geeignet [85].

Da in dieser Arbeit vorwiegend Synthesegase untersucht werden, unter anderem bestehend aus den brennbaren Komponenten H₂ und CO, sind in Abb. 2.7 die typischen Spektren bei einer Verbrennung von Synthesegas und Methan gegenübergestellt. Dieser Vergleich verdeutlicht, dass im Gegensatz zur Methanverbrennung mit den typischen CH* und C₂* Signalen, die OH* Chemolumineszenz bei Synthesegas das einzige sinnvoll detektierbare Signal ist. Während bei Methanflammen im Bereich der höchsten Wärmefreisetzung vor allem die Reaktion CH + O₂ → OH* + CO für die Bildung des OH* Radikals die entscheidende Rolle spielt, ist bei der Verbrennung von Synthesegas ausschließlich die trimolekulare Stoßreaktion H + O + M → OH* + M dafür verantwortlich [91].

In der vorliegenden Arbeit werden die OH* Chemolumineszenz-Aufnahmen unter anderem mit den integrierten OH* Feldern aus CFD-Simulationen verglichen. Stellt man so einen Vergleich an, ist der Vollständigkeit halber zu erwähnen, dass die OH* Signale im Experiment durch verschiedene Faktoren beeinflusst werden, die durch die CFD-Simulationen nicht abgebildet werden können. Zum Einen wird das detektierte OH* Signal durch die brennweitenabhängige Tiefenschärfe der verwendete Optik beeinflusst und zum Anderen tragen eventuelle Reflexionen des OH* Signal an den Brennkammerscheiben zu

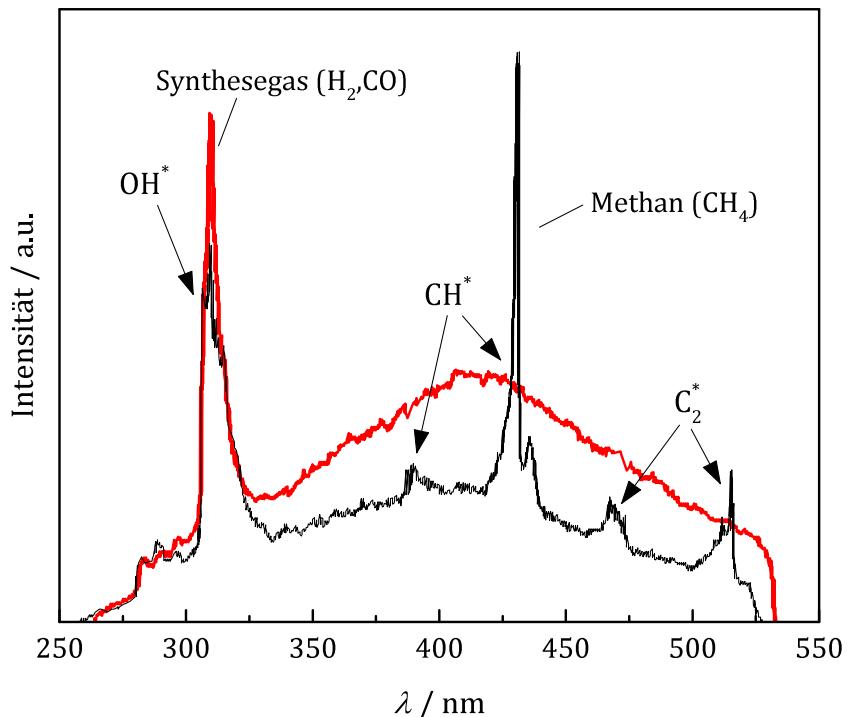


Abbildung 2.7: Gegenüberstellung typischer Spektren einer Brennkammer bei der Verbrennung von Methan und Synthesegas [178].

einer Veränderung des gemessenen OH^* Signals bei. Der dritte und wichtigste Einfluss auf das detektierte OH^* Signal hat seinen Ursprung in der Absorption des emittierten OH^* Signals in der Brennkammer selbst [202]. LIF-Messungen von Sadanandan et al. [202] zeigen, dass die Absorption des OH^* Signals nicht nur von der Wegstrecke in der Brennkammer selbst vom Ort der Emission bis hin zur Optik, sondern auch von der Anzahl der auf der Sichtlinie liegenden OH^* Signal absorbierenden OH-Molekülen beeinflusst wird. Sadanandan et al. [202] konnten eine Halbierung des LIF-Signals vom Eintritt des Lasers bis zum Austritt aus der Brennkammer nachweisen. Darüber hinaus ist zu berücksichtigen, dass die in der CFD vorliegenden OH^* Anteile die Gesamtheit aller angeregten OH-Moleküle repräsentieren, während die Messungen lediglich die emittierenden OH * Moleküle erfassen.

Zur Detektion des OH^* Signals wird ein System des Herstellers LaVision, bestehend aus einer CCD-Kamera (Imager Pro Plus 2M) und einem modularen Bildverstärker (IRO), mit einer Auflösung von 1600x1200 Pixeln verwendet. Zusätzlich werden unterschiedliche optische Filter und Linsen (*Sodern UV Linse 100 F/2,8 ref. Cerco 2178*, Spektralbereich $\lambda = 250\text{--}410\text{ nm}$; Bandpassfilter mit einer Transmissionsrate $> 75\%$ für $\lambda = 305\text{--}325\text{ nm}$; Optische Filter: 2x UG11 / 1 mm) verwendet, die das OH^* Signal aus dem gesamten Spektralbereich in Abb. 2.7 herausfiltern. Dieses Signal wird bei der OH^* Chemolumineszenz (OH^* CL) entlang der Sichtachse der Kamera aufgenommen, was einer räumlichen Integration über das Volumen der Brennkammer entspricht. Die optische Zugänglichkeit der Brennkammer wird durch eine sechseckige Anordnung von Quarzglasscheiben gewährleistet. Das soeben beschriebene Sichtvolumen der Kamera ist in Abbildung 2.8 skizziert.

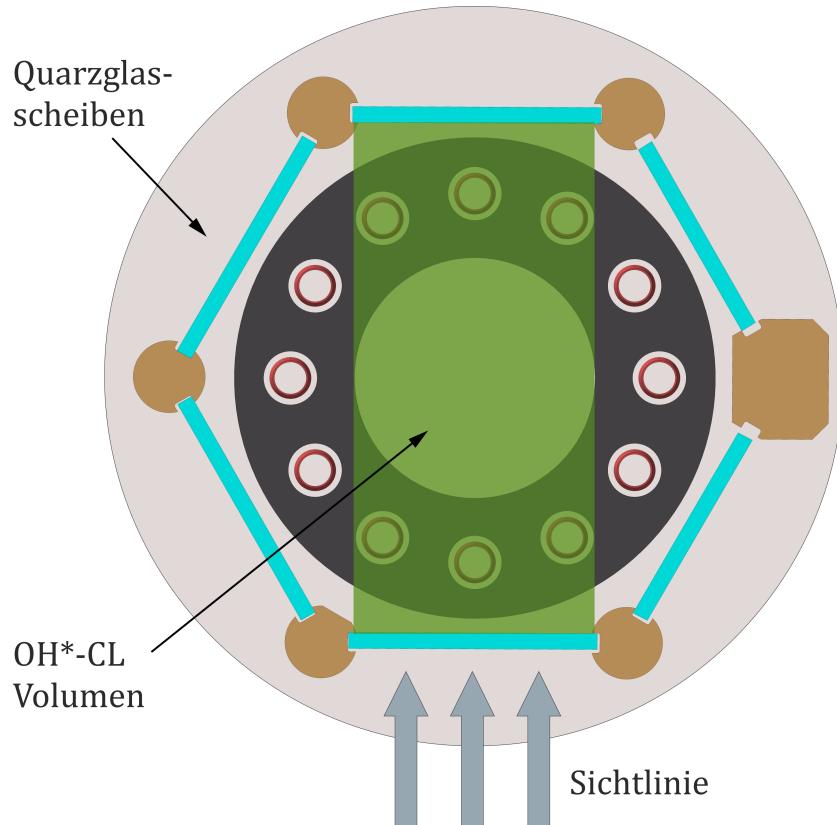


Abbildung 2.8: Draufsicht auf die Schnittebene durch den Brennkammer-Prüfstand zur schematischen Darstellung des OH* Sichtvolumens.

Die OH* Chemolumineszenz-Bilder werden mit einer Datenrate von 8 Hz aufgezeichnet, wobei je Messpunkt mindestens 800 instantane Einzelbilder aufgenommen werden. Bei niedrigen OH* Signalintensitäten werden sogar bis zu 2000 Einzelbilder aufgezeichnet, um das Signal-Rausch-Verhältnis zu verbessern. Das Vorgehen zur Aufbereitung und Mittelwertbildung der aufgezeichneten Einzelbilder zeigt das Schema in Abb. A.1 im Anhang.

2.4.2 Abgasanalytik

Zur kontinuierlichen Messgasentnahme wird eine luftgekühlte Abgassonde verwendet. Die unmittelbare und rasche Abkühlung des entnommenen Messgases auf 473 K verhindert weitere Reaktionen, wodurch die Zusammensetzung quasi „eingefroren“ wird. Um ein ungewolltes Auskondensieren des im Abgas enthaltenen Wassers zu verhindern, ist die gesamte Messgasleitung vom Prüfstand bis zur Abgasanalyse auf mindestens 453 K beheizt. Mit der *Advance Optima (AO 2000)* Prozessgasanalyse der Firma *ABB* können die Schadstoffemissionen CO, NO, NO₂ und unverbrannte Kohlenwasserstoffe (UHC; *Unburned Hydro Carbons*) bestimmt werden. Darüber hinaus werden sowohl die hauptsächlichen Verbrennungsprodukte H₂O und CO₂ als auch der Gehalt des im Abgas verbleibende Sauerstoffs O₂ gemessen. Die Messdaten werden mit einer Taktfrequenz von 2 Hz aufgezeichnet und die einzelnen Messpunkte werden über einen Zeitraum von 30 Sekunden gemittelt. Während für die Messungen der unverbrannten Kohlenwasserstoffe (UHC), der Stickoxide (NO_x) und des Wassergehalts das feuchte Messgas verwendet wird, werden die

verbleibenden Größen mit trockenem Messgas ermittelt. Die Anordnung der verschiedenen Analysatoren zur Messung der jeweiligen Anteile, der Messgaskühler zur Wasserabscheidung, die Messgaspumpe und das für die Messungen notwendige Regelventil sind in Abb. 2.9 schematisch dargestellt.

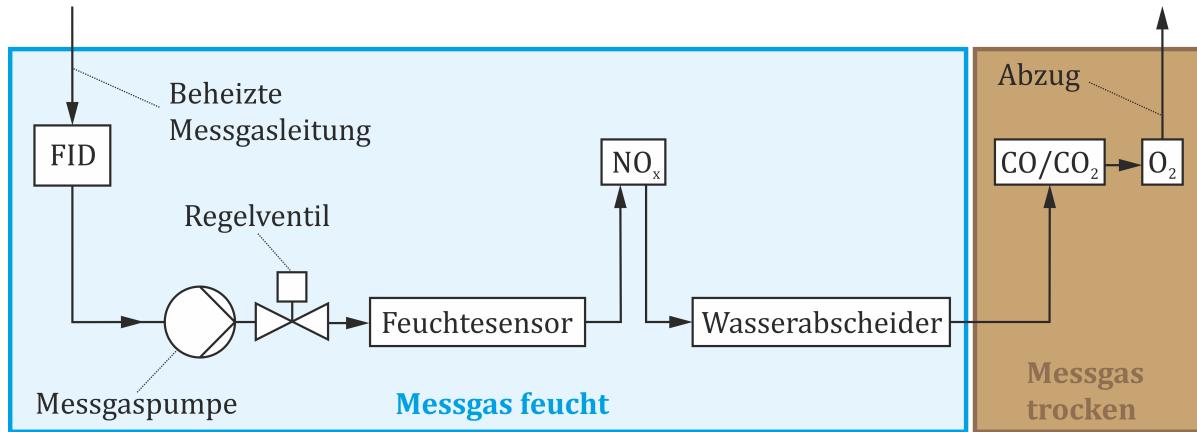


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung der *ABB Advance Optima (AO 2000)* Prozessgasanalyse.

Die gemessenen Schadstoffemissionen (UHC, NO_x , CO) werden gemäß der Technischen Anleitung zur Reinhaltung der Luft aus dem Jahr 2002 angegeben [27]. Dazu werden die Messwerte X mit dem Faktor f_{O_2} auf einen Restsauerstoffgehalt von 15 % normiert. Die in feuchtem Messgas gemessenen Schadstoffemissionen UHC und NO_x werden zusätzlich mit $f_{\text{H}_2\text{O}}$ und

$$X_{\text{korr}} = X \cdot f_{\text{O}_2} \cdot f_{\text{H}_2\text{O}} \quad (2.49)$$

auf trockene Luft umgerechnet. Für in trockener Umgebung gemessene Werte (CO, CO_2 , O_2) ist keine Korrektur bezüglich des Wassergehalts notwendig und der Korrekturfaktor $f_{\text{H}_2\text{O}}$ beträgt dann genau 1. Die Korrekturfaktoren f_{O_2} und $f_{\text{H}_2\text{O}}$ werden mit

$$f_{\text{O}_2} = \frac{21 - 15}{21 - X_{\text{O}_2}[\%]} \quad \text{und} \quad f_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{1}{1 - x_{\text{H}_2\text{O}}} \quad (2.50)$$

berechnet. Für die Berechnung des Korrekturfaktors $f_{\text{H}_2\text{O}}$ ist der Anteil des Wassers bezogen auf den Gesamtvolumenstrom bei feuchtem Messgas

$$x_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{x_{\text{H}_2\text{O},\text{tr}}}{1 + x_{\text{H}_2\text{O},\text{tr}}} \quad (2.51)$$

erforderlich, der aus dem Messwert des Feuchtesensors $x_{\text{H}_2\text{O},\text{tr}}$ berechnet wird. Im Folgenden werden die einzelnen Analysatoren kurz vorgestellt. Die jeweils dazugehörigen Messgenauigkeiten sind im Anhang in Tab. A.1 zusammengefasst.

Unverbrannte Kohlenwasserstoffe (UHC)

Zur Messung unverbrannter Kohlenwasserstoffe wird ein Flammenionisationsdetektor (FID) vom Typ *MultiFID14* der Firma *ABB* verwendet. Hierbei werden die im Abgas enthalte-

nen organischen Komponenten in einer Wasserstoffflamme ionisiert, wobei der gemessene Ionisationsstrom proportional zur Gesamtzahl der Kohlenstoffatome ist. Gemäß Abb. 2.9 werden die Messungen mit feuchtem Messgas durchgeführt.

Wassergehalt (H_2O)

Die Messung des Wassergehalts erfolgt mit dem *HUMICAP®* Feuchte- und Temperaturmesswertgeber der Serie *HMT330*, der mit der Sonde des Typs *HMT338* für Druckleitungen (bis 40 bar) ausgerüstet ist. Es handelt sich hierbei um einen kapazitiven Dünnfilm-Polymersensor der Firma *Vaisala*, dessen dielektrische Eigenschaften von der Menge des absorbierten Wassers abhängt. Verändert sich die relative Feuchte RH in der Sensorumgebung führt dies zu einer messbaren Veränderung der Kapazität des Sensors. Die Elektronik des Messgeräts wandelt den gemessenen Wert direkt in einen Feuchtewert RH um. Dieser Feuchtewert wird in den Wasserdampfdruck

$$P_w = P_{ws} \cdot \frac{RH[\%]}{100 \%} \quad (2.52)$$

umgerechnet. Zur internen Berechnung des in Gl. 2.52 benötigten temperaturabhängigen Wasserdampfsättigungsdrucks P_{ws} sind im Sensor mehrere Polynome hinterlegt. Zusammen mit dem Umgebungsluftdruck p wird mit dem Wasserdampfdruck P_w der Anteil des Wassergehalts bezogen auf das trockene Abgas

$$x_{\text{H}_2\text{O,tr}} = \frac{P_w}{p - P_w} \quad (2.53)$$

bestimmt. Die Genauigkeit des Sensors ist in einem Temperaturbereich von 233 K...453 K mit $\pm(1,5 + 0,015 \times \text{Messwert})\%$ in Abhängigkeit der relativen Feuchte RH angegeben.

Stickoxide (NO/NO_2)

Zur Messung der Stickoxide wird ein UV Photometer vom Typ *Limas 11UV* eingesetzt. Dabei wird die Absorption von UV Strahlung durch die Gasmoleküle im Messgas detektiert. So kann mit dem Lambert-Beer'schen Gesetz

$$I = I_0 \cdot \exp(-E_\lambda) = I_0 \cdot \exp(-\varepsilon_\lambda \cdot c \cdot d) \quad (2.54)$$

anhand des gemessenen Intensitätsabfalls ($I_0 - I$) des Lichts bei einer spezifischen Wellenlänge λ im Bereich von 200...600 nm die Konzentration c der jeweiligen Stoffe (NO/NO_2) im feuchten Messgas bestimmt werden. Die Absorbanz E_λ in Gl. 2.54 setzt sich aus der Konzentration c , einem Absorptionskoeffizienten ε_λ und der durchstrahlten Weglänge d zusammen. Die Querempfindlichkeiten zwischen NO und NO_2 werden zum Einen durch geeignete Filter vor der UV Strahlungsquelle zur Erzeugung eines engen Frequenzbandes und zum Anderen durch eine interne Verrechnung kompensiert.

Kohlenstoffoxide (CO/CO₂)

Die CO und CO₂ Emissionen werden durch eine Infrarot-Sensorik vom Typ *Uras26* gemessen. Dabei kommt ein nicht-dispersiver infrarot (NDIR) Prozessphotometer zum Einsatz, der die fehlende, vom jeweiligen Gas durch physikalische Wechselwirkung der Strahlung und der Moleküle absorbierte Infrarotstrahlung bestimmt. Die Berechnung der Konzentration in Abhängigkeit des absorbierten Lichts mit dem Lambert-Beer'schen Gesetz in Gl. 2.54 ist analog zur Berechnung der Stickoxid-Emissionen. Aufgrund der nicht-dispersiven Strahlung können in dem Analysegerät bis zu vier Messkomponenten gleichzeitig und kontinuierlich gemessen werden. Da der Frequenzbereich der hier eingesetzten Strahlung von 2,5 μm bis 8 μm reicht, muss die Messung in trockenem Messgas erfolgen, um Überschneidungen mit dem Absorptionsspektrum von H₂O zu vermeiden.

Sauerstoff (O₂)

Der Sauerstoffgehalt im Abgas wird mit dem Analysegerät vom Typ *Magnos206* gemessen. Das hierbei verwendete Messprinzip beruht auf den paramagnetischen Eigenschaften des Sauerstoffs. Die in einem inhomogenen Magnetfeld resultierende Ablenkung der Sauerstoffmoleküle, die proportional zum Sauerstoffgehalt ist, wird durch eine magnetomechanische Messeinrichtung im Analysegerät erfasst. Damit durch die diamagnetischen Eigenschaften des Wassers keine unnötigen Messabweichungen entstehen können findet die Sauerstoffmessung ebenfalls im trockenen Messgas statt.

3 Brennkammerentwicklung

Um für das Hybridkraftwerk ein geeignetes Brennkammersystem zu entwickeln, müssen die Anforderungen sowohl für eine Mikrogasturbinenanwendung als auch für die Anwendung in einem SOFC-System berücksichtigt werden. Die Randbedingungen aus Kap. 1 und die Anforderungen einer Brennkammer für einen Mikrogasturbinenkreislauf ergeben zusammen die Rahmenbedingungen für die zu entwickelnde Brennkammer des MGT/SOFC-Hybridkraftwerks. Auf Basis eines geeigneten Reaktionsmechanismus für die Brennstoffzellenabgase können in einem ersten Schritt die Zündverzugszeiten und laminaren Flammengeschwindigkeiten berechnet werden. Aus diesen reaktionskinetischen Betrachtungen lassen sich weitere Aussagen über die zu entwickelnde Gasturbinenbrennkammer für das Hybridkraftwerk ableiten. In einer umfangreichen Konzeptstudie werden sowohl kommerziell verfügbare, als auch im Entwicklungsstadium befindliche Brennersysteme sowohl für SOFC-Anwendungen als auch für MGT-Systeme vorgestellt. Mit Hinblick auf einen gekoppelten Betrieb werden diese Konzepte jeweils bewertet und ein Konzept für die beste Alternative herausgearbeitet. Da der Totaldruckverlust der Gesamtanlage deren Gesamtwirkungsgrad direkt beeinflusst, liegt der Fokus auf der Entwicklung eines zuverlässigen Brennkammersystems mit niedrigem Totaldruckverlust und geringer Komplexität.

3.1 Anforderungen an das Brennkammersystem

Der Druckunterschied in der SOFC zwischen Oxidator- und Brennstoffseite darf einen Grenzwert von 50 mbar nicht überschreiten (siehe Kap. 1). Daher müssen die Strömungsgeschwindigkeiten von Brennstoff und Oxidator am Ort der Mischung in der Brennkammer ähnlich sein, damit über den dynamischen Druck die 50 mbar Druckunterschied nicht überschritten werden. Konsequenterweise steht für die bei konventionellen Gasturbinenbrennkammern übliche Eindüsung des Brennstoffes in den Oxidatorstrom nur wenig Überdruck im zweistelligen mbar-Bereich als Spielraum zur Verfügung.

Tabelle 3.1: Eigenschaften der SOFC-Abgase bei Volllast (BL) und Teillast (PL) [130].

	H ₂ % _m	CO % _m	H ₂ O % _m	CO ₂ % _m	T _{an} K	H _u MJ/kg	O ₂ % _m	N ₂ % _m	T _{ca} K	ϕ _{gl} -	m _{ca} /m _{an}
BL	2,5	16,2	36,0	45,3	1073	4,6	17,3	82,7	958	0,162	10,3
PL	1,9	12,2	38,2	47,7	1073	3,4	15,3	84,7	889	0,185	7,7

3. BRENNKAMMERENTWICKLUNG

Die Randbedingungen des Kathoden- und Anodenabgases bei Volllast- und Teillastbedingungen wurden mittels numerischer Simulationen des erdgasbetriebenen Hybridkraftwerks ermittelt [130]. Das niederkalorische Anodenabgas (siehe Tab. 3.1) aus der Brennstoffzelle (das Brenngas für die Brennkammer) besteht hauptsächlich aus den inerten Komponenten H_2O und CO_2 und aus einem geringen Anteil an den brennbaren Komponenten H_2 und CO . Die Abgastemperaturen der Festoxidbrennstoffzelle und somit die Temperaturen der Brennkammerluft und des Brennstoffes können bis zu 1073 K betragen. Aufgrund dieser hohen Temperaturen des wasserstoffhaltigen Schwachgases, muss das Risiko einer Selbstzündung in der Mischstrecke und ein Flammenrückschlag in die Mischungszone der Brennkammer unbedingt vermieden werden. Der Sauerstoffgehalt des Kathodenabgases ist um $6\%_m$ bzw. $8\%_m$ geringer als in der Umgebungsluft und die Temperaturen des Kathodenabgases variieren zwischen 889 K und 958 K. Die unterschiedlichen und niedrigeren Temperaturen der Kathodenluft als beim Anodenabgas entstehen durch den sogenannten Brennstoffrekuperator (siehe Abb. 1.4 in Kap. 1), der Energie von den heißen Kathodenabgasen an die Anodengase am Eintritt in die SOFC überträgt. Aufgrund eines etwas erhöhten H_2 - und CO -Anteils im Anodenabgas ist der untere Heizwert H_u beim Vollastfall (BL) etwas höher als beim Teillastfall (PL). Den größten Anteil am Anodenabgas von insgesamt ungefähr $80\%_m$ nehmen die Inertgase H_2O and CO_2 ein.

Aufgrund eines beschränkten Bauraumes auf wenige Kubikdezimeter sollte die Brennkammer möglichst kompakt, also mit hoher Leistungsdichte ausgeführt werden. Der Totaldruckverlust in der Brennkammer einer Gasturbine hat einen wesentlichen Einfluss auf den Gesamtwirkungsgrad der Anlage. Kommerzielle Gasturbinenbrennkammern weisen Totaldruckverluste von höchstens 5-6% auf [116]. Bei der Entwicklung kleiner Gasturbinen sollte idealerweise ein Totaldruckverlust über die Brennkammer im Bereich von 2% - 3% angestrebt werden [116]. Die Turbineneintrittstemperaturen von stationären Gasturbinen mit ungekühlten Turbinenschaufeln liegen auf einem Niveau von ca. 1273 K [19]. In der Brennkammer muss folglich ein Temperaturhub von mindestens 200 K erfolgen. Die Brennkammer muss einen sicheren und zuverlässigen Betrieb bei gleichzeitig geringen Emissionen im Rahmen der gesetzlich festgelegten Emissionsgrenzwerte [27] und einem möglichst breiten Betriebsbereich in Bezug auf Brennstoff- und Lastflexibilität gewährleisten. Bei SOFC-Systemen werden häufig noch entweder elektrische Systeme oder eine zusätzliche Brennkammer für z.B. Erdgas verwendet, um die Brennstoffzelle auf die minimale Betriebstemperatur von 873 K heizen zu können [46, 187]. Um die Komplexität und die Kosten für das MGT/SOFC-System zu reduzieren ist ein Brennkammersystem notwendig, das die Brenngase der verschiedenen Betriebszustände des Gesamtsystems SOFC/MGT (Anfahren, Volllast, Teillast, Lastabwurf) umsetzen kann. Da bei MGT-Systemen die Abwärme nach der Turbine über einen Rekuperator der verdichteten Luft nach dem Verdichter zugeführt wird, ist die Beheizung der SOFC im Hybridkraftwerk gewährleistet.

3.2 Methodik zur Entwicklung eines brennstoffflexiblen Brennkammersystems

Auf Basis der Randbedingungen aus den Systemsimulationen [130] werden in einem ersten Schritt die zu erwartenden adiabatischen Flammentemperaturen berechnet. Darüber hinaus lassen sich mit dem in Kap. 2.3.4 festgelegten detaillierten Reaktionsmechanismus, der die Eigenschaften der Verbrennung der SOFC-Abgase ausreichend gut wiedergeben kann, erste reaktionskinetische Aussagen zur Zündverzugszeit und der laminaren Flammen geschwindigkeiten treffen. Anschließend werden verschiedenste sowohl etablierte Konzepte, als auch noch im Entwicklungsstadium befindliche Konzepte aus der Gasturbinenverbrennung und der Brennstoffzellentechnik zur Nachverbrennung von SOFC-Abgasen evaluiert. Die Methodik zur Entwicklung einer Brennkammer für das Hybridkraftwerk ist in Abb. 3.1 veranschaulicht.

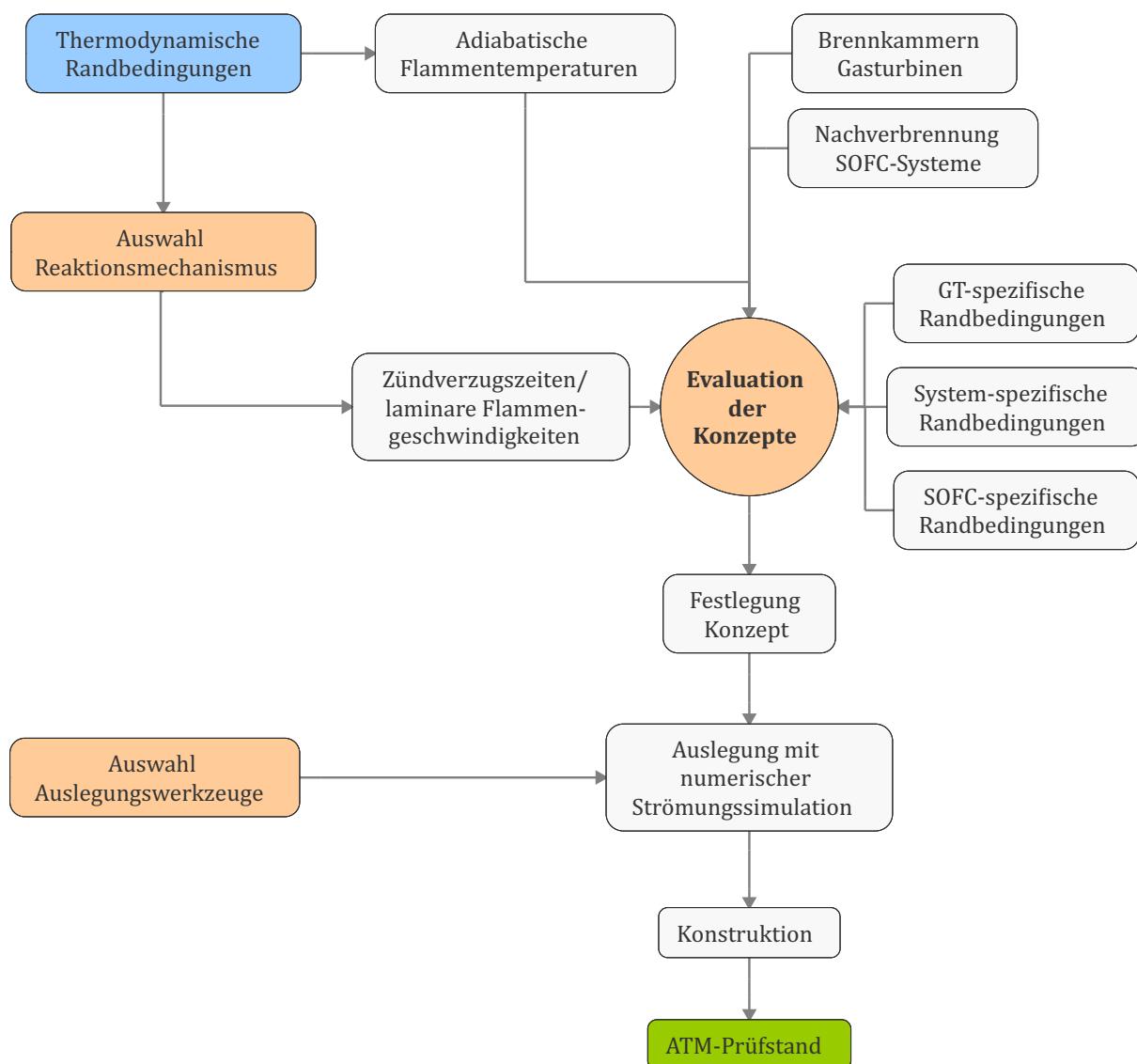


Abbildung 3.1: Darstellung der Methodik zur Entwicklung einer Brennkammer für das Hybridkraftwerk.

3. BRENNKAMMERENTWICKLUNG

Nach der Festlegung auf dieses Konzept in Kap. 3.2.5 auf Basis der Brennkammer-Evaluation werden die Methoden zur Auslegung mittels numerischer Strömungssimulation bestimmt. Nach ersten Auslegungsrechnungen wird die Brennergeometrie festgelegt und so konstruiert, dass sie in eine bereits bestehende Infrastruktur eines atmosphärischen Brennerprüfstandes integriert werden kann [214]. Ein atmosphärischer Prüfstand bietet den Vorteil, die Brennkammer mit wesentlich mehr Freiheitsgraden hinsichtlich Temperatur, Gaszusammensetzung, thermischer Leistung und Massenstrom zu untersuchen, als es in einem Gasturbinenkreislauf integriert möglich wäre. Die Bedingungen im atmosphärischen Prüfstand sind druckskaliert, sodass aufgrund ähnlicher Geschwindigkeiten Machzahl-Ähnlichkeit gegeben ist. Der Unterschied der minimal größeren Reynoldszahlen im atmosphärischen Prüfstand aufgrund der unterschiedlichen Viskositäten wird hier vernachlässigt. Durch die starke Ähnlichkeit der Geschwindigkeiten können nicht nur die Lage der Wärmefreisetzung in der Brennkammer untersucht, sondern auch die im Turbinenkreislauf zu erwartenden Totaldruckverluste direkt aus den atmosphärischen Brennkamversuchen bestimmt werden. Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit entstandenen Ergebnisse aus den Messkampagnen im atmosphärischen Brennerprüfstand werden in Kap. 5 gezeigt.

Damit bei diesem Vergleich der verschiedenen Brennerkonzepte aus der klassischen Gasturbinenverbrennung mit denen aus der Brennstoffzellentechnik keine Missverständnisse auftreten muss unbedingt folgende Begriffs differenzierung berücksichtigt werden. Nach Dunn-Rankin [53] gibt es neben der klassischen Magervormischverbrennung noch weitere Ansätze bzw. Definitionen für die Magerverbrennung, die sich teilweise „in Grauzonen überlappen und nicht klar voneinander abgrenzen lassen“. Das erklärt, warum die Begriffe „lean mixtures“ [12] und „ultra-lean combustion“ [247] von verschiedenen Quellen aus dem Umfeld der Brennstoffzellentechnik, als Verbrennung hochverdünnter Brennstoffe oder Mischungen wie z.B. dem Anodenabgas, verwendet werden. Unter Verdünnung wird in diesem Zusammenhang das Vorhandensein großer Mengen an Inertgasen im Brennstoff verstanden (H_2O und CO_2), also der englische Begriff „*lean*“ im Sinne von „dünn“ verwendet. Diese Verwendung darf jedoch nicht mit der Bedeutung des Begriffes „*lean*“ aus dem Umfeld der klassischen mager-vorgemischten Verbrennung (engl.: *lean premixed combustion*) verwechselt werden, die zur Bezeichnung für die mager-vorgemischten Gasturbinenbrennkammern in Kap. 3.2.4 verwendet wird. Hier bezieht sich der Begriff „*lean*“ (deutsch: „mager“) ausschließlich auf das Äquivalenzverhältnis von Oxidanten zu Reaktanten im Brennstoffgemisch.

3.2.1 Thermodynamische und reaktionskinetische Betrachtung der Randbedingungen

Im Gegensatz zu den 90er Jahren, als für die Entwicklung einer Brennkammer noch aufwändige Experimente unter realitätsnahen Bedingungen notwendig waren [2], sind heute moderne CFD-Rechenverfahren mit kinetischen Reaktionsmechanismen verfügbar. Die-

se Rechenverfahren sind auch heutzutage trotz fortgeschrittenster Computertechnik für technisch relevante Brennkammergeometrien noch sehr aufwändig. Daher werden in der Auslegung einer Brennkammer zuerst die zu erwartenden adiabatischen Flammentemperaturen, die Zündverzugszeiten und die laminaren Flammengeschwindigkeiten berechnet. Die Höhe der maximal möglichen adiabatischen Flammentemperatur in der Brennkammer ermöglicht eine qualitative Einschätzung der Bildung thermischen Stickoxids. Mittels Zündverzugszeit lässt sich direkt die mindestens erforderliche Verweilzeit in einer Brennkammer oder die höchstens erlaubte Zeit in einer Mischstrecke bestimmen, sodass eine Flammenstabilisierung in der Brennkammer ohne Flammenruckschlag in eine Vormischzone gegeben ist. Aus den laminaren Flammengeschwindigkeiten lassen sich dann die mindestens notwendigen Strömungsgeschwindigkeiten eines Brennstoff-Luft-Gemisches in einer Mischzone bestimmen, sodass sich eine in der Brennkammer stabilisierte Flamme nicht durch gewöhnlichen Flammenfortschritt entgegen der Strömung ausbreiten kann.

3.2.1.1 Berechnung der adiabatischen Flammentemperatur

Die aus den Berechnungen der adiabatischen Flammentemperaturen resultierenden Verläufe der Brenngase des Hybridkraftwerks wie SOFC-Abgas, Erdgas und Formiergas (siehe Kap. 1) sind in Abb. 3.2 in Abhängigkeit des Äquivalenzverhältnisses ϕ dargestellt. Zusätzlich ist in Abb. 3.2 der optimale Temperaturbereich hinsichtlich der NOx- und CO-Emissionen dargestellt [141].

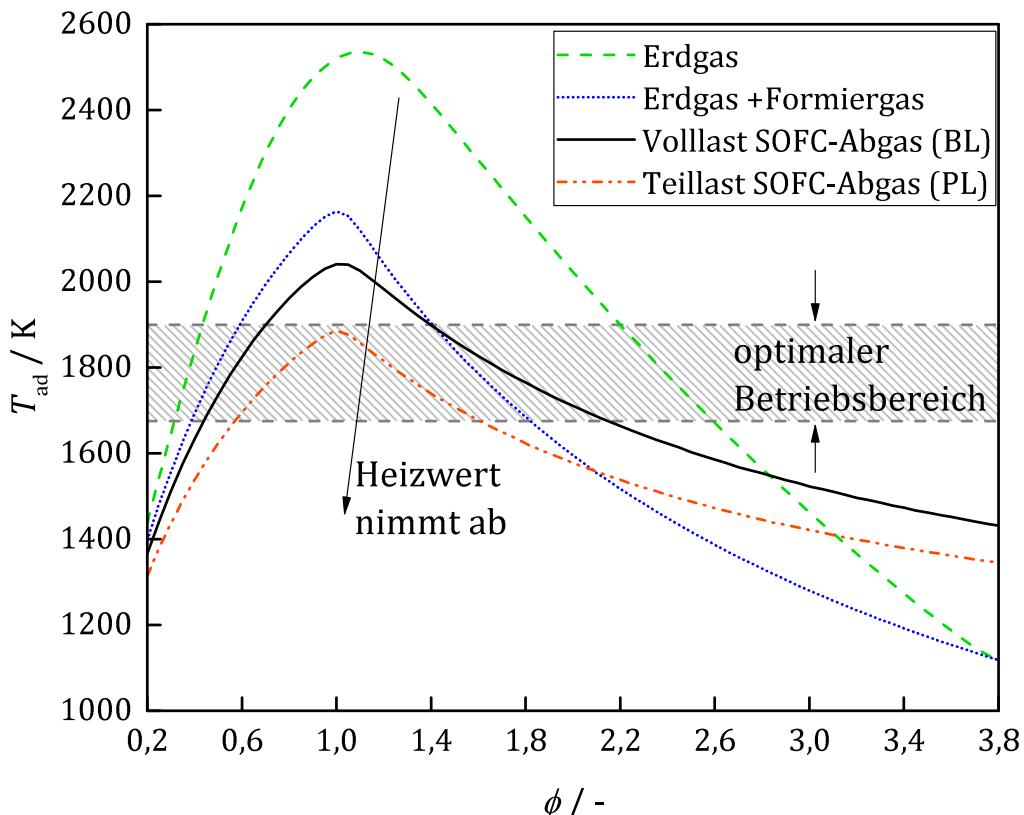


Abbildung 3.2: Vergleich der adiabatischen Flammentemperatur verschiedener Brennstoffe bei einer Brennerkammer-Eintrittstemperatur von 973 K.

3. BRENNKAMMERENTWICKLUNG

Die adiabatischen Flammtemperaturen der SOFC-Abgase bei Vollast und Teillast (siehe Tab. 3.1) betragen bei beiden Betriebspunkten höchstens ca. 2000 K und liegen damit weit unter den Werten für Erdgas. Dies lässt sich mit dem sehr hohen Wasseranteil im Brenngas und dem somit geringen Temperaturhub aufgrund des niedrigen Heizwertes in beiden Betriebspunkten unter Verwendung von SOFC-Abgas erklären [219]. Das entspricht im Grunde der altbewährten Technik zur Reduktion der Stickoxidemissionen bei der durch Wassereinspritzung die Spitzentemperaturen abgesenkt werden. Schimek et al. [208] und Tanneberger et al. [231] nutzen genau diese Effekt, um bei einer reinen Wasserstoff-Luft-Verbrennung die Entstehung von Stickoxidemissionen durch Einmischung von Wasserdampf in die Verbrennungsluft bestmöglich zu unterbinden. Der niedrige Heizwert der Brennstoffzellenabgase führt dazu, dass bei stöchiometrischen Bedingungen das massenbezogene Luft-Brennstoff-Verhältnis $m_{\text{an}}/m_{\text{ca}}$ zwischen 1,42 (PL) und 1,66 (BL) liegt. Der Wasseranteil im Gesamtgemisch beträgt somit ca. 25%. Daraus lässt sich schlussfolgern, dass aus Sicht der Bildung thermischen Stickoxids nichts gegen den Einsatz nicht-vorgemischter Verbrennungskonzepte bei der Verwendung von SOFC-Abgasen spricht, da der hierfür entscheidende Temperaturbereich nicht erreicht wird.

Die in Abb. 3.2 ebenfalls dargestellte adiabatische Flammtemperatur unter Verwendung von mit Formiergas verdünntem Erdgas lässt im Vergleich zum reinen Erdgas eine Abschätzung der Höhe der maximalen adiabatischen Temperaturen in Abhängigkeit der Formiergasmenge zu. Das Formiergas wird nur zum An- und Abfahren des Hybridkraftwerks verwendet, um die Anodenmaterialien in einer reduzierenden Atmosphäre vor Oxidation zu schützen. Die Stickoxidwerte der An- und Abfahrprozesse von Kraftwerken sind zwar gesetzlich nicht geregelt, aber genau aufgrund dieser hohen Temperaturen wird in der folgenden Brennkammerevaluation ein Blick auf die Belastung der Brennkammer gerichtet werden.

3.2.1.2 Zündverzugszeit und laminare Flammengeschwindigkeit

Um weitere globale Größen für eine Bewertung verschiedener Brennkammerkonzepte im Rahmen einer Evaluation zur Verfügung zu haben, werden die Zündverzugszeiten und laminaren Flammengeschwindigkeiten bei den in Tab. 3.1 aufgelisteten Betriebsbedingungen des Hybridkraftwerks berechnet. Zu deren Berechnung wird im Rahmen der vorliegenden Arbeit das Programm Paket Cantera [82] verwendet. Cantera ist ein objektorientierter Open-Source-Programmcode für Probleme der chemischen Kinetik, Thermodynamik und/oder Transportprozesse [82].

Im ersten Schritt werden die Zündverzugszeiten für SOFC-Abgase berechnet und analysiert. Hierbei ist zu bemerken, dass im unmittelbaren Umfeld der SOFC-Technologie teilweise große Unsicherheit bezüglich einer spontanen Umsetzung des Wasserstoffs besteht, da die Zündtemperatur von Wasserstoff mit 833 K deutlich unter den Betriebstemperaturen der Brennstoffzelle von ca. 1123 K liegt [45]. Aus der Zündverzugszeit lässt sich in Kombination mit einer Strömungsgeschwindigkeit eines Brennerkonzepts die Länge der

sogenannten Mischungszone abschätzen, bevor die Selbstzündung des Gemisches stattfindet. Dazu sind in Abb. 3.3 die Zündverzugszeiten logarithmisch über der Temperatur aufgetragen.

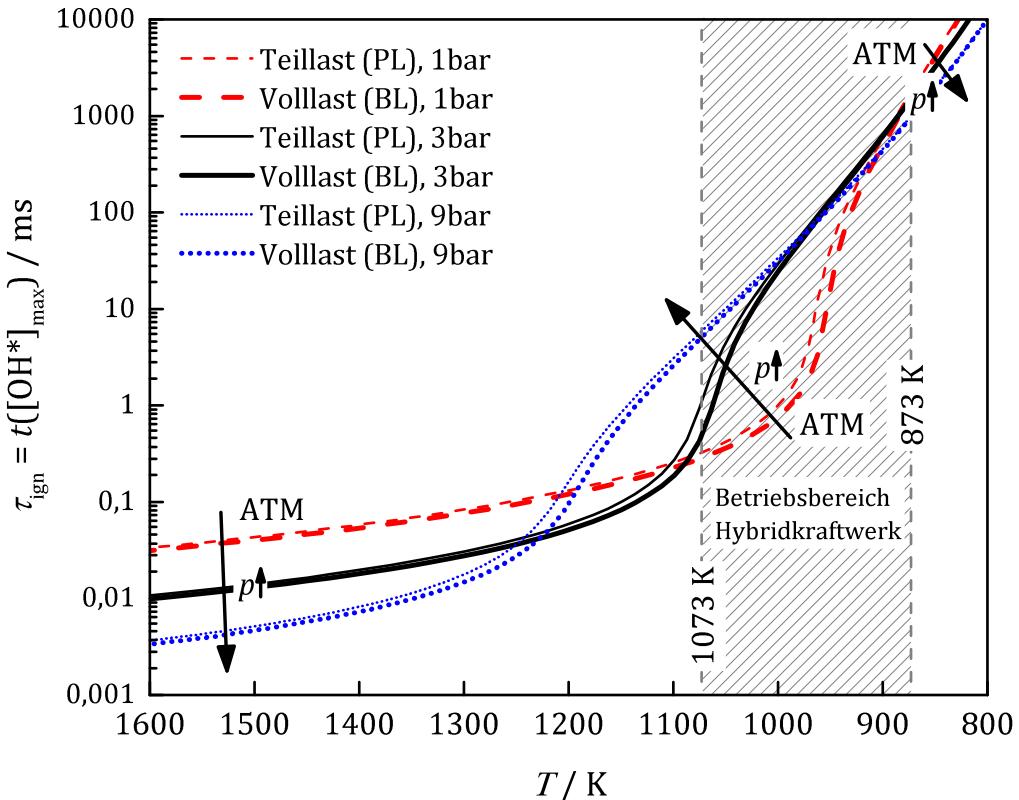


Abbildung 3.3: Zündverzugszeiten für Volllast (BL) und Teillast (PL) in Abhängigkeit der Temperatur bei 1 bar, 3 bar und 9 bar. Berechnet mit Li et al. (2007) [143].

Als Kriterium für die Bestimmung der Zündverzugszeit wird in der vorliegenden Arbeit die Zeit bis zur maximalen Konzentration an elektronisch angeregten OH* Radikalen verwendet. In Abb. 3.3 werden dazu die Volllast- (BL) und Teillastbetriebspunkte (PL) des Hybridkraftwerks aus Tab. 3.1 betrachtet, wobei die Zündverzugszeiten jeweils bei Drücken von 1 bar, 3 bar und 9 bar dargestellt sind. Die bereits im Kap. 2.1.3 in Abb. 2.5 gezeigte Komplexität der Zündverzugszeit $\tau_{ign}(T,p,X)$ in Abhängigkeit von der Temperatur T , dem Druck p und der Gemischzusammensetzung X spiegelt sich in dem aus den Berechnungen resultierenden Verlauf in Abb. 2.5 exakt wider. Bei sehr hohen und sehr niedrigen Temperaturen, also am linken und rechten Bildrand, weisen die Betriebspunkte bei einem Druck von 1 bar die höchsten Zündverzugszeiten auf. Demgegenüber steht das umgekehrte Verhalten bei ca. 1100 K bis 1000 K, wenn die höchste Reaktivität, also kürzeste Zündverzugszeit bei 1 bar vorliegt. Diese Komplexität hat wie in Kap. 2.1.3 beschrieben, ihren Ursprung in der bei nicht zu hohen Temperaturen geschwindigkeitsbestimmenden und druckabhängigen Abbruchreaktion aus Gl. 2.20. Mit dem in Abb. 3.3 zusätzlich gekennzeichneten Betriebsbereichs des Hybridkraftwerks wird klar, dass sich die Untersuchung einer Brennkammer unter atmosphärischen Bedingungen in diesem Fall auf der sogenann-

3. BRENNKAMMERENTWICKLUNG

ten sicheren Seite befindet. Dies bedeutet, dass die Zündverzugszeiten kürzer sind, als sie im Kraftwerk sein werden, und sich eine unter atmosphärischen Bedingungen nachgewiesene Sicherheit eines Brennerkonzepts gegenüber ungewollter Selbstzündung oder daraus resultierendem Flammenrückschlag auf die Bedingungen unter Druck übertragen lassen. Durch geschickte Wärmerückkopplung in einer Brennkammer lässt sich gemäß Abb. 3.3 die Reaktivität des Gemisches unter Kraftwerksbedingungen (3 bar) durch einen kleinen Temperaturhub von z.B. nur 100 K wieder so stark anheben, dass ein Flammenverlöschen gegenüber atmosphärischen Bedingungen (1 bar) effektiv verhindert werden kann.

Da im Gasturbinenbereich sehr viele Verbrennungsprozesse auf der Basis von Erdgas erfolgen, werden in Abb. 3.4 die Zündverzugszeiten für SOFC-Abgas und Erdgas bei 3 bar gegenübergestellt. Damit lässt sich abschätzen, ob konventionelle Erdgas-Konzepte aus der Gasturbinenverbrennung prinzipiell für das Hybridkraftwerk in Frage kämen. Die Zündverzugszeit ist in Abb. 3.4 über dem Äquivalenzverhältnis ϕ aufgetragen, da unter global mageren Bedingungen alle ϕ vom globalen $\phi_{gl} < 1$ bis zur Stöchiometrie mischungsbedingt vorkommen können.

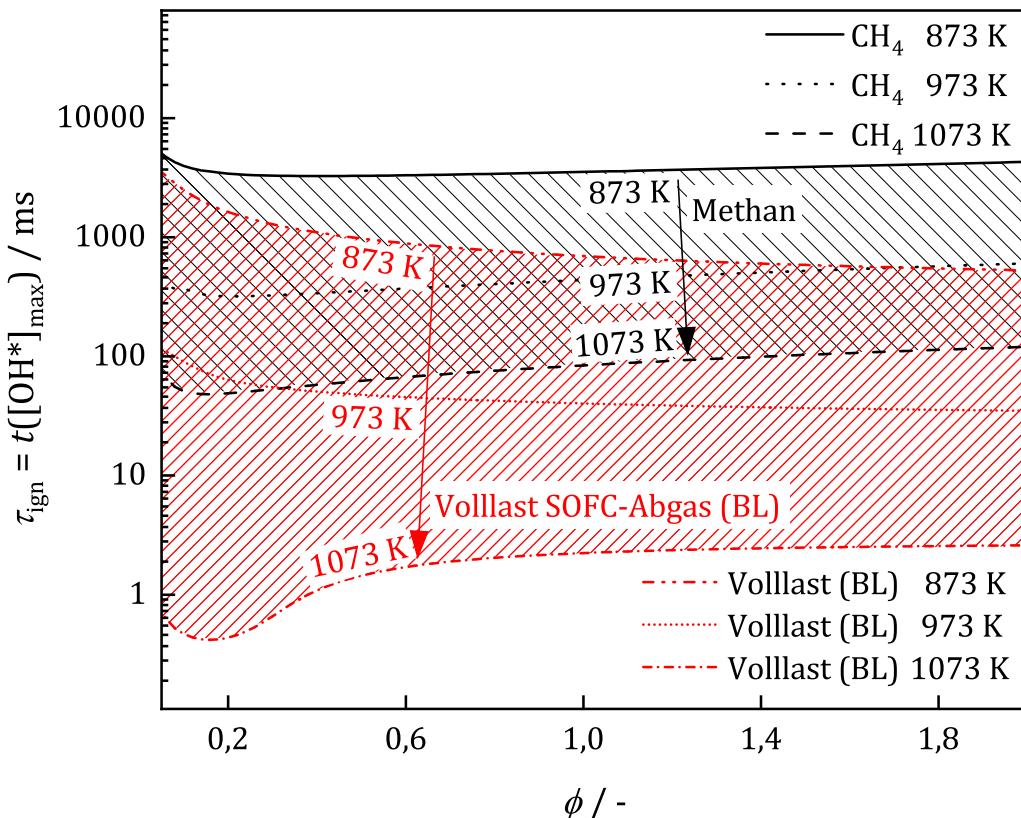


Abbildung 3.4: Vergleich der Zündverzugszeiten für Brennstoffzellenabgase unter Volllastbedingungen und Methan bei einem Druck von 3 bar. Zündverzugszeiten für SOFC-Abgas (BL) mit Li et al. (2007) [143] und für Methan mit GRI-Mech 3.0 [220] berechnet.

Aus Abb. 3.4 geht hervor, dass die Zündverzugszeiten bei SOFC-Abgasen deutlich sensibler auf Temperaturänderungen sind, als dies bei Methan der Fall ist. Während bei Methan als Brennstoff die Temperaturänderung von 873 K auf 1073 K eine Reduktion von ca. einer Größenordnung in der Zündverzugszeit zur Folge hat, bewirkt dies unter Verwendung von SOFC-Abgasen eine Reduktion um mehr als zwei Größenordnungen. Abgesehen von einem kleinen Ausschlag bei SOFC-Abgasen und 1073 K bleiben die Zündverzugszeiten sowohl bei Methan als auch bei SOFC-Abgas entlang dem Äquivalenzverhältnis relativ konstant.

Der Verlauf der Zündverzugszeit bei SOFC-Abgas unter Vollastbedingungen (3 bar) aus Abb. 3.4 wird in Abb. 3.5 mit den Zündverzugszeiten unter ansonsten gleichen aber atmosphärischen Bedingungen (1 bar) verglichen. Aus diesem Vergleich zwischen atmosphärischen (1 bar) und Kraftwerksbedingungen (3 bar) lassen sich Rückschlüsse auf die Übertragbarkeit der Brennkammertests im atmosphärischen Brennkammerprüfstand auf den Turbinenbetrieb schließen.

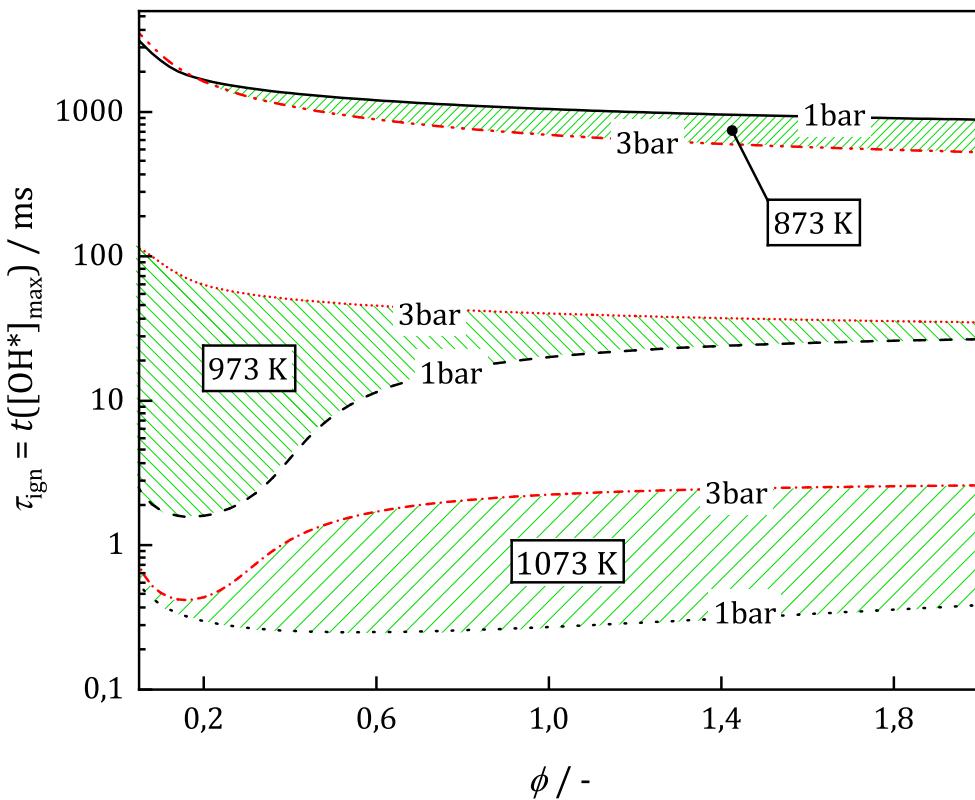


Abbildung 3.5: Abhängigkeit der Zündverzugszeit vom Äquivalenzverhältnis für Brennstoffzellenabgase unter Vollastbedingungen bei verschiedenen Drücken und Temperaturen. Berechnet mit Li et al. (2007) [143].

Bei 973 K und 1073 K ist die höchste Reaktivität und somit geringste Zündverzugszeit bei atmosphärischen Drücken gegeben. Verglichen mit den Kraftwerksbedingungen bei

höherem Druck (3 bar), befinden sich die atmosphärischen Tests daher auf der sicheren Seite hinsichtlich Selbstzündung. Aus dem Vergleich in Abb. 3.5 geht jedoch auch hervor, dass sich bei 873 K der Einfluss des Druckes auf die Zündverzugszeiten verglichen mit dem Verhalten bei 973 K und 1073 K umkehrt. Der Unterschied der Zündverzugszeiten bei 873 K zwischen 1 bar und 3 bar ist nur sehr gering wodurch die unsichere Seite hinsichtlich Selbstzündung nicht zu weit von den atmosphärischen Bedingungen entfernt ist. Die Übertragbarkeit der atmosphärischen Brennkammertests auf Kraftwerksbedingungen ist auch unter den betrachteten Aspekten in Abb. 3.5 gegeben. Die Verläufe der Zündverzugszeiten bei 973 K und 1073 K und sehr mageren Bedingungen von $\phi < 0,6$ deuten darauf hin, dass ein globales Äquivalenzverhältnis von $\phi \approx 0,4 - 0,5$, wenn möglich, nicht unterschritten werden sollte, da bei sehr kleinen Äquivalenzverhältnissen ein starker Abfall in der Zündverzugszeit zu erwarten ist. Dies könnte eine spontane Zündung mit eventuellem Flammenruckschlag zur Folge haben.

Abschließend werden die Zündverzugszeiten der Teillast- (PL) und Vollaststrandbedingungen (BL) des Hybridkraftwerks bei verschiedenen Drücken und Temperaturen in Abb. 3.6 gegenübergestellt. Dabei zeigt sich, dass die Zündverzugszeiten bei Teillast stets höher sind als bei Volllast.

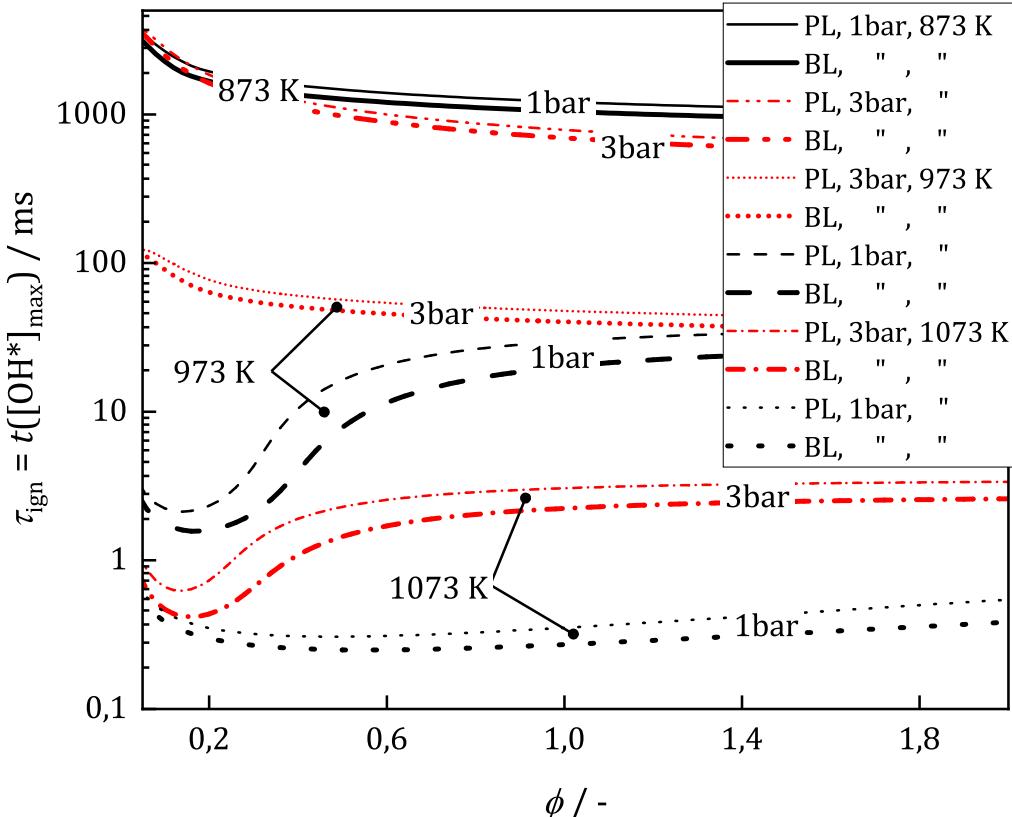


Abbildung 3.6: Einfluss der Betriebsbedingungen auf die Zündverzugszeiten bei Teillast (PL) und Volllast (BL).

Diese Beobachtung lässt sich mit den Gln. 2.16-2.20 aus Kap. 2.1.3 und der jeweiligen Zeitgesetze relativ anschaulich in Einklang bringen. Gemäß dem von den Eduktkonzentrationen abhängigen Zeitgesetz für eine chemische Reaktion führen die niedrige H₂- und O₂-Konzentrationen bei Teillastbedingungen in der Ketteneinleitung in Gl. 2.16, den beiden Kettenverzweigungen (Gln. 2.17 und 2.18) und der Kettenfortpflanzung (Gl. 2.19) zu einer geringeren Bildungsgeschwindigkeit der für die Reaktion notwendigen Radikale. Die durch die geringeren H₂- und O₂-Konzentrationen resultierende geringere Reaktionsgeschwindigkeit der beim Wasserstoffsystem geschwindigkeitsbestimmenden Abbruchreaktion aus Gl. 2.20 scheint im betrachteten Fall gegenüber den geringeren Radikalbildungsgeschwindigkeiten eine untergeordnete Rolle zu spielen, sodass insgesamt die Reaktivität herabgesetzt wird und sich somit die Zündverzugszeiten in Abb. 3.6 bei Teillastbedingungen gegenüber denen bei Vollast etwas erhöhen. Generell lässt sich anhand der Gegenüberstellung der Zündverzugszeiten bei Teillast- und Volllastrandbedingungen unter verschiedenen Drücken und Temperaturen in Abb. 3.6 festhalten, dass Trends beider Betriebspunkte sehr ähnlich sind. Es zeigt sich auch, dass die Betriebstemperatur einen sehr großen Einfluss auf die Zündverzugszeiten hat, und zwar über ca. drei Größenordnungen hinweg, während das Äquivalenzverhältnis ϕ nur bei sehr mageren Verhältnissen und nur bei einer bestimmten Konstellation von Temperatur und Druck einen Einfluss von etwa einer Größenordnung hat.

Laminare Flammengeschwindigkeit

Die in dieser Arbeit betrachteten laminaren Flammengeschwindigkeiten unterscheiden sich von den in einer Brennkammer relevanten turbulenten Flammengeschwindigkeiten zum Teil erheblich [241]. In der Literatur werden dazu verschiedene Ansätze diskutiert, diese turbulenten Flammengeschwindigkeiten auf Basis einer durch Turbulenz bedingten Geschwindigkeitsfluktuation abzuschätzen [241]. Um eine Bewertung der Flammengeschwindigkeit auf Basis rein reaktionskinetischer Berechnungen treffen zu können, die unabhängig von empirischen Korrelationen zur Abschätzung des Turbulenzeinflusses sind, werden in dieser Arbeit die laminaren Flammengeschwindigkeiten betrachtet.

Der in Kap. 2.3.4 ausgewählte Reaktionsmechanismus nach Li et al. [143] steht in Konkurrenz zu einigen alternativen Mechanismen, die zum Teil erst in jüngster Zeit entwickelt wurden [239]. Um dieser Unsicherheit entgegenzutreten, werden die berechneten laminaren Flammengeschwindigkeiten aus zwei weiteren Reaktionsmechanismen in Abb. 3.7 den Simulationen mit dem Mechanismus nach Li et al. [143] gegenübergestellt. Der Mechanismus nach Li et al. [143] sagt in den in Abb. 3.7 dargestellten Fällen stets minimal höhere laminare Flammengeschwindigkeiten voraus. Selbst die zusätzliche Variation von Druck (1 bar und 3 bar) und Temperatur (873 K und 1073 K) bewirkt keine großartigen Unterschiede in den resultierenden Flammengeschwindigkeiten aus allen drei Reaktionsmechanismen. Tendenziell stimmen die Simulationsergebnisse aus allen drei Reaktionsmechanismen sehr gut überein.

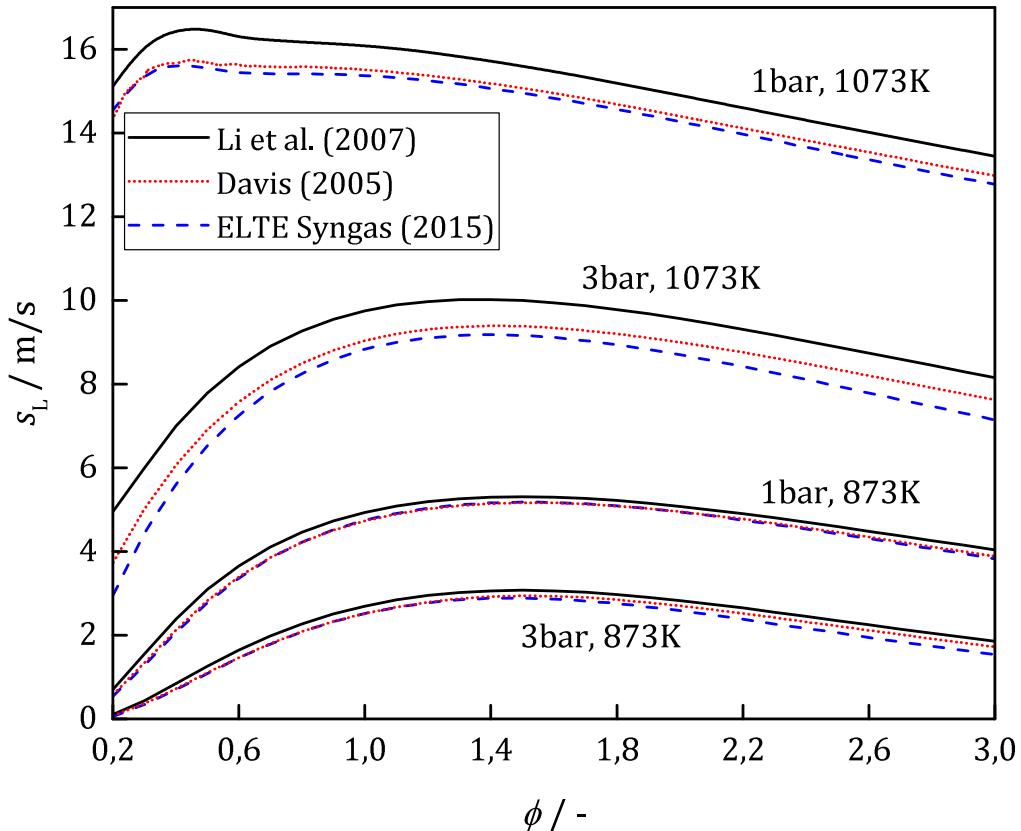


Abbildung 3.7: Simulation laminarer Flammengeschwindigkeiten bei Volllast (BL) mit verschiedenen Reaktionsmechanismen; Li et al. (2007) [143], Davis (2005) [43] und ELTE Syngas (2015) [239].

Die wesentlichen Unterschiede der SOFC-Abgase aus Tab. 3.1 im Vergleich zum Erdgas sind die sehr niedrigen Heizwerte des Anodenabgases, bei gleichzeitig hohen inerten Anteilen und der reduzierte Sauerstoffanteil im verbleibenden Kathodenabgas. Eine Reduktion dieses Sauerstoffgehalts von z.B. 21% auf 15% bewirkt nach Dunn-Rankin [53] eine Abnahme der laminaren Flammengeschwindigkeiten um fast die Hälfte.

Dieser Effekt zeigt sich in Abb. 3.8 beim Vergleich der laminaren Flammengeschwindigkeiten bei Teillast- und Volllastrandbedingungen. Zu den bei Teillast (PL) niedrigeren Sauerstoffgehalten kommt noch ein etwas geringerer Heizwert dazu. Dies führt zu einer konsequent verringerten Reaktivität und somit geringeren laminaren Flammengeschwindigkeiten unter Teillastbedingungen. Bei 3 bar und 1073 K führt der geringere Heizwert und niedrigere Sauerstoffgehalt bei Teillast zu einer Reduktion der laminaren Flammengeschwindigkeiten von bis zu 30% gegenüber den Volllastrandbedingungen. Analog zu den Zündverzugszeiten zeigt sich auch hier bei den laminaren Flammengeschwindigkeiten, dass die Temperatur den größten Einfluss hat. Eine Absenkung der SOFC-Abgastemperaturen von 1073 K auf 873 K würde eine Absenkung der laminaren Flammengeschwindigkeiten von bis zu 70% verursachen. Generell lässt sich bei der Betrachtung der Gegenüberstellung in Abb. 3.8 festhalten, dass die laminaren Flammengeschwindigkeiten nach links Richtung mageren Bedingungen stärker abfallen, als nach rechts in die brennstoffreiche Richtung.

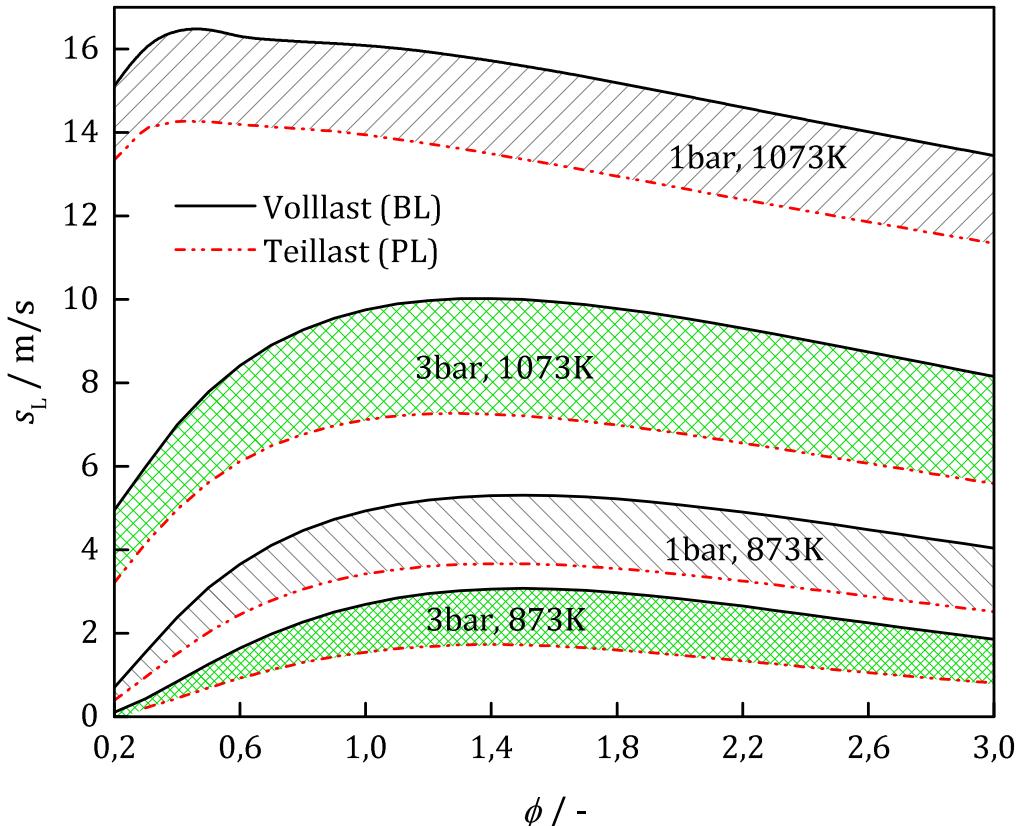


Abbildung 3.8: Vergleich der laminaren Geschwindigkeiten bei Volllast (BL) und Teillast (PL) unter Verwendung von Li et al. (2007) [143].

Die höchsten Flammengeschwindigkeiten erreichen die SOFC-Abgase überwiegend bei brennstoffreichen Bedingungen mit einem Äquivalenzverhältnis von $\phi \approx 1,4$. Lediglich bei 1bar und 1073 K ist befindet sich die höchste Flammengeschwindigkeit bei mageren Bedingungen von ca. $\phi = 0,4$. Diese maximalen laminaren Flammengeschwindigkeiten bei überwiegend brennstoffreichen Bedingungen mit $\phi \approx 1,4$ bei der Verbrennung von SOFC-Abgasen stimmen sehr gut mit dem Maximum bei der Verbrennung von reinem Wasserstoff in Abb. 2.4 aus Kap. 2 überein.

Die laminaren Flammengeschwindigkeiten von reinem Wasserstoff sind gemäß Abb. 2.4 aus Kap. 2 um bis zu 6-mal höher als bei der Verbrennung von reinem Methan. Dies deckt sich mit Untersuchungen von Brower et al. [23], die bei verschiedenen Drücken und Temperaturen einen Unterschied in der laminaren Flammengeschwindigkeit von bis zu einer Größenordnung feststellen. Vor diesem Hintergrund und der Tatsache, dass das SOFC-Abgas nur zum geringsten Teil aus dem hochreaktiven Wassertoff besteht, werden in Abb. 3.9 die laminaren Flammengeschwindigkeiten bei Volllastbedingungen unter Verwendung von Methan und SOFC-Abgasen bei unterschiedlichen Drücken und 1073 K miteinander verglichen. Die laminaren Flammengeschwindigkeiten in Abb. 3.9 unter Verwendung von SOFC-Abgasen sind zwar immer noch wesentlich höher als die von Methan, jedoch nur noch um etwa den Faktor 3,5. Der Vergleich in Abb. 3.9 zeigt, dass die laminaren Flammengeschwindigkeiten der SOFC-Abgase gegenüber Methan eine deutliche

Konstanz bei Veränderungen im Äquivalenzverhältnis aufweisen. Darüber hinaus weisen die SOFC-Abgase eine wesentlich höhere Sensitivität gegenüber Druckänderungen auf. Dies bedeutet, dass die laminaren Flammengeschwindigkeiten im atmosphärischen Prüfstand unter Verwendung von Methan näher an dem Verhalten unter Turbinenbedingungen sind, als dies bei SOFC-Abgasen der Fall sein wird.

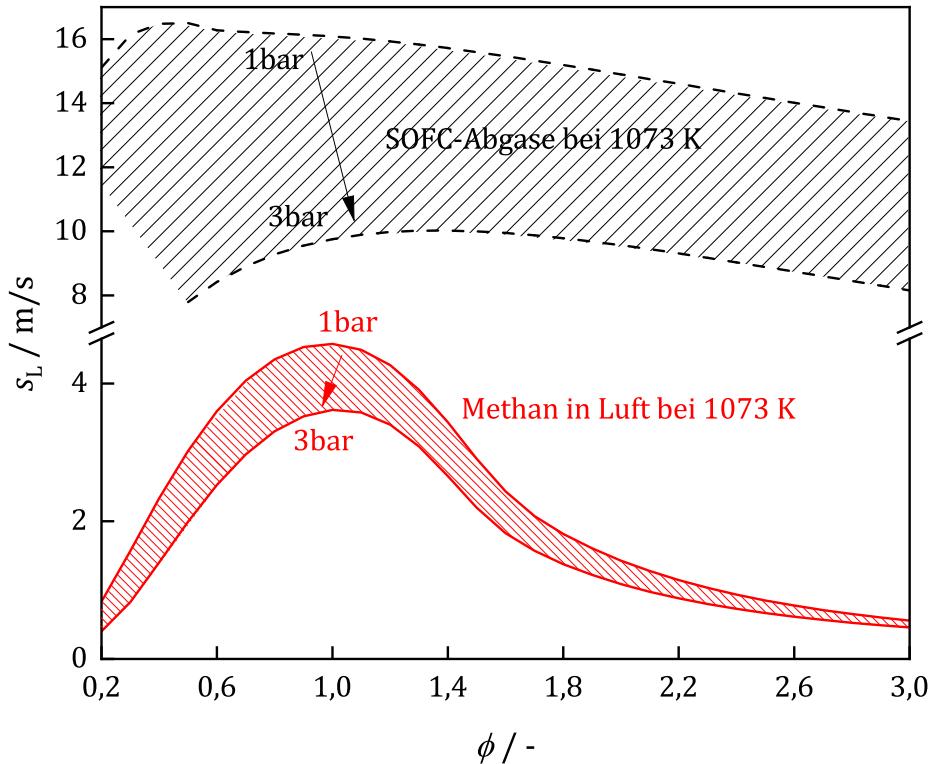


Abbildung 3.9: Einfluss der Druckskalierung auf die laminaren Flammengeschwindigkeiten und Vergleich mit Methan bei 1073 K; berechnet mit dem Mechanismus GRI-Mech 3.0 [220].

In den folgenden Abschnitten werden verschiedene Brennkamersysteme betrachtet, die zum Teil aus der Gasturbinenverbrennung mit vorwiegend flüssigen oder gasförmigen Kohlenwasserstoffen als Brennstoffe stammen. Zusammen mit Erfahrungswerten aus der Gasturbinentechnik, lässt der Vergleich in Abb. 3.9 einen einfachen aber schnellen Rückschluss auf eventuell zu erwartende Risiken gegenüber Flammenrückschlag in den betrachteten Brennkammerkonzepten unter Verwendung von SOFC-Abgasen zu.

3.2.2 Festlegung der Evaluations-Parameter

Um die verschiedenen Brennkammerkonzepte aus der Brennstoffzellen- und Gasturbinentechnik zu evaluieren werden verschiedene Parameter definiert. Diese Bewertungsparameter sind von den in Kap. 3.1 genannten Anforderungen an das zu entwickelnde Brennkamersystem abgeleitet. Der Totaldruckverlust der Brennkammer wird nicht ex-

plizit als Bewertungsparameter für die Evaluation aufgelistet. Unter der Annahme geringer Totaldruckverluste im unteren einstelligen Prozentbereich und entsprechender Strömungsgeschwindigkeiten wird dieser wichtige Parameter implizit über den Bauraum berücksichtigt. Für die Evaluation verbleiben folgende sechs Parameter:

1. **Bauraum (P1):** Da die Brennkammer für einen realen Demonstrator eines Hybridkraftwerks entwickelt wird und eingebaut werden soll, muss der dafür verfügbare Bauraum von wenigen Kubikdezimetern unbedingt eingehalten werden.
2. **Komplexität (P2):** Die Komplexität einer Brennkammer ergibt sich zum Einen aus der Konstruktion selbst. Entscheidend ist hierbei aus wie vielen einzelnen Bauteilen und vor allem unterschiedlichen Materialien sie besteht und wie aufwändig eine Fertigung und wie hoch die damit verbundenen Kosten sein werden. Zum Anderen bestimmt die Regelung der Brennkammer ebenso den Grad der Komplexität, z.B. wenn mehrere Hauptstufen oder sogar eine Pilotierung verwendet werden.
3. **Integrität (P3):** Hierzu zählen alle Möglichkeiten, die zur Beschädigung des gesamten Brennkammersystems oder der sie umgebenden Bauteile wie z.B. der Turbine führen könnten. Dazu zählt insbesondere der Flammenrückschlag oder die Selbstzündung in einer Vormischzone. Auch die Gefahr abgelöster Brennkammerteile, die zur Beschädigung der Radialturbine führen könnten oder die generell hohen Temperaturen von mehr als 1273 K am Turbineneintritt werden betrachtet.
4. **Zuverlässigkeit (P4):** Für die Sicherheit des Brennkammersystems gegen Flammenverlöschen über den gesamten Betriebsbereich des Hybridkraftwerks ist der jeweilige Mechanismus zur Stabilisierung der Verbrennung entscheidend.
5. **Brennstoffflexibilität (P5):** Die Brennstoffflexibilität spiegelt die Fähigkeit des Brennkammersystems wider, die verschiedenen Brennstoffzusammensetzungen umzusetzen, die aus den unterschiedlichen Zuständen des Hybridkraftwerks von Anfahren und Volllast bis zum Lastabwurf resultieren.
6. **Druckunterschied (P6):** Dieser Parameter bewertet die Eignung des Brennkammersystems für Festoxidbrennstoffzellen mit besonderem Hinblick auf den erlaubten Druckunterschied von maximal 50 mbar (siehe Kap. 1) zwischen Kathode und Anode.

Zur Evaluation der jeweiligen Brennkammersysteme werden für jeden Parameter entweder Pluspunkte für eine positive (+), Minuspunkte für eine negative (-) oder null Punkte (\emptyset) für eine neutrale Bewertung vergeben. Das Konzept mit der höchsten resultierenden Gesamtsumme aus dieser Bewertung hat das größte Erfolgspotenzial für die Anwendung in einem Hybridkraftwerk zur Nachverbrennung von SOFC-Abgasen.

3.2.3 Evaluation von SOFC-Nachverbrennungssystemen

Über die in SOFC-Brennstoffzellensystemen eingesetzten Brenner ist in der Literatur bisher relativ wenig publiziert worden. Über die Jahre hinweg wurden verschiedene technische Ausführungsmöglichkeiten getestet. Dabei wurden vorwiegend nicht-vorgemischte, meist katalytisch unterstützte [71, 72, 97, 162, 184, 185, 216, 225] und erst in letzter Zeit vorgemischte Verbrennungskonzepte betrachtet [151, 247]. Rein katalytische Konzepte ohne Vormischung finden in der Nachverbrennung von SOFC-Abgasen keine Anwendung [46]. Hier könnte die katalytische Oberflächenreaktion in eine volumetrische Verbrennung übergehen, was zu einem Flammenrückschlag entlang der stöchiometrischen Brennstoffsträhnen führen und Bauteilschäden aufgrund Wärmefreisetzung an ungewollten Stellen verursachen kann. Die meisten der Brennerkonzepte werden in der Literatur im Zusammenhang mit einem Reformermodul für die Anwendung in PEM-Brennstoffzellensystemen erwähnt. In der Anwendung von PEM-Brennstoffzellensystemen mit endothermen Reformierungsverfahren hat der Brenner zwei Aufgaben. Zum Einen die Abgasnachbehandlung der verbleibenden Brennstoffe im Anodenabgas und zum Anderen die Wärmebereitstellung für den Reformer [69, 83, 192, 210, 221, 258]. Die meisten nicht-vorgemischten und katalytisch unterstützten Konzepte sind nur für die Nachverbrennung niederkalorischer Brennstoffzellenabgase geeignet. Um für Aufheizvorgänge auch hochkalorische Brennstoffe in derselben Brennkammer wie für die Nachverbrennung umsetzen und somit ein Bau teil einsparen zu können, werden für den Einsatz in SOFC-Brennstoffzellensystemen in jüngster Zeit vorwiegend vorgemischte und nur teilweise nicht-vorgemischte Konzepte mit Brennstoffstufung entwickelt. Neben niedrigen Emissionen liegt der Fokus hierbei immer auf einer hohen Brennstoffflexibilität bei gleichzeitig hoher Zuverlässigkeit und Sicherheit.

3.2.3.1 Vorgemischte Verbrennung in porösen Medien

Die sogenannten IPM-Brennkamersysteme (engl.: *inert porous media*) stellen eine erste Entwicklung für ein brennstoffflexibles Brennkamersystem für die Anwendung in einem SOFC-System dar [47, 92], das sowohl niederkalorische (Anodenabgas) als auch hochkalorische Brennstoffe (Kaltstartbrennstoff) umsetzen kann [151, 247]. Bei diesem Konzept wird die Wärmeleitung über das poröse Medium zur Wärmerückkopplung [87] und somit zur Flammenstabilisierung genutzt, was gegenüber den vorgemischten Freiflammenbrennern einige Vorteile bietet [236]. Das aus einer Vormischzone in die poröse Matrix einströmende Gemisch aus Oxidator und Brennstoff wird über Wärmeleitung durch die freiwerdende Energie der heißen Verbrennungsabgase kontinuierlich aufgeheizt [10, 12, 54, 256]. Durch diese Wärmerückkopplung und damit höheren Temperaturen erhöhen sich die Reaktionsraten um das 10- bis 30-fache [10, 108, 234]. Daher können sogar niederkalorische Brennstoffe wie zum Beispiel das Anodenabgas der Festoxidbrennstoffzelle nicht nur vollständig sondern auch mit geringeren Emissionswerten als bei den Freiflammenbrennern umgesetzt werden [22, 172]. Darüber hinaus ermöglichen die höheren Reaktionsraten

kleinere und kompaktere Bauweisen der IPM-Brenner bei gleichzeitig erhöhter Teillastfähigkeit und einer hohen Modulationsfähigkeit des Heizwertes [172]. Das poröse Medium wird in der Regel durch sogenannte gesinterte Schaumkeramiken hergestellt. Zur Herstellung dieser Sintermatrizen kommen verschiedenste keramische Materialien zum Einsatz. Neben Aluminiumoxid, Zirkonoxid oder Siliciumoxid hat sich vor allem das nicht-oxidische Siliziumkarbid als Grundgerüstmaterial durchgesetzt [14], das im Gegensatz zum Stahl bei der Wärmeleitfähigkeit ein vorteilhaftes Verhalten aufzeigt. Während beim Stahl (z.B. Haynes230) die Wärmeleitfähigkeit bei Raumtemperatur von $8,9 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ auf ca. $28,4 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ bei 1273 K ansteigt sinkt die Wärmeleitfähigkeit des gesinterten α -SiC von ca. $114 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ bei Raumtemperatur auf ca. $35,7 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ bei 1273 K [95, 174]. Insgesamt sind die Wärmeleitfähigkeiten des α -Siliziumkarbid jedoch wesentlich höher als die eines hochlegierten Brennkammerstahls.

Ein von Voss et al. [247] entwickelter feinporiger Porenspinner auf Basis dieser gesinterten Nichtoxid-Schaumkeramik aus Siliziumkarbid (SSiC) ermöglicht somit eine stabile und schadstoffarme Umsetzung von Brennstoffen unterschiedlichster Heizwerte. Nicht nur die hohe Zuverlässigkeit (P4) als Brennkammer für Anodenabgase, sondern auch die vielseitige Einsetzbarkeit der Schaumkeramiken z.B. als Reformereinheit vor der SOFC zur Erzeugung von Synthesegas aus Kohlenwasserstoffen [93, 112, 266] haben dazu geführt, dass sich diese Technik in der Nachverbrennung von Anodenabgasen bei zahlreichen Anwendungen etabliert hat [172, 207, 234–236, 247].

Um die porösen Medien nicht durch Überhitzung durch Flammenrückschlag zu beschädigen, werden sie stets mit einem vorgemischten Brennstoff-Luft-Gemisch betrieben. Obwohl Djordjevic et al. [50] einen Pilotbrenner zur Stabilisierung einer Brennkammerhauptstufe einer stationären Gasturbine aus porösen Medien erfolgreich entwickelten sowie untersuchten, stellt sich dennoch die Frage ob dieses Prinzips der Wärmerückkopplung durch poröse Medien für die gesamte Hauptstufe einer Gasturbinenbrennkammer geeignet ist. Sich ablösende Teile des porösen Medium könnten in die Turbine gelangen und diese erheblich beschädigen. Da es sich hierbei nur um eine für die Turbine mögliche Gefahr und noch keinen Nachweis handelt und ein Flammenrückschlag aufgrund der Vormischung nicht ausgeschlossen werden kann, wird die gesamte Integrität der Brennkammer (P3) mit neutral bewertet. Der Porenspinner wird aus mindestens zwei unterschiedlichsten Materialien (Keramik und Brennkammerstahl) hergestellt. Insbesondere die relativ aufwändige Fertigung der gesinterten Schaumkeramik führt zu einer neutralen Bewertung der Komplexität (P2). Um den Druckverlust durchströmter poröser Medien berechnen zu können werden entweder Korrelationen wie z.B. die Forchheimer-Gleichung [196] oder Tabellenwerke verwendet. Zum Ablesen aus Tabellen werden Zahlenwerte über die Länge des durchströmten porösen Mediums, die mittlere Strömungsgeschwindigkeit und Angaben über die Porengröße benötigt. Die Porengröße wird in der Einheit „pores per inches (PPI)“ angegeben, die durch eine Norm [6] festgelegt ist. Als mittlere Strömungsgeschwindigkeit wird dabei immer die sogenannte Leerrohr-Geschwindigkeit verwendet, also die Meridian-

3. BRENNKAMMERENTWICKLUNG

Geschwindigkeit, die sich aus Gründen der Kontinuität ohne poröses Medium einstellen würde. Bei einer üblichen Porengröße von 2 mm oder 45 PPI (pores per inches) und einer Meridianströmung von ca. 13-14 m/s würde pro Meter Länge ein Druckverlust von ca. 3 bar erzeugt werden. Bei einer zu konventionellen Brennkammern von Mikrogasturbinen [214] ähnlichen Ausdehnung des porösen Mediums von 5-10 cm, ergäbe dies einen absoluten Druckverlust von 150-300 mbar, was bei einem Referenzdruck von 3 bar einem relativen Druckverlust von 5-10% entspräche. Um den relativen Druckverlust bei höchstens 2-3% zu halten sind nach Richardson et al. [198] und Moreira et al. [171] Geschwindigkeiten von höchstens 5-6 m/s erlaubt. Der notwendige Bauraum (P1) zur Erreichung sinnvoller Druckverluste würde demnach fast verdoppelt werden. Die hohe Wärmerückkopplung durch Wärmeleitung führt zu einer sehr zuverlässigen Verbrennung. Aus der Literatur geht hervor, dass zwar eine gewisse Flexibilität der Brennkammer über einen relativ breiten aber dennoch sehr begrenzten Betriebsbereich hinsichtlich dem Luft-Brennstoff-Verhältnis mit einem maximalen λ -Verhältnis von 1,7 besteht. Dieser λ -Quotient wird aus dem maximal und minimal möglichen λ -Wert der jeweiligen Literaturstelle gebildet [14, 49, 247]. Bei zu starken Veränderungen des Heizwertes könnte eine auf sehr magere SOFC-Abgas-Verbrennung optimierte Brennkammer auf Basis poröser Medien überhitzen. Dies führt zu einer neutralen Bewertung für die Brennstoffflexibilität (P5). Die Eignung dieser Technologie für die Verwendung als Nachverbrennung für SOFC-Abgase, insbesondere hinsichtlich einer nicht erlaubten Druckdifferenz zwischen Anode und Kathode, ist zahlreich belegt. Die Gesamtbewertung der Verbrennung in porösen Medien auf Basis der vorangegangenen Erläuterungen ist in Tabelle 3.2 zusammengefasst.

Tabelle 3.2: Evaluation von Brennkammern mit porösen Medien anhand der Bewertungsparameter 1 bis 6.

	P1	P2	P3	P4	P5	P6	Σ
poröse Medien	\emptyset	\emptyset	\emptyset	+	\emptyset	+	2

3.2.3.2 Katalytische Nachverbrennung

Möchte man den Porenspinner zusätzlich als Startbrenner mit Erdgas als Start-Brennstoff verwenden, wird auf den Einsatz von Mischluft verzichtet, um ein Überhitzen der porösen Matrix und somit deren Zerstörung zu verhindern [46]. Dies führt unter Verwendung von SOFC-Abgasen zu extrem mageren Brennstoff-Luft-Gemischen ($\lambda > 5$), die nur sehr langsam abreagieren würden. Um den Abbau der SOFC-Abgase in dem porösen Reaktor wieder zu beschleunigen, wird das poröse Medium zusätzlich mit einer katalytisch aktiven Schicht überzogen [14]. Dazu haben Marschallek et al. [159] die SSiC-Schaumkeramik zuerst mit einem sogenannten Washcoat als Bindeglied zwischen Aktivkomponente und Grundgerüst beschichtet und dann mit einer nicht-metallischen katalytischen Oberflä-

che überzogen. Dadurch ist auch bei mageren Brennstoff-Luft-Gemischen die Zuverlässigkeit wieder gegeben und der Einsatz sowohl hoch- als auch niederkalorischer Brenngase in einem breiten Modulationsbereich ermöglicht [160]. Nach Belitz et al. [14] sind nicht-metallische Katalysatoren wie z.B. Manganoxid (MnO_x) bei den für Festoxidbrennstoffzellen ohnehin notwendigen Temperaturen von mindestens 873 K genauso effektiv wie Katalysatoren auf Basis von Edelmetallen. Der Vorteil besteht unter anderem darin, dass die nicht-metallischen Katalysatoren nicht nur billiger sind sondern auch wesentlich höhere Spitzentemperaturen ertragen können. Trotzdem besteht die Gefahr, dass unter Verwendung von Erdgas als Startbrennstoff Stellen mit zu hohen Temperaturen im Katalysator entstehen können, entweder aufgrund des generell hohen Heizwertes gegenüber dem Anodenabgas oder aufgrund von stöchiometrischen Strähnen wegen unzureichender Gemischbildung. Aufgrund der konzeptbedingt notwendigen Vormischung ist die Gefahr eines Flammenrückschlags nicht ausgeschlossen. Aus diesen Gründen wird die Integrität (P3) -analog zu den unbeschichteten porösen Medien aus dem vorigen Abschnitt weiterhin neutral bewertet. Einzige Änderung in der Evaluation der katalytisch beschichteten Schaumkeramiken verglichen mit der Bewertung der unbeschichteten Porenbrenner in Tab. 3.2 ist die höhere Brennstoffflexibilität (P5), aufgrund der katalytisch aktiven Schicht.

Tabelle 3.3: Evaluation katalytisch beschichteter Brennkammern auf Basis poröser Medien anhand der Bewertungsparameter 1 bis 6.

	P1	P2	P3	P4	P5	P6	Σ
poröse Medien, katalytisch beschichtet	\emptyset	\emptyset	\emptyset	+	+	+	3

3.2.3.3 Nicht-vorgemischte, gestufte Verbrennung

Ein alternatives Konzept zur SOFC-Nachverbrennung ist die klassische Diffusionsverbrennung, deren jüngere Entwicklungsvarianten durch ein Stufungskonzept für einen breiten Heizwertbereich erweitert wurden [71, 97]. Da die bei stöchiometrischer Verbrennung auftretenden Spitzentemperaturen, wie in Abb. 3.2 dargestellt, nicht den für die NO_x -Emissionen relevanten Temperaturbereich erreichen (siehe Kap. 2.1.2), kommt die nicht-vorgemischte Verbrennung von SOFC-Abgasen definitiv in Frage. Vom Schloss et al. [209] und Hermann et al. [97] stellen jeweils die Untersuchung eines Brennkammersystems zur Nachverbrennung von Anodenabgasen vor. Während vom Schloss et al. [209] nur die nicht-vorgemischte Nachverbrennung für ein reines Brennstoffzellensystem experimentell untersuchen haben Hermann et al. [97] ein Brennkammersystem für ein gesamtes SOFC/MGT-System mit Reaktorberechnungen betrachtet. Die Berechnungen von Hermann et al. wurden sowohl unter vorgemischten (PSR-Reaktor) als auch nicht-vorgemischten (PaSPFR-

3. BRENNKAMMERENTWICKLUNG

Reaktor) Bedingungen durchgeführt, wobei sowohl niederkalorische Brennstoffzellenabgase für den stationären Betrieb als auch hochkalorische Brennstoffe für das Hochheizen des Systems berücksichtigt wurden. Hermann et al. [97] schlagen abschließend die nicht-vorgemischte Verbrennung vor, um die niederkalorischen Anodenabgase bei niedrigen Emissionen umzusetzen. Das Luft-Brennstoff-Verhältnis bei Hermann et al. beträgt ohne Mischluft 2,3 kg/kg. Gleichzeitig weisen sie jedoch darauf hin, dass die Verwendung der nicht-vorgemischten Brennkammer zum Hochheizen des Systems mit hochkalorischen Brennstoffen wie Erdgas, aufgrund der hohen zu erwartenden Temperaturen und somit NOx-Emissionen und Bauteilbelastungen nicht geeignet sei [97]. Um dennoch die für die verschiedenen Betriebszustände der SOFC notwendige Brennstoffflexibilität unter Verwendung der sicherheitstechnischen Vorteile eines nicht-vorgemischten Verbrennungssystems zu erreichen, haben Frenzel et al. [71] und Pianko-Oprych [185] jeweils eine nicht-vorgemischte Brennkammer mit Stufungskonzepten auf Basis der Randbedingungen eines reinen SOFC-Systems ohne angekoppelte Mikrogasturbine entwickelt [72]. Der luftseitige Druckverlust liegt bei ca. 8-9mbar. Für Teillastbetrieb mit Reformat aus einem CPOX-Reformer und Maximaltemperaturen von 1673 K zeigte der Brenner zwar nach 40h keine Materialermüdungserscheinungen [70], allerdings lässt sich daraus auch keine Zeitstandfestigkeit ableiten.

Wird der Brennkammer von Frenzel et al. [72] SOFC-Anodenabgas als Brenngas zugeführt, wird es in der ersten Stufe, in die nur ca. 10% der Kathodenluft eingebracht werden, vollständig umgesetzt ($\lambda = 0,5 - 1,0$). Wird nun für den Hochfahr- und Abschaltprozess des Hybridkraftwerks ein hochkalorisches und mit Formiergas verdünnter Brennstoff wie z.B. Erdgas verwendet, dann wird die gesamte Brennkammer in einer Fett-Mager-Stufung ohne Quench zwischen den beiden Stufen betrieben. In der ersten Stufe verbrennt ein Teil des Brennstoffes unter fetten und in der zweiten Stufe unter mageren Bedingungen. Der hochkalorische Brennstoff wird in beiden Brennkammerstufen unter zum Teil stöchiometrischen Bedingungen verbrennen, was zu sehr hohen Bauteilbelastungen und letztendlich auch NOx-Emissionen aufgrund der dann hohen Temperaturen führen wird. Daher wird der Parameter P3 für die Brennkammerintegrität mit neutral bewertet. Da die Flammengeschwindigkeiten von Erdgas bei 1073 K und 3 bar mit höchstens 3 m/s gegenüber denen von SOFC-Abgas mit bis zu 10 m/s sehr klein sein können (siehe Abb. 3.9), muss die Geschwindigkeit der Stoffströme dementsprechend niedrig ausgelegt sein. Dies führt verglichen mit den Porenbrunnern und deren interner Wärmerückkopplung zu sehr großen Brennkammern [52]. Der Parameter P1 für den Bauraum wird daher für die nicht-vorgemischten Konzepte negativ bewertet. Die geringe Komplexität (P2) der Brennkammer, die hohe Zuverlässigkeit (P4) gegenüber Verlöschen und die Brennstoffflexibilität (P5) insbesondere aufgrund der Stufung führen zu positiven Bewertungen der jeweiligen Parameter in Tabelle 3.4. Eine nicht-vorgemischte gestufte Brennkammer garantiert die Möglichkeit ohne wesentliche Druckunterschiede (P6) zwischen Kathode und Anode betrieben zu werden. Da der Anfahrprozess eines Kraftwerks gesetzlich zumindest noch nicht

regelementiert wird, ist die nicht-vorgemischte Verbrennung eine vielversprechende Alternative für den Einsatz als SOFC-Nachverbrennungssystem in einem Gasturbinenkreislauf.

Tabelle 3.4: Evaluation gestufter, nicht-vorgemischter Brennkammern anhand der Bewertungsparameter 1 bis 6.

	P1	P2	P3	P4	P5	P6	Σ
nicht-vorgemischt, gestuft	-	+	\emptyset	+	+	+	3

3.2.4 Evaluation von Gasturbinen-Brennkammern

Seit den 80er Jahren stieg der Anteil an emittierten Stickoxiden von Gasturbinen stetig an. Daher wurde in den 90er Jahren durch die Einführung gesetzlicher Stickoxidgrenzwerte ein hoher Druck auf die Kraftwerksbranche ausgeübt. Dies führte zur Entwicklung von Brennkammerkonzepten mit Magervormischung bei stationären Gasturbinen [4], deren stetige Weiterentwicklung bis heute andauert. Nach LeFebvre [140] ist die mager-vorgemischte Verbrennung die einzige Möglichkeit um Stickoxidemissionen im einstelligen ppm-Bereich zu erhalten. Die Verbrennung in einer mager-vorgemischten Brennkammer lässt sich mit Hilfe von Scherschichten stabilisieren [65, 230]. Eine Möglichkeit solche Scherschichten zu erzeugen bieten z.B. drall- oder jet-stabilisierte Brennkammern. Bei beiden Stabilisierungskonzepten bilden sich Rezirkulationszonen aus, die eine Einmischung heißer Verbrennungsabgase in die Frischluft gewährleisten. Durch die Verdünnung des Frischgases mittels interner Abgasrezirkulation und die Vormischung werden die Spitzentemperaturen in der Flamme und somit die Bildung thermischen Stickoxids reduziert [86].

3.2.4.1 Drall-stabilisierte mager-vorgemischte Brennkammern

Bereits 1984 wurde von ABB die erste sogenannte „Dry-Low-NOx“-Brennkammer in Betrieb genommen [205]. Diese erste Generation an drall-stabilisierten Vormischbrennkammern hatte zwei konzeptionelle Nachteile [51]. Zum Einen war die Länge der notwendigen Strecke, um eine homogene Vormischung zur erreichen viel länger als bei den damals üblichen Diffusionsbrennkammern. Zum Anderen bot diese Brennkammergegeneration keine ausreichende Sicherheit gegenüber ungewollter Selbstzündung oder Flammenrückschlag aus der Reaktions- in die Gemischbildungszone. Da sich damals schon abzeichnete, dass der Entwicklungstrend bei Gasturbinen in Richtung höherer Betriebsdrücke und Turbineneintrittstemperaturen geht wurde eine zweite Generation an „Dry-Low-NOx“-Brennkammern entwickelt, um der durch diese Trendentwicklung zunehmenden Gefahr von Selbstzündung und Flammenrückschlag gerecht zu werden.

Diese sogenannten „EV“-Brenner [3] oder „Conical Premix Burner“ [205] nutzen den plötzlichen Wirbelzerfall einer stark verdrallten Kernströmung als Flammenstabilisierung

3. BRENNKAMMERENTWICKLUNG

[120]. Dabei wird der Wirbelzerfall von einer aerodynamisch kontrollierten Rezirkulationszone in der konischen Brennkammer und nicht von einem mechanischen Flammenhalter hervorgerufen. Aufgrund des Wirbelzerfalls ist die Strömung in dieser Region grundsätzlich durch hohe Scherraten und einen hohen Turbulenzgrad gekennzeichnet [109]. Durch das Ersetzen der mechanischen Flammenhalterung wurde das Flammenrückschlagsrisiko gegenüber der ersten Brennergeneration minimiert und ein zuverlässiger Betrieb über den gesamten Betriebsbereich der Gasturbine ohne Verwendung von Diffusionsverbrennung ermöglicht [3]. Da der Bereich der Gemischbildung und der Reaktionszone durch die Flammenstabilisierung im freien Raum aerodynamisch voneinander getrennt sind und somit in einem Bauteil kombiniert werden können, reduziert sich die Komplexität und der notwendige Bauraum der Brennkammer. Dadurch reduzieren sich auch die Aufenthaltszeiten in der Brennkammer, was insbesondere bei hohen adiabatischen Flammtemperaturen einen positiven Effekt auf die Stickoxidemissionen hat [204]. Allerdings muss bei der Reduktion der Aufenthaltszeit in einer Brennkammer berücksichtigt werden, dass die chemischen Zeitskalen nicht unterschritten werden und somit Flammenverlöschen verursacht wird. Nach Lieuwen [145] ist das magere Flammenverlöschen bei Vormischbrennkammern grundsätzlich von der chemischen Kinetik abhängig.

Eine wesentliche Herausforderung bei Magervormischbrennkammern sind starke Verbrennungsinstabilitäten, die aufgrund fehlender Dämpfungsmechanismen wie z.B. der Minischluft auftreten können [145, 228]. Dabei kann eine kleine Störung in der Verbrennung zur Schwingungsanregung der Wärmefreisetzung führen und so den gesamten Verbrennungsprozess destabilisieren [205]. Insbesondere der verbrennungsinduzierte Wirbelzerfall (CIVB: Combustion Induced Vortex Breakdown) ist sehr anfällig gegenüber Veränderungen der Brennstoffzusammensetzung oder der lokalen Äquivalenzverhältnisse und ist der häufigste Grund für Flammenrückschlag bei drall-stabilisierten Brennkammern [195]. Aus diesem Grund kommen drall-stabilisierte Brennkammern in Gasturbinen bisher nur zum Einsatz, wenn der Brennstoff keinen Wasserstoff enthält [32], da dieser die Reaktionskinetik wesentlich beeinflussen würde. Das plötzliche Auftreten eines solchen Flammenrückschlags, hervorgerufen durch verbrennungsinduzierten Wirbelzerfall hängt nach Kiesewetter [122] von der räumlichen Verteilung der turbulenten und chemischen Zeitskalen im inneren der Wirbelströmung ab. Das aus dieser Verteilung resultierende Zusammenspiel zwischen Wärmefreisetzung und Wirbelzerfall ist nach Konle [125] für diesen Flammenfortschritt aufgrund von CIVB verantwortlich.

Eine Verbesserung der zeitlichen und räumlichen Mischungsgüte wirkt sich nicht nur positiv auf die Stickoxidemissionen aus [194], sondern verringert auch die Anfälligkeit der Brennkammer für selbstangeregte Schwingungen. Eine experimentelle Untersuchung von Meier [164] und eine numerische Studie von Franzelli [68] deuten an, dass nicht-perfekte Vormischungen in einer drall-stabilisierten Brennkammer die Ursache für eine selbst-angeregte Schwingung durch periodische Variation des Äquivalenzverhältnisses sein können.

Eine weitere Maßnahme zur Erhöhung der Robustheit eines Drallbrenners gegenüber Verbrennungsinstabilitäten ist das Einbringen einer unverdrallten Strömung in der Brennerachse. Dadurch lässt sich nicht nur die Mischung weiter verbessern sondern auch die Position des Wirbelzerfalls kontrollieren [32, 73, 195]. Dies hat zur Folge, dass die Brennkammer weniger selbst-angeregte Strömungsfluktuationen aufweist und somit auch weniger anfällig gegenüber Verbrennungsinstabilitäten ist [153, 233]. Trotz der genannten Herausforderungen bei der Verwendung von drall-stabilisierten Brennkammern überwiegen deren Vorteile. In modernen Gasturbinen sind Drallbrenner daher immer noch das bevorzugte Konzept, um eine zuverlässige, kompakte und hocheffiziente Verbrennung bei geringen NO_x-Emissionen zu gewährleisten [125].

Tabelle 3.5: Evaluation drall-stabilisierter mager-vorgemischter Brennkammern anhand der Bewertungsparameter 1 bis 6.

	P1	P2	P3	P4	P5	P6	Σ
drall-stabilisiert, mager-vorgemischt	+	+	+	+	+	-	4

Die drall-stabilisierten mager-vorgemischten Brennkammern sind die etablierte Technologie bei stationären Gasturbinen. Einer der vielen Gründe dafür ist die sehr hohe Leistungsdichte und der damit verbundene geringe notwendige Bauraum (P1). Die Brennkammer mit den drei wesentlichen Funktionsträgern, dem Drallerzeuger, der Mischstrecke und dem Reaktionsraum ist relativ simpel und robust aufgebaut (P2). Wie in der vorigen Abschnitten erläutert, wurde bei der ursprünglichen Entwicklung der drall-stabilisierten mager-vorgemischten Brennkammern großes Augenmerk auf die Vermeidung von Flammenrückslägen und Selbstzündungen gelegt (P3). Durch die hohen möglichen Brenneintrittstemperaturen und insbesondere durch die interne Rezirkulation heißer Verbrennungsabgase ist dieses Brennkammerkonzept besonders zuverlässig (P4) und brennstoffflexibel (P5). Der Brennstoff in den etablierten Konzepten der drall-stabilisierten mager-vorgemischten Brennkammern wird üblicherweise eingedüst. Es sind daher keine Erfahrungswerte mit vorgemischten drall-stabilisierten Brennkammern verfügbar, die keinen Brennstoffüberdruck zur Eindüfung benötigen (P6). Die aufsummierte Gesamtbewertung in Tabelle 3.5 spricht dennoch für dieses Konzept.

3.2.4.2 Jet-stabilisierte mager-vorgemischte Brennkammern

Eine weitere Möglichkeit konvektive Wärmerückkopplung [87] in einer mager-vorgemischten Brennkammer durch interne Rezirkulation zu realisieren und dadurch Flammenstabilisierung zu gewährleisten ist das jet-stabilisierte Brennerkonzept. Wie bei den drall-stabilisierten Brennkammern spricht man auch bei den jet-stabilisierten Brennkammern von einer aerodynamischen Stabilisierung der Flamme [55]. In beiden Fällen wird Rezir-

3. BRENNKAMMERENTWICKLUNG

kulation durch eine plötzliche Expansion des Strömungsquerschnitts indiziert. Simultane PIV/OH-LIF-Experimente von Severin et al. [217] liefern Hinweise darauf, dass der Stabilisierungsmechanismus bei einer jet-stabilisierten Flamme auf kleine Wirbel in der Scherschicht zwischen Jet- und Rezirkulationsströmung zurückzuführen ist.

Die jet-stabilisierte mager-vorgemischte Brennkammer hat ihren Ursprung in der flammenlosen Oxidation (FLOX®), die auch als „MILD combustion“ [36, 257], „High Temperature Air Combustion“ (HiTAC) [86, 87], „confined turbulent Bunsen-type burner“ [34, 39] oder „Lean Premixed Confined Jet Flames“ [218] bezeichnet wird. Dieses Konzept wurde ursprünglich für Industriebrenner bei atmosphärischen Arbeitsdrücken entwickelt. In MGT-Anwendungen wird diese flammenlose Oxidation nur teilweise in Betriebspunkten mit geringer Teillast und den entsprechend mageren Bedingungen erreicht.

Bei der jet-stabilisierten mager-vorgemischten Verbrennung wird der Brennstoff koaxial in die Strömungsrichtung eingedüst. Die Brennerluft und der Brennstoff werden dabei durch diese Eindüsing in einer Mischstrecke vor Eintritt in die Brennkammer teilweise vorgemischt. Die hohen Geschwindigkeiten der ringförmig angeordneten Düsen erzeugen eine starke innere Rezirkulation, wodurch das eintretende Frischgas mit heißen Verbrennungsabgasen verdünnt wird.

Diese hohen internen Rezirkulationsraten erzeugen eine homogene Temperaturverteilung in der Reaktionszone [86], was wiederum zu sehr niedrigen Emissionen führt [63, 154, 211]. Sogar mit reinem Wasserstoff als Brenngas wird durch die hohen Düsen-Geschwindigkeiten das Risiko des Flammenrückschlags signifikant reduziert [64, 133]. Rödiger et al. [199] und Zanger et al. [261, 262] erweiterten unterschiedliche jet-stabilisierte Brennkammsysteme mit drall-stabilisierten Pilotstufen, um den Betriebsbereich zu erhöhen. Für den Einsatz niederkalorischer Produktgase aus Biomassevergasung entwickelten Zornek et al. eine zweistufige jet-stabilisierte Turbinenbrennkammer [267–269]. Zornek et al. passten dieses kompakte Brennkammsystem für niederkalorische Brennstoffe an und testeten es erfolgreich in einem Mikrogasturbinen-Prüfstand. Die niedrigen Gastemperaturen von nahezu Umgebungstemperatur und das Fehlen des H₂O-Anteils unterscheiden sich jedoch stark von den Randbedingungen des SOFC-Anodenabgases. Nicht zu vergessen, die Anforderung an das zu entwickelnde Brennersystem hinsichtlich Brennstoffflexibilität und Anfahren des Hybridkraftwerks unter Verwendung von Erdgas.

Tabelle 3.6: Evaluation jet-stabilisierter mager-vorgemischter Brennkammern anhand der Bewertungsparameter 1 bis 6.

	P1	P2	P3	P4	P5	P6	Σ
jet-stabilisiert, mager-vorgemischt	+	+	+	+	+	\emptyset	5

Die Bewertung der jet-stabilisierten mager-vorgemischten Brennkammern ist ähnlich zu der bei den drall-stabilisierten Konzepten. Die hohen Jet-Geschwindigkeiten führen bei der Anwendung dieses Konzepts nur leicht zu etwas längeren Brennkammern, da der Bereich der flammenlosen Oxidation nicht angestrebt wird (P1). Insbesondere wenn keine weitere Hauptstufe- oder Pilotstufe verwendet wird ist die Komplexität (P2) der jet-stabilisierten Brennkammer bis auf die notwendige Mischlufteindüsung extrem gering. Aufgrund der hohen Jet-Geschwindigkeiten besteht eine hohe Sicherheit gegenüber Flammenrückschlag (P3) in die Vormischzone. Die aus den hohen Jet-Geschwindigkeiten resultierende interne Rezirkulation stabilisiert die Flamme und wirkt dem Magerverlöschen (P4) entgegen. Von Zornek et al. [267–269] wurde nicht nur eine hohe Brennstoffflexibilität (P5) durch den Einsatz trockenen Holzgases als Brennstoff gezeigt, sondern auch die Eignung des jet-stabilisierten Brennkammerkonzepts für den Verzicht auf Brennstoff-Eindüsung ange deutet. Durch die Verwendung niederkalorischen Holzgases mit relativ hohem Durchsatz an Brennstoffvolumen in der Brennkammer, weisen die Brennkammerdüsen von Zornek et al. im Vergleich zu herkömmlichen Erdgasdüsen stark vergrößerte Durchmesser auf. Die größeren Düsendurchmesser führen zum Einen zu geringeren Druckverlusten aufgrund geringerer Rohreibung. Zum Anderen führt aber vor allem die wesentlich kleinere Querschnittsaufweitung von den großen Durchmessern auf eine etwas größere - die Düsen umgebende - Mischstrecke zu wesentlich weniger Druckverlust. Der geringere Druckver lust aufgrund der größeren Düsendurchmesser führt allerdings auch zu einer wesentlich schlechteren Durchmischung. Da sich hier definitiv ein Potenzial andeutet, der Funktions nachweis aber noch erbracht werden muss wird Parameter P6 neutral bewertet.

3.2.4.3 RQL-Brennkammern

Eine weitere Alternative für niedrige Stickoxid-Emissionen bietet die Fett-Mager-Stufung, das sogenannte RQL-Konzept (*Rich burn*, *Quick quench*, *Lean burn*) [141]. In den 80er Jahren beauftragte die US-Umweltschutzbehörde die Firma Pratt & Whitney [186], in einer umfangreichen Bench-Scale-Bewertung das Verbrennungskonzept mit dem höchsten Potenzial zur Reduktion von NOx-Emissionen bei stationären Gasturbinen zu identifizieren. In dieser Studie hat sich das RQL-Prinzip gegenüber 28 weiteren Konzepten durchgesetzt und wurde fortan als Strategie zur Stickoxidreduktion weiterentwickelt. In den 90er Jahren geriet dieses Konzept in das Blickfeld der National Aeronautics and Space Administration (NASA), um auch bei Flugtriebwerken die Stickoxidemissionen abzusenken [203].

Das Grundprinzip dieser Fett-Mager-Stufung (RQL) ist die Verbrennung in zwei Stufen. In der ersten Brennkammerstufe wird durch Brennstoffeindüsung unter Luftmangel eine fette Zone erzeugt (*rich burn*). In einer sehr kurzen Zwischenstufe werden Luftstrahlen so eingemischt, dass der Übergang von fetten zu mageren Bedingungen extrem schnell stattfindet (*quick quench*). Die in dieser Mischungszone zwangsläufig auftretenden stöchiometrischen Verhältnisse treten nur für äußerst kurze Zeit auf und erzeugen dementsprechend

3. BRENNKAMMERENTWICKLUNG

wesentlich weniger Stickoxid-Emissionen. Der Verbrennungsprozess wird in der zweiten Stufe unter mageren Bedingungen (*lean burn*) bis zum vollständigen Brennstoffumsatz fortgeführt.

Verglichen mit modernen mager-vorgemischten Brennkammern wie im vorigen Abschnitt (3.2.4) gezeigt, ist bei den überwiegend mit gasförmigen Brennstoffen befeuerten stationären Gasturbinen das Potenzial zur Reduktion von Stickoxiden um eine Größenordnung geringer. Deshalb kommt dieses Konzept schon seit mehr als 20 Jahren nicht mehr im stationären Gasturbinensektor zum Einsatz [4]. Im Gegensatz dazu sind die RQL-Brennkammern bis heute in der Luftfahrt Stand der Technik [203]. Der Grund dafür ist die fette Verbrennungszone (*Rich burn*) in der Brennkammer selbst. Zum Einen gewährt diese Verbrennungszone eine vollständige Verdampfung des flüssigen Treibstoffes unter Vermeidung stöchiometrischer Mischungsverhältnisse während der Verdampfungsphase und somit der Entstehung sehr hoher thermischer Stickoxidemissionen. Zum Anderen bietet sie eine sehr hohe Zuverlässigkeit der gesamten Brennkammer gegen Flammenverlöschen, indem die sehr stabil brennende Flamme in dieser fetten Zone unter anderem als Pilotierung für den anschließenden mageren Brennkammerteil funktioniert. Bei stöchiometrischen Verhältnissen überwiegt die Bildung von Stickoxiden und bei zu fetten Bedingungen die Rußbildung [116]. Daher muss bei der Auslegung der fetten Verbrennungszone einer RQL-Brennkammer und somit der Festlegung des Äquivalenzverhältnisses ein Optimum zwischen Stickoxid- und Rußbildung gefunden werden, wenn Brennstoffe mit Rußneigung zum Einsatz kommen.

Die stetig strenger werdenden Standards für Stickoxidemissionen der internationalen Organisation für den zivilen Luftverkehr (ICAO - *International Civil Aviation Organization*) sind die Basis für die weltweite Entwicklung gesetzlicher Grenzwerte. Daher werden insbesondere im US-amerikanischen und europäischen Raum große Anstrengungen unternommen, die Stickoxidemissionen eines modernen Flugtriebwerks weiter stark zu reduzieren [1, 193]. Einer der Entwicklungsschwerpunkt sind die Injektoren, um trotz der sogenannten Verkokungsneigung an den sehr kleinen Injektoröffnungen [193] den Prozess der Spraybildung und Verdampfung möglichst effizient zu gestalten. Der andere Fokus liegt auf der Entwicklung mager-vorgemischter Brennkammern für Flugtriebwerke, wie z.B. dem doppelverdrallten ringförmigen Brenner TAPS von General Electric (TAPS - *twin-annular pre-mixing swirler*), der mit einem kleinen brennstoffangereicherten Pilotbrenner ausgestattet ist [67, 169, 170].

Obwohl der langfristige Trend bei Triebwerksbrennkammern vermutlich auch hin zu den mager-vorgemischten Brennkammern gehen wird, gibt es nach Samuelsen [203] für einen kleinen Nischenbereich bei den stationären Gasturbinen eine Entwicklung zurück zur Fett-Mager-Stufung [203]. Der Fokus liegt hierbei auf der maximalen Austauschbarkeit verschiedenster gasförmiger und komplexer flüssiger Brennstoffe, die mit zunehmender Vielfalt auf dem Kraftstoffmarkt verfügbar werden.

Da die RQL-Brennkammern konzeptbedingt eine hohe Brennstoffflexibilität aufweisen

wird dieser Parameter P5 positiv bewertet. Die vorwiegend in der Luftfahrt eingesetzten RQL-Brennkammern müssen dort hohen Anforderungen wie einem geringen Bauraum (P1), wenig Gewicht und insbesondere hoher Ausfallsicherheit (P3) und Zuverlässigkeit (P4) entsprechen. Dieses Brennkammerkonzept erhält daher bei diesen Parametern ebenfalls positive Bewertungen. Einen Abzug in der Bewertung gibt es beim Parameter P2 für Komplexität, da die Brennkammer aus drei verschiedenen Zonen besteht und eine gründliche Auslegung notwendig ist, um das optimale Einmischen zwischen der fetten und mageren Verbrennungszone zu gewährleisten. Auch der Parameter P6 für den Druckunterschied zwischen Kathode und Anode wird negativ bewertet, da für diese Einmischung zwischen den Zonen ein hoher Impuls benötigt wird. Dieser Impuls, der in dem dynamischen Druck der einzumischenden Luft steckt und sich durch den Mischvorgang abbaut könnte den erlaubten Druckunterschied übersteigen lassen.

Tabelle 3.7: Evaluation der Brennkammern mit Fett-Mager-Stufung (RQL) anhand der Bewertungsparameter 1 bis 6.

	P1	P2	P3	P4	P5	P6	Σ
Fett-Mager-Stufung	+	-	+	+	+	-	2

3.2.4.4 Trapped-Vortex-Brennkammern (TVC)

Für die Luftfahrt wurde in den 90er Jahren ein Brennkammerkonzept für den Einsatz in Scramjets konzipiert, das für supersonische Strömungsgeschwindigkeiten geeignet ist [15, 16]. Das Prinzip dieser sogenannten Trapped-Vortex-Brennkammern beruht darauf, dass ein in einer Kavität eingeschlossener Wirbel als Pilotflamme für die gesamte mager-vorgemischte Brennkammer dient. Die Kavität ist dabei so konziptiert, dass sich eine stabile Rezirkulation heißer Verbrennungsabgase ausbilden kann [222]. Durch die Einmischung heißer Abgase aus der Rezirkulation in dieser Kavität kann die Flamme in der mager-vorgemischten Hauptströmung stabilisiert werden [265]. Trapped-Vortex-Brennkammern haben nach Lieuwen [146] den Vorteil, dass die eingeschlossenen Wirbel wesentlich stabiler sind und weniger zu Oszillationen führen. Da dieses Konzept hohe Strömungsgeschwindigkeiten zulässt ist der Einsatz von Synthesegas mit einem Volumengehalt von bis zu 60% Wasserstoff möglich. Der Flammenrückschlag in die Vormischzone aufgrund der viel höheren Flammengeschwindigkeiten des wasserstoffreichen Synthesegases wird durch die hohen Strömungsgeschwindigkeiten verhindert [222]. Bereits in den 2000er Jahren wurden für die Anwendung in stationären Gasturbinen erste Konzeptgenerationen entwickelt [222, 265]. Das Trapped-Vortex-Konzept lässt sich dabei sowohl als rein mager-vorgemischte, als auch als RQL-Variante ausführen. Bei der erdgasbetriebenen mager-vorgemischten Variante mit einem Totaldruckverlust im Bereich von 4%-5% und einstelligen NOx-Emissionen von Edmonds et al. [56] finden sich auch im eingeschlossenen Wirbel Brennstoff-Luft-Verhältnisse

3. BRENNKAMMERENTWICKLUNG

unter mageren Bedingungen. Im Gegensatz dazu kombiniert die RQL-Brennkammer der US-Firma General Electric (GE) für die Anwendung hochkalorischer Brennstoffe in einem Flugtriebwerk [33] die Vorteile in der Brennstoffverdampfung und Zuverlässigkeit aus der Fett-Magerstufung mit der hohen Flammenstabilität der Trapped-Vortex-Konzepte.

Tabelle 3.8: Evaluation der Trapped-Vortex-Brennkammern anhand der Bewertungsparameter 1 bis 6.

	P1	P2	P3	P4	P5	P6	Σ
Trapped-Vortex	+	\emptyset	\emptyset	+	+	\emptyset	3

Die exakte Auslegung der Kavitäten, um eine stabile Ausbildung der eingeschlossenen Wirbel zu gewährleisten erhöht die Komplexität der Brennkammer etwas. Durch Verzicht auf Mischlufteindüsungen könnte die Komplexität jedoch wieder etwas reduziert werden. Die Mischluft könnte in die Achse der Brennkammer so eingebbracht werden, dass sie von einer mit Brennstoff mager-vorgemischte Ringströmung umgeben wird, deren Verbrennung durch an der Außenseite der Brennkammer liegende Kavitäten stabilisiert wird. Da es sich hierbei lediglich um eine Idee handelt wird der Parameter P2 für die Komplexität nur mit neutral bewertet. Bauraum (P1), Zuverlässigkeit (P4) und Brennstoffflexibilität (P5) werden aufgrund der hohen möglichen Leistungsdichten der Brennkammer und der Stabilisierung mittels intern-rezirkulierter Abgase positiv bewertet. Da die Kavitäten in denen sich die eingeschlossenen Wirbel ausbilden im Grund nichts anderes als mechanische Flammenhalter darstellen, können Bauteilschäden an thermisch zu hoch beanspruchten Stellen nicht ausgeschlossen werden. Die Gefahr des Flammenrückschlags ist ähnlich wie zu den mager-vorgemischten Brennkammern relativ gering weshalb die Integrität (P3) insgesamt mit neutral bewertet wird. Der Parameter Druckunterschied (P6) wird mit neutral bewertet, da Trapped-Vortex-Brennkammern auch im RQL-Modus betrieben werden können und dann eher auf eine Eindüsung verzichtet werden kann, ohne dass mit Flammenankerung direkt an der Brennstoffdüse und daher Bauteilschäden gerechnet werden muss. Umgekehrt zu den klassischen RQL-Brennkammer mischt bei den Trapped-Vortex-Brennkammern im RQL-Betrieb das fette Gemisch aus den eingeschlossenen Wirbeln in die Kernströmung ein. Ein Nachweis hierüber müsste allerdings noch experimentell erbracht werden.

3.2.4.5 Nicht-vorgemischte Verbrennung mit Mikromischungskonzepten

Die Anwendung der klassischen Diffusionsverbrennung mit seinen inhärent hohen Sauerstoffdemissionen in stationären Gasturbinen oder Flugtriebwerken wurde schon längst von den mager-vorgemischten oder den RQL-Brennkammern verdrängt. Um bei der Verwendung von reinem Wasserstoff den immensen Vorteil von nicht-vorgemischten Brennkammern gegenüber Flammenrückschlag bei gleichzeitig niedrigen NOx-Emissionen nutzen zu können

werden sogenannte Mikromischungskonzepte entwickelt [41, 74, 227]. Der Trick besteht darin, die Wärmefreisetzungszone der Wasserstoffflamme zu miniaturisieren und durch viele einzelne Flammen mit wesentlich geringerer Dimension zu ersetzen. Da die Aufenthaltszeit in einer der Miniatur-Flammen sehr viel kleiner als in einer einzigen großen Wärmefreisetzungszone ist, sind die Stickoxidemissionen der gesamten Brennkammer trotz stöchiometrischer Verbrennung dramatisch reduziert [7]. Um die Miniaturisierung zu realisieren, werden eine Vielzahl an Wasserstoffinjektoren und Lufteinlässe nebeneinander so angeordnet, dass eine schnelle und intensive Mischung stattfinden kann [7]. Die Mikro-Flamme stabilisiert jedoch in unmittelbarer Nähe zu den Brennkammerbauteilen, was deren Lebensdauer erheblich herabsetzen kann. Ein weiterer Nachteil besteht in den hohen erforderlichen Versorgungsdrücken von Wasserstoff von bis zu 150 bar [157].

Tabelle 3.9: Evaluation nicht-vorgemischter Brennkammern mit Mikromischungskonzepten anhand der Bewertungsparameter 1 bis 6.

	P1	P2	P3	P4	P5	P6	Σ
nicht-vorgemischt, mit Mikromischung	-	-	\emptyset	+	+	\emptyset	0

Die ungeschlagenen Stärken der nicht-vorgemischten Verbrennung liegen eindeutig in der Sicherheit gegenüber Flammenrückschlag und Selbstzündung. Da die Flammenanke rung aber unmittelbar am Ort der Mischung stattfindet sind sehr hohe Bauteilbelastungen, insbesondere bei höheren Anteilen von Wasserstoff im Brenngas wie z.B. beim Lastabwurf zu erwarten. Der Parameter Brennkammerintegrität (P3) wird daher mit neutral bewertet. Nicht-vorgemischte Brennkammern weisen einen breiten stabilen Betriebsbereich (P4) und eine relativ hohe Brennstoffflexibilität (P5) auf, da konzeptbedingt stets ein Bereich mit stöchiometrischen Verhältnissen und somit höchsten Reaktivitäten gewährleistet ist. Die Miniaturisierung der Flammenzone hat zur Folge dass sich sowohl die Komplexität (P2) aufgrund einer Vielzahl an Injektoren als auch der Bauraum (P1) erheblich vergrößern. Die Bewertung für diese Parameter fällt daher negativ aus. Die Brennkammern mit Mikro-Mischung wurden ursprünglich für die Anwendung von Wasserstoffverbrennung in Gasturbinen entwickelt, wofür teilweise extrem hohe Brennstoff-Versorgungsdrücke notwendig sind. Da nicht geklärt ist, ob diese Brennkammern auch ohne hohen Brennstoffversorgungsdruck funktionieren wird der Parameter P6 für den Druckunterschied neutral bewertet.

3.2.4.6 Katalytische Oxidation

Die katalytische Oxidation war vor 30 Jahren prinzipiell eine vielversprechende Alternative zur Fett-Mager-Stufung und Magervormischung bei Brennkammern in stationären Gasturbinen. Dieses Verbrennungsprinzip darf nicht mit der katalytischen Nachbehand-

3. BRENNKAMMERENTWICKLUNG

lung verwechselt werden, wie sie im Automobilbereich zur Anwendung kommt [116]. Der große Nachteil bei der katalytischen Verbrennung ist die niedrige Lebensdauer der katalytisch aktiven Schicht, insbesondere bei den seit Jahrzehnten immer höher werdenden Brenner- und Turbineneintrittstemperaturen [140]. Diese katalytisch aktive Schicht besteht in der Regel aus Edelmetallen wie Platin (Pt) oder Palladium (Pd). Da diese Elemente bereits bei 1500K verdampfen sollte ein Edelmetallkatalysator nicht oberhalb einer Temperatur von 1300 K betrieben werden [116]. Um einer Zerstörung des Katalysators durch stöchiometrisch brennende Strähnen vorzubeugen, müssen Brennstoff und Luft wie bei den mager-vorgemischten Brennerkonzepten homogen gemischt sein. Durch sorgfältige Optimierung der Mischer lassen sich geringste Schwankungen der Verbrennungstemperatur von weniger als 3 K durch abweichende Äquivalenzverhältnisse erreichen [176]. Bei großen, modernen Gasturbinen mit gekühlten Schaufeln sind die Turbineneintrittstemperaturen von bis zu 1.800 K mittlerweile so hoch, dass hier definitiv keine Katalysatoren für die Unterstützung der Verbrennung vor der Turbine verwendet werden können [4].

Im Bereich der Mikrogasturbinen besteht weiterhin eine wenn auch nur sehr kleine Chance auf den Einsatz katalytischer Verbrennungskonzepte. Die Materialgrenzen der in den Mikrogasturbinen verbauten Radialturbinen bestimmen die maximal möglichen Turbineneintrittstemperaturen von ca. 1300 K. Aufgrund der kleinen Baugröße der Turbine lassen sich hier keine Kühlkonzepte wie bei den großen Axialturbinen applizieren und daher nur weitaus geringere Turbineneintrittstemperaturen realisieren. Nickolas et al. [175] und Yee et al. [259] haben Feldtests an unterschiedlichen Gasturbinen durchgeführt, in denen jeweils katalytische Brennkammermodule mit verbessertem Katalysatormaterial zum Einsatz kamen. Die dort verwendeten Brennkammermodule sind in ihren Bauweisen denen der katalytisch beschichteten Porenbrünnern aus Kap. 3.2.3.2 sehr ähnlich. Bei den Demonstrationen mussten jeweils Vorbrenner verwendet werden, um die Gasturbinen anzufahren und die Mindesttemperaturen der verwendeten Katalysatoren von ca. 753 K bei schnell wechselnden Betriebspunkten über einen breiten Betriebsbereich zu gewährleisten. Der Totaldruckverlust der Brennkammer bei den Versuchen von Nickolas et al. [175] betrug zwischen 3,8% und 4,5%.

Eine Variante der vollständigen katalytischen Oxidation ist die katalytisch „unterstützte Verbrennung“. Hierbei werden ca 20%-50% des Brennstoffs im Katalysator umgesetzt, ohne die kritischen Temperaturen zu überschreiten. In einer anschließenden Zone wird der Restbrennstoff eingebracht, um schließlich die erforderliche Turbineneintrittstemperatur durch eine Gasphasenverbrennung zu erhalten [116]. In dieser Variante fungiert der Katalysator jedoch ausschließlich als Pilotbrenner und hat daher wenig Einfluß auf die Stickoxidbildung in der anschließenden Gasphasenverbrennung.

Der Brennstoffumsatz bei der katalytischen Oxidation findet an den Oberflächen einer mit katalytisch aktiven Edelmetallen beschichteten Brennkammer statt. Um eine möglichst große Oberfläche zu erhalten werden -wie in der Katalysatortechnik üblich- poröse Medien verwendet. Um den Totaldruckverlust über die Brennkammer trotzdem im Rah-

men zu halten muss diese entsprechend groß ausgeführt werden (P1), damit die durch die Versperrung des porösen Materials resultierende Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit gegenüber einer Brennkammer mit volumetrischer Verbrennung wieder ausgeglichen werden kann. Für neue Katalysator-Materialien müssen Mindesttemperaturen während des Anfahrens der Turbine und während schneller Lastwechsel gehalten werden, weshalb Vorbrenner zum Einsatz kommen. Die dadurch wesentlich erhöhte Komplexität (P2) wird daher negativ bewertet. Aufgrund der für katalytische Materialien grenzwertigen Austrittstemperaturen der Mikrogasturbinenbrennkammern von ca. 1273 K und der Unsicherheit der Mischungsqualität bei den verschiedenen Brennstoffzusammensetzungen und Volumenströme und den daraus potentiell möglichen stöchiometrischen Strähnen wird die Brennkammerintegrität (P3) mit neutral bewertet. Nach Joos [116] ist die Zuverlässigkeit (P4) einer katalytischen Brennkammer unter schnell wechselnden Betriebsbedingungen derzeit noch nicht nachgewiesen, aber auch nicht ausgeschlossen. Unabhängig von der Güte der Vormischung sind katalytische Brennkammern prinzipbedingt sehr brennstoffflexibel (P5). Die Eignung von katalytischen Brennkammern für die Anwendung in der Brennstoffzellentechnik wurde bereits in den vorigen Abschnitten bei der Bewertung der Brennkammerkonzepte aus der Brennstoffzellentechnik gezeigt (P6). Die resultierende Gesamtbewertung zeigt Tabelle 3.10.

Tabelle 3.10: Evaluation der katalytischen Oxidation anhand der Bewertungsparameter 1 bis 6.

	P1	P2	P3	P4	P5	P6	Σ
Katalytische Oxidation	-	-	\emptyset	\emptyset	+	+	0

3.2.4.7 Langsame Oxidation

Eine Alternative für die Verbrennung in Gasturbinenanwendungen bietet die langsame Oxidation oder „gradual oxidation“ [36, 53]. Um diese Art von Oxidation zu erhalten müssen nach Cavaliere et al. [36] zwei Voraussetzungen erfüllt sein. Erstens muss die Einlasstemperatur der Reaktanten in die Brennkammer höher als die Selbstzündtemperatur der Gesamtmischung sein. Für die im SOFC-Abgas vorkommenden Brenngase Wasserstoff und Kohlenmonoxid sowie eventuell zuzufeuерndem Erdgas oder Methan betragen die Zündtemperaturen maximal 893 K (Methan¹: 873 K, Kohlenmonoxid², Wasserstoff³: 833 K). Zweitens muss der Temperaturhub durch die freiwerdende Energie während der Oxidation geringer sein als die Selbstzündtemperatur des Gemisches. Mit anderen Worten, während der Oxidation finden zwar chemische Reaktionen aufgrund des Übersteigens der Zündtemperatur statt, doch aufgrund des zu geringen Temperaturhubs kann sich keine

¹Sicherheitsdatenblatt der Linde Gruppe für Methan.

²Sicherheitsdatenblatt gemäß RL 1907/2006/EG (REACH): 893 K für Kohlenmonoxid von Air Liquide.

³Sicherheitsdatenblatt der Linde Gruppe für Wasserstoff.

3. BRENNKAMMERENTWICKLUNG

stabile Flammenfront ausbilden, bzw. findet Flammenverlöschen statt. Dies führt zu einer sehr langsamen Oxidation, der sogenannten „gradual oxidation“. Der Elektrolyt der SOFC wird erst ab 873 K für Sauerstoffionen leitfähig und die Auslegungstemperaturen liegen sogar bei 1073 K. Um bei einer Temperatur der Reaktanten von ca. 1073 K (siehe Tabelle 3.1) die erforderliche Turbineneintrittstemperatur von Mikrogasturbinen zu erreichen, müssen je nach Lastpunkt und Wärmeverlusten Temperaturhübe in der Brennkammer zwischen 150 K und 300 K erreicht werden. Da die erforderlichen Temperaturhübe niedriger sind als die Zündtemperaturen würde sich hier das Konzept der langsamen Oxidation prinzipiell anbieten. Zusätzliche Voraussetzung dafür ist allerdings ein entsprechend großer Reaktionsraum um die notwendigen Aufenthaltszeiten zu gewährleisten [5].

Bei einem rekuperierten Gasturbinenprozesses mit langsamer Oxidation, wird der Brennstoff direkt vor dem Verdichter in den Luftpfad eingebracht. Die Sicherheit ist durch das Prinzip der langsamen Oxidation gegeben, bei dem die stöchiometrischen Verhältnisse so hoch verdünnt sind, dass durch die Unterschreitung der Explosionsgrenzen und Zündtemperaturen weder Selbstzündung erfolgt noch sich eine ungewollte Flamme ausbreiten kann. Die für die langsame Oxidation notwendigen Temperaturen werden erst nach dem Rekuperator überschritten.

Tabelle 3.11: Evaluation der langsamen Oxidation anhand der Bewertungsparameter 1 bis 6.

	P1	P2	P3	P4	P5	P6	Σ
Langsame Oxidation	-	\emptyset	\emptyset	\emptyset	\emptyset	+	0

Das Prinzip der langsamen Oxidation nach Cavaliere et al. [36] stellt eine sehr interessante Alternative dar. Aufgrund des sehr großen Reaktionsraumes (P1), in dem die langsame Oxidation stattfindet, sind höhere Wärmeverluste zu erwarten als in einer kompakten Brennkammer mit kleinem Reaktionsraum. Höhere Wärmeverluste in einem Gasturbinenprozess würden zu einem niedrigeren Gesamtwirkungsgrad des Gasturbinenprozesses führen. Bezuglich der Höhe der zu erwartenden Wärmeverluste bei einem sehr großen Reaktionskessel für einen kleinen Gasturbineprozess besteht desweiteren folgende Unsicherheit. Die Wärmeverluste in dem Kessel könnten so hoch sein, dass der Temperaturhub übermäßig weit angehoben werden müsste, um die notwendige Turbineneintrittstemperatur trotz Wärmeverlusten zu halten. Das Prinzip der langsamen Oxidation wäre dann nicht mehr gewährleistet. Stattdessen könnte in dem dafür nicht ausgelegten Kessel eine konventionelle mager-vorgemischte Flamme stabilisieren. Solange bei diesem Konzept genügend hohe Temperaturen und Aufenthaltszeiten in einem ausreichend dimensionierten Reaktionskessel vorhanden sind besteht keine Gefahr für unvollständige Reaktion. Eine hohe Zuverlässigkeit wäre somit gegeben. Da für die langsame Oxidation noch vielfältige Funktionsnachweise notwendig sind wird der Parameter Zuverlässigkeit (P4) nur mit

neutral bewertet. Bei zu viel im Brennstoff vorhandenem Wasserstoff wie z.B. beim Lastabwurf könnten die notwendigen Bedingungen für dieses Verbrennungskonzept nicht mehr erfüllt sein. Die daraus resultierenden Unsicherheiten für die Gefahr von Flammenrückschlag und in der Brennstoffflexibilität führen zu einer neutralen Bewertung der Parameter für Flexibilität (P5) und Integrität (P3). Die Komplexität (P2) wird mit neutral bewertet, da ein großer aber simpler Reaktionskessel mit einer elektrischen Beheizung oder einem konventionellen Startbrenner auf die notwendige Temperaturen gebracht werden muss. Solange am Brennstoffzellaustritt eine sofortige Mischung gewährleistet werden kann, ohne dass spontane Selbstzündung eintritt eignet sich dieses Konzept hinsichtlich des Druckunterschieds (P6) zwischen Kathode und Anode hervorragend für den Anschluss an eine Brennstoffzelle.

3.2.5 Konzeptfestlegung und Konzipierung

Die Bewertungen der Konzepte aus den vorangegangenen Abschnitten bestätigen, dass derzeit kein Brennkammersystem verfügbar ist, das sowohl für Mikrogasturbinenprozesse als auch für die Nachverbrennung von SOFC-Abgasen gleichermaßen geeignet ist. Aus der übersichtlichen Gegenüberstellung der jeweils resultierenden Konzeptbewertungen in Tab. 3.12 sticht aus den beiden Technologiefeldern Brennstoffzellen- und Gasturbinentechnik jeweils ein vielversprechendes Konzept hervor.

Tabelle 3.12: Gesamtergebnis der Brennkammer-Evaluation.

	P1	P2	P3	P4	P5	P6	Σ
poröse Medien	\emptyset	\emptyset	\emptyset	+	\emptyset	+	2
poröse Medien, katalytisch beschichtet	\emptyset	\emptyset	\emptyset	+	+	+	3
nicht-vorgemischt, gestuft	-	+	\emptyset	+	+	+	3
drall-stabilisiert, mager-vorgemischt	+	+	+	+	+	-	4
jet-stabilisiert, mager-vorgemischt	+	+	+	+	+	\emptyset	5
Fett-Mager-Stufung	+	-	+	+	+	-	2
Trapped-Vortex	+	\emptyset	\emptyset	+	+	\emptyset	3
nicht-vorgemischt, mit Mikromischung	-	-	\emptyset	+	+	\emptyset	0
Katalytische Oxidation	-	-	\emptyset	\emptyset	+	+	0
Langsame Oxidation	-	\emptyset	\emptyset	\emptyset	\emptyset	+	0

3. BRENNKAMMERENTWICKLUNG

Aus dem Bereich der Gasturbinentechnik erscheint mit einer Gesamtbewertung von 5 aus maximal 6 möglichen Punkten, das jet-stabilisierte Brennkammerkonzept als das vielversprechendste. Demgegenüber stehen die bereits etablierten nicht-vorgemischten, gestuften Konzepte zur Nachverbrennung von SOFC-Abgasen. Die adiabatischen Flammen-temperaturen bei der Umsetzung der SOFC-Abgase sind nach Abb. 3.2 weitaus geringer, als bei der Verwendung von Erdgas. Aus diesem Grund ist bei einer stöchiometrischen Verbrennung von SOFC-Abgasen davon auszugehen, dass im Vergleich zu einer stöchiometrischen Erdgasverbrennung nur sehr geringe Mengen an Stickoxiden entstehen werden. Eine potentielle Optimierung für die nicht-vorgemischte Verbrennung ist die Erhöhung der Zuverlässigkeit der Brennkammer und der Verringerung ihres notwendigen Bauraumes durch Erzeugen eines flammen-stabilisierenden Mechanismus zur Wärmerückkopplung, z.B. mittels interner Strömungsrezirkulation. Da eine jet-stabilisierte Brennkammer genau auf diesem Prinzip beruht, wird das Konzept für niederkalorische Brennstoffe von Zornek et al. [267–269] für die Anwendung auf die Brennstoffzellenabgase des Hybridkraftwerks weiterentwickelt. Das im Rahmen der vorliegenden Arbeit resultierende und sowohl numerisch als auch experimentell untersuchte Brennkammerkonzept für die Umsetzung der SOFC-Abgase eines Hybridkraftwerks ist in Abb. 3.10 in seiner

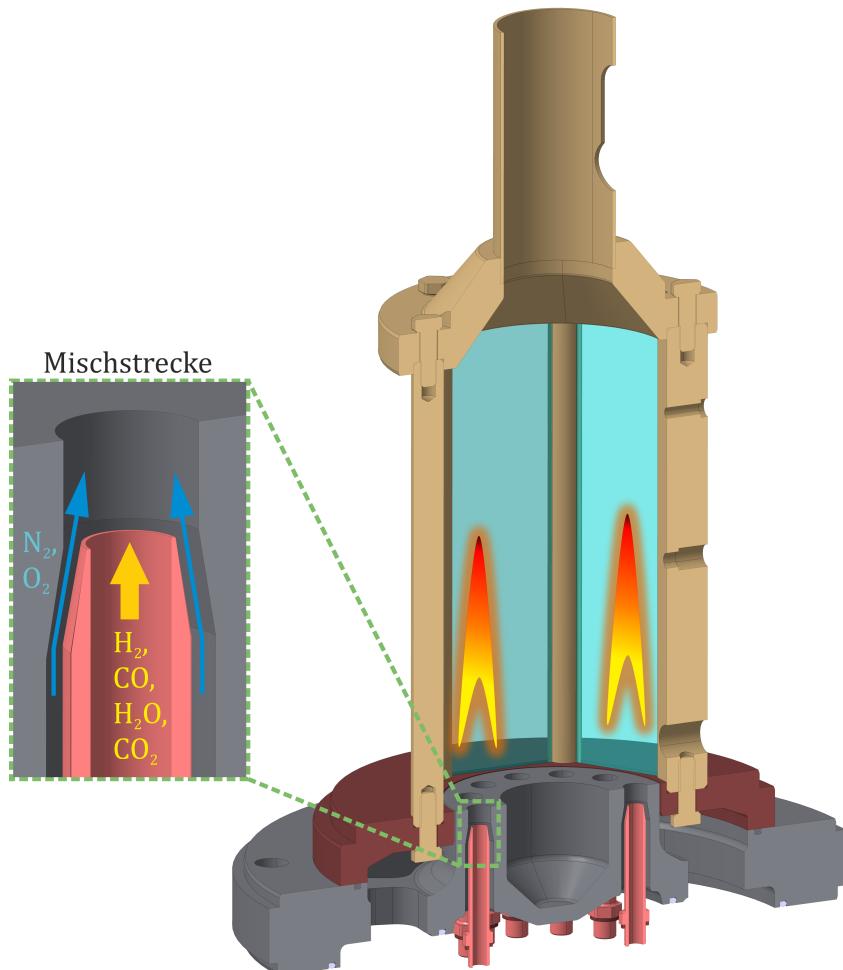


Abbildung 3.10: Konzept des SOFC-Abgas Brennkammersystems [25, 26].

Einbausituation in den atmosphärischen Brennkammerprüfstand dargestellt. Dieser atmosphärische Brennkammerprüfstand wird im folgenden Kap. 4 näher beschrieben. Um den erlaubten Druckunterschied in der Brennstoffzelle zwischen Anode und Kathode von maximal 50 mbar nicht zu überschreiten, werden Brennstoffdüsen mit einem Durchmesser von 4 mm verwendet. Diese Art der Einbringung von Brennstoff und Luft mit relativ ähnlichen Geschwindigkeiten entspricht nahezu einer nicht-vorgemischten Brennkammer. Unterschied zu der nicht-vorgemischten Brennkammer hierbei sind jedoch die wesentlich höheren Strömungsgeschwindigkeiten der Brennstoff- und Luftjets, die für die Erzeugung der Rezirkulationszone in der Brennkammer erforderlich sind. Dazu sind 12 solcher Brennstoffdüsen ringförmig angeordnet, die im Betrieb jeweils von einer Mantelströmung aus Kathodenabgasen umgeben werden.

Die Vergrößerung in Abb. 3.10 zeigt die Mischstrecke, die so konzipiert ist, dass der Strömungsquerschnitt der beiden Fluidströme stets konvergent ist. So lässt sich mit konstruktiven Mitteln die Wahrscheinlichkeit der Ausbildung kleiner Rezirkulationsgebiete in der Mischstrecke mit daraus eventuell resultierender ungewollter Flammenstabilisierung stark verringern. Die Länge der Mischstrecke in Abb. 3.10 beträgt 5 mm. Würde das Gemisch unter Vollastbedingungen bei 1073 K und einer Zündverzugszeit von ca. 1 ms (siehe Abb. 3.4) mit einer Jet-Geschwindigkeit von ca. 50 m/s in die Brennkammer einströmen, könnte die Länge der Mischstrecke sogar bis zu 50 mm betragen, bevor sich das Gemisch selbst entzündet. Die hohen Jet-Geschwindigkeiten dieses Brennerkonzepts sorgen andererseits auch für Sicherheit gegenüber Flammenrückschlag, da die berechneten laminaren Flammengeschwindigkeiten der SOFC-Abgase aus Abb. 3.8 weit unter diesem Niveau von ca. 50 m/s liegen. Um die Komplexität der Brennkammer und deren Totaldruckverlust, der einen direkten, reduzierenden Einfluss auf den Gesamtwirkungsgrad des Hybridkraftwerks hat möglichst gering zu halten, besteht das Brennkammersystem aus einer einzigen Stufe. Diese ist sowohl für Brennstoffzellenabgase, als auch für die Brennstoffe zum Anfahren des Kraftwerks wie mit Formiergas verdünntem Erdgas geeignet.

3.2.6 Numerisches Setup

Zur Reduktion der notwendigen Rechenzeiten wird in der vorliegenden Arbeit auf den Einsatz der rechenintensiven LES selbst in Verbindung mit dem erwähnten hybriden Ansatz verzichtet. Stattdessen kommen ausschließlich RANS-Methoden in Verbindung mit dem $k-\omega$ -SST Turbulenzmodell zum Einsatz. Die Axialgeschwindigkeiten und Temperaturen an einem Monitorpunkt im Bereich der Wärmefreisetzungszone der Brennkammer in Abb. 3.11 zeigen ein stark instationäres Verhalten. Aus diesem Grunde werden im Rahmen der numerischen Simulationen die instationären RANS-Gleichungen gelöst.

Für die Simulationen kommt der Reaktionsmechanismus nach Li et al. [143] zum Einsatz, der mit dem OH* Mechanismus von Kathrotia [118] zur Abbildung der OH* Chemolumineszenz erweitert wird. Des Weiteren werden ein Lösungsverfahren (LUDS [264]) zweiter Ordnung und Limiterfunktionen zur Stabilisierung der Simulation nach Venka-

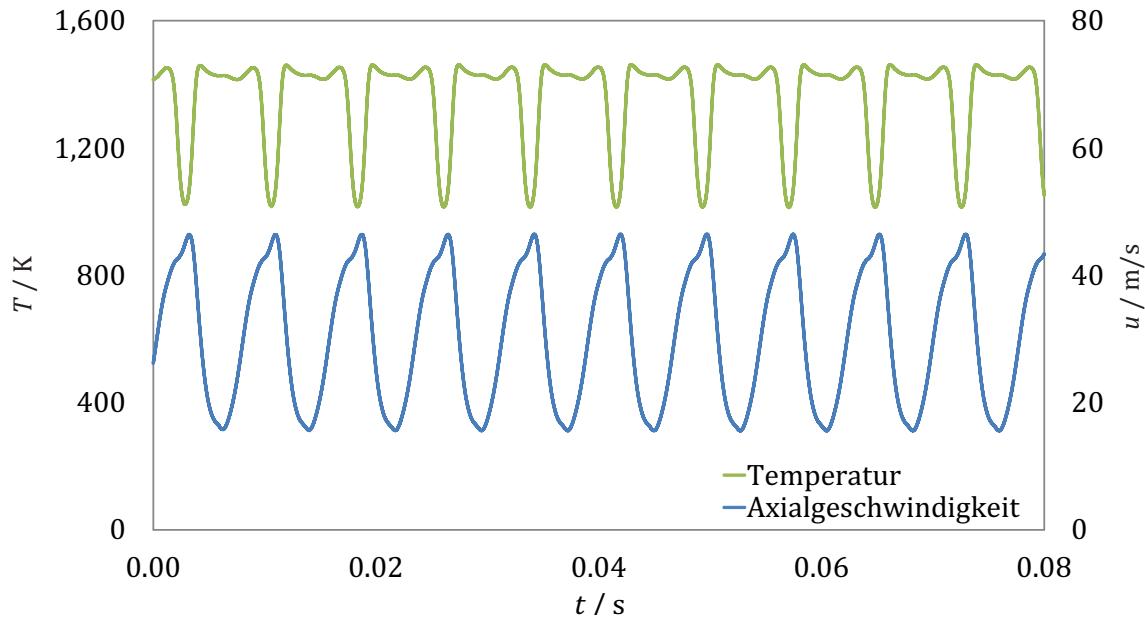


Abbildung 3.11: Instationärer Verlauf der momentanen Axialgeschwindigkeit und Temperatur über die simulierte Zeit an einem Monitorpunkt in der Wärmefreisetzungszone.

takrishnan [240] verwendet. Die instationär simulierte Zeit jeder einzelnen numerischen Berechnung beträgt dabei mindestens zwei reale Durchlaufzeiten der Brennkammer. Diese Durchlaufzeiten lassen sich durch Berücksichtigung der von Ghirelli und Leckner [77] vorgeschlagenen Transportgleichung zur Berechnung der lokalen Aufenthaltszeiten bestimmen. Um die notwendige Rechenleistung weiter zu reduzieren, werden die Simulationen auf dem in Abb. 3.12 dargestellten und vereinfachten 60° -Segment durchgeführt.

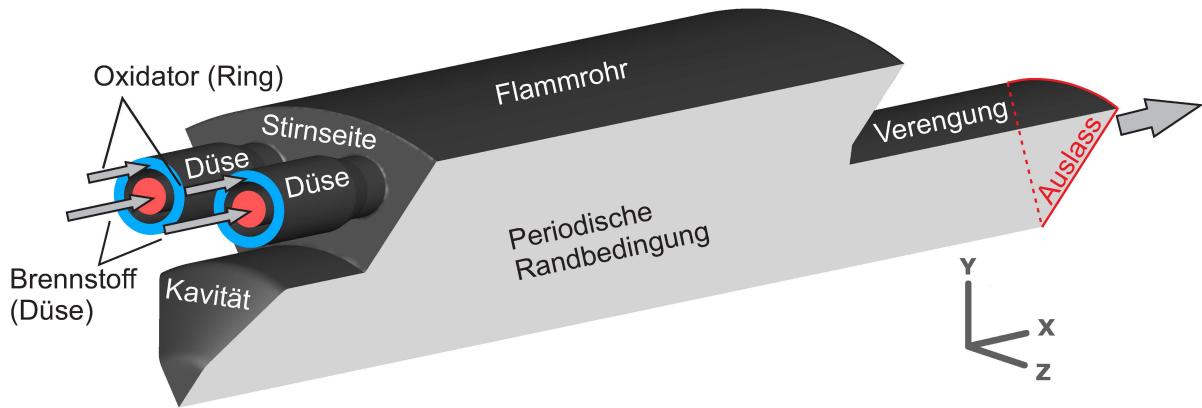


Abbildung 3.12: Visualisierung des Simulationsgebiets (60° -Segment) mit den dazugehörigen Randbedingungen.

Dieses 60° -Segment löst die direkte Interaktion zweier Düsen unabhängig der periodischen Randbedingungen auf. Die Düsenbewandlung, die Brennkammerstirnseite, die Kavität, das Flammrohr und die Verengung am Austritt der Brennkammer sind als adiaba-

tische Wände modelliert. Das Rechengebiet besitzt jeweils zwei ringförmige Einlässe für den Oxidatormassenstrom (Kathodenabgas oder Luft) und den Brennstoffmassenstrom (Anodenabgas oder Erdgas). Das Rechengebiet wird am Ende durch einen definierten Auslass abgeschlossen. Die Randbedingungen der simulierten Betriebspunkte wie z.B. den Vollast- und Teillastbedingungen aus Tab. 3.1 sind jeweils auf das 60°-Segment skaliert. Die Diskretisierung dieses 60°-Segments ist in Abb. 3.13 im Längsschnitt durch die Mischungszone, bestehend aus Düsen, Mischstrecke und Brennkammereintritt dargestellt.

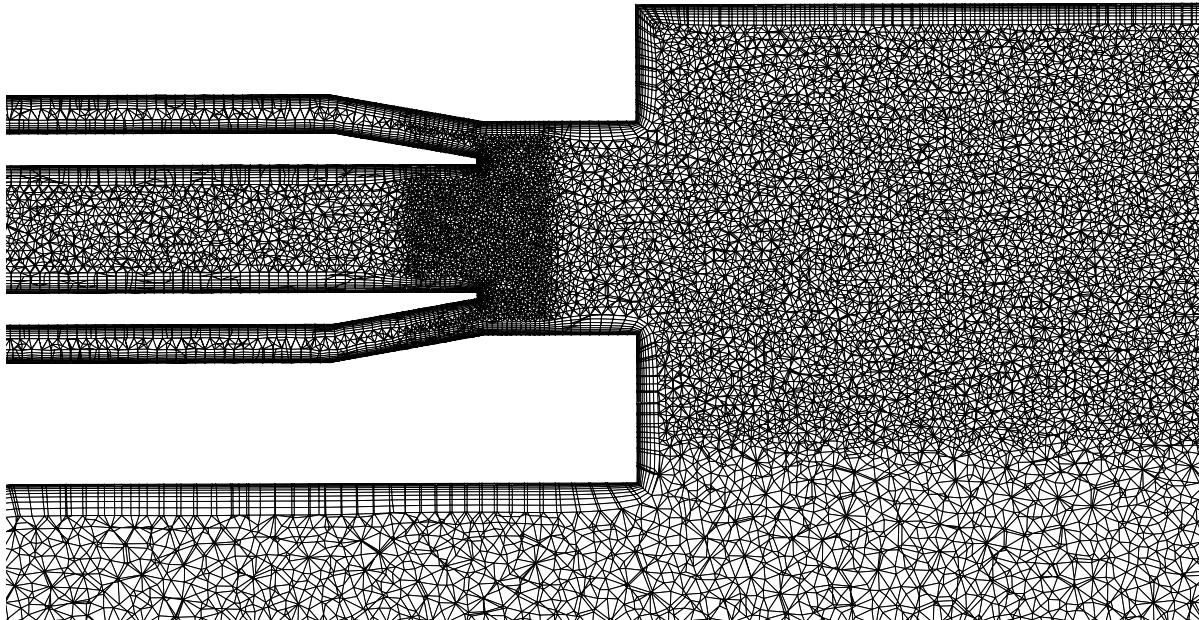


Abbildung 3.13: Darstellung der Diskretisierung des Rechengebiets in der Mischungszone.

3.2.7 Gitterstudie

Bei der Erzeugung eines diskreten Rechengebiets muss ein guter Kompromiss zwischen notwendiger Rechenleistung und genügend hoher Auflösung zur Gewährleistung von Stabilität, Konvergenz und Genauigkeit der Simulationen getroffen werden [35]. Bei einem zu groben Gitter können die Skalen des reagierenden Strömungsfeldes nicht mehr hinreichend aufgelöst werden und bei einem zu feinen Gitter wären die Rechenzeiten viel zu hoch. Dazu wird im Rahmen einer Gitterstudie nach Celik et al. [37] und Rumsey und Thomas [200] der Einfluss der Gitterauflösung auf die Simulation und den dadurch verursachten Diskretisierungfehler für drei Gitter mit unterschiedlichen Feinheiten abgeschätzt. Die für die Gitterstudie wesentlichen Größen der drei untersuchten Diskretisierungen sind in Tab. 3.13 zusammengefasst. Aus diesen Werten ergeben sich Verfeinerungsfaktoren von $r_{21} = 1,157$ und $r_{32} = 1,151$. Nach Celik et al. [37] sollten diese beiden Verfeinerungsfaktoren r_{21} und r_{32} ungefähr 1,3 betragen. Dies würde jedoch zu extrem großen Gittern und somit zu einer sehr rechenintensiven und teuren Gitterstudie führen. Diese Empfehlung von Celik et al. [37] beruht dabei auf Erfahrungswerten und nicht auf einer formalen Herleitung [37]. Daher wird der Kompromiss wesentlich kleinerer Verfeinerungsfaktoren

Tabelle 3.13: Charakteristische Parameter der berücksichtigten Gitter.

Index i	Gitter	Knotenanzahl K_i	Zellenanzahl N_i
1	Fein	3,0 Mio	13,7 Mio
2	Standard	2,1 Mio	8,9 Mio
3	Grob	1,5 Mio	5,8 Mio

von ca. 1,15 in Kauf genommen. In Tab. 3.14 sind ausgewählte Parameter ϕ_k für die verschiedenen Gitter mit Index k gegenübergestellt.

 Tabelle 3.14: Gitterkonvergenzindex (GCI) [37, 200] verschiedener Parameter ϕ .

	Δp_t %	Rezirkulationsrate %	CO ppm	OH* mol/m^3	Mischungsgüte
ϕ_1	0,703	54,25	59,84	1,71 E-16	0,44
ϕ_2	0,701	54,23	58,24	1,73 E-16	0,42
ϕ_3	0,698	54,03	53,55	1,78 E-16	0,38
ϕ_{ext}^{21}	0,704	54,25	60,59	1,68 E-16	0,46
e_a^{21}	0,21 %	0,04 %	2,67 %	1,42 %	4,86 %
GCI_{fein}^{21}	0,24 %	0,01 %	1,58 %	1,73 %	6,24 %

Aus diesen Größen lassen sich zusammen mit den Verfeinerungsfaktoren r_{21} und r_{32} die für die Bewertung einer Gitterstudie notwendigen extrapolierten Werte ϕ_{ext}^{21} , die ungefähren relativen Fehler e_a^{21} und der Gitterkonvergenzindex GCI_{fein}^{21} berechnen. Die hierfür notwendigen Berechnungsgleichungen A.1-A.8 von Celik. et al. [37] sind im Anhang gegeben. Der erwähnte Kompromiss zu kleineren Verfeinerungsfaktoren von ca. 1,15 führt nach diesen Berechnungsgleichungen zu etwas höheren Gitterkonvergenzindizes GCI_{fein}^{21} für die in Tab. 3.14 aufgeführten Parameter. Da sich die Werte dieser Gitterkonvergenzindizes trotz geringerer Verfeinerungsfaktoren im einstelligen prozentualen Bereich befinden, kann das Standardgitter nach der Methode von Celik et al. [37] als ausreichend diskret bewertet werden.

Die Parameter in Tab. 3.14 werden durch Integration über die vier Ebenen E_0 bis E_3 und des Gesamtvolumens V_1 berechnet. Zur Berechnung der Mischungsgüte wird die Definition aus Gln. 3.2 verwendet. Während die Lage der jeweiligen Ebenen in Abb. 3.14 dargestellt ist, wird die Zuordnung der Ebenen und des Volumens zur Berechnung der jeweiligen Parameter in Tab. A.2 im Anhang aufgeschlüsselt.

Aus den Werten in Tab. 3.14 geht über die Berechnung der Gitterkonvergenzindizes GCI_{fein}^{21} hervor, dass sowohl der Druckverlust Δp_t als auch die Rezirkulationsrate eine relativ geringe Sensitivität gegenüber der Gitterfeinheit aufweisen. Wesentlich empfind-

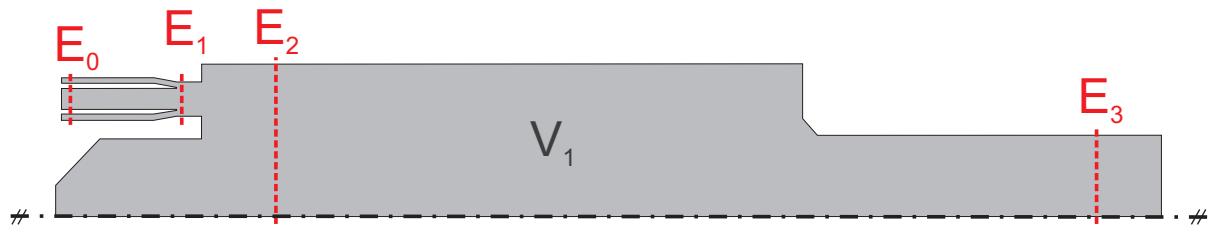


Abbildung 3.14: Visualisierung der Schnittebenen E_0 bis E_3 und des Integrationsvolumens V_1 .

licher sind dagegen die CO-Emissionen, die OH* Konzentrationen und insbesondere die Mischungsgüte mit GCI-Werten von teilweise mehr als 6 %. Dennoch deuten diese Resultate auf eine ausreichend hohe Gitterauflösung des Standardgitters aus Tab. 3.13 hin.

Einfluss lokaler Verfeinerungen und Prismenschichten

Mit der vorangegangenen Methode zur Untersuchung der Unabhängigkeit einer Lösung von der verwendeten Diskretisierung lassen sich nur globale Verfeinerungen eines Gitters bewerten. Wesentlichen Einfluss auf die Lösung einer numerischen Simulation haben jedoch auch lokale Verfeinerungen an Orten mit starken Gradienten wie z.B. bei der Mischung oder der Wärmefreisetzung in der Brennkammer. Dazu sind in Abb. 3.15 die Verfeinerungen und Prismenschichten des Standard-Gitters aus Tab. 3.15 am Schnittbild der Rechendomäne entlang der Brennerachse dargestellt.

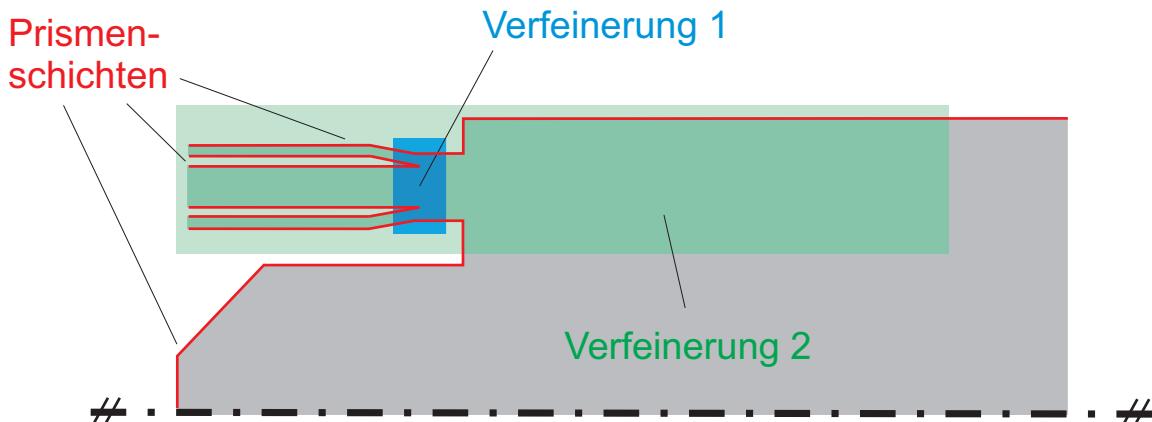


Abbildung 3.15: Schematische Darstellung der Verfeinerungen und Prismenschichten des Standardgitters.

Die Abhängigkeit der CO Emissionen und des Totaldruckverlustes Δp_t von diesen Verfeinerungen und der Prismenschichten ist in Tab. 3.15 übersichtlich dargestellt. Die in den Simulationen berechneten CO-Emissionen am Austritt der Rechendomäne, sind sowohl auf die Prismenschichten, als auch auf die Verfeinerungen besonders sensitiv. Der Einfluss der Prismenschichten lässt sich auf die Ausbildung einer unterschiedlichen Rezirkulation und somit veränderter Bedingungen für die Verbrennung zurückführen. Die Verfeinerung 1 in der Mischungszone in Abb. 3.15 hat offensichtlich so gut wie keinen Einfluss auf die CO Emissionen. Anders ist das für die Verfeinerung 2 in der Verbren-

3. BRENNKAMMERENTWICKLUNG

nungszone, bei deren Fehlen die Abweichung gegenüber dem Standardgitter wesentlich größer wird als ohne Verfeinerung 1. Den genauen Ursachen für dieses Verhalten wird im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht näher eingegangen. Betrachtet man dagegen den Totaldruckverlust erkennt man einen starken Einfluss der Prismenschichten, deren Fehlen ein Überschätzen der Verluste verursachen würde.

Tabelle 3.15: Einfluss der Diskretisierung auf den berechneten Totaldruckverlust Δp_t und die CO-Emissionen unter Vollastbedingungen (BL).

	Grob	Standard	Fein	modifiziertes Standardgitter		
				keine	keine	ohne
				Prismen	Verfeinerung	Verfeinerung 1
CO / ppm	53,55	58,27	59,84	75,26	38,79	54,27
Δp_t / %	0,698	0,701	0,703	0,959	0,707	0,701

Verlauf verschiedener Parameter in axialer Richtung

Der Verlauf der Rezirkulationsrate in Richtung der Brennerachse über die verschiedenen Gitter ist in Abb. 3.16 dargestellt. Die Berechnung der internen Abgas-Rezirkulationsraten wird gemäß Gl. A.12 im Anhang für verschiedene Integrationsebenen quer zur Strömungsrichtung durchgeführt.

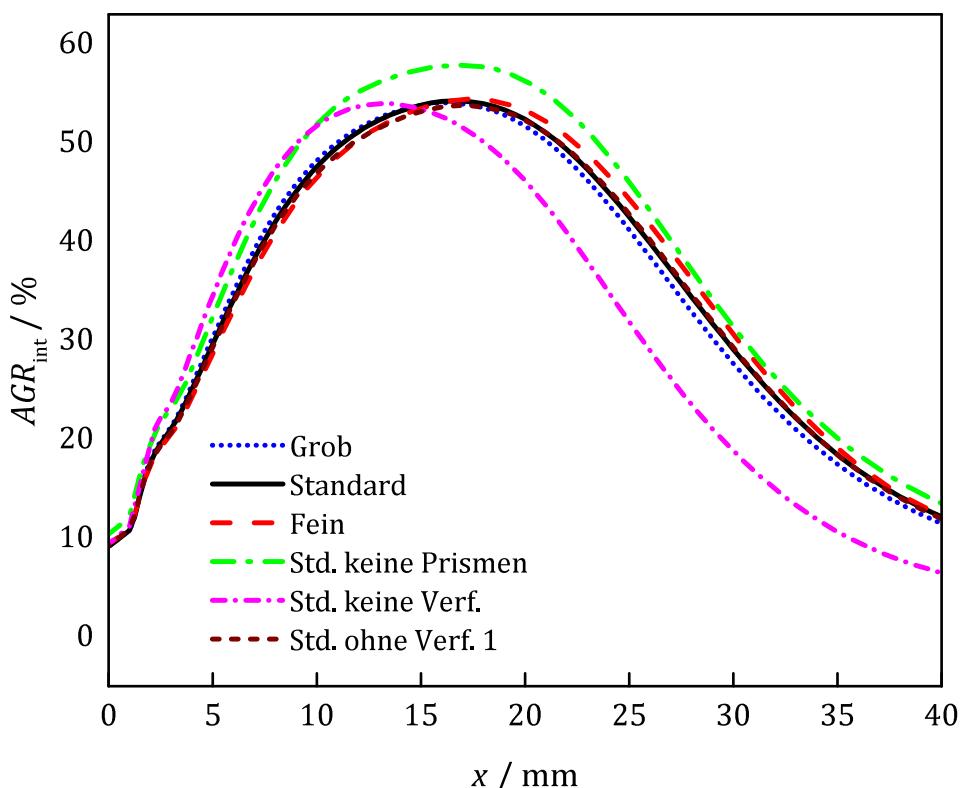


Abbildung 3.16: Verlauf der Rezirkulationsrate AGR_{int} für verschiedene Gitter über dem Abstand zum Brennerkopf.

Während sich zwischen den verschiedenen Feinheiten (Fein, Standard, Grob) der Gitterunabhängigkeitsstudie eine leichte Verschiebung der Lage des Maximums der Rezirkulationsrate zeigt, haben die fehlenden lokalen Verfeinerungen und Prismenschichten einen wesentlich größeren Einfluss. Die fehlende Verfeinerung selbst führt analog zu den verschiedenen Gitterfeinheiten zu einer noch stärkeren Verschiebung des Maximums entgegen der Hauptströmungsrichtung in der Brennkammer. Im Gegensatz dazu führen fehlende Prismenschichten jedoch zu einer absoluten Änderung in der Höhe der Rezirkulationsrate selbst. Im vorliegenden Fall in Abb. 3.16 führt dies zu einer relativen Abweichung in der Rezirkulationsrate von ca. 10 % gegenüber dem Verlauf mit Prismenschichten (Standardgitter). Es lässt sich konstatieren, dass für die Simulation der reaktiven Strömung in der vorliegenden Brennkammergeometrie nicht nur die globale Gitterfeinheit sondern auch die lokalen Verfeinerungen und die Prismenschichten bewusst gewählt werden müssen. Nur so kann gewährleistet werden, dass die stark von der Abgasrezirkulation beeinflussten Verbrennungsvorgänge in der Brennkammer gut wiedergegeben werden können.

Die Reaktion $\text{OH}^* \rightarrow \text{OH}$ aus Kap. 2.4 ist für die Entstehung der OH^* Chemolumineszenz maßgeblich verantwortlich. Die Annahme, dass der anteilige Abbau von OH^* durch spontane Emission eines Photons verglichen mit dem Abbau durch die druckabhängige Stoßreaktion $\text{OH}^* + \text{M} \rightarrow \text{OH} + \text{M}$ konstant ist lässt sich dadurch rechtfertigen, dass technische Verbrennungsprozesse in der Regel isobar ablaufen. Durch das Aufstellen des dazugehörigen Zeitgesetzes für die Änderung der OH^* Konzentration $d(c_{\text{OH}^*})/dt$ über die Reaktion $\text{OH}^* \rightarrow \text{OH}$ lässt sich ein quantitatives Maß für die Emission der OH^* Chemolumineszenz in Abhängigkeit der OH^* Konzentration herleiten. Es ergibt sich der Zusammenhang

$$\frac{d(c_{\text{OH}^*})}{dt} \propto c_{\text{OH}^*} = x_{\text{OH}^*} \frac{p_{\text{abs}}}{R \cdot T} = y_{\text{OH}^*} \frac{\bar{M}}{M_{\text{OH}^*}} \cdot \frac{p_{\text{abs}}}{R \cdot T}. \quad (3.1)$$

In Abb. 3.17 ist der Verlauf der auf das jeweilige Maximum normierten OH^* Konzentration über der Brennerachse aufgetragen. Die einzelnen Werte entlang der Brennerachse werden dabei durch ebenenweise Integration der OH^* Konzentration c_{OH^*} berechnet. Sowohl die Prismenschichten als auch die unterschiedlichen globalen Feinheiten der Diskretisierungen aus der Gitterstudie (Fein, Standard, Grob) zeigen einen relativ kleinen Einfluss auf die Lage des Maximums und den Verlauf der OH^* Konzentration. Anhand des großen Unterschiedes zwischen dem Verlauf der OH^* Konzentration des Standardgitters und bei der Gittervariante ohne Verfeinerung 2 aus Abb. 3.15 wird deutlich, dass der Einfluss der Gitterfeinheit im Bereich der Verbrennungszone erheblichen Einfluss auf die OH^* Konzentration und somit die Lage entlang der Brennerachse des in der Simulation vorausgesagten OH^* Intensitätsmaximums hat. Dies könnte auf die Verbrennung selbst und die in der Verbrennungszone noch stattfindenden Mischungsvorgänge zurückgeführt werden. Zur Bewertung dieser Mischungsvorgänge wird die sogenannte räumliche Ungemischtheit U_s (engl. *spatial unmixedness*) verwendet. Zu deren Quantifizierung existieren

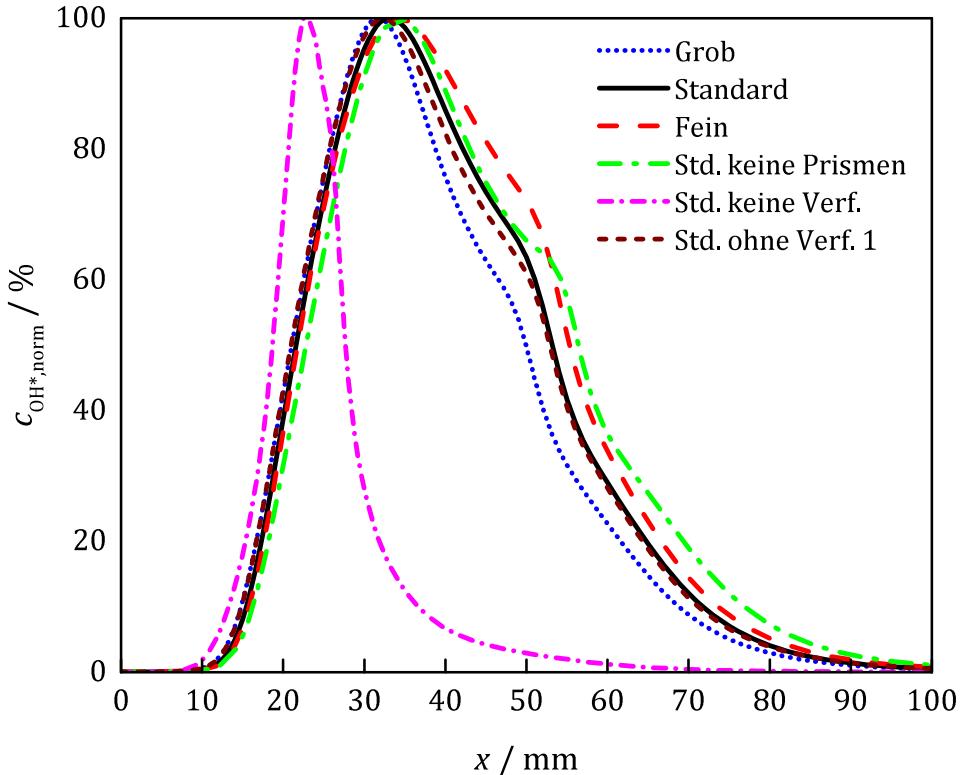


Abbildung 3.17: Verlauf der integrierten OH^* Konzentration für verschiedene Gitter über dem Abstand zum Brennerkopf.

in der Literatur verschiedene Definitionen, wie z.B. aus der planaren Messtechnik. Liscinsky [149], Kroll [128] oder Dimotakis und Miller [48] verwenden hierbei die im Anhang in Gl. A.13 aufgeführte Definition für die *spatial unmixedness* U_s zweier Fluide. Dabei gilt $U_s = 0$ für eine perfekte Mischung und $U_s = 1$ für vollständig getrennte Fluidströme. In dieser Arbeit wird für die Quantifizierung des Mischungszustandes eine Mischungsgüte $M_s = 1 - U_s$ definiert und dabei für die Berechnung der *spatial unmixedness* U_s der Variationskoeffizient verwendet, das der Definition für die *spatial unmixedness* U_s nach Vranos et al. [248] am nächsten kommt.

Während Vranos et al. [248] den Mittelwert in der jeweils betrachteten Ebene als Bezug verwenden, wird im Rahmen dieser Arbeit die Wurzel der Varianz auf den globalen Mittelwert c_{avg} bezogen. Durch den Bezug auf den globalen Wert c_{avg} wird die Vergleichbarkeit mit anderen Betriebspunkten geschaffen und es gilt für die räumliche Mischungsgüte M_s der Zusammenhang

$$M_s = 1 - U_s = 1 - \frac{\sqrt{\frac{1}{m} \sum_{i=1}^m (\bar{c}_i - c_{avg})^2}}{c_{avg}}. \quad (3.2)$$

Für die Variable \bar{c}_i aus Gl. 3.2 wird der zeitlich gemittelte Massenanteil Y_{N_2} des Stickstoffs und für die Variable c_{avg} der globale Wert des Massenanteils $Y_{\text{N}_2,\text{global}}$ des Stickstoffs verwendet, der sich bei einer perfekten Mischung einstellen würde. Für die Summation in Gl. 3.2 werden dabei ausschließlich die Werte im Rechengebiet des Frischgasstrahls

berücksichtigt. Dazu wird als Kriterium der Zugehörigkeit eines Diskretisierungsknotens zum Frischgasstrahl das Äquivalenzverhältnis ϕ verwendet, das größer sein muss als das globale Äquivalenzverhältnis bei einer perfekten Mischung. Für die verschiedenen Diskretisierungsvarianten im Rahmen der Gitterstudie ergibt sich für die räumliche Mischungsgüte M_s der in Abb. 3.18 dargestellte Verlauf. Es werden hierbei die in vielen einzelnen Schnittebenen quer zum Frischgasstrahl ebenenweise integrierten räumlichen Mischungsgüten auf Basis des Massenanteils Y_{N_2} des Stickstoffs entlang der Brennerachse gezeigt. Da eine gute Mischung in der Brennkammer eine Optimierungsgröße darstellt, ist die Formulierung mit der Mischungsgüte M_s aus Gl. 3.2 mit einem ansteigenden Verlauf für die Beschreibung von Mischungsvorgängen in Brennkammern an verschiedenen Betriebspunkten unmissverständlich.

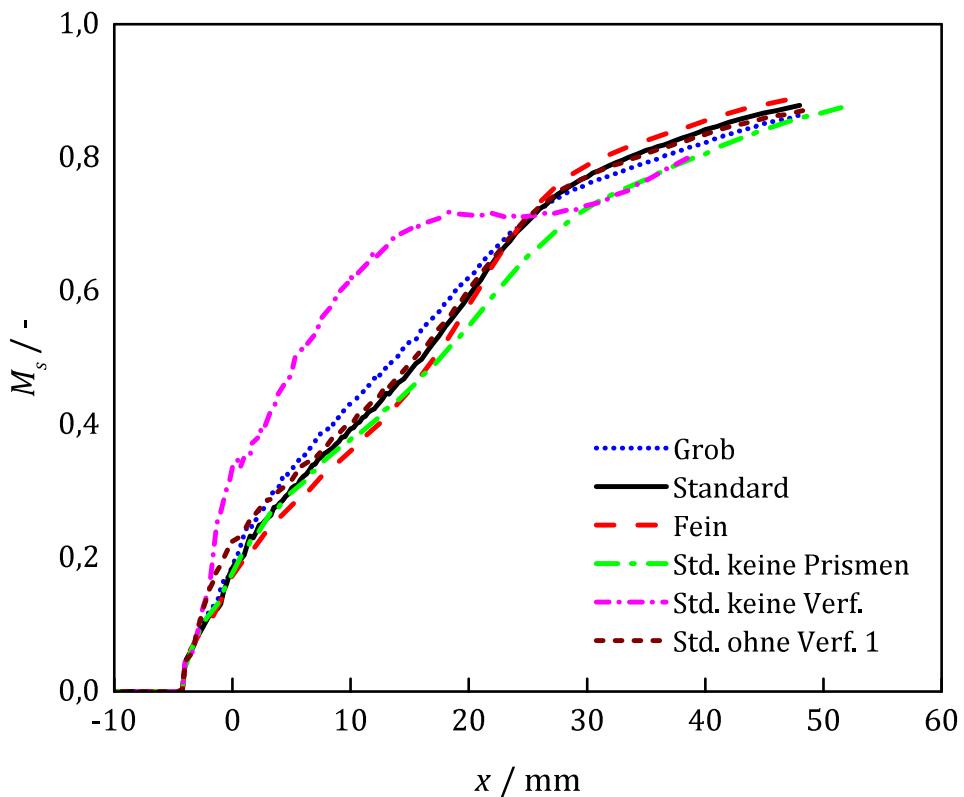


Abbildung 3.18: Verlauf der räumlichen Mischungsgüte für verschiedene Gitter über dem Abstand zum Brennerkopf.

Die verschiedenen Diskretisierungen aus der Gitterstudie (Fein, Standard, Grob) mit Prismenschichten und den Verfeinerungen im Bereich der Mischungszone am Austritt der Brennstoffdüse und der Wärmefreisetzung in der Brennkammer (siehe Abb. 3.15) zeigen relativ wenig Abweichungen voneinander. Es zeigt sich lediglich, dass ein grobes Gitter schneller zu mischen scheint, da der Wert für die räumliche Mischungsgüte M_s beim groben Gitter rascher zunimmt als beim feinen Gitter. Dies könnte mit einer Art numerisch induzierter Diffusion aufgrund zu grober Zellen zusammenhängen. Zudem lässt sich konstatieren, dass die Mischungsgüte maßgeblich von der Verfeinerung im Bereich der Wärmefreisetzung beeinflusst wird. Die Prismenschichten und insbesondere die Verfeinerung

3. BRENNKAMMERENTWICKLUNG

in der Mischungszone am Austritt der Brennstoffdüse spielen dabei eine untergeordnete Rolle. Der Verlauf der mittleren Strömungsgeschwindigkeiten in axialer Richtung in den Ebenen E_1 und E_2 in den Abb. A.2 und A.3 im Anhang zeigt über die verschiedenen Gitterfeinheiten keine merklichen Unterschiede. Sowohl die vorangegangenen Untersuchungen des Einflusses verschiedener lokaler Verfeinerungen und Prismenschichten auf die physikalisch relevanten Größen Abgasrückführung, Mischungsgüte und OH^* -Konzentration als auch der methodische Nachweis der Unabhängigkeit der Lösung von der globalen Diskretisierung bestätigen, dass das gewählte Standardgitter für die Simulationen ein sehr guter Kompromiss aus Genauigkeit und Rechenaufwand darstellt.

4 Atmosphärischer Brennkammerprüfstand

Bei der Neuentwicklung eines Verbrennungssystems empfiehlt es sich, eine frühzeitige Bestimmung des Betriebsbereiches in einem atmosphärischen Brennkammerprüfstand (ATM-Prüfstand) durchzuführen. Dadurch lassen sich detaillierte Parametervariationen realisieren, die weit über den eingeschränkten Betriebsbereich einer Mikrogasturbine hinausgehen. Die Massenströme der Kathoden- und Anodenströmungen im atmosphärischen Prüfstand sind druckskaliert, sodass eine Ähnlichkeit der Geschwindigkeitsfelder im atmosphärischen Fall und unter Turbinenbedingungen gegeben ist. Da im atmosphärischen Brennkammerprüfstand die Erkenntnisse über den Betriebsbereich eines Verbrennungskonzeptes hinsichtlich Emissionen und Stabilität im Vordergrund stehen, wird die Mischluft nicht betrachtet. Diese Mischluft wird der Turbinenbrennkammer nach der Verbrennungszone über mehr oder weniger große Einbringöffnungen zugeführt, um die Abgastemperaturen auf akzepteable Turbineneintrittstemperaturen abzusenken. Da die Turbinenschaufeln bei einer Mikrogasturbinenanwendung ungekühlt sind, wird hier ein höherer Mischluftanteil benötigt, damit niedrigere Turbineneintrittstemperaturen als bei herkömmlichen Gasturbinen mit gekühlten Schaufeln erreicht werden. Je nach Art der Ausführung dieser Mischlufteinbringung kann ein wesentlicher Einfluss auf das Brennkammerverhalten festgestellt werden. In der vorliegenden Arbeit wird ausschließlich auf das Brennkammerverhalten ohne Mischlufeindüsung eingegangen. Dies sollte jedoch in einem anschließenden Entwicklungsprozess zur Weiterentwicklung der Turbinenbrennkammer unbedingt berücksichtigt werden.

Das Verbrennungssystem wird experimentell auf einem von sechs Seiten optisch zugänglichen atmosphärischen Prüfstand charakterisiert. Abbildung 4.1 zeigt die Implementierung der entwickelten SOFC-Abgasbrennkammer in den atmosphärischen Brennkammerprüfstand. Die Strömungsrichtungen der Kathoden- und Anodenabgase bzw. der Luft und des Brennstoffs, die der Brennkammer zugeführt werden, sind ebenfalls in Abb. 4.1 gezeigt. Die Kathodentemperatur T_{ca} wird durch Messwert-Mittelung an drei redundanten Messsonden und die Anodentemperatur T_{an} durch Mittelwertbildung aus zwei Messwerten ermittelt. Während der statische Druck p_{an} im Anodenabgas aufgrund von Platzbeschränkungen durch eine einzige Messsonde ermittelt wird, werden für die Messungen des gemittelten statischen Drucks der Kathodenströmung p_{ca} zwei redundante Messstellen verwendet. Abbildung 4.1 zeigt die Positionen der zugehörigen Temperatur- (T_{ca} , T_{an}) und Druckmessstellen (p_{ca} , p_{an}) der Anoden- und Kathodenmassentröme.

Bei allen im Rahmen der vorliegenden Arbeit experimentell untersuchten Betriebspunkten liegt der Anteil des dynamischen Drucks am Totaldruck bei unter 0,5%. Dies würde

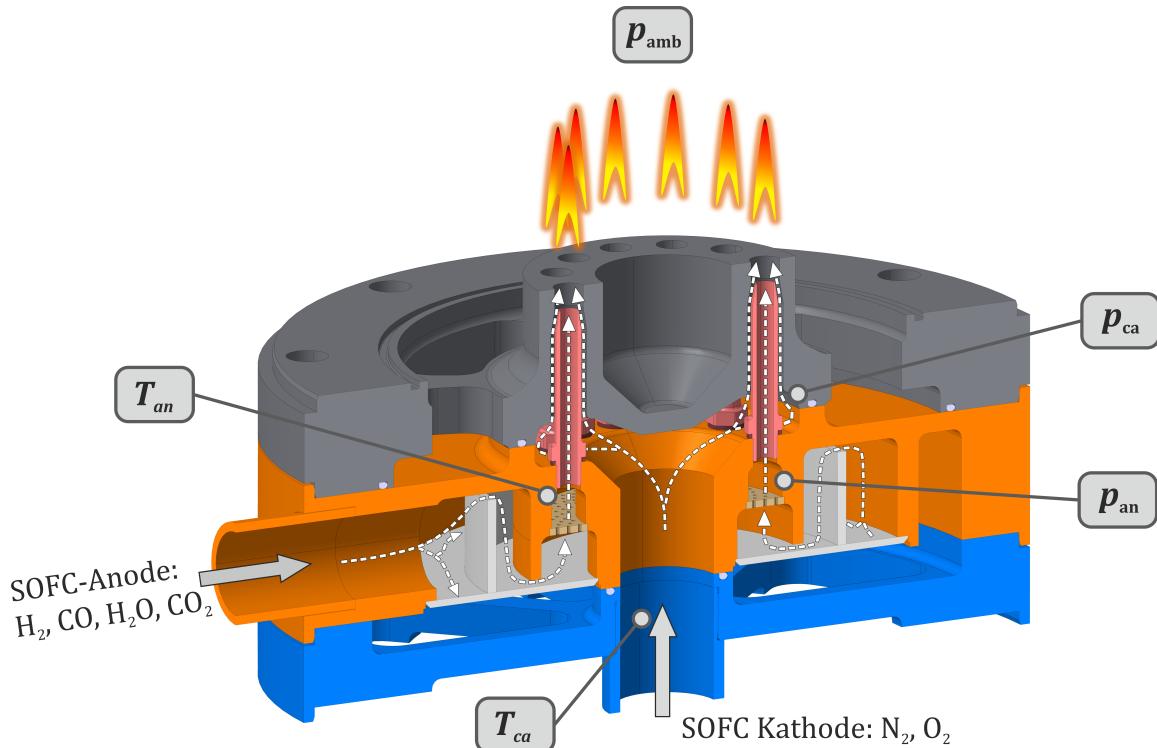


Abbildung 4.1: Implementierung der SOFC Abgas-Brennkammer in den ATM-Prüfstand und Darstellung der Temperatur- und Druckmessstellen.

einen Anteil des dynamischen Druckes von weniger als 10% an einem fiktiven Totaldruckverlust von 5% über der gesamten Brennkammer bedeuten. Aus diesem Grund kann der dynamische Druck wegen der Strömungsgeschwindigkeiten im Prüfstand vernachlässigt und der Totaldruckverlust direkt aus den Messwerten des statischen Druckes ermittelt werden. Um aus diesen Messwerten den Totaldruckverlust der Brennkammer nach Gleichung 4.1 zu bestimmen, wird die statische Druckdifferenz zwischen der Kathode und der Umgebung auf den Umgebungsdruck p_{amb} bezogen. Dieser Umgebungsdruck p_{amb} wird im Labor in der Nähe des Brennkammerprüfstandes gemessen,

$$\Delta p_{\text{rel,t}} = \frac{p_{\text{ca}} - p_{\text{amb}}}{p_{\text{amb}}} \cdot 100\%. \quad (4.1)$$

Um das SOFC-Nachverbrennungssystem bei atmosphärischem Druck experimentell zu charakterisieren, werden realistische Anoden- und Kathodenmassenströme benötigt. Die Beschaffung einer Festoxidbrennstoffzelle (SOFC) und Implementierung in den atmosphärischen Prüfstand zur Bereitstellung der entsprechenden Brenngas- und Luftbedingungen wäre viel zu teuer und aufwändig. Daher werden die Kathodenbedingungen, wie in Abb. 4.2 gezeigt, durch einfaches Vorheizen eines Gemisches aus Luft und Stickstoff bereitgestellt. Um den Anodenmassenstrom abbilden zu können verwenden Frenzel et al. [71, 72] eine Kombination aus einem Wasserverdampfer mit je einer vor- und nachgeschalteten Erhitzereinheit. Aus Platzgründen im Labor und am Prüfstand selbst kann eine ähnliche Kombination zu der von Frenzel et al. jedoch nicht umgesetzt werden. Stattdessen wurde auf Basis eines Wasserstoff-Sauerstoff-Brenners zur Zündung von Feststoffraketen

[89] eine kompakte H₂/O₂-Brennkammer mit CO- und CO₂-Eindüsung zur Abbildung der benötigten Anodenabgase entwickelt und konstruiert. Durch Implementierung dieser eigenentwickelten H₂/O₂-Brennkammer (siehe Abb. 4.2) in den atmosphärischen Brennkammerprüfstand [214] kann das Verbrennungssystem für SOFC-Abgase bei allen erforderlichen Betriebsbedingungen charakterisiert werden.

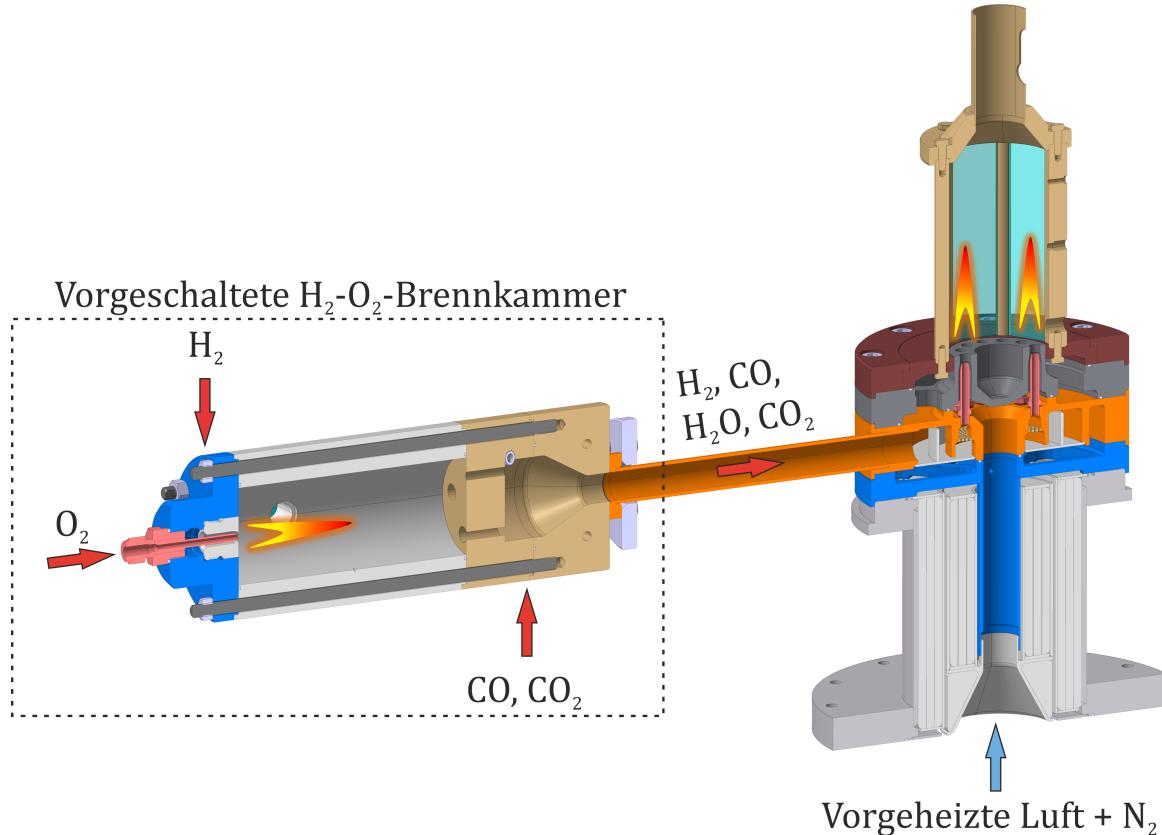


Abbildung 4.2: Atmosphärischer Brennkammerprüfstand mit vorgeschalteter H₂/O₂-Brennkammer und Luftherziter.

Die H₂/O₂-Brennkammer besteht aus einem wassergekühlten Kupfergehäuse und ist in einen Brennraum mit nahezu stöchiometrischen H₂/O₂-Verbrennungsverhältnissen und einer konstruktiv abgetrennten Mischkammer unterteilt, in der CO und CO₂ dazugedüst werden. Auf diese Weise kann der in Anodenabgasen sehr hohe H₂O- und CO₂-Gehalt bei gleichzeitig sehr hohen Temperaturen mit wenig verbleibendem H₂ und CO reproduziert werden. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird diese eigens dafür entwickelte H₂/O₂-Brennkammer lediglich als Infrastruktur am Prüfstand betrachtet und daher nicht näher im Detail erläutert.

5 Ergebnisse aus Experiment und Simulation

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse aus Experiment und Simulation für die turbulente Verbrennung von SOFC-Abgasen vorgestellt und diskutiert. Dazu wird zunächst eine Methode vorgestellt, die OH* Chemolumineszenz aus dem Experiment mit den CFD-Simulationen zu vergleichen. Darauf aufbauend werden die Simulationsergebnisse mit den vorhandenen Messwerten aus den Experimenten im Rahmen einer Validierung verglichen, um die Aussagekraft und die Grenzen der CFD-Simulationen bewerten zu können. In den darauffolgenden Abschnitten wird das im Experiment untersuchte Brennkammerverhalten unter Verwendung von SOFC-Abgasen vorgestellt und zusammen mit ergänzenden Daten aus den entsprechenden CFD-Simulationen diskutiert. Darüber hinaus wird die Brennstoffflexibilität der in den vorangegangenen Abschnitten entwickelten jet-stabilisierten Brennkammer unter Verwendung von Erdgas mit und ohne Formiergas- bzw. Stickstoff-Verdünnung untersucht.

5.1 Vergleichbarkeit der OH* Chemolumineszenz mit CFD-Simulationen

Ein wichtige und charakteristische Eigenschaft zur Bewertung von Verbrennungssystemen ist zusätzlich zu den Abgasemissionen die Zone der Wärmefreisetzung. Insbesondere bei mager-vorgemischter Verbrennung ist die Kenntnis über die Verteilung der Wärmefreisetzung wichtig, um instabile Verbrennungszustände und Schadstoffemissionen zu verstehen [138]. Ein indirektes Maß für die Verteilung der Wärmefreisetzung in einer Flamme ist deren natürliche Lichtemission, die sogenannte Chemolumineszenz. In vielfältigen Studien konnte gezeigt werden, dass die integralen Emissionen chemolumineszierender Spezies wie OH* oder CH* zuverlässige Parameter für die integrale Wärmefreisetzungsraten von Flammen sind [40, 88, 113]. Darüber hinaus wurden schon zahlreiche Nachweise erbracht, dass in laminaren Flammen die ortsaufgelöste OH* Chemolumineszenz ein Maß für die ortsaufgelöste Wärmefreisetzung ist [8, 94]. Eine neuere Studie von Lauer und Sattelmayer [137] zeigt jedoch, dass sich bei einer turbulenten Flamme die räumlich aufgelöste Wärmefreisetzung von der Verteilung der Chemolumineszenz unterscheidet. Diesen Effekt, den auch John und Summerfield [113] beobachteten, begründen Lauer und Sattelmayer [137] mit dem hohen Turbulenzgrad innerhalb der Reaktionszone der Flamme, wodurch die Chemolumineszenz unterdrückt werden kann. Um den nichtlinearen Einfluss der Turbulenz auf die Dämpfung der Chemolumineszenz abzubilden, entwickelte Lauer ein Modell [136], mit dem die turbulente Wärmefreisetzung auf Basis von OH* Chemolumineszenzaufnahmen

und Strömungsfeldern aus PIV-Messungen bestimmt werden kann. Da in dieser Arbeit zum Einen aus dem Experiment nur OH* Chemolumineszenzaufnahmen und keine Strömungsfelder vorliegen und zum Anderen keine Phänomene wie Verbrennungsinstabilitäten untersucht werden, wozu man unbedingt auf die Kenntnis der Wärmefreisetzungszone angewiesen wäre, wird der direkte Vergleich der gemittelten OH* Chemolumineszenz ($\overline{\text{OH}^*}$) mit den gemittelten Konzentrationen $\overline{c_{\text{OH}^*}}$ des in den CFD-Simulationen berechneten OH* Moleküls gemäß Gl. 3.1 aus Kap. 3.2.7 bevorzugt. In Abb. 5.1 sind die entlang der Sichtachse (siehe Abb. 2.8) integrierten und gemittelten Ergebnisse aus der CFD des SOFC-Vollastbetriebspunkts (BL) (siehe Tab. 1.1) für die OH* Konzentration und der Wärmefreisetzung gegenübergestellt.

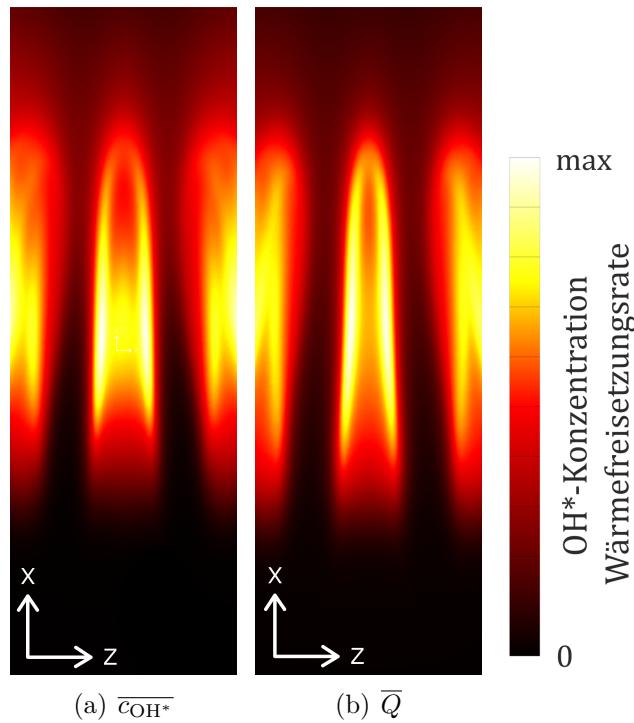


Abbildung 5.1: Vergleich der räumlich integrierten mittleren $\overline{\text{OH}^*}$ -Konzentration und der gemittelten Wärmefreisetzung \overline{Q} aus einer CFD-Simulation, normiert auf jeweilige Maximalwerte.

Es zeigt sich, dass zwischen der in der Simulation berechneten Wärmefreisetzung und der OH* Konzentration nur ein sehr kleiner Unterschied besteht. Auf Basis der vorangegangenen Erläuterungen lässt sich feststellen, dass sich die OH* Konzentrationen aus den Simulationen mit dem in Kap. 3.2.6 vorgestellten numerischen Setup sehr gut als Vergleichsgröße mit den gemessenen OH* Chemolumineszenzen eignen.

5.2 Validierung der CFD-Simulationen mit den Messergebnissen

In Anlehnung an die jeweiligen Parametervariationen der Ergebnisdiskussion in Kap. 5.4 zur Untersuchung des Verhaltens unter Verwendung von SOFC-Abgasen wird in den fol-

genden Abschnitten die Validierung der CFD-Simulationen anhand der Messergebnisse aus dem Experiment vorgestellt. Die physikalischen Hintergründe der im Folgenden gezeigten Parametervariationen werden in den jeweiligen Abschnitten von Kap. 5.4 detailliert erläutert.

Validierung mit unterschiedlichen Kathodenmassenströmen

In Abb. 5.2 ist das Verhalten der Brennkammer bei drei Betriebspunkten mit unterschiedlichen Kathodenmassenströmen und den Äquivalenzverhältnissen von $\phi = 0,2$, $\phi = 0,4$ und $\phi = 0,69$ gezeigt. Dabei sind die Aufnahmen der OH* Chemolumineszenz der Betriebspunkte in Abb. 5.2 jeweils der räumlich integrierten OH* Konzentration aus den entsprechenden Simulationen gegenübergestellt. Zur Hervorhebung des Verlaufs entlang der Hauptströmungsrichtung des Brenners ist zusätzlich der ebenenweise integrierte Verlauf dieser OH* Konzentration entlang der Brennerachse dargestellt.

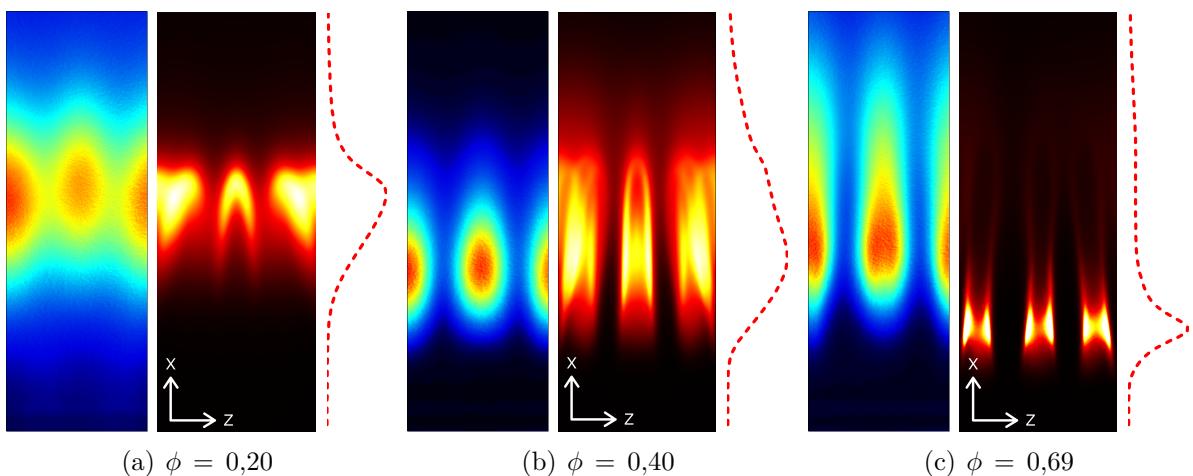


Abbildung 5.2: Gegenüberstellung der OH* Chemolumineszenz mit der OH* Konzentration aus der Verbrennungssimulation zur Validierung der verwendeten Modelle, normiert auf jeweilige Maximalwerte.

Abb. 5.2(a) verdeutlicht, dass die OH* Chemolumineszenz mit den OH* Konzentrationen aus den Simulationen in ihrer Form und Lage sehr treffend wiedergegeben werden kann. Bei den anderen beiden Betriebspunkten kann lediglich festgestellt werden, dass die im Experiment gemessenen Tendenzen von der Simulation einigermaßen zufriedenstellend vorhergesagt werden. Dazu gehören die Verlagerung der Wärmefreisetzungszone in Abb. 5.2(b) näher zum Brennerkopf und die korrekte Wiedergabe der Flamme mit hoher Intensität an der Flammenwurzel und anschließend verlängerter Flammenform in Abb. 5.2(c). Sowohl die Ausdehung der Flamme in Abb. 5.2(b) als auch die Lage in Abb. 5.2(c) stimmt dagegen nicht so gut mit den Messergebnissen überein.

Zur weiteren Validierung der Simulationen sind in Abb. 5.3 die Ergebnisse für die berechneten CO-Emissionen aus den Simulationen den Messergebnissen aus dem Experiment gegenübergestellt. Interessanterweise weist der magere Betriebspunkt bei einem Äquivalenzverhältnis von $\phi = 0,20$ aus Abb. 5.2(a) die beste Übereinstimmung der gemessenen

und berechneten CO-Emissionen auf. Dagegen weichen die berechneten CO-Emissionen der anderen Betriebspunkte um den Faktor fünf bis zehn nach oben ab. Dennoch lässt sich mit den Simulationen die Breite des Betriebsbereichs der Brennkammer unter Variation des Kathodenmassenstroms sehr gut abschätzen. Dasselbe gilt für die Vorhersage des optimalen Betriebspunktes hinsichtlich der CO-Emissionen. Auf Basis der vorliegenden Daten aus den Experimenten und Simulationen lassen sich nur Vermutungen anstellen, worauf diese Unterschiede zurückgeführt werden könnten. Beispielsweise könnte die modellierte Turbulenz in den instationären RANS-Simulationen dazu führen, dass sich die berechneten Strömungsfelder und somit auch die Mischungsprozesse und das Rezirkulationsgebiet innerhalb der Brennkammer von der Realität maßgeblich unterscheiden.

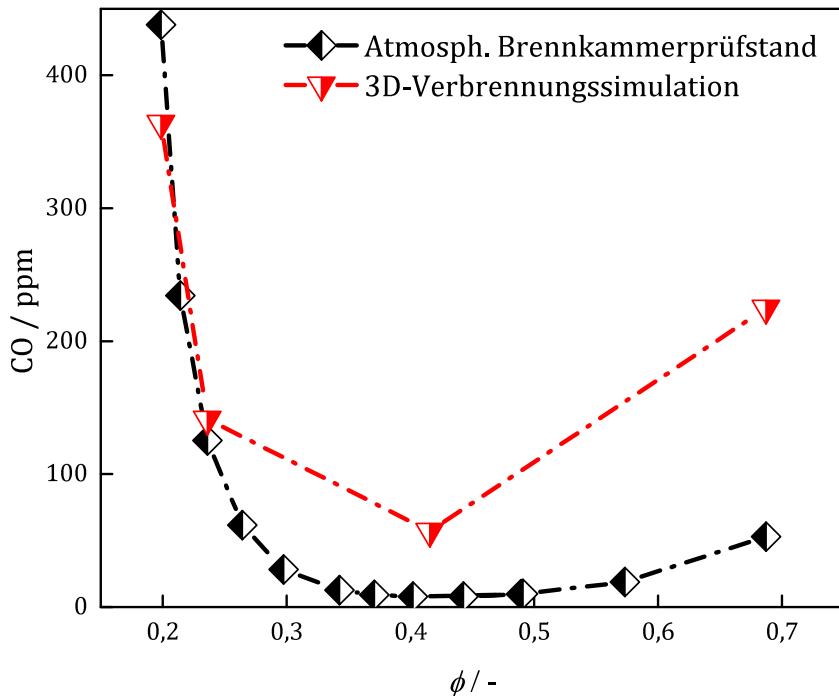


Abbildung 5.3: Vergleich der CO-Emissionen von Experiment und numerischer Simulation in Abhängigkeit des Äquivalenzverhältnisses ϕ bzw. des Kathodenmassenstroms.

Aus dem Vergleich der Ergebnisse der CFD-Simulationen mit den jeweiligen Messergebnissen für verschiedene thermische Leistungen des Anodenabgases analog zu Kap. 5.4.3 lassen sich im Vergleich zur Variation des Kathodenmassenstroms keine weiteren Aussagen zur Validierung ableiten. Auf einen gesonderten Vergleich von Ergebnissen aus Experiment und CFD-Simulation zu dieser Variation wird daher verzichtet und die entsprechenden Daten sind der Vollständigkeit halber im Anhang in den Abb. A.4 und A.5 gegeben.

Validierung mit unterschiedlichen O₂-Gehalten des Kathodenabgases

In Abb. 5.4 sind zur weiteren Validierung der CFD-Simulationen die Aufnahmen der OH* Chemolumineszenz bei O₂-Gehalten von 23,1%_m, 17,3%_m und 7,7%_m den jeweiligen räumlich integrierten OH* Konzentration aus den Simulationen gegenübergestellt.

Der ebenenweise integrierte Verlauf der OH^* Konzentration entlang der Brennerachse ist neben dem jeweiligen Betriebspunkt dargestellt.

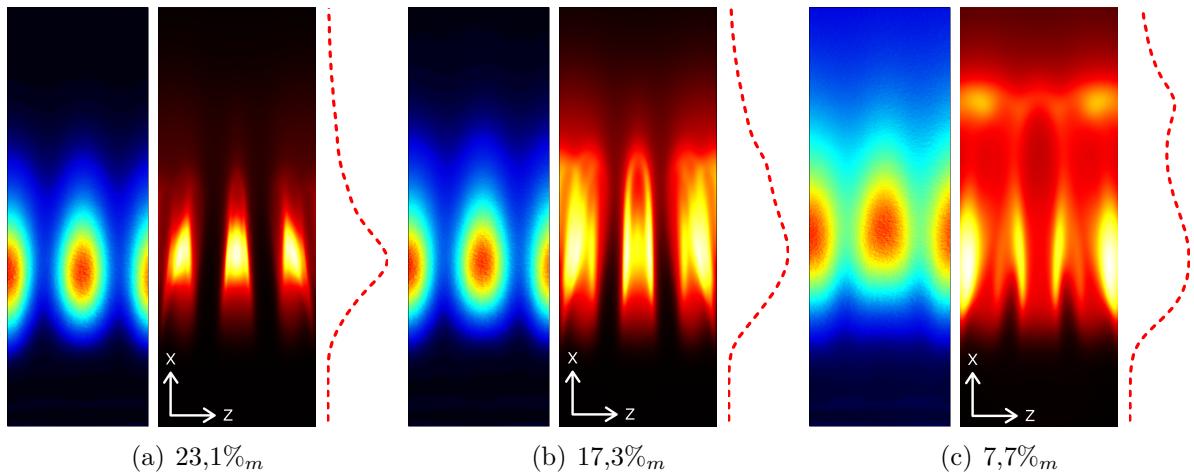


Abbildung 5.4: Abhängigkeit der OH^* Chemolumineszenz und der OH^* Konzentration vom O_2 -Gehalt unter Vollastbedingungen, normiert auf jeweilige Maximalwerte.

Mit abnehmendem O_2 -Gehalt im Kathodenabgas nimmt die Ausdehnung der OH^* Signale und somit der Flamme leicht zu. Des Weiteren wächst der Abstand des Schwerpunkts der integralen Wärmefreisetzungszone zum Brennerkopf bei niedrigeren O_2 -Gehalten. Die gemessenen OH^* Aufnahmen können durch die Simulationen zwar nicht genau wiedergegeben werden, die beiden eben erwähnten Tendenzen zur Lage und Ausdehnung der Wärmefreisetzungszone werden jedoch recht gut abgebildet.

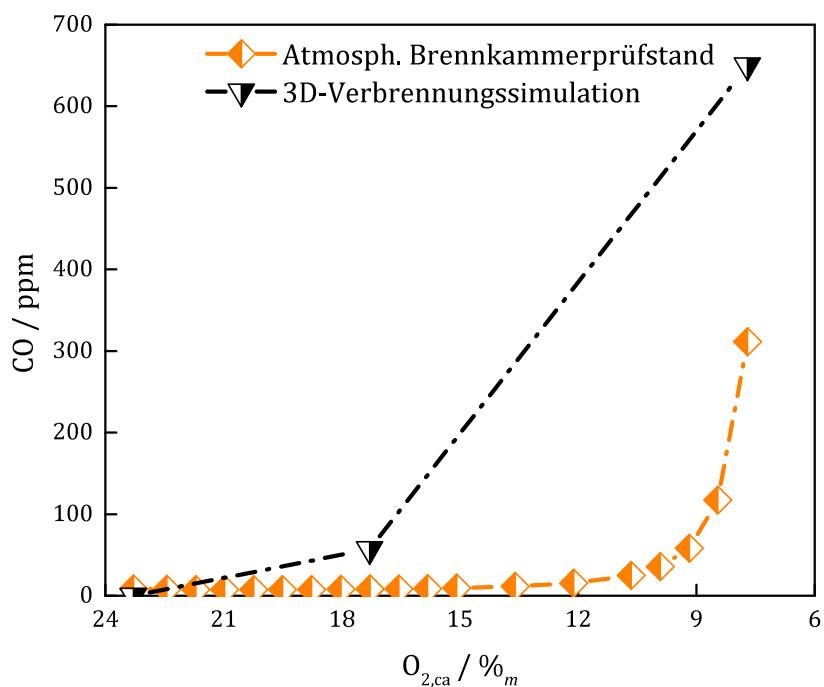


Abbildung 5.5: Vergleich der CO-Emissionen von Experiment und numerischer Simulation in Abhängigkeit des Sauerstoffgehalts.

Die Gegenüberstellung von Messungen und Simulationen in Abb. 5.4 erweckt den Eindruck, dass Betriebspunkte mit hohen O₂-Gehalten im Kathodenabgas besser vorausgesagt werden können. Dieser Verdacht erhärtet sich beim Vergleich der aus Simulation und Messung ermittelten und korrigierten CO-Emissionen in Abb. 5.5. Auf Basis der in dieser Arbeit ermittelten Erkenntnisse lässt sich jedoch keinesfalls abschließend beurteilen, worauf dieses Verhalten zurückzuführen ist. Auf der einen Seite scheint die Simulation und somit der Mechanismus bei etwas angereicherten Bedingungen größere Abweichungen aufzuweisen. Auf der anderen Seite muss aber berücksichtigt werden, dass gerade bei stöchiometrischen Verhältnissen die für die Simulation verwendeten Reaktionsmechanismen sehr gut validiert sind.

5.2.1 Aussagekraft und Grenzen der CFD-Simulationen

Aus der Validierung in den vorigen Abschnitten geht hervor, dass die CFD-Simulation der mageren Betriebspunkte und insbesondere bei hohen O₂-Gehalten sowohl bei den CO-Emissionen als auch bei der Lage und Form der OH* Chemolumineszenz sehr treffende Voraussagen liefert. Insbesondere die Breite des Betriebsbereichs und die Lage des optimalen Betriebspunktes hinsichtlich der CO-Emissionen werden durch die CFD-Simulationen sehr gut wiedergegeben. Dennoch werden bei den weniger mageren Betriebspunkten die Absolutwerte der CO-Emissionen teilweise um den Faktor 10 zu hoch vorausgesagt. Demgegenüber steht, dass die in der CFD-Simulation verwendeten Reaktionsmechanismen für stöchiometrische Bedingungen am besten validiert sind. Dies legt nahe, dass die Ursache für die teilweise sehr hohen Abweichungen in den absoluten Werten der CO-Emissionen an einer anderen Stelle als den Reaktionsmechanismen liegt. Da auch die Voraussage der OH* Chemolumineszenzen bei den weniger mageren Betriebspunkten etwas von den Messungen abweicht, bietet es sich an in einer anschließenden Arbeit die Validierung an gemessenen Strömungsfeldern fortzuführen. Des Weiteren könnte eine sehr rechenintensive Large-Eddy-Simulation (LES) einen Beitrag zur besseren Vorhersage der Mischungs- und Verbrennungsprozesse in der Brennkammer leisten. Abschließend lässt sich trotz allen Abweichungen konstatieren, dass diese instationären RANS-Simulationen ein sehr pragmatisches Mittel für eine schnelle Vorhersage der Tendenzen eines Betriebsbereichs und der Form und Lage der Wärmefreisetzungszone einer Brennkammer unter Verwendung von SOFC-Abgasen sind. Für den Auslegungsprozess im Anfangsstadium der Entwicklung einer Brennkammer, in welchem vorwiegend die Kenntnis des Betriebsbereichs und des optimalen Betriebspunkts von Interesse sind, erscheint diese Simulationsmethode folglich als sehr zufriedenstellend. Da im Rahmen dieser Arbeit keine gemessenen Strömungsfelder zur Verfügung stehen, bietet es sich an, die CFD-Simulationen als zusätzliche Informationsquelle zu nutzen, um eine Idee über die vorherrschenden Strömungsfelder und Mischungsvorgänge zu erhalten.

5.3 Funktionsnachweis mit SOFC-Abgasen

In diesem Abschnitt wird der Funktionsnachweis der in Kap. 3 entwickelten jet-stabilisierten Brennkammer unter Verwendung von SOFC-Abgasen erbracht. Darüber hinaus werden die Evaluationsparameter aus Kap. 3 auf Basis der Ergebnisse aus Experiment und Simulation des Vollast- und Teillastbetriebspunkts herangezogen und deren Einhaltung überprüft. In Abb. 5.6 sind die gemittelten Messungen der OH^* Chemolumineszenz mit den jeweiligen Variationskoeffizienten, dem Quotienten aus $\overline{\text{RMS}(\text{OH}^*)}$ und Mittelwert des OH^* Signals ($\overline{\text{OH}^*}$) bei Vollast (BL)- und Teillastbedingungen (PL) gegenübergestellt. Der Variationskoeffizient ist eine statistische Kenngröße, die im Gegensatz zum RMS-Wert, durch Normierung auf den Mittelwert der beobachteten Größe ein relatives Streuungsmaß darstellt. Der Vorteil dieser normierten Kenngröße besteht darin, dass von einander unabhängige Betriebspunkte mit unterschiedlichen Signalintensitäten (Mittelwert oder Erwartungswert) und Schwankungsverhalten des detektierten Signals (Varianz) miteinander vergleichbar werden. Zur Vereinfachung der Schreibweise wird im Weiteren die Definition $\text{RMS} = \text{RMS}(\text{OH}^*)$ verwendet.

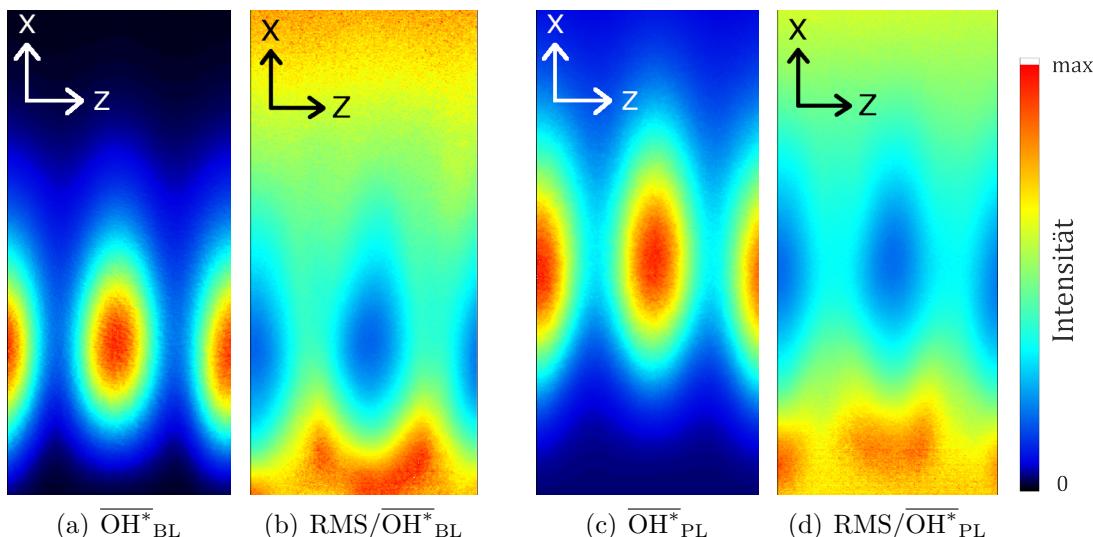


Abbildung 5.6: Gemittelte OH^* Chemolumineszenz mit zugehörigem Variationskoeffizient ($\text{RMS}/\overline{\text{OH}^*}$) bei Vollast (BL)- und Teillastbedingungen (PL), normiert auf jeweilige Maximalwerte.

Die gemittelten OH^* Aufnahmen in den Abb. 5.6(a) und 5.6(c) zeigen bei beiden Betriebspunkten ein sehr diskretes Flammenbild, mit sehr geringen Schwankungen in der Flamme selbst, was sich in den Abb. 5.6(b) und 5.6(d) durch die geringen Werte beider Variationskoeffizienten in der Zone der höchsten Chemolumineszenz-Intensitäten belegen lässt. Die höchsten Werte der Variationskoeffizienten bei beiden Betriebspunkten befinden sich in der Zone zwischen der Flamme und dem Brennerkopf und geben einen Hinweis auf unregelmäßige, spontane Zündungen oder lokale Flammenrückschläge. Dieser Variationskoeffizient setzt die RMS-Werte ortsaufgelöst in Relation zu den jeweils gemittelten OH^* Signalen ($\text{RMS}/\overline{\text{OH}^*}$). Da diese OH^* Signale in demselben Bereich jedoch sehr

niedrige Werte aufweisen, kann bei beiden Betriebspunkten davon ausgegangen werden, dass eine Flammenstabilisierung, getriggert durch spontane Verbrennungsphänomene wie Flammenrückschlag oder spontaner Zündung, nicht stattfindet. Die in der Entwicklung geforderte Integrität der Brennkammer (Parameter P3 aus Kap. 3) und insbesondere die Sicherheit gegenüber Flammenrückschlag und Selbstzündung sind somit gegeben. Des Weiteren fällt beim Vergleich der gemittelten OH^* Signale auf, dass der Flammenschwerpunkt bei den Teillastbedingungen in Abb. 5.6(c) deutlich weiter stromab und weiter weg vom Brennerkopf liegt als bei den Volllastbedingungen in Abb. 5.6(a). Dies lässt sich zum Einen mit den Erkenntnissen aus den reaktionskinetischen Betrachtungen bei Volllast- und Teillastbedingungen aus Kap. 3 und zum Anderen mit den aus den CFD-Simulationen ermittelten und in Abb. 5.7 gegenübergestellten Mischungsgüten und internen Abgasrezykulationsraten beider Betriebspunkte entlang der Brennerachse erklären.

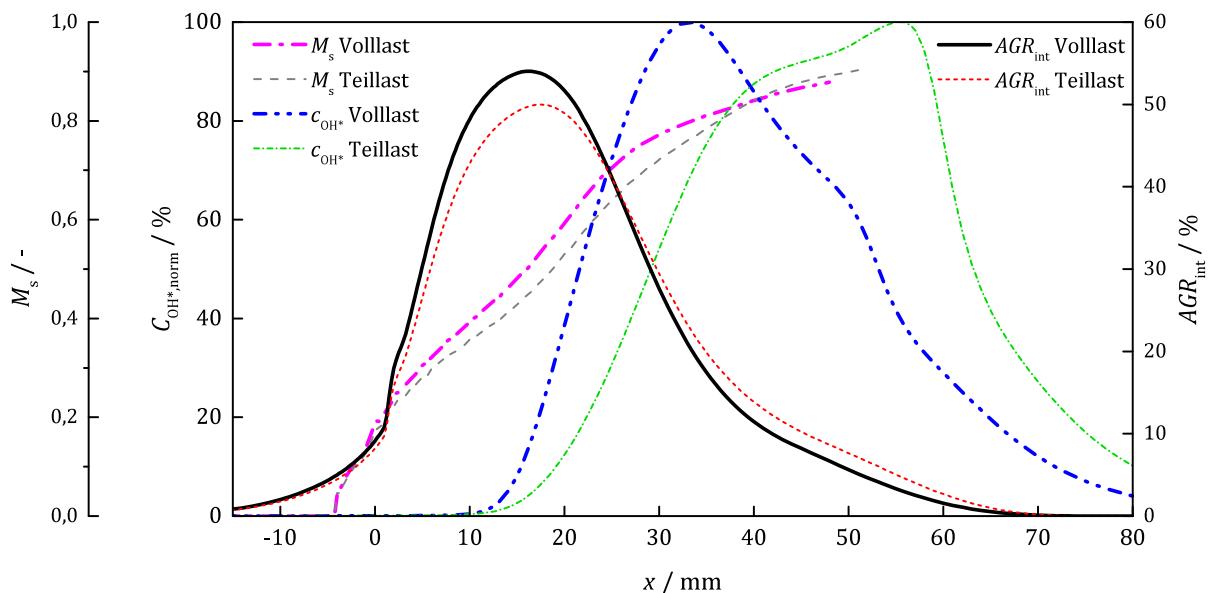


Abbildung 5.7: Verlauf der Mischungsgüte M_s , der internen Abgasrezykulationsrate AGR_{int} und der OH^* Konzentration c_{OH^*} bei Volllast- (BL) und Teillastbedingungen (PL).

Hierbei gilt jedoch gemäß der Validierung in Kap. 5.2.1 zu beachten, dass die zusätzlichen Informationen aus den CFD-Simulationen auf Basis nicht validierter Strömungsfelder beruhen. Höhere Temperaturen führen gemäß Abb. 3.3 aus Kap. 3 zu deutlich kürzeren Zündverzugszeiten und folglich zu einer höheren Reaktivität des Gemisches. Wie in Abb. 3.6 aus Kap. 3 gezeigt, sind diese Zündverzugszeiten bei Teillastbedingungen generell etwas höher als bei Volllastbedingungen. Eine minimal höhere interne Abgasrezykulation in der Brennkammer bei Volllastbedingungen, wie in Abb. 5.7 gezeigt, hat zur Folge, dass die Temperaturen des Frischgasstrahls etwas stärker aufgeheizt werden, da mehr thermische Energie rückgekoppelt wird. Dies führt tendenziell zu einer weiteren Erhöhung der Reaktivität des Gemisches unter Volllastbedingungen. Obwohl die Mischung unter Volllastbedingungen etwas schneller stattfindet, wodurch sich das Gemisch

lokal stärker abmagert und somit gemäß Abb. 3.8 aus Kap. 3 zu niedrigeren laminaren Flammengeschwindigkeiten führt, zeigen sowohl der Verlauf der auf den jeweiligen Maximalwert normierten OH* Konzentrationen c_{OH^*} aus den Simulationen in Abb. 5.7 als auch die gemittelten OH* Aufnahmen in Abb. 5.6 einen deutlichen und tendenziell übereinstimmenden Versatz der Lagen der Wärmefreisetzungszonen bei Vollast und Teillast. Für die vorliegenden Vollast- und Teillastbedingungen bedeutet dies, dass neben der Temperatur, ausschließlich die anliegenden Zusammensetzungen der Anoden- und Kathodenabgase, abhängig vom jeweiligen Betriebspunkt, entscheidend für die Lage der Wärmefreisetzungszone ist.

Zur Bewertung der Emissionen hinsichtlich der gesetzlich zulässigen Grenzwerte sind die CO-Emissionen in Tab. 5.1 gemäß des Bundes-Immissionsschutzgesetzes [27] angegeben. Darüber hinaus sind für den weiteren Funktionsnachweis die aus den Messwerten berechneten Totaldruckverluste Δp_t über die gesamte Brennkammer und die Druckdifferenzen zwischen den Brennstoff- und Luftpelsen $\Delta p_{\text{an/ca}}$ in Tab. 5.1 aufgelistet.

Tabelle 5.1: Messwerte für CO-Emissionen und Druckverluste bei Vollast (BL) und Teillast (PL).

	CO ppm	$\Delta p_{\text{rel,t}}$ %	$\Delta p_{\text{an/ca}}$ mbar
BL	7,97	1,55	0,50
PL	10,96	1,26	7,93

Die sehr niedrigen CO-Emissionen belegen nicht nur einen sehr guten Ausbrand der SOFC-Abgase in der Brennkammer, sondern liegen auch noch weit unter der für Erdgas geforderten Höchstgrenze von ca. 80 ppm. Der Abstand der Bedingungen in der Brennkammer zur Verlöschgrenze scheint bei so niedrigen CO-Emissionen in beiden Betriebspunkten hoch genug zu sein, sodass die Bewertung des Parameters P4 aus Kap. 3 für Zuverlässigkeit positiv ausfällt. Des Weiteren kann anhand der gemessenen relativen Totaldruckverluste $\Delta p_{\text{rel,t}}$ von weniger als 2 % die Eignung dieser kompakten und wenig komplexen Brennkammer für einen effizienten Mikrogasturbinenprozess festgestellt werden. Neben den Bewertungsparametern P1 und P2 für den erforderlichen Brennraum und die Brennkammerkomplexität kann aufgrund sehr geringer Druckdifferenzen von weniger als 8 mbar auch der Parameter P6 aus Kap. 3 für die Druckdifferenz zwischen Anode und Kathode positiv bewertet werden.

Um einen Eindruck über das instationäre Verhalten der Flamme bei Vollastbedingungen zu erhalten wird der Verlauf der Wärmefreisetzung über die Periodendauer der Größen Temperatur und Axialgeschwindigkeit an einem Monitorpunkt in der Wärmefreisetzungszone mit einer Dauer von ca. 8 ms an zehn zeitlich äquidistanten Zeitpunkten in Abb. 5.8 dargestellt.

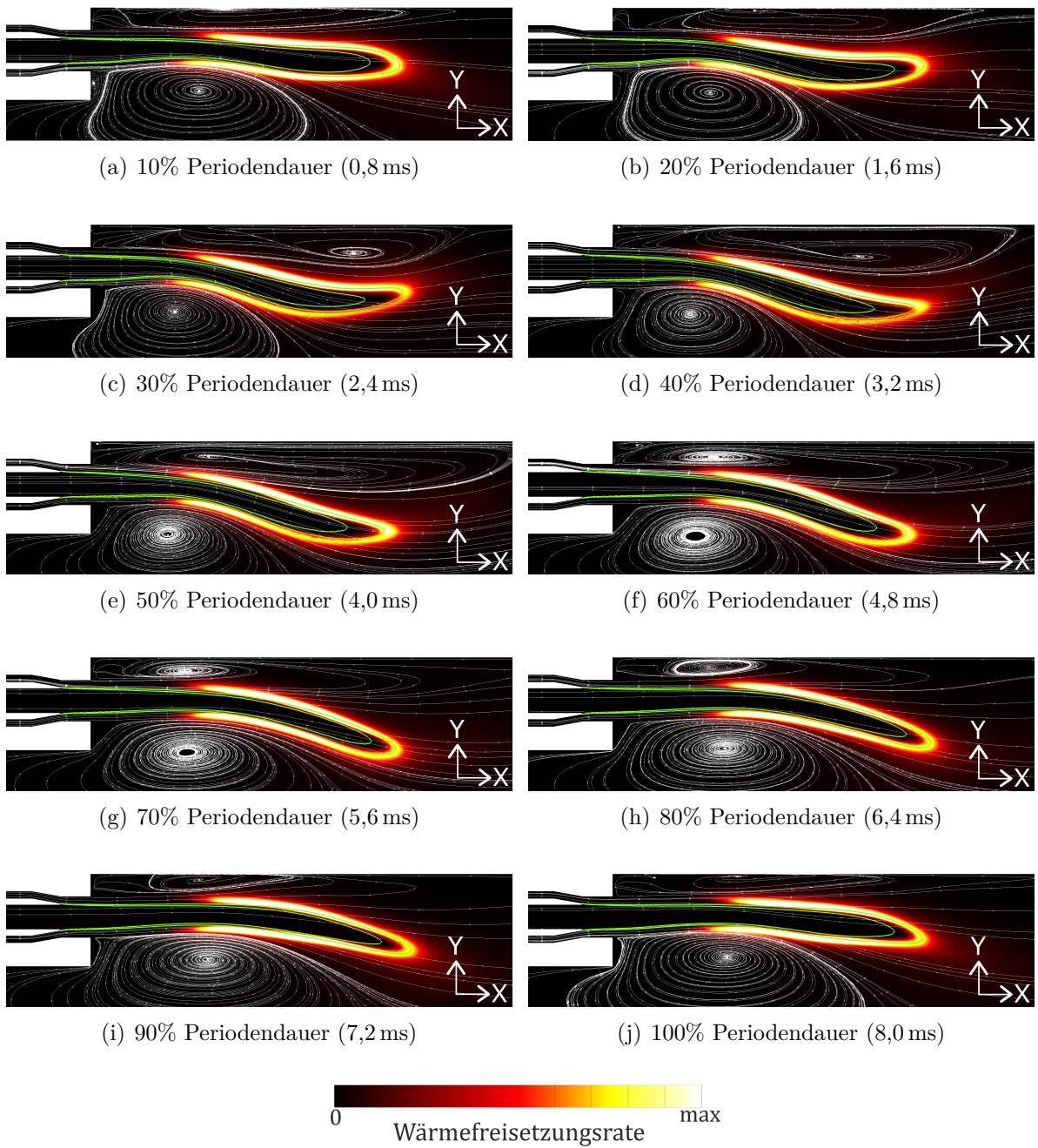


Abbildung 5.8: Verhalten der jeweils auf den Maximalwert normierten Wärmefreisetzung und Darstellung der Isolinien bei Äquivalenzverhältnissen von $\phi = 0,5$ und $\phi = 1$ während einer Schwingungsperiode.

Hierbei lässt sich eine Schwingung in der Wärmefreisetzung beobachten, die durch die sich periodisch ablösende und wieder ausbildende äußere Rezirkulationszone in dem kleinen Spalt zwischen Frischgasstrahl und Brennkammerwand erzeugt wird. Auch hier ist im Rahmen der nicht validierten Strömungsfelder zu beachten, dass diese Schwingung auch numerisch induziert sein könnte. An dieser Stelle soll auch erwähnt sein, dass CFD-Simulationen mittels instationärer RANS-Gleichungen eine weit verbreitete und gut verstandene Methode zur Vorhersage von Strömungen ist. Gewissheit über die tatsächlichen

Strömungsverhältnisse in der SOFC-Abgasbrennkammer können erst die in Kap. 5.2.1 bereits erwähnten PIV-Messungen im Rahmen zukünftiger Studien bringen. Trotz dieser leichten Ungewissheit ist die Bewertung dieser Schwingung im folgenden Abschnitt von Vorteil, da sich anhand der Darstellung in Abb. 5.8 das Bildungspotenzial von Emissionen aufgrund eventuell vorhandener Instationaritäten der Geschwindigkeits- und Temperaturfelder abschätzen lässt.

Dargestellt sind neben der Wärmefreisetzung das Strömungsfeld und die Isolinien bei Äquivalenzverhältnissen von $\phi = 0,5$ und $\phi = 1,0$, wobei die Isolinie mit $\phi = 1,0$ stets stromauf und dem Frischgasstrahl zugewandt ist, da hier die Mischung schlechter ist als stromab. Die Darstellung des Äquivalenzverhältnisses in Zusammenhang mit der Lage der Wärmefreisetzung gibt einen generellen Hinweis darauf, ob es sich bei dem betrachteten Fall um eine vorgemischte oder nicht-vorgemischte Verbrennung handelt [145]. Da sich die Wärmefreisetzung entlang der Schwingungsperiode in Abb. 5.8 zwar ändert, aber stets im Bereich von $\phi = 0,5$ liegt, kann davon ausgegangen werden, dass eine Aussage auf Basis der gemittelten Simulationsergebnisse hinsichtlich der CO-Emissionen möglich ist. Die maximale Flammentemperatur aus der zeitlich aufgelösten Simulation des Vollastbetriebspunktes liegt bei ca. 1630 K und damit weit unterhalb der für NOx-Emissionen kritischen Temperatur von ca. 1900 K gemäß Abb. 2.3 in Kap. 2.1.2. Somit kann davon ausgegangen werden, dass die Schwingung aufgrund des sich ablösenden äußeren Rezirkulationswirbels keinen wesentlichen Einfluss auf die Emissionen haben wird. Auch hierbei gilt es zu beachten, dass die CFD-Simulationen zwar eine gute Abschätzung des Brennkammerverhaltens darstellen und somit wertvolle Informationen über die jeweiligen Strömungs- und Mischungsverhältnisse liefern, diese jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht anhand von Messdaten validiert werden können.

5.4 Untersuchung des Brennkammerverhaltens unter Verwendung von SOFC-Abgasen

Die Experimente und CFD-Simulationen zur Untersuchung des Verhaltens der entwickelten jet-stabilisierten Brennkammer für SOFC-Abgase basieren auf den Randbedingungen für die Vollast- und Teillastbetriebspunkte in Tab. 1.1 des erdgasbetriebenen SOFC/MGT-Hybridkraftwerks. Um eine neu entwickelte Brennkammer in einem atmosphärischen Prüfstand zu charakterisieren, wird das Verhalten bei unterschiedlichen Luftmassenströmen, thermischen Leistungen und verschiedenen Vorwärmtemperaturen untersucht. Im vorliegenden Fall der SOFC-Abgasbrennkammer macht es keinen Sinn, Temperaturen nahe den Umgebungsbedingungen zu untersuchen, da der Elektrolyt der SOFC erst ab Temperaturen von etwa 873 K ionenleitfähig wird. Wie in Abb. 3.8 gezeigt, führt ein Anstieg der Temperatur von 873 K auf 1073 K zu einer Erhöhung der laminaren Flammengeschwindigkeiten um den Faktor 3. Die in der vorliegenden Arbeit abgebildeten Anodenabgastemperaturen befinden sich im unteren Bereich bei maximal 873 K. Bezogen auf die

laminaren Flammengeschwindigkeiten ist man daher hinsichtlich Flammenstabilität und somit der Zuverlässigkeit der Brennkammer auf der sicheren Seite. Darüber hinaus werden sich im realen Betrieb aufgrund von Wärmeverlusten niedrigere Temperaturen als die Betriebstemperatur der SOFC einstellen und die Wasserstoff-Sauerstoff-Brennkammer zur Abbildung der anodenseitigen SOFC-Abgase bietet keine Möglichkeit zur Temperaturregelung. Auf Basis der erfolgten Charakterisierung durch Variation der Anoden- und Kathodenmassenströme kann die optimale Aufteilung von Verbrennungs- und Mischluft für die Turbinenbrennkammer festgelegt werden. Darauf aufbauend werden Parameterstudien für verschiedene O₂-Gehalte im Kathodenabgas und verschiedene Heizwerte im Anodenabgas durchgeführt. Mit dieser Sensitivitätsanalyse lässt sich das Entwicklungsrisiko des Hybridkraftwerks in Hinblick auf das notwendige Thermomanagement der SOFC reduzieren. Abhängig von den Wärmeverlusten ab der SOFC bis zur Brennkammer des real gekoppelten Hybridkraftwerks werden sich unterschiedliche Brenner-Eintrittstemperaturen ergeben. In Abhängigkeit der an der Turbine verfügbaren Energie ergibt sich ein stabiler Betriebspunkt, der maßgeblichen Einfluss auf den resultierenden Luftmassenstrom im Verdichter hat. Abhängig von der verfügbaren Luftmenge in der SOFC und der anliegenden elektrischen Last wird sich ein bestimmter O₂-Gehalt im Kathodenabgas ergeben. Im Rahmen des Thermomanagements besteht prinzipiell die Möglichkeit, elektrische Leistung an der SOFC zu reduzieren und zur MGT zu verlagern oder im gesamten Kraftwerk weniger elektrische Leistung zu erzeugen. Damit kann die Betriebstemperatur der SOFC auf einem konstanten Niveau gehalten werden. Als Resultat steigen der O₂-Gehalt im Kathodenabgas und der Heizwert im Anodenabgas.

5.4.1 Variation des Kathodenmassenstroms

Während im Experiment der Kathodenmassenstrom variiert wird, werden die Temperaturen der abgebildeten Kathoden- und Anodenabgase konstant gehalten. Da während dieser Variation die der Brennkammer zugeführte thermische Leistung konstant gehalten wird, sind die Verhältnisse in der Wasserstoff-Sauerstoff-Brennkammer zur Abbildung der Anodenabgase während der gesamten Variation konstant. Dies bedeutet, dass neben der schon erwähnten Temperatur die Zusammensetzung des Anodenabgases, der Massenstrom und der daraus resultierende Heizwert konstant sind. Entsprechend der Randbedingungen in Tab. 1.1 beträgt die Temperatur des kathodenseitigen Abgases unter Vollastbedingungen 958 K und unter Teillastbedingungen 889 K. Die erreichten Temperaturen des vom Wasserstoff-Sauerstoff-Brenner zugeführten Anodenabgases liegen mit 803 K bei Vollastbedingungen und mit 863 K bei Teillastbedingungen bis zu 250 K unter der gegebenen Temperatur des Anodenabgases aus Tab. 1.1 von 1073 K bei beiden Betriebspunkten. Im Versuch führen diese geringeren Temperaturen des Anodenabgases zu niedrigeren adiabatischen Flammentemperaturen. Gemäß Abb. 3.8 resultiert daraus eine Reduktion der laminaren Flammengeschwindigkeiten um den Faktor 3. Daher bietet es sich für zukünftige Studien an zu untersuchen, ob und ab welchen Bedingungen sich ein Flammenrück-

schlag einstellen würde. In Abb. 5.9 sind zunächst die resultierenden und korrigierten CO-Messwerte des Betriebsbereichs der jet-stabilisierten Brennkammer über dem Äquivalenzverhältnis ϕ dargestellt und den CO-Messwerten eines auf der Porenbrenner-Technologie basierten Brenners von Voss et al. [247] für Brennstoffzellenabgase gegenübergestellt.

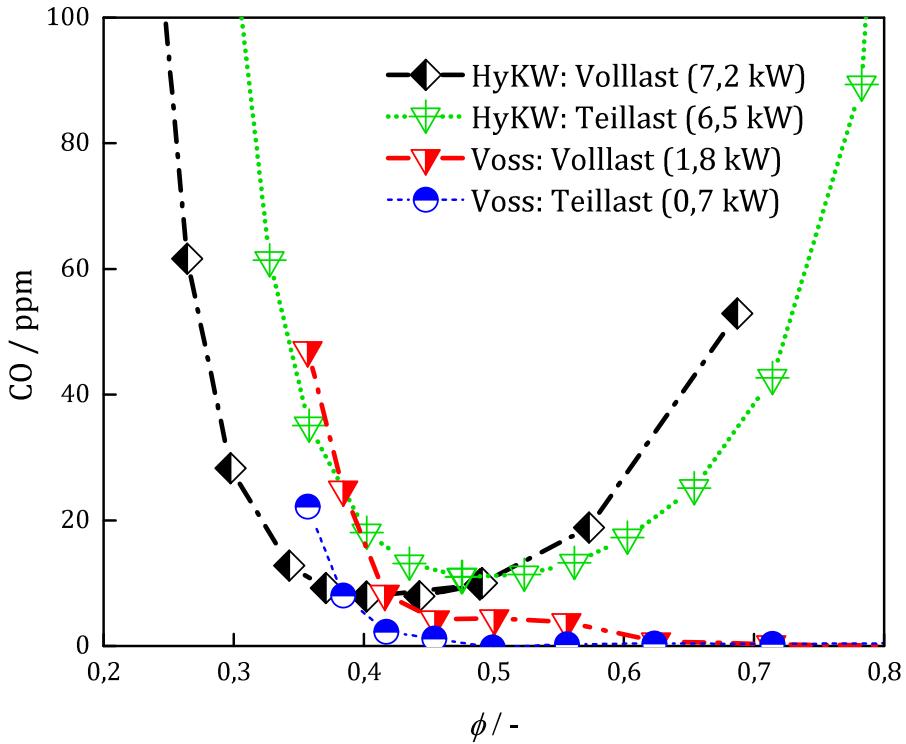


Abbildung 5.9: Darstellung des Betriebsbereichs unter Vollast- und Teillastbedingungen in Abhängigkeit des Äquivalenzverhältnisses ϕ und der Vergleich mit einem Porenbrenner [247].

Abgesehen von den Betriebspunkten bei den Äquivalenzverhältnissen in Richtung stöchiometrischer Verhältnisse, zeigen beide Brenner eine relativ gute Übereinstimmung der Betriebsbereiche. Der Anstieg der CO-Emissionen bei der volumetrischen Verbrennung der jet-stabilisierten Brennkammer in Richtung stöchiometrischer Verhältnisse kann auf das ansteigende chemische Gleichgewicht zurückgeführt werden. Inwieweit sich dieser Effekt auf den Brennstoffumsatz in einer porösen Matrix übertragen lässt und mit den CO-Messungen von Voss et al. [247] für dessen Brennstoffzellenabgas in Einklang bringen lässt, kann mit den verfügbaren Informationen nicht abschließend geklärt werden. Die Veranschaulichung in Abb. 5.9 zeigt jedoch deutlich die Eignung der entwickelten jet-stabilisierten Brennkammer hinsichtlich des Betriebsbereichs für die Anwendung in einem SOFC-System.

Der optimale Betriebspunkt der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten SOFC-Abgasbrennkammer liegt unter Vollastbedingungen bei einem Äquivalenzverhältnis von $\phi = 0,4$. Dies führt zu einem optimalen Mischluftanteil von 61%. Dies bedeutet, dass im Optimalpunkt 39% des SOFC-Kathodenabgases dem Brenner als Verbrennungsluft zugeführt werden. Im Teillastbetrieb entspricht diese Luftaufteilung einem Äquivalenzverhältnis von

$\phi = 0,48$. Ein etwas magerer Volllastbetriebspunkt mit $\phi = 0,4$ als bei Teillastbedingungen mit $\phi = 0,48$ ist für einen Gasturbinenprozess sehr unüblich. Dies kann einerseits durch den geringeren O₂-Gehalt im Kathodenabgas bei Teillastbedingungen erklärt werden. Andererseits ist die benötigte Leistung, um die Turbineneintrittstemperatur im Volllastbetriebspunkt des Hybridkraftwerks zu erreichen, nur ca. 10% höher als bei Teillastbedingungen [130]. Insgesamt zeigt sich, dass die Betriebsbereiche beider Betriebspunkte in Abhängigkeit des Äquivalenzverhältnisses ϕ in Abb. 5.9 einen ähnlich breiten Betriebsbereich aufweisen, der im Teillastfall in Richtung stöchiometrischer Bedingungen verschoben ist.

Um den Einfluss der unterschiedlichen Temperaturreihenbedingungen in der Darstellung des vorliegenden Experiments zu eliminieren sind die CO-Emissionen in Abb. 5.10 über der adiabatischen Flammentemperatur dargestellt.

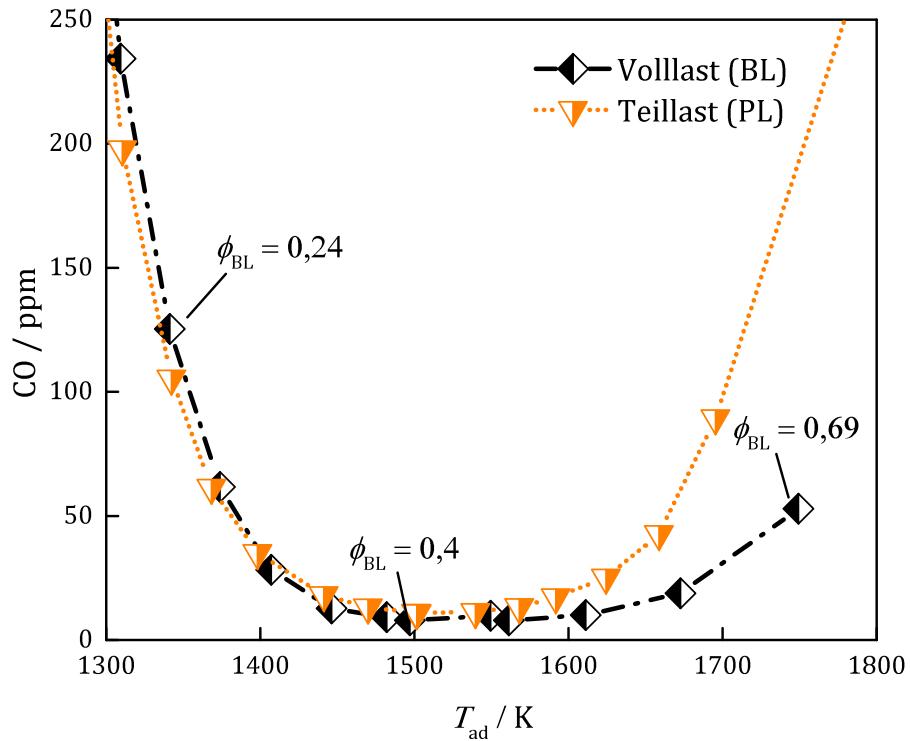


Abbildung 5.10: Darstellung des Betriebsbereichs bei Volllast- und Teillastbetriebspunkt in Abhängigkeit der adiabatischen Flammentemperatur.

Aus Abb. 5.10 geht eindeutig hervor, dass die Brennkammer in Bezug auf die CO-Emissionen unter Teillastbedingungen einen etwas kleineren Betriebsbereich als unter Volllastbedingungen aufweist. Während der Verlauf der CO-Emissionen beider Betriebsbedingungen bei niedrigeren adiabatischen Temperaturen nahezu identisch ist, steigen die CO-Emissionen im Teillastfall in Richtung höherer adiabatischer Flammentemperaturen früher an als im Volllastfall. Diese Einengung lässt sich anhand der geringeren O₂-Gehalte im Kathodenabgas unter Teillastbedingungen erklären und wird später in Abb. 5.21 näher erläutert.

Zur Identifikation der Form und Lage der Wärmefreisetzungszone sind in Abb. 5.11 die zeitlich gemittelten Aufnahmen der OH* Chemolumineszenz für fünf verschiedene Äquiva-

lenzverhältnisse dargestellt. Im Rahmen dieser Arbeit werden die absoluten Intensitäten der OH* Chemolumineszenz bei den verschiedenen Betriebspunkten nicht miteinander verglichen. Um die Vergleichbarkeit aufgrund der teilweise sehr unterschiedlichen Intensitäten zu ermöglichen sind die OH* Chemolumineszenzaufnahmen auf ihre jeweiligen Maximalwerte normiert.

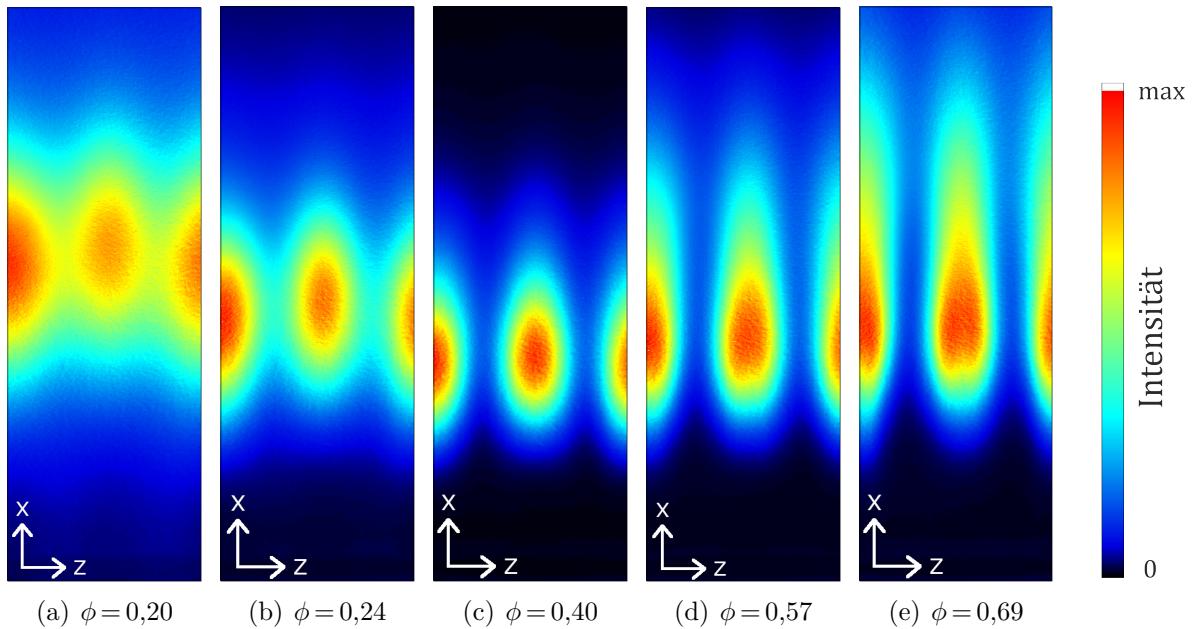


Abbildung 5.11: Abhängigkeit der OH* Chemolumineszenz vom Kathodenmassenstrom unter Vollastbedingungen und konstanter thermischer Leistung, normiert auf jeweiligen Maximalwert.

Die OH* Chemolumineszenz-Aufnahme in Abb. 5.11(c) des in Abb. 5.9 identifizierten Optimalpunkts unter Vollastbedingungen bei einem Äquivalenzverhältnis von $\phi = 0,4$ deutet auf ein sehr diskretes und gleichzeitig kompaktes Erscheinungsbild der Flamme hin. Im Vergleich zu den weiteren in Abb. 5.11 gegenübergestellten Betriebspunkten mit etwas magereren oder etwas angereicherten Bedingungen, liegt beim Optimalpunkt und einem Äquivalenzverhältnis von $\phi = 0,4$ der Schwerpunkt der Flamme am weitesten stromauf der Brennkammer. In Richtung magerer Bedingungen nach links in Abb. 5.11(a), und somit eines erhöhten Kathodenmassenstroms und einer niedrigeren adiabatischen Flammtemperatur, ändert sich die Form der OH* Chemolumineszenz weg von einer diskreten zu einer etwas volumetrischeren Flammenform und der Flammenschwerpunkt verschiebt sich weiter stromab. Dies lässt sich unter anderem auf die abnehmende adiabatische Flammtemperatur mit steigendem Kathodenmassenstrom zurückführen. Je niedriger die Verbrennungstemperatur ist, desto niedriger sind die Reaktionsraten. Sowohl diese niedrigeren Reaktionsgeschwindigkeiten als auch die erhöhten Jet-Geschwindigkeiten aufgrund des höheren Kathodenmassenstroms führen letztendlich zu der beobachteten Veränderung hin zu einer volumetrischeren und abgehobeneren Flamme bei sehr mageren Bedingungen von $\phi = 0,2$ in Abb. 5.11(a). Bei angereicherten Bedingungen in der Brennkammer und einem

globalen Äquivalenzverhältnis von $\phi = 0,69$ in Abb. 5.11(e) bleibt der Abstand zum Brennerkopf des ersten signifikanten Signals der OH* Chemolumineszenz im Vergleich zum Optimalpunkt bei $\phi = 0,4$ in Abb. 5.11(c) ziemlich gleich. Es lässt sich jedoch eine signifikante stromabwärtige Ausdehnung der Flamme feststellen. Das bei den angereicherten Bedingungen in Abb. 5.11(e) höhere Äquivalenzverhältnis und die damit verbundenen höheren Verbrennungstemperaturen im Vergleich zu den mageren Betriebspunkten führen augenscheinlich nicht zu einer weiteren Erhöhung der Reaktionsrate.

Aus den jeweiligen CFD-Simulationen lassen sich weitere Informationen gewinnen, mit deren Hilfe das beobachtete Verhalten erklärt werden kann. Hierbei ist zu beachten, dass die Methodik der CFD-Simulationen zwar ein vielfach bewährtes Mittel darstellen, jedoch hinsichtlich der tatsächlichen Strömungsfelder im vorliegenden Anwendungsfall nicht gegen Messungen validiert sind (siehe Kap. 5.2.1). In Abb. 5.12 sind daher zunächst die Schnittbilder der Wärmefreisetzung aus den CFD-Simulationen bei den Betriebspunkten mit Äquivalenzverhältnissen von $\phi = 0,2$, $\phi = 0,4$ und $\phi = 0,69$ gegenübergestellt.

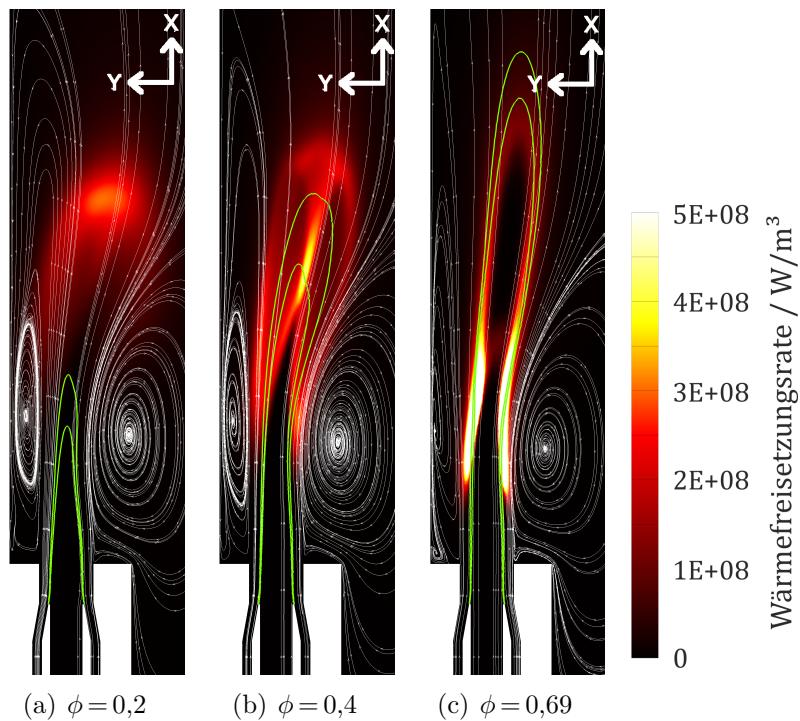


Abbildung 5.12: Vergleich der Wärmefreisetzung bei verschiedenen Kathodenmassenströmen und Darstellung der lokalen Äquivalenzverhältnisse mit Isolinien für $\phi = 0,5$ und $\phi = 1$

In den Schnittbildern sind zusätzlich die Isolinien der lokalen Äquivalenzverhältnisse bei $\phi = 0,5$ und bei stöchiometrischen Bedingungen mit $\phi = 1,0$ dargestellt. Aus dem Vergleich dieser Isolinien der lokalen stöchiometrischen Verhältnisse und der Wärmefreisetzung in Abb. 5.12(a) geht hervor, dass die Verbrennung des sehr mageren Betriebspunkts mit einem globalen Äquivalenzverhältnis von $\phi = 0,2$ unter vorgemischten Bedingungen stattfindet. Stattdessen findet die Verbrennung bei den anderen beiden in den Abbn.

5.12(b) und 5.12(c) gezeigten Betriebspunkten bei globalen Äquivalenzverhältnissen von $\phi = 0,4$ und $\phi = 0,69$ bei näherungsweise stöchiometrischen, also nicht-vorgemischten Bedingungen statt. Damit lässt sich erklären, dass eine weitere Erhöhung des globalen Äquivalenzverhältnisses die lokalen Bedingungen in der Wärmefreisetzungszone nur unwesentlich beeinflusst und somit auch nicht zu einer erhöhten Reaktivität des Gemisches bzw. einem daraus resultierenden geringeren Abstand zum Brennerkopf beiträgt.

Die verlängerte Flammenform ist damit jedoch noch nicht erklärt. Daher sind zur weiteren Analyse dieses beobachteten Effekts der Flammenverlängerung aus Abb. 5.11(e) auf Basis der CFD-Simulationen der Verlauf der Mischungsgüte und der internen Abgasrezirkulationsrate in Hauptströmungsrichtung des Brenners für die Betriebspunkte mit den globalen Äquivalenzverhältnissen von $\phi = 0,2$, $\phi = 0,4$ und $\phi = 0,69$ in Abb. 5.13 gezeigt.

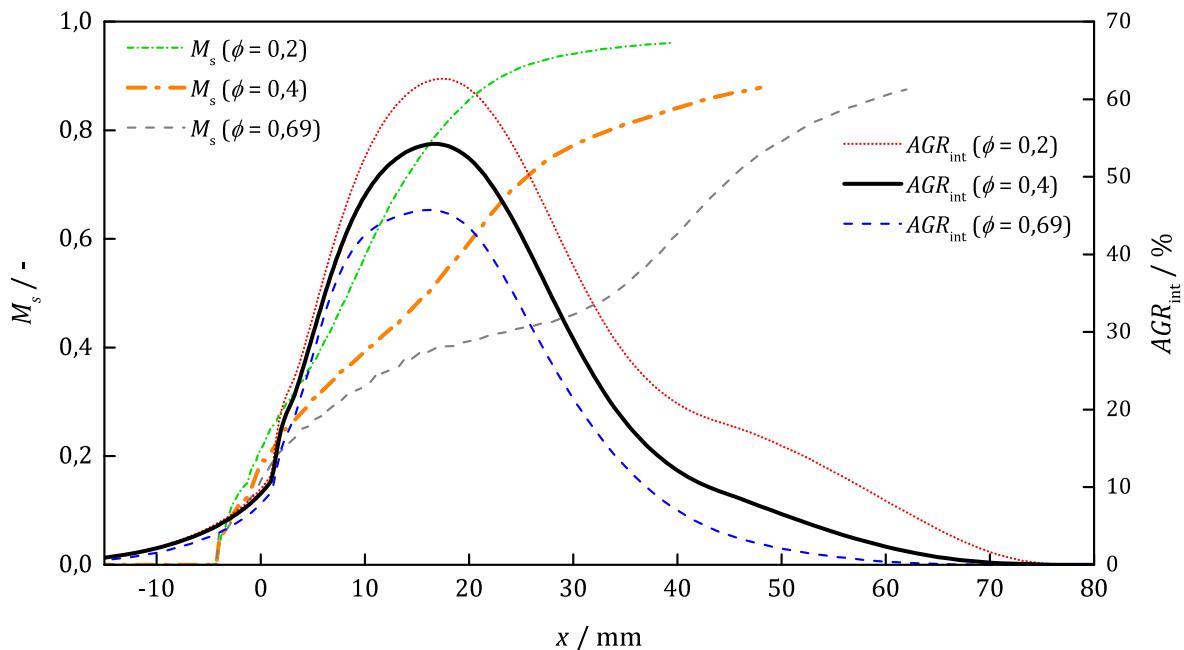


Abbildung 5.13: Verlauf der Mischungsgüte M_s und der internen Abgasrezirkulationsrate AGR_{int} bei Vollastbedingungen und verschiedenen Kathodenmassenströmen entlang der Brennerachse.

In Abb. 5.13 zeigt sich deutlich der Einfluss der höheren Jet-Geschwindigkeiten beim magersten Betriebspunkt mit $\phi = 0,2$ aufgrund des dort höheren Kathodenmassenstroms. Die resultierende interne Abgasrezirkulationsrate AGR_{int} ist mit über 60 % an rezirkuliertem Massenstrom wesentlich größer als bei dem Betriebspunkt mit $\phi = 0,69$ und einer maximalen Rezirkulation von etwas mehr als 40 %. Zusätzlich ist in Abb. 5.13 der Verlauf der räumlichen Mischungsgüte M_s des Frischgasstrahls für die drei verschiedenen Betriebspunkte dargestellt. Bei dem mageren Betriebspunkt mit $\phi = 0,2$ mischen beide Teilströme des Frischgasstrahls am Schnellsten und bei dem Betriebspunkt mit $\phi = 0,69$ am Langsamsten. Zum Einen kann dies wiederum auf die höheren Rezirkulationsraten zurückgeführt werden, die demnach zu einer besseren Mischung beitragen. Zum Anderen lässt sich jedoch anhand der Gegenüberstellung der absoluten Geschwindigkeitsfelder aus

den CFD-Simulationen in Abb. 5.14 zeigen, dass die Geschwindigkeitsunterschiede des Anoden- und Kathodenstroms beim mageren Betriebspunkt mit $\phi = 0,2$ am Größten sind. Dort ist der Massenstrom der Kathodenabgase und dessen Geschwindigkeit sogar so groß, dass aufgrund von leichter Versperrung die aus den Brennstoffdüsen ausströmenden Anodenabgase etwas verzögert werden.

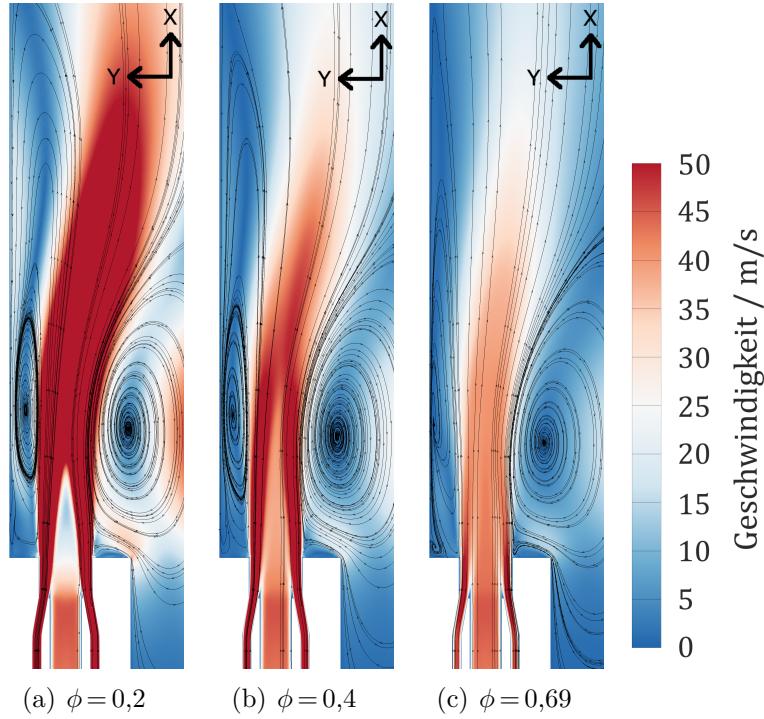


Abbildung 5.14: Vergleich der Geschwindigkeitsfelder bei verschiedenen Kathodenmassenströmen und Darstellung der lokalen Äquivalenzverhältnisse mit Isolinien für $\phi = 0,5$ und $\phi = 1$.

Dieser Unterschied in den relativen Geschwindigkeiten beider Teilströme führt zu höheren Scherraten, die wiederum zur Mischung beitragen. Die langsamere Mischung des Betriebspunkts bei $\phi = 0,69$ lässt sich also sowohl durch die geringeren Rezirkulationsraten, als auch durch die geringeren Scherraten zwischen den Teilströmen des Frischgasstrahls erklären. Die signifikante Delle nach unten zwischen 20 mm und 40 mm Abstand zum Brennerkopf im Verlauf der Mischungsgüte beim Äquivalenzverhältnis von $\phi = 0,69$ in Abb. 5.13 lässt sich auf den Einfluss der Verbrennung mit verlängerter Flammenform zurückführen. Dazu sind in Abb. 5.15 die Verläufe dieses Betriebspunkts mit und ohne Verbrennung und der Vergleich zum optimalen Äquivalenzverhältnis bei $\phi = 0,4$ gezeigt.

Während die Verbrennung beim Äquivalenzverhältnis $\phi = 0,4$ zwar zu einem leichten Knick im Verlauf der Mischungsgüte gegenüber dem Verlauf ohne Verbrennung führt, ist der Unterschied zwischen den Verläufen der kalten und reaktiven Simulation bei $\phi = 0,69$ wesentlich ausgeprägter. Die Fläche unter den ebenfalls in Abb. 5.15 dargestellten internen Abgasrezirkulationen ist äquivalent zum rezirkulierten Massenstrom. Aus den unterschiedlichen Verläufen lässt sich somit ableiten, dass die Verbrennung grundsätzlich eine

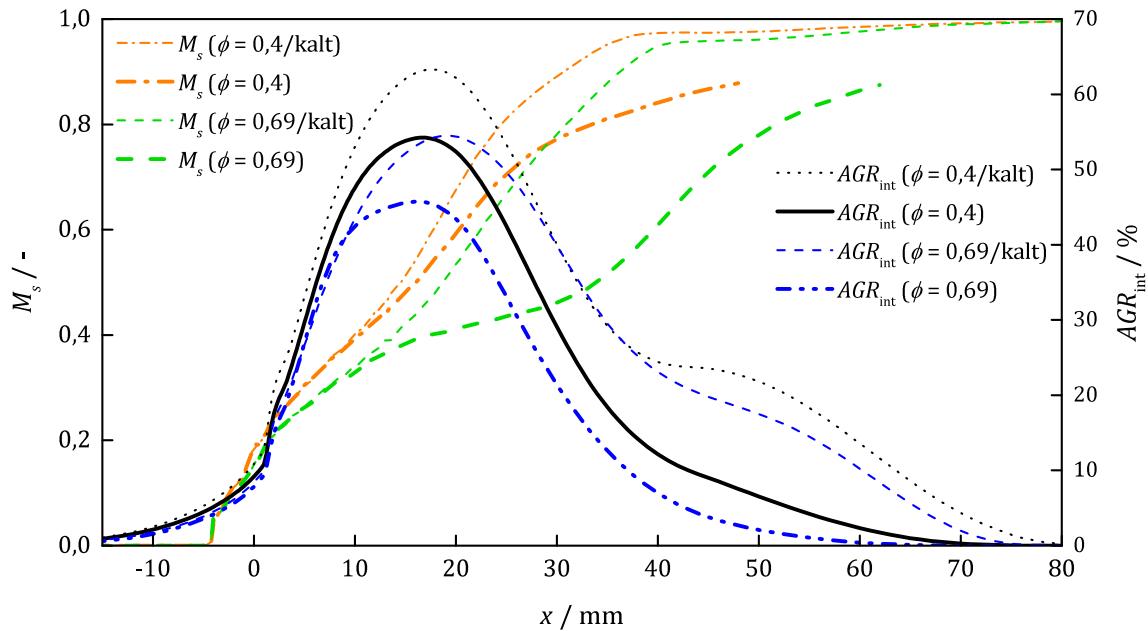


Abbildung 5.15: Vergleich des integralen Verlaufs der Mischungsgüte M_s und der internen Abgasrezirkulationsrate AGR_{int} bei Simulation mit und ohne reagierender Strömung.

reduzierende Wirkung auf die Höhe des in der Brennkammer rezirkulierten Massenstroms hat. Dies lässt sich mit der geringeren Dichte des verbrannten Gemisches und dem aus den somit höheren Geschwindigkeiten zwingend resultierenden höheren Druckverlust begründen. Auf der Basis aller bisher in diesem Abschnitt gezeigten Erkenntnisse lässt sich zwar ein Unterschied der Bedingungen zwischen einem globalen Äquivalenzverhältnis von $\phi = 0,4$ und $\phi = 0,69$ zeigen, jedoch erklärt dies auch noch nicht abschließend die verlängerte Flammenform aus Abb. 5.11(e). Daher sind in Abb. 5.16 die relativen Anteile der brennbaren Gase H₂ und CO entlang der jeweiligen Mittellinie des Frischgasstrahls aus den in Abb. 5.12 gezeigten Schnittbildern der Wärmefreisetzungrate aus den CFD-Simulationen dargestellt.

Ein Wert von 0 % in den Brennstoffmassenanteilen Y_{H_2} und Y_{CO} in Abb. 5.16 entspricht vollständigem Brennstoffumsatz. Der Verlauf zwischen 100 % und 0 % wird durch Mischungs- und Verbrennungsprozesse bestimmt. Zur leichteren Zuordnung der jeweiligen Lage der Wärmefreisetzung sind die Verläufe der OH* Konzentration ebenfalls dargestellt. Die Verläufe von Y_{H_2} und Y_{CO} sind bei einem Äquivalenzverhältnis von $\phi = 0,2$ nahezu übereinstimmend. Der Wasserstoff scheint sich dabei minimal schneller zu mischen als das Kohlenmonoxid, was sich durch die wesentlich höhere Diffusivität des Wasserstoffs erklären lässt. Ab dem Maximum der OH* Konzentration bei einem Abstand von $x = 45$ mm zum Brennerkopf, im Bereich der maximalen Wärmefreisetzung, reagiert der Wasserstoff etwas schneller ab als das Kohlenmonoxid. Dies zeigt sich im größer werden den Unterschied der beiden Brennstoffmassenanteile Y_{H_2} und Y_{CO} bei $\phi = 0,2$ in Bezug auf den Unterschied beider Größen stromauf des Maximums der OH* Konzentration bei $x = 45$ mm. Ein ähnliches Verhalten zeigt der Betriebspunkt mit einem Äquivalenzver-

hältnis von $\phi = 0,4$. Bei einem Äquivalenzverhältnis von $\phi = 0,69$ verlagert sich die Wärmefreisetzungszone sehr weit stromauf bis zu einem Abstand von 20 mm zum Brennerkopf. Da der Wasserstoff schneller reagiert, wie in den anderen beiden Betriebspunkten bereits festgestellt, entsteht hier aufgrund der frühen Umsetzung des Wasserstoffs ein sehr deutlicher Unterschied im Verlauf der Brennstoffanteile für H₂ und CO. Dieses frühe Abreagieren des Wasserstoffs, das Vorhandensein noch viel verbleibenden Brennstoffs in Form von Kohlenmonoxid und die niedrige Verfügbarkeit von Oxidator aufgrund des geringsten Kathodenmassenstroms in allen Betriebspunkten führt zu der in Abb. 5.11(e) beobachteten verlängerten Flammenform.

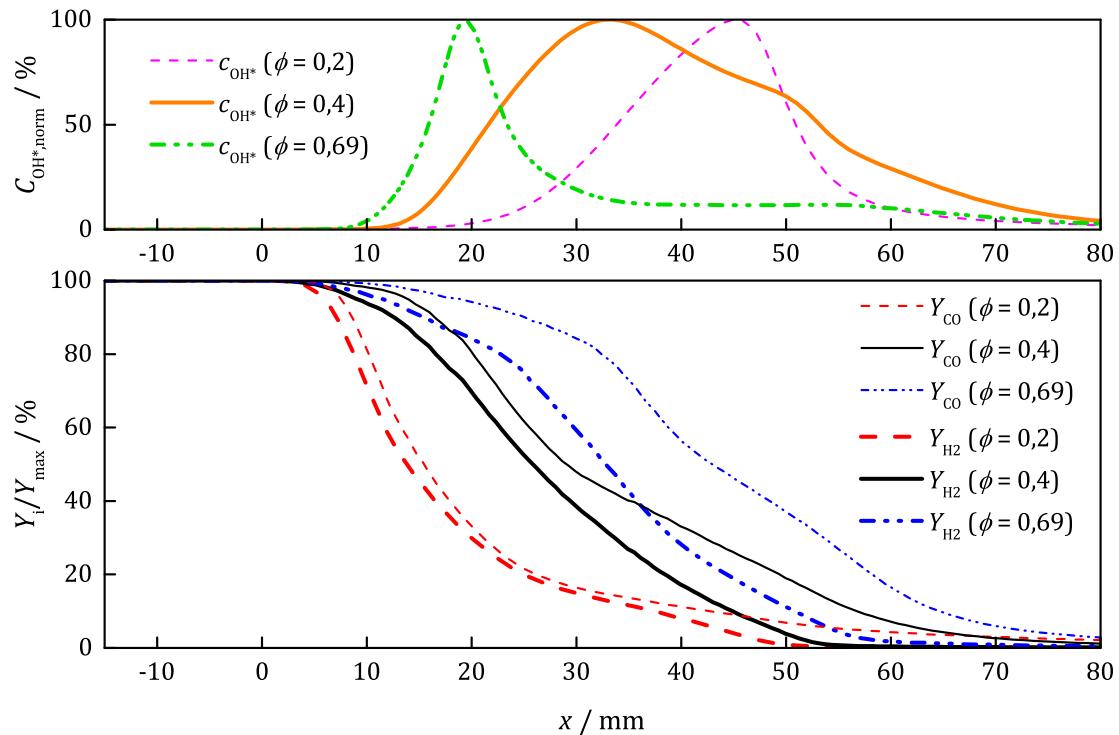


Abbildung 5.16: Integraler Verlauf der OH* Konzentration bei Vollastbedingungen und verschiedenen Kathodenmassenströmen entlang der Brennerachse und Verlauf der verbleibenden Brennstoffe (H₂, CO) entlang der Mittellinie des Frischgasstrahls.

Die in Abb. 5.16 gezeigten Verläufe legen den Verdacht nahe, dass sich die sehr starke Reaktion mit anschließend etwas geringerer Intensität in der verlängerten Flamme in der Darstellung der Wärmefreisetzungszone in Abb. 5.12(c) vorwiegend auf dieses schnelle Abreagieren des Wasserstoffs mit anschließendem langsamerem Abreagieren des Kohlenmonoxids aufgrund der lokalen stöchiometrischen Mischungsverhältnisse zurückzuführen lässt. Da es sich hierbei um Informationen aus CFD-Simulationen handelt, empfiehlt es sich auch an dieser Stelle, in zukünftigen Studien eine Validierung des hier prognostizierten unterschiedlichen Ausbrandverhaltens von H₂ und CO durchzuführen.

Eine Zielgröße in der Entwicklung der SOFC-Abgasbrennkammer in Kap. 3 ist deren Integrität, bzw. das Vermeiden möglicher Beschädigungen des gesamten Brennkammersystems wie zum Beispiel durch Flammenrückschlag oder Selbstzündung mit Flammenstabi-

lisierung in der Vormischzone. Um diese Neigung bewerten zu können und einen Eindruck über die Möglichkeit solcher Verbrennungsereignisse in der SOFC-Abgasbrennkammer zu gewinnen, sind in Abb. 5.17 die jeweils zugehörigen Variationskoeffizienten zu den in Abb. 5.11 gezeigten Aufnahmen der OH* Chemolumineszenz gegenübergestellt. Aus dieser Darstellung der Variationskoeffizienten geht hervor, dass die weniger mageren Betriebspunkte ab einem Äquivalenzverhältnis von $\phi = 0,4$ und höher eine sehr stabile Flamme mit relativ geringer Schwankung aufweisen, da die RMS-Werte des OH* Signals bezogen auf die absoluten OH* Intensitäten, also dem Variationskoeffizienten, in der Zone der hohen OH* Signalintensitäten sehr gering sind. Lediglich am Fuß der Flamme in den Abbn. 5.17(a), 5.17(b), 5.17(d) und 5.17(e) zeigt sich ein relativ hoher Wert im Variationskoeffizienten, der auf Fluktuationen zurückzuführen ist. Diese Schwankungen reichen jedoch nicht einmal bis zum Brennerkopf zurück und können in Anbetracht der sehr geringen Intensitäten der OH* Signale in diesem Bereich, wie in den Abbn. 5.11(a), 5.11(b), 5.11(d) und 5.11(e) gezeigt, vernachlässigt werden.

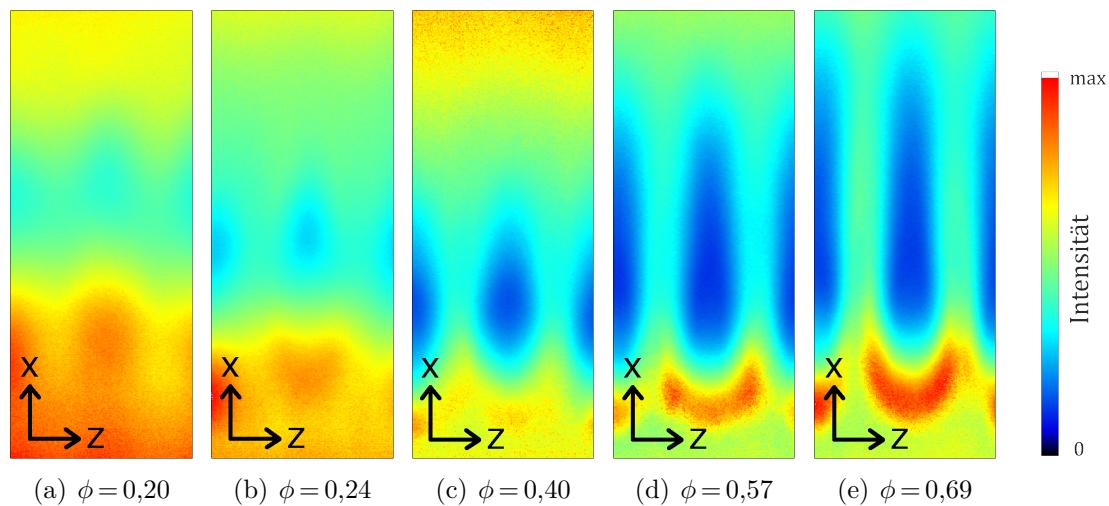


Abbildung 5.17: Variationskoeffizienten der OH* Chemolumineszenz bei unterschiedlichen Kathodenmassenströmen unter Volllastbedingungen und konstanter thermischer Leistung, normiert auf jeweiligen Maximalwert.

Demgegenüber zeigt der Variationskoeffizient in Abb. 5.17(a) mit einem Äquivalenzverhältnis von $\phi = 0,20$ hohe Werte im gesamten Bereich zwischen der Flamme und dem Brennerkopf. Da die normierten OH* Intensitäten in Abb. 5.11(a) bei demselben Äquivalenzverhältnis von $\phi = 0,20$ in diesem Bereich relativ klein sind, kann auch hier mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit ein signifikantes Rückzünden der Flamme ausgeschlossen werden. Trotzdem tendiert dieser Betriebspunkt verstärkt zu spontanen, sich nicht stabilisierenden Rückzündereignissen, was sich in den hohen Werten des Variationskoeffizienten in Abb. 5.17(a) widerspiegelt. Letztlich lässt sich dies auch mit der leicht erhöhten normierten OH* Intensitäten in diesem Bereich in Abb. 5.11(a) im Vergleich mit den restlichen weniger mageren Betriebspunkten in den Abbn. 5.11(b) - 5.11(e) mit geringeren normierten OH* Intensitäten zwischen Wärmefreisetzung und Brennerkopf belegen. Dar-

über hinaus würde sich genau dieser Betriebspunkt mit einem Äquivalenzverhältnis von $\phi = 0,20$ in anschließenden Studien anbieten, wie bereits zu Beginn dieses Kap. 5.4.1 erwähnt, um den Einfluss erhöhter Reaktivität und somit auch stärkerer Neigung für spontane Verbrennungseignisse bei höheren Temperaturen zu untersuchen.

Da die Abgasanalyse nicht in der Lage ist, Stickoxidwerte bei sehr hohen Wassergehalten im Abgas zu messen, wie dies bei der Verbrennung von SOFC-Abgasen der Fall ist, wird das Potenzial zur Bildung thermischen Stickoxids im Folgenden mit Hilfe von CFD-Simulationen abgeschätzt. Aus den über der adiabatischen Temperatur aufgetragenen Betriebsbereichen für Vollast- und Teillastbedingungen in Abb. 5.10 geht bereits hervor, dass die maximalen Verbrennungstemperaturen am Austritt der Brennkammer bei optimaler Mischung und ohne Berücksichtigung von Wärmeverlusten zwischen 1700 K und 1800 K liegen würden. Zusammen mit dem in Abb. 2.3 aus Kap. 2.1.2 vorgestellten optimalen Temperaturkorridor für minimale Emissionswerte zwischen 1700 K und 1900 K lässt sich feststellen, dass für die lokalen Spitzentemperaturen im Brennraum selbst eine Temperaturreserve von mindestens 100 K nach oben besteht, die sich mit den Wärmeverlusten in der realen Brennkammer gegenüber der adiabatischen Betrachtung weiter erhöht. Bei Betrachtung der mit CFD-Simulationen ermittelten Temperaturfelder in Abb. 5.18 fällt auf, dass diese kritische Temperatur bei dem am wenigsten mageren Betriebspunkt mit einem Äquivalenzverhältnis von $\phi = 0,69$ am ehesten in der Zone der ersten Wärme freisetzung erreicht werden könnte.

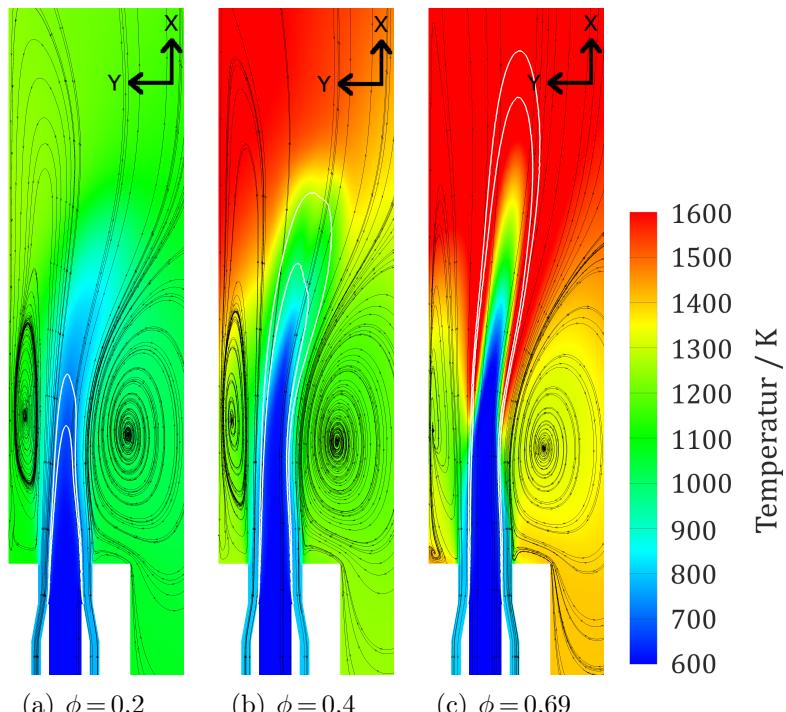


Abbildung 5.18: Vergleich der Temperaturfelder bei verschiedenen Kathodenmassenströmen und Darstellung der lokalen Äquivalenzverhältnisse mit Isolinien für $\phi = 0,5$ und $\phi = 1$.

Die maximale lokale Temperatur im Brennraum bei diesem Betriebspunkt liegt jedoch unterhalb von 1900 K und lässt sich daher als unkritisch hinsichtlich thermischen Stickoxids einstufen. Für eine Bewertung dieses Ergebnisses gilt es auch hier zu beachten, dass für die Validierung der Strömungsfelder aus den CFD-Simulationen keine Messwerte vorhanden sind. Für zukünftige Studien empfiehlt es sich unbedingt, die Abgasanalyse messtechnisch so zu erweitern, dass die Messung von Stickoxidemissionen bei sehr hohen Wassergehalten möglich ist.

5.4.2 Variation des O₂-Gehalts im Kathodenabgas

Um das Entwicklungsrisiko der Kopplungskomponente Brennkammer und somit des gesamten Hybridkraftwerks zu verringern wird die Sensitivität der Verbrennung auf den O₂-Gehalt im Kathodenabgas untersucht. Dazu werden im Folgenden die Ergebnisse aus den Experimenten und den Verbrennungssimulationen diskutiert. Die Experimente und Verbrennungssimulationen in dieser Parametervariation basieren auf den Volllastbedingungen aus Tab. 1.1 mit einem O₂-Gehalt von 17,3%_m. Zur Variation dieses O₂-Gehalts wird ein bestimmter Teil der Kathodenluft durch Stickstoff ersetzt, während der gesamte Kathodenmassenstrom konstant gehalten wird. Die Temperatur des Anodenstroms beträgt konstant 803 K und die des Kathodenstroms 958 K. Das Besondere an den Untersuchungen mit dieser Variation ist, dass sämtliche Parameter bis auf den O₂-Gehalt konstant gehalten werden. Das im Rahmen dieses Experiments beobachtete Verhalten lässt sich somit eindeutig dem Einfluss des O₂-Gehalts zuschreiben.

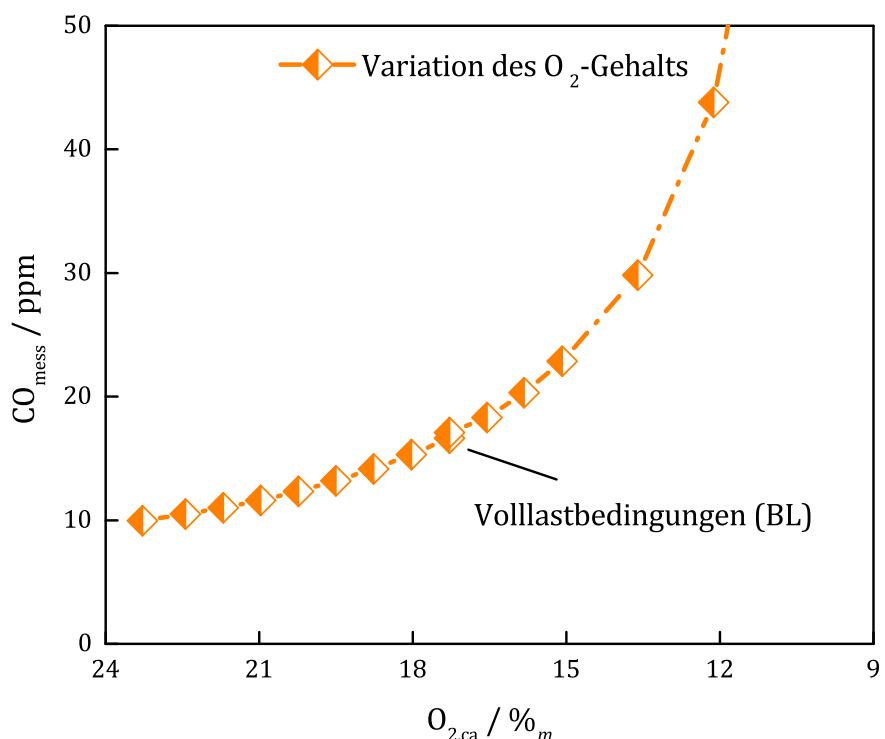


Abbildung 5.19: CO-Emissionen über verschiedene O₂-Gehalte im Kathodenabgas unter Volllastbedingungen.

Um keinen Einfluss der Normierung der CO-Emissionen auf einen Restsauerstoffgehalt von 15% (ca. 16,4%_m) gemäß Gl. 2.49 zu haben, sind in Abb. 5.19 die unkorrigierten und experimentell ermittelten CO-Emissionen in Abhängigkeit des O₂-Gehalts dargestellt. In Richtung sehr niedriger O₂-Gehalte, also angereicherter stöchiometrischer Bedingungen, steigen die CO-Emissionen sehr stark an. Dieser Trend kann auf die Gleichgewichtschemie und steigendem Gleichtgewichts-CO bei angereicherten Bedingungen analog zu Abb. 2.2 zurückgeführt werden und stellt daher keine neue Erkenntnis dar. Andererseits belegen die Messwerte in Abb. 5.19, dass ausgehend vom Betriebspunkt unter Vollastbedingungen mit einem O₂-Gehalt von 17,3%_m (siehe Tab. 1.1) und im Vergleich zum Anstieg der CO-Emissionen bei niedrigen O₂-Gehalten eine weitere Zunahme des O₂-Gehalts nur zu einer relativ geringen Reduktion der CO-Emissionen führen würde.

Zur Bewertung des Einflusses des O₂-Gehalts auf die Form und Lage der Wärmefreisetzungszone sind in Abb. 5.20 die OH* Aufnahmen bei fünf verschiedenen O₂-Gehalten gegenübergestellt. In dieser Anordnung der OH* Aufnahmen nimmt der O₂-Gehalt von links nach rechts ab. Die Form und Lage der Wärmefreisetzungszone verändert sich zwischen einem O₂-Gehalt von 23,1%_m in Abb. 5.20(a) und 17,3%_m in Abb. 5.20(c) nur unwesentlich. Erst eine weitere starke Reduktion des O₂-Gehalts auf 7,7%_m führt zu der etwas längeren und weniger diskreten Erscheinung der Flamme in Abb. 5.20(e). Das Äquivalenzverhältnis bei diesem Betriebspunkt liegt mit $\phi = 0,95$ sehr nahe an der Stöchiometrie.

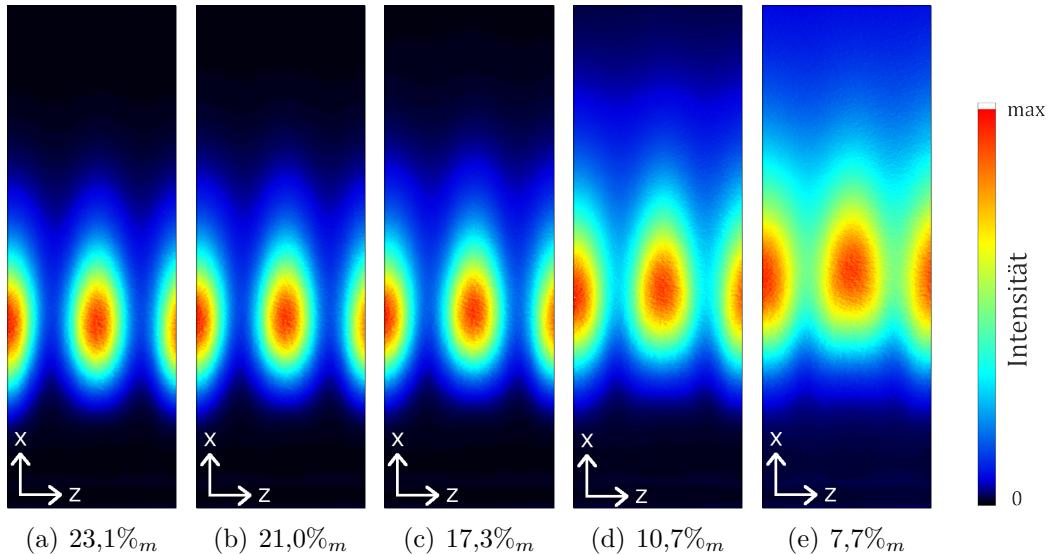


Abbildung 5.20: Auf den jeweiligen Maximalwert normierte OH* Chemolumineszenz bei fünf verschiedenen O₂-Gehalten und konstanter Verbrennungstemperatur bei Vollast.

Wie im vorigen Abschnitt bereits erwähnt, werden in dieser Variation außer dem O₂-Gehalt im Kathodenabgas alle anderen Parameter wie z.B. die adiabatische Flamenttemperatur oder die Strömungsgeschwindigkeiten und somit auch die resultierenden Scherraten konstant gehalten. Daher lässt sich dieses beobachtete Abheben der Flamme eindeutig auf die geringere O₂-Konzentration zurückführen. Durch diese Reduktion des O₂-Gehalts

stehen der Verbrennung weniger O₂-Moleküle zur Umsetzung des Brennstoffs zur Verfügung, was die O₂-Konzentration und somit die Reaktivität des Gemisches verringert.

Zur Veranschaulichung des Einflusses des O₂-Gehalts auf die Brennkammercharakteristik aus dem vorigen Kap. 5.4.1, sind in Abb. 5.21 drei unterschiedliche Variationen des Kathodenmassenstroms bei 13,8%_m, 17,3%_m und 20,8%_m dargestellt. Um die Vergleichbarkeit der CO-Emissionen der drei Brennkammercharakteristiken mit den unterschiedlichen O₂-Gehalten im Kathodenabgas zu gewähren, werden diese gemäß Gl. 2.49 korrigiert dargestellt.

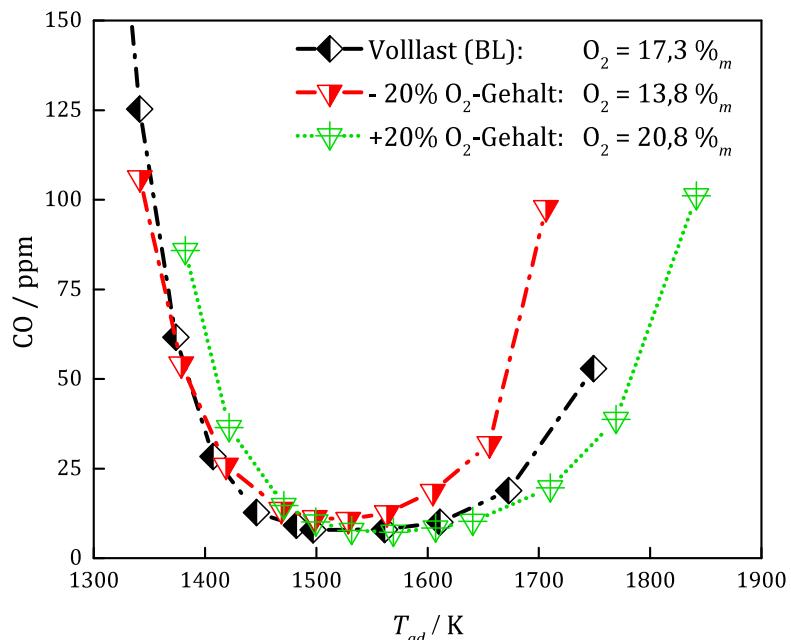


Abbildung 5.21: Gemessene CO-Emissionen in Abhängigkeit der adiabatischen Flammentemperaturen bei verschiedenen O₂-Gehalten und Vollastbedingungen.

Der linke Anstieg in Abb. 5.21 wird durch die Aufenthaltszeit in der Brennkammer bestimmt. Da die Strömungsverhältnisse bei gleichen adiabatischen Flammentemperaturen und den unterschiedlichen O₂-Gehalten quasi gleich sind, ist diese Grenze bei allen drei Variationen nahezu identisch. Für den rechten Anstieg ist das chemische Gleichgewicht bei den jeweils vorherrschenden Äquivalenzverhältnissen maßgebend. Dieselbe adiabatische Flammentemperatur bedeutet in Abb. 5.21 gleich viel vorhandener Brennstoff, jedoch bei höheren O₂-Gehalten mit wesentlich geringerem Äquivalenzverhältnis. Daher ist der Abstand zur Stöchiometrie, bei der das Gleichgewichts-CO stark ansteigt, bei höheren O₂-Gehalten größer. Folglich sind die Betriebsbereiche bezüglich der CO-Emissionen in Abhängigkeit der adiabatischen Flammentemperatur bei höheren O₂-Gehalten breiter. Dies erklärt auch den etwas breiteren Betriebsbereich unter Vollastbedingungen in Abb. 5.10 aus Kap. 5.4.1 im Vergleich zu den Teillastbedingungen mit niedrigeren O₂-Gehalten.

5.4.3 Variation der thermischen Leistung

Neben der Variation des globalen Äquivalenzverhältnisses in einer Brennkammer durch Variation des Kathodenmassenstroms, ist die Variation der thermischen Leistung eine weitere wichtige Größe zur Charakterisierung einer Brennkammer. Dies kann zum Einen durch Variation der Brennstoffmenge, also des Anodenmassenstroms, und zum Anderen durch Variation des Heizwerts des Anodenstroms realisiert werden. Dazu werden im Folgenden experimentelle Untersuchungen des Einflusses beider Variationsmöglichkeiten auf die Verbrennung in der Brennkammer bei Vollastbedingungen vorgestellt und mit Ergebnissen aus numerischen Verbrennungssimulationen an ausgewählten Betriebspunkten diskutiert.

5.4.3.1 Variation des Anodenmassenstroms

Um unterschiedliche thermische Leistungen in der Brennkammer zu untersuchen, wird der absolute Anodenmassenstrom variiert. Die Zusammensetzung des Anodenstroms wird dabei konstant gehalten. Dies bedeutet, dass die jeweiligen Komponentenmassenströme entsprechend des variierten Gesamtmaschenstromes der Anode angepasst und von der vorgeschalteten H₂/O₂-Brennkammer zur Abbildung des Anodenabgases (siehe Kap. 4) bereitgestellt werden. Aufgrund der unterschiedlichen Betriebsbedingungen in dieser H₂/O₂-Brennkammer variieren die Temperaturen des Anodenstroms unter Vollastbedingungen in einem Bereich von 490 K bei den niedrigsten und bis 1053 K bei den höchsten Anodenmassenströmen. Die Temperaturen des Kathodenmassenstroms betragen entsprechend der Randbedingungen aus Tab. 1.1 bei Vollastbedingungen 958 K.

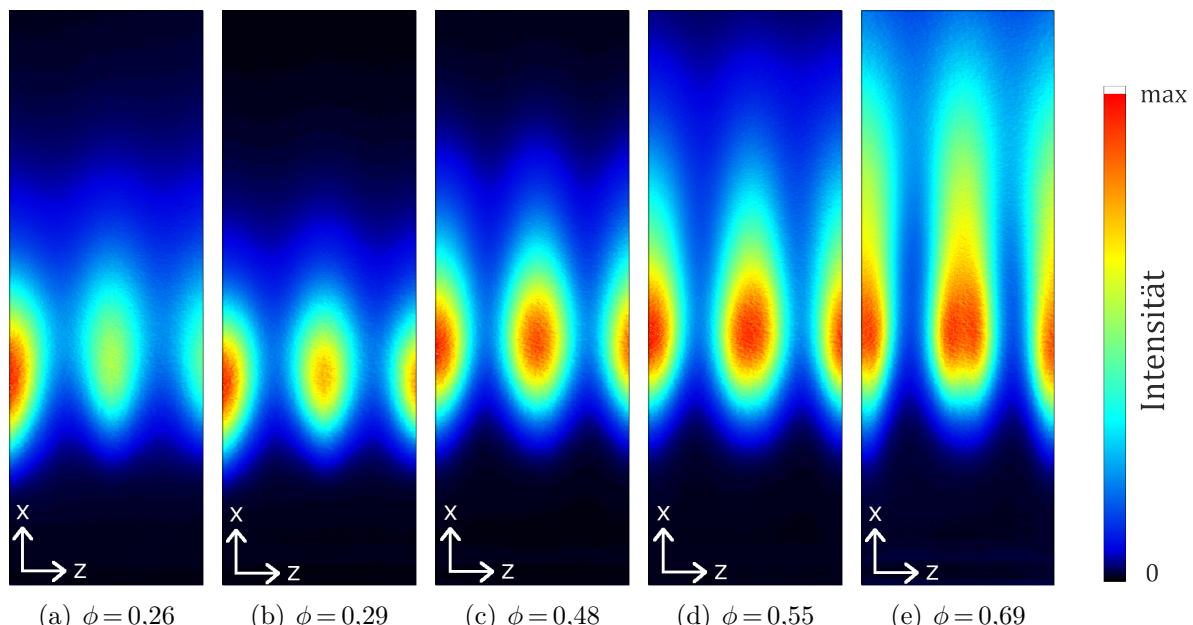


Abbildung 5.22: Abhängigkeit der OH* Chemolumineszenz vom Anodenmassenstrom bei Vollast und konstantem Kathodenmassenstrom, normiert auf jeweiligen Maximalwert.

Die im Experiment gemessenen Aufnahmen der OH* Chemolumineszenz in Abb. 5.22 zeigen ähnliche Tendenzen in der Form und Lage der Wärmefreisetzungszonen entlang der Variation des Anodenmassenstroms wie bei der Variation des Kathodenmassenstroms in Abb. 5.11. Bereits bei der Diskussion der Ergebnisse zur Variation des Kathodenmassenstroms in Kap. 5.4.1 wurde eine verlängerte Flammenform in Richtung angereicherter Bedingungen festgestellt. Diese lässt sich auch in Abb. 5.22(e) erkennen, ist jedoch etwas ausgeprägter als bei der Variation des Kathodenmassenstroms in Abb. 5.11(e). Zur Erklärung dieses feinen Unterschieds können die absoluten Jet-Geschwindigkeiten verwendet werden. Während die Jet-Geschwindigkeit bei Variation des Kathodenmassenstroms in Richtung angereicherter Bedingungen abnimmt, nimmt sie hier unter Variation des Anodenmassenstroms zu. In Richtung magerer Bedingungen lässt sich mit derselben Argumentation begründen, warum im Gegensatz zur Kathodenvariation in Abb. 5.11 keine Zunahme des Abstands der Wärmefreisetzung zum Brennerkopf in Abb. 5.22 feststellbar ist. Die Abnahme des Äquivalenzverhältnisses bedeutet gleichzeitig eine Abnahme des Anodenmassenstroms bei konstantem Kathodenmassenstrom. Somit liegen die geringsten Jet-Geschwindigkeiten bei der Variation des Anodenmassenstroms in der linken OH* Aufnahme in Abb. 5.22(a) vor.

Auf Basis der unterschiedlichen Jet-Geschwindigkeiten lassen sich jedoch nur die kleinen Unterschiede der OH* Chemolumineszenz beider Parametervariationen im Verhältnis zueinander erklären. Obwohl sich das global anliegende Äquivalenzverhältnis auch in der Variation des Anodenmassenstroms stark ändert, scheint es auch hier keinen Einfluss auf den Abstand der OH* Chemolumineszenz vom Brennerkopf zu haben. Diese Beobachtung deckt sich mit derjenigen aus der Variation des Kathodenmassenstroms in Kap. 5.4.1. Da für die Variation des Anodenmassenstroms keine entsprechenden CFD-Simulationen durchgeführt wurden, fehlen entsprechende Informationen über die lokal vorherrschenden Äquivalenzverhältnisse.

Dennoch legen die soeben erläuterten Erkenntnisse nahe, dass die Wärmefreisetzung bei nahezu allen etwas angereicherten Betriebspunkten in Abb. 5.22 bei mehr oder weniger lokal stöchiometrischen Bedingungen stattfindet. Dies erklärt analog zur Variation des Kathodenmassenstroms in Kap. 5.4.1, warum eine Veränderung des global anliegenden Äquivalenzverhältnisses auch bei Variation des Anodenmassenstroms nur wenig bis gar kein Einfluss auf den Abstand zum Brennerkopf zu haben scheint, obwohl wie in Abb. 3.7 gezeigt, die laminaren Flammengeschwindigkeiten stark vom Äquivalenzverhältnis abhängen.

Die bisherige Betrachtung der Ergebnisse zur Variation des Anodenmassenstroms bestätigen nur bereits vorhandene Erkenntnisse aus den vorangegangenen Untersuchungen. Ein besonderes Merkmal der Variation des Anodenmassenstroms ist jedoch die höhere eingebrachte thermische Leistung. Offensichtlich hat auch eine höhere Wärmefreisetzung in der Brennkammer bei höheren thermischen Leistungen ebenso nur untergeordneten Einfluss auf die Lage der lokalen Wärmefreisetzungszone. Eine höhere Temperatur des Frischga-

ses würde jedoch zu einer signifikanten Erhöhung der laminaren Flammengeschwindigkeit führen (siehe Abb. 3.7). Daraus lässt sich schlussfolgern, dass der Mantelstrom aus Kathodenabgasen in diesem Bereich offensichtlich die Eigenschaft aufweist, die Anodenabgase vor den heißen rezirkulierten Verbrennungsabgasen ausreichend zu isolieren, sodass keine Erhöhung der Reaktivität durch höhere Temperaturen möglich ist. Dies bedeutet, dass die lokale Wärmefreisetzung in einem dem Brennerkopf sehr nahen Bereich relativ unabhängig von den Brennkammertemperaturen zu sein scheint.

5.4.3.2 Variation des Heizwerts im Anodenabgas

Eine weitere Größe zur Variation der thermischen Leistung ist der Heizwert des Anodenabgases. Dadurch lässt sich vor allem der direkte Einfluss des Brennstoffausnutzungsgrades [135] in der SOFC auf das Verbrennungsverhalten in der Brennkammer experimentell untersuchen. Der sogenannte Brennstoffausnutzungsgrad [135] beschreibt das Verhältnis aus der in die SOFC des Hybridkraftwerks eingebrachten Primärenergie und der in der Brennstoffzelle chemisch umgesetzten Energie (siehe Kap. 1).

Ändert sich die an der SOFC anliegende Last kurzfristig, so variiert dieser Brennstoffausnutzungsgrad unmittelbar und bleibt mindestens solange verändert, bis die dem gesamten Hybridkraftwerk zugeführte Erdgasmenge ebenfalls angepasst wird. Bei höheren Wärmeverlusten innerhalb der SOFC wird mehr Energie zum Ausgleich dieser höheren Verluste benötigt. Ein höherer Brennstoffausnutzungsgrad wird sich in der SOFC einstellen und die Gaszusammensetzung am SOFC-Austritt verändert sich dahingehend, dass weniger brennbare Restgase vorhanden sind, also der Heizwert niedriger ist. Unabhängig davon, ob sich der Brennstoffausnutzungsgrad kurzfristig aufgrund von dynamischen Lastwechseln verändert oder aufgrund größerer Wärmeverluste generell höher ist, wird ein möglichst hoher Brennstoffausnutzungsgrad angestrebt. Dies bedeutet zum Einen, dass der größte Anteil an Brennstoff in der hocheffizienten Brennstoffzelle umgesetzt wird. Zum Anderen erzeugt dies aber einen Zielkonflikt, da niedrige Heizwerte mit zu geringem Temperaturhub während der Wärmefreisetzung in der jet-stabilisierten Brennkammer zum Verlöschen führen könnten.

Mit Hilfe der in den folgenden Abschnitten vorgestellten Analyse des Verhaltens der Brennkammer unter Variation des Heizwertes lassen sich nicht nur weitere Erkenntnisse ableiten, sondern auch die Entwicklungsrisiken des Hybridkraftwerks aufgrund der Unkenntnis über den genauen zu erwartenden Brennstoffausnutzungsgrad erheblich reduzieren.

Die unterschiedlichen Heizwerte des Anodenabgases werden im Experiment dadurch realisiert, dass die absoluten Massenströme von H₂ und CO variiert werden, wobei jedoch das Verhältnis aus den beiden Massenströmen H₂/CO konstant bleibt [26]. Die Massenströme der verbleibenden inerten Komponenten H₂O und CO₂ des Anodenabgases werden ebenfalls konstant gehalten [26].

In Abb. 5.23 sind die gemessenen CO-Emissionen bei verschiedenen O₂-Gehalten des

Kathodenabgases in Abhängigkeit des Heizwertes im Anodenabgas dargestellt. Die Temperaturen des Anodenstromes erstrecken sich hierbei von 783 K bei den niedrigsten bis hin zu 818 K bei den höchsten Heizwerten [26].

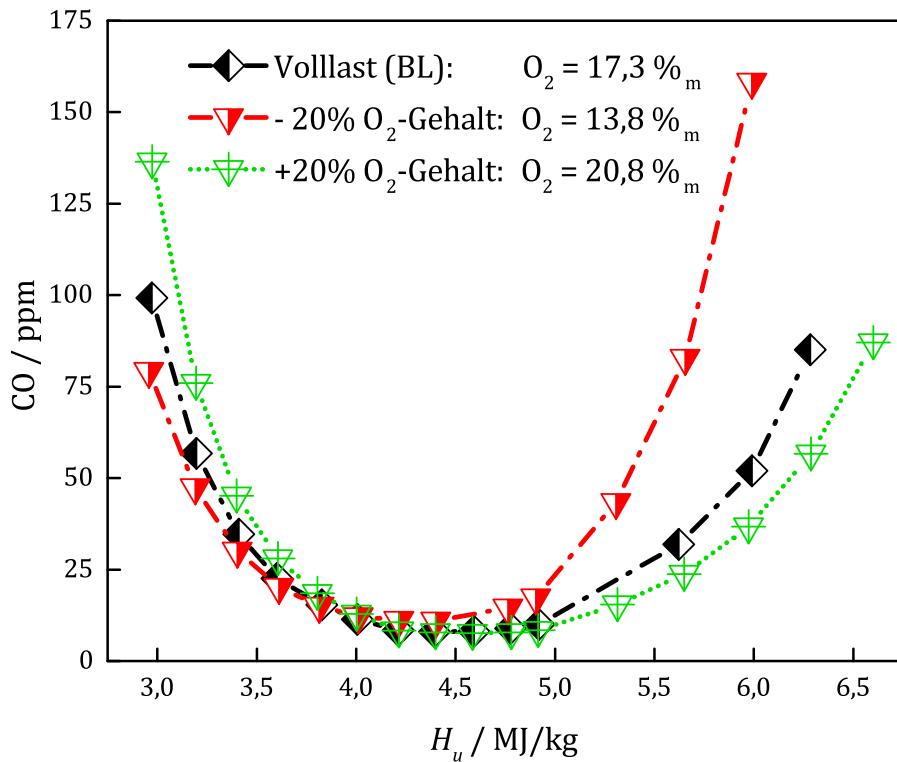


Abbildung 5.23: CO-Emissionen bei verschiedenen O₂-Gehalten und variierendem Heizwert bei Volllastbedingungen.

Auch hier zeigt sich der Einfluss des O₂-Gehalts dahingehend, dass ein höherer Wert zu einem breiteren Betriebsbereich bezogen auf die CO-Emissionen führt. Betrachtet man die Vollastbedingungen in Tab. 1.1 als relativen Fixpunkt, dann ist in der Darstellung in Abb. 5.23 ein höherer Heizwert oder ein höherer O₂-Gehalt des gesamten Brennstoffzellenabgases im Vergleich dazu gleichbedeutend mit einem niedrigeren Brennstoffausnutzungsgrad einer vorangeschalteten SOFC. Bei genauerer Betrachtung der Verläufe entlang des Heizwerts bei unterschiedlichen O₂-Gehalten in Abb. 5.23 lässt sich erkennen, dass der optimale Heizwert in Bezug auf die CO-Emissionen mit einem steigenden O₂-Gehalt leicht ansteigt.

Somit lässt sich aus den vorangegangenen Erkenntnissen ableiten, dass bei variierten Brennstoffausnutzungsgraden die Brennkammer stets in einem optimalen Betriebsbereich betrieben werden kann. Darüber hinaus kann der Heizwert in einem Arbeitsbereich von 3,5 MJ/kg bis 5,5 MJ/kg variiert werden, ohne dass sich die CO-Emissionen maßgeblich verschlechtern.

Beim Vergleich der zeitlich gemittelten Aufnahmen der OH* Chemolumineszenz für fünf verschiedene Heizwerte bei einem O₂-Gehalt von 17,3 % in Abb. 5.24 mit dem Verhalten in Abhängigkeit unterschiedlicher Kathodenmassenströme in Abb. 5.11 zeigt sich auf den ersten Blick kein signifikanter Unterschied.

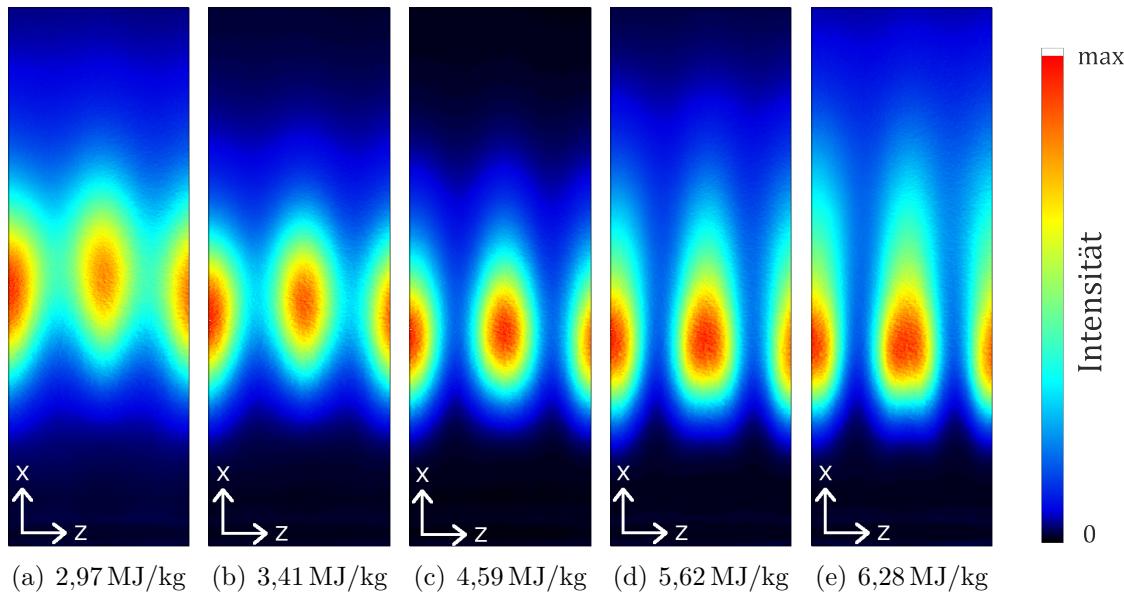


Abbildung 5.24: Einfluss des Heizwerts auf das jeweils auf den Maximalwert normierte OH* Signal bei Vollastbedingungen.

Bei genauer Betrachtung fällt jedoch auf, dass sowohl die Tendenz der etwas volumetrischeren Flamme in Abb. 5.24(a) als auch die verlängerte Flammenform in Abb. 5.24(e) merklich geringer ausgeprägt ist als bei unterschiedlichen Kathodenmassenströmen (siehe Abb. 5.11). Die Bilderserien in Abb. 5.24 sind dabei so angeordnet, dass das Äquivalenzverhältnis nach rechts zunimmt.

Berücksichtigt man die Erkenntnis, dass der Mantelstrom des Kathodenstroms eine isolierende Wirkung auf den Anodenstrom hat, lässt sich die etwas weniger volumetrische Flamme in Abb. 5.24(a) anhand der unterschiedlichen Jet-Geschwindigkeiten zwischen der Variation des Heizwerts und des Kathodenmassenstroms erklären. Während bei der Variation des Kathodenmassenstroms in den vorigen Abschnitten die Jet-Geschwindigkeiten bei abnehmendem Äquivalenzverhältnis zunehmen, werden sie in dieser Testreihe so gut wie konstant gehalten. Lediglich die zusätzlich eingebrachte Menge an H₂ und CO bei höheren Heizwerten, also höheren Äquivalenzverhältnissen, erhöht die Strömungsgeschwindigkeiten des in die Brennkammer einströmenden Anodenmassenstroms leicht. Die geringeren Jet-Geschwindigkeiten des magersten Betriebspunkts in Abb. 5.24(a), verglichen mit denen des magersten Betriebspunkts bei Variation des Kathodenmassenstroms in Abb. 5.11(a), tragen somit zu einer etwas weniger abgehobenen volumetrischen Flamme bei.

Bleibt noch die Erklärung für die im Gegensatz zur Variation des Kathodenmassenstroms (siehe Abb. 5.11) deutlich geringer ausgeprägte Verlängerung der Flamme in Abb. 5.24(e) mit einem Heizwert von $H_u = 6,28 \text{ MJ/kg}$. Dazu werden aus den CFD-Simulationen die in Abb. 5.25 dargestellten Informationen über den Verlauf der OH* Konzentration entlang der Brennerachse und der verbleibenden Brennstoffmassenanteile der Betriebspunkte mit Heizwerten von 2,97 MJ/kg, 4,59 MJ/kg und 6,28 MJ/kg ver-

wendet. Dabei ist zu beachten, dass diese mittels CFD-Simulationen ermittelten Werte lediglich eine Abschätzung darstellen und somit nur als Erklärungshilfe für physikalische Tendenzen, jedoch nicht als mit Messwerten validierte Größen betrachtet werden sollten. Anhand dieses mittels CFD-Simulation ermittelten integralen Verlaufs der OH^* Konzentration bei einem unteren Heizwert von $H_u = 6,28 \text{ MJ/kg}$ in Abb. 5.25 lässt sich die verlängerte Flammenform bereits erahnen. Der Verlauf in Abb. 5.25 weist zunächst einen starken Anstieg mit einem Maximum der OH^* Konzentration bei einem Abstand zum Brennerkopf von ca. 25 mm mit anschließendem Abfallen auf ein Plateau geringerer, aber dennoch signifikanter Intensität auf.

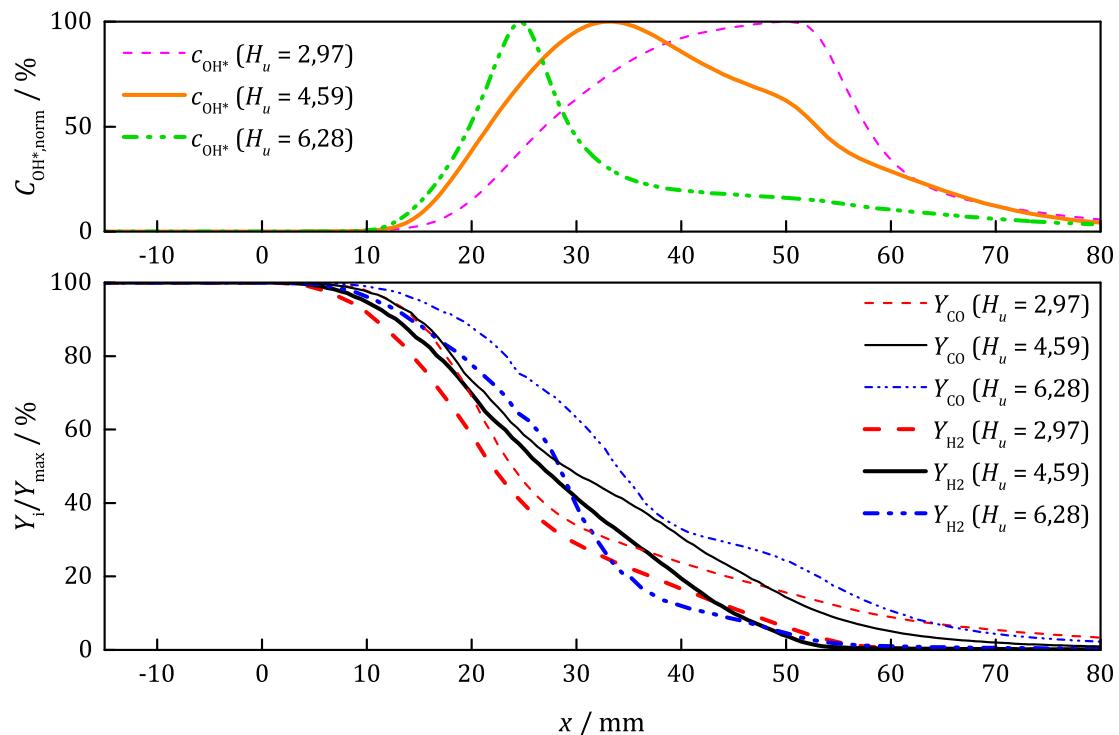


Abbildung 5.25: Integraler Verlauf der OH^* Konzentration bei Vollastbedingungen und verschiedenen Heizwerten entlang der Brennerachse und Verlauf der verbleibenden Brennstoffmassenanteile entlang der Mittellinie des Frischgasstrahls.

Bei genauer Betrachtung der Abbrandverhalten von H_2 und CO in Abb. 5.25 lässt sich bei dem Betriebspunkt mit einem Heizwert von $6,28 \text{ MJ/kg}$ ein signifikanter Unterschied zwischen den verbleibenden Brennstoffmassenanteilen von H_2 und CO von bis zu 20% feststellen. Der Betriebspunkt aus der Variation des Kathodenmassenstroms mit deutlich verlängerter Flammenform in Abb. 5.11(e) zeigt dagegen einen Unterschied in den Brennstoffmassenanteilen von bis zu 30%. Dieser relative Unterschied zwischen den Betriebspunkten beider Parametervariationen erklärt die deutlich geringere Ausprägung der stromabwärtigen Ausdehnung der Flamme im vorliegenden Fall in Abb. 5.25 bei einem Heizwert von $6,28 \text{ MJ/kg}$. Dadurch lässt sich der bereits in Kap. 5.4.1 vermutete Einfluss der unterschiedlichen Abbrandverhalten von H_2 und CO auf die verlängerte Flammenform bestätigen.

5.4.4 Totaldruckverlust in der Brennkammer

Bei Gasturbinenprozessen wirkt sich der Druckverlust jeder einzelnen Komponente direkt auf den elektrischen Wirkungsgrad des gesamten Kraftwerks aus. Daher wird bei der Auslegung der Brennkammer für das Hybridkraftwerk dem sogenannten relativen Totaldruckverlust $\Delta p_{\text{rel},t}$ nach Gl. 4.1 große Bedeutung zugemessen. Abb. 5.26 zeigt den Verlauf dieser im Experiment ermittelten relativen Totaldruckverluste in Abhängigkeit des Kathodenmassenstroms bzw. des Äquivalenzverhältnisses unter Volllast- und Teillastbedingungen. Die relativen Totaldruckverluste der in Bezug auf die CO-Emissionen jeweils optimalen Betriebspunkte betragen unter Volllastbedingungen 1,61% und 1,27% bei Teillast. Die für diese beiden Betriebspunkte aus den Messergebnissen berechneten maximalen Geschwindigkeiten der Kathodenströmung betragen etwa 73 m/s bei Vollast- und 60 m/s bei Teillastbedingungen. Sowohl die Höhe des relativen Totaldruckverlustes von weniger als 2% als auch die Strömungsgeschwindigkeiten von höchstens 80 m/s liegen in einem technisch sinnvollen Bereich für jet-stabilisierte Brennkammern.

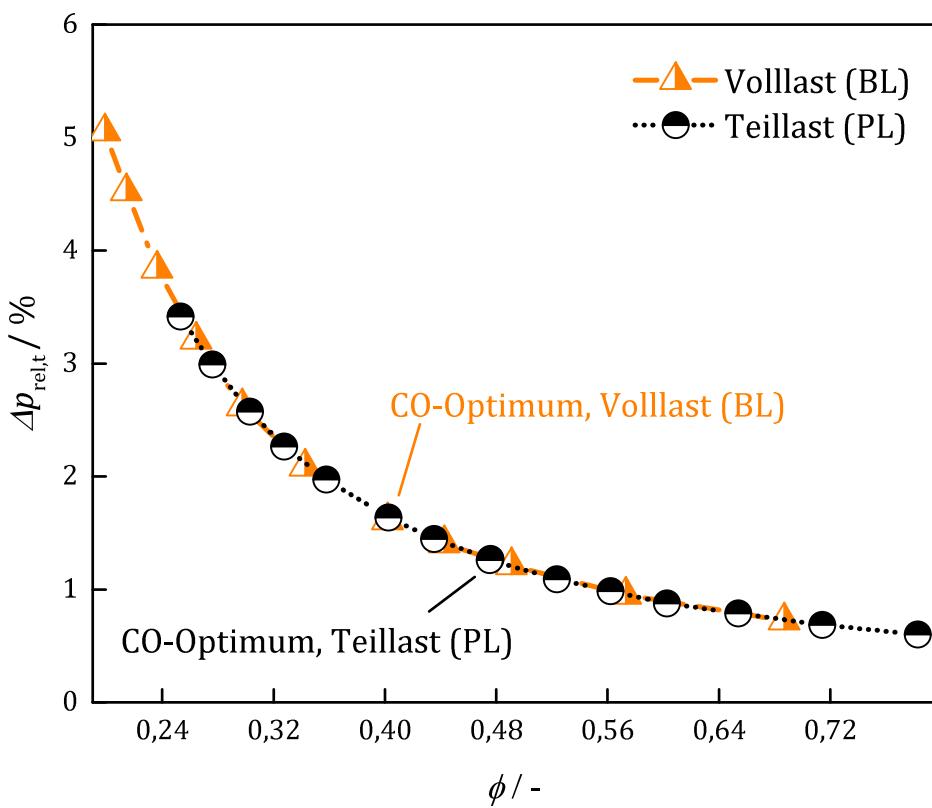


Abbildung 5.26: Messungen des relativen Totaldruckverlusts $\Delta p_{\text{rel},t}$ der Brennkammer in Abhängigkeit des Kathodenmassenstroms.

Darüber hinaus lässt sich auf Basis der Messungen mit unterschiedlichen Kathodenmassenströmen auch der Einfluss unterschiedlicher Strömungsgeschwindigkeiten zwischen dem Anoden- und Kathodenabgas auf die daraus resultierende Druckdifferenz am SOFC-Elektrolyten untersuchen. Die gemessenen Druckunterschiede zwischen Kathode und Anode sind in Abb. 5.27 ebenfalls in Abhängigkeit des Kathodenmassenstroms bzw. des

Äquivalenzverhältnisses dargestellt und zeigen, dass sich Unterschiede in der Strömungsgeschwindigkeit zwischen Anode und Kathode mit einer Druckdifferenz von maximal 10 mbar auswirken, solange das Äquivalenzverhältnis in der Brennkammer oberhalb von $\phi = 0,3$ liegt, sich also die Totaldruckverluste der gesamten Brennkammer unterhalb von 3 % befinden. Dieser Wert von 10 mbar liegt weit unter der kritischen Grenze von 50 mbar, bei deren Überschreiten eine Beschädigung des SOFC-Elektrolyten nicht mehr ausgeschlossen werden kann.

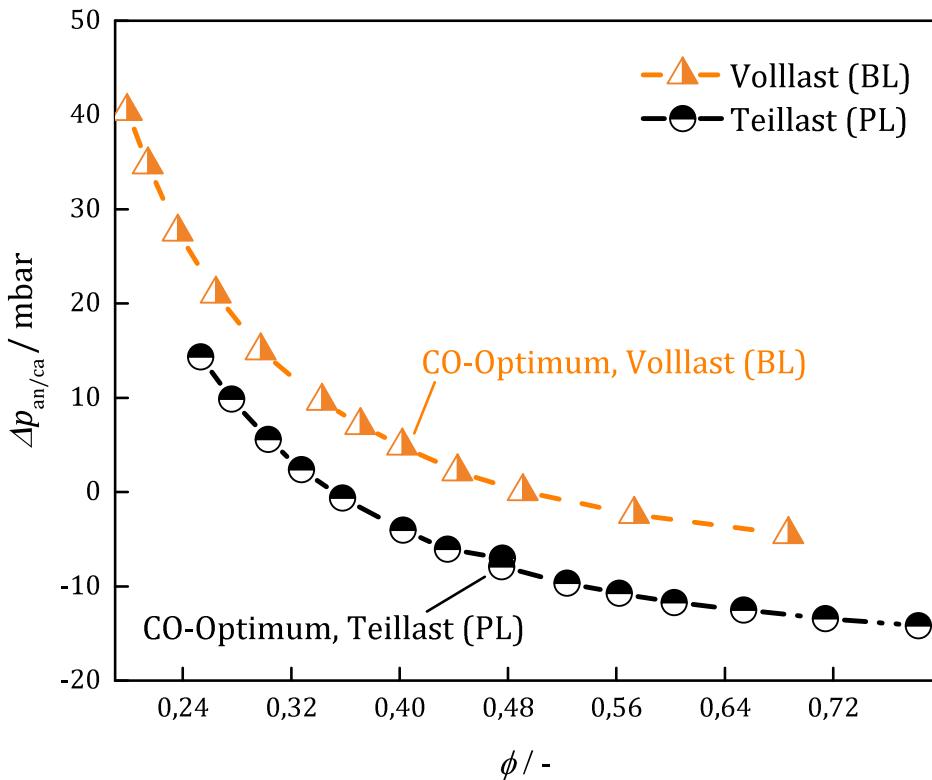


Abbildung 5.27: Messungen des Druckunterschieds zwischen Anode und Kathode $\Delta p_{an/ca}$ in Abhängigkeit des Kathodenmassenstroms bei Volllast- und Teillastbedingungen.

Darüber hinaus lässt sich auf Basis der Messungen mit unterschiedlichen Kathodenmassenströmen auch der Einfluss unterschiedlicher Strömungsgeschwindigkeiten zwischen dem Anoden- und Kathodenabgas auf die daraus resultierende Druckdifferenz am SOFC-Elektrolyten untersuchen. Die gemessenen Druckunterschiede zwischen Kathode und Anode sind in Abb. 5.27 ebenfalls in Abhängigkeit des Kathodenmassenstroms bzw. des Äquivalenzverhältnisses dargestellt und zeigen, dass sich Unterschiede in der Strömungsgeschwindigkeit zwischen Anode und Kathode mit einer Druckdifferenz von maximal 10 mbar auswirken, solange das Äquivalenzverhältnis in der Brennkammer oberhalb von $\phi = 0,3$ liegt, sich also die Totaldruckverluste der gesamten Brennkammer unterhalb von 3 % befinden. Dieser Wert von 10 mbar liegt weit unter der kritischen Grenze von 50 mbar, bei deren Überschreiten eine Beschädigung des SOFC-Elektrolyten nicht mehr ausgeschlossen werden kann. Die Untersuchungen in diesem Abschnitt belegen, dass sich

die entwickelte Brennkammer nicht nur bei geringen relativen Totaldruckverlusten von unter 2 % betreiben lässt, sondern auch genügend Sicherheitsabstand hinsichtlich der harten Randbedingung von 50 mbar Druckdifferenz zwischen Kathode und Anode aufweist.

5.4.5 Einfluss der Druckskalierung

Bereits in Kap. 3.2.1.2 wird im Rahmen der Entwicklung der Brennkammer der Einfluss des Drucks auf die laminaren Flammengeschwindigkeiten und die Zündverzugszeiten untersucht. Mittels eines Vergleichs der Ergebnisse aus CFD-Simulationen bei atmosphärischen Bedingungen und Turbinenbedingungen von ca. 3 bar auf Basis der Volllastbedingungen des Hybridkraftwerks wird hier nun der Einfluss der Druckskalierung auf das globale Verhalten der Brennkammer adressiert. Dazu sind in Abb. 5.28 die Ergebnisse der Wärmefreisetzung und der Geschwindigkeitsfelder bei atmosphärischem Druck im jeweils linken Bild dem Druckniveau unter Turbinenbedingungen im jeweils rechten Bild gegenübergestellt.

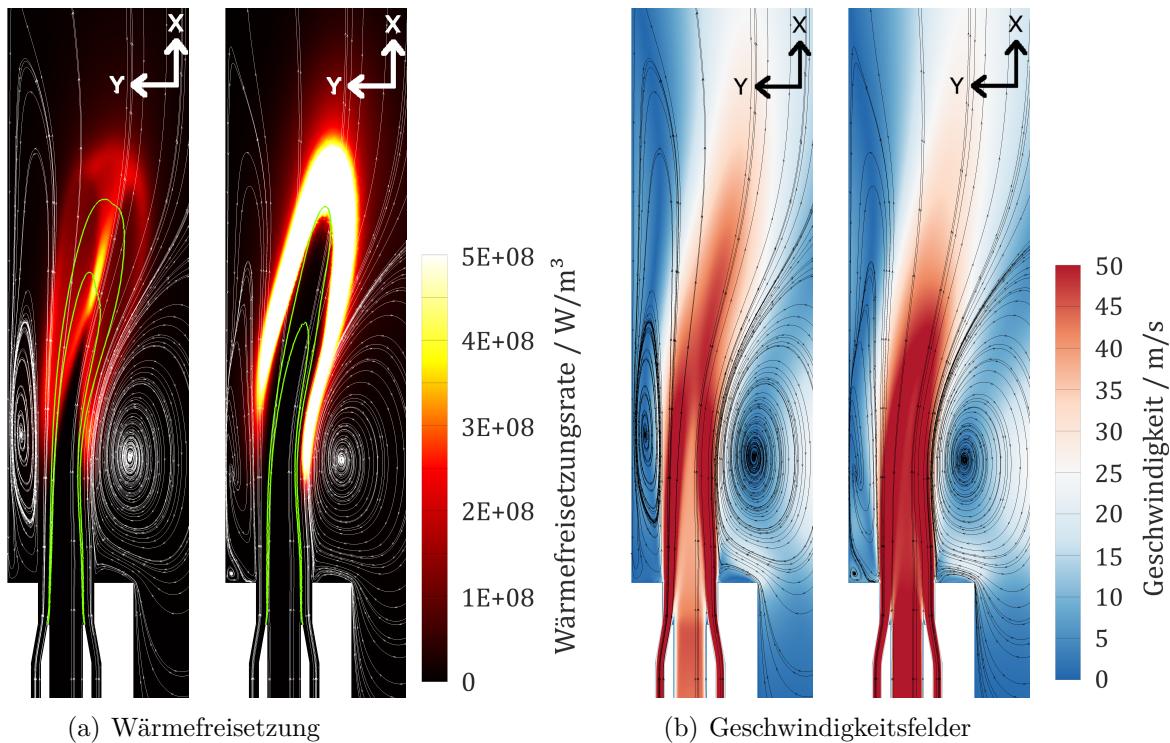


Abbildung 5.28: Gegenüberstellung der Wärmefreisetzung und der Geschwindigkeitsfelder bei atmosphärischem Druck und unter Turbinenbedingungen von ca. 3 bar.

Während sich die Geschwindigkeitsfelder aufgrund der Druckskalierung der Massenströme mit steigendem Druck erwartungsgemäß kaum unterscheiden, zeigt sich bei der Wärmefreisetzung, dass sich die Form und Lage zwar nicht verändert, sich die Wärmefreisetzung aufgrund der mehr eingebrachten Leistung jedoch deutlich erhöht. Auf Basis dieser Erkenntnisse lässt sich feststellen, dass sich das Verhalten der Brennkammer im atmosphärischen Prüfstand ohne Weiteres auf die Turbinenbedingungen übertragen lässt.

5.5 Untersuchung und Nachweis der Brennstoffflexibilität

Um die SOFC, während des Aufheizvorgangs des Hybridkraftwerks nicht zu beschädigen, wird dieser Prozess nur sehr langsam mit einem Temperaturgradienten von wenigen Kelvin pro Minute durchgeführt. Die Folge daraus ist ein stundenlanger Hochfahrprozess, bei dem es zusätzlich notwendig wird, die Anode durch Anlegen einer reduzierenden Atmosphäre in Form von Formiergas vor Oxidation zu schützen. Dieses Formiergas besteht aus 5% H₂ und 95% N₂ und wird der SOFC anodenseitig zugeführt. Das Formiergas vermischt sich nach dem Austritt aus der Anode mit dem kurz vor der Brennkammer ins Brennstoffplenum eingebrachten Erdgas. Während des Hochfahrprozesses darf dieses Erdgas der SOFC keinesfalls direkt zugeführt werden, da zu diesem Zeitpunkt noch keine anodeninterne Dampfreformierung möglich ist. Unreformiertes Erdgas in der SOFC würde zu einer Vergiftung des Elektrolyten führen.

Um das Verhalten der entwickelten Brennkammer unter Verwendung von Erdgas, das mit Formiergas verdünnt ist zu untersuchen, werden in diesem Kapitel Untersuchungen zur Brennstoffflexibilität vorgestellt. Zunächst wird der Betrieb der entwickelten Brennkammer unter Verwendung von reinem Erdgas untersucht und das resultierende Verhalten mit dem speziell für Erdgasanwendungen entwickelte Brennkammersystem von Seliger et al. [214] verglichen. Darauf aufbauend werden Untersuchungen mit verdünntem Erdgas durchgeführt. Da zum Zeitpunkt der Versuchsdurchführungen kein echtes Formiergas zur Verfügung stand werden zur Abbildung der Eigenschaften des Formergases ersatzweise 100% N₂ und eine Mischung aus 5% H₂ und 95% N₂ als Verdünnung verwendet. Ergänzend zu den Messungen unter Verwendung von Erdgas als Brennstoff, werden in den folgenden Abschnitten die Ergebnisse aus CFD-Simulationen als zusätzliche Informationsquelle verwendet. Aufgrund des Erdgas als Brennstoff kommt für die Simulationen hier der GRI-Mechanismus [220] in der Version 3.0 zum Einsatz. Da für Erdgas als Brennstoff einschlägige Erfahrungen mit CFD-Simulationen existieren [20, 44], wird im Rahmen der vorliegenden Arbeit keine gesonderte Validierung durchgeführt.

5.5.1 Betrieb mit reinem Erdgas

Eine wichtiges Kriterium bei der Entwicklung einer Brennkammer ist die Lage und Form der Wärmefreisetzungszone. Dazu sind in Abb. 5.29 die OH* Chemolumineszenzaufnahmen der in der vorliegenden Arbeit für SOFC-Abgas entwickelten Brennkammer unter Verwendung von reinem Erdgas dargestellt. In der in Abb. 5.29 gezeigten Messreihe wird die Luftmenge und somit das in der Brennkammer anliegende Äquivalenzverhältnis ϕ variiert. Die thermische Leistung Q_{th} wird konstant gehalten und die Temperatur der zugeführten Verbrennungsluft beträgt 1003 K. In der Aufnahmenserie in Abb. 5.29 nimmt der Luftmassenstrom des jeweiligen Betriebspunkts von links nach rechts ab bzw. das Äquivalenzverhältnis ϕ zu. Es zeigt sich über die gesamte Aufnahmenserie, dass die Lage der Wärmefreisetzung sehr stabil an mehr oder weniger derselben Position in der Brenn-

kammer liegt. Mit steigendem Äquivalenzverhältnis wandert die Wärmefreisetzungszone etwas stromauf in Richtung Brennerkopf und die Form der Flamme verändert sich von einer leicht volumetrischen zu einer etwas diskreteren Wärmefreisetzung. Anhand der Ergebnisse aus den OH* Aufnahmen dieser Messreihe lässt sich die Vermutung anstellen, dass die für SOFC-Abgas entwickelte Brennkammer sehr gut für den Betrieb unter Verwendung von Erdgas geeignet ist.

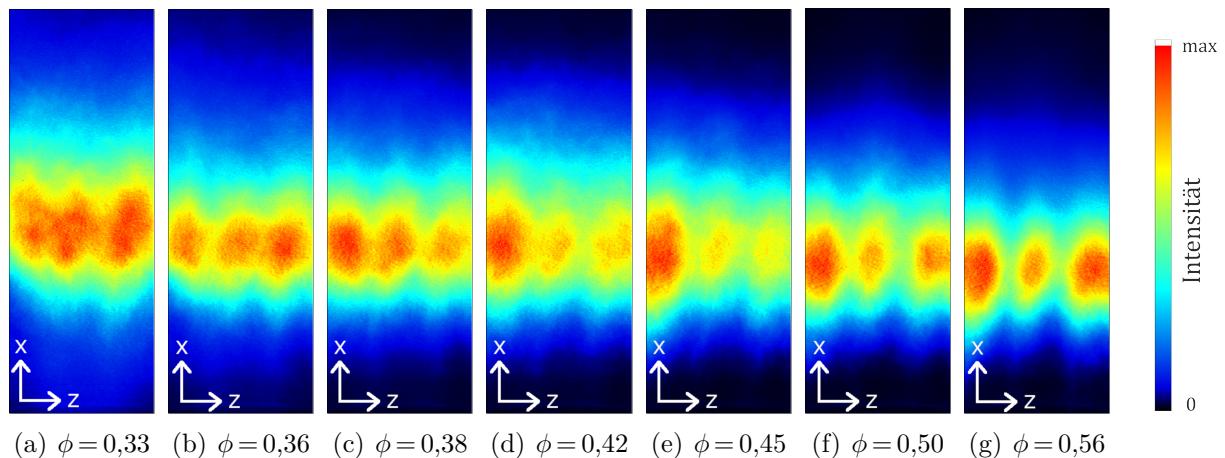


Abbildung 5.29: Abhängigkeit des OH* Signals vom Äquivalenzverhältnis unter Verwendung von reinem Erdgas bei einer Vorwärmtemperatur von 1003 K, normiert auf jeweiligen Maximalwert.

Durch die Betrachtung der zugehörigen Variationskoeffizienten in Abb. 5.30 lässt sich diese Vermutung weiter untermauern. Insbesondere bei sehr mageren Bedingungen ab einem Äquivalenzverhältnis von $\phi = 0,36$ zeigen sich gegenüber den restlichen Auswertungen in Abb. 5.30 vermehrt höhere Werte des Variationskoeffizienten. Dies deutet zum Einen auf eine erhöhte Schwankung und zum Anderen auf sehr spontane und unregelmäßige Verbrennungssereignisse im Bereich zwischen der Zone mit der höchsten Wärmefreisetzung und dem Brennerkopf hin. Beides führt jedoch im Zusammenhang mit den

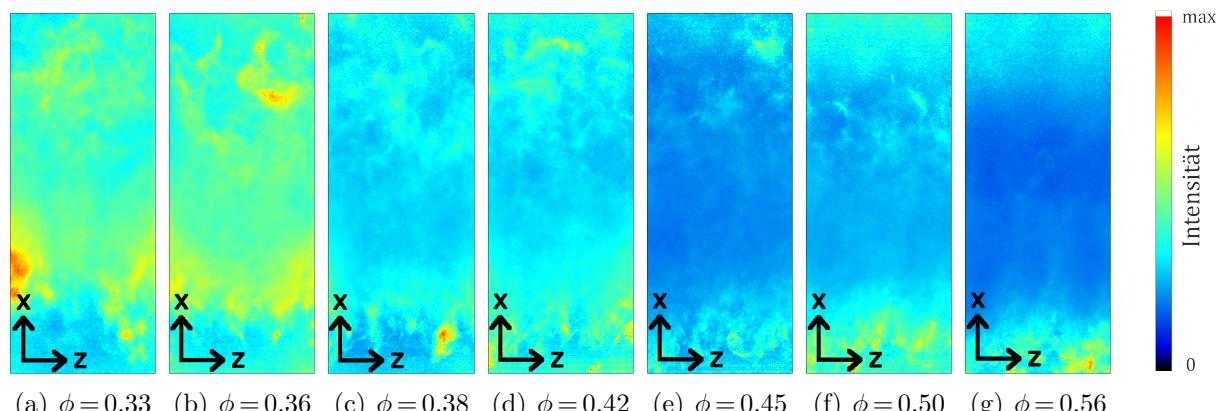


Abbildung 5.30: Abhängigkeit des Variationskoeffizienten des OH* Signals vom Äquivalenzverhältnis unter Verwendung von reinem Erdgas bei einer Vorwärmtemperatur von 1003 K, normiert auf jeweiligen Maximalwert.

entsprechenden OH* Aufnahmen in den Abbn. 5.29(a)-5.29(b) zu der Aussage, dass diese Schwankungen zu keiner signifikanten Rückzündung und somit Wärmefreisetzung in der Nähe des Brennerkopfs führen. Da der Betrieb der Brennkammer mit Erdgas für das Hochheizen des Kraftwerks vorgesehen ist, wird der Einfluss der Vorwärmtemperatur der Luft auf die Wärmefreisetzung ebenfalls untersucht. Dazu sind in Abb. 5.31 die im Experiment ermittelten OH* Chemolumineszenzaufnahmen bei Temperaturen von 723 K, 923 K, 973 K und 1003 K gegenübergestellt. Der den Messungen zugrunde liegende Betriebspunkt entspricht dem Vollastbetriebspunkt der Brennkammer einer in der Turbinenleistung dem Hybridkraftwerk äquivalenten Mikrogasturbinenanlage [214].

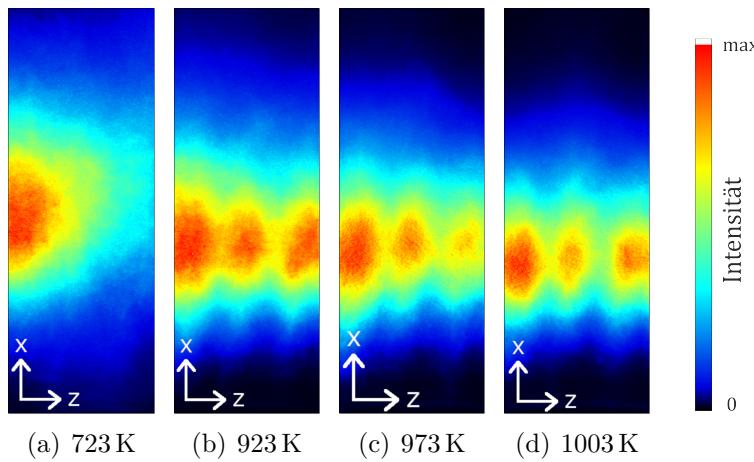


Abbildung 5.31: Einfluss der Vorwärmtemperatur auf das OH* Signal unter Vollastbedingungen mit $\phi = 0,5$ [214].

Während sich die Lage und Form der Wärmefreisetzung bei abnehmender Temperatur bis 923 K kaum ändert, zeigt sich ab 723 K ein deutlicher Unterschied. Diese einseitige Verschiebung der Wärmefreisetzung deutet darauf hin, dass die Flamme in der optischen zugänglichen Brennkammer an einer heißen Stelle, wie z.B. den Brennkammerstegen oder dem Zünder stabilisiert. Es ist davon auszugehen, dass eine stabile Wärmefreisetzung bei weiterer Abnahme der Temperatur nicht mehr gewährleistet werden kann. Eine Luftleckage in der optischen Brennkammer, die zu einem ähnlichen Verhalten führen würde, konnte durch sorgfältige Untersuchungen des Prüfstands und eine redundante Versuchsdurchführung mit denselben Ergebnissen ausgeschlossen werden.

Dies lässt sich auch eindeutig bei der Betrachtung des zugehörigen Variationskoeffizienten in Abb. 5.32(a) mit deutlich erhöhten Werten erkennen. Die Ergebnisse aus der Messreihe mit unterschiedlichen Temperaturen unter Verwendung von Erdgas legen nahe, dass aufbauend auf den Ergebnissen dieser Arbeit und für Temperaturen unterhalb von 723 K weitere Maßnahmen getroffen werden müssen, um das Aufheizen der Hybridkraftwerks zu ermöglichen. Diese Flammenstabilisierung könnte innerhalb der Brennkammer entweder durch eine zusätzliche Pilotstufe oder durch geschickte Verschaltung des Hybridkraftwerks mittels SOFC-Bypass [103] und somit durch eine Erhöhung der Vorwärmtemperaturen der Brennkammerluft erreicht werden.

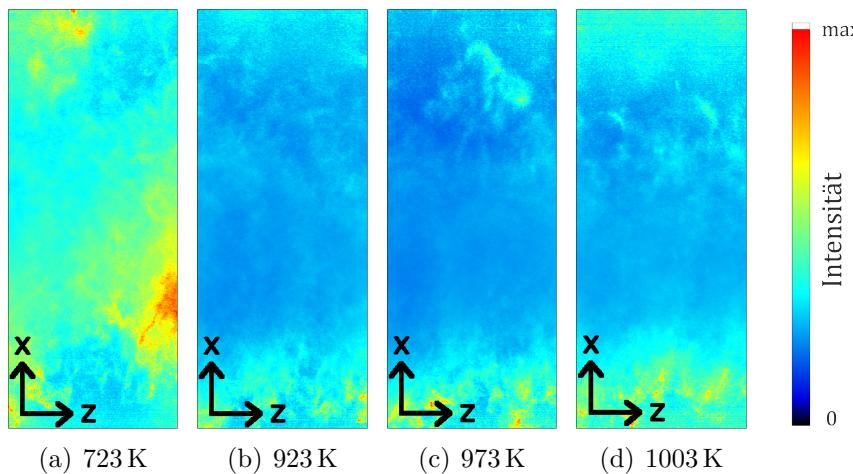


Abbildung 5.32: Einfluss der Vorwärmtemperatur auf den zugehörigen und auf den jeweiligen Maximalwert normierten Variationskoeffizienten des OH^* Signals unter Vollastbedingungen mit $\phi = 0,5$.

Um weitere Informationen über das Verhalten der Brennkammer unter Verwendung von reinem Erdgas zu erhalten, werden die Ergebnisse aus CFD-Simulationen herangezogen. Dadurch lassen sich vor allem erste Eindrücke über die Mischungszustände gewinnen, die im Experiment nur mit wesentlich aufwändigeren als in der vorliegenden Arbeit verwendeten Messmethoden erfassbar wären.

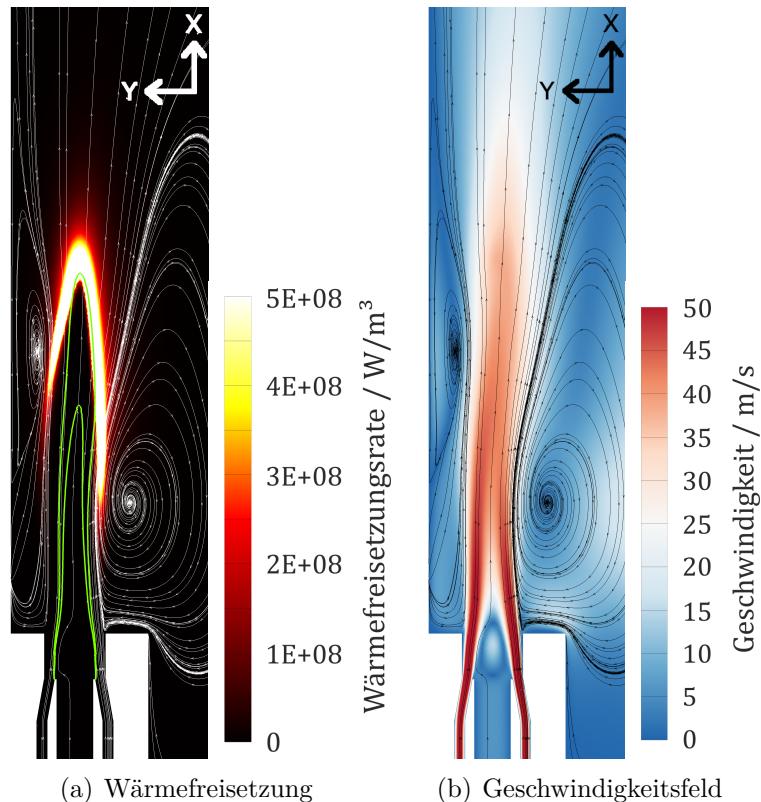


Abbildung 5.33: Verteilung der Wärmefreisetzungsrate und des Geschwindigkeitsfelds in der Mittelschnittebene der Brennkammer mit Darstellung der Isolinien bei $\phi = 0,5$ und $\phi = 1,0$.

Die in Abb. 5.33 dargestellten Schnittbilder zeigen die Verteilung der Wärmefreisetzungsraten und das Geschwindigkeitsfeld in der Mittelebene der Brennkammer. Neben den angedeuteten Stromlinien in beiden Abbildungen sind in der Darstellung der Wärmefreisetzungsraten in Abb. 5.33(a) zusätzlich die Isolinien für die Äquivalenzverhältnisse bei $\phi = 0,5$ und $\phi = 1,0$ eingezeichnet. Die Wärmefreisetzungszone der Ergebnisse aus der CFD-Simulation in Abb. 5.33(a) liegt im Bereich der Isolinie mit einem Äquivalenzverhältnis von $\phi = 0,5$. Dies belegt, dass das Erdgas in der für SOFC-Abgas entwickelten Brennkammer unter mager-vorgemischten Bedingungen verbrennt. Bei der Betrachtung des Geschwindigkeitsfelds in Abb. 5.33(b) fällt sofort der deutliche Geschwindigkeitsunterschied zwischen der Erdgas- und der umgebenden Luftströmung auf. Während die Mantelströmung aus Luft Geschwindigkeiten von über 50 m/s erreicht, beträgt die maximale Geschwindigkeit der Erdgasströmung am Austritt der großen Brennstoffdüsen keine 5 m/s. Zur näheren Betrachtung dieser Verhältnisse am Austritt der Brennstoffdüse ist in Abb. 5.34 ein vergrößerter und um 90° im Uhrzeigersinn gedrehter Ausschnitt des Geschwindigkeitsfelds dargestellt.

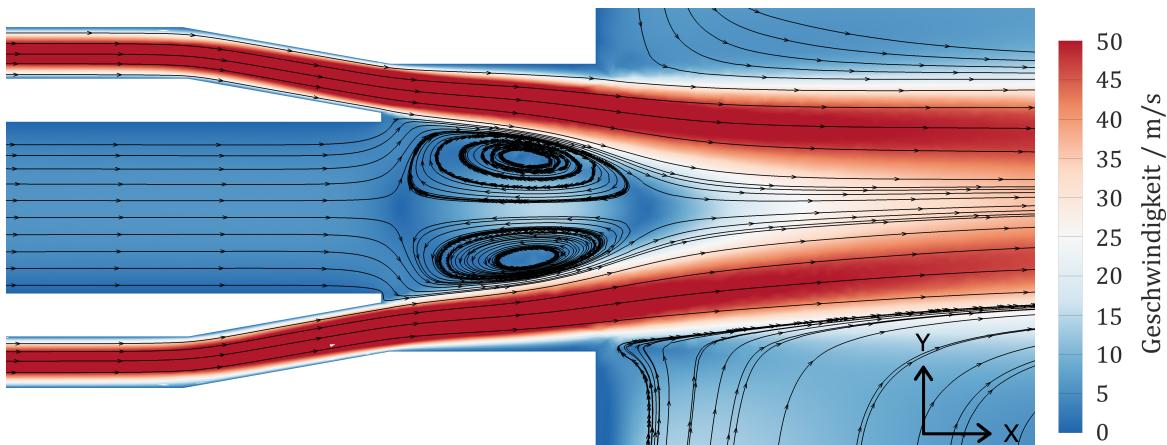


Abbildung 5.34: Vergrößerter und um 90° gedrehter Ausschnitt aus Abb. 5.33(b) zur Darstellung der Brennstoffrezirkulation am Düsenaustritt.

Aus dem in Abb. 5.34 dargestellten Ausschnitt wird ersichtlich, dass die niedrige Strömungsgeschwindigkeit des Erdgases zusammen mit der umgebenden Mantelströmung aus Luft mit wesentlich höheren Geschwindigkeiten zu einer ausgeprägten Rezirkulationszone im Brennstoffstrahl führt. Da die umgebende Luftströmung für diese Brennstoffrezirkulation als treibende Kraft wirkt und die Rezirkulation durch das stromabwärtige Aufweiten der umgebenden Luftströmung tendenziell weiter eingeengt wird, liegt die Vermutung nahe, dass es sich hierbei um eine sehr stabile Rezirkulationszone handelt. Ob eine Fluktuation des Stagnationspunktes der Brennstoffrezirkulation entlang der Längsachse der Brennkammer auftritt, lässt sich weder anhand der CFD-Ergebnisse noch der verwendeten Messmethodiken klären. Es könnte jedoch eine Ursache für die unregelmäßigen Werte in den Variationskoeffizienten zu den OH* Chemolumineszenzaufnahmen in den Abb. 5.30 und 5.32 sein. Darüber hinaus trägt diese kleine Rezirkulationszone am Düsen-

austritt wesentlich zur Mischung bei, was sich im Verlauf der in Abb. 5.35 dargestellten Mischungsgüte entlang der Brennerachse zeigt. Zur Verdeutlichung des Einflusses der Brennstoffzirkulation auf die Mischung bei Verwendung von Erdgas sind die Verläufe der Mischungsgüte M_s unter Verwendung von SOFC-Abgas und die jeweiligen internen Abgasrezirkulationsraten AGR_{int} ebenfalls dargestellt. Trotz ähnlicher interner Abgasrezirkulationsraten AGR_{int} bei Erdgas und SOFC-Abgas, die im Brennraum selbst für eine verbesserte Mischung sorgen, mischt das Erdgas deutlich schneller als das SOFC-Abgas und ermöglicht somit trotz extrem großer Düsen eine mager-vorgemischte Erdgasverbrennung. Dieser deutlich erhöhte Mischungseffekt lässt sich auf die festgestellte Brennstoffzirkulation am Düsenaustritt zurückführen.

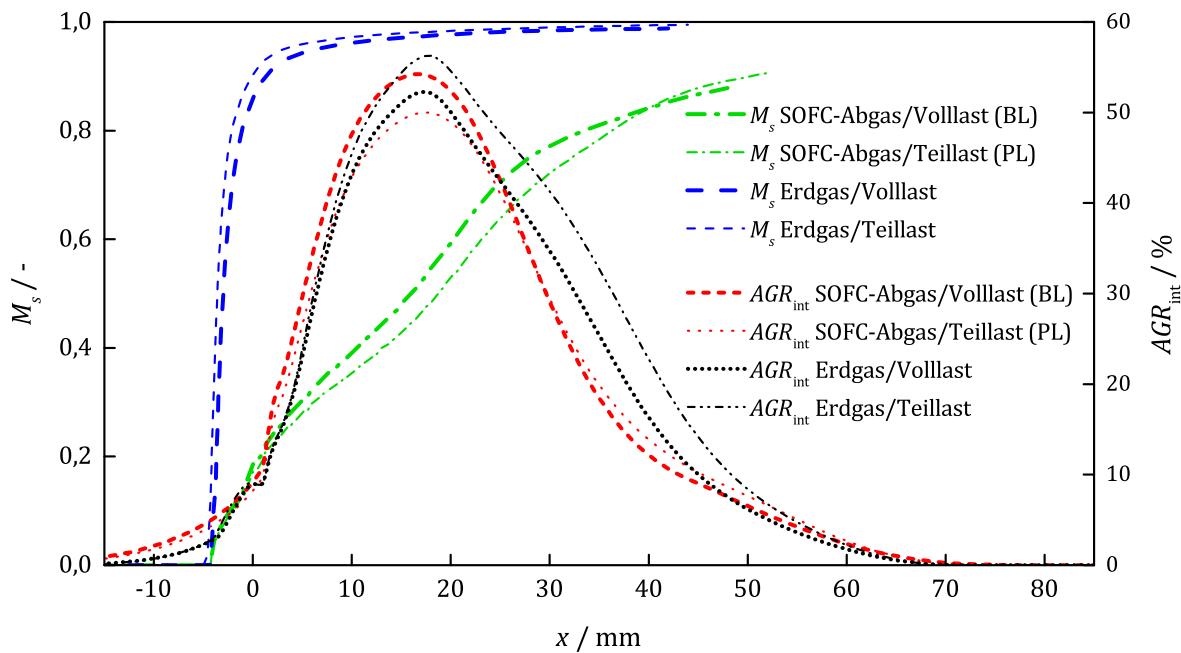


Abbildung 5.35: Verlauf der Mischungsgüte M_s und der internen Abgasrezirkulationsrate AGR_{int} bei Erdgas und Vergleich mit SOFC-Abgas.

Um nachzuweisen, dass die Brennkammer unter Verwendung von Erdgas zufriedenstellend und zuverlässig funktioniert sind weitere Erkenntnisse notwendig. Dies sind zum Einen Messwerte über die Druckverluste der Brennkammer und zum Anderen Aussagen über den Betriebsbereich bzw. die CO- und NOx-Emissionen. Dazu werden in Abb. 5.36 die Totaldruckverluste $\Delta p_{rel,t}$ der SOFC-Abgasbrennkammer bei thermischen Leistungen von 4,4 kW, 5,1 kW und 6,2 kW den Messwerten der speziell für Erdgasanwendungen entwickelten Brennkammer von Seliger et al. [214] gegenübergestellt.

Aufgrund der wesentlich höheren Wärmefreisetzung bei größeren Leistungen steigen hier die Strömungsgeschwindigkeiten und somit auch die Totaldruckverluste. Mit steigendem Äquivalenzverhältnis steigt die Luftmenge und somit ebenfalls die Geschwindigkeiten in der Brennkammer. Der Vergleich zeigt deutlich, dass die SOFC-Abgasbrennkammer unter Verwendung von Erdgas als Brennstoff sogar deutlich geringere Totaldruckverluste als die Erdgasbrennkammer aufweist.

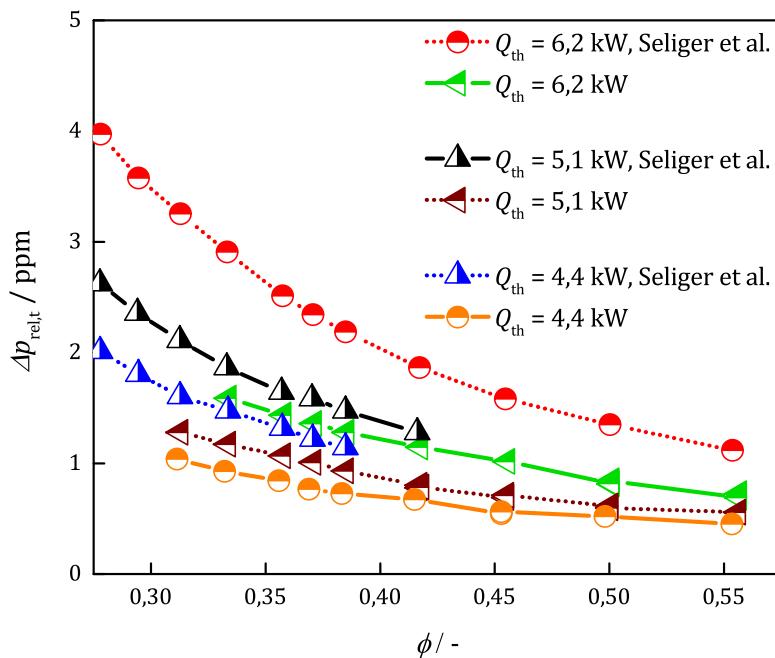


Abbildung 5.36: Vergleich der Totaldruckverluste mit einer Erdgasbrennkammer [214].

Ein weiterer wichtiger Indikator zur Bewertung der Tauglichkeit einer Brennkammer ist deren Betriebsbereich. Dazu sind in Abb. 5.37 die CO-Emissionen der SOFC-Abgasbrennkammer denen der Erdgasbrennkammer von Seliger et al. [214] bei Vorwärmtemperaturen der Brennkammerluft von 723 K, 923 K und 1003 K gegenübergestellt.

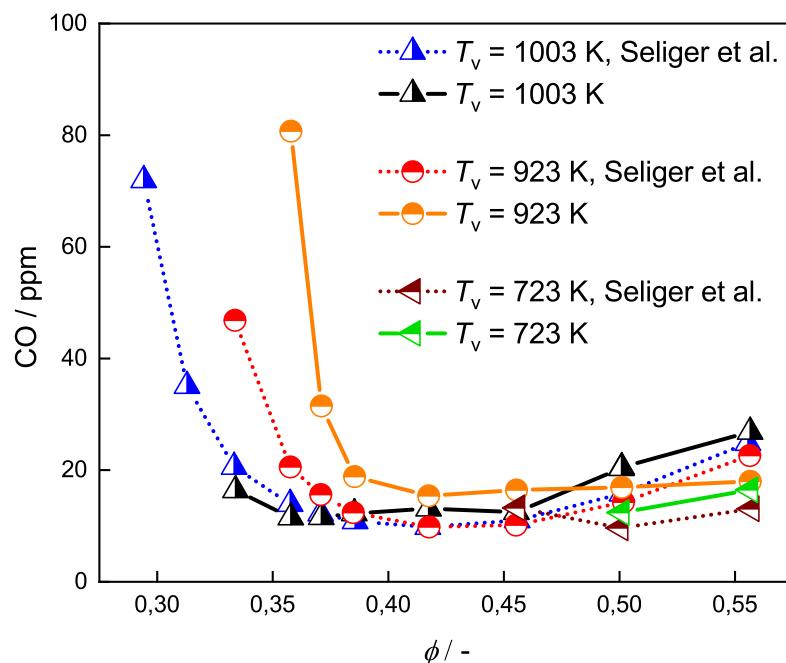


Abbildung 5.37: Vergleich der CO-Emissionen mit der Erdgasbrennkammer von Seliger et al. [214].

Während die rechte Seite des Betriebsbereichs in Abb. 5.37 bei weniger mageren Bedingungen kaum Unterschiede in den CO-Emissionen aufweist, liegt die Magerverlöschgrenze der Erdgasbrennkammer deutlich weiter im mageren Bereich bei geringeren Äquivalenzverhältnissen. Bei einer Vorwärmtemperatur von 723 K weist die SOFC-Abgasbrennkammer einen sehr kleinen Betriebsbereich auf. Diese Erkenntnis deckt sich mit den OH* Chemolumineszenzmessungen aus Abb. 5.31(a), die auf eine sehr instabile Flamme hindeuten.

Bei der Betrachtung der NOx-Emissionen in Abb. 5.38 zeigen sich sehr starke Unterschiede beim Vergleich der beiden Brennkammern. Während sich bei der Erdgasbrennkammer von Seliger et al. [214] bis zu einem Äquivalenzverhältnis von $\phi = 0,5$ die NOx-Emissionen unterhalb von 10 ppm befinden, weist die SOFC-Abgasbrennkammer deutlich höhere Abgaswerte auf.

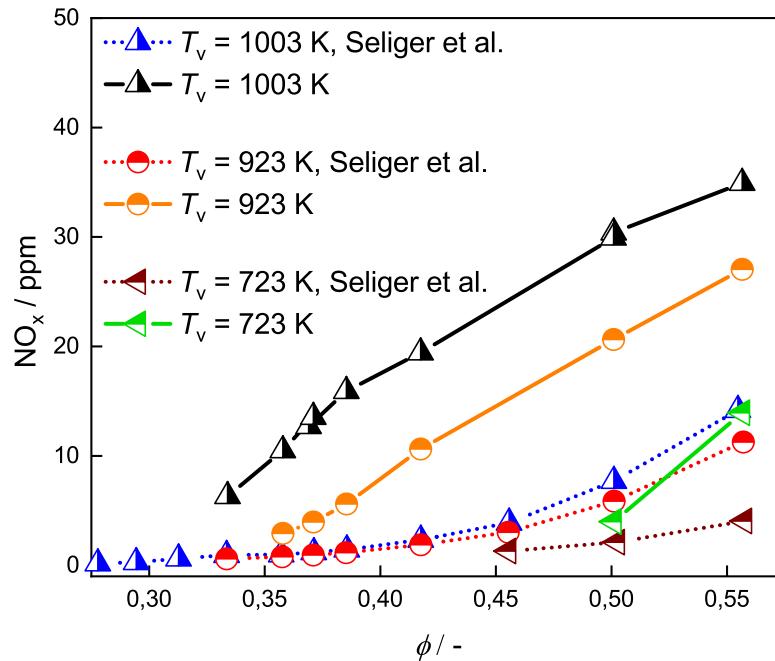


Abbildung 5.38: Vergleich der NOx-Emissionen mit der Erdgasbrennkammer von Seliger et al. [214].

Da sich die thermodynamischen Randbedingungen der jeweiligen Messreihen beider Brennkammern nicht unterscheiden, kann die Erhöhung der NOx-Emissionen eindeutig auf das Verbrennungsverhalten der SOFC-Abgasbrennkammer unter Verwendung von Erdgas zurückgeführt werden. Auf Basis der vorliegenden Erkenntnisse im Rahmen dieser Arbeit lassen sich jedoch nur Spekulationen anstellen woher diese signifikante Erhöhung stammt. Eine Ursache dafür kann eine gegenüber der konventionellen Erdgasbrennkammer von Seliger et al. [214] wesentlich schlechtere Vormischung des Frischgases sein. Um dies bewerten zu können, müsste die Frischgasvormischung dieser konventionellen Brenn-

kammer in einer umfangreichen CFD-Studie untersucht und mit den Daten der hier vorliegenden Arbeit verglichen werden. Eine weitere Möglichkeit für die hohen NOx-Emissionen könnte auch die relativ hohe Schwankungsintensität der SOFC-Abgasbrennkammer im Bereich zwischen der Flammenlage und dem Brennerkopf sein. Anhand der Auswertungen der OH* Chemolumineszenzaufnahmen in den Abb. 5.29-5.32 ist zwar kein signifikantes Rückzünden konstatiert worden, jedoch lässt sich nicht ausschließen, dass diese detektierten spontanen Verbrennungseignisse für die Entstehung der hohen NOx-Emissionen in Abb. 5.38 verantwortlich sind.

Abschließend lässt sich festhalten, dass die SOFC-Abgasbrennkammer sehr gut für den lang andauernden Hochfahrprozess des Hybridkraftwerks geeignet ist. Die hohen NOx-Emissionen sind zwar nicht optimal, jedoch sind Anfahrprozesse von Kraftwerken zum jetzigen Zeitpunkt noch nicht eingeschränkt [27]. Somit kann auf eine weitere speziell für Erdgas entwickelte Brennkammerstufe verzichtet werden, was die Komplexität des Brennkammersystems deutlich verringert.

5.5.2 Betrieb mit Formiergas

Wie zu Eingang des Kapitels bereits erwähnt, wird das Hybridkraftwerk unter Verwendung von Erdgas als Brennstoff aufgeheizt. Solange an der SOFC selbst keine Last abgenommen werden kann, weil die notwendigen Betriebstemperaturen des SOFC-Elektrolyten von über 873 K noch nicht erreicht sind, wird der Anode Formiergas als reduzierende Atmosphäre zugeführt. Da für die Versuche kein vorgemischtes Formiergas zur Verfügung steht und die verwendeten Massenstromregler der Prüfstandsinfrastruktur für N₂ und H₂ nur für bestimmte Massenströme geeignet sind, wird zunächst der Unterschied zwischen Formiergas aus 95% N₂ und 5% H₂ und reinem N₂ als Verdünnung des Erdgases untersucht. In Abb. 5.39 sind dazu die OH* Chemolumineszenzaufnahmen mit den zugehörigen Variationskoeffizienten für reinen Stickstoff in den Abb. 5.39(a) und 5.39(c) und für Formiergas in den Abb. 5.39(b) und 5.39(d) gegenübergestellt. Als Basis für die Messungen mit Formiergas oder Stickstoff als Verdünnung des Erdgases dient der Teillastbetriebspunkt für den Mikrogasturbinenbetrieb von Seliger et al. [214], der für den Hochfahrprozess des Hybridkraftwerks vorgesehen ist [103].

Abb. 5.39 zeigt die OH* Chemolumineszenzaufnahmen dieses Teillastbetriebspunkts mit einer Vorwärmtemperatur der Luft von 958 K. Das Erdgas wird dabei in Abb. 5.39(a) zum Einen mit 2,1 g/s reinem Stickstoff und zum Anderen in Abb. 5.39(b) mit 2,2 g/s Formiergas verdünnt. Aus diesem Vergleich der OH* Chemolumineszenzaufnahmen wird eine Verschiebung der Wärmefreisetzung unter Zugabe von Formiergas ersichtlich. Dies lässt sich auf den H₂-Anteil zurückführen, der zum Einen die thermische Leistung leicht erhöht und zum Anderen dafür sorgt, dass die Reaktivität des Gemisches erhöht wird. Beim Vergleich der jeweils zugehörigen Variationskoeffizienten zeigt sich anhand der niedrigen Werte in Abb. 5.39(d), dass die Verbrennung unter Verwendung von Formiergas etwas geringere Schwankungen aufweist. Sowohl die CO- und NOx-Emissionen als auch

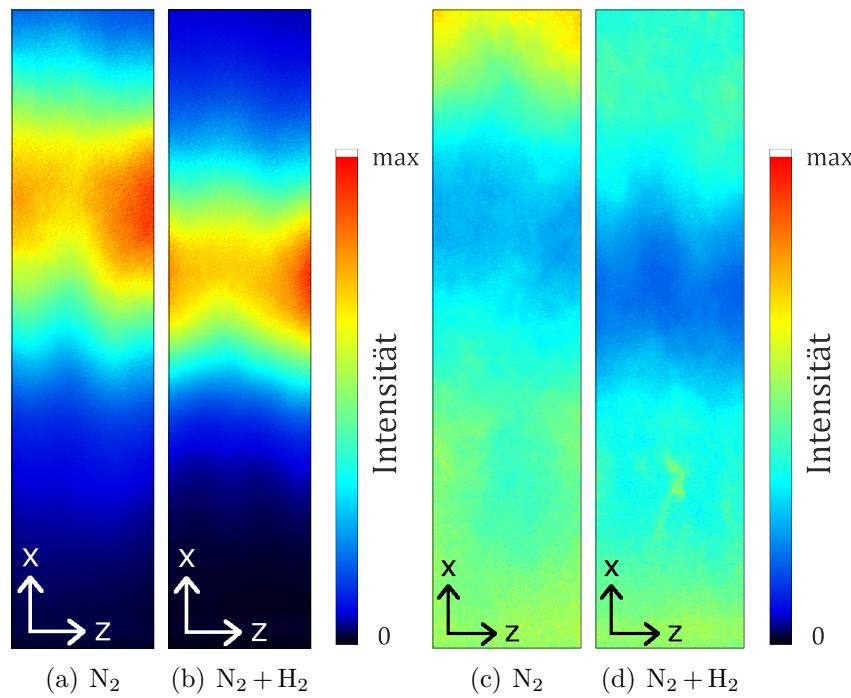


Abbildung 5.39: Einfluss von Wasserstoff (H_2) auf das OH^* Signal bei Teillastbedingungen mit Gegenüberstellung des zugehörigen Variationskoeffizienten, normiert auf die jeweiligen Maximalwerte.

die unverbrannten Kohlenwasserstoffe (UHCs) der Abb. 5.39 zugrundeliegenden Messreihen für Stickstoff und Formiergas sind in Abb. 5.40 in Abhängigkeit des N_2 -Massenstroms dargestellt. Das bedeutet im Falle von Formiergas wird für die Darstellung der x-Achse die Abbildung des H_2 nicht betrachtet, sondern nur der N_2 -Anteil.

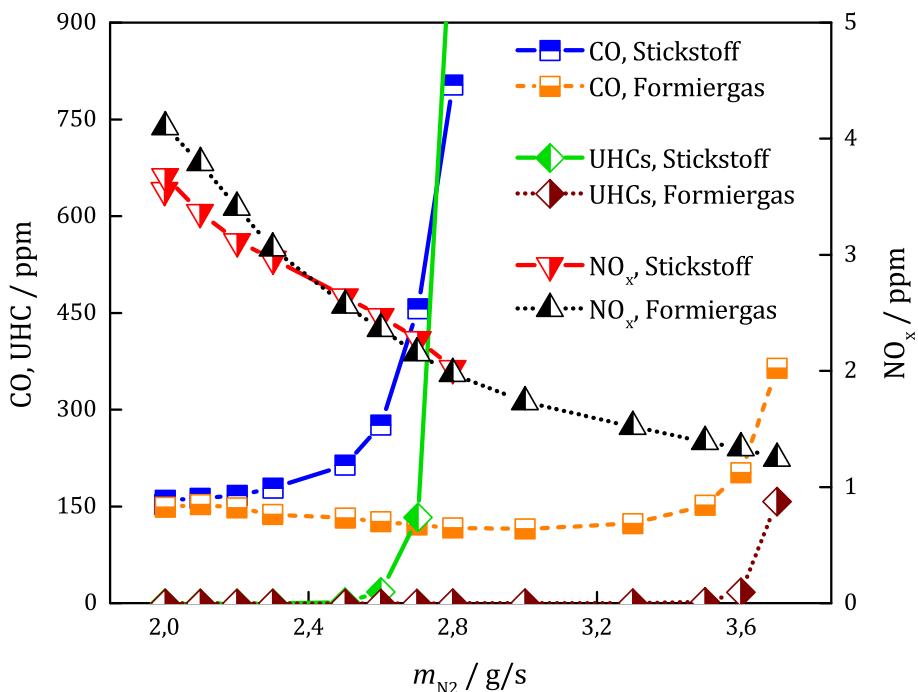


Abbildung 5.40: CO-, NO_x- und UHCs-Emissionen bei Verdünnung des Erdgases mit Formiergas oder Stickstoff und einer Vorwärmtemperatur $T_v = 958 \text{ K}$.

Beide Messreihen zeigen einen ähnlichen Verlauf in den NOx-Emissionen. Die fallende Tendenz der NOx-Emissionswerte beruht auf den sinkenden Brennkammertemperaturen bei steigendem N₂-Massenstrom. Beim Vergleich der unverbrannten Kohlenwasserstoffe (UHCs) und der CO-Emissionen beider Messreihen fällt sofort ein starker Versatz der Verlöschgrenze auf. Bei Verwendung von Formiergas liegt diese mit ca. 3,7 g/s N₂-Massenstrom deutlich höher als mit 2,7 g/s bei reinem N₂. Dieser Verschiebung lässt sich eindeutig auf das H₂ zurückführen, dass eine sehr stabilisierende Wirkung auf die Verbrennung hat. Damit lässt sich festhalten, dass sich die im weiteren Teil dieses Kapitels gezeigten Untersuchungen mit reinem N₂ auf der sichereren Seite bezüglich des Betriebsbereichs im Vergleich zu Formiergas befinden.

Bei Verdünnung des Erdgases durch Zumischung von Stickstoff oder Formiergas stellt sich die Frage, ab welchem Verdünnungsmassenstrom und bei welchen Temperaturen die Verbrennung in der Brennkammer nicht mehr aufrecht erhalten werden kann. Die Ergebnisse verschiedener Messreihen bei Temperaturen der Brennkammerluft von 293 K, 573 K, 773 K und 973 K sind dazu in Abb. 5.41 zusammengefasst.

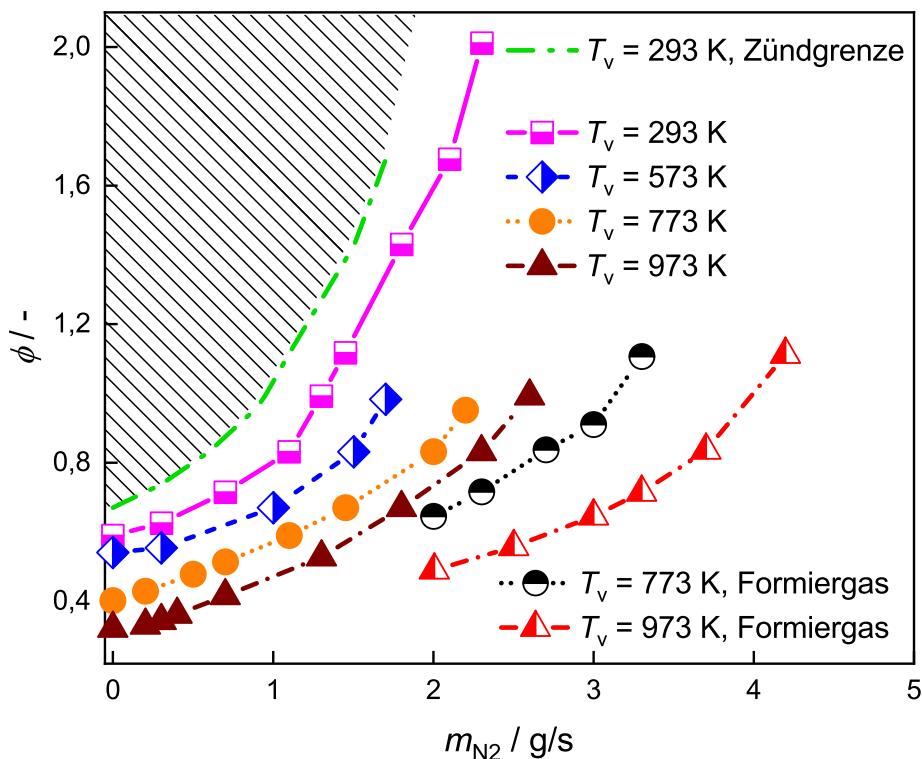


Abbildung 5.41: Betriebsgrenzen der SOFC-Abgasbrennkammer unter Verwendung von verdünntem Erdgas bei verschiedenen Vorwärmtemperaturen.

In der Darstellung in Abb. 5.41 sind die Äquivalenzverhältnisse ϕ , bei denen Verlöschen auftritt, in Abhängigkeit des zugemischten N₂ aufgetragen. In den Bereichen links oberhalb der jeweiligen Verlöschgrenzen ist die Verbrennung stabil. Es zeigt sich eine deutliche

Steigerung des möglichen N₂-Massenstroms mit steigenden Temperaturen, mit dem das Erdgas verdünnt wird. Bei den Messreihen mit 773 K und 973 K Vorwärmtemperatur sind zusätzlich die Verlöschgrenzen unter Verwendung von Formiergas dargestellt. Erwartungsgemäß weist die Verdünnung mit Formiergas mit einem H₂-Anteil von 5 % eine deutlich höhere Toleranz gegenüber dem Verdünnungsmassenstrom auf. Auch dieser Effekt lässt sich auf die erhöhte Reaktivität des Gemisches bei Vorhandensein von H₂ zurückführen.

Der schraffierte Teil in Abb. 5.41 markiert den Bereich in dem die Brennkammer unter Umgebungstemperaturen von 293 K gezündet werden kann. Richtung magerer Bedingungen wird dieser Bereich durch die Zündgrenze limitiert, wobei sich diese mit zunehmendem N₂-Massenstrom weiter in Richtung fetterer Äquivalenzverhältnisse verschiebt. Die Zündung der Mikrogasturbinenbrennkammer findet daher in diesem Bereich oberhalb der Zündgrenze statt und muss je nach bereits bei Zündung zugemischten N₂-Massenstroms im Bereich noch fetterer Gemischbedingungen liegen.

Die Ergebnisse in den vorangegangenen Abschnitten zur Untersuchung des Betriebs mit reinem Erdgas und mit Stickstoff- oder Formiergasverdünnung belegen, dass die für SOFC-Abgas entwickelte jet-stabilisierte Brennkammer für den Betrieb mit Formiergas-verdünntem Erdgas zum Anfahren und Hochheizen des Hybridkraftwerks geeignet ist. Obwohl die Emissionswerte bei Anfahrtmanövern eines Kraftwerks nicht reglementiert sind, weist die Brennkammer auch für diesen Hochfahrprozess moderate CO-Emissionen mit ca. 150 ppm und äußerst niedrige NOx-Emissionen im 1-stelligen ppm-Bereich bei gleichzeitig stabiler Verbrennung auf.

5.5.3 Gegenüberstellung der verschiedenen Brennstoffe

Abschließend wird durch eine Gegenüberstellung der CO-Emissionen in Abhängigkeit der Temperatur in Abb. 5.42 und auf Basis des Vergleichs der Lage der jeweiligen Wärmefreisetzungszone in Abb. 5.43 die Eignung der Brennkammer für die 3 Brennstoffe SOFC-Abgas, reines Erdgas und mit Formiergas bzw. Stickstoff verdünntes Erdgas, weiter untermauert.

In Abb. 5.42 zeigt sich klar, dass im Vergleich zu herkömmlichen Kraftstoffen wie Erdgas der hohe H₂O-Gehalt im Anodenabgas, und somit in der gesamten Verbrennungszone, bei gleich bleibenden Äquivalenzverhältnissen zu verringerten Verbrennungstemperaturen führt. Dies erklärt die deutliche Linksverschiebung des Betriebsbereichs unter Verwendung von SOFC-Abgas im Vergleich zu Erdgas als Brennstoff in Abb. 5.42. Aufgrund dieser niedrigen Verbrennungstemperaturen sind über den gesamten Betriebsbereich der Brennkammer bei Verwendung von SOFC-Abgas keine signifikanten NOx-Emissionen zu erwarten.

In Abb. 5.42 lässt sich die im vorigen Abschnitt erwähnte Erhöhung der CO-Emissionen unter Teillastbedingungen erkennen, wenn 0,5 g/s Stickstoff als Verdünnung verwendet werden. Als abschließende Gegenüberstellung der Wärmefreisetzungszonen auf Basis des in den jeweiligen Messreihen detektierten OH* Signals in Abb. 5.43 lässt sich konstatieren,

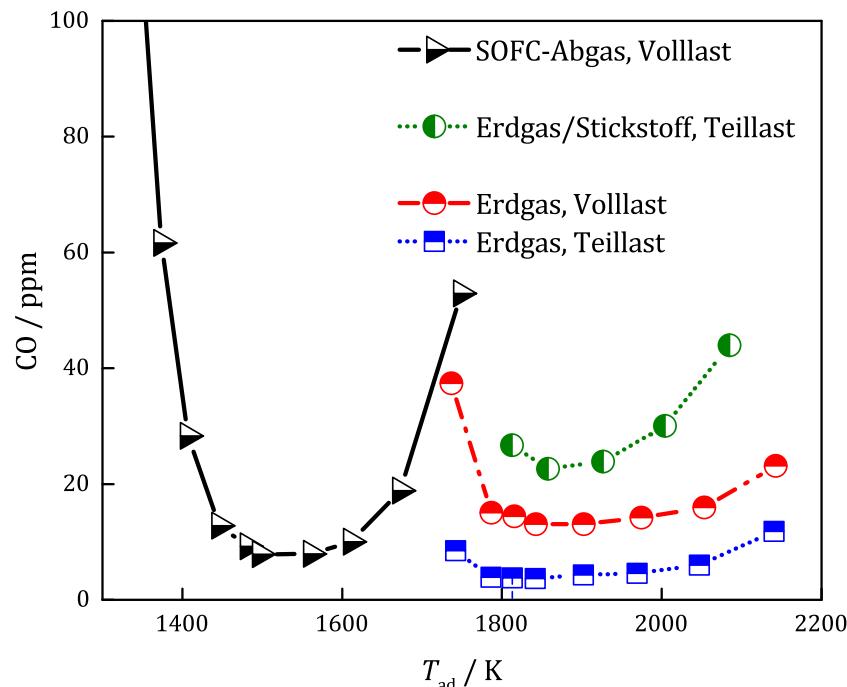


Abbildung 5.42: CO-Emissionen der verschiedenen Brennstoffe in Abhängigkeit der adiabatischen Brennkammertemperatur T_{ad} bei einer Vorwärmtemperatur von $T_v = 973$ K.

dass die entwickelte jet-stabilisierte Brennkammer für SOFC-Abgas in ihrer kompakten Bauweise für alle Brennstoffe geeignet ist, die sowohl für den Auslegungsbetrieb, als auch den Hochfahrprozess des Hybridkraftwerks notwendig sind.

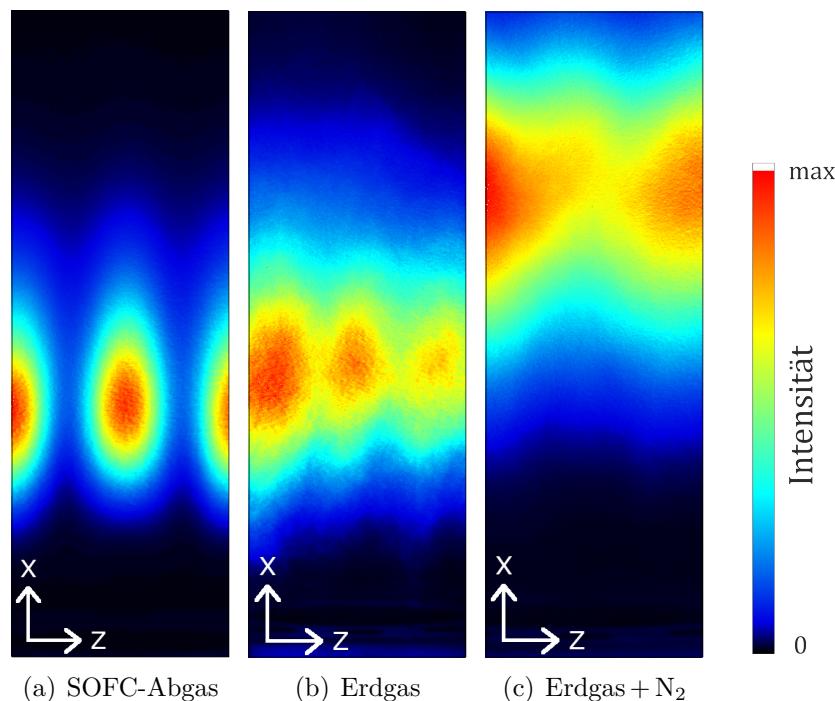


Abbildung 5.43: Vergleich der Wärmefreisetzungszonen der unterschiedlichen Brennstoffe auf Basis des jeweils auf den Maximalwert normierten OH* Signals.

6 Zusammenfassung

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit liefern einen wesentlichen Beitrag zur Entwicklung eines SOFC/MGT-Hybridkraftwerks. Die geleistete Entwicklung einer zuverlässigen jetstabilisierten Brennkammer mit niedrigem Totaldruckverlust und geringer Komplexität im Rahmen dieser Arbeit ermöglicht eine effiziente Kopplung der Teilsysteme SOFC und MGT, wobei sowohl die Anforderungen an die Brennkammer für eine Mikrogasturbineinanwendung als auch für die Anwendung in einem SOFC-System berücksichtigt wurden.

Für die Entwicklung der Brennkammer wurden in einem ersten Schritt reaktionskinetischen Kenngrößen wie die laminare Flammengeschwindigkeit und die Zündverzugszeit sowie thermodynamische Berechnungen der adiabatischen Flammentemperaturen für die Verbrennung von SOFC-Abgasen durchgeführt. Zur Berechnung dieser Kenngrößen wurde das Open-Source-Programmpaket Cantera für Probleme der chemischen Kinetik, Thermodynamik und von Transportprozessen [82] sowie der Reaktionsmechanismus nach Li et al. [143] verwendet. Anhand dieser Simulationen konnte gezeigt werden, dass der hohe Wasseranteil in den SOFC-Abgasen zu sehr niedrigen adiabatischen Flammentemperaturen von maximal 2000 K bei stöchiometrischen Bedingungen führt. Im Gegensatz zu einer reinen Erdgasverbrennung befinden sich die adiabatischen Flammentemperaturen bei der Verbrennung von SOFC-Abgasen somit überwiegend unterhalb eines für die Stickoxidbildung kritischen Temperaturniveaus von ca. 1900 K. Mit Hilfe der berechneten Zündverzugszeiten wurde in Kombination mit der Strömungsgeschwindigkeit des Brennstoff-Luft-Gemisches in einer Brennkammer die maximal erlaubte Länge der sogenannten Mischstrecke abgeschätzt, bevor eine Selbstzündung des Gemisches stattfinden kann. Aus der geringsten Zündverzugszeit von ca. 1 ms und einer relativ geringen Strömungsgeschwindigkeit von 50 m/s in der Mischstrecke wurde eine Länge von 5 mm Mischstrecke abgeleitet. Darüber hinaus geht aus den Berechnungen hervor, dass die Zündverzugszeiten bei der Verbrennung von SOFC-Abgasen im einstelligen ms-Bereich um bis zu zwei Größenordnungen geringer als bei einer herkömmlichen Erdgas-Luft-Verbrennung sind. Mit laminaren Flammengeschwindigkeiten von bis zu 16 m/s bietet die entwickelte Brennkammer bei Strömungsgeschwindigkeiten in der Mischstrecke von bis zu 100 m/s genügend Sicherheit gegenüber Flammenrückschlag.

In einer umfangreichen Konzeptstudie wurden sowohl kommerziell verfügbare, als auch im Entwicklungsstadium befindliche Brennkammersysteme sowohl für SOFC-Anwendungen als auch für MGT-Systeme vorgestellt und auf die Parameter benötigter Bauraum, Komplexität, Integrität, Zuverlässigkeit, Brennstoffflexibilität und Druckunterschied am SOFC-Elektrolyten bewertet. Aufbauend auf den Erkenntnissen aus dieser Studie und den

6. ZUSAMMENFASSUNG

zuvor berechneten laminaren Flammengeschwindigkeiten und Zündverzugszeiten wurde das Prinzip einer jet-stabilisierten Brennkammer als das vielversprechendste Konzept für die Anwendung als SOFC-Abgasbrennkammer in einem Hybridkraftwerk identifiziert.

Zur Auslegung des jet-stabilisierten Brennkammsystems mittels numerischer Verbrennungssimulation wurde der am DLR entwickelte CFD-Code THETA [44] verwendet. Dazu wurden in der vorliegenden Arbeit instationäre RANS-Methoden in Verbindung mit dem $k-\omega$ -SST Turbulenzmodell [165] und dem detaillierten Reaktionsmechanismus nach Li et al. [143] eingesetzt.

Um die Güte der Diskretisierung des Rechengebiets und somit die Stabilität, Konvergenz und Genauigkeit der Simulationsergebnisse zu garantieren, wurden ausführliche Gitterstudien nach Celik et al. [37] und Rumsey und Thomas [200] durchgeführt. Das Brennkammsystem wurde als jet-stabilisierte Brennkammer mit 12 ringförmig angeordneten Brennstoffdüsen mit einem Durchmesser von 4 mm und koaxialer Lufteinbringung konzipiert. Der Durchmesser der Luftpüsen wurde so groß ausgelegt, dass die Geschwindigkeiten von Brennstoff und Luft nahezu gleich sind und somit stromauf in der SOFC zwischen Kathode und Anode kein unzulässig hoher Druckunterschied entsteht.

Um die entwickelte Brennkammer charakterisieren zu können, wurde parallel zu den in dieser Arbeit vorliegenden Arbeitsinhalten die Infrastruktur eines bestehenden atmosphärischen Brennkammerprüfstands zur Abbildung der niederkalorischen Brennstoffzellabgase mit Temperaturen von bis zu 1073 K und hohen Wasseranteilen mit einer eigens dafür entwickelten Wasserstoff-Sauerstoff-Brennkammer erweitert.

Zur Charakterisierung der SOFC-Abgasbrennkammer wurde neben den Abgasemissionsmessungen die OH*-Chemolumineszenz-Messtechnik zur Identifikation der Verteilung der Wärmefreisetzung in der Brennkammer eingesetzt. Zunächst wurde die prinzipielle Funktionsfähigkeit der Brennkammer unter Verwendung von SOFC-Abgasen nachgewiesen. Dazu wurde die Erfüllung der Anforderungen hinsichtlich geringen Bauraums, geringer Komplexität, der Sicherheit gegenüber Flammenrückschlag, der Brennkammerzuverlässigkeit im Hinblick auf Flammenverlöschen und geringen Druckunterschieden zwischen Anode und Kathode unter druckskalierten Volllastbedingungen des Hybridkraftwerks im atmosphärischen Brennkammerprüfstand untersucht.

Die SOFC-Abgasbrennkammer konnte durch Variation verschiedener Parameter wie dem Kathodenmassenstrom, dem Anodenmassenstrom, dem Heizwert der Anodenabgase und dem Sauerstoffgehalt der Kathode unter Verwendung der Abgasemissionsmessung und der OH* Chemolumineszenz-Messtechnik charakterisiert werden. Insbesondere der Nachweis einer gewissen Robustheit der Brennkammer gegenüber Eingangsparametern wie dem Sauerstoffgehalt oder dem Heizwert konnte das Entwicklungsrisiko des Hybridkraftwerks reduzieren, da zum Zeitpunkt der Anfertigung der vorliegenden Arbeit noch keine ausreichenden Kenntnisse über die Wärmeverluste und das Thermomanagement der Brennstoffzelle vorhanden waren. Eine Veränderung in den Wärmeverlusten hätte unmittelbare Auswirkungen auf den Brennstoffausnutzungsgrad und somit auf die Zusammen-

setzung, also den Sauerstoffgehalt und den Heizwert der SOFC-Abgase.

Die Messungen der CO-Emissionen unter Verwendung von SOFC-Abgasen liegen über einem breiten Betriebsbereich weit unterhalb des gesetzlich festgelegten Emissionsgrenzwertes und belegen damit einen sehr guten Ausbrand der aus der SOFC ausströmenden Restbrenngase. Die Brennkammer weist bei Strömungsgeschwindigkeiten der Frischgasjets in der Brennkammer von ca. 80 m/s einen sehr geringen Totaldruckverlust von weniger als 3 % auf. Des Weiteren konnte über alle Betriebspunkte mit einem Äquivalenzverhältnis in der Brennkammer oberhalb von $\phi = 0,3$ eine Druckdifferenz zwischen Anode und Kathode von maximal 10 mbar konstatiert werden. Als weiteres Resultat aus der Charakterisierung wurde der optimale Betriebspunkt unter Vollastbedingungen bei einem Äquivalenzverhältnis von $\phi = 0,4$ identifiziert. Daraus lässt sich die optimale Aufteilung zwischen Verbrennungs- und Mischluft für die Turbinenbrennkammer auf 39% Verbrennungsluftanteil ableiten. Weiterhin wurde im Rahmen der Untersuchungen festgestellt, dass in Bezug auf die CO-Emissionen der Betriebsbereich unter Teillastbedingungen etwas kleiner ausfällt als unter Vollastbedingungen. Dies konnte mit den etwas geringeren O₂-Gehalten im Abgas unter Teillastbedingungen erklärt werden.

Zusätzlich zu den Messungen wurden umfangreiche Verbrennungssimulationen durchgeführt, um zum Einen die eingesetzten numerischen Werkzeuge zu validieren und zum Anderen um Zugang zu weiteren Erkenntnissen wie den Mischungsverhältnissen in der Brennkammer aus den Simulationsergebnissen zu erhalten, die mit den verwendeten Messmethoden nicht erfassbar sind.

Es konnte gezeigt werden, dass mit instationären RANS-Simulationen unter Verwendung detaillierter Reaktionsmechanismen und einer Turbulenz-Chemieinteraktion auf Basis von Temperatur- und Spezies-PDFs die Tendenzen der CO-Emissionen über den Betriebsbereich und die Lage und Form der Wärmefreisetzungszone ausreichend gut abgeschätzt werden können. Jedoch werden die absoluten Werte der CO-Emissionen insbesondere bei den weniger mageren Betriebspunkten teilweise um eine ganze Größenordnung zu hoch vorausgesagt. Zusammen mit den numerischen Simulationen konnte gezeigt werden, dass die Verbrennung unter Verwendung von SOFC-Abgas bei überwiegend stöchiometrischen Verhältnissen stattfindet. Lediglich bei sehr mageren Bedingungen in der Brennkammer verbrennt das Gemisch bei einem Äquivalenzverhältnis von $\phi = 0,5$.

Auf Basis der Temperaturfelder aus den Simulationsergebnissen lässt sich die Bildung thermischen Stickoxids anhand der maximal vorherrschenden Temperaturen abschätzen. Die maximalen Werte der Temperaturfelder liegen über alle simulierten Betriebspunkte für SOFC-Abgas unterhalb von 1900 K und befinden sich somit auf einem für NOx-Emissionen unkritischen Niveau.

Um die Brennstoffflexibilität zu untersuchen und somit die Eignung der Brennkammer für den Hochfahrprozess des Hybridkraftwerks festzustellen, wurde in einer Analyse der numerischen Verbrennungssimulationen nachgewiesen, dass die Verbrennung reinen oder mit Formiergas verdünnten Erdgases in der für SOFC-Abgase entwickelten Brennkammer

6. ZUSAMMENFASSUNG

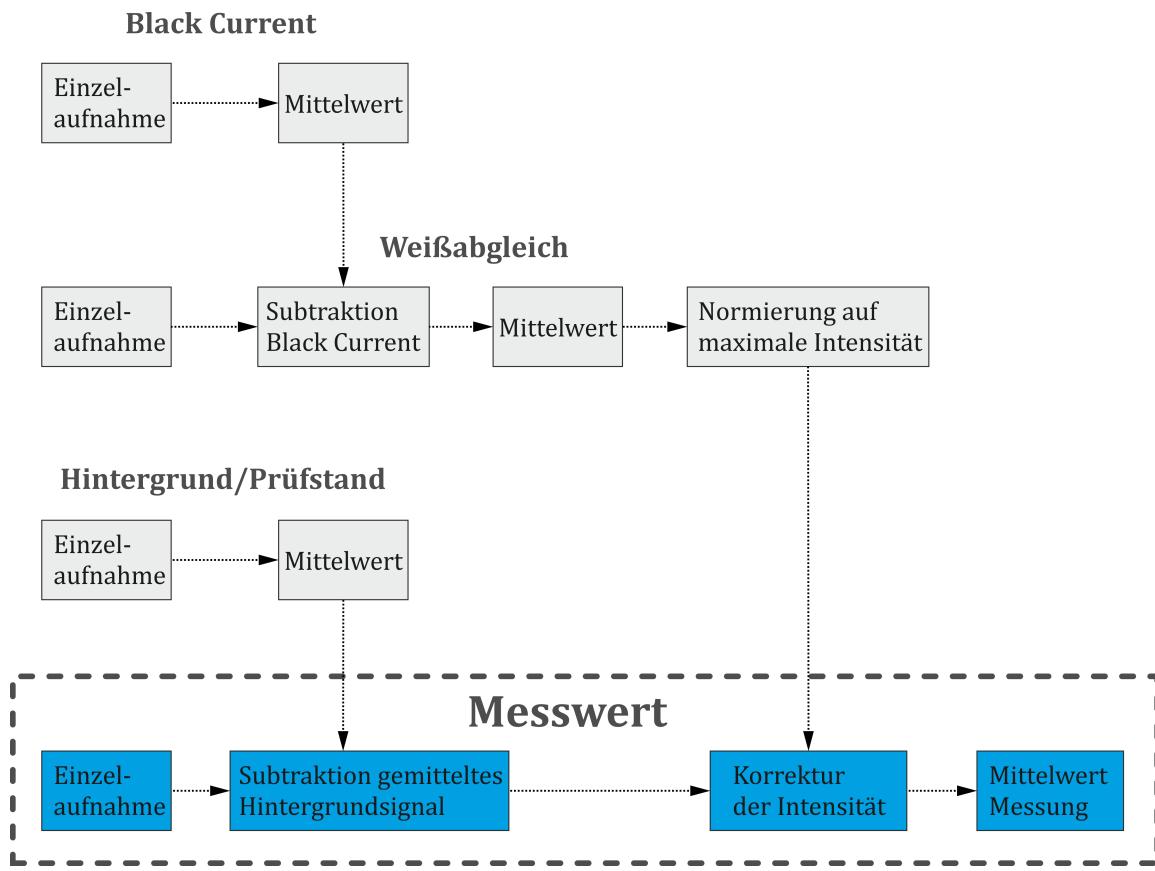
unter mager-vorgemischten Bedingungen bei einem Äquivalenzverhältnis von $\phi = 0,5$ stattfindet. Es hat sich gezeigt, dass diese Vormischung von einer starken Brennstoffrezirkulation am Austritt der Düsen mit den großen Durchmessern verursacht wird.

Des Weiteren konnte in diesem Kontext anhand von OH*-Chemolumineszenzmessungen gezeigt werden, dass weder signifikante Selbstzündereignisse in der Mischstrecke noch Flammenrückschläge vom Brennraum in die Mischungszone stattfinden. Die SOFC-Abgasbrennkammer besitzt unter Verwendung von Erdgas als Brennstoff einen ähnlich großen Betriebsbereich als eine speziell für Erdgasanwendungen entwickelte Mikrogasturbinenbrennkammer [214]. Während die SOFC-Abgasbrennkammer ähnliche CO-Abgasemissionswerte wie die Erdgasbrennkammer von Seliger et al. [214] aufweist, weichen die NOx-Emissionswerte stärker nach oben ab. Darüber hinaus konnte für das Zünden und Hochfahren des Hybridkraftwerks eine Stabilitätskarte in Abhängigkeit des Äquivalenzverhältnisses und des Formiergasmassenstroms bei verschiedenen Vorwärmtemperaturen der Kathodenabgase erstellt werden.

Abschließend wurde in einem Vergleich der Wärmefreisetzungszonen unter Verwendung von SOFC-Abgas, verdünntem und reinem Erdgas gezeigt, dass die Flammenlagen bei allen drei Brennstoffen so nahe beieinander liegen, dass eine kompakte Turbinenbrennkammerkonstruktion möglich ist. Aus den Ergebnissen geht hervor, dass für niedrige Temperaturen zusätzliche Maßnahmen zur Flammenstabilisierung wie z.B. einer Pilotstufe oder eines SOFC-Bypass getroffen werden sollten. Die Notwendigkeit einer weiteren Brennkammerstufe für Erdgas zum Realisieren des Anfahrprozesses des Hybridkraftwerks würde sich dadurch erübrigen. Die in dieser vorliegenden Arbeit präsentierten Ergebnisse liefern somit eine solide Grundlage, auf deren Basis die Konstruktion der unter Druck stehenden Turbinenbrennkammer mit Mischlufteinölung für das Hybridkraftwerk entwickelt werden kann.

A Anhang

A.1 Korrekturschema OH^{*}-Messdaten



A.2 Messgenauigkeiten der Analysatoren

Der Wechsel zwischen den Messbereichen 1 bis 4 erfolgt automatisch durch die *ABB Advance Optima (AO 2000)* Prozessgasanalyse. Die Genauigkeiten für den jeweiligen Messbereich sind als Absolutwerte in folgender Tabelle gegeben.

Tabelle A.1: Messbereiche und zugehörige Messgenauigkeiten der *ABB Advance Optima (AO 2000)* Prozessgasanalyse für verschiedene Spezies.

Spezies Einheit	O ₂ Vol.%	CO ₂ Vol.%	CO ppm	NO / NO ₂ ppm	UHC ppm
Messbereich 1	0–5	0–5	0–10	0–10	0–19
Genauigkeit	0,025	0,05	0,1	0,1	0,37
Messbereich 2	0–15	0–20	0–100	0–20	0–187
Genauigkeit	0,075	0,2	1,0	0,2	3,73
Messbereich 3	0–25		0–200	0–50	0–3733
Genauigkeit	0,125		2,0	0,5	74,7
Messbereich 4	0–100		0–500	0–200	0–9332
Genauigkeit	0,5		5,0	2,0	186,6

A.3 Abschätzung des Diskretisierungsfehlers

Die repräsentative Zellgröße h eines Gitters für eine dreidimensionale Simulation mit der Zellenzahl N und dem Volumen ΔV_i der i -ten Zelle mit $h_1 < h_2 < h_3$ ist definiert als

$$h = \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\Delta V_i) \right]^{1/3}. \quad (\text{A.1})$$

Daraus lassen sich die Verfeinerungsfaktoren

$$r_{21} = \frac{h_2}{h_1} \quad \text{und} \quad r_{32} = \frac{h_3}{h_2} \quad (\text{A.2})$$

berechnen. Wenn ϕ_k für einen globalen Parameter des Gitters mit dem Index k steht und es gilt $\varepsilon_{32} = \phi_3 - \phi_2$ und $\varepsilon_{21} = \phi_2 - \phi_1$, dann errechnet sich die scheinbare Ordnung p des Verfahrens zu

$$p = \frac{1}{\ln(r_{21})} |\ln(\varepsilon_{32}/\varepsilon_{21})| + q(p) \quad (\text{A.3})$$

mit

$$q(p) = \ln \left(\frac{r_{21}^p - s}{r_{32}^p - s} \right) \quad \text{und} \quad s = 1 \cdot \text{sgn}(\varepsilon_{32}/\varepsilon_{21}), \quad (\text{A.4})$$

wobei für die Signumfunktion auf den reellen Zahlen

$$\operatorname{sgn}(x) := \begin{cases} +1 & x > 0 \\ 0 & x = 0 \\ -1 & x < 0 \end{cases} \quad (\text{A.5})$$

gilt. Die Berechnung von p und $q(p)$ muss aufgrund der gegenseitigen Abhängigkeit iterativ erfolgen. Anschließend lassen sich die extrapolierten Werte

$$\phi_{ext}^{21} = \frac{r_{21}^p \phi_1 - \phi_2}{r_{21}^p - 1} \quad (\text{A.6})$$

berechnen. Als repräsentative Fehlerwerte für die Bewertung einer numerischen Simulation im Rahmen einer Gitterstudie werden der ungefähre relative Fehler

$$e_a^{21} = \left| \frac{\phi_1 - \phi_2}{\phi_1} \right| \quad (\text{A.7})$$

und der Gitterkonvergenzindex

$$\text{GCI}_{fein}^{21} = \frac{1,25 \cdot e_a^{21}}{r_{21}^p - 1} \quad (\text{A.8})$$

definiert.

A.3.1 Berechnung weiter Parameter für die Gitterstudie

Für die Berechnung weiterer Parameter für die Gitterstudie werden das Gesamtvolumen V_1 und die vier verschiedenen Ebenen E_0-E_3 verwendet. Setzt man die Ebene E_0 als Referenz in axialer Richtung, dann betragen die Abstände der folgenden Integrationsebenen 21,5 mm (E_1), 41,5 mm (E_2) und 205,0 mm (E_3).

Tabelle A.2: Zuordnung der Ebenen und des Volumens zur Berechnung der weiteren Parameter für die Gitterstudie.

Δp_t	Rezirkulationsrate	CO	OH*	Mischungsgüte
E_3-E_0	E_2	E_3	V_1	E_2

A.4 Verwendete Definitionen und Formeln

A.4.1 Berechnung der Molenbrüche in der CFD-Simulation

Da in der CFD-Simulation die Massenbrüche y_i als Ergebnis vorliegen, werden die Molenbrüche x_i gemäß

$$x_i = y_i \cdot \frac{\overline{M}}{M_i} \quad \text{mit} \quad \overline{M} = \left[\sum_{i=1}^s y_i \cdot \frac{1}{M_i} \right]^{-1} \quad (\text{A.9})$$

und der dafür notwendigen Molaren Molekülmassen M_i berechnet. Die Molare Masse bzw. Molmasse M_i der Spezies i berechnet sich mit

$$M_i = \sum_{j=1}^E M_j \cdot Z_{ji}, \quad (\text{A.10})$$

wobei M_j für die atomare Molmasse und Z_{ji} für das jeweilige Atom in Tab. A.3 steht.

Tabelle A.3: Atomare Molmassen [g/mol] zur Berechnung der molaren Molekülmassen

M_H	M_C	M_O	M_N	M_{AR}
1,00794	12,0107	15,9994	14,00675	39,948

A.4.2 Äquivalenzverhältnis ϕ zur Auswertung der CFD-Simulationen

$$\phi = \frac{1}{2} \frac{M_{O_2}}{y_{O_2}} \left(\frac{y_{H_2}}{M_{H_2}} + \frac{y_{CO}}{M_{CO}} + 4 \frac{y_{CH_4}}{M_{CH_4}} + 7 \frac{y_{C_2H_6}}{M_{C_2H_6}} \right) \quad (\text{A.11})$$

Wobei zu y_{O_2} aus Gleichung A.11 noch der Wert $1,0 \times 10^{-10}$ addiert wird um bei der rechnergestützten Auswertung die Division durch Null zu verhindern. Variiert der Sauerstoffgehalt des Gemisches y_{O_2} zwischen Luftbedingungen und $0,1\%_m$ liegt der durch diese Addition erzeugte Fehler bei maximal 10^{-7} . Für die Berechnung werden die Molmassen aus Tabelle A.4 verwendet.

Tabelle A.4: Molmassen [g/mol] für die rechnergestützte Auswertung

M_{O_2}	M_{H_2}	M_{CO}	M_{CH_4}	$M_{C_2H_6}$
31,9988	2,01588	28,0101	16,04246	30,06904

A.4.3 Interne Abgas-Rezirkulationsrate AGR_{int}

Die interne Abgas-Rezirkulationsrate AGR_{int} wird mit dem Quotienten aus dem rückströmenden Massenstrom $\dot{m}_{rez,2D}$ durch eine zur Hauptströmungsrichtung des Brenners orthogonale Schnittebene und der Summe aus dem zugeführten Frischluftmassenstrom \dot{m}_{ox} und dem Brennstoffmassenstrom \dot{m}_{br} gebildet:

$$AGR_{int} = \frac{\dot{m}_{rez,2D}}{(\dot{m}_{br} + \dot{m}_{ox})} \quad \text{mit} \quad (\text{A.12})$$

Durch diese Berechnung des rückströmenden Massenstroms $\dot{m}_{rez,2D}$ durch verschiedene orthogonale Schnittebenen entlang der Hauptströmungsrichtung des Brenners lässt sich der Verlauf der internen Abgas-Rezirkulationsrate AGR_{int} entlang der Brennerachse ermitteln.

A.5 Alternative Definition der räumlichen Mischungsgüte

Die Definition der „spatial Unmixedness U_s “ nach Liscinsky [149], Kroll [128] oder Dimotakis und Miller [48] lautet

$$U_s = \frac{c_{var}}{c_{avg}(1 - c_{avg})} \quad \text{mit} \quad c_{var} = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m (\bar{c}_i - c_{avg})^2. \quad (\text{A.13})$$

Dabei ist m die Anzahl der Pixel und \bar{c}_i die zeitgemittelte Konzentration einer detektierten Spezies bei dem entsprechenden Pixel.

A.6 Verlauf der mittleren Strömungsgeschwindigkeiten

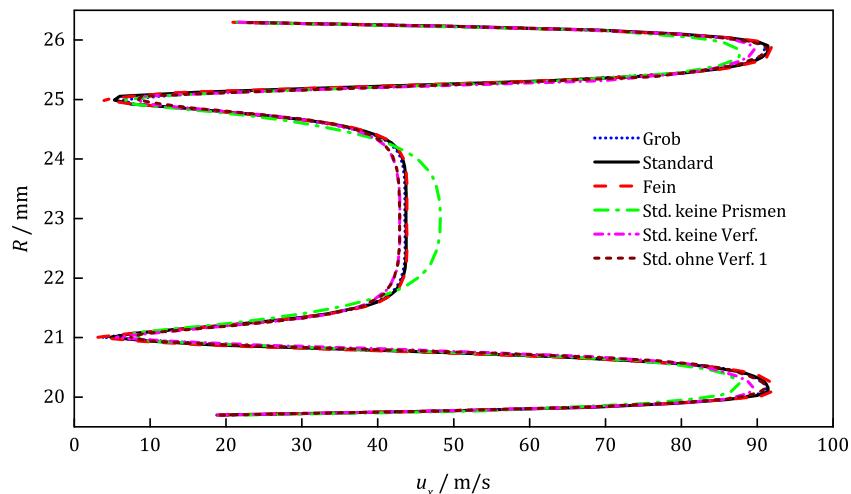


Abbildung A.2: Verlauf der axialen Strömungsgeschwindigkeit über dem Radius in Ebene E_1 für verschiedene Gitterfeinheiten.

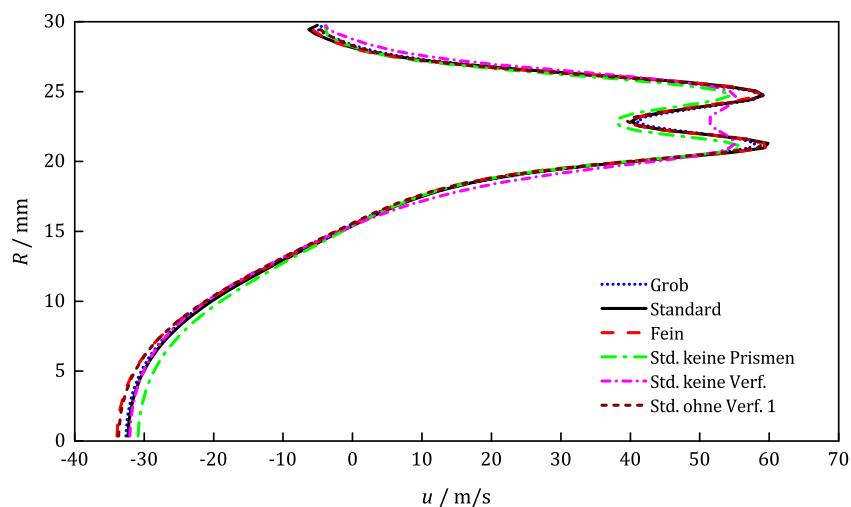


Abbildung A.3: Verlauf der axialen Strömungsgeschwindigkeit über dem Radius in Ebene E_2 für verschiedene Gitterfeinheiten.

A.7 Ergänzende Validierungsdaten

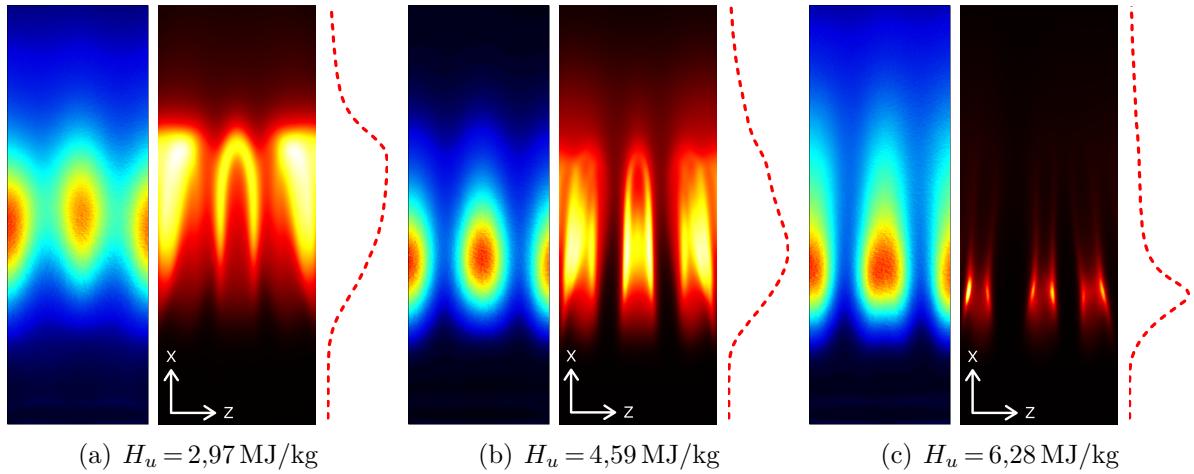


Abbildung A.4: Abhängigkeit der OH*-Chemolumineszenz und der OH*-Konzentration vom Heizwert unter Vollastbedingungen, auf jeweilige Maximalwerte normiert.

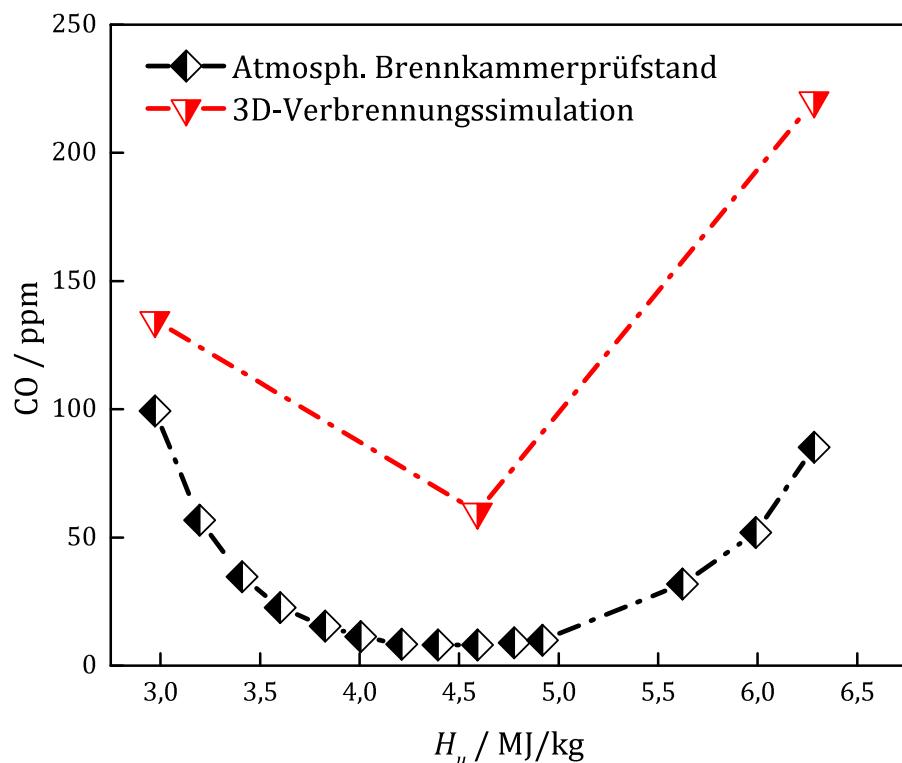


Abbildung A.5: Vergleich der CO-Emissionen von Experiment und numerischer Simulation in Abhängigkeit des Heizwerts.

Literaturverzeichnis

- [1] ACARE - Advisory Council for Aeronautic Research in Europe. *Strategic Research Agenda – 1st Release*. www.acare4europe.org. 2002.
- [2] M. Aigner, A. Mayer, P. Schiessel und W. Strittmatter. “Second Generation Low-Emission Combustors for ABB Gas Turbines: Tests Under Full Engine Conditions”. In: *ASME Paper No. 90-GT-308* (1990).
- [3] M. Aigner und G. Müller. “Second Generation Low-Emission Combustors for ABB Gas Turbines: Field Measurements With GT11N-EV”. In: *ASME Paper No. 92-GT-322* (1992).
- [4] M. Aigner. *Professor und Institutsleiter des DLR-Instituts für Verbrennungstechnik, Deutschland*. Einführung in die Verbrennung. 2018.
- [5] J. Armstrong, D. Hamrin und S. Lampe. “Application of Thermal Oxidation to a Recuperated Gas Turbine: The Path to PPB NOx Emissions”. In: *ASME Pap. No. GT2013-94688*. 2013.
- [6] ASTM D3576-04. “Standard test method for cell size of rigid cellular plastics”. In: *Annual book of ASTM standards 8* (2004).
- [7] A. H. Ayed, K. Kusterer, H.-W. Funke u. a. “Experimental and numerical investigations of the dry-low-NOx hydrogen micromix combustion chamber of an industrial gas turbine”. In: *Propulsion and Power Research* 4.3 (2015), S. 123–131.
- [8] B. Ayoola, R. Balachandran, J. Frank, E. Mastorakos und C. Kaminski. “Spatially resolved heat release rate measurements in turbulent premixed flames”. In: *Combustion and Flame* 144.1 (2006), S. 1–16. DOI: [10.1016/j.combustflame.2005.06.005](https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2005.06.005).
- [9] M. A. Azizi und J. Brouwer. “Progress in solid oxide fuel cell-gas turbine hybrid power systems: System design and analysis, transient operation, controls and optimization”. In: *Applied Energy* 215 (2018), S. 237–289. DOI: [10.1016/j.apenergy.2018.01.098](https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2018.01.098).
- [10] V. Babkin, A. Korzhavin und V. Bunev. “Propagation of premixed gaseous explosion flames in porous media”. In: *Combustion and Flame* 87.2 (1991), S. 182–190.
- [11] T. Badenhop und M. Schellen. “Brennstoffzellen in der Hausenergieversorgung”. In: *Wasserstoff und Brennstoffzelle*. Springer, 2017, S. 137–155.

- [12] A. J. Barra und J. L. Ellzey. “Heat recirculation and heat transfer in porous burners”. In: *Combustion and Flame* 137.1 (2004), S. 230–241.
- [13] D. Baulch, C. Cobos, R. Cox u. a. “Evaluated Kinetic Data for Combustion Modelling Supplement I”. In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 23.6 (1994), S. 847–1033. DOI: [10.1063/1.555953](https://doi.org/10.1063/1.555953).
- [14] R. Belitz, M. Jahn, S. Koszyk u. a. *Einsatz von beschichteter, offenzelliger SSiC-Schaumkeramik zur katalytischen Nachbehandlung von SOFC-Abgasen*. Dez. 2010.
- [15] A. Ben-Yakar und R. K. Hanson. “Cavity flame-holders for ignition and flame stabilization in scramjets: an overview”. In: *Journal of Propulsion and Power* 17.4 (2001), S. 869–877.
- [16] A. Ben-Yakar und R. K. Hanson. “Cavity flameholders for ignition and flame stabilization in scramjets: review and experimental study”. In: *AIAA paper* 3122 (1998), S. 1998.
- [17] R. Bird, W. Stewart und Lightfoot. *Transport phenomena*, John Wiley and Sons, Inc., New York. 1960.
- [18] U. Birnbaum, R. Bongartz, J. Linssen, P. Markewitz und S. Vögele. “Energie-technologien 2050 - Schwerpunkte für Forschung und Entwicklung - Fossil basierte Kraftwerkstechnologien, Wärmetransport, Brennstoffzellen”. In: *Institut für Energieforschung, Jülich, Germany, STE Research Report* 01 (2010).
- [19] U. Birnbaum, R. Bongartz und P. Klever. “Mikro-Kraftwärmekopplungsanlagen (Mikro-KWK)”. In: *Energietechnologien der Zukunft: Erzeugung, Speicherung, Effizienz und Netze*. Hrsg. von M. Wietschel, S. Ullrich, P. Markewitz, F. Schulte und F. Genoese. Wiesbaden: Springer Fachmedien Wiesbaden, 2015, S. 347–368. DOI: [10.1007/978-3-658-07129-5_16](https://doi.org/10.1007/978-3-658-07129-5_16).
- [20] T. Blacha. “Effiziente Rußmodellierung in laminaren und turbulenten Flammen unterschiedlicher Brennstoffe”. Diss. Universität Stuttgart, Institut für Verbrennungstechnik, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt, 2012.
- [21] R. Borghi und P. Moreau. “Turbulent combustion in a premixed flow”. In: *Acta Astronautica* 4.3 (1977), S. 321–341. DOI: [10.1016/0094-5765\(77\)90054-6](https://doi.org/10.1016/0094-5765(77)90054-6).
- [22] P. Bouma und L. De Goey. “Premixed combustion on ceramic foam burners”. In: *Combustion and Flame* 119.1 (1999), S. 133–143.
- [23] M. Brower, E. L. Petersen, W. Metcalfe u. a. “Ignition Delay Time and Laminar Flame Speed Calculations for Natural Gas/Hydrogen Blends at Elevated Pressures”. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 135.2 (Jan. 2013). DOI: [10.1115/1.4007763](https://doi.org/10.1115/1.4007763).
- [24] G. H. Brundtland, M. Khalid, S. Agnelli u. a. *Our common future*, New York. 1987.

- [25] S. Bücheler und A. Huber. "Method for Operating a Combustion System and Combustion System". Patent WO 2014/086731 A1. 2014.
- [26] S. Bücheler, A. Huber und M. Aigner. "Development of a Jet-stabilized Combustion System for the Use of Low-caloric SOFC Off-gas". In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2017: Turbomachinery Technical Conference and Exposition, June 26-30, 2017, Charlotte, NC, USA*. GT2017-64447. 2017.
- [27] Bundesministerium für Umwelt Naturschutz und Reaktorsicherheit. *Erste Allgemeine Verwaltungsvorschrift zum Bundes-Immissionsschutzgesetz (Technische Anleitung zur Reinhaltung der Luft – TA Luft)*. Bundesministerium für Umwelt, Naturschutz und Reaktorsicherheit, 2002, S. 239.
- [28] Bundesministerium für Umwelt Naturschutz und Reaktorsicherheit. *TA Luft - Begründung*. Bundesministerium für Umwelt, Naturschutz und Reaktorsicherheit, 2001.
- [29] M. P. Burke, M. Chaos, F. L. Dryer und Y. Ju. "Negative pressure dependence of mass burning rates of H₂/CO/O₂/diluent flames at low flame temperatures". In: *Combustion and Flame* 157.4 (2010), S. 618–631. DOI: 10.1016/j.combustflame.2009.08.009.
- [30] M. P. Burke, M. Chaos, Y. Ju, F. L. Dryer und S. J. Klippenstein. "Comprehensive H₂/O₂ kinetic model for high-pressure combustion". In: *International Journal of Chemical Kinetics* 44.7 (2012), S. 444–474. DOI: 10.1002/kin.20603.
- [31] S. Burke und T. Schumann. "Diffusion flames". In: *Industrial & Engineering Chemistry* 20.10 (1928), S. 998–1004.
- [32] S. Burmberger und T. Sattelmayer. "Optimization of the Aerodynamic Flame Stabilization for Fuel Flexible Gas Turbine Premix Burners". In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 133.10 (2011), S. 101501.
- [33] D. L. Burrus, A. W. Johnson und H. C. Mongia. "Apparatus and method for rich-quench-lean (RQL) concept in a gas turbine engine combustor having trapped vortex cavity". Patent US 6 286 298 B1. 2001.
- [34] A. Buschmann, F. Dinkelacker, T. Schäfer, M. Schäfer und J. Wolfrum. "Measurement of the instantaneous detailed flame structure in turbulent premixed combustion". In: *Symposium (International) on Combustion* 26.1 (1996), S. 437–445. DOI: 10.1016/S0082-0784(96)80246-3.
- [35] M. Casey und T. Wintergerste. "Best Practice Guidelines, European Research Community On Flow, Turbulence and Combustion, Special Interest Group on Quality and Trust in Industrial CFD". In: *Fluid Dynamics Laboratory Sulzer Innotec, Version 1.01.2000* (2000).

- [36] A. Cavaliere und M. de Joannon. “Mild Combustion”. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 30.4 (2004), S. 329–366. DOI: [10.1016/j.pecs.2004.02.003](https://doi.org/10.1016/j.pecs.2004.02.003).
- [37] I. Celik, U. Ghia und P. Roache. “Procedure of Estimation and Reporting of Uncertainty Due to Discretization in CFD Application”. In: *Journal of Fluids Engineering* 130, No. 7 (2008), S. 078001-1 –078001-1. DOI: [10.1115/1.4004762](https://doi.org/10.1115/1.4004762).
- [38] M. Champion. “Premixed Turbulent Combustion Controlled by Complex Chemical Kinetics”. In: *Combustion Science and Technology* 24.1-2 (1980), S. 23–34. DOI: [10.1080/00102208008952421](https://doi.org/10.1080/00102208008952421).
- [39] Y.-C. Chen, N. Peters, G. Schneemann u. a. “The detailed flame structure of highly stretched turbulent premixed methane-air flames”. In: *Combustion and Flame* 107.3 (1996), S. 223–244. DOI: [10.1016/S0010-2180\(96\)00070-3](https://doi.org/10.1016/S0010-2180(96)00070-3).
- [40] T. P. Clark und D. A. Bittker. *A study of the radiation from laminar and turbulent open propane-air flames as a function of flame area, equivalence ratio, and fuel flow rate*. Techn. Ber. NACA RM E54F29. National Advisory Committee for Aeronautics, Lewis Flight Propulsion Laboratory Cleveland, 1954.
- [41] G. Dahl und F. Suttrop. “Engine control and low-NOx combustion for hydrogen fuelled aircraft gas turbines”. In: *International Journal of Hydrogen Energy* 23.8 (1998), S. 695–704. DOI: [10.1016/S0360-3199\(97\)00115-8](https://doi.org/10.1016/S0360-3199(97)00115-8).
- [42] D. S. Dandy und S. R. Vosen. “Numerical and Experimental Studies of Hydroxyl Radical Chemiluminescence in Methane-Air Flames”. In: *Combust. Sci. Technol.* 82.1-6 (1992), S. 131–150. DOI: [10.1080/00102209208951816](https://doi.org/10.1080/00102209208951816).
- [43] S. G. Davis, A. V. Joshi, H. Wang und F. Egolfopoulos. “An optimized kinetic model of H₂/CO combustion”. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 30.1 (2005), S. 1283–1292. DOI: [10.1016/j.proci.2004.08.252](https://doi.org/10.1016/j.proci.2004.08.252).
- [44] M. Di Domenico. “Numerical Simulations of Soot Formation in Turbulent Flows”. PhD thesis. Institute of Combustion Technology of Aerospace Engineering, University of Stuttgart., 2008.
- [45] R.-U. Dietrich. “Aufbau und Erprobung eines propanbetriebenen SOFC-Systems”. Diss. Zugl.: Clausthal, Techn. Univ., 2013.
- [46] S. Diezinger. “Mehrstofffähige Brenner auf Basis der Poren'brennertechnik für den Einsatz in Brennstoffzellensystemen”. Diss. 2006.
- [47] S. Diezinger, P. Talukdar, F. Von Issendorff und D. Trimis. “Verbrennung von niederkalorischen Gasen in Poren'brennern”. In: *Gas, Wärme international* 54.3 (2005), S. 187–192.
- [48] P. E. Dimotakis und P. L. Miller. “Some consequences of the boundedness of scalar fluctuations”. In: *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics* 2.11 (1990), S. 1919–1920. DOI: [10.1063/1.857666](https://doi.org/10.1063/1.857666).

- [49] N. Djordjevic. "Flammenstabilisierung durch Verbrennung in festen Schwämmen". Diss. Karlsruher Inst. für Technologie, 2011.
- [50] N. Djordjevic, P. Habisreuther und N. Zarzalis. "Porous Burner for Application in Stationary Gas Turbines: An Experimental Investigation of the Flame Stability, Emissions and Temperature Boundary Condition". In: *Flow, Turbulence and Combustion* 89.2 (Sep. 2012), S. 261–274. DOI: 10.1007/s10494-011-9381-9.
- [51] K. Döbbeling, J. Hellat und H. Koch. "25 Years of BBC/ABB/Alstom Lean Premix Combustion Technologies". In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 129.1 (Sep. 2005), S. 2–12. DOI: 10.1115/1.2181183.
- [52] N. Donohoe, A. Heufer, W. K. Metcalfe u. a. "Ignition delay times, laminar flame speeds, and mechanism validation for natural gas/hydrogen blends at elevated pressures". In: *Combustion and Flame* 161.6 (2014), S. 1432–1443.
- [53] D. Dunn-Rankin. *Lean combustion: technology and control*. Academic Press, 2011.
- [54] F. Durst, A. Kesting, S. Mößbauer u. a. "Der Porenspinner: Konzept, Technik und Anwendungsgebiete". In: *Gas, Wärme international* 46.6 (1997), S. 300–307.
- [55] C. Duwig, D. Stankovic, L. Fuchs, G. Li. und E. Gutmark. "Experimental and Numerical Study of Flameless Combustion in a Model Gas Turbine Combustor". In: *Combust. Sci. Technol.* 180.2 (Dez. 2007), S. 279–295.
- [56] R. G. Edmonds, R. C. Steele, J. T. Williams u. a. "Ultra-Low NO_x Advanced Vortex Combustor". In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: Power for Land, Sea, and Air*. 2006. DOI: 10.1115/GT2006-90319.
- [57] C. Eichler und T. Sattelmayer. "Experiments on Flame Flashback in a Quasi-2D Turbulent Wall Boundary Layer for Premixed Methane-Hydrogen-Air Mixtures". In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 133.1 (Sep. 2010). DOI: 10.1115/1.4001985.
- [58] C. Eichler und T. Sattelmayer. "Premixed flame flashback in wall boundary layers studied by long-distance micro-PIV". In: *Experiments in Fluids* 52.2 (Feb. 2012), S. 347–360. DOI: 10.1007/s00348-011-1226-8.
- [59] A. Favre. "Equations des gaz turbulents compressibles". In: *Journal de mecanique* 4 (1965), S. 361–390.
- [60] C. Fenimore. "Studies of fuel-nitrogen species in rich flame gases". In: *Symposium (International) on Combustion* 17.1 (1979), S. 661–670. DOI: 10.1016/S0082-0784(79)80065-X.
- [61] A. Fick. "V. On liquid diffusion". In: *Philosophical Magazine Series 4* 10.63 (1855), S. 30–39.

- [62] A. Fiolitakis. "Numerische Berechnung von Stickoxiden in turbulenten Flammen mit Transportgleichungs-PDF-Verfahren". Diss. Universität Stuttgart, Institut für Verbrennungstechnik, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt, 2013.
- [63] M. Flamme. "Low NO_x Combustion Technologies for High Temperature Applications". In: *Energy Convers. Manag.* 42.15-17 (Okt. 2001), S. 1919–1935. DOI: 10.1016/S0196-8904(01)00051-6.
- [64] M. Flamme. "New combustion systems for gas turbines (NGT)". In: *Applied Thermal Engineering* 24.11–12 (2004). Industrial Gas Turbine Technologies, S. 1551–1559. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2003.10.024.
- [65] C. Foley, I. Chterev, B. Noble, J. Seitzman und T. Lieuwen. "Shear layer flame stabilization sensitivities in a swirling flow". In: *International Journal of Spray and Combustion Dynamics* 9.1 (2017), S. 3–18. DOI: 10.1177/1756827716653426.
- [66] J. B. J. Fourier. *Theorie analytique de la chaleur, par M. Fourier*. Chez Firmin Didot, père et fils, 1822.
- [67] M. J. Foust, D. Thomsen, R. Stickles, C. Cooper und W. Dodds. "Development of the GE aviation low emissions TAPS combustor for next generation aircraft engines". In: *AIAA Paper* 936 (2012), S. 2012.
- [68] B. Franzelli, E. Riber, L. Y. Gicquel und T. Poinsot. "Large Eddy Simulation of combustion instabilities in a lean partially premixed swirled flame". In: *Combustion and Flame* 159.2 (2012), S. 621–637. DOI: 10.1016/j.combustflame.2011.08.004.
- [69] J. Frauhammer, G. Eigenberger, L. Von Hippel und D. Arntz. "Ein neuartiges Reaktorkonzept für endotherme Hochtemperaturreaktionen". In: *Chemie Ingenieur Technik* 70.11 (1998), S. 1393–1397. DOI: 10.1002/cite.330701107.
- [70] I. Frenzel, A. Loukou, B. Lohöfener und D. Trimis. "An innovative burner for the conversion of anode off-gases from high temperature fuel cell systems". In: *Proceedings of the 10th European SOFC Forum, Lucerne, Switzerland, 26.-29.06.2012*. 2012.
- [71] I. Frenzel, A. Loukou und D. Trimis. "An Innovative Burner Concept for the Conversion of Anode Off-gases from High Temperature Fuel Cell Systems". In: *11th Conference on Energy for a Clean Environment*. 2011.
- [72] I. Frenzel, A. Loukou, D. Trimis u. a. "Development of an SOFC based Micro-CHP System in the Framework of the European Project FC-DISTRICT". In: *Energy Procedia* 28 (2012). Fuel Cells 2012 Science & Technology – A Grove Fuel Cell Event, S. 170–181. DOI: 10.1016/j.egypro.2012.08.051.

- [73] J. Fritz, M. Kröner und T. Sattelmayer. “Flashback in a Swirl Burner With Cylindrical Premixing Zone”. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2001, June 4-7, 2001, New Orleans, Louisiana, Paper No. 2001-GT-0054* (2001). DOI: 10.1115/2001-GT-0054.
- [74] H. H.-W. Funke, S. Boerner, W. Krebs und E. Wolf. *Experimental Characterization of Low NO_x Micromix Prototype Combustors for Industrial Gas Turbine Applications*. 2011. DOI: 10.1115/GT2011-45305.
- [75] P. Gerlinger. *Numerische Verbrennungssimulation: Effiziente numerische Simulation turbulenter Verbrennung*. Springer-Verlag, 2005.
- [76] C. F. Gethmann. “Energie-, umwelt-und technologiepolitische Aspekte einer effizienten Hausenergieversorgung”. In: *Brennstoffzellen und Virtuelle Kraftwerke, Springer Berlin Heidelberg* (2009).
- [77] F. Ghirelli und B. Leckner. “Transport equation for the local residence time of a fluid”. In: *Chemical Engineering Science* 59.3 (2004), S. 513–523. DOI: 10.1016/j.ces.2003.10.013.
- [78] S. S. Girimaji. “Assumed β -pdf Model for Turbulent Mixing: Validation and Extension to Multiple Scalar Mixing”. In: *Combustion Science and Technology* 78.4-6 (1991), S. 177–196. DOI: 10.1080/00102209108951748.
- [79] K. Gkagkas und R. Lindstedt. “Transported PDF modelling with detailed chemistry of pre- and auto-ignition in CH₄/air mixtures”. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 31.1 (2007), S. 1559–1566. DOI: 10.1016/j.proci.2006.08.078.
- [80] I. Glassman, R. A. Yetter und N. G. Glumac. *Combustion*. Academic press, 2014.
- [81] J. M. Goodings und A. N. Hayhurst. “Heat release and radical recombination in premixed fuel-lean flames of H₂+O₂+N₂. Rate constants for H+OH+M→H₂O+M and HO₂+OH→H₂O+O₂”. In: *Journal of the Chemical Society, Faraday Transactions 2: Molecular and Chemical Physics* 84.6 (1988), S. 745–762.
- [82] D. G. Goodwin, H. K. Moffat und R. L. Speth. *Cantera: An Object-oriented Software Toolkit for Chemical Kinetics, Thermodynamics, and Transport Processes*. <http://www.cantera.org>. Version 2.3.0. 2017. DOI: 10.5281/zenodo.170284.
- [83] A. Gritsch, G. Kolios und G. Eigenberger. “Reaktorkonzepte zur autothermen Führung endothermer Hochtemperaturreaktionen”. In: *Chemie Ingenieur Technik* 76.6 (2004), S. 722–725. DOI: 10.1002/cite.200403369.
- [84] A. Gruber, J. H. Chen, D. Valiev und C. K. Law. “Direct numerical simulation of premixed flame boundary layer flashback in turbulent channel flow”. In: *Journal of Fluid Mechanics* 709 (2012), S. 516–542. DOI: 10.1017/jfm.2012.345.

- [85] F. Guethe, D. Guyot, G. Singla, N. Noiray und B. Schuermans. “Chemiluminescence as diagnostic tool in the development of gas turbines”. In: *Applied Physics B* 107.3 (Juni 2012), S. 619–636. DOI: 10.1007/s00340-012-4984-y.
- [86] A. K. Gupta. “Developments in High Temperature Air Combustion (Flameless Oxidation) and Fuel Reforming”. In: *AIAA Journal* 44 (2006).
- [87] A. K. Gupta. “Thermal Characteristics of Gaseous Fuel Flames Using High Temperature Air”. In: *J. Eng. Gas Turbines Power* 126.19 (2004), S. 9–19. DOI: 10.1115/1.1610009.
- [88] L. C. Haber, U. Vandsburger, W. R. Saunders und V. K. Khanna. *An Examination of the Relationship Between Chemiluminescent Light Emissions and Heat Release Rate Under Non-Adiabatic Conditions*. 2000. DOI: 10.1115/2000-GT-0121.
- [89] O. Haidn, A. Gernoth, I. Palkina und J. Riccius. In: Joint Propulsion Conferences. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Juli 2007. Kap. CFD Analysis of a Model Combustor Ignition and Comparison with Experimental Results. DOI: 10.2514/6.2007-5441.
- [90] M. Halinen, O. Thomann und J. Kiviaho. “Experimental study of SOFC system heat-up without safety gases”. In: *International Journal of Hydrogen Energy* 39.1 (2014), S. 552–561. DOI: 10.1016/j.ijhydene.2013.10.043.
- [91] J. M. Hall und E. L. Petersen. “An optimized kinetics model for OH chemiluminescence at high temperatures and atmospheric pressures”. In: *International Journal of Chemical Kinetics* 38.12 (2006), S. 714–724. DOI: 10.1002/kin.20196.
- [92] Z. Al-Hamamre, S. Diezinger, P. Talukdar, F. Von Issendorff und D. Trimis. “Combustion of low calorific gases from landfills and waste pyrolysis using porous medium burner technology”. In: *Process Safety and Environmental Protection* 84.4 (2006), S. 297–308.
- [93] Z. Al-Hamamre, S. Voss und D. Trimis. “Detailed experimental and numerical investigation of the partial oxidation of methane in a porous reactor”. In: *Proceedings of the European Combustion Meeting*. 2007.
- [94] Y. Hardalupas und M. Orain. “Local measurements of the time-dependent heat release rate and equivalence ratio using chemiluminescent emission from a flame”. In: *Combustion and Flame* 139.3 (2004), S. 188–207. DOI: 10.1016/j.combustflame.2004.08.003.
- [95] Haynes International. *Haynes® 230® alloy, Physical Properties*. Datenblatt heruntergeladen 2018-01-03 von <http://haynesintl.com/>. 2018.
- [96] M. Henke, C. Willich, M. Steilen, J. Kallo und K. A. Friedrich. “Solid Oxide Fuel Cell – Gas Turbine Hybrid Power Plant”. In: *ECS Transactions* 57.1 (2013), S. 67.

- [97] F. Hermann, J. Palsson und F. Mauss. "Combustor Design Analysis for SOFC Off-gases". In: *5th Solid Oxide Fuel Cell Forum*. 2002.
- [98] J. Herzler und C. Naumann. "Shock-tube study of the ignition of methane/ ethane/ hydrogen mixtures with hydrogen contents from 0% to 100% at different pressures". In: *Proceedings of the Combustion Institute* 32.1 (2009), S. 213–220. DOI: 10.1016/j.proci.2008.07.034.
- [99] J. Herzler und C. Naumann. "Shock Tube Study of the Ignition of Lean CO/H₂ Fuel Blends at Intermediate Temperatures and High Pressure". In: *Combustion Science and Technology* 180.10-11 (2008), S. 2015–2028.
- [100] J. Herzler, C. Naumann und P. Griebel. "Ignition delay time measurements for the validation of reaction mechanism for fuels from gasification processes". In: *5th European Combustion Meeting*. Paper 336. 2011.
- [101] C. Hirsch. *Numerical Computation of Internal and External Flows, Vol.1 and 2*. 1990.
- [102] V. Hoferichter und T. Sattelmayer. *Boundary Layer Flashback in Premixed Hydrogen-Air Flames With Acoustic Excitation*. 2017. DOI: 10.1115/GT2017-63080.
- [103] M. Hohloch, A. Widenhorn, D. Lebküchner, T. Panne und M. Aigner. "Micro Gas Turbine Test Rig for Hybrid Power Plant Application". In: *Proc. of ASME Turbo Expo 2008*. Bd. 2. 2008, S. 499–506.
- [104] Z. Hong, D. Davidson, E. Barbour und R. Hanson. "A new shock tube study of the H+O₂→OH+O reaction rate using tunable diode laser absorption of H₂O near 2.5μm". In: *Proceedings of the Combustion Institute* 33.1 (2011), S. 309–316. DOI: 10.1016/j.proci.2010.05.101.
- [105] Z. Hong, D. F. Davidson und R. K. Hanson. "An improved H₂/O₂ mechanism based on recent shock tube/laser absorption measurements". In: *Combustion and Flame* 158.4 (2011). Special Issue on Kinetics, S. 633–644. DOI: 10.1016/j.combustflame.2010.10.002.
- [106] Z. Hong, S. S. Vasu, D. F. Davidson und R. K. Hanson. "Experimental Study of the Rate of OH+HO₂→H₂O+O₂ at High Temperatures Using the Reverse Reaction". In: *The Journal of Physical Chemistry A* 114.17 (2010), S. 5520–5525. DOI: 10.1021/jp100739t.
- [107] D. Hotza und J. D. da Costa. "Fuel cells development and hydrogen production from renewable resources in Brazil". In: *International Journal of Hydrogen Energy* 33.19 (2008), S. 4915–4935.
- [108] J. Howell, M. Hall und J. Ellzey. "Combustion of hydrocarbon fuels within porous inert media". In: *Progress in Energy and Combustion Science* 22.2 (1996), S. 121–145.

- [109] Y. Huang und V. Yang. "Dynamics and Stability of Lean-premixed Swirl-stabilized Combustion". In: *Progress in Energy and Combustion Science* 35.4 (2009), S. 293–364.
- [110] K. J. Hughes, T. Turányi, A. R. Clague und M. J. Pilling. "Development and testing of a comprehensive chemical mechanism for the oxidation of methane". In: *International Journal of Chemical Kinetics* 33.9 (2001), S. 513–538. DOI: 10.1002/kin.1048.
- [111] C. J. Jachimowski. *Analytical study of the hydrogen-air reaction mechanism with application to scramjet combustion*. Techn. Ber. 1988.
- [112] F. Joensen und J. R. Rostrup-Nielsen. "Conversion of hydrocarbons and alcohols for fuel cells". In: *Journal of power sources* 105.2 (2002), S. 195–201.
- [113] M. S. R. R. John. "Effect of Turbulence on Radiation Intensity From Propane-Air Flames". In: *Journal of Jet Propulsion* 27.2 (Feb. 1957), S. 169–175. DOI: 10.2514/8.12613.
- [114] H. S. Johnston. "Atmospheric ozone". In: *Annual review of physical chemistry* 43.1 (1992), S. 1–31.
- [115] W. Jones und B. Launder. "The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence". In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 15.2 (1972), S. 301–314. DOI: 10.1016/0017-9310(72)90076-2.
- [116] F. Joos. *Technische Verbrennung - Verbrennungstechnik, Verbrennungsmodellierung, Emissionen*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006.
- [117] W. Jost. *Explosions-und Verbrennungsvorgänge in Gasen*. Springer-Verlag, 2013.
- [118] T. Kathrotia. "Reaction Kinetics Modeling of OH*, CH*, and C₂* Chemiluminescence". Diss. Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2011.
- [119] J. O. Keller, L. Vaneveld, D. Korschelt u. a. "Mechanism of Instabilities in Turbulent Combustion Leading to Flashback". In: *AIAA Journal* 20.2 (Feb. 1982), S. 254–262. DOI: 10.2514/3.51073.
- [120] J. J. Keller, W. Egli und R. Althaus. "Vortex breakdown as a fundamental element of vortex dynamics". In: *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik ZAMP* 39.3 (Mai 1988), S. 404–440. DOI: 10.1007/BF00945061.
- [121] A. Kéromnès, W. K. Metcalfe, K. A. Heufer u. a. "An experimental and detailed chemical kinetic modeling study of hydrogen and syngas mixture oxidation at elevated pressures". In: *Combustion and Flame* 160.6 (2013), S. 995–1011. DOI: 10.1016/j.combustflame.2013.01.001.

- [122] F. Kiesewetter, M. Konle und T. Sattelmayer. “Analysis of combustion induced vortex breakdown driven flame flashback in a premix burner with cylindrical mixing zone”. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 129.4 (2007), S. 929–936.
- [123] Y. Kobayashi, Y. Ando, M. Nishiura u. a. “Recent progress of SOFC combined cycle system with segmented-in-series tubular type cell stack at MHI”. In: *ECS Transactions* 57.1 (2013), S. 53–60.
- [124] Y. Kobayashi, K. Tomida, M. Nishiura u. a. “Development of next-generation large-scale SOFC toward realization of a hydrogen society”. In: *Mitsubishi Heavy Industries Technical Review* 52.2 (2015), S. 111.
- [125] M. Konle und T. Sattelmayer. “Interaction of heat release and vortex breakdown during flame flashback driven by combustion induced vortex breakdown”. In: *Experiments in fluids* 47.4-5 (2009), S. 627.
- [126] A. A. Konnov. “Remaining uncertainties in the kinetic mechanism of hydrogen combustion”. In: *Combustion and Flame* 152.4 (2008), S. 507–528. DOI: 10.1016/j.combustflame.2007.10.024.
- [127] F. Kroll. “Simulation und Regelung eines Brennstoffzelle-Gasturbine-Hybridkraftwerks”. Diss. Universität Stuttgart, 2012.
- [128] J. T. Kroll, W. A. Sowa, G. S. Samuels und J. D. Holdeman. “Optimization of Orifice Geometry for Crossflow Mixing in a Cylindrical Duct”. In: *Journal of Propulsion and Power* 16.6 (Nov. 2000), S. 929–938. DOI: 10.2514/2.5669.
- [129] M. Kröner, T. Sattelmayer, J. Fritz, F. Kiesewetter und C. Hirsch. “Flame Propagation in Swirling Flows-Effect of Local Extinction on the Combustion Induced Vortex Breakdown”. In: *Combust. Sci. Technol.* 179 (2007), S. 1385–1416. DOI: 10.1080/00102200601149902.
- [130] T. Krummrein. *Research engineer at DLR e.V., Institute of Combustion Technology, Germany.* private communication. 2016.
- [131] K. K. Kuo. *Principles of Combustion*. John Wiley & Sons, New York, 1986.
- [132] P. Kurzweil. “Festoxid-Brennstoffzelle (SOFC)”. In: *Brennstoffzellentechnik: Grundlagen, Materialien, Anwendungen, Gaserzeugung*. Wiesbaden: Springer Fachmedien Wiesbaden, 2016, S. 195–214. DOI: 10.1007/978-3-658-14935-2_8.
- [133] O. Lammel, M. Stöhr, P. Kutne u. a. “Experimental Analysis of Confined Jet Flames by Laser Measurement Techniques”. In: *Proceedings of ASME Turboe Expo 2011*. Bd. 134. GT2011-45111. 2011, S. 1–11. DOI: 10.1115/GT2015-42642.
- [134] C. J. Lapeyre, M. Mazur, P. Scouflaire u. a. “Acoustically Induced Flashback in a Staged Swirl-Stabilized Combustor”. In: *Flow, Turbulence and Combustion* 98.1 (Jan. 2017), S. 265–282. DOI: 10.1007/s10494-016-9745-2.

- [135] J. Larminie, A. Dicks und M. S. McDonald. *Fuel cell systems explained*. Bd. 2. J. Wiley Chichester, UK, 2003.
- [136] M. R. W. Lauer. "Determination of the heat release distribution in turbulent flames by chemiluminescence imaging". Diss. Technische Universität München, Fakultät für Maschinenwesen, 2011.
- [137] M. Lauer und T. Sattelmayer. "On the Adequacy of Chemiluminescence as a Measure for Heat Release in Turbulent Flames With Mixture Gradients". In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 132.6 (März 2010). DOI: [10.1115/1.4000126](https://doi.org/10.1115/1.4000126).
- [138] M. Lauer, M. Zellhuber, T. Sattelmayer und C. J. Aul. "Determination of the Heat Release Distribution in Turbulent Flames by a Model Based Correction of OH* Chemiluminescence". In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 133.12 (Sep. 2011). DOI: [10.1115/1.4004124](https://doi.org/10.1115/1.4004124).
- [139] C. K. Law. *Combustion Physics*. Cambridge University Press, 2010.
- [140] A. H. Lefebvre. "The Role of Fuel Preparation in Low-Emission Combustion". In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 117.4 (Okt. 1995), S. 617–654. DOI: [10.1115/1.2815449](https://doi.org/10.1115/1.2815449).
- [141] A. H. Lefebvre und D. R. Ballal. *Gas Turbine Combustion. Alternative Fuels and Emissions*. Taylor & Francis, 2010.
- [142] F. Leucht. "Der Festoxidbrennstoffzellengenerator im Hybridkraftwerk-Untersuchung von Betriebsweisen und ihrer Wirtschaftlichkeit". Diss. Universität Stuttgart, 2012.
- [143] J. Li, Z. Zhao, A. Kazakov u.a. "A comprehensive kinetic mechanism for CO, CH₂O, and CH₃OH combustion". In: *Int. J. Chem. Kinet.* 39.3 (2007), S. 109–136. DOI: [10.1002/kin.20218](https://doi.org/10.1002/kin.20218).
- [144] P. A. Libby und F. A. Williams. "Turbulent reacting flows". In: *Topics in Applied Physics* 44 (1980).
- [145] T. Lieuwen. Kommentar zur Magervormischverbrennung bei einer Tutorial Session auf der ASME Turbo Expo 2017, Charlotte, NC, USA. 2017.
- [146] T. C. Lieuwen. *Unsteady combustor physics*. Cambridge University Press, 2012.
- [147] T. Lieuwen, V. McDonell, D. Santavicca und T. Sattelmayer. "Burner Development and Operability Issues Associated with Steady Flowing Syngas Fired Combustors". In: *Combustion Science and Technology* 180.6 (2008), S. 1169–1192. DOI: [10.1080/00102200801963375](https://doi.org/10.1080/00102200801963375).
- [148] S. Lipp. "Numerische Simulation turbulenter reaktiver Strömungen mit einem hybriden CFD/transported PDF Modell". Diss. Karlsruher Institut für Technologie, Fakultät für Maschinenbau, Institut für Technische Thermodynamik, 2011.

- [149] D. Liscinsky, B. Tue und J. Holdeman. "Effects of inlet flow conditions on crossflow jet mixing". In: *32nd Joint Propulsion Conference and Exhibit, Lake Buena Vista, FL* (1996). DOI: 10.2514/6.1996-2881.
- [150] F. Lockwood und A. Naguib. "The prediction of the fluctuations in the properties of free, round-jet, turbulent, diffusion flames". In: *Combustion and Flame* 24 (1975), S. 109–124. DOI: 10.1016/0010-2180(75)90133-9.
- [151] A. Loukou, S. Voss, M. Mendes, A. Raimondi und D. Trimis. "Parametric experimental investigation of a small scale packed bed reactor for Thermal Partial Oxidation". In: *4th European Combustion Meeting*. Apr. 2009.
- [152] N. Lu, Q. Li, X. Sun und M. Khaleel. "The modeling of a standalone solid-oxide fuel cell auxiliary power unit". In: *Journal of Power Sources* 161.2 (2006), S. 938–948. DOI: 10.1016/j.jpowsour.2006.05.009.
- [153] O. Lucca-Negro und T. O'Doherty. "Vortex breakdown: a review". In: *Progress in Energy and Combustion Science* 27 (2001), S. 431–481.
- [154] R. Lückerath, W. Meier und M. Aigner. "FLOX® Combustion at High Pressure With Different Fuel Compositions". In: *J. Eng. Gas Turbines Power* 130.GT2007-27337 (Jan. 2008), S. 2–8. DOI: 10.1115/1.2749280.
- [155] P. Malte und D. Pratt. "Measurement of atomic oxygen and nitrogen oxides in jet-stirred combustion". In: *Symposium (International) on Combustion* 15.1 (1975), S. 1061–1070. DOI: 10.1016/S0082-0784(75)80371-7.
- [156] K. W. Mao und H. L. Toor. "A diffusion model for reactions with turbulent mixing". In: *AICHE Journal* 16.1 (1970), S. 49–52. DOI: 10.1002/aic.690160111.
- [157] C. Marek, T. Smith und K. Kundu. In: Joint Propulsion Conferences. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Juli 2005. Kap. Low Emission Hydrogen Combustors for Gas Turbines Using Lean Direct Injection. DOI: 10.2514/6.2005-3776.
- [158] N. Marinov, C. Westbrook und W. Pitz. "Detailed and Global Chemical Kinetics Model for Hydrogen". In: *Transport phenomena in combustion* (1996), S. 118.
- [159] F. Marschallek, J. Adler, R. Belitz u. a. "Mehrstofffähige Brenner für den Einsatz in Brennstoffzellensystemen". In: *Chemie Ingenieur Technik* 80.9 (2008), S. 1266–1266. DOI: 10.1002/cite.200750682.
- [160] F. Marschallek, J. Adler, D. Böttge u. a. "Verbrennung in porösem SiC: Beiträge zu Prozessabsicherung und Dauerstabilität". In: *Chemie Ingenieur Technik* 82.9 (2010), S. 1419–1419.
- [161] D. A. Masten, R. K. Hanson und C. T. Bowman. "Shock tube study of the reaction $H+O_2 \rightarrow OH+O$ using OH laser absorption". In: *Journal of physical chemistry* 94.18 (1990), S. 7119–7128.

- [162] J. Mathiak, A. Heinzel, J. Roes u. a. “Coupling of a 2.5 kW steam reformer with a 1 kW PEM fuel cell”. In: *Journal of Power Sources* 131.1 (2004), S. 112–119. DOI: [10.1016/j.jpowsour.2004.01.024](https://doi.org/10.1016/j.jpowsour.2004.01.024).
- [163] D. H. Meadows, D. H. Meadows, J. Randers und W. W. Behrens III. *The limits to growth: A report to the club of Rome*. 1972.
- [164] W. Meier, P. Weigand, X. Duan und R. Giezendanner-Thoben. “Detailed characterization of the dynamics of thermoacoustic pulsations in a lean premixed swirl flame”. In: *Combustion and Flame* 150.1-2 (2007), S. 2–26. DOI: [10.1016/j.combustflame.2007.04.002](https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2007.04.002).
- [165] F. R. Menter, M. Kuntz und R. Langtry. “Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model”. In: *Turbulence, Heat and Mass Transfer* 4 (2003).
- [166] F. Menter. “Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications”. In: *AIAA Journal* 32.8 (Aug. 1994), S. 1598–1605. DOI: [10.2514/3.12149](https://doi.org/10.2514/3.12149).
- [167] R. E. Mitchell. “Nitrogen oxide formation in laminar methane-air diffusion flames.” Diss. Massachusetts Institute of Technology, 1975.
- [168] K. Miyamoto, M. Mihara, H. Oozawa u. a. “Recent Progress of SOFC Combined Cycle System with Segmented-in-Series Tubular Type Cell Stack at MHPS”. In: *ECS Transactions* 68.1 (2015), S. 51–58.
- [169] H. Mongia und W. Dodds. “Low emissions propulsion engine combustor technology evolution past, present and future”. In: *24th Congress of International Council of the Aeronautical Sciences, Yokohama, Japan, Aug.* 2004.
- [170] H. Mongia. “TAPS: a fourth generation propulsion combustor technology for low emissions”. In: *AIAA International Air and Space Symposium and Exposition: The Next 100 Years*. 2003, S. 2657.
- [171] E. Moreira, M. Innocentini und J. Coury. “Permeability of ceramic foams to compressible and incompressible flow”. In: *Journal of the European Ceramic Society* 24.10 (2004), S. 3209–3218.
- [172] S. Mößbauer, O. Pickenacker, K. Pickenacker und D. Trimis. “Application of the porous burner technology in energy- and heat-engineering.” In: *Clean Air* 3.2 (2002), S. 185–198.
- [173] M. Mueller, T. Kim, R. Yetter und F. Dryer. “Flow reactor studies and kinetic modeling of the H₂/O₂ reaction”. In: *International Journal of Chemical Kinetics* 31.2 (1999), S. 113–125.
- [174] R. Munro. “Material properties of a sintered α -SiC”. In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 26.5 (1997), S. 1195–1203.

- [175] S. G. Nickolas, P. B. Tuet, J. G. McCarty u. a. “Validation of Next Generation Catalyst Design Incorporating Advanced Materials and Processing Technology”. In: *ASME Turbo Expo 2005: Power for Land, Sea, and Air*. American Society of Mechanical Engineers. 2005, S. 479–489.
- [176] S. G. Nickolas, S. R. Vilayanur, M. J. Spencer, A. Watts und A. Hamer. “Aerodynamic and Thermo-Chemical Assessment of a Post-Catalyst Burnout Zone Liner”. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2003: Power for Land, Sea, and Air, July 16-19, Atlanta, Georgia, US*. GT2003-38573. 2003, S. 16–19.
- [177] B. Noll. *Numerische Strömungsmechanik: Grundlagen*. Springer-Verlag, 2013.
- [178] V. Nori und J. Seitzman. In: Aerospace Sciences Meetings. 0. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Jan. 2007. Kap. Chemiluminescence Measurements and Modeling in Syngas, Methane and Jet-A Fueled Combustors. DOI: 10.2514/6.2007-466.
- [179] M. Ó Conaire, H. J. Curran, J. M. Simmie, W. J. Pitz und C. K. Westbrook. “A comprehensive modeling study of hydrogen oxidation”. In: *International Journal of Chemical Kinetics* 36.11 (2004), S. 603–622. doi: 10.1002/kin.20036.
- [180] OECD und IEA. *World Energy Outlook 2017*. International Energy Agency, 2017.
- [181] C. Olm, I. G. Zsély, T. Varga, H. J. Curran und T. Turányi. “Comparison of the performance of several recent syngas combustion mechanisms”. In: *Combustion and Flame* 162.5 (2015), S. 1793–1812. doi: 10.1016/j.combustflame.2014.12.001.
- [182] J. Palsson und A. Selimovic. *Design and Off-Design Predictions of a Combined SOFC and Gas Turbine System*. 2001. doi: 10.1115/2001-GT-0379.
- [183] T. Panne, A. Widenhorn, J. Boyde u. a. “Thermodynamic Process Analyses of SOFC/GT Hybrid Cycles”. In: *AIAA Journal 2007* (Juni 2007), S. 25–27.
- [184] R. Peters und J. Meißner. “Gasaufbereitung für Brennstoffzellen”. In: *Chemie Ingenieur Technik* 76.10 (2004), S. 1555–1558.
- [185] P. Pianko-Oprych und Z. Jaworski. “Numerical investigation of a novel burner to combust anode exhaust gases of SOFC stacks”. In: *Polish Journal of Chemical Technology* 19.3 (2017), S. 20–26.
- [186] R. M. Pierce, S. A. M. A., C. E. Smith und B. S. Hinton. *Advanced Combustion Systems for Stationary Gas Turbine Engines: Volume II. Bench Scale Evaluation*. Techn. Ber. United States Environmental Protection Agency, 1980.
- [187] A. Poenicke, S. Reuber, C. Dosch u. a. “Efficient Planar SOFC Technology for a Portable Power Generator”. In: *Advances in Solid Oxide Fuel Cells VIII: Ceramic Engineering and Science Proceedings, Volume 33* 4 (2012), S. 125.
- [188] S. B. Pope. “PDF Method for Turbulent Reactiv Flows”. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 11.2 (1985), S. 119–192.

- [189] S. Pope. “Turbulent Premixed Flames”. In: *Ann. Rev. Fluid Mech.* 19 (1987), S. 237–270.
- [190] S. Pope. “The statistical theory of turbulent flames”. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 291.1384 (1979), S. 529–568.
- [191] S. B. Pope. *Turbulent flows*. Cambridge university press, 2000.
- [192] T. Rampe. “Entwicklung eines Bioethanol-Dampfreformers zur Erzeugung von Wasserstoff für den Einsatz in einem PEM-Brennstoffzellen-BHKW”. Diss. Universität Duisburg-Essen, Fakultät für Ingenieurwissenschaften, 2004.
- [193] D. R. Reddy und C.-M. Lee. “An Overview of Low-Emission Combustion Research at NASA Glenn”. In: *ASME Turbo Expo 2016: Turbomachinery Technical Conference and Exposition*. American Society of Mechanical Engineers. 2016.
- [194] T. G. Reichel, S. Terhaar und C. O. Paschereit. In: Fluid Dynamics and Co-located Conferences. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Juni 2013. Kap. Flow field manipulation by axial air injection to achieve flashback resistance and its impact on mixing quality. DOI: 10.2514/6.2013-2603.
- [195] T. G. Reichel, S. Terhaar und O. Paschereit. “Increasing Flashback Resistance in Lean Premixed Swirl-Stabilized Hydrogen Combustion by Axial Air Injection”. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 137.7 (Juli 2015). DOI: 10.1115/1.4029119.
- [196] A. Reitzmann, F. C. Patcas und B. Kraushaar-Czarnetzki. “Keramische Schwämme - Anwendungspotenzial monolithischer Netzstrukturen als katalytische Packungen”. In: *Chemie Ingenieur Technik* 78.7 (2006), S. 885–898.
- [197] O. Reynolds. “On the Dynamical Theory of Incompressible Viscous Fluids and the Determination of the Criterion”. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. A* 186 (1895), S. 123–164.
- [198] J. Richardson, Y. Peng und D. Remue. “Properties of ceramic foam catalyst supports: pressure drop”. In: *Applied Catalysis A: General* 204.1 (2000), S. 19–32.
- [199] T. Rödiger, O. Lammel, M. Aigner, C. Beck und W. Krebs. “Part-load operation of a piloted FLOX® combustion system”. In: *J. Eng. Gas Turbines Power* 135 (2012), S. 1–9.
- [200] C. L. Rumsey und J. L. Thomas. *Application of FUN3D and CFL3D to the Third Workshop on CFD Uncertainty Analysis*. Techn. Ber. November. NASA, 2008.
- [201] S.-O. Ryu, S. M. Hwang und M. J. Rabinowitz. “Shock tube and modeling study of the H+O₂=OH+O reaction over a wide range of composition, pressure, and temperature”. In: *The Journal of Physical Chemistry* 99.38 (1995), S. 13984–13991.

- [202] R. Sadanandan, W. Meier und J. Heinze. "Experimental study of signal trapping of OH laser induced fluorescence and chemiluminescence in flames". In: *Applied Physics B* 106.3 (März 2012), S. 717–724. doi: 10.1007/s00340-011-4704-z.
- [203] S. Samuelsen. *Rich Burn, Quick-Mix, Lean Burn (RQL) Combustor*. 2018. URL: <https://netl.doe.gov/File%20Library/Research/Coal/energy%20systems/turbines/handbook/3-2-1-3.pdf>.
- [204] T. Sattelmayer, W. Polifke, D. Winkler und K. Döbbeling. "NOx-Abatement Potential of Lean-Premixed GT-Combustors". In: *ASME Paper No. 96-TA-21* (1996). doi: 10.1115/96-TA-021.
- [205] T. Sattelmayer, M. Felchlin, J. Haumann, J. Hellat und D. Styner. "Second Generation Low-Emission Combustors for ABB Gas Turbines: Burner Development and Tests at Atmospheric Pressure". In: *ASME Paper No. 90-GT-162* (1990).
- [206] P. Saxena und F. A. Williams. "Testing a small detailed chemical-kinetic mechanism for the combustion of hydrogen and carbon monoxide". In: *Combustion and Flame* 145.1 (2006), S. 316–323. doi: 10.1016/j.combustflame.2005.10.004.
- [207] M. Scheffler und P. Colombo. *Cellular ceramics: structure, manufacturing, properties and applications*. John Wiley & Sons, 2006.
- [208] S. Schimek, P. Stathopoulos, T. Tanneberger und C. O. Paschereit. "Blue Combustion: Stoichiometric Hydrogen-Oxygen Combustion Under Humidified Conditions". In: *ASME Turbo Expo 2015: Turbine Technical Conference and Exposition*. American Society of Mechanical Engineers. 2015.
- [209] J. v. Schloss, A. Bauschulte, K. Lucka und H. Koehne. "Thermal Use of SOFC Exhaust Gases: Practical Experiences with Non-Catalytic Systems". In: *Proceedings of the 8th European Solid Oxide Fuel Cell Forum*. 2009.
- [210] H.-P. Schmid und J. A. Wünnig. "FLOX® Steam Reforming for PEM Fuel Cell Systems". In: *Fuel Cells* 4.4 (2004), S. 256–263. doi: 10.1002/fuce.200400039.
- [211] H. Schütz, R. Lückerath, T. Kretschmer, B. Noll und M. Aigner. "Analysis of the Pollutant Formation in the FLOX® Combustion". In: Bd. 2. GT2006-91041. 2006, S. 1–10.
- [212] D. Schwamborn, T. Gerhold und R. Kessler. "DLR-TAU Code - an Overview". In: *1st ONERA/DLR Aerospace Symposium, Paris, 21.-24. Juni 1999*. 1999.
- [213] J. H. Seinfeld. "Atmospheric chemistry and physics of air pollution". In: *John Wiley and Sons, New York* (1986).

- [214] H. Seliger, A. Huber und M. Aigner. “Experimental Investigation of a FLOX®-Based Combustor for a Small-Scale Gas Turbine Based CHP System Under Atmospheric Conditions”. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2015: Turbine Technical Conference and Exposition, June 15-19, 2015, Montreal, Canada.* GT2015-43094. 2015.
- [215] S. R. Sellevåg, Y. Georgievskii und J. A. Miller. “Kinetics of the Gas-Phase Recombination Reaction of Hydroxyl Radicals to Form Hydrogen Peroxide”. In: *The Journal of Physical Chemistry A* 113.16 (2009), S. 4457–4467. DOI: 10.1021/jp8110524.
- [216] C. Severin, S. Pischinger und J. Ogrzewalla. “Compact gasoline fuel processor for passenger vehicle APU”. In: *Journal of Power Sources* 145.2 (2005), S. 675–682. DOI: 10.1016/j.jpowsour.2005.02.070.
- [217] M. Severin, O. Lammel, H. Ax u.a. “High Momentum Jet Flames at Elevated Pressure: Detailed Investigation of Flame Stabilization with Simultaneous PIV and OH-LIF”. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 140 (2018).
- [218] M. Severin, O. Lammel, W. Meier und M. Aigner. “Flame Stabilization Regimes of Lean Premixed Confined Jet Flames at Different Reynolds Numbers”. In: *53rd AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*. AIAA 2017-4684. 2017.
- [219] D. Singh, T. Nishiie, S. Tanvir und L. Qiao. “An experimental and kinetic study of syngas/air combustion at elevated temperatures and the effect of water addition”. In: *Fuel* 94 (2012), S. 448–456. DOI: 10.1016/j.fuel.2011.11.058.
- [220] G. Smith, D. Golden, M. Frenklach u.a. *GRI-MECH 3.0*. 1999. URL: http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/.
- [221] H. Stahl, J. R. Nielsen und N. Udengaard. “High Efficiency Heat Exchange Reformer”. In: *Fuel Cell Seminar Abstracts*. 1985, S. 83–88.
- [222] R. C. Steele. *Trapped Vortex Combustion*. 2018. URL: <https://netl.doe.gov/File%20Library/Research/Coal/energy%20systems/turbines/handbook/3-2-1-4-1.pdf>.
- [223] J. Ströhle und T. Myhrvold. “An evaluation of detailed reaction mechanisms for hydrogen combustion under gas turbine conditions”. In: *International Journal of Hydrogen Energy* 32.1 (2007), S. 125–135. DOI: 10.1016/j.ijhydene.2006.04.005.
- [224] H. Sun, S. Yang, G. Jomaas und C. Law. “High-pressure laminar flame speeds and kinetic modeling of carbon monoxide/hydrogen combustion”. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 31.1 (2007), S. 439–446. DOI: 10.1016/j.proci.2006.07.193.

- [225] M. Sundaresan, S. Ramaswamy, R. M. Moore und M. A. Hoffman. “Catalytic burner for an indirect methanol fuel cell vehicle fuel processor”. In: *Journal of Power Sources* 113.1 (2003), S. 19–36. DOI: 10.1016/S0378-7753(02)00478-0.
- [226] Sunfire. *Produktspezifikation - Technische Dokumentation für das SOFC-Modul*. private communication. 2015.
- [227] F. Suttrop. “Method and Combustor for Combusting Hydrogen”. Patent US 006267585 B1. 2001.
- [228] N. Syred. “A review of oscillation mechanisms and the role of the precessing vortex core (PVC) in swirl combustion systems”. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 32.2 (Jan. 2006), S. 93–161. DOI: 10.1016/j.pecs.2005.10.002.
- [229] M. Tamura, P. A. Berg, J. E. Harrington u. a. “Collisional Quenching of CH(A), OH(A), and NO(A) in Low Pressure Hydrocarbon Flames”. In: *Combustion and Flame* 114.3 (1998), S. 502–514. DOI: 10.1016/S0010-2180(97)00324-6.
- [230] T. Tanneberger, T. G. Reichel, O. Krüger, S. Terhaar und C. O. Paschereit. “Numerical investigation of the flow field and mixing in a swirl-stabilized burner with a non-swirling axial jet”. In: *ASME Paper No. GT2015-43382* (2015).
- [231] T. Tanneberger, S. Schimek, M. Kossatz, C. O. Paschereit und P. Stathopoulos. “Development of a swirl-stabilized H₂/O₂ combustion system under humidified conditions”. In: *Proceedings of the European Combustion Meeting* (2017).
- [232] H. Tennekes und J. L. Lumley. *A first course in turbulence*. MIT press, 1972.
- [233] S. Terhaar, T. G. Reichel, C. Schrödinger u. a. “Vortex Breakdown Types and Global Modes in Swirling Combustor Flows with Axial Injection”. In: *Journal of Propulsion and Power* 31.1 (Mai 2014), S. 219–229. DOI: 10.2514/1.B35217.
- [234] D. Trimis und F. Durst. “Combustion in a porous medium-advances and applications”. In: *Combustion science and technology* 121.1-6 (1996), S. 153–168.
- [235] D. Trimis, O. Pickenäcker und K. Wawrzinek. “Porous burners”. In: *Cellular ceramics: Structure, manufacturing, properties and applications* (2005), S. 484–508.
- [236] D. Trimis und K. Wawrzinek. “Flame stabilization of highly diffusive gas mixtures in porous inert media”. In: *Journal of Computational and Applied Mechanics* 5.2 (2004), S. 367–381.
- [237] D. Tucker, J. VanOsdol, E. Liese u. a. “Evaluation of Methods for Thermal Management in a Coal-Based SOFC Turbine Hybrid Through Numerical Simulation”. In: *Journal of Fuel Cell Science and Technology* 9.4 (Juni 2012). DOI: 10.1115/1.4006044.

- [238] C. S. Ulmer. “Numerische Simulation turbulenter reaktiver Strömungen mittels PDF-Transportgleichung unter Einbindung von Grafikprozessoren und adaptiver Tabellierung chemischer Reaktionen”. Diss. Helmut-Schmidt-Universität Hamburg, 2015.
- [239] T. Varga, C. Olm, T. Nagy u. a. “Development of a Joint Hydrogen and Syngas Combustion Mechanism Based on an Optimization Approach”. In: *International Journal of Chemical Kinetics* 48.8 (2016), S. 407–422. DOI: [10.1002/kin.21006](https://doi.org/10.1002/kin.21006).
- [240] V. Venkatakrishnan. “Convergence to Steady State Solutions of the Euler Equations on Unstructured Grids with Limiters”. In: *Journal of Computational Physics* 118.1 (1995), S. 120–130. DOI: [10.1006/jcph.1995.1084](https://doi.org/10.1006/jcph.1995.1084).
- [241] P. Venkateswaran, A. Marshall, D. H. Shin u. a. “Measurements and analysis of turbulent consumption speeds of H₂/CO mixtures”. In: *Combustion and Flame* 158.8 (2011), S. 1602–1614. DOI: [10.1016/j.combustflame.2010.12.030](https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2010.12.030).
- [242] H. K. Versteeg und W. Malalasekera. *An introduction to computational fluid dynamics: the finite volume method*. Pearson Education, 2007.
- [243] D. Veynante und L. Vervisch. “Turbulent combustion modeling”. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 28.3 (2002), S. 193–266. DOI: [10.1016/S0360-1285\(01\)00017-X](https://doi.org/10.1016/S0360-1285(01)00017-X).
- [244] S. E. Veyo, L. A. Shockling, J. T. Dederer, J. E. Gillett und W. L. Lundberg. “Tubular Solid Oxide Fuel Cell/Gas Turbine Hybrid Cycle Power Systems - Status”. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2000: Power for Land, Sea and Air, May 8-11, Munich, Germany*. Bd. 1. 2000-GT-550. 2000, S. 1–5.
- [245] S. E. Veyo, W. L. Lundberg, S. D. Vora und K. P. Litzinger. “Tubular SOFC Hybrid Power System Status”. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2003: Power for Land, Sea, and Air, July 16-19, Atlanta, Georgia, US*. Bd. 2. GT2003-38943. 2003, S. 649–655.
- [246] S. E. Veyo, S. D. Vora, K. P. Litzinger und W. L. Lundberg. *Status of Pressurized SOFC/Gas Turbine Power System Development at Siemens Westinghouse*. 2002. DOI: [10.1115/GT2002-30670](https://doi.org/10.1115/GT2002-30670).
- [247] S. Voss, M. Mendes, J. Pereira und D. Trimis. “Comparison of Experimental and Numerical Results of Ultra-Lean H₂/CO Combustion within Inert Porous Media”. In: *4th European Combustion Meeting*. Apr. 2009.
- [248] A. Vranos, D. Liscinsky, B. True und J. Holdeman. “Experimental study of cross-stream mixing in a cylindrical duct”. In: *Joint Propulsion Conferences* (Juni 1991). DOI: [10.2514/6.1991-2459](https://doi.org/10.2514/6.1991-2459).

- [249] J. Warnatz, U. Maas und R. Dibble. *Verbrennung. Physikalisch-Chemische Grundlagen, Modellierung und Simulation, Experimente, Schadstofferkennung.* 3. Auflage. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2001.
- [250] C. K. Westbrook und F. L. Dryer. “Chemical kinetic modeling of hydrocarbon combustion”. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 10.1 (1984), S. 1–57. DOI: 10.1016/0360-1285(84)90118-7.
- [251] D. C. Wilcox. “Formulation of the k-w Turbulence Model Revisited”. In: *AIAA Journal* 46.11 (Nov. 2008), S. 2823–2838. DOI: 10.2514/1.36541.
- [252] D. C. Wilcox. *Turbulence modeling for CFD*. Bd. 2. DCW industries La Canada, CA, 1993.
- [253] F. A. Williams. *Combustion Theory: the fundamental theory of chemical reacting flow systems*. Addison-Wesley, 1965.
- [254] F. A. Williams. “Detailed and reduced chemistry for hydrogen autoignition”. In: *Journal of Loss Prevention in the Process Industries* 21.2 (2008), S. 131–135. DOI: 10.1016/j.jlp.2007.06.002.
- [255] J. Wolfrum. “Bildung von Stickstoffoxiden bei der Verbrennung”. In: *Chemie Ingenieur Technik* 44.10 (1972), S. 656–659. DOI: 10.1002/cite.330441004.
- [256] S. Wood und A. T. Harris. “Porous burners for lean-burn applications”. In: *Progress in energy and combustion science* 34.5 (2008), S. 667–684.
- [257] J. A. Wünning und J. G. Wünning. “Flameless oxidation to reduce thermal NO-formation”. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 23 (1997), S. 81–94.
- [258] J. G. Wünning. “Flammlose Oxidation für Reformer”. In: *Chemie Ingenieur Technik* 74.11 (2002), S. 1606–1609.
- [259] D. K. Yee, K. Lundberg und C. K. Weakley. “Field demonstration of a 1.5 MW industrial gas turbine with a low emissions catalytic combustion system”. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2000: Power for Land, Sea and Air, May 8-11, Munich Germany*. American Society of Mechanical Engineers. 2000.
- [260] R. A. Zahoransky. *Energietechnik. Systeme zur Energieumwandlung. Kompaktwissen für Studium und Beruf.* 5. überarb. und erweiterte Aufl. Wiesbaden: Springer Vieweg (SpringerLink: Bücher), 2010.
- [261] J. Zanger, T. Monz und M. Aigner. “Experimental Investigation of the Combustion Characteristics of a Double-Staged FLOX®-Based Combustor on an Atmospheric and a Micro Gas Turbine Test Rig”. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2015: Turbine Technical Conference and Exposition, June 15-19, 2015, Montreal, Canada*. GT2015-42313. 2015.

- [262] J. Zanger, T. Monz und M. Aigner. “Experimental Investigation of the Influence of Combustor Cooling on the Characteristics of a FLOX © -based Micro Gas Turbine Combustor”. In: *Progress in Gas Turbine Performance*. 2013. Kap. 7, S. 165–184. DOI: 10.5772/54405.
- [263] Y. B. Zeldovich. “The Oxidation of Nitrogen in Combustion and Explosions”. In: *Acta Physicochim. SSSR* (1946), S. 577–625.
- [264] X. Zhang. “Identification of model and grid parameters for incompressible turbulent flows”. Diss. University Göttingen, 2007.
- [265] D. Zhao, E. Gutmark und P. de Goey. “A review of cavity-based trapped vortex, ultra-compact, high-g, inter-turbine combustors”. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 66 (2018), S. 42–82. DOI: 10.1016/j.pecs.2017.12.001.
- [266] J. Zhu, D. Zhang und K. King. “Reforming of CH₄ by partial oxidation: thermodynamic and kinetic analyses”. In: *Fuel* 80.7 (2001), S. 899–905.
- [267] T. Zornek, T. Monz und M. Aigner. “Performance analysis of the micro gas turbine Turbec T100 with a new FLOX-combustion system for low calorific fuels”. In: *Applied Energy* 159 (Dez. 2015), S. 276–284. DOI: 10.1016/j.apenergy.2015.08.075.
- [268] T. Zornek, T. Monz und M. Aigner. “A Micro Gas Turbine Combustor for the use of Product Gases from Biomass Gasification”. In: *Proc. European Combustustion Meeting 2013*. 2013.
- [269] T. Zornek, T. Monz und M. Aigner. “Experimentelle Charakterisierung eines Holzgas-Brenners für Mikrogasturbinen”. In: *VDI, 26th Ger. Flame Day - Combust. Furn.* 2161 (2013), S. 775–778.
- [270] I. G. Zsély, J. Zádor und T. Turányi. “Uncertainty analysis backed development of combustion mechanisms”. In: *Proc Combust Inst.* Bd. 30. 2005, S. 1273–81.