

Technische Universität München
Institut für Energietechnik

Lehrstuhl für Thermodynamik

Analyse von Verbrennungsvorgängen im selbstzündungsdominierten Regime mittels Mischungsstatistik

Eva-Maria Loew

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

DOKTOR – INGENIEURS

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender:

Univ.-Prof. Dr.-Ing. Wolfram Volk

Prüfer der Dissertation:

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

2. Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Dr. h.c. Rudolf Schilling i.R.

Die Dissertation wurde am 06.09.2016 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Maschinenwesen am 05.12.2016 angenommen.

Danksagung

Diese Arbeit entstand am Lehrstuhl für Thermodynamik der Technischen Universität München und wurde durch das Forschungsvorhaben COORETEC - turbo 2.1.5 der AG-Turbo und der Alstom Power GmbH finanziell gefördert.

Mein besonderer Dank gilt Professor Dr.-Ing. Thomas Sattelmayer für sein reges Interesse am Fortgang meiner Arbeit und für die richtungsweisenden Gespräche, die mir eine wertvolle Hilfe waren. Herrn Professor Dr.-Ing. Schilling danke ich für die Übernahme des Koreferates und Herrn Professor Dr.-Ing. Volk für den Vorsitz bei der mündlichen Prüfung.

Gedankt sei Christoph Hirsch, der mir sowohl im Forschungsprojekt als auch bei der Entstehung dieser Arbeit beratend zur Seite gestanden hat. Durch diese Diskussionen hat er wesentlich zur Entstehung der Arbeit beigetragen. Für die gute Zusammenarbeit während des Projekts möchte ich meinem Kollegen Georg Tautschnig danken. Meine ersten Schritte in der optischen Messtechnik habe ich unter fachkundiger Anleitung von Martin Lauer und mit MixPIV von Matthias Pernpeinter getan. Ihnen gilt mein herzlicher Dank. Michael Hertweck sei für seinen unermüdlichen Einsatz und die Unterstützung bei den Verbrennungsuntersuchungen der Dreistoffeindüsung gedankt! Für das Korrekturlesen der ersten Versionen meiner Arbeit möchte ich Lorenz Böck außerordentlich danken! Ferner gilt mein Dank auch allen Kolleginnen und Kollegen am Lehrstuhl. Zum einen für die fachliche Unterstützung zum anderen für die freundschaftliche Atmosphäre. Stellvertretend seien Katrin Johé, Gary Jasor, Frédéric Collonval, Mathieu Zellhuber und Johannes Weinzierl erwähnt.

Nicht zuletzt möchte ich der mechanischen und elektrischen Werkstatt für die Unterstützung bei der täglichen praktischen Arbeit danken. Helga Bassett und Sigrid Schulz-Reichwald danke ich für die Hilfe und Beratung bei allen verwaltungstechnischen Aufgaben!

Beim Umbau und Durchführung der Messkampagnen wirkten eine Vielzahl an Studenten und Praktikanten mit. Ihnen möchte ich an dieser Stelle herzlich danken! Besonders danken möchte ich Zita Baumann, die mich bei meiner letzten Messkampagne mit den Dreistoffmischungssystemen sehr engagiert unterstützt und mit großer Tatkraft das letzte Licht aus unserem Laser gekitzelt hat.

Mein herzlicher Dank gilt meiner Familie, die mir sowohl während meines Studiums als auch bei der Entstehung dieser Arbeit Rückhalt gegeben hat.

Die wohl wichtigste Unterstützung habe ich von meinem Mann Birger erhalten, der durch sein Verständnis und seine Geduld maßgeblich zur Fertigstellung der Arbeit beigetragen hat, ihm sei diese Arbeit gewidmet!

Wendlingen, im August 2016

Eva-Maria Loew

Teile dieser Arbeit wurden von der Autorin bereits vorab als Konferenzbeiträge veröffentlicht [38, 39, 83]. Alle Vorveröffentlichungen sind entsprechend der gültigen Promotionsordnung ordnungsgemäß gemeldet. Sie sind deshalb nicht zwangsläufig im Detail einzeln referenziert. Vielmehr wurde bei der Referenzierung eigener Vorveröffentlichungen Wert auf Verständlichkeit und inhaltlichen Bezug gelegt.

Parts of this Ph.D. thesis were published by the author beforehand in conference proceedings and reports [38, 39, 83]. All of these prior printed publications are registered according to the valid doctoral regulations. However, not all of them are quoted explicitly everywhere as they are part of this present work being official documents. Whether these personal prior printed publications were referenced, depended on maintaining comprehensibility and providing all necessary context.

Kurzfassung

Diese Arbeit analysiert selbstzündende Verbrennungsvorgänge, die bei mehrstufigen Gasturbinenprozessen vorkommen. Dabei wird in der Regel in eine heiße Grundströmung kalter Brennstoff eingedüst. Das Gemisch aus beiden Stoffströmen liegt zunächst lokal stark inhomogen vor, bis es nach einiger Mischungslänge im Idealfall perfekt gemischt zur Reaktion kommt. Klassische Korrelationen werden mit Messdaten von homogenen Stoßrohr-Reaktoren erstellt. Deshalb ist die Auslegung und Vorhersage der Zündverzugszeit und Emissionen in zeitweise inhomogenen Mischungen mit klassischen Korrelationen nicht möglich. Diese Dissertation untersucht, ob Vorhersagen des Zündverzugs und der Stickoxidbildung unter Berücksichtigung der Mischungsstatistik der Stoffströme möglich ist. Mittels isothermer Mischungsuntersuchungen wurde die Statistik in dieser Arbeit bereitgestellt. Es wurde das Mischungsverhalten einer zentralen, axial-symmetrischen Eindüsung mit und ohne konzentrische Stützluftummantelung untersucht. Dabei gelang es durch Entwicklung einer optischen Messtechnik das 3-Stoff-Mischungsverhalten von Brennstoff, konzentrischer Stützluft und Grundströmung simultan zu charakterisieren. Bei der Auswertung der Verbundwahrscheinlichkeitsdichte zeigte sich, dass die Mischungsverteilungen von Stützluft und Brennstoff statistisch voneinander unabhängig sind. Im Verbrennungsexperiment wurde die isotherm charakterisierte Anordnung unter gasturbinentypischen Randbedingungen untersucht. Im vorliegenden Versuchsaufbau laufen die Verbrennungsprozesse selbstzündungsdominiert ab. Flammenpropagation darf deshalb vernachlässigt werden. Dieses Erkenntnis wurde bei den Modellierungen von Zündverzug und Stickoxidemissionen aus den isothermen Mischungsfeldern berücksichtigt. Die so berechneten Zündverzugszeiten zeigen, dass erste initialisierende chemische Prozesse in den Scherschichten des Strahls identifiziert werden können. Dies passt zu den bisherigen Erkenntnissen aus der Literatur. Die aus den Zündverzugszeiten ermittelten Zündorte stimmen mit den im Verbrennungsexperiment beobachteten Zündorten überein. Die modellierten Werte der globalen Stickoxidemissionen passen gut zu den Messungen aus dem Verbrennungsexperiment.

Abstract

This work analyses auto-igniting combustion processes, which can be found in staged gas turbine combustion systems. In such a system, cold fuel is injected into a hot main flow. Right after injection, the mixture of both components is locally non-homogeneous. After a further mixing length it starts to react, ideally perfectly pre-mixed. Therefore, the dimensioning and prediction of first ignition events and emissions with known correlation fails, as these correlations are made from measurement data of homogenous shock tube reactors. This work studies whether the prediction of ignition delay and nitrogen formation based on mixing statistics is possible. Mixing fields were available from cold flow mixture data. The mixing behavior of a single central injection lance with and without additional concentrically injected carrier-air was investigated. An optical measurement technique has been developed to characterize the ternary mixing behavior of fuel, concentric carrier-air and main flow simultaneously. The analysis of the joint probability density function revealed that the statistical distributions of fuel and carrier-air are statistically independent. The combustion experiments of the isothermally characterized operation points were investigated under gas-turbine relevant conditions. In the present test set-up, the combustion processes are dominated by auto-ignition. Therefore, flame propagation is not of significant importance under these circumstances. The modeling of ignition delay and nitrogen formation from cold flow data was based on this finding. The modeled ignition delay times indicate that first initializing chemical processes can be found in the shear layer of the jets. This finding matches the current knowledge in literature. Ignition positions were calculated with ignition delay times, which correspond to the ignition positions in the combustion experiment. The modeled values of the global nitrogen emissions fit well with the measured values in the combustion experiment.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	x
Tabellenverzeichnis	xvii
1 Einleitung	1
1.1 Hintergrund	1
1.2 Motivation	2
1.3 Struktur	7
2 Grundlagen	8
2.1 Selbstzündung	8
2.1.1 Flammenregimes von selbstzündenden Flammen	14
2.2 Mischungsverhalten der koaxialen Eindüsung	18
2.3 Koaxiale Stützluftindüsung	23
2.4 Entstehung von Stickoxidemissionen	24
2.5 Turbulenz	26
2.5.1 Turbulente Längenmaße	27
2.6 Grundlagen der Statistik	28
2.6.1 Mittelwert	28
2.6.2 Standardabweichung und Varianz	28
2.6.3 Wahrscheinlichkeitsverteilungen	29
2.6.4 Verbundwahrscheinlichkeitsdichteverteilung . .	32
3 Versuchsinfrastruktur	33
3.1 Wasserlabor	34
3.2 Hochdruckversuchsstand	36
3.2.1 Versuchsaufbau	36
3.2.2 Abgasmessung	37
4 Methoden zur Beschreibung von Zweistoffsystemen	40
4.1 Laserinduzierte Fluoreszenz (LIF)	41

4.1.1	Rohdatenkorrektur LIF	43
4.1.1.1	Korrektur des Kameraabbildungsverhaltens	44
4.1.1.2	Korrektur mit Hintergrundbild	45
4.1.1.3	Korrektur des Laser-Gaußprofils	46
4.1.1.4	Absorptionskorrektur	47
4.1.1.5	Korrektur der Laserleistung	49
4.1.1.6	Aufgelöste Turbulenz-Skalen	49
4.2	Ähnlichkeitsbeziehungen	50
4.2.1	Skalierung der Mischungsfelder	55
4.3	Modellierung des Verbrennungsexperiments	57
4.3.1	Berechnung der heißen Grundströmung	57
4.3.2	Temperaturbestimmung in der generischen SEV	58
4.3.3	Flammenregime und Zündverzugsmodellierung	60
4.3.4	Stickoxidmodellierung	73
5	Zweistoffsysteme mit koaxialer Eindüsung	77
5.1	Ergebnisse der Mischungsuntersuchungen	78
5.1.1	Schlussfolgerungen zum Strahlausbreitungsverhalten	84
5.2	Ergebnisse der Verbrennungsexperimente	87
5.3	Strahlverhalten ohne Stützluft	97
6	Methoden zur Beschreibung von Dreistoffsystemen	100
6.1	Konzentrationsbestimmung auf Basis von Mie-Streuung	100
6.1.1	Partikelauswahl	105
6.1.2	Aufgelöste Turbulenz-Skalen	107
6.2	Referenzexperiment	107
6.2.1	Messaufbau für simultane Messungen	108
6.2.2	Signalinteraktion von LIF und MixPIV	109
6.2.3	Ergebnisse des Referenzversuchs	112
6.2.4	Grenzen und Bewertung der Messtechnik	117
6.3	Übertragung der Mischungsfelder im ternären Fall	118
6.4	Modellierung der Verbrennungsergebnisse	120
6.4.1	Temperaturberechnung	120
6.4.2	Zündverzugszeiten und Stickoxidemissionen im ternären System	121
7	Dreistoffsysteme mit koaxialer Doppelstrahleindüsung	126

7.1	Ergebnisse der Mischungsuntersuchungen	128
7.2	Ergebnisse der Verbrennungsexperimente	137
7.3	Strahlverhalten mit Stützluft	150
8	Zusammenfassung	152
A	Berechnung der Luftzahl	165
B	Verwendete Polynome für Wärmekapazitäten	166
B.1	Sauerstoff O ₂	166
B.2	Stickstoff N ₂	166
B.3	Kohlendioxid CO ₂	167
B.4	Wasserdampf H ₂ O	167
B.5	Methan CH ₄ aus [35]	167
B.6	Ethan C ₂ H ₆ aus [35]	167
B.7	Propan C ₃ H ₈ aus [35]	167
B.8	Butan C ₄ H ₁₀ aus [35]	168
B.9	Pentan C ₅ H ₁₂ aus [35]	168
B.10	Hexan C ₆ H ₁₄ aus [35]	168
C	Korrektur der Strömungsprofile	169
C.1	Mittelachsenprofil	169
C.2	Virtueller Ursprung	170
C.3	Stromlinienwinkel des turbulenten Freistrahls	171
D	Verbundwahrscheinlichkeiten	173

Abbildungsverzeichnis

1.1	Schnittdarstellung der GT 24/26 nach [43].	2
1.2	Aufbauten	2
1.3	Darstellung des Brennstoffmischungsbruchs höchster Reaktivität $f_{\text{fuel,MR}}$ nach Mastorakos am Beispiel einer koaxialen Eindüsung, nach [57].	3
1.4	Untersuchte Eindüsuungsvarianten in dieser Arbeit: links nur Brennstoff, rechts Brennstoff und Stützluft (schematische Darstellung).	5
2.1	Schematische Selbstzündgrenzen verschiedener Brennstoffe bei $\lambda = 1$ in Abhängigkeit des Drucks und der Temperatur nach [32].	10
2.2	Flammenregimes der selbstzündenden Verbrennung im Falle einer koaxialen Eindüsung, nach Markides [54], schematisch dargestellt.	14
2.3	Charakteristisches Eindringverhalten einer koaxialen Eindüsung nach [17].	18
2.4	Intermittenzverläufe Ω in Abhängigkeit von α_I und β_I	22
2.5	NO-Bildungspfade nach [42].	25
2.6	Beispiel zur Erstellung einer PMF aus Messdaten.	29
2.7	PDFs einer Freistrahleindüsung [52].	31
3.1	Gemessene und berechnete Größen im Wasserkanal (links) und im Hochdruckversuchsstand (rechts).	33
3.2	Messaufbau im Wasserkanal [74] mit verwendetem Koordinatensystem.	34
3.3	Schematischer Aufbau des Verbrennungsexperiments im Hochdruckversuchsstand.	36
4.1	Prinzip eines LIF-Messaufbaus in axialer Messebene.	42
4.2	Korrekturschritte an den LIF-Rohmessdaten.	44
4.3	Abbildungsverhalten der Photron Fastcam-ultima APX bei verschiedenen Aufnahmeraten.	45

4.4	Laser-Gaußprofil: links Rohbild, Laser tritt in r-Richtung ins Messbild ein, mittig: Bestimmung der mittleren Intensität im Profil, rechts Korrekturfaktoren $k(x)$	46
4.5	Einfluss der Uranin-Konzentration auf die Laserlichtabsorption.	47
4.6	Schematische Darstellung des Energiespektrums in Abhängigkeit der Wellenzahl für verschiedene Schmidtzahlen [76].	53
4.7	Mittlere Temperaturprofile aus RANS-Simulation und den mit Gleichung (4.28) berechneten Temperaturen.	60
4.8	OH*-Chemilumineszenz-Aufnahmen im Hochdruckversuchsstand bei 6 bar und einem Impulsstromdichteverhältnis von $J_{\text{fuel}} = 100$ (Strömungsrichtung geht von links nach rechts).	61
4.9	Ergebnisse mit ignite_hp mit einer Eingangstemperatur von 1260 K, 6 bar, $\lambda = 1,1$ und einem Mischungsbruch $f_{\text{fuel}} = 0,06$; die Berechnung wurde mit dem GRI-Mechanismus-3.0 [78] ausgeführt.	62
4.10	Zündverzugszeit mit Gleichung (4.35) in Abhängigkeit des Mischungsbruchs mit der Grundströmung aus Kapitel 5 bei 6 bar, siehe Tabelle 5.6.	66
4.11	Zündverzugszeiten entlang der Stromlinien; Ausgangspunkte r,x und Stromlinienwinkel γ sind in der Bildüberschrift zu finden.	70
4.12	Geschwindigkeiten entlang der Stromlinien; Ausgangspunkte und Stromlinienwinkel sind in der Bildüberschrift zu finden.	72
4.13	Beispielhafte Bestimmung der spezifischen Stickoxidmenge mit ignite_hp mit einer Eingangstemperatur von 1260 K, 6 bar, $\lambda = 1,1$ und einem Mischungsbruch $f_{\text{fuel}} = 0,06$	73
4.14	Relative Stickoxidemissionen in Abhängigkeit des Brennstoffmischungsbruchs f_{fuel} bei 6 bar. Der Knick bei 1200 K in T_{mix} und $Y_{\text{NO}_x}(f_{\text{fuel}})$ ist auf den Polynomwechsel von c_{p,CO_2} zurückzuführen.	74
5.1	Skizze der koaxialen Eindüsung.	77

5.2	Halbwerts Konzentrationsprofile der koaxialen Eindü- sungen bei variierten Impulsstromdichteverhältnissen.	78
5.3	Normierte Konzentrationsprofile in verschiedenen axialen Schnitten; die schwarze Linie entspricht dem Freistrahlfall, die gestrichelte der Datenkorrelation der koaxialen Eindüsung von Burgess, die Strich-Punkt- Linie der angepassten Korrelationskurve mit Gleich- ung (2.21) für die vorliegenden Messdaten.	80
5.4	Konzentrationsprofile auf der Mittelachse der Eindü- sung; die schwarze Linie entspricht dem Freistrahlfall und die Strich-Punkt-Linie der Messdatenkorrelierung mit Gleichung (2.21).	81
5.5	Normierte Konzentrationsschwankungen in verschie- denen axialen Ebenen; die schwarze Linie entspricht dem Freistrahlfall, die Strich-Punkt-Linie dem Datenab- gleich nach Gleichung (2.22) mit angepassten Parametern.	82
5.6	Intermittenz an zwei radialen Schnitten im selbstähnl- ichen Bereich des Strahls. Die durchgezogene Linie ent- spricht den Freistrahldaten von Becker et al. [5], die Strich-Punkt-Linien entsprechenden einem Abgleich mit den vorliegenden Daten mit Gleichung (2.23), Pa- rameter in Tabelle 5.4.	83
5.7	Korrelierte Ähnlichkeitsparameter.	86
5.8	Gemittelte OH*-Chemilumineszenzaufnahmen der Betriebspunkte bei 6 bar.	87
5.9	Mit der Transitionstemperatur $T_{trans} = 973\text{K}$ normierte Temperaturfelder der Betriebspunkte.	89
5.10	Aus den Mischungsfeldern abgeleitete Zündverzugsfel- der.	90
5.11	PMFs des Brennstoffmischungsbruchs f_{fuel} im Nah- und Fernfeld.	92
5.12	Oben: $PMF(x_{sz}/d_{eff})$ der modellierten Entflam- mungspositionen aus den Wasserkanal-PMFs. Unten: $PMF(OH^*)$ der jeweils frühesten detektierten Zünd- ereignisse im Verbrennungsexperiment.	93

5.13	Globale Stickoxidemissionen der generischen SEV bei 6bar: blau aus Wasserkanal-PMFs berechnet mit Gleichung (4.44)); rot: Messdaten aus dem Hochdruckversuchsstand.	95
6.1	Vorgehensweise zur Bestimmung des Mischungsbruchs f nach der Methode von Sautet und Stepowski [75].	102
6.2	Auswertungsschema für MixPIV.	104
6.3	Partikelansprechverhalten handelsüblicher Partikel in Wasser.	106
6.4	Referenzaufbau für die simultane Anwendung von LIF und MixPIV.	108
6.5	Wiederholgenauigkeit des Versuchsaufbaus.	110
6.6	Einfluss der PIV-Partikel auf das Ergebnis der LIF-Messungen.	111
6.7	Vergleich der axialen Profile von LIF und MixPIV mit der Korrelation aus Gleichung (2.21) mit $\alpha_c = 9,1$	113
6.8	Vergleich der normierten radialen Konzentrationsprofile von LIF und MixPIV.	114
6.9	Vergleich der normierten radialen Standardabweichung der Varianz von LIF und MixPIV.	116
6.10	PMFs aus LIF und MixPIV an ausgewählten Stellen. . .	117
6.11	PMFs des Referenzversuchs für $J_{\text{fuel}} = 1000$ ausgewertet mit MixPIV und dem Ansatz nach Sautet und Stepowski.	122
6.12	Die Joint-PMFs für $J_{\text{fuel}} = 100$, $J_{\text{ca}} = 50$ an der Stelle $r/d_{\text{eff}} = 0$ und $x/d_{\text{eff}} = 15$. Links: erstellt durch Multiplikation der $\text{PMF}(f_{\text{fuel}})$ und $\text{PMF}(f_{\text{ca}})$ (MixPIV); rechts: durch direkte Auswertung der Mischungsbrüche f_{fuel} und f_{ca}	123
6.13	Berechnungsschema der gemittelten Größen aus der Gesamtmatrix bei statistischer Unabhängigkeit von Stützluft und Brennstoff an der Stelle r, x , beispielhaft für $F(1/\tau)$	125
7.1	Doppelstrahleindüsung mit Geometriebezeichnungen.	126
7.2	Effektive Halbwerts Konzentrationsprofile der Doppelstrahleindüsung bei variierten Impulsstromdichteverhältnissen der Stützluft.	129

7.3	Axiale Konzentrationsprofile von f_{eff} , der Parameter α_c wurde mit J_{eff} bestimmt.	130
7.4	Radiale Konzentrationsprofile von f_{eff} , der Parameter β_c aus Gleichung (5.2) wurde mit J_{eff} bestimmt.	132
7.5	Die Mittelwerte der Mischungsbrüche in zwei ausgewählten radialen Schnitten; links: Brennstoff; rechts: Stützluft.	133
7.6	PMFs der Betriebspunkte im Nah- und Fernfeld; links: Brennstoff; rechts: Stützluft.	135
7.7	Radiale Schnitte der mittleren Mischungstemperatur mit variierten Stützluftanteilen im Nah- und Fernfeld. .	136
7.8	Gemittelte OH^* -Chemilumineszenzaufnahmen aus dem Hochdruckverbrennungsprüfstand für variierte Stützluftimpulse bei 2,6bar; links normiert auf geometrischen Düsendurchmesser, rechts normiert mit dem effektiven Durchmesser.	138
7.9	Aus den Mischungsfeldern abgeleitete Zündverzugs-kontouren $x_{\text{sz}}/d_{\text{eff}}$	140
7.10	Mit der Transitionstemperatur $T_{\text{trans}} = 1120\text{K}$ normierte Temperaturfelder der Betriebspunkte.	141
7.11	JPMFs im Nahfeld bei $r/d_{\text{eff}} = 0,5$, $x/d_{\text{eff}} = 5$ in den Scherschichten mit Isolinien der Temperatur.	142
7.12	Kumulierte Werte der ersten Zündverzugspositionen: oben aus den Wasserkanaldaten, unten aus der Statistikanalyse der instantanen OH^* -Aufnahmen.	144
7.13	Globaler Emissionsindex der Betriebspunkten; rot: gemessen im Verbrennungsexperiment; in blau die modellierten Werte aus Wasserkanaldaten.	146
7.14	JPMFs im Fernfeld bei $r/d_{\text{eff}} = 0,5$, $x/d_{\text{eff}} = 25$ mit Isolinien der Temperatur.	148
7.15	Spalte aus der Matrize der Stickoxidemissionen bei $f_{\text{fuel}} = 0,05$ mit variiertem Stützluftanteil.	149
C.1	Schematische Darstellung der Korrektur des Mittelachsenprofils der koaxialen Eindüsung.	169
C.2	Schematische Darstellung der Bestimmung des virtuellen Ursprungs.	170

D.1	Joint-PMFs der Betriebspunkte aus Kapitel 7 an der Stelle $r/d_{\text{eff}} = 0,5$ und $x/d_{\text{eff}} = 8$. Links JPMF aus Multiplikation der $\text{PMF}(f_{\text{fuel}})$ und $\text{PMF}(f_{\text{ca}})$. Rechts: durch direkte Auswertung der Zeitsignale miteinander.	173
D.2	Joint-PMFs der Betriebspunkte aus Kapitel 7 an der Stelle $r/d_{\text{eff}} = 1$ und $x/d_{\text{eff}} = 15$. Links JPMF aus Multiplikation der $\text{PMF}(f_{\text{fuel}})$ und $\text{PMF}(f_{\text{ca}})$. Rechts: durch direkte Auswertung der Zeitsignale miteinander.	174
D.3	Joint-PMFs der Betriebspunkte aus Kapitel 7 an der Stelle $r/d_{\text{eff}} = 1$ und $x/d_{\text{eff}} = 25$. Links JPMF aus Multiplikation der $\text{PMF}(f_{\text{fuel}})$ und $\text{PMF}(f_{\text{ca}})$. Rechts: durch direkte Auswertung der Zeitsignale miteinander.	175

Tabellenverzeichnis

2.1	Transitionstemperatur in Abhängigkeit des Drucks. . .	18
3.1	Realisierter Betriebsbereich der verwendeten Pumpen.	36
4.1	Kolmogorov-Maße in den Scherschichten der Betriebspunkte in Kapitel 5.	49
4.2	Radikalkonzentrationen der Grundströmung.	57
5.1	Geometrie Größen koaxiale Eindüsung.	77
5.2	Randbedingungen der Betriebspunkte der koaxialen Eindüsung; Geschwindigkeiten in [m/s], $Re_\infty = 47000$.	78
5.3	Virtuelle Ursprünge der Betriebspunkte.	79
5.4	Zusammengefasste Ähnlichkeitsparameter der Betriebspunkte.	84
5.5	Übersicht der Ähnlichkeitsparameter von Becker et al. & Pitts et al. [5, 6, 67–69, 77, 90], Burgess und Lawn [14, 15] und den vorliegenden Messdaten.	85
5.6	Gemischzusammensetzung der Grundströmung am Eintritt in die generischen SEV bei 6bar.	87
6.1	Kolmogorov Maße bei den Betriebspunkten in Kapitel 7.	107
7.1	Geometriedaten der vorliegenden Doppelstrahleindüsung in beiden Prüfständen.	126
7.2	Effektive Parameter der untersuchten Betriebspunkte mit Stützluft. Das Brennstoffimpulsstromdichteverhältnis betrug stets $J_{fuel} = 100$	127
7.3	Randbedingungen der Betriebspunkte der koaxialen Eindüsung mit Stützluft und Brennstoff; Geschwindigkeiten in [m/s], $Re_\infty = 20000$ und $J_{fuel} = 100$ in allen Experimenten.	129
7.4	Virtuelle Ursprünge der Betriebspunkte, $J_{fuel} = 100$ in allen Experimenten.	129
7.5	Gemischzusammensetzung am Eintritt der generischen SEV bei 2,6bar.	137

Nomenklatur

Lateinische Buchstaben

A	Querschnittsfläche	$[m^2]$
b_{bins}	Bin-Breite	$[-]$
c	Reaktionsfortschrittsvariable	$[-]$
c	Molekülkonzentration	$[mol/l]$
C	Modellierungsparameter	$[-]$
C_{ent}	Entrainmentkoeffizienten	$[-]$
c_p	spezifische Wärmekapazität bei konst. Druck	$[J/(kg K)]$
$c_{p,m,i}$	molare Wärmekapazität der Spezies i	$[J/(mol K)]$
$c(\tau)$	Fortschrittsvariable	$[-]$
$d_{ca,a}$	Außendurchmesser Stützluft	$[m]$
$d_{ca,i}$	Innendurchmesser Stützluft	$[m]$
$d_{fuel,0}$	Düsendurchmesser der Brennstoffeindüsung	$[m]$
d_h	hydraulischer Durchmesser	$[m]$
D	Brennkammerdurchmesser	$[m]$
D^*	Diffusionskoeffizient	$[m^2/s]$
D_*	Modellierungsparameter	$[-]$
EI_{NO_x}	Emissionsindex	$[g_{NO_x}/kg_{fuel}]$
E_A	Aktivierungsenergie	$[J/mol]$
f	Mischungsbruch	$[-]$
F_i	Feldmatrix einer Größe i	$[-]$
h	spezifische Enthalpie	$[J/kg]$
$H(x)$	Häufigkeit einer Größe x	$[-]$
\dot{I}	Impulsstrom	$[N]$
k^*	Skalierungsfaktor der Geometrien	$[-]$
k	Korrekturfaktor des Gaußprofils	$[-]$
l^*	Modellierungsparameter	$[-]$
l_t	turbulentes Längenmaß	$[m]$

l_η	Kolmogorov Längenmaß	[m]
m^*	Modellierungsparameter	[-]
m	Masse	[kg]
\dot{m}	Massenstrom	[kg/s]
\dot{m}_0	Massenstrom Injektion	[kg/s]
\dot{m}_∞	Massenstrom Grundströmung	[kg/s]
M	Molare Masse	[g/mol]
M'	Stoßpartner	[-]
n	Anzahl an Datensätzen	[-]
n	Länge	[m]
n_{bins}	Anzahl an Bins	[-]
p	Druck	[bar]
q	Wärmestromdichte	[W/m ²]
r	radiale Koordinate	[m]
R_u	universelle Gaskonstante	[J/(mol K)]
s_l	laminare Brenngeschwindigkeit	[m/s]
t	Zeit	[s]
t	Temperatur /1000 K	[K/K]
t_t	turbulentes Zeitmaß	[s]
T	Temperatur	[K]
$T_{\text{air,pre}}$	Vorheiztemperatur Luft Vormischbrenner	[K]
T_{max}	max. Temperatur bei der chemischen Reaktion	[K]
T_{trans}	Transitionstemperatur	[K]
u	Geschwindigkeit in axialer Richtung	[m/s]
u_∞	Geschwindigkeit Grundströmung am Eintritt	[m/s]
u_t	Schwankungsgeschwindigkeit	[m/s]
u_w	Geschwindigkeit der Wirbel	[m/s]
\dot{V}	Durchfluss	[m ³ /s]
V	Volumen	[m ³]
x	axiale Koordinate	[m]
x_{sz}	axiale Entflammungsposition des Gemischs	[m]
x_{krit}	kritischer, axialer Abstand	[m]
x_{vu}	virtueller Ursprung	[m]
x	Variable	[-]
x_k	Vektor des stöchiometrischen Mischungsbruchs	[m]
X_i	Volumenanteil Spezies i	[mol/mol _{mix}]
y	Variable	[-]
Y_i	Massenanteil Spezies i	[g/g _{mix}]

z	Variable	[-]
-----	----------	-----

Griechische Buchstaben

α_c	Modellkonstante	[-]
α_I	Modellkonstante	[-]
α_{RMS}	Modellkonstante	[-]
α_u	Modellkonstante	[-]
β_c	Modellkonstante	[-]
β_I	Modellkonstante	[-]
β_{RMS}	Modellkonstante	[-]
β_u	Modellkonstante	[-]
γ	Stromlinienwinkel der Trajektorienflugbahn	[°]
δ_{max}	maximale Dicke des Laserlichtschnitts	[-]
ϵ	Energiedissipationsrate	[m ² /s ³]
$\epsilon_{\tilde{\lambda}}$	Extinktionskoeffizient	[1/(mol m)]
η_l	dynamische Viskosität einer Flüssigkeit	[kg s/m ²]
Θ	Lichtintensität	[-]
$\tilde{\lambda}$	Wellenlänge des Lichts	[nm]
λ	Luftzahl	[-]
λ_b	Wärmeleitfähigkeit des verbrannten Abgases	[W/(m K)]
ν	kinematische Viskosität	[m ² /s]
Ξ	Messwert	[ppmV]
ρ	Dichte	[kg/m ³]
ρ_p	Anzahldichte an Partikeln	[-]
σ_x	Varianz bzw. Schwankung einer Größe x	[-]
τ_η	Kolmogorov Zeitmaß	[s]
τ_{HR}	charakteristisches Zeitmaß Wärmefreisetzung	[s]
τ_{sz}	Selbstzündzeit	[s]
τ_t	Turbulentes Zeitmaß	[s]
Φ_{sz}	Reaktionsrate bei Selbstzündung	[kmol/m ³]
Φ_0	Reaktionsrate bei Reaktionsstart	[kmol/m ³]
χ	Skalare Dissipationsrate	[1/s]
$\dot{\omega}_\phi$	Quellterm	[kmol/m ³ /s]
$\dot{\omega}_c$	Reaktionsrate	[1/s]

Dimensionslose Kennzahlen

Ct	Craya-Curtet Zahl	[-]
J	Impulsstromdichteverhältnis	[-]
Re	Reynoldszahl	[-]
Sc	Schmidt-Zahl	[-]

Hochstellungen

- ungepaartes Elektron
- * angeregter Zustand / Chemilumineszenz

Indizes

air	Frischluff
B	Batchelor-Maß
c	chemisch
ca	Stützluft
ca,0	bezogen auf den Düseneintritt der Stützluft
eff	effektiv
fuel	Brennstoff
fuel,0	bezogen auf den Düseneintritt des Brennstoffs
Gas	Gas
ges	gesamt
gk	korrigiertes Gaußprofil
h	homogen gemischt
i	Spezies
j,k,m	Matrizenindizes
l	Flüssigkeit
lean	mager
loss	Verlust
LIF	Laser Induced Fluorescence
mess	gemessener Wert
MixPIV	Mixture Fraction Particle Image Velocimetry

mix	Mischung aus Heißgas, Brennstoff und ggf. Stützluft
ml	Strahlachse der Eindüsung
MR	höchste chemische Reaktivität
p	Partikel
ref	Referenzwert
rel	relativ
rich	fett
RMS	Standardabweichung
st	stöchiometrisch
start	Startwert
t	turbulent
w	Wirbel
W	Wasser
1/2	Halbwertskonzentration

Akronyme

CPFM	Constant Pressure Fixed Mass
EV	Environmental Burner
JPDF	Joint Probability Density Function
JPMF	Joint Probability Mass Function
NO	Stickstoffmonoxid
PDF	Probability Density Function
PMF	Probability Mass Function
SEV	Sequential Environmental Burner

1 Einleitung

1.1 Hintergrund

Aktuelle Studien zum Energiebedarf prognostizieren, dass sich der weltweite Bedarf an Primärenergie bis 2030 gegenüber 2005 um 60 % erhöhen wird [1]. Dabei nehmen fossile Energieträger wie Kohle, Erdöl und Erdgas eine tragende Rolle bei der Bereitstellung von Elektrizität ein. Man prognostiziert einen Anteil von 80 % an fossilen Energieträgern bei der globalen Energieversorgung, da sie in großer Menge kostengünstig vorliegen. Fossile Energieträger setzen bei ihrer Verbrennung Kohlendioxid CO_2 und Stickoxid NO_x frei. Diese begünstigen den Treibhauseffekt und die Erderwärmung. Daher gilt es, Verbrennungsverfahren sowohl hinsichtlich ihrer Effizienz als auch Emissionsminderung weiter zu entwickeln.

Erdgas setzt von allen fossilen Energieträgern bei der Verbrennung die geringste Menge an CO_2 frei. Als gasförmiger Brennstoff besitzt es daher das größte Potential, hinsichtlich Wirkungsgrad und Emissionen weiter optimiert zu werden. Dies ist besonders in Deutschland von Bedeutung, da infolge der Energiewende umweltfreundliche Technologien benötigt werden, um Lastschwankungen von Sonnen- und Windenergie auszugleichen. Gaskraftwerke können hochdynamisch in Betrieb genommen werden und stellen somit in diesem Energieszenario eine ideale Ergänzung dar.

Besonders interessant sind in diesem Szenario mehrstufige Verbrennungssysteme, wie sie beispielsweise in der Gasturbine GT 24/26 von Alstom zu finden sind, siehe Abbildung 1.1. Hierbei wird in einer ersten Verbrennungsstufe bei Grundlast etwa 50 % des Brennstoffs im optimalen Betriebsbereich des Brenners umgesetzt [36]. Nach dem EV-Brenner gelangt das Heißgas in die Hochdruckturbine, wo es entspannt wird. Danach kann lastflexibel in der zweiten sequentiellen

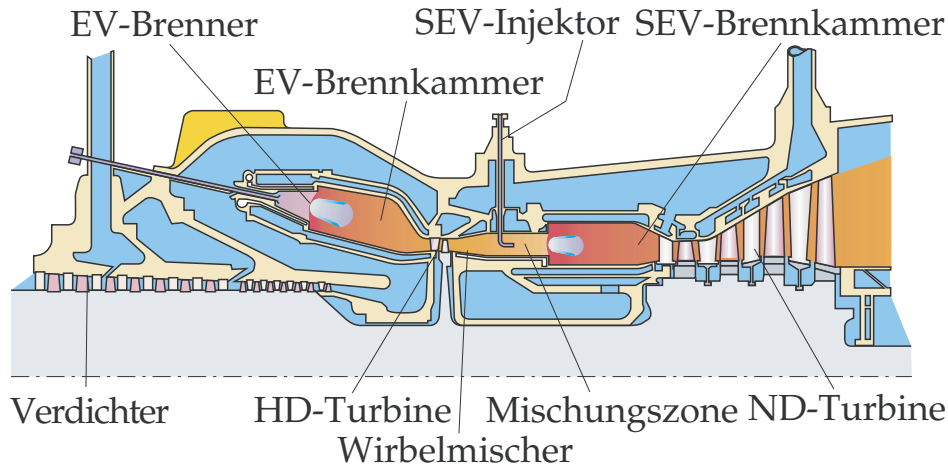


Abbildung 1.1: Schnittdarstellung der GT 24/26 nach [43].

Brennkammer, SEV, nochmals Brennstoff in das Heißgas eingedüst werden. Dieser reagiert teilweise infolge von Selbstzündung. Da der EV-Brenner im Auslegungsbereich betrieben wird und die Eindüsung in die SEV lastflexibel erfolgt, zeichnet sich dieses mehrstufige Verbrennungskonzept durch einen breiten stabilen Betriebsbereich und besonders niedrige Stickoxidemissionen aus [36].

1.2 Motivation

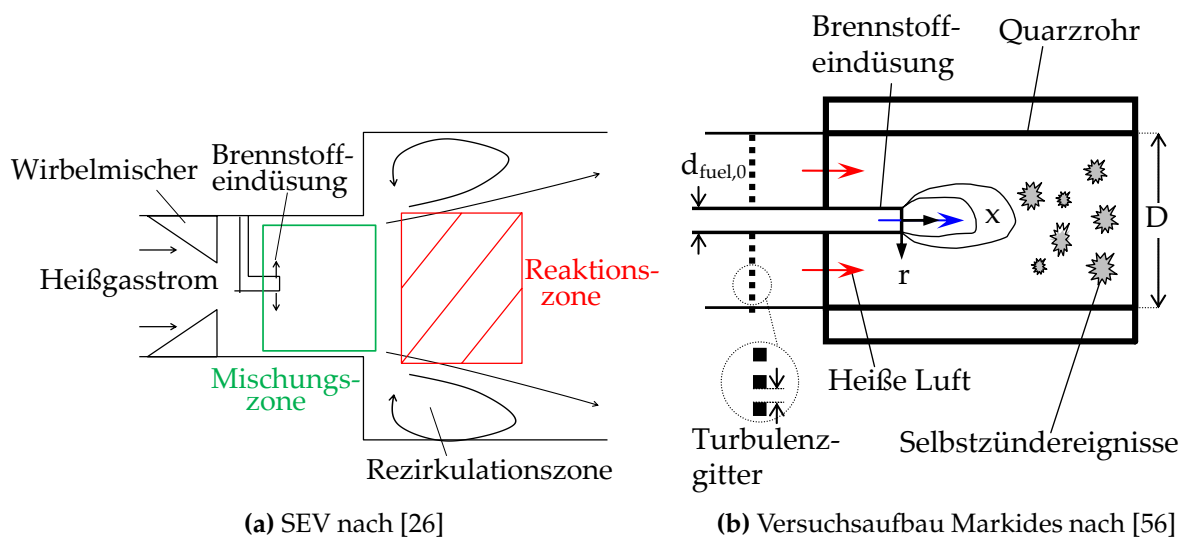


Abbildung 1.2: Aufbauten

Der Aufbau der SEV ist in verschiedenen Publikationen [26, 29, 36, 43]

beschrieben. Im Wesentlichen lässt sich der Aufbau anhand von Abbildung 1.2a zusammenfassen. Am Eintritt in die SEV befinden sich Wirbelmischer. Durch diese werden das eintretende Heißgas und der eingedühte Brennstoff in der SEV innerhalb kurzer Lauflänge vermischt, bevor das Gemisch infolge von Selbstzündung zur Reaktion kommt. Um die Lage der Selbstzündung und das Einmischen des Brennstoffs über einen großen Lastbereich kontrollieren zu können, wird der Brennstoff mit konzentrischer Stützluft ummantelt. Die Stützluft zögert die Selbstzündung hinaus und führt so an definierter Stelle, nach dem Flächensprung, in der Brennkammer zum Einsetzen der Verbrennung. Durch den Drall des Wirbelmischers kann in dieser Anordnung die Mischungshomogenisierung weitestgehend unabhängig vom Eindüsungsimpuls innerhalb kurzer Zeit erfolgen [29]. Dennoch ist der so eingemischte Brennstoff nicht in allen Teilen der Brennkammer perfekt homogen vorgemischt. Nach Fischer [30] liegen derzeit keine Messungen vor, die das Mischungsverhalten der Stoffströme aus heißer Grundströmung, Brennstoff und Stützluft experimentell abbilden. Bisher gibt es lediglich CFD-Berechnungen [11, 47], die bei der Modellierung die Annahme treffen, dass die Mischungsstatistiken von Brennstoff und Stützluft statistisch voneinander abhängig sind. Messungen, um diese Annahmen zu stützen, liegen nach Wissen der Autorin bisher nicht vor.

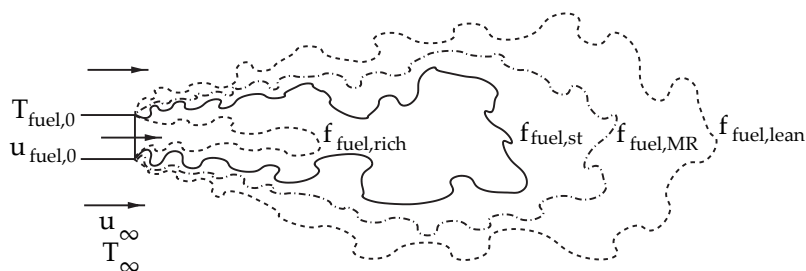


Abbildung 1.3: Darstellung des Brennstoffmischungsbruchs höchster Reaktivität $f_{fuel,MR}$ nach Mastorakos am Beispiel einer koaxialen Eindüsung, nach [57].

In der Literatur hat sich der in Abbildung 1.2b zu sehende Versuchsaufbau bei Grundlagenuntersuchungen zu Selbstzündphänomenen etabliert. Der Versuchsaufbau besteht aus einer einfachen koaxialen Eindüsung in einem Rohr ohne Flächensprung. Im Vergleich zur SEV befinden sich hier keine Wirbelmischer in der Strömung,

weshalb das Gemisch aus Brennstoff und Grundströmung lokal teilweise stark inhomogen vorliegt. Neben Cabra et al. [16] und Oldenhof et al. [62, 63] hat Markides [54] intensive Untersuchungen mit diesem Aufbau durchgeführt. Markides [54] zeigt, dass sich wichtige Auslegungsgrößen wie der Zündort x_{sz} in diesem Aufbau nicht durch Korrelationen vorhersagen lassen, die auf Basis homogener Brennstoff-Luft-Mischungen gewonnen wurden. Markides [54] analysiert die Mischungsfelder seiner untersuchten Betriebspunkte und kann erkennen, dass sich durch die darin beobachteten Veränderungen die Tendenzen der Zündverzögerungen verstehen lassen. Mastorakos [57] definiert auf Basis von Markides Daten den Mischungsbruch der höchsten Gemischreaktivität $f_{fuel,MR}$. Wie Abbildung 1.3 zeigt, liegt er bei einer koaxialen kalten Brennstoffeindüsung in einen Heißluftstrom zwischen stöchiometrischer Isolinie und magerer Verlöschgrenze. Mastorakos bezeichnet damit Gemisch, das je nach Eindüsung und daraus resultierender Brennstoff-Luft-Mischung, Temperatur und Brennstoffart, die Reaktion bevorzugt einleitet. Die Validierung dieser Hypothese wurde bisher nur numerisch belegt. In Abschnitt 2.1 wird der Zusammenhang zwischen der Mischung und den bereits bestehenden Selbstzündkorrelationen nochmals im Detail erklärt.

Die vermessenen Systeme im Fall von Markides [54] sind rein akademischer Natur. Die Verbrennung wurde bei niedrigen Grundströmungsgeschwindigkeiten unter atmosphärischem Druck betrachtet. Die Grundströmung besteht lediglich aus vorgewärmter Luft. Im Rahmen der hier vorliegenden Arbeit wird ein Verbrennungssystem nachgebildet, das ähnliche Strömungsgeschwindigkeiten, Temperaturen und Gemischzusammensetzungen hat wie die SEV und bei Drücken zwischen 2,6 und 6 bar betrieben wird. Der Aufbau der Brennkammer ist jedoch angelehnt an jenen von Markides. Aufgrund der angepassten Randbedingungen wird die Brennkammer als generische SEV bezeichnet. Mit diesem Aufbau soll untersucht werden, ob sich Markides Mischungshypothese auch auf gasturbinentypische Betriebspunkte übertragen lässt. Der Aufbau des Verbrennungssystems wird im Detail in Abschnitt 3.2.1 vorgestellt.

Da die optische Zugänglichkeit im Verbrennungsexperiment be-

grenzt ist, werden die Mischungsfelder und -statistiken zeitlich hoch aufgelöst isotherm im Wasserkanal vermessen. Wasserkanalstudien, in denen Geschwindigkeits- und Mischungsfelder zur Bestimmung von optimalen Brennervarianten ermittelt werden, gehören zu den Standardverfahren in der Vorentwicklung von Gasturbinenbrennern. Mit dieser Methode wurden für teilvorgemischte Brenner bereits in der Vergangenheit erfolgreich ideal mischende Varianten [26, 29, 59, 74] ermittelt. Zudem ist es ebenfalls möglich, basierend auf den Mischungsuntersuchungen quantitative Tendenzen von Stickoxidemissionen [48, 58] vorherzusagen. Die hohe optische Zugänglichkeit der Versuchsträger im Wasserkanal lässt eine Vielzahl an Detailversuchen zu, die in Verbrennungsuntersuchungen oft nur schwierig zu realisieren sind. Deshalb bietet der Wasserkanal die ideale Ausgangsbasis zur Überprüfung von Markides Hypothese, dass sich der Zündverzug auf Basis der Mischungsstatistik vorher sagen lässt. Eine positive Überprüfung dieser Hypothese würde es zulassen, bereits im frühen Designprozess von selbstzündenden Gasturbinenbrennkammern durch Wasserkanalmessungen optimale Varianten hinsichtlich des Zündverzugs und der Stickoxidemissionen zu bestimmen.

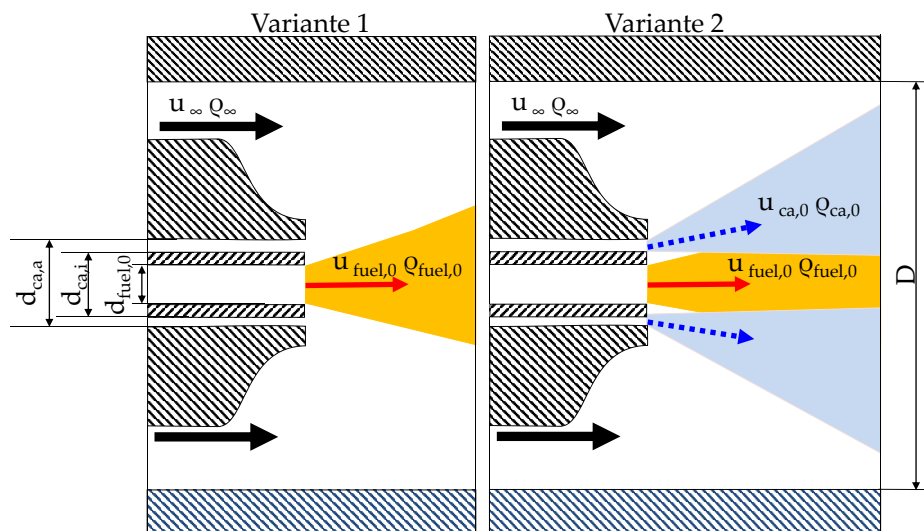


Abbildung 1.4: Untersuchte Eindüsungsvarianten in dieser Arbeit: links nur Brennstoff, rechts Brennstoff und Stützluft (schematische Darstellung).

Die generische SEV in der vorliegenden Arbeit wird mit zwei verschiedenen Eindüsungskonfigurationen untersucht: einer einfachen

koaxialen Eindüsung und einer koaxialen Eindüsung mit zusätzlicher Stützluftummantelung. Diese Konfigurationen sind in Abbildung 1.4 zu sehen. Die erste Eindüsung ist der von Markides [54] sehr ähnlich. Mit ihr soll es möglich sein zu überprüfen, ob in Regionen der ersten Zündkerne ein bevorzugter Mischungsbruch existiert. Zudem ist mit ihr eine Einordnung mit bereits bestehenden Literaturdaten hinsichtlich Mischung [5, 14, 51, 53, 59, 87] und Verbrennungsverhalten [54, 55, 57] möglich. Die letztere Eindüsung kommt der realen technischen Eindüsung der SEV am nächsten und ist damit die technisch interessanteste Konfiguration, für die Markides Mischungshypothese überprüft werden soll. Um das technische System vollständig mit diesen drei Stoffströmen im Wasserkanal simultan beschreiben zu können, wurde bestehende Messtechnik im Wasserkanal auf dieses System hin erweitert.

Markides [54] kann bei seinen Untersuchungen feststellen, dass in Abhängigkeit des Eindüsungsdurchmessers und verschiedener Eingangsparameter unterschiedliche Verbrennungsregimes beobachtet werden können. Bei moderaten Eindüsungsimpulsen und hohen Temperaturen der heißen Grundströmung stellt er fest, dass der Verbrennungsprozess nur aus einzelnen Selbstzündereignissen besteht. Eine Propagation der Selbstzündereignisse ins unverbrannte Heißgas hält er für unwahrscheinlich, da die Zündereignisse nicht zu einer geschlossenen Flamme zusammenwachsen und nicht entgegen der Strömungsrichtung zu propagieren scheinen. Daher nimmt er an, dass diese Verbrennungseignisse auf Basis reiner Selbstzündung ablaufen und Chemie-Turbulenz-Interaktion nicht von Bedeutung ist. Im Wesentlichen bestehen die beobachteten Zündereignisse aus Selbstzündkernen. Selbstzündkerne sind die ersten visuell beobachtbaren Zündereignisse bei der Selbstzündung. Auf Basis dieser Erkenntnisse wurde der grundsätzliche Aufbau von Markides Experiment übernommen und mit gasturbinentypischen Strömungsbedingungen betrieben. Der Nachweis dieses Regimes unter gasturbinentypischen Betriebsbedingungen wäre besonders in Hinblick auf die Emissionen wichtig, da sich diese ebenfalls rein auf Basis der Gemischzusammensetzung beschreiben ließen. Die detaillierte Unterscheidung und Beschreibung der Verbrennungsregimes ist in Abschnitt 2.1.1 zu finden.

Um aus den Mischungsfeldern den Zündverzug und als zweite Größe die Stickoxidemissionen zu bestimmen, werden aus diesen zunächst adiabate Mischungstemperaturen und dann mit Hilfe von Reaktorrechnungen die Zündverzugszeiten und Emissionen berechnet. Bei den Reaktormodellierungen wird aufgrund der Annahme, dass der Verbrennungsprozess aus reinen Selbstzündereignissen besteht, ein CPFM-Reaktor verwendet. Anhand von OH*-Chemilumineszenzaufnahmen und globalen Stickoxidemissionen aus dem Verbrennungsprüfstand erfolgt die Validierung der Ergebnisse.

1.3 Struktur

In Kapitel 2 wird das Phänomen der Selbstzündung detailliert erläutert. Dann wird in Kapitel 3 die verwendete Versuchsinfrastruktur vorgestellt. Im darauffolgenden Kapitel 4 erfolgt die Beschreibung aller verwendeten Methoden, die zur vollständigen Analyse der Zweistoffsysteme benötigt werden. Die Ergebnisse der isothermen Mischungsfelder, Modellierung und Analyse der Verbrennung für die Zweistoffsysteme sind in Kapitel 5 zu finden. Bei den untersuchten Betriebspunkten wurde der Impuls des Brennstoffs variiert, um möglichst unterschiedliche Mischungszustände zwischen Heißgas und Brennstoff zu generieren. In Kapitel 6 werden alle Methoden vorgestellt, die zur Beschreibung der koaxialen Eindüsung mit zusätzlich konzentrisch eingedüster Stützluft benötigt werden. In diesem Kapitel ist auch die Weiterentwicklung der optischen Messverfahren beschrieben, um das ternäre Mischungssystem vollständig darzustellen. Die Messmethode und das Validierungsexperiment sind ebenfalls in Kapitel 6 beschrieben. In Kapitel 7 finden sich die Ergebnisse aus Messung und Modellierung für das Dreistoffsystem. Um den Einfluss der Stützluft auf das Mischungssystem kennen zu lernen, wurde deren Impuls variiert. Der Impuls des Brennstoffs war konstant. In der Zusammenfassung, Kapitel 8, werden die Ergebnisse und die aufgeworfenen Hypothesen dieser Arbeit nochmals abschließend diskutiert.

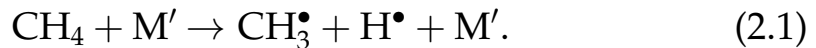
2 Grundlagen

In der vorliegenden Arbeit werden ausschließlich teilvorgemischte, selbstzündende Verbrennungssysteme untersucht. Bei der Selbstzündung spielen, je nach Regime, neben Chemie-Turbulenz-Interaktion vor allem lokale Mischungszustände und Temperaturen eine wesentliche Rolle. Deshalb werden neben einigen Grundlagen zur Selbstzündung auch die hier verwendeten Eindüsungssysteme hinsichtlich Mischungs- und Selbstzündungsverhalten beschrieben. Das Kapitel schließt mit einigen Grundlagen zur Statistik. Diese Erkenntnisse bilden die Ausgangsbasis für die Verbrennungsmodellierung in den Kapiteln 4 und 6 sowie für die Analyse der Ergebnisse in den Kapiteln 5 und 7.

2.1 Selbstzündung

Grundsätzlich muss, um die Chemie während der Selbstzündung zu verstehen, zwischen stabilen Spezies und Radikalen unterschieden werden. Stabile Spezies sind Moleküle, die aufgrund ihrer Struktur reaktionsträge sind. Die Energie, die von den Reaktionspartnern zur Einleitung einer chemischen Reaktion überwunden werden muss, wird als Aktivierungsenergie bezeichnet. Die Höhe der Aktivierungsenergie gibt darüber Auskunft, wie stabil das Molekül bei Kollision mit dem Reaktionspartner ist. Die stabilen Spezies der im vorliegenden Fall untersuchten Erdgas-Luft-Gemische haben sehr hohe Aktivierungsenergien. Radikale sind Moleküle mit mindestens einem ungepaarten Elektron. Aufgrund dieser Struktur gehen Radikale besonders leicht chemische Reaktionen ein. Dies spiegelt sich in den niedrigen Aktivierungsenergien von Reaktionen mit Radikalen wider. Wichtige Radikale bei der Erdgasverbrennung sind H^\bullet , O^\bullet , OH^\bullet , CH^\bullet und CH_3^\bullet . Bei der Verbrennung werden die folgenden Arten an Reaktionen unterschieden [24, 32, 88]:

- **Startreaktion:** Ausgehend von stabilen Spezies werden durch chemische Reaktionen Radikale gebildet. Im Fall von Erdgas, das überwiegend aus dem symmetrischen Molekül CH_4 besteht, kann die folgende Startreaktion beobachtet werden:



Durch Kollision und Abspaltung von Molekülbestandteilen an CH_4 mit einem Stoßpartner M' wird ein H^\bullet Radikal gebildet.

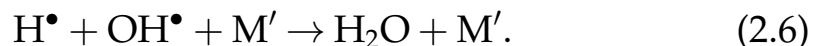
- **Kettenreaktion:** Die durch vorhergehende Reaktionen entstandenen Radikale erzeugen bei der Weiterreaktion mit Spezies neue Radikale, die zu weiterführenden chemischen Reaktionen führen. Diese typische Kettenreaktion tritt bei der Methanverbrennung auf:



- **Kettenverzweigung:** Reaktionen, bei denen aus einem Radikal durch Kollision zwei weitere Radikale entstehen, werden als Kettenverzweigung bezeichnet. Hierdurch steigt die Reaktionsgeschwindigkeit im Gemisch an. Die drei folgenden Reaktionen sind typisch bei der Methanverbrennung:



- **Abbruchreaktion:** Reagieren Radikale mit einem Stoßpartner M' , beispielsweise einer kalten Wand, dann bricht die Reaktion ab. Die folgende Abbruchreaktion wird bei der Methanverbrennung beobachtet:



Wenn die Energie, die für die Startreaktion benötigt wird, von der fühlbaren Enthalpie der Reaktanden, beispielsweise durch hohe Temperaturen und Drücke im Gemisch, bereitgestellt wird, so wird dies als Selbstzündung bezeichnet. Bei mehrstufigen Verbrennungssystemen mit einer vorgelagerten Verbrennung können bereits Radikale in der Strömung vorhanden sein. Durch Kontakt der Radikale mit frisch eingemischtem Brennstoff kann die Startreaktion auch übersprungen

und die Kettenreaktion direkt eingeleitet werden. Hierdurch laufen die chemischen Prozesse schneller ab, als wenn für den Reaktionsstart die Startreaktion benötigt wird. Im Fall der generischen SEV muss untersucht werden, ob von einer reinen Selbstzündung gesprochen werden kann, da hierdurch die modellierten Größen in Kapitel 4 beeinflusst werden. Durch die Kühlung in der Vorbrennkammer und den Abstand zwischen Vorbrennkammer und generischer SEV wird jedoch erwartet, dass sich nur noch ein geringer Massenanteil an Radikalen in der Strömung befindet. In Abschnitt 4.3.1 wird auf diesen Sachverhalt eingegangen.

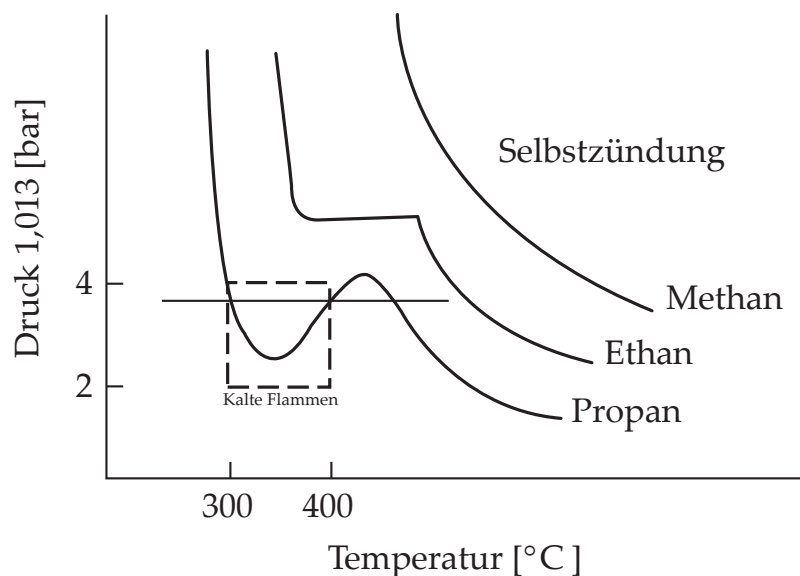


Abbildung 2.1: Schematische Selbstzündgrenzen verschiedener Brennstoffe bei $\lambda = 1$ in Abhängigkeit des Drucks und der Temperatur nach [32].

Abbildung 2.1 zeigt schematisch, wie das Einsetzen der Selbstzündung vom jeweiligen Brennstoff, der Starttemperatur und dem Druck abhängt. Mit zunehmendem Druck und Temperatur wird eine Selbstzündung wahrscheinlicher, da die fühlbare Enthalpie der Reaktanden zunimmt. Aufgrund mehrerer einfacher Bindungen bei Brennstoffen mit höheren Kohlenwasserstoffen nimmt die Aktivierungsenergie ab und die Selbstzündung tritt bereits bei niedrigeren Temperaturen und Drücken auf. Wie man in Abbildung 2.1 sieht, benötigt Methan von allen gezeigten Brennstoffen die höchsten Temperaturen und Drücke, um zur Selbstzündung zu kommen. Folglich besitzt Methan auch die höchste Aktivierungsenergie. Die

Mischungstemperaturen der vorliegenden Eindüsungssysteme bei Reaktionsstart liegen oberhalb von 400°C. Deshalb wird für eine detaillierte Beschreibung des Gebiets der kalten Flammen im Fall von Propan auf die Literatur verwiesen [32].

Eine der wichtigsten Auslegungsgrößen bei der Selbstzündung ist die Zündverzugszeit. In der Literatur wird die Zündverzugszeit häufig aus experimentellen Daten gewonnen. Hierbei wird ein Arrhenius-Ansatz verwendet und angenommen, dass Wärmeverluste an die Umgebung vernachlässigbar sind. Um die Sensitivität der Zündverzugszeit auf Druck, Temperatur, Sauerstoffgehalt und Brennstoffzusammensetzung zu berücksichtigen, wird der Arrhenius-Ansatz mit Termen der Größen erweitert. Spadaccini und Colket [79] bestimmen aus Messdaten mit dem Stoßrohr eine solche Korrelation für die Zündverzugszeit τ_{sz} . Validiert ist ihre Korrelation für einen Druckwertebereich von 1 bis 300bar, Temperaturen von 860 bis 2700K und für homogene Erdgas-Luftgemische, bei denen das Erdgas unterschiedliche Anteile an Methan und höheren Kohlenwasserstoffverbindungen aufweist. Dadurch fließt auch der Einfluss unterschiedlicher Erdgaszusammensetzungen in die Korrelation mit ein. Das reagierende Brennstoff-Luft-Gemisch ist vor der Reaktion perfekt gemischt. Die Zündverzugszeit im Stoßrohr wird aus der Zeitdifferenz zwischen dem Durchlauf des am Rohrende reflektierten Verdichtungsstoßes und den ersten sichtbaren Zündereignissen in Form von OH•-Radikalen am Ende des Stoßrohrs bestimmt. Dies liefert den folgenden empirischen Zusammenhang für die Zündverzugszeit:

$$\tau_{sz}[\text{s}] = 1,77 \cdot 10^{-14} \cdot \exp\left(\frac{18693}{T[\text{K}]}\right) \cdot [\text{O}_2]^{-1,05} \cdot [\text{CH}_4]^{0,66} \cdot [\text{HC}]^{-0,39}. \quad (2.7)$$

In Gleichung (2.7) ist O_2 die Konzentration des Sauerstoffs in $[\text{mol}/\text{cm}^2]$, CH_4 die Konzentration des Methans und HC die aller höheren Kohlenwasserstoffen in der Mischung. Der Einbezug des Sauerstoffgehalts im Gemisch ermöglicht es, die Reduktion der Zündverzugszeit bei mehr Sauerstoff zu berücksichtigen. Durch den letzten Term in Gleichung (2.7) erzielen Spadaccini und Colket eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Korrelation und Experiment

für Brennstoffgemische mit Anteilen an höheren Kohlenwasserstoffen. Wie zuvor erwähnt, besitzen höhere Kohlenwasserstoffe mehrere einfache Bindungen und führen damit zu einer deutlichen Reduktion der Zündverzugszeit. Die Reduktion der Zündverzugszeit durch Temperatur- und Druckzunahme wird ebenfalls durch Gleichung (2.7) nachvollzogen. Die Korrelation wurde jedoch nur mit perfekt vorgemischten Systemen validiert und vernachlässigt Wärmeverluste an die Umgebung. Aus diesem Grund ist Gleichung (2.7) nicht in der Lage, den Zündverzug von teilvorgemischten Systemen richtig vorherzusagen wie verschiedene Literaturquellen [16, 54] berichten.

In technischen Systemen ist das Brennstoff-Oxidator-Gemisch in der Regel nicht perfekt vorgemischt. Gleichzeitig kann dem Gemisch auch Wärme entzogen werden beispielsweise aufgrund lokaler Kühlung von Bauteilen in der Brennkammer. Deshalb kann diese vereinfachte Betrachtung des Zündverzugs in technischen Systemen nicht allein auf Basis der Eingangsgrößen erfolgen. Vielmehr muss eine Bilanz aller Transportgrößen erfolgen, um den Zündverzug oder die Zündwahrscheinlichkeit in einer Strömung zu verstehen. Dies soll hier am Beispiel der Enthalpie-Gleichung geschehen [57]¹:

$$\underbrace{c_p \frac{\partial(\rho T)}{\partial t}}_1 + \underbrace{c_p \frac{\partial(\rho u T)}{\partial x_k}}_2 = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_k} \right)}_3 - \underbrace{\sum_{i=1}^N h_i \dot{\omega}_i}_4 + \underbrace{\rho D^* \frac{\partial T}{\partial x} \sum_{i=1}^N c_{p,i} \frac{\partial Y_i}{\partial x_k}}_5 - \underbrace{q_{\text{loss}}}_6 \quad (2.8)$$

Für die mittlere spezifische Wärmekapazität und Enthalpie aller Spezies i gilt:

$$c_p = \sum_{i=1}^N Y_i c_{p,i} \quad (2.9)$$

Term 1 und 2 geben die Änderung der fühlbaren Enthalpie im Kontrollvolumen an, die durch die Terme der rechten Seite hervorgerufen

¹Die zeitliche Änderung des Druckterms $\frac{\partial p}{\partial t}$ wird nicht berücksichtigt, da ausschließlich die Gleichdruckverbrennung in der vorliegenden Arbeit betrachtet wird.

wird. Term 3 und 5 sind die Energieflüsse durch Wärme- und Stoffdiffusion. Der sechste Term steht für volumetrische Wärmeverluste, die beispielsweise in Form von Konvektion oder Wärmestrahlung an die Umgebung vorliegen können. Term vier in Gleichung (2.8) beinhaltet die Enthalpieänderung infolge der chemischen Reaktion, zusammengefasst im Quellterm $\dot{\omega}$. Damit die Startreaktion in eine Kettenreaktion übergehen kann, muss die dort freigesetzte Reaktionsenthalpie die durch Konduktion, Stoffdiffusion und Strahlung abgeführten Beträge, Terme 3, 5 und 6 in Gleichung (2.8), übersteigen. Sind diese Terme im Verhältnis zum chemischen Quellterm zu groß, wird der chemischen Reaktion so viel Energie entzogen, bis diese schließlich abbricht [32]. Mastorakos beschreibt in [57], dass dieses Zusammenspiel beim Generieren der sogenannten initialisierenden Zündkerne besonders wichtig ist. Diese Zündkerne sind lokal entstehende, erste Reaktionen, die weiter reagieren können, wenn der chemischen Reaktion nicht durch die Umgebung die notwendige Energie entzogen wird.

Gleichung (2.8) gilt auch in turbulenten Strömungen und teilvorgemischten Systemen mit lokalen Konzentrationsunterschieden von Brennstoff und Heißgas. Jedoch ist in diesem Fall die Lösung und die Interpretation der Ergebnisse sehr aufwändig, da alle Strömungsgrößen stochastisch fluktuieren. Markides [54] interpretiert seine Zündereignisse in einem turbulenten Strömungsfeld anhand gemessener Mischungsfelder. Die Mischung wird mit dem Mischungsbruch f , der den lokalen Massenanteil eines Stoffs an der Gesamtmasse angibt, charakterisiert. Für den Mischungsbruch gilt:

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{x}) = \frac{m(\mathbf{r}, \mathbf{x})}{m_{\text{ges}}}. \quad (2.10)$$

Aufgrund von Masseerhaltung im System gilt im Zweistofffall von Brennstoff und heißer Grundströmung:

$$1 = f_{\text{fuel}}(\mathbf{r}, \mathbf{x}) + f_{\infty}(\mathbf{r}, \mathbf{x}). \quad (2.11)$$

Durch Kenntnis eines Mischungsbruchs ist im Zweistofffall genau festgelegt, wie viel Heißgas und Brennstoff vorliegen. Hieraus ergeben sich auch direkt der lokale Sauerstoffgehalt und unter der Annahme, dass kein Wärmeverlust an die Umgebung stattfindet, die loka-

le Mischungstemperatur. Betrachtet man die Korrelation von Spadacini und Colket in Gleichung (2.7), dann erkennt man, dass alle wesentlichen Größen zur Bestimmung des Zündverzugs durch den Mischungsbruch f festgelegt werden können. Statistische Schwankungen im turbulenten Strömungsfeld, wie sie eingangs erwähnt sind, können somit ebenfalls durch statistische Schwankungen der Mischung verstanden werden. Die statistischen Eigenschaften der Mischung können durch Mischungs-PMFs² oder PDFs³ bereitgestellt werden. Die Bestimmung der PMFs und PDFs aus Messdaten wird in Abschnitt 2.6.3 vorgestellt. Die PMFs fließen bei der Modellbildung mit ein, um die damit verbunden Temperatur- und Zündverzugsschwankungen in der Strömung richtig abzubilden. Die in dieser Arbeit verwendete Modellierung wird in Kapitel 4 vorgestellt.

2.1.1 Flammenregimes von selbstzündenden Flammen

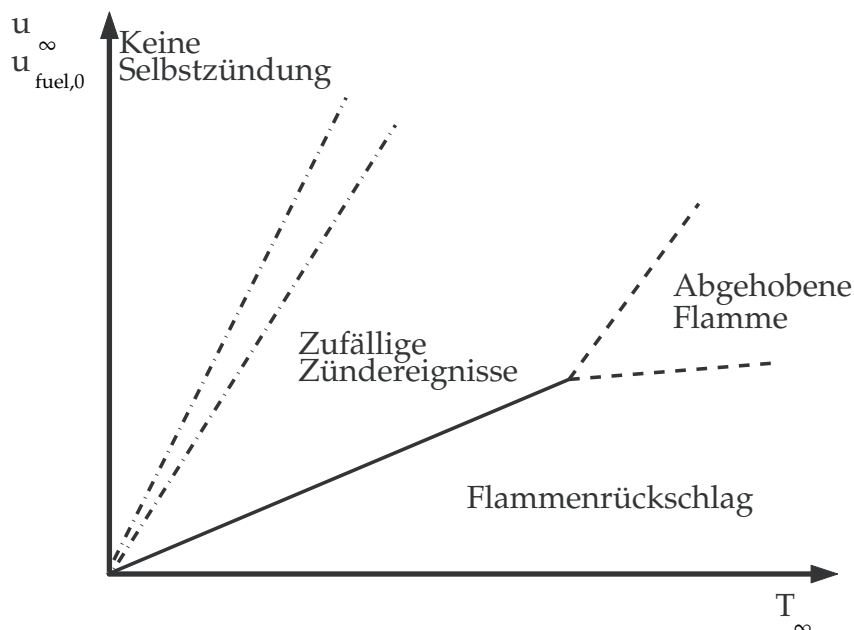


Abbildung 2.2: Flammenregimes der selbstzündenden Verbrennung im Falle einer coaxialen Eindüsung, nach Markides [54], schematisch dargestellt.

Detaillierte Studien zu Flammenregimes bei Selbstzündung bei in-

²Engl. Probability Mass Function: Wahrscheinlichkeitsfunktion

³Engl. Probability Density Function: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion

homogener Mischung liegen von Markides und Mastorakos [54–56] vor. Im Fall der koaxialen Eindüsung lassen sich in Abhängigkeit von Grundströmungstemperatur, Eindüsungsimpuls und Brennstoff verschiedene Flammenregimes beobachten. Markides stellt fest, dass es Regimes gibt, in denen nur einzelne optisch sichtbare Zündereignisse entstehen. Diese Zündereignisse propagieren nicht und bilden keine geschlossene Flamme aus. Diese ersten sichtbaren Zündereignisse werden auch als Zündkerne bezeichnet. Führen diese ersten Zündkerne zur Entflammung von umgebendem Gemisch, so spricht man von sekundären Zündereignissen. Markides identifiziert die in Abbildung 2.2 dargestellten Flammenregionen.⁴ Dieses Diagramm ist nur schematisch zu verstehen. Die genaue Lage der Regionen in Abhängigkeit der Eingangsparameter variiert je nach verwendetem Brennstoff und Düsendurchmesser der Injektion. Markides und Mastorakos unterscheiden die im Folgenden vorgestellten vier Regionen.

Keine Selbstzündung: Hier kann aufgrund zu niedriger Gemischtemperaturen keine chemische Reaktion einsetzen. Der Brennstoff reagiert folglich nicht.

Zufällige Zündereignisse: Nach Temperaturerhöhung in der Grundströmung treten in unregelmäßigen Abständen einzelne Zündkerne auf. Markides und Mastorakos [55] beobachten im Übergangsbereich zwischen keiner Selbstzündung und den zufälligen Zündereignissen einen Grenzbereich, in dem sich die Regionen nicht klar voneinander abgrenzen lassen. Dies wird in Abbildung 2.2 durch die Strich-Punkt-Linien angedeutet. Die Zündkerne wachsen bei weiterer Temperaturerhöhung an und treten mit höheren Frequenzen auf. Trotz fluktuierender Positionen der Zündkerne lassen sich die sichtbaren Zündereignisse im Mittel auf einen bestimmten axialen Bereich eingrenzen, der unter anderem von der Grundströmungsgeschwindigkeit u_∞ und der Eindüsungsgeschwindigkeit $u_{\text{fuel},0}$ abhängt. Markides und Mastorakos [56] können zeigen, dass die hier beobachteten axialen Positionen der Zündereignisse mit den Änderungen in der Mischung korrelieren. In diesem Regime gehen Markides und Mastorakos [56] davon aus, dass Flammenpropagation ins unverbrannte Gemisch stattfindet, die jedoch ab einem bestimmten Punkt

⁴Für Wasserstoff, Wasserstoff-Methangemische, Acetylen und N-Heptan.

in der Strömung verlöscht, so dass keine geschlossene, lokal stabilisierte Flamme entsteht. Markides nimmt zudem an, dass die Reaktion sehr schnell und damit lokal begrenzt abläuft, ohne dass nennenswerte sekundäre Zündereignisse durch diese ersten Zündereignisse hervorgerufen werden. Er vermutet, dass an den Stellen, wo in der OH*-Chemilumineszenz Zündereignisse zu sehen sind, die Reaktion vollständig abläuft, da die Reaktionsgeschwindigkeiten sehr hoch sind. Zudem ist keine Propagation der Zündereignisse entgegen der Strömungsrichtung zu beobachten. Einen direkten Zusammenhang zwischen der Mischung und diesem beobachteten Phänomen stellen Markides und Mastorakos jedoch nicht her.

Flammenrückschlag: Wird die Temperatur T_∞ bei niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten weiter erhöht, so können sich einzelne Zündereignisse entgegen der Strömungsrichtung in Richtung Eindüsenstelle ausweiten. Der Übergang zwischen der Region der zufälligen Zündereignisse und dem Flammenrückschlag lässt sich scharf durch Parametervariation im Experiment abgrenzen. Dies wird durch die durchgezogene Linie in Abbildung 2.2 angedeutet.

Abgehobene Flamme: Diese Region ist die technisch interessanteste, da sie aufgrund der hohen Temperaturen und Strömungsgeschwindigkeiten den Verbrennungsvorgängen in der SEV am nächsten kommt. Die Region wird von Markides und Mastorakos [56] auch als Fortsetzung der Region der zufälligen Zündereignisse angesehen, da Zündkerne zunächst mit sehr hoher Entstehungsfrequenz vorliegen, anwachsen und schließlich zu einer sichtbar abgehobenen Flamme zusammenwachsen. Eine Abgrenzung zwischen der Region der abgehobenen Flamme und den zufälligen Zündereignisse wird von Markides und Mastorakos mit Hilfe von OH*-Chemilumineszenz-Aufnahmen vorgenommen. Da sich die beiden Regionen nicht ganz scharf durch Parametervarianten gegeneinander abgrenzen lassen, wird in Abbildung 2.2 die Ausbildung der Region mit gestrichelten Linien angedeutet. Die Frage, ob reine Selbstzündung oder eine Mischung aus Selbstzündung und Flammenpropagation als Stabilisierungsmechanismus vorliegen, ist weiterhin Gegenstand von wissenschaftlichen Untersuchungen und wurde noch nicht abschließend geklärt. Da diese Frage nicht Gegenstand der vorliegenden

Arbeit ist, sei an dieser Stelle auf entsprechende Publikationen [56, 62, 63] verwiesen.

Habisreuther et al. [37] untersuchen mit 1-D-Berechnungen für laminare Flammen stöchiometrische Brennstoff-Luft-Gemische bei variierter Vorheizung. Sie entdecken, dass in Abhängigkeit vom Druck bei Überschreiten einer sogenannten Transitionstemperatur T_{trans} des Gemischs die laminare Brenngeschwindigkeit sprunghaft zunimmt und der chemische Umsatz des Brennstoffs sehr schnell und lokal begrenzt vonstattengeht. Dabei steigt die laminare Flammengeschwindigkeit s_l stärker an, als dies nach der Theorie von Zeldovich [91] für laminare vorgemischte Flammen zu erwarten wäre. Habisreuther et al. verwenden dabei die folgende Definition der laminaren Flammengeschwindigkeit:

$$s_l = \left(\frac{\lambda_b}{\rho_{\text{mix}} \cdot c_{p,\text{mix}}} \right)^{0,5} \cdot \tau_{\text{HR}} \quad (2.12)$$

Bei Überschreiten der Transitionstemperatur T_{trans} stellen sie zusätzlich fest, dass die Zündverzugszeiten aus den laminaren Flammenberechnungen mit denen des Kolbenströmungsreaktors identisch sind. Diese Entdeckung legt nahe, dass die Verbrennungsvorgänge lokal isoliert ablaufen. Dies deckt sich mit der Beschreibung der Verbrennungsvorgänge in der Region der Zufälligen Zündereignisse nach Markides [54]. Deshalb werden in den Kapiteln 5 und 7 neben den OH*-Aufnahmen die mittleren Mischungstemperaturen mit den Transitionstemperaturen aller untersuchten Betriebspunkte verglichen, um eine eindeutige Regimezuordnung der Zündereignisse vornehmen zu können. In Abhängigkeit vom Druck sinkt die Transitionstemperatur wie Habisreuther et al. [37] feststellen. In Tabelle 2.1 sind die von Habisreuther et. al [37] berechneten Transitionstemperaturen T_{trans} mit entsprechendem Druck zu finden. Das Verhalten zwischen Transitionstemperatur und Druck lässt sich exponentiell mit der folgenden Gleichung annähern:

$$T_{\text{trans}}(p) = 1244,3 \text{ K} \cdot \exp(-0,041 \cdot (p/1\text{bar})). \quad (2.13)$$

Mit Gleichung (2.13) werden die Transitionstemperaturen der Betriebspunkte in den Kapiteln 5 und 7 bei 6 und 2,6bar bestimmt. Die berechneten Werte sind in Tabelle 2.1 zu finden.

	Habisreuther et al. [37]			Gleichung (2.13)	
p [bar]	1	5	8	2,6	6
T _{trans} [K]	1200	1000	900	1120	970

Tabelle 2.1: Transitionstemperatur in Abhängigkeit des Drucks.

2.2 Mischungsverhalten der koaxialen Eindüsung

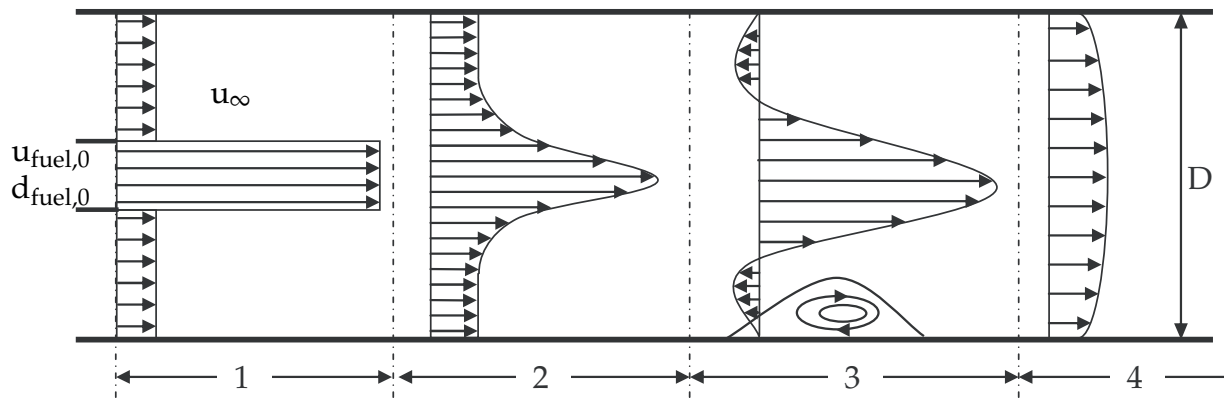


Abbildung 2.3: Charakteristisches Eindringverhalten einer koaxialen Eindüsung nach [17].

Um die vorliegenden Mischungsdaten beurteilen und in die Literatur einordnen zu können, werden im Folgenden einige Grundlagen zur Strömung und Mischung in koaxialen, runden Strahlssystemen vorgestellt. Das System ist schematisch in Abbildung 2.3 nach Rajaratnam [71] dargestellt. Am linken Rand wird in dieser Darstellung in ein Rohr mit dem Durchmesser D durch die konzentrisch angeordnete Düse mit dem Durchmesser $d_{\text{fuel},0}$ Brennstoff mit der Geschwindigkeit $u_{\text{fuel},0}$ eingedüst. Das umgebende Fluid strömt mit der Geschwindigkeit u_∞ zu. Rajaratnam [71] unterscheidet in Abhängigkeit der globalen Parameter vier Zonen mit axialen Strömungsprofilen, die sich einstellen können. Die vier Zonen sind in Abbildung 2.3 skizziert. Die erste Zone entspricht dem Kernbereich des turbulenten Freistrahls. Hier ist der koaxiale Strahl nahezu unabhängig von der Hauptströmung. Dieser Bereich ist üblicherweise auf Länge einiger Düsendurchmesser begrenzt. In Region 2 hat sich das klassische Scherströmungsprofil ausgebildet und der radiale Impuls- und Stofftransport entspricht dem Freistrahilverhalten, wobei die Austauschkoefizienten in Abhängigkeit des Geschwindigkeitsverhältnisses verringert sind. Die koaxiale Eindüsung unterscheidet sich in diesem Bereich vor

allem dadurch vom Freistrah, dass die Grundströmung nicht ruht. Im Hinblick darauf gibt Lawn [51] ein Geschwindigkeitsverhältnis von $u_\infty \leq 0,03 u_{\text{fuel},0}$ der Düsegeschwindigkeit $u_{\text{fuel},0}$ als Kriterium an, bis zu dem das Strömungsfeld in guter Näherung dem des Freistrahls entspricht. Region 2 wird beim Freistrah in den Übergangsbereich und den selbstähnlichen Bereich aufgeteilt. Bis $x/d_{\text{fuel},0} = 5$ erstreckt sich der Kernbereich, in welchem sich die Scherschicht zwischen dem Strahl und der Umgebung ausbildet. $5 < x/d_{\text{fuel},0} < 10$ umfasst den sogenannten Übergangsbereich in dem sich die Strömungsprofile in Richtung der selbstähnlichen Profile des nachfolgenden, sogenannten Ähnlichkeitsbereichs ausbilden. Ab $x/d_{\text{fuel},0} > 30$ spricht man von voll ausgebildeten Strahlen, weil sich bis dahin die Einflüsse der Düsenströmung insbesondere in den Turbulenzgrößen sicher verloren haben. Diese Unterscheidungen finden in Kapitel 5 bei Vergleich der Messungen mit den Korrelationen Anwendung. Der Impulsaustausch zwischen Strahl und Grundströmung führt zur Beschleunigung von Masse aus der Grundströmung, dem sogenannten Entrainment, so dass sich der Strahlrand zunehmend radial nach außen verlagert. Währenddessen fällt die axiale Geschwindigkeit auf der Achse ab, da der Strahlimpuls nun auf eine größere Gesamtmasse verteilt wird. Normiert man im Ähnlichkeitsbereich die radialen Profile der mittleren Axialgeschwindigkeit $u(x,r)$ mit dem Wert auf der Achse $u(x,r=0)$ und die radiale Koordinate r mit dem Abstand x des Profils von der Düse $u(x,r/x)/u(x,0)$, so fallen die Profile bei vorliegender Selbstähnlichkeit zusammen. Bei Freistrahverhalten ist dabei der Strahlwinkel γ für eine gegebene Kombination von $u_\infty, u_{\text{fuel},0}, D, d_{\text{fuel},0}$ längs des Düsenabstands konstant und es gilt für ihn:

$$\gamma = \arctan(r_{1/2}/x) = \text{const.} \quad (2.14)$$

γ wird in der Regel aus der Halbwertsbreite $r_{1/2}$ bestimmt, wobei $r_{1/2}$ für eine Stelle x den radialen Ort angibt, bei dem die Axialgeschwindigkeit auf die Hälfte des Achswerts abgefallen ist. Die Abweichung von einem konstanten Winkel deutet auf nicht selbstähnliches Verhalten hin. Dies tritt ein, wenn die integrale Massenansaugung des Strahls bis zu einem Ort x_{krit}

$$\frac{\dot{m}_\infty + \dot{m}_{\text{fuel},0}}{\dot{m}_{\text{fuel},0}} = C_{\text{ent}} \cdot \frac{x_{\text{krit}}}{d_{\text{fuel},0}} \quad (2.15)$$

nicht durch den Massenstrom \dot{m}_∞ der Grundströmung gedeckt wer-

den kann. In diesem Fall führt das Entrainment zur Ausbildung einer Rezirkulationszone gemäß Zone 3 in Abbildung 2.3. Durch die radialen Druckgradienten der Rezirkulationszone legt sich die Strömung nach der Rezirkulationszone an die Wand an und bildet in Zone 4 schließlich ein Rohrprofil aus. Werte des Entrainmentkoeffizienten C_{ent} liegen je nach Quelle um $0,3 \leq C_{ent} \leq 0,44$ [51]. Mit $C_{ent} = 0,4$ ergibt sich aus Gleichung (2.15) die klassische Korrelation von Thing und Newby [86], mit der zu gegebenen Massenströmen die kritische Rohrlänge für das Einhalten des Freistrahilverhaltens abgeschätzt werden kann:

$$x_{krit} = 2,5 \cdot d_{fuel,0} \cdot \frac{\dot{m}_{\infty} + \dot{m}_{fuel,0}}{\dot{m}_{fuel,0}}. \quad (2.16)$$

Nach Gleichung (2.16) wird in allen verwendeten Eindüsungskonfigurationen in Kapitel 5 und 7 der kritische Abstand nicht erreicht (für $J_{fuel} = 100$, bei 6bar im Hochdruckversuchsstand wären $x/D = 8$ bzw. $x/d_{fuel,0} = 250$ notwendig). Deshalb ist anzunehmen, dass im folgenden Versuchsaufbau das Ausbreitungsverhalten des Strahls durch die Zonen 1 und 2 vollständig beschrieben wird. Eine ausführliche Zusammenstellung über die Regionen 3 und 4 liefert [71].

Craya und Curtet [20, 21, 34] sowie Steward und Guruz [80] haben das koaxiale Strahlsystem untersucht. Sie stellen fest, dass es für bestimmte Parameterkombinationen von $u_{\infty}, u_{fuel,0}, D, d_{fuel,0}$ zu hydrodynamischen, selbsterregten Instabilitäten im Strömungsfeld kommen kann.⁵ Dies führt zu einem vom Freistrahilverhalten abweichenden Strömungs- und Mischungsfeld. Mithilfe der Craya-Curtet-Zahl Ct kann identifiziert werden, ob diese Instabilitäten vorliegen oder nicht. Das Impulsstromdichteverhältnis hat sich als sinnvoller dimensionsloser Skalierungsparameter herausgestellt, um ein vergleichbares Eindringverhalten von Eindüisungen im Wasserkanal- und Verbrennungsexperiment zu erhalten, wie [13, 59, 74] gezeigt haben. Das Impulsstromdichteverhältnis J_{fuel} ist definiert mit:

$$J_{fuel} = \frac{\rho_{fuel,0} u_{fuel,0}^2}{\rho_{\infty} u_{\infty}^2}. \quad (2.17)$$

Durch den Abgleich der von Pitts [67] angegebenen Ct -Zahlen ergibt sich der folgende Zusammenhang mit dem Impulsstromdichte-

⁵Details zu diesem Phänomen sind unter anderem in [17] zu finden.

verhältnis J:

$$Ct = E \cdot \frac{D}{d_{\text{fuel},0}} \sqrt{\frac{1}{J_{\text{fuel}}}}. \quad (2.18)$$

Hierbei ist $E=1,15$. Aufgrund des praktischen Bezugs zu anderen Arbeiten wird das Impulsstromdichteverhältnis gegenüber der Ct-Zahl bevorzugt. Ohne weitergehende Prüfung der Theorie von Craya und Curtet wurde über den Zusammenhang in Gleichung (2.18) für die Betriebspunkte in Kapitel 5 und 7 überprüft, ob selbsterregte Strömungsinstabilitäten in der Strömung bei den verwendeten Impulsstromdichteverhältnissen von $J_{\text{fuel}} = 10 - 1000$ auftreten. Es konnte festgestellt werden, dass in allen Fällen ein erheblicher Abstand von dem als kritisch bezeichneten Wertebereich vorliegt.

Aus den in Zylinderkoordinaten und axialsymmetrisch formulierten Reynolds-gemittelten, inkompressiblen Gleichungen der Kontinuität und des Impulses wird unter Vernachlässigung der molekularen Zähigkeit und bei Einführung einer konstanten Wirbelviskosität ein System aus drei Gleichungen gewonnen. Wird in diesem System der axiale Druckgradient vernachlässigt, so lassen sich aus der Kombination von Kontinuität und axialer Impulsgleichung sogenannte Ähnlichkeitslösungen für die Geschwindigkeit gewinnen. Auf Basis dieser Annahmen ermittelt Maczynski [53] die folgende Lösung für die lokale Geschwindigkeit im Ähnlichkeitsbereich des Strahls:

$$\frac{u_{\text{fuel}}(r, x) - u_{\infty}}{u_{\text{fuel},0} - u_{\infty}} = \alpha_u \cdot \left(\frac{\rho_{\text{fuel},0}}{\rho_{\infty}} \right)^{0,5} \cdot \left(\frac{d_{\text{fuel},0}}{2 \cdot x} \right) \cdot \exp \left(-\beta_u \left(\frac{r}{x} \right)^2 \right). \quad (2.19)$$

Die Werte von α_u und β_u werden in der Literatur aus Messergebnissen bestimmt. In seiner Übersicht gibt Lawn [51] die Werte verschiedener Autoren mit $\alpha_u=10-11,8$ und β_u von 78,4 bis 93,7 an. Lawn [51] weist darauf hin, dass die Koeffizienten α_u und β_u von der Wirbelviskosität abhängen und gemäß der Impulsgleichung nicht unabhängig voneinander sind. Vielmehr gilt:

$$\frac{\alpha_u^2}{2\beta_u} = 1. \quad (2.20)$$

Mit denselben Annahmen wie für Gleichung (2.19) kann auch die lokal vorliegende Brennstoffkonzentration der Eindüsung bestimmt

werden:

$$\frac{f_{\text{fuel}}(r, x)}{f_{\text{fuel},0}} = \alpha_c \cdot \left(\frac{\rho_{\text{fuel},0}}{\rho_\infty} \right)^{0.5} \cdot \left(\frac{d_{\text{fuel},0}}{2 \cdot x} \right) \cdot \exp \left(-\beta_c \left(\frac{r}{x} \right)^2 \right). \quad (2.21)$$

$f_{\text{fuel},0}$ ist die Brennstoffkonzentration an der Düse und beträgt im vorliegenden Fall 1. Für die Faktoren α_c und β_c werden Werte von 8,9 bis 10,1 und 57 bis 67 von Lawn [51] für freistrahllähnliche Eindüsenungen aus der Literatur zusammengetragen.

Tieszn et al. [87] bestimmen aus Statistikdaten ihrer Freistrahleindüsenung folgende Korrelation für die Standardabweichung des Brennstoffmischungsbruchs:

$$\sigma_{f_{\text{fuel}}}(r, x) = \alpha_c \cdot \alpha_{\text{RMS}} \cdot \left(\frac{\rho_{\text{fuel},0}}{\rho_\infty} \right)^{0.5} \cdot \left(\frac{d_{\text{fuel},0}}{2 \cdot x} \right) \cdot \text{sech} \left(-\beta_{\text{RMS}} \left(\frac{r}{x} \right)^2 \right)^6. \quad (2.22)$$

Werte beim Freistrahle oder freistrahllähnlichen Eindüsenungen liegen für α_{RMS} zwischen 4 und 5 und bei β_{RMS} von 26 bis 29.

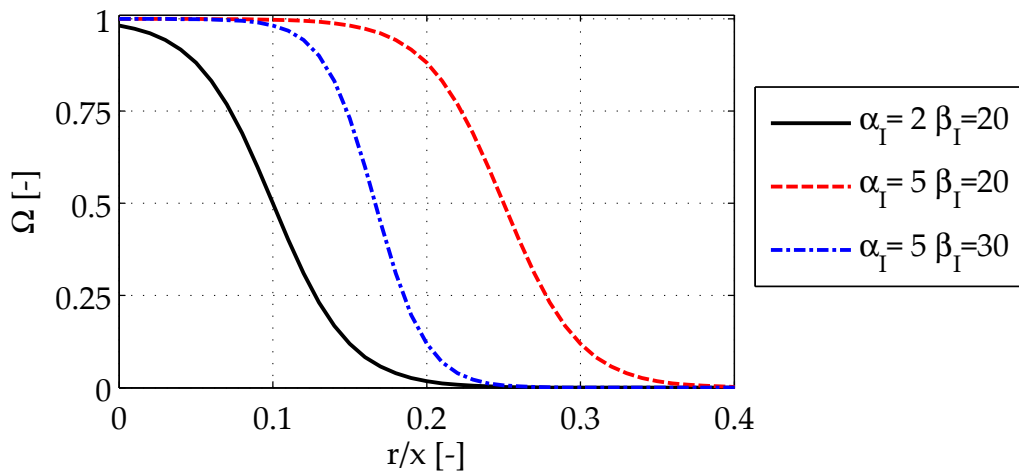


Abbildung 2.4: Intermittenzverläufe Ω in Abhängigkeit von α_I und β_I .

Bei turbulenzarmer Grundströmung kommt es zur Intermittenz am äußeren Rand des Strahls, da sich dort turbulente Strahlmasse mit turbulenzfreier Grundströmungsmasse abwechselt. Um also zu beschreiben, mit welcher Wahrscheinlichkeit Strahlmasse an einer Stelle vorliegt, wird in der Literatur [14, 15, 90] die Intermittenz $\Omega(r, x)$ verwendet. Sie wird in Kapitel 5 aus statistischen Daten des Mischungsbruchs

⁶Sekans Hyperbolicus: $\text{sech}(x) = \frac{2}{e^x + e^{-x}}$.

f_{fuel} bestimmt. Im selbstähnlichen Bereich des Strahls lässt sich die Intermittenz nach Burgess und Lawn [15] mit der folgenden Gleichung beschreiben:

$$\Omega(r,x) = 0,5 - 0,5 \cdot \tanh(\beta_I (r/x) - \alpha_I). \quad (2.23)$$

Für den Freistrahler werden Werte von $\beta_I=29,2$ und $\alpha_I=4,9$ von Burgess [14] aus Daten von Becker et al. [5] ermittelt. Für koaxiale Eindüsen von Burgess ergeben sich Werte von $\alpha_I=4,0-4,8$ und $\beta_I=22,5-29,2$. Abbildung 2.4 zeigt Verläufe der Intermittenz für die variierten Parameter.

2.3 Koaxiale Stützluftzündung

Diese Art der Eindüsen wurde im Fall einer fremdgezündeten Flamme bereits mehrfach untersucht [18, 23, 25]. Erste Studien für eine Freistrahlerflamme mit Doppelstrahlinjektion kommen von Dahm et al. [23]. Sie stellen eine Flammenverkürzung durch die Zugabe von konzentrisch eingedüster Stützluft fest. Weitere Studien zur koaxialen Eindüsen mit konzentrischer Stützluftzündung mit ähnlichen Ergebnissen führten Chen und Driscoll [18, 25] durch. Sie untersuchten neben einer reinen Wasserstoff- und Methaneindüsen auch den Einfluss von direkter Vormischung von Luft und inerten Gasen auf die Flammenstabilität. Die Flammenverkürzung durch die Stützluftzugabe können auch sie beobachten. Der stabile Betriebsbereich ist bei einer konzentrischen Stützluftzugabe größer als bei externer Luftzumischung. Die maximale Menge an Stützluft ist dabei durch die Flammenstabilität limitiert, da ab einer bestimmten Zugabe an Sauerstoff oder inerten Gasen als Stützmedium ein Abblasen der Flamme beobachtet wird.

Zusätzlich untersuchen Chen und Driscoll [18, 25] die Stickoxidemissionen. Sie stellen sowohl bei einem extern vorgemischtem Strahl aus Brennstoff und Luft als auch beim Doppelstrahl eine Reduktion an Stickoxidemissionen fest. Da bei Wasserstoffflammen mehr Stützluft zugemischt werden konnte als bei Methanflammen, ist die mögliche Reduktion an Stickoxiden bei Wasserstoffflammen größer

als bei Methanflammen. Die Methanflamme wurde bereits bei Eindüsung geringer Stützluftmengen instabil. Außerdem können sie zeigen, dass der Stickoxidrückgang im Fall der Doppelstrahleindüsung größer ist als im Fall der externen Vormischung. Driscoll et al. [18, 25] nehmen an, dass die Stickoxidentstehung von der Verweilzeit, der Flammenformänderung und Wärmeverlusten in der Reaktionszone abhängt. Sie stellen abschließend fest, dass auf Basis dieser Theorie eine qualitative Analyse der Wasserstoffflammen mit und ohne Stützluft erfolgreich ist. Bei Methan- und Propan-Flammen lassen sich die Emissionen mit dieser Theorie nicht nachvollziehen. Ein verändertes Mischungsverhalten des Brennstoffs infolge der konzentrischen Stützluft wird bei der Analyse der Stickoxidemissionen von Driscoll et al. [18, 25] nicht in Betracht gezogen.

Im Gegensatz zum vorliegenden Experiment verwenden die bis hierhin vorgestellten Forschungsgruppen Grundströmungsgeschwindigkeiten von $u_\infty \leq 0,03 \cdot u_{\text{fuel},0}$. Dadurch ist deren Mischungsverhalten der Eindüsung vergleichbar mit dem eines Freistrahls. Zudem beträgt der Spalt für die Stützluft $d_{\text{ca},i} - d_{\text{ca},a}$ im vorliegenden Experiment 0,4 mm, der bei Chen und Driscoll [25] liegt hingegen bei 2 mm.⁷ Durch den kleineren Spalt der Stützluft im vorliegenden Aufbau kann bei gleichem Impulsstromdichteverhältnis eine deutlich geringere Menge an Stützluft zugeführt werden, die aber mit erheblich höheren Geschwindigkeiten als bei Chen et al. ausströmt.

2.4 Entstehung von Stickoxidemissionen

Aufgrund der Stickoxidmodellbildung in Kapitel 4 wird hier auf die unterschiedlichen Entstehungsmechanismen eingegangen, um später die Ergebnisse der Modellierung bewerten zu können. Bei der Erdgasverbrennung findet man in der Literatur, beispielsweise in [42, 52, 88], die folgenden vier Entstehungsmechanismen für Stickoxide:

- Thermisches NO: Diese Stickoxide entstehen bei Temperaturen

⁷In ihren Versuchen wird bei Methan lediglich ein Geschwindigkeitsverhältnis von $u_{\text{ca},0}/u_{\text{fuel},0} = 0,2$ erreicht. Dies entspräche bei der hier verwendeten Geometrie einem Impulsstromdichteverhältnis von $J_{\text{ca}} = 40$.

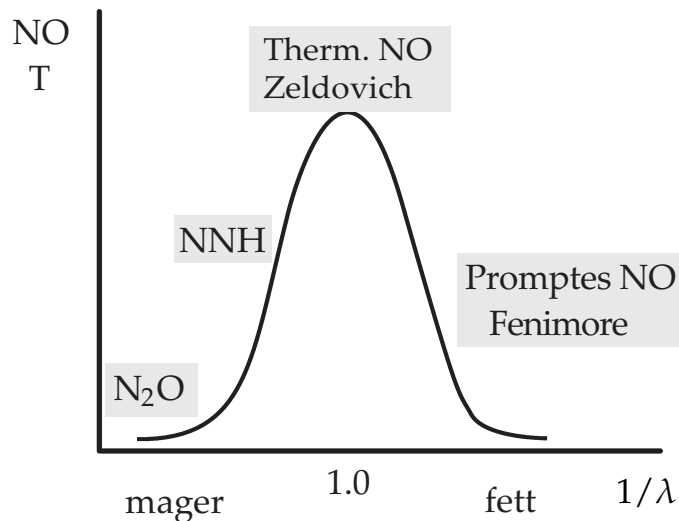


Abbildung 2.5: NO-Bildungspfade nach [42].

über 1700 K und langen Verweilzeiten [88], da durch diese die Dreifachbindung der Stickstoffmoleküle gelöst wird und mit Sauerstoffradikalen aus der Verbrennung zu NO reagieren. Diese Reaktion wurde erstmals von Zeldovich [91] beschrieben.

- Promptes NO: Durch die Spaltung von N_2 in der Reaktion mit CH^* Radikalen aus der Verbrennung entsteht HCN, das schließlich zu NO oxidiert. Diese Reaktion läuft sehr schnell ab und wird durch den Fenimore-Mechanismus beschrieben [19].
- NO-Bildung über N_2O (Lachgaspfad): Dieser Mechanismus ist vorherrschend bei mageren Flammen und wird zusätzlich durch niedrige Temperaturen und hohe Drücke verstärkt. Hier reagiert N_2 mit einem Sauerstoffatom und einem weiteren Stoßpartner zu N_2O und wird zu NO [19].
- Der NNH-Mechanismus wurde erstmals von Bozzelli und Dean [8] beschrieben in Verbrennungen mit besonders hohen Temperaturen. Hierbei reagiert in der Verbrennung entstandenes NNH mit einem Sauerstoffatom O zu NH und NO.

Abbildung 2.5 zeigt nochmals typische NO-Bildungspfade in Abhängigkeit von Luftzahl und Temperatur.

2.5 Turbulenz

Turbulenz äußert sich in Strömungen dadurch, dass alle Zustandsgrößen stochastische Schwankungen aufweisen können. Ist die Strömung statistisch stationär, kann ein zeitlicher Mittelwert definiert werden, um den die turbulenten Fluktuationen schwanken. Der zeitliche Verlauf einer Geschwindigkeit $u(t)$ kann durch die Summe der augenblicklichen Abweichung u' und des Mittelwerts u dargestellt werden:

$$u(t) = u + u'. \quad (2.24)$$

Auf die Berechnung von Standardabweichung und Mittelwert wird noch detailliert in Abschnitt 2.6.3 eingegangen. Um den Turbulenzgrad einer Strömung zu bestimmen, wird die turbulente Reynoldszahl herangezogen. Diese wird aus dem turbulenten Längenmaß l_t und der Schwankungsgeschwindigkeit u_t berechnet:

$$Re_t = \frac{u_t \cdot l_t}{\nu}. \quad (2.25)$$

Aus der turbulenten Reynoldszahl kann direkt die Form der Strömung abgelesen werden. Für $Re_t < 1$ liegt die Strömung laminar vor. In einfachen freien Scherschichten, d.h. fern von Wänden, kann man die charakteristischen Turbulenzgrößen, das turbulente Längenmaß l_t und die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit u_t , über die beiden folgenden Näherungsgleichungen

$$l_t \approx 0,5 \cdot \Delta d \quad (2.26)$$

$$u_t \approx 0,25 \cdot \Delta u. \quad (2.27)$$

abschätzen [41]. Hierbei sind Δd die Dicke der Scherschicht und $\Delta u = (u_{\text{fuel},0} - u_\infty)$ die darüber anliegende Geschwindigkeitsdifferenz. Die Faustformeln nehmen die Scherschichtdicke als den Durchmesser der energietragenden Wirbel und die Schwankungsintensität etwa als die Hälfte der Geschwindigkeitsdifferenz an. Letztere Annahme legt zugrunde, dass sich die Wirbel quasi mit der mittleren Geschwindigkeit $u_w = 0,5 \cdot (u_{\text{fuel},0} + u_\infty)$ selber bewegen.⁸

⁸D.h. die Schwankung ist die Hälfte der Geschwindigkeitsdifferenz von $u_{\text{fuel},0} - u_w$ bzw. $u_w - u_\infty$.

2.5.1 Turbulente Längenmaße

Die Wirbel einer turbulenten Strömung können ihrer Größe nach in drei verschiedene Klassen eingeteilt werden:

- **Energiereiche Wirbel:** Die Wirbel dieser Klassen sind durch ursprüngliche Scherschichteffekte entstanden. Sie zählen zu den größten Wirbeln, die in der Strömung beobachtet werden.
- **Inertialbereich:** In diesem Regime zerfallen die großen in kleinere Wirbel. Die Energie der Wirbel bleibt unabhängig von der Größe erhalten, da die Produktion und Dissipation von turbulenter kinetischer Energie in diesem Bereich als vernachlässigbar angenommen werden.
- **Dissipationsbereich:** Die Wirbel sind weiter zerfallen, so dass hier Viskositätseffekte in der Energiebilanz berücksichtigt werden müssen. Die Größenmaße dieser Wirbel lassen sich mit der Theorie von Kolmogorov beschreiben.

Dieser Wirbelzerfallsprozess kann mit der Theorie der Wirbelfadenstreckung [10] erklärt werden. Es wird angenommen, dass der Wirbel in Richtung der Rotationsachse durch Scherung gestreckt wird. Aufgrund der Reibungsfreiheit behält er sein Volumen bei. Deshalb wird der Durchmesser des Wirbels aber insgesamt kleiner und durch die Erhaltung des Drehimpulses erhöht sich die Drehfrequenz des Wirbels. Die kleinsten Wirbel im Dissipationsbereich können nach der Theorie von Kolmogorov [46] in Abhängigkeit der turbulenten Reynoldszahl und der größten Wirbel, der sogenannten Makromaße l_t, u_t , beschrieben werden:

$$\frac{l_\eta}{l_t} = \left(\frac{u_t \cdot l_t}{\nu}\right)^{(-3/4)} = (\text{Re}_t)^{(-3/4)} \quad (2.28)$$

$$\frac{\tau_\eta}{\tau_t} = \left(\frac{u_t \cdot l_t}{\nu}\right)^{(-1/2)} = (\text{Re}_t)^{(-1/2)}. \quad (2.29)$$

Über diese Zusammenhänge werden in den Kapiteln 5 und 7 die Aufnahmezeiten in den Messungen bestimmt, um eine hohe zeitliche Auflösung des turbulenten Mischungsprozesses in den Messungen sicherzustellen.

2.6 Grundlagen der Statistik

Die nachstehenden Ausführungen entstammen dem Skript der Statistikvorlesung Eichinger [28].

2.6.1 Mittelwert

Der Mittelwert \bar{x} einer Variablen wird über folgenden Zusammenhang berechnet:

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^n x_i. \quad (2.30)$$

2.6.2 Standardabweichung und Varianz

Die Standardabweichung beschreibt die Streuung einer Messgröße über den Erhebungszeitraum des Datensatzes. Geht man davon aus, dass der Datensatz die Statistik vollständig beschreibt, sprich eine Vollerhebung ist, wird die Varianz als quadratische Abweichung vom Mittelwert der Erhebung verstanden:

$$\text{Var}(x) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2. \quad (2.31)$$

Ist nicht gesichert, dass eine Vollerhebung vorliegt, wird die Varianz mit der folgenden Formel berechnet:

$$\text{Var}(x) = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2. \quad (2.32)$$

Bei der Analyse der vorliegenden Messdaten wird die Varianz mit Hilfe des Verschiebungssatzes ermittelt:

$$\text{Var}(x) = \frac{1}{n-1} \left(\sum x_i^2 - \left(\sum x_i \right)^2 \right). \quad (2.33)$$

Durch diese Formel ist eine effizientere Auswertung möglich. Folgender Zusammenhang gilt zwischen der Standardabweichung σ_x und der Varianz $\text{Var}(x)$:

$$\sigma_x = \sqrt{\text{Var}(x)}. \quad (2.34)$$

2.6.3 Wahrscheinlichkeitsverteilungen

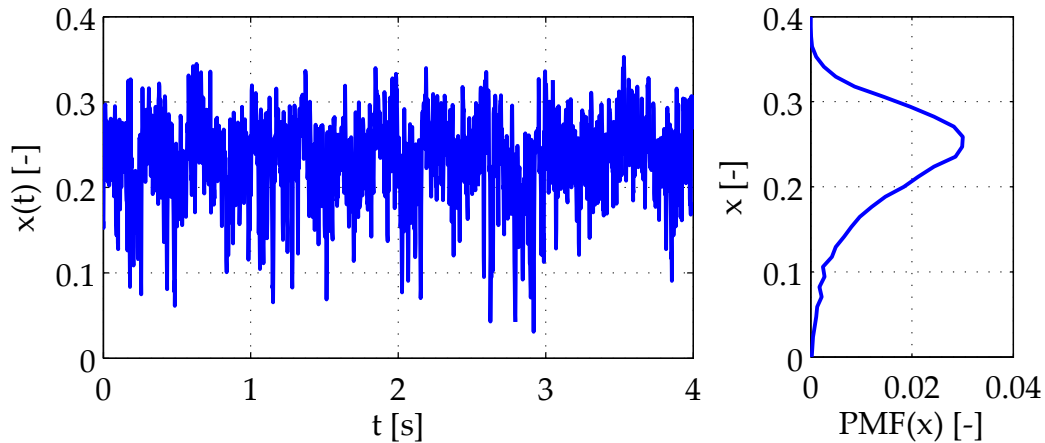


Abbildung 2.6: Beispiel zur Erstellung einer PMF aus Messdaten.

Eine übliche Form der Darstellung in der Statistikauswertung ist das Histogramm. Histogramme entstehen aus Einordnung von Ereignissen ihrer Häufigkeit nach in Klassen. Hierdurch wird die relative Auftretenswahrscheinlichkeit $H(x)$ abgebildet. Alle Einträge aus einem Histogramm werden nach der folgenden Formel

$$PMF(x) = \frac{H(x)}{n_{ges}} \quad (2.35)$$

$$\text{mit } n_{ges} = \sum_1^n H(x)$$

auf den Wert 1 normiert. Dieser Verlauf wird als PMF bezeichnet, dargestellt in Abbildung 2.6. Wesentlich bei der Erstellung einer PMF aus Messdaten ist, dass eine für die statistische Aussage ausreichende Anzahl n_{ges} Ereignisse zur Auswertung hinzugezogen wird. Die PMF ist ein diskretes Signal, die PDF hingegen liegt als mathematisch stetige Funktion vor. Es ist möglich, aus dem Verlauf einer PMF die Funktion einer PDF anzunähern. Mögliche Funktionen sind Gauß- und β -Verteilungen, siehe [28]. Mit beiden Funktionen ist die Bestimmung einer relativen Wahrscheinlichkeit für das Eintreten eines Ereignisses an einer ausgesuchten Stelle möglich. Liegt eine PMF sehr fein aufgelöst vor, so ist ihr Verlauf vergleichbar mit einer PDF, da auch die PDF

die folgende Integralbedingung einhält:

$$\int_{x_{\min}}^{x_{\max}} \text{PDF}(x) dx = 1. \quad (2.36)$$

Die Klassen einer Wahrscheinlichkeitsverteilung werden in der Literatur als Bins bezeichnet. Die Breite eines Bins ist wesentlich zur aussagekräftigen Darstellung der Ereignisse. Basierend auf der Anzahl an auszuwertenden Datensätzen n kann die Anzahl an Bins mit der folgenden Abschätzung vorgenommen werden [28]:

$$n_{\text{bins}} = \min(\sqrt{n}; 10 \cdot \log(n)). \quad (2.37)$$

Alternativ kann auch die Formel von Freedman und Diaconis [28] verwendet werden. Sie bestimmt die Breite der Bins und schließt damit die Grenzen des zu untersuchenden Wertebereichs $x_{\max} - x_{\min}$ bei der Klassenberechnung mit ein:

$$b_{\text{bins}} = \frac{x_{\max} - x_{\min}}{\sqrt[3]{n}}. \quad (2.38)$$

Je mehr Klassen bei der Erstellung eines Histogramms verwendet wurden, desto weniger werden die Ergebnisse durch die Einordnung in die Klassen geglättet und desto weniger Einzelinformationen gehen verloren. Andererseits ist es aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht immer sinnvoll, alle Klassen abzubilden. In der vorliegenden Arbeit werden die PMFs in Kapitel 5 mit 128 und in den Kapiteln 6 und 7 mit jeweils 256 Klassen erstellt. Hierdurch wird eine möglichst feine Aufschlüsselung der Messsignale erzielt, die bei der späteren Berechnung der mittleren Größen mit einfließt. Die Anzahl der verwendeten Bins liegt deutlich über der Empfehlung von Gleichung (2.37), um keine Detailinformationen aus den Daten zu verlieren.

In der vorliegenden Arbeit wird die PMF zur Bewertung von Mischungsfuktuationen und Mischungsgüte von Brennstoff und Stützluft verwendet. Hieraus können Rückschlüsse auf das Selbstzündverhalten und die Stickoxidemissionen gezogen werden. Da die PMFs in der hier vorliegenden Arbeit sehr fein aufgeschlüsselt vorliegen, sind die folgenden qualitativen Aussagen zur PDF auf die PMF übertragbar. In Abbildung 2.7 aus [52] werden beispielhafte PDFs des Brennstoffs einer Freistrahleindüsung gezeigt, um die spätere Interpretation der Verteilungen zu verdeutlichen. Wie Abbildung 2.7 zeigt, kann

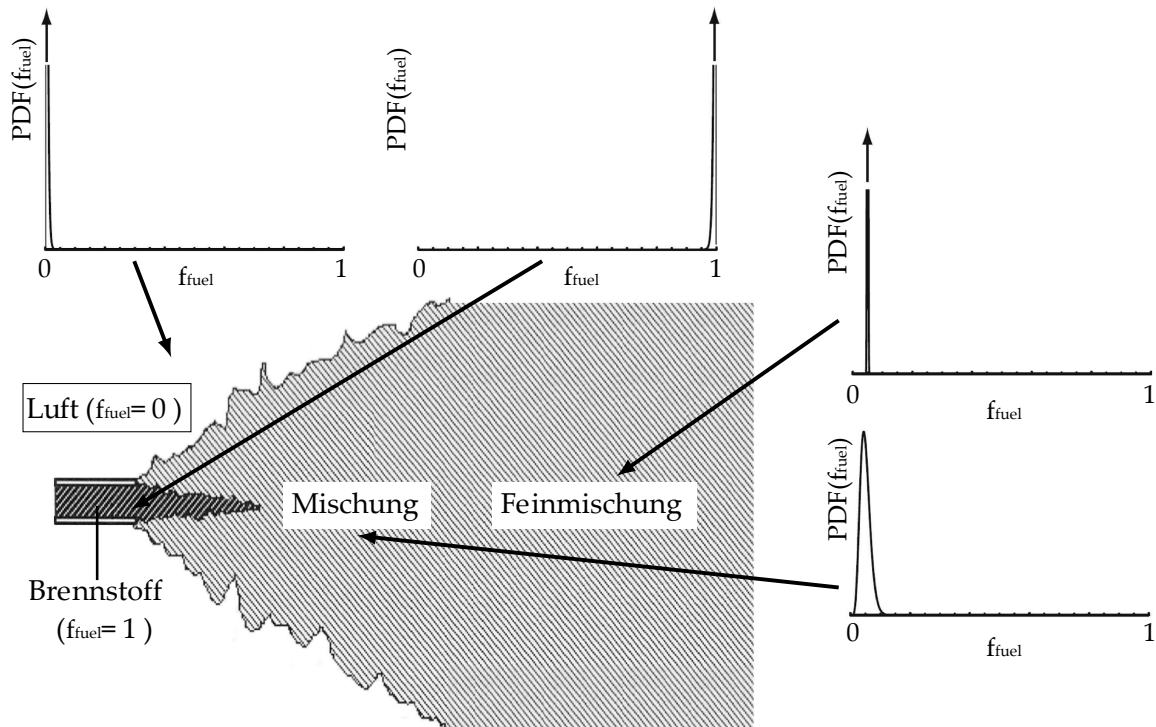


Abbildung 2.7: PDFs einer Freistrahleindüsung [52].

man anhand der PDF-Form erkennen, welche Mischungszustände vorliegen. Beispielsweise ist auf Höhe der Eindüsung weit entfernt von der Mittelachse, wo noch kein Brennstoff in die Luft eingemischt hat, ein klares Maximum der PDF bei $f_{\text{fuel}} = 0$ zu sehen. Hingegen direkt am Strahl an der Eindüsung liegt nur Brennstoff vor mit einem Maximum bei $f_{\text{fuel}} = 1$. Während des Mischungsprozess, stromab der Eindüsung, nimmt die PDF gaußförmige Verteilungen ein, deren Maxima bei niedrigen Mischungsbrüchen des Brennstoffs liegen. Im Fernfeld wird von einer perfekten Mischung zwischen Brennstoff und Luft ausgegangen. In der PDF ist ein Maximum bei einem niedrigen Wert von f_{fuel} zu beobachten. Je ausgeprägter das Maximum einer PDF vorliegt, desto niedriger sind auch die Mischungsfluktuationen. Die PDFs werden dann als schmaler bezeichnet, da alle PDFs stets auf eins normiert werden. Anhand der PDF-Formen kann man erkennen, dass sich die Mischungsbruchs-PDFs der Freistrahleindüsung am besten durch β -Verteilungen beschreiben lassen [52].

2.6.4 Verbundwahrscheinlichkeitsdichteverteilung

Als Joint PDF werden Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen mehrerer Variablen in einem gemeinsamen Wahrscheinlichkeitsraum bezeichnet [85]. Im vorliegenden Fall wird auf Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen von zwei Variablen eingegangen. Durch die gemeinsame Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung von Brennstoff und Stützluft kann auf die lokale Wahrscheinlichkeit an Heißgas geschlossen werden und folglich auf die zeitlich mittlere Gemischtemperatur. Im Fall zweier Ereignisse, beschrieben durch die Variablen x und y , gilt für deren Verbundwahrscheinlichkeitsdichtefunktion $\text{JPDF}(x,y)$ nach [85]:

$$1 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \text{JPDF}(x,y) dx dy. \quad (2.39)$$

Sind die Verteilungen von $\text{PDF}(x)$ und $\text{PDF}(y)$ statistisch unabhängig, so erfüllt die gemeinsame Verbundwahrscheinlichkeitsdichte die folgenden beiden Bedingungen [85]:

$$\text{PDF}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \text{JPDF}(x,y) dy, \quad (2.40)$$

$$\text{PDF}(y) = \int_{-\infty}^{\infty} \text{JPDF}(x,y) dx. \quad (2.41)$$

Ferner gilt bei einer statistischen Unabhängigkeit, dass die JPDF von x und y das direkte Produkt aus der Multiplikation der beiden einzelnen PDFs ist [85]:

$$\text{JPDF}(x,y) = \text{PDF}(x) \cdot \text{PDF}(y). \quad (2.42)$$

Dieselbe Berechnungsvorschrift gilt für die JPMF:

$$\text{JPMF}(x,y) = \text{PMF}(x) \cdot \text{PMF}(y). \quad (2.43)$$

Da die Mischungsdaten simultan aufgenommen werden, ist die direkte Erstellung der JPMF aus den Messdaten möglich. Diese kann dann mit der JPMF aus Multiplikation der einzelnen PMFs verglichen werden und es wird eine Überprüfung auf das Kriterium in Gleichung (2.43) vorgenommen. Die Überprüfung der PMFs auf statistische Unabhängigkeit erfolgt in Abschnitt 6.4.

3 Versuchsinfrastruktur

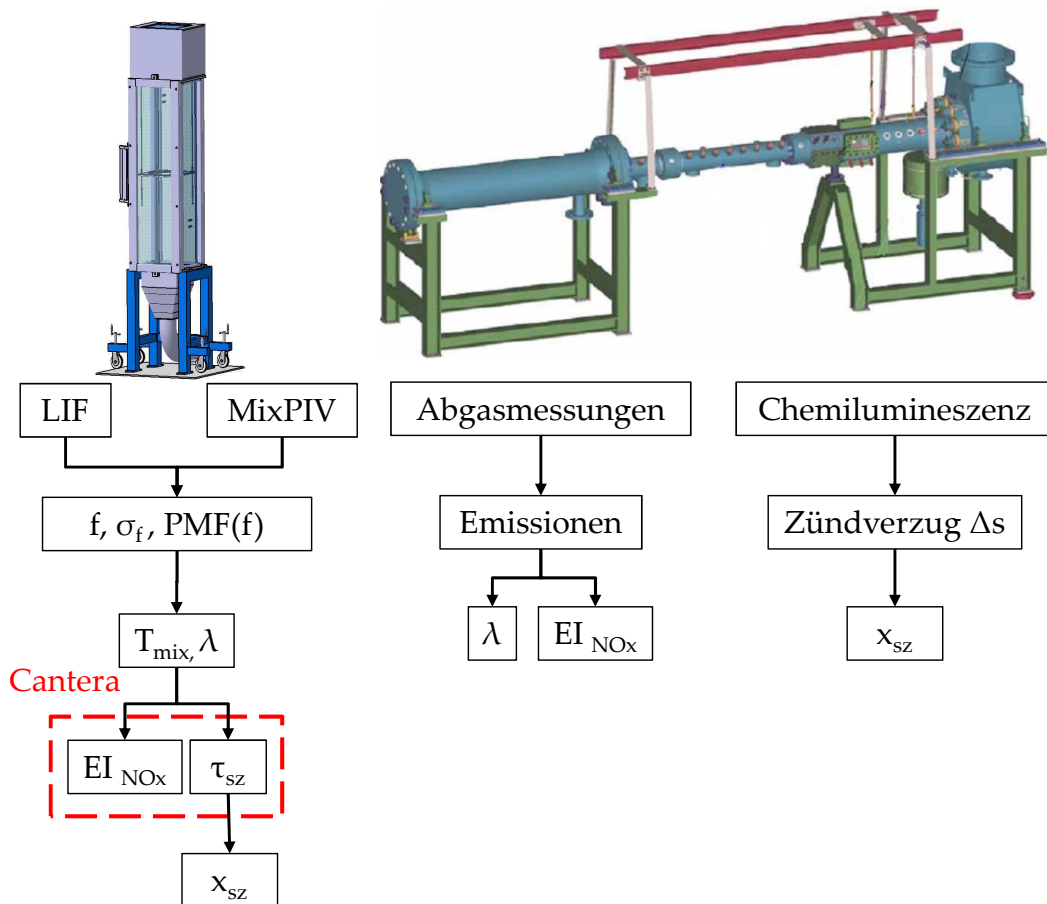


Abbildung 3.1: Gemessene und berechnete Größen im Wasserkanal (links) und im Hochdruckversuchsstand (rechts).

In diesem Kapitel wird die Versuchsinfrastruktur vorgestellt, mit der die Messdaten für die vorliegende Arbeit erzeugt wurden. Die verwendeten Messungen stammten von zwei verschiedenen Prüfständen: dem Wasserkanal und dem Hochdruckversuchsstand. Im Wasserkanal werden in Strömungsmessungen mit Laserinduzierter Fluoreszenz (LIF) und Mixture Fraction PIV (MixPIV) Konzentrationsfelder des Mischungsbruchs ($f, \sigma_f, PMF(f)$) der Eindüsungssysteme gemessen. Für detaillierte Beschreibungen der Methoden und die Mischungsbruchberechnung sei auf die Abschnitte 4.1.1 und 6.1 ver-

wiesen. Der Versuchsaufbau im Wasserlabor wird in Abschnitt 3.1 beschrieben. Aus den Mischungsfeldern und deren Statistik werden mit Matlab und Cantera der Ort der Zündung x_{sz} und Stickoxidemissionen EI_{NO_x} berechnet. Die Umrechnungen der in Abbildung 3.1 dargestellten Größen sind ausführlich in Abschnitt 4.3 beschrieben. Auf Basis dieser aus Wasserkanaldaten modellierten Größen erfolgt die Analyse der Verbrennungsuntersuchungen im Hochdruckversuchsstand. Dort werden globale Abgasmessungen zur Bestimmung der mittleren Luftzahl λ und der Stickoxidemissionen durchgeführt. Die Detektion der Zündereignisse erfolgte durch Chemilumineszenzaufnahmen mit einer bildverstärkten Hochgeschwindigkeitskamera. Der Versuchsaufbau im Hochdruckversuchsstand wird im Detail in Abschnitt 3.2.1 vorgestellt.

3.1 Wasserlabor

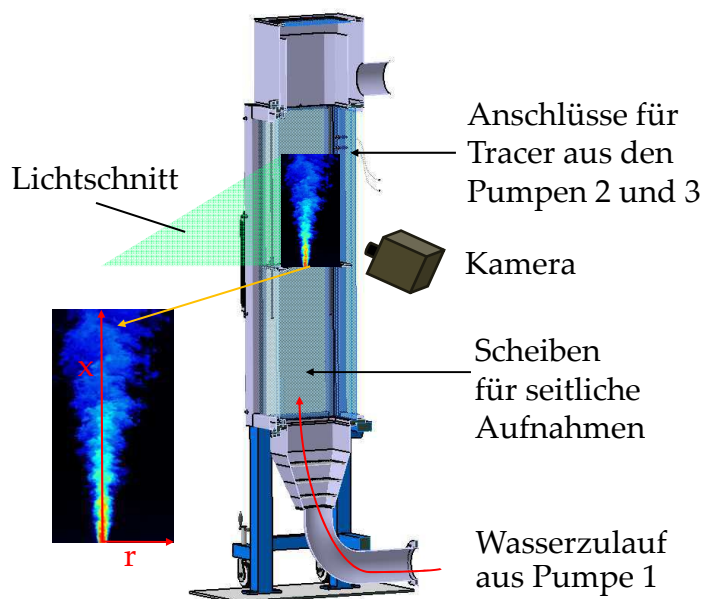


Abbildung 3.2: Messaufbau im Wasserkanal [74] mit verwendetem Koordinatensystem.

Der Wasserkanal besteht aus einem rechteckigen Grundkörper, der an den Seiten und von hinten jeweils durch Plexiglasscheiben und mit einer Glastür an der Front voll optisch zugänglich ist. In Abbildung 3.2 wird der Messaufbau im Kanal bei Aufnahmen in der meridionalen Ebene des runden Strahls dargestellt. Der Lichtschnitt des La-

sers wird über die Tür an der Vorderseite eingekoppelt. Beispielhaft ist hier ein LIF-Messbild abgebildet. Die Kameraaufnahmen können über die beiden Seitenscheiben am Kanal gemacht werden. Messungen in Ebenen senkrecht zur Strahlachse werden durch das Schauglas am Ablauf des Kanals aufgenommen. Die Einkopplung des Laserlichtschnitts geschieht in diesem Anwendungsfall ebenfalls durch die Tür. Der Laser und die Messtechniken sind detailliert in den Abschnitten 4.1 und 6.1 beschrieben. Die Glastür des Kanals ist schwenkbar. Damit ist eine einfache und schnelle Montage der Versuchsträger gewährleistet. Der Einbau des Versuchsträgers erfolgt an vertikal verstellbaren Platten. Im Messbetrieb wird der Kanal über den Wasserzulauf mit Pumpe 1 gespeist. Diese Pumpe simuliert den Heißgasmassenstrom im Verbrennungsexperiment. Durch Anschlüsse an der Rückseite des Kanals können zwei separate Massenströme in den Kanal gepumpt werden, sie stellen im späteren Verlauf die Stützluft- bzw. Brennstoffeindüsung dar. Diese Massenströme werden von Pumpe 2 und 3 gefördert. Die Pumpen 1 und 2 können für PIV-Messungen, wie in [74] ausführlich beschrieben, auch im geschlossenen Kreislaufbetrieb verwendet werden. Im geschlossenen Kreislaufbetrieb wird das Wasser am Ablauf in die Wassertanks, aus denen es ursprünglich angesaugt wurde, zurückgeführt. Pumpe 3 ist nicht in diesen geschlossenen Kreislaufbetrieb benutzbar, da sie nachträglich in den Versuchsaufbau integriert wurde. Sie kann lediglich für Mischungsuntersuchungen im offenen Kanalbetrieb benutzt werden. Im offenen Kanalbetrieb fließt das Wasser durch den Abfluss ab. Für die detaillierte Beschreibung der Betriebsarten und des Wasserkanalleitungssystems sei auf [74] verwiesen. Alle Pumpen sind mit Frequenzumrichtern gekoppelt, so dass das Wasser stufenlos geregelt gefördert werden kann. Der Förderbereich der Pumpen ist in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Die minimalen Fördermengen beziehen sich auf einen ungedrosselten Betrieb der Pumpen, der mit dem vorliegenden Aufbau im Kanal realisiert werden konnte. Bei Bedarf kann der Hauptmassenstrom durch einen Bypass zusätzlich reduziert werden. Die beiden kleineren Pumpen können durch entsprechende Drosselung auch mit niedrigeren Volumenströmen betrieben werden. Ein Betriebspunkt am unteren Ende des Förderbereichs ist jedoch aufgrund von erhöhten Massenstromschwankungen nicht ratsam.

Bezeichnung	Typ	\dot{V}_{\min} [$\frac{\text{m}^3}{\text{h}}$]	\dot{V}_{\max} [$\frac{\text{m}^3}{\text{h}}$]
Pumpe 1	KSB: Etachrom BC 050-125/402 C11PD	8,5	50
Pumpe 2	KSB: Etabloc GN 040-200 154 G11	0,5	30
Pumpe 3	Speck: PY-2273	0,04	1

Tabelle 3.1: Realisierter Betriebsbereich der verwendeten Pumpen.

3.2 Hochdruckversuchsstand

3.2.1 Versuchsaufbau

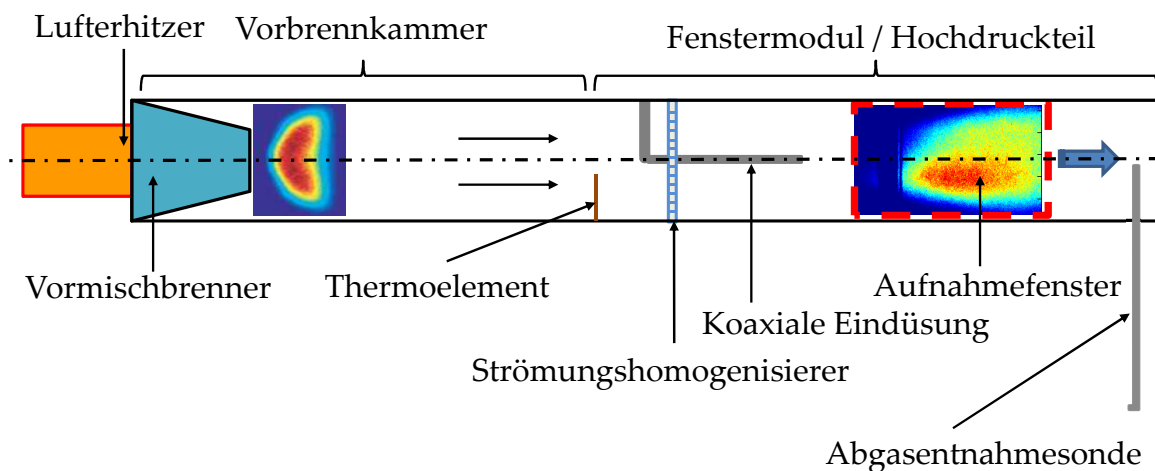


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau des Verbrennungsexperiments im Hochdruckversuchsstand.

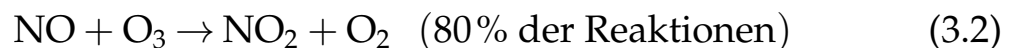
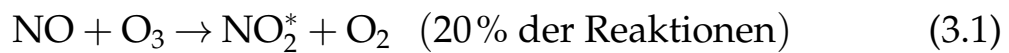
Das Schema des mehrstufigen Verbrennungsexperiments ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Die für diese Arbeit wesentlichen Komponenten des Prüfstands sind der Lufterhitzer, die Vorbrennkammer und das Fenstermodul. Der Vormischbrenner sitzt im vorderen Teil des Plenums. Eine detaillierte Beschreibung zum Brenner ist in der Arbeit von Tautschnig [82] zu finden. Der Aufbau des zweistufigen Hochdruck-Verbrennungsprüfstands wurde von Tautschnig [82] entwickelt. Die vom elektrischen Lufterhitzer vorgewärmte Luft strömt in die Vorbrennkammer, wo durch Brennstoffzugabe die gewünschte Temperatur und Luftzahl der Grundströmung erzeugt wird. Um eine Vergleichbarkeit der Ergebnisse sicher zu stellen, wird über ein Thermoelement vor der zweiten Verbrennungsstufe mit der koaxialen Eindüsung die Heißgastemperatur ständig kontrolliert. Wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, beeinflussen leichte Veränderungen der

Temperatur den Zündverzug und damit die Zündverzugspositionen. Verbleibender Drall aus der Vorbrennkammer wird durch einen Strömungshomogenisierer in Form einer Katalysatormatrix eliminiert. Die hier entstandene Turbulenz zerfällt nach einigen $x/d_{\text{fuel},0}$ und ist an der koaxialen Eindüsung vernachlässigbar [73] klein. Dann wird in das drallfreie Heißgas über die koaxiale Eindüsung der Sekundärbrennstoff eingebracht. Der Brennstoff zündet mit Abstand zur Eindüsung. Die Detektion der Flamme erfolgt mittels einer Hochgeschwindigkeits-Kamera, einer Photron Fastcam-ultima APX I² mit bildverstärktem Kopf, im optisch zugänglichen Teil des Hochdruckteils über OH*-Chemilumineszenzaufnahmen. In einer Erdgasflamme emittieren OH*-Radikale Licht im ultravioletten Bereich bei $\tilde{\lambda} = 300 - 325 \text{ nm}$ [49]. Dieses emittierte Licht wird über einen Bandpassfilter separiert. Am Ende der Verbrennungszone nach der generischen SEV wird über eine wassergekühlte Abgasentnahmesonde verbranntes Heißgas zur Analyse entnommen. Der Abstand der Abgasentnahmesonde zum Aufnahme Fenster beträgt mehr als 500 mm. Aufgrund des Abstands der Entnahmesonde zur Verbrennungszone können diese Messungen nur zu einer globalen Charakterisierung der Emissionsentstehung herangezogen werden. Nach dem Hochdruckmodul folgen Drosselventile, die den Druck im Prüfstand regulieren. Bevor das Abgas über den Kamin den Prüfstand verlässt, wird zur Kühlung Wasser in das Heißgas injiziert. Dies erfolgt stromab hinter der Abgasentnahmesonde nach den Drosselventilen.

3.2.2 Abgasmessung

Im Folgenden wird die Abgasmessanlage von ECO PHYSICS CLD 700 EL ht und insbesondere die Einheit, die zur Messung der Stickoxide dient [27], vorgestellt. Die Messergebnisse der Stickoxidemissionen werden unter anderem zur Validierung der Stickoxidmodellierung aus den kalten Strömungsfeldern in Kapitel 5 hinzugezogen. An die wassergekühlte Lanze ist ein beheizter Schlauch angeschlossen, der direkt mit der Analyseeinheit des Abgasmessgeräts verbunden ist. Die Beheizung des Schlauchs soll ein Auskondensieren der entnommenen Proben verhindern, da beispielsweise NO₂ wasserlöslich ist. Das Gerät misst neben der gesamten Stickoxidmenge NO_x auch die darin ent-

haltenen Anteile von Stickstoffmonoxid NO. Der Anteil an Stickstoffdioxiden NO₂ kann aus der Differenz von Stickoxid und Stickstoffmonoxid berechnet werden. Zur gesonderten Analyse wird der Abgasmassenstrom im NO_x-Analyзатор in zwei gleiche Teile aufgeteilt und in diesen beiden Strängen gesondert untersucht. Im ersten Strang wird das Abgas durch eine Konverterpatrone geleitet, an deren Molybdänoberfläche das im Gas enthaltene NO₂ zu NO umgewandelt wird. Der erhaltene Wert wird im Abgasmessgerät als NO_x ausgegeben. Der andere Strang wird zur Detektion des NO-Anteils herangezogen. Um nun über Chemilumineszenz den NO-Anteil zu bestimmen, wird in beiden Strängen Ozon beigemischt. Dies führt zu den folgenden beiden Arten der NO₂-Entstehung durch Oxidation:



20% der Reaktionen führen zu einem angeregten Molekülzustand, auf dem das Messprinzip beruht [27]. Da die Moleküle im angeregten Zustand instabil sind, wird die überschüssige Energie in Form von Photonen wieder emittiert. Dieser Vorgang wird als Chemilumineszenz bezeichnet und kann mit einem Photomultiplier registriert werden. Durch Prüfgase werden die Kalibrierkurven zur Intensitätsbestimmung im Messgerät hinterlegt. Messbereiche können von 1-10 ppmV¹, 10-100 ppmV bzw. 100-1000 ppmV gewählt werden. Die Nichtlinearität des Messverfahrens beträgt bezogen auf den oberen Messbereichswert 1% [27]. Im vorliegenden Fall wurde der mittlere Bereich für die Messungen ausgewählt.

Neben den Stickoxiden werden der Sauerstoffgehalt O₂ und Kohlenstoffoxide CO_x mitgemessen. Hierzu wird ein gesonderter Teil aus dem Abgasschlauch in eine zweite Analyseeinheit geleitet, nachdem sämtliches Wasser auskondensiert wurde. Die so angezeigten Größen liegen entsprechend ohne Wasseranteile aus der Verbrennung vor. Der Sauerstoffgehalt wird über einen paramagnetischen Sensor gemessen. CO und CO₂ werden durch Infrarotabsorptionsdetektoren bestimmt. Beide Verbindungen besitzen ein wellenlängenabhängiges Absorptionsverhalten, auf Basis dessen die Konzentration ermittelt wird. Da dem Abgas zusätzlich Kühlluft beigemischt ist, muss deren

¹engl. Parts per Million per Volume: Teilchen pro Millionen im Volumen

Eintrag bei der späteren Luftzahlberechnung der sequentiellen Brennkammer und der weiteren Messdatenanalyse berücksichtigt werden.

Um eine Vergleichbarkeit der feuchten Stickoxidemissionen zu erreichen, müssen diese normiert werden. Eine gängige Normierung ist der Bezug auf einen Referenzwert bei 15 % Sauerstoff oder wie im vorliegenden Fall auf die eingedüστε Brennstoffmenge. Der Bezug auf die verwendete Brennstoffmenge wird in der Literatur als Emissionsindex EI_{NO_x} bezeichnet. Diese Kenngröße liefert damit Aussagen zu den in der Verbrennung entstandenen Emissionen bezogen auf die eingesetzte Brennstoffmenge.

Die Abgasmesswerte der Stickoxide NO_x werden in ppmV gemessen. Somit gilt für die Spezies i , deren gemessener Wert Ξ_i beträgt, dass folgender Volumenanteil X_i vorliegt:

$$X_i = \Xi_i \cdot 10^{-6}. \quad (3.3)$$

Durch Multiplikation des Volumenanteils X_i mit der molaren Masse M_i in [g/mol] von NO bzw. NO_2 und der mittleren Molmasse des Gemisches M_{mix} ergibt sich der jeweilige Massenanteil Y_i im Messvolumen:

$$Y_i = X_i \cdot \frac{M_i}{M_{mix}}. \quad (3.4)$$

Damit berechnet sich für eine globale Stickoxid-Messung der Emissionsindex mit der Einheit [g NO_x /kg $_{fuel}$] entsprechend der folgenden Formel zu:

$$EI_{NO_x} = \frac{\sum_i m_i}{m_{fuel}} = \sum_i Y_i \cdot \frac{\dot{m}_{mix}}{\dot{m}_{fuel}}. \quad (3.5)$$

Um die Einheit [g/kg] zu erhalten, muss in die obige Formel (3.5) der Brennstoffmassenstrom \dot{m}_{fuel} in [kg/s] und der Gesamtmassenstrom \dot{m}_{mix} in [g/s] eingesetzt werden.

4 Methoden zur Beschreibung von Zweistoffsystemen

In diesem Kapitel werden die Methoden zur Charakterisierung der untersuchten Zweistoffmischungssysteme vorgestellt. In Kapitel 2.1 wurde gezeigt, dass bei einer kalten Brennstoffeindüsung in eine heiße Grundströmung lokale Werte der Mischung und deren Statistik benötigt werden, um Schlussfolgerungen auf die Verbrennungsschemie ziehen zu können. Durch die Mischungsstatistik wird sowohl die Mischungstemperatur als auch die lokale Gemischzusammensetzung festgelegt. Beide Größen bestimmen im Wesentlichen den Zündverzug.

Die Mischungsfelder dieser Eindüsung werden in Wasserkanalmessungen ermittelt. Hierfür wird die LIF-Messmethode verwendet. Die Messmethode und die benötigten Korrekturen der Rohmessdaten zur Bestimmung des Mischungsbruches werden in Kapitel 4.1 vorgestellt. Anschließend werden in 4.2 die verwendeten Ähnlichkeitsbedingungen und in 4.2.1 die Skalierung der Mischungsfelder gezeigt, um eine Vergleichbarkeit der Wasserkanal- und Verbrennungsmischungsfelder zu erzielen. Dann werden aus den Mischungsfeldern des Wasserkanals mit dem Ansatz von Pfeifer et al. [66] adiabate mittlere Temperaturfelder berechnet. Im Anschluss erfolgt der Vergleich der Mischungsfeldskalierung und Temperaturberechnung mit Mischungssimulationen, die in der Software Fluent[®] durchgeführt wurden. Mit Hilfe der mittleren Mischungstemperaturen und der Gemischzusammensetzung werden der chemische Zündverzug und die Stickoxidemissionen aus Reaktorrechnungen berechnet. Die Auswahl des Reaktors und das Einbeziehen der Statistiken zur Berechnung gemittelter Größen werden in Kapitel 4.3 vorgestellt. Die Einordnung des Verbrennungsregimes erfolgt auf Basis von OH*-Chemilumineszenzaufnahmen aus dem Experiment.

4.1 Laserinduzierte Fluoreszenz (LIF)

Die planare Laserinduzierte Fluoreszenz beruht auf der schmalbandigen Anregung eines Farbstoffs mittels Lichtquelle. Die Absorption des Lichts führt zu einer Erhöhung des Energieniveaus in den Molekülen des Farbstoffs. Dieses Energieniveau ist in der Regel instabil und führt zu folgenden drei Phänomenen, durch die überschüssige Energie abgeführt wird:

- Quenching: zum Beispiel Stöße der Moleküle untereinander.
- Prädissoziation: Bei Anregung von Molekülen mit sehr hohen Energien absorbieren diese Photonen. Hierdurch können Atome miteinander reagieren.
- Emission von Licht (Fluoreszenz).

Bei der schmalbandigen Anregung des Farbstoffs können die beiden Nebeneffekte von Quenching und Prädissoziation zugunsten der Fluoreszenz minimiert werden. Hierfür muss die Wellenlänge der Lichtquelle im Bereich des Absorptionsmaximums des Farbstoffs liegen. Das bei der Fluoreszenz emittierte Licht wird mit einer anderen Wellenlänge ausgestrahlt, als mit der es absorbiert wurde. Dadurch ist eine Trennung von Eingangs- und Ausgangssignal mit einem optischen Filter möglich. Die LIF-Methode wird in der Technik zur Untersuchung von Mischungsverhalten verwendet. Bei einem Zweistoffsystem wird hierbei in der Regel der kleinere der beiden Stoffströme mit Farbstoff versetzt. Dadurch kann die lokale Konzentration beider Ströme bestimmt werden. In den nächsten beiden Absätzen wird auf die stoffspezifischen Eigenschaften des in dieser Arbeit verwendeten Farbstoffs eingegangen.

In den hier gezeigten Messungen wird als Lichtquelle ein Argon-Ionen-Laser mit einer Anregungswellenlänge von $\tilde{\lambda}_1 = 488\text{nm}$ verwendet, siehe Abbildung 4.1. Zur Aufnahme der LIF-Messungen wird beispielsweise eine Photron Fastcam-ultima APX mit einer maximalen Auflösung von 1024×1024 Pixeln und einer Aufnahmefrequenz von 1000 fps bis 2000 fps verwendet. Aufgrund des größeren internen Datenspeichers wurden die LIF-Messungen in Kapitel 5 mit

der Photron Fastcam SA5 bei einer Aufnahme rate von 1000 fps durchgeführt. Diese besitzt ebenfalls eine Sensorgröße von 1024×1024 Pixeln. Die Photron Fastcam SA5 besitzt gegenüber der Photron Fastcam-ultima APX eine höhere Lichtempfindlichkeit. Als Farbstoff wird Uranin eingesetzt, Handelsbezeichnung Basacid Yellow 226 [3]. Uranin hat laut Herstellerangaben [2] sein Absorptionsmaximum bei 489 nm. Bei Anregung von Uranin mit Laserlicht, das sich aus mehreren Wellenlängen zusammensetzt, benennt [9] einen Emissionsbereich von 530 – 590 nm mit einer maximalen Emission bei 560 nm. Eigene Aufnahmen mit dem Spektrografen bei Anregung des Uranins mit Licht mit der Wellenlänge von 488 nm erbrachten ein Emissionsmaximum bei 537 nm. Der Unterschied zu [9] ist auf die Anregung mit Licht aus nur einer Wellenlänge zurückzuführen. Zur Separation der Fluoreszenz vom Laserlicht wird ein Hochpassfilter der Marke Semrock (RazorEdge Sperrfilter LP532RU) verwendet. Der Filter transmittiert Licht in einem Wellenlängenbereich von 539 nm bis 1200 nm.

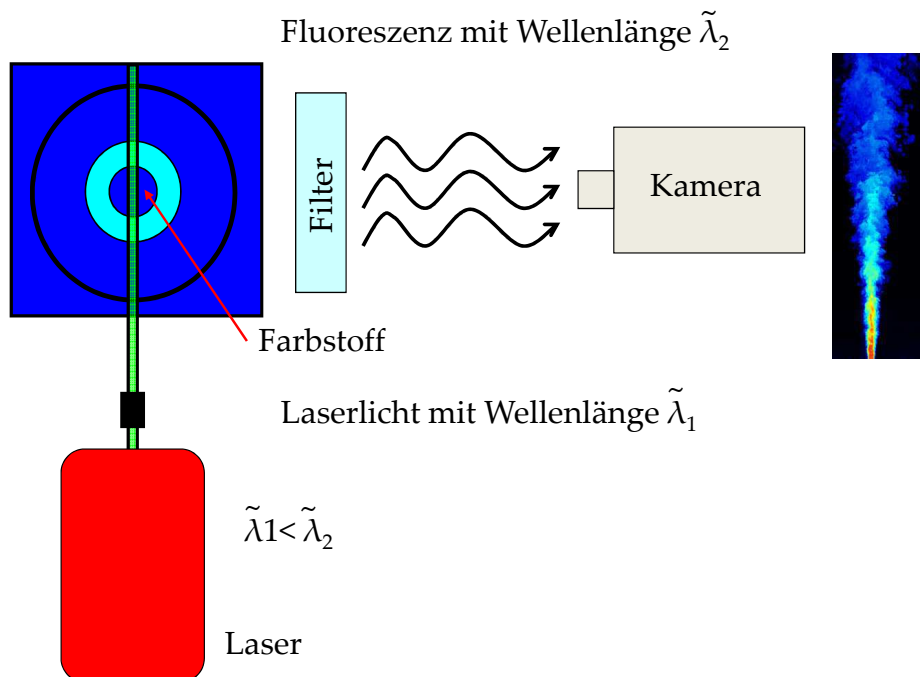


Abbildung 4.1: Prinzip eines LIF-Messaufbaus in axialer Messebene.

Uranin ist ab einer Konzentration von $0,5 \text{ ng/l}$ nachweisbar [89]. Im Bereich niedriger Konzentrationen von $0,01 \mu\text{g/l}$ bis 1 mg/l , ist das Verhalten zwischen emittierter Fluoreszenz und der Konzentration linear [44]. Liegt die Uraninkonzentration über den genannten Werten,

so nimmt die sichtbare Lichtausbeute infolge Quenching ab. Im linearen Bereich des Uranins ergibt sich zwischen der gemessenen Lichtintensität Θ am Ort r, x und dem Mischungsbruch f , der direkte Zusammenhang:

$$f(r, x) = \frac{\Theta(r, x)}{\Theta(r_0, x_0)}. \quad (4.1)$$

In Gleichung (4.1) steht die Referenzintensität $\Theta(r_0, x_0)$ im Nenner. Hierfür wird üblicherweise ein Ort gewählt, an dem der Mischungsbruch nachweislich $f=1$ ist. Dies kann entweder eine Referenzküvette wie in [13] oder im vorliegenden Fall die Eindüsungsstelle sein. Durch den Bezug auf eine solche Referenzstelle kann auch automatisch die zeitliche Laserleistungsschwankung von Aufnahme zu Aufnahme korrigiert werden, wie in Unterkapitel 4.1.1.5 detaillierter erklärt wird. Für die nachfolgenden Versuche hat sich eine maximale Konzentration von 0,2 mg/l an Uranin als sinnvoll erwiesen.

4.1.1 Rohdatenkorrektur LIF

Um aus den aufgenommenen Fluoreszenzintensitäten Θ auf den Mischungsbruch f zu schließen, sind die folgenden Bearbeitungsschritte erforderlich, die in Abbildung 4.2 dargestellt sind:

- Korrektur des Kameraabbildungsverhaltens (optional)
- Korrektur des Kamerarauschens und der Reflexionen durch Abzug des Hintergrundbilds
- Korrektur des Laser-Gaußprofils
- Absorptionskorrektur durch den Laserlichtintensitätsrückgang infolge der Absorption im Uranin (beinhaltet die Laser-Gaußprofilkorrektur)
- Korrektur der Laserleistungsschwankung, anhand eines Referenzpunktes im Messbild
- Bezug der Konzentrationen auf eine Referenzkonzentration zur Bestimmung des Mischungsbruchs

In den folgenden Abschnitten wird auf die einzelnen Schritte sowie die notwendige Datenqualität der Rohdaten eingegangen.

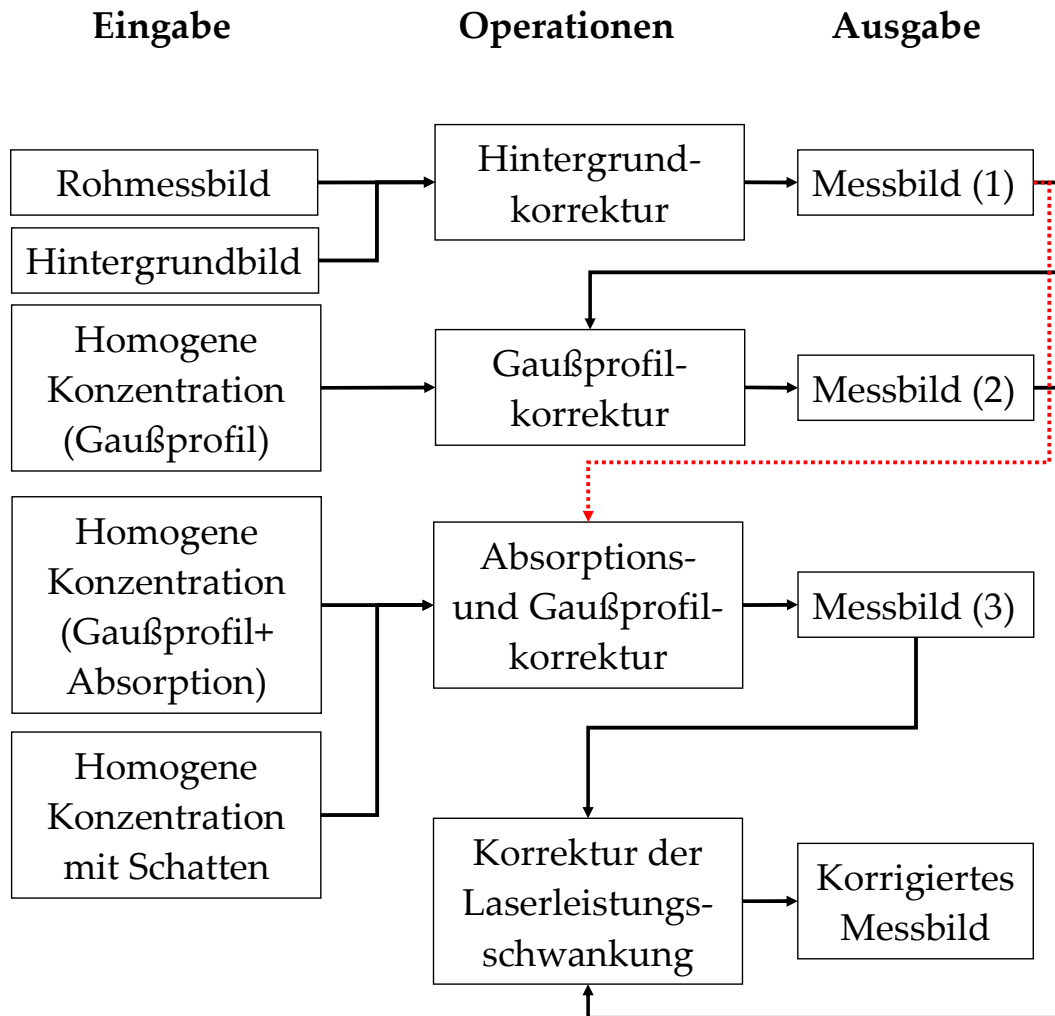


Abbildung 4.2: Korrekturschritte an den LIF-Rohmessdaten.

4.1.1.1 Korrektur des Kameraabbildungsverhaltens

Zur Untersuchung, ob das Abbildungsverhalten der Kameras linear ist, wurde eine LED mit einem veränderbaren Vorwiderstand als Lichtquelle aufgenommen. Durch die Variation des Vorwiderstands ändert sich der Strom in der LED und die Licht-Intensitäten verändern sich proportional zum Strom [64]. Dies erlaubt es, einen Zusammenhang zwischen aufgenommenem Licht und Kamerasignal herzustellen. Diese Untersuchung wurde bei drei verschiedenen Aufnahme-raten, 500 fps, 1000 fps und 2000 fps, für die Photron Fastcam-ultima APX und die Photron Fastcam SA5 durchgeführt. Beide Kameras sind nicht lichtintensitätsverstärkt. Im Fall der Photron Fastcam-ultima APX in Abbildung 4.3 zeigt sich, dass das Kameraabbildungsverhalten bis 500 fps nicht linear ist und damit korrigiert werden muss. Ab

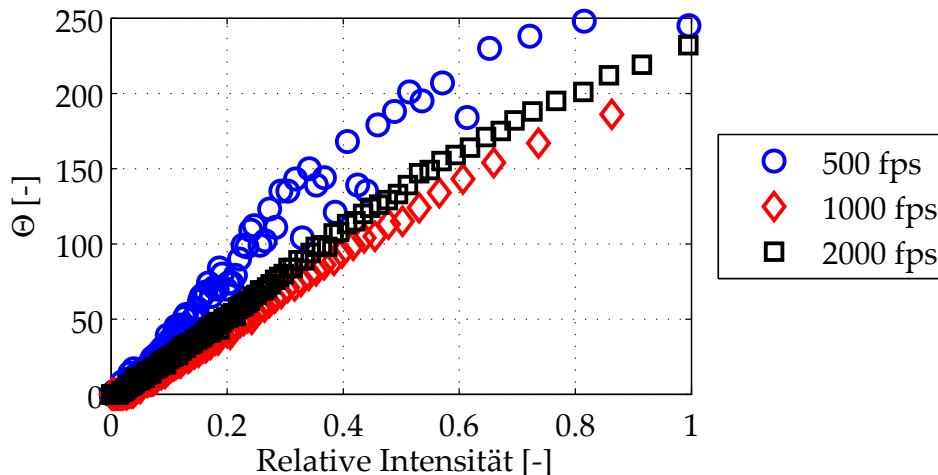


Abbildung 4.3: Abbildungsverhalten der Photron Fastcam-ultima APX bei verschiedenen Aufnahmezeiten.

1000 fps ist die Kurve in guter Näherung linear. Die Abweichung von der Linearität liegt deutlich unter 1 %, weshalb für die vorliegenden LIF-Aufnahmen auf eine Korrektur verzichtet werden konnte. Dasselbe Verhalten kann auch für eine Aufnahmezeit von 2000 fps beobachtet werden. Im Fall der Photron Fastcam SA5 stellte sich das Verhalten in allen Fällen als linear heraus. Die Korrektur muss, wenn sie benötigt wird, an allen Rohbildern und Rohkorrekturbildern durchgeführt werden.

4.1.1.2 Korrektur mit Hintergrundbild

Bei der Aufnahme des Hintergrundbildes wird der zu untersuchende Versuchsträger komplett mit klarem Wasser geflutet. Wichtig ist hier, dass sich kein Farbstoff mehr im Bildbereich befindet. Kamera und Laser haben dieselben Einstellungen wie im Messbetrieb. Durch Abzug dieses sogenannten Hintergrundbildes wird zum einen das Grundrauschen der Kamera aus der Messung korrigiert, zum anderen können damit leichte Lichtreflexionen berichtigt werden. In der Regel beträgt die Messwerteänderung infolge der Korrektur bei beiden Kameras maximal 1 %. Ist der Fehler größer, könnten starke Reflexionen dafür verantwortlich sein. Hier sollte versucht werden, diese Reflexionen zu vermeiden – beispielsweise durch Schwärzen von Regionen, die das Laserlicht reflektieren und zu einer starken Überbelichtung in den

Messbildern führen.

4.1.1.3 Korrektur des Laser-Gaußprofils

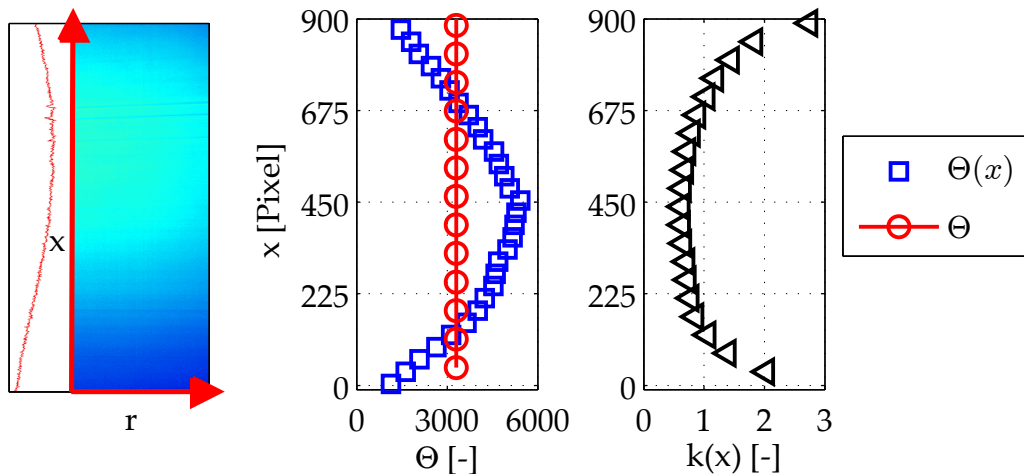


Abbildung 4.4: Laser-Gaußprofil: links Rohbild, Laser tritt in r -Richtung ins Messbild ein, mittig: Bestimmung der mittleren Intensität im Profil, rechts Korrekturfaktoren $k(x)$.

Der Lichtschnitt des Lasers hat im vorliegenden Messaufbau, siehe Abbildung 4.4, eine gaußförmige Intensitätsverteilung in axialer Richtung x , siehe Koordinatensystem in Abbildung 3.2. Dies führt in axialer Richtung zu einer räumlich ungleichmäßigen Anregung des Farbstoffs im Messvolumen. Durch Korrektur der Rohmessdaten kann der Einfluss des Gaußprofils berichtigt werden. Zur Aufnahme des Korrekturbildes muss in den mit Wasser gefluteten Kanal Uranin über den Hauptstrang zugeführt werden. Die Kamera und der Laser haben dieselbe Einstellung wie im Messbild. Die Konzentration des Uranins muss der mittleren Konzentration im Messbild entsprechen. Zur Ermittlung des Verlaufs des Gaußprofils in x -Richtung werden jeweils die Werte in radialer Richtung von Position r_1 bis r_2 gemittelt

$$\Theta(x) = \frac{\sum_{r_1}^{r_2} \Theta(r_i, x)}{r_2 - r_1}. \quad (4.2)$$

Hierbei ist es wichtig, dass im Bereich der radialen Koordinaten r_1 und r_2 keine Absorption stattfindet, da diese den Korrekturfaktor ver-

fälscht. Dann wird der Mittelwert der Intensitäten Θ

$$\Theta = \frac{\sum_{x=0}^{x_{\max}} \Theta(x)}{x_{\max}}. \quad (4.3)$$

aus allen axialen Werten bestimmt. Daraus wird die Abweichung der axialen Intensität $\Theta(x)$ bezogen auf diesen Mittelwert berechnet:

$$k(x) = \frac{\Theta}{\Theta(x)}. \quad (4.4)$$

Dies ergibt den axialen Korrekturfaktor $k(x)$. Dieser wird zur Korrektur der Messdaten verwendet. Somit ergibt sich aus dem Rohmesssignal $\Theta(r, x)$ die folgende Formel zur Korrektur des Gaußprofils:

$$\Theta_{\text{gk}}(r, x) = \Theta(r, x) \cdot k(x). \quad (4.5)$$

Für das Korrekturbild ist wesentlich, dass alle Messwerte deutlich über dem Messrauschen der Kamera liegen. In der Regel werden hier mindestens 200 Bilder mit dem Gaußsignal gemittelt. Dabei wurde darauf geachtet, dass die Schwankung des Laserlichts deutlich unter 1% lag.

4.1.1.4 Absorptionskorrektur

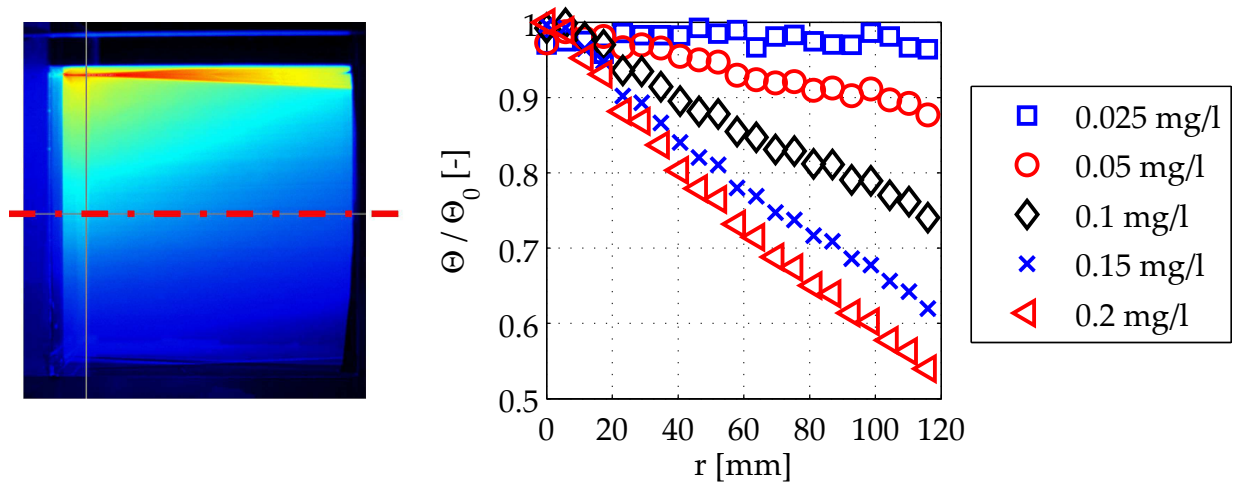


Abbildung 4.5: Einfluss der Uranin-Konzentration auf die Laserlichtabsorption.

Zusätzlich wird bei sehr hohen Uraninkonzentrationen das Laserlicht durch Absorption im Farbstoff geschwächt und führt zu einer

ungleichmäßigen Ausleuchtung im Rohbild. Ab ca. 10 % Intensitätsrückgang durch Absorption wird diese Korrektur empfohlen [50]. Sie beinhaltet die Gaußprofilkorrektur des Lasers. Für die Absorptionskorrektur wird ebenfalls ein Bild mit homogener Konzentration benötigt und ein weiteres Bild mit zwei Schatten in dieser homogenen Konzentration. Das Bild mit Schatten wird von DaVis[®] benötigt, um aus den Intensitätsgradienten die Divergenz des Laserstrahls und dessen Ursprungsposition zu rekonstruieren. Der Laser wird hier als punktförmige Lichtquelle angenommen. Aus diesen Annahmen werden im Rohbild die Strahlengänge des Laserlichts ermittelt. Mit diesen Bildern kann nach dem Gesetz von Bouguer-Lambert-Beer¹ [7] der Intensitätsabfall über die Länge n mit der Konzentration c und dem Extinktionskoeffizienten ϵ_{λ} anhand der auftretenden Rohintensitäten Θ_0 für jeden Strahlengang bestimmt werden:

$$\ln\left(\frac{\Theta_0}{\Theta(x)}\right) = \epsilon_{\lambda} \cdot c \cdot n. \quad (4.6)$$

Über diesen Zusammenhang wird der Grad der ungleichmäßigen Ausleuchtung infolge von Absorption in jedem Bildpunkt zurückgerechnet und korrigiert. Diese Korrektur kann in DaVis[®] durchgeführt werden.

Nun soll anhand von verschiedenen in Wasser gelösten Uraninkonzentrationen in einem rechteckigen Behältnis abgeschätzt werden, welche Korrektur in den vorliegenden Versuchsaufbauten benötigt wird. Abbildung 4.5 zeigt die Ergebnisse dieser Messungen. Hierin ist die Restlaserintensität im Behältnis über die Lauflänge in der Uraninlösung aufgetragen. Mit zunehmender Uraninkonzentration nimmt die Restlaserintensität infolge der Absorption ab. Für die im Versuchsaufbau vorliegende Brennkammer mit einem Innendurchmesser von 127 mm ist bei einer kompletten Flutung von 0,2 mg/l Uranin nur noch 50 % Restlichtintensität vorhanden. Bei einer Uraninkonzentration von 0,05 mg/l ist ein Abfall von 10 % über die ganze Rohrlänge zu erwarten. Hier zeigt sich, dass abhängig von Breite und Konzentration des Seedings entschieden werden muss, ob die Absorptionskorrektur notwendig ist. Vormessungen der koaxialen Eindüsung hatten gezeigt, dass innerhalb von $x/d_{\text{fuel},0} = 10$

¹Das Gesetz von Bouguer wurde 1852 von Beer erweitert, der den Zusammenhang zwischen Absorption und Wellenlänge einbrachte.

die Konzentrationen unter 0,1 mg/l fallen. Dabei beträgt die axiale Ausbreitung des Strahls üblicherweise nicht mehr als $r/d_{\text{fuel},0} = 3$, entsprechend 12 mm. Dies führt bei der vorliegenden Konzentration von 0,1 mg/l Uranin zu einer Lichtintensitätsschwächung von ca. 4 %. In diesem Fall würde die Absorptionskorrektur in Davis[®] zu einem Fehler führen, weshalb bei den hier gezeigten Messungen auf diese Korrektur verzichtet wird.

4.1.1.5 Korrektur der Laserleistung

Im Fall der koaxialen Eindüsung kann die Korrektur der Laserleistungsschwankung gleichzeitig mit der Mischungsbruchbestimmung über Gleichung (4.1) vorgenommen werden. Etwas aufwendiger ist die Korrektur, wenn der Eintritt nicht direkt in der Messebene sichtbar ist. Hierfür eignet sich eine Referenzküvette im Messbild wie bei [13] oder ein Referenzdetektor. Das Messsignal aus der Referenzküvette wird über den Zeitraum der Messung gemittelt. Dann wird die zeitliche Abweichung jedes Einzelmessbildes auf den Mittelwert als Korrekturwert für das Messbild verwendet.

4.1.1.6 Aufgelöste Turbulenz-Skalen

J_{fuel}	l_{η} [mm]	τ_{η} [ms]
20	0,02	0,35
50	0,01	0,15
100	0,01	0,08
1000	0,004	0,01

Tabelle 4.1: Kolmogorov-Maße in den Scherschichten der Betriebspunkte in Kapitel 5.

In Tabelle 4.1 sind die turbulenten Zeit- und Längenmaße der kleinsten Wirbel zusammengefasst, die bei den untersuchten Betriebspunkten in Kapitel 5 zu erwarten sind. Für d_h wurde eine halbe Strahlbreite verwendet mit $2d_{\text{fuel},0}$. l_t wurde mit Gleichung (2.26) abgeschätzt. Die anliegende Geschwindigkeitsdifferenz Δu wird mit $\Delta u = (u_{\text{fuel},0} - u_{\infty})$ angenommen. Mit Gleichung (2.27) kann dann u_t

und schließlich durch Gleichung (2.25) Re_t^2 bestimmt werden. Somit kann über Gleichung (2.28) l_η berechnet werden. Die Auflösung im Messbild bei den Wasserkanalmessungen betrug 3,14 Pixel/mm, um auch noch das Fernfeld des Strahls im Messbild aufnehmen zu können. Man kann sehen, dass bei der vorliegenden Auflösung nur Wirbel bis 0,3 mm aufgelöst werden. Somit werden die kleinsten Wirbel nicht voll räumlich aufgelöst. Über Gleichungen (2.29) wird τ_η berechnet. Die Aufnahmezeit bei den Bildern betrug 1000 fps. Man kann sehen, dass damit die zeitliche Auflösung der Mischung mit Abstand zur Düse möglich ist. Direkt an der Düse löst die Messung die Mischungsstatistik noch nicht voll zeitlich auf. Dies erkennt man daran, dass der Randbereich des Strahls an der Düse in den Rohbildern leicht unscharf erscheint. Da dort aber noch keine Mischungsprozesse auftreten, führt die reduzierte zeitliche Auflösung zu keinem wesentlichen Fehler bei der Statistikverteilung. Durch die Aufnahmezeit ist sichergestellt, dass die Mischungsdaten im Fernfeld mit ausreichender Aufnahmezeit aufgenommen werden, um eine aussagekräftige Mischungsstatistik zu erhalten. Insgesamt wurden 6000 Bilder je Messungen in die Statistikauswertung miteinbezogen. Dies entspricht 6 s Messdauer.

4.2 Ähnlichkeitsbeziehungen

Die Mischungsuntersuchungen werden aufgrund der hohen optischen Zugänglichkeit im Wasserkanal durchgeführt. Um eine Vergleichbarkeit der Mischungsergebnisse zwischen Wasserkanal und Verbrennungsexperiment zu erhalten, müssen Ähnlichkeitsbeziehungen berücksichtigt werden. Im Folgenden werden die hier verwendeten Ähnlichkeitsbeziehungen gezeigt. Alternative Vorgehensweisen sind ausführlich in [59, 74] zu finden.

Bei den vorliegenden Geometrien in beiden Experimenten wurden alle Geometrieverhältnisse skaliert zueinander dargestellt. Dadurch lassen sich alle Geometrie Größen des Modells durch den

² $\rho_l = 998 \text{ kg/m}^3$ und $\eta_l = 1 \cdot 10,02^{-4} \text{ kg/m/s}$ bei 293,15 K

Skalierungsfaktor k^* abbilden:

$$D_W = k^* \cdot D_{\text{Gas}}. \quad (4.7)$$

Hierdurch ist das Verhältnis aller Geometrie Größen zueinander ebenfalls gleich:

$$\frac{D_W}{d_{\text{fuel},0,W}} = \frac{k^* \cdot D_{\text{Gas}}}{k^* \cdot d_{\text{fuel},0,\text{Gas}}}. \quad (4.8)$$

Zur Verbesserung der optischen Darstellbarkeit wurde in dieser Arbeit das Wasserkanalmodell mit dem Faktor $k^* = 2$ skaliert.

Sangl [74] variiert in ihrer Arbeit die Reynoldszahl der Grundströmung bei einem Drallbrenner von $Re_\infty = 37500 - 112500$ und stellt fest, dass sich mit zunehmender Erhöhung der Grundströmungsgeschwindigkeit die Rezirkulationszone weiter stromab verschiebt. Midgley [59] kann bei seinen Messungen einer verdrallten Strömung zeigen, dass die Lage der Rezirkulationszone im Wasserkanal- und Verbrennungsexperiment bei gleicher Reynoldszahl in beiden Experimenten und Werten von $Re_\infty \geq 20000$ übereinstimmen und in guter Näherung Selbstähnlichkeit zwischen der Feldverteilung von zeitgemittelten Strömungsgeschwindigkeiten und lokalen Mischungsgraden beobachtet wird. Somit ist bei der Auslegung der Wasserkanalexperimente zu beachten, dass die Reynoldszahl der Grundströmung in Wasser und Gas gleich sein und die Strömung vollturbulent vorliegen muss:

$$Re_{\infty,W} = \frac{u_{\infty,W} D_W}{\nu_W} = Re_{\infty,\text{Gas}} = \frac{u_{\infty,\text{Gas}} D_{\text{Gas}}}{\nu_{\text{Gas}}}. \quad (4.9)$$

Stellt man Gleichung (4.9) um, so erhält man die mittlere Geschwindigkeit der Grundströmung im Wasserkanal:

$$u_{\infty,W} = \frac{Re_{\infty,W} \cdot \nu_W}{D_W} = u_{\infty,\text{Gas}} \frac{D_{\text{Gas}} \cdot \nu_W}{\underbrace{D_W}_{k^* \cdot D_{\text{Gas}}} \cdot \nu_{\text{Gas}}}. \quad (4.10)$$

Bei gleich bleibender Reynoldszahl ist die Geschwindigkeit im Wasserkanalversuch niedriger als in Luft, da die kinematische Viskosität ν_W von Wasser kleiner ist als die von Gas. Zudem reduziert sich die Geschwindigkeit noch weiter durch die geometrische Skalierung mit dem Faktor k^* . Mit der Geschwindigkeit aus Gleichung (4.10)

wird der benötigte Durchfluss der Grundströmung im Wasserkanal bestimmt:

$$\dot{V}_{\infty,W} = \mathbf{u}_{\infty,W} \cdot A_{\infty,W}. \quad (4.11)$$

In Abschnitt 2.2 wurde bereits das Impulsstromdichteverhältnis als Ähnlichkeitsparameter identifiziert. Durch das Impulsstromdichteverhältnis wird unter Einhaltung der geometrischen Ähnlichkeit des Eindüsungsdurchmessers das Eindringverhalten des Strahls selbstähnlich abgebildet:

$$J_{\text{fuel,Gas}} = J_{\text{fuel,W}} = \frac{u_{\text{fuel},0,W}^2}{u_{\infty,W}^2}. \quad (4.12)$$

Dementsprechend kann mit der aus Gleichung (4.10) gewonnenen Geschwindigkeit der Hauptströmung $u_{\infty,W}$ über Gleichung (4.12) die Geschwindigkeit der Eindüsung $u_{\text{fuel},0,W}$ im Wasserkanalversuch berechnet werden:

$$u_{\text{fuel},0,W} = u_{\infty,W} \sqrt{J_{\text{fuel}}}. \quad (4.13)$$

Mit der Geschwindigkeit $u_{\text{fuel},0,W}$ und der Eintrittsfläche $A_{\text{fuel},0,W}$ ergibt sich der einzustellende Volumenstrom $\dot{V}_{\text{fuel},0,W}$ der Eindüsung im Wasserkanal:

$$\dot{V}_{\text{fuel},0,W} = u_{\text{fuel},0,W} \cdot A_{\text{fuel},0,W}. \quad (4.14)$$

Untersuchungen von Dahm und Pitts [22, 68] für turbulente, runde Eindüszungen zeigen, dass eine Selbstähnlichkeit von mittleren Mischungsgrößen bereits bei vollturbulenten Strahlen ab $Re_{\text{fuel},0} = 6000 - 7000$ gegeben ist. Ist die Reynoldszahl geringer, so ist das Strahleindringen nicht mehr selbstähnlich und der Strahl dringt weniger weit in die Grundströmung ein. Dies sollte bei Unterschreiten dieser Reynoldszahlen bei der Messdatenanalyse berücksichtigt werden.

Als Ähnlichkeitsparameter, um die Feinmischung der Eindüsung in Form der Mischungsfluktuation σ_f darzustellen, wird die Schmidtzahl verwendet. Sie beschreibt das Verhältnis zwischen diffusivem Impuls-transport und diffusivem Stofftransport:

$$Sc = \frac{\nu}{D^*}. \quad (4.15)$$

Die Schmidtzahl in Luft beträgt $Sc_{\text{Gas}} = 1$, die in Wasser hingegen $Sc_W = 1000$. Hierdurch wird die Mischung im Wasserkanal in der

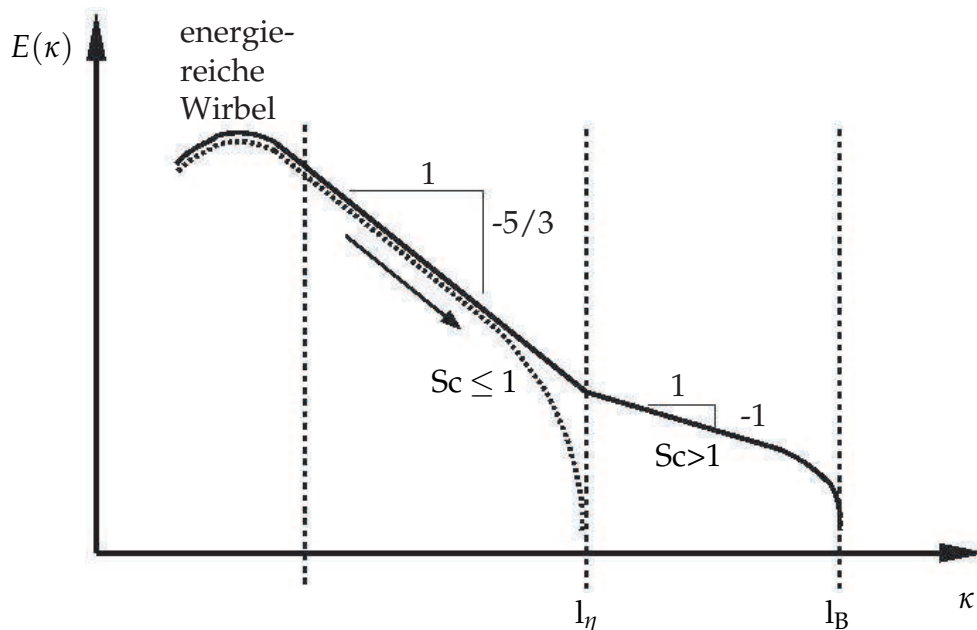


Abbildung 4.6: Schematische Darstellung des Energiespektrums in Abhängigkeit der Wellenzahl für verschiedene Schmidtzahlen [76].

Regel zu pessimistisch abgebildet. Über die Theorie von Batchelor gilt folgender Zusammenhang zwischen der Schmidtzahl, dem Kolmogorov-Längenmaß und dem Batchelor-Längenmaß für Strömungen mit hohen Schmidtzahlen $Sc > 1$:

$$Sc = \sqrt{\frac{l_\eta}{l_B}}. \quad (4.16)$$

Das Batchelor-Längenmaß l_B beschreibt damit die entstehenden kleinsten Wirbel von Fluiden mit hohen Schmidtzahlen. Wie Schwertfirm [76] zeigt und man mit Gleichung (4.16) sieht, sind die kleinsten Wirbel bei hohen Schmidtzahlen damit deutlich kleiner als bei niedrigen Schmidtzahlen. Wie in Abschnitt 4.1.1.6 gezeigt wurde, werden im vorliegenden Wasserkanalexperiment im Wesentlichen die Kolmogorov-Wirbel aufgelöst. Dies ist der Tatsache geschuldet, dass ansonsten eine Aufnahme des Fernfelds der Eindüsung nicht mehr möglich wäre. Somit werden die aller kleinsten Wirbel in der Wasserströmung weggefiltert. Hierdurch wird das Abfallen der gemessenen Fluktuationen beschleunigt und die Randstrukturen erscheinen in den Messbildern verwaschen. Insofern haben die Mess-

daten im Wasserkanalexperiment bezüglich der Mischung höhere Fluktuationen, als es der Realität des Gasexperiments entspricht. Aufgrund der eingeschränkten Auflösung im Wasserkanalexperiment werden diese kleinsten Wirbel weggefiltert. Im Folgenden wird untersucht, ob die in der Messung aufgelösten Wirbel in etwa den kleinsten aufzulösenden Wirbeln in der Gasströmung entsprechen.

Aufgrund der reduzierten räumlichen Auflösung der Kamera werden die Wirbel im Wasserkanalexperiment zum Teil weggefiltert. Im Folgenden wird dieser Filterungseffekt im Bereich der Kolmogorov-Skalen über die spektrale Theorie der Turbulenz abgeschätzt [85]. Die Varianz der Mischungsbruchfluktuation σ_f^2 entspricht näherungsweise dem Integral der spektralen Leistungsdichte $E(\kappa)$ von der Wellenzahl des Makromaßes $\kappa_t = 2\pi/l_t$ bis zur Wellenzahl des Mikromaßes $\kappa_\eta = 2\pi/l_\eta$:

$$\sigma_f^2 = \int_{\kappa_t}^{\kappa_\eta} E(\kappa) d\kappa. \quad (4.17)$$

Das Turbulenzspektrum kann grob mit $E(\kappa) = C \cdot \kappa^{-\frac{5}{3}}$ durch ein 5/3 Gesetz [85] angenähert werden. Damit ergibt sich:

$$\begin{aligned} \sigma_f^2 &= \int_{\kappa_t}^{\kappa_\eta} C \cdot \kappa^{-\frac{5}{3}} d\kappa \\ &= C \cdot \frac{3}{2} \kappa_t^{-\frac{2}{3}} \left[1 - \left(\frac{\kappa_\eta}{\kappa_t} \right)^{-\frac{2}{3}} \right] \end{aligned} \quad (4.18)$$

$$= C \cdot \frac{3}{2} \kappa_t^{-\frac{2}{3}} \left[1 - \text{Re}_t^{-\frac{1}{2}} \right]. \quad (4.19)$$

Wenn man nun für die Wellenzahl der Kolmogorov-Maße die Wellenzahl des Kamera-Cutoffs Δx_p einsetzt, dann kann man damit den Effekt auf die gemessene Varianz $\sigma_{f\text{mess}}^2$ im Verhältnis zur realen Varianz σ_f^2 berechnen:

$$\frac{\sigma_{f\text{mess}}^2}{\sigma_f^2} \approx \frac{1 - \left(\frac{l_t}{\Delta x_p} \right)^{-\frac{2}{3}}}{1 - \text{Re}_t^{-\frac{1}{2}}}. \quad (4.20)$$

Die Konstante C kürzt sich in Gleichung (4.20) weg. Die Reynoldszahlen in dieser Arbeit liegen in etwa bei $\text{Re}_t = 1300$. Mit $x/d_{\text{fuel},0} = 20$ sind $l_t = 0,006\text{m}$ und $u_t = 0,32\text{m/s}$ nach den Gleichungen (2.26)

und (2.27). Der Kamera-Cutoff durch die räumliche Auflösung beträgt $\Delta x_p = 0,0003\text{m}$. Eingesetzt in Gleichungen (4.20) erhält man: $\sigma_{f_{\text{mess}}}^2 \approx 0,9 \cdot \sigma_f^2$. Also ist die gemessene Varianz dort etwa 10 % zu klein. Weiter stromab verbessert sich das Verhältnis weiter und es ergibt sich bei $x/d_{\text{fuel},0} = 40$ ein Verhältnis von 94 %. Diese Ergebnisse zeigen, dass die kleinsten aufgelösten Wirbel im Wasserkanalexperiment in etwa den kleinsten aufzulösenden Wirbeln in der Gasströmung bei gleicher Reynoldszahl entsprechen. Die somit im Wasserkanal aufgenommenen Mischungsfluktuationen lassen in jedem Fall eine quantitative Analyse der Mischung in der Gasströmung zu.

Sangl [74] beobachtet, dass sich die Strömungs- und Mischungsfelder für Drallbrenner nur bis zum Beginn der Reaktionszone miteinander vergleichen lassen. Da durch die Verbrennung die Dichte in der Reaktionszone infolge der Wärmefreisetzung abnimmt, wird die Strömung im Verbrennungsexperiment beschleunigt. Diese Beschleunigung, die auch die Mischung beeinflusst, kann in den Ergebnissen des Wasserkanals nicht nachvollzogen werden. Da der Schwerpunkt dieser Arbeit darin liegt, herauszufinden, in welchen Regionen sich die ersten Selbstzündkerne bilden, ist dieser Effekt nicht von weiterer Bedeutung.

4.2.1 Skalierung der Mischungsfelder

Pitts [67] untersucht das Mischen von Freistrahleindüisungen mit Medien unterschiedlicher Dichten in umgebende Luft. Er stellt dabei fest, dass Freistrahlen bei gleichem Impulsstromdichteverhältnis in Abhängigkeit der Dichte des Strahlmediums unterschiedlich schnell mischen. Je leichter das Strahlmedium dabei ist, desto besser und räumlich betrachtet früher mischt es sich mit der umgebenden Luft. Diesen Effekt kann Pitts durch Auftragen der Mischungsprofile über den effektiven Durchmesser d_{eff} nach Thring und Newby [86] korrigieren. Dieses Skalierungskonzept wird im Folgenden vorgestellt und führt einen turbulenten Strahl mit einer von der Umgebungsdichte ρ_∞ abweichenden Dichte $\rho_{\text{fuel},0}$ auf ein äquivalentes Strahlsystem mit konstanter Dichte ρ_∞ zurück. Basis für diese Modellierung ist dabei die

Annahme, dass der Düsenimpulsstrom $\dot{I}_{\text{fuel},0}$

$$\dot{I}_{\text{fuel},0} = \rho_{\text{fuel},0} \int_{r=0}^{r=d_{\text{fuel},0}/2} \pi \cdot u(r)^2 \cdot dr = \rho_{\infty} \cdot u_{\text{eff}}^2 A_{\text{eff}} \quad (4.21)$$

und Massenstrom an der Düsenfläche $A_{\text{fuel},0}$ erhalten bleiben,

$$\dot{m}_{\text{fuel},0} = \rho_{\text{fuel},0} \int_{r=0}^{r=d_{\text{fuel},0}/2} \pi \cdot u(r) \cdot dr = \rho_{\infty} \cdot u_{\text{eff}} A_{\text{eff}}. \quad (4.22)$$

Es wird dabei angenommen, dass diese beiden Größen die turbulenten Mischungsvorgänge des Strahls im Wesentlichen beeinflussen. Aus den Gleichungen (4.21) und (4.22) kann für eine runde Düsenfläche A_{eff} der effektive Durchmesser bestimmt werden:

$$d_{\text{eff}} = \frac{2 \cdot \dot{m}_{\text{fuel},0}}{\sqrt{\pi \cdot \rho_{\infty} \cdot \dot{I}_{\text{fuel},0}}}. \quad (4.23)$$

Die Gleichung lässt sich unter der Annahme, dass die Geschwindigkeit $u(r)$ über die Düsenfläche konstant ist, weiter vereinfachen und führt zur Endformulierung des effektiven Durchmessers:

$$d_{\text{eff}} = \frac{2 \cdot \rho_{\text{fuel},0} \cdot u_{\text{fuel},0} \cdot \overbrace{A_{\text{fuel},0}}^{\pi/4 d_{\text{fuel},0}^2}}{\sqrt{\pi \cdot \rho_{\infty} \cdot \rho_{\text{fuel},0} \cdot u_{\text{fuel},0}^2 A_{\text{fuel},0}}} = d_{\text{fuel},0} \cdot \sqrt{\frac{\rho_{\text{fuel},0}}{\rho_{\infty}}}. \quad (4.24)$$

Die wesentliche Erkenntnis aus Pitts Untersuchungen für diese Arbeit ist, dass die isothermen Mischungsfelder und die Verbrennungsuntersuchungen nur über effektiv skalierte Geometriegrößen miteinander verglichen werden dürfen. Somit wird das veränderte Mischungsverhalten zwischen Strahl und Grundströmung infolge der stark unterschiedlichen Dichten berücksichtigt. Dieser Effekt ist bei der kalten Eindüsung von Brennstoff in die heiße Grundströmung besonders ausgeprägt.

$X_{H\bullet}$	$2,2 \cdot 10^{-9}$	[mol/mol _{ges}]
$X_{O\bullet}$	$4,6 \cdot 10^{-7}$	[mol/mol _{ges}]
$X_{OH\bullet}$	$2,6 \cdot 10^{-5}$	[mol/mol _{ges}]
$X_{CH\bullet}$	$1,8 \cdot 10^{-35}$	[mol/mol _{ges}]
$X_{CH_3\bullet}$	$1,4 \cdot 10^{-32}$	[mol/mol _{ges}]

Tabelle 4.2: Radikalkonzentrationen der Grundströmung.

4.3 Modellierung des Verbrennungsexperiments

4.3.1 Berechnung der heißen Grundströmung

Wie Tautschnig et al. [83] gezeigt haben, ist für die richtige Vorhersage des Zündverzugs neben der Gemischzusammensetzung insbesondere auch die Temperatur der heißen Grundströmung wesentlich. Da die Grundströmung im Vergleich zur koaxialen Eindüsung heiß ist, legt sie entscheidend die lokalen Mischungstemperaturen und somit lokale Zündverzüge fest. Im Folgenden wird nun die Berechnung der Grundströmungstemperatur und Zusammensetzung beschrieben. Hierfür wird in Cantera³ [33] mit den Massenströmen aus Brennstoff und Luft in der Vorbrennkammer eine adiabate Flamme berechnet. Dabei wird die Vorheizung der Luft berücksichtigt. Diese Randbedingungen gehen in die Cantera Funktion "equilibrate" ein. Mit dieser Funktion werden für eine vorgegebene Mischung die adiabate Flammentemperatur und die im chemischen Gleichgewicht vorliegende Gemischzusammensetzung berechnet. Dann werden die Wärmeverluste in der Grundströmung durch Wärmestrahlung, Konvektion und Wasserkühlung in der Vorbrennkammer berücksichtigt. Daraus ergibt sich die gemittelte Temperatur T_∞ und Gemischzusammensetzung der Grundströmung. Die Methode und deren experimentelle Validierung sind im Detail in Tautschnig [82] beschrieben. Nach der Vorbrennkammer durchströmt das Heißgas das Plenum und gelangt nach einem Strömungshomogenisierer in die generische SEV. Bei der Berechnung der Gemischzusammensetzung der Grundströmung in Kapitel 5 mit der zuvor beschriebenen Methode ergeben sich die in Tabelle 4.2 zusammengefassten Volumenkonzentrationen an Radika-

³Dies ist eine Chemiesoftware zur Berechnung von Reaktionskinetik. Als Ausführungsplattform wird hier Matlab[®] verwendet.

len. Brückner-Kalb [13] kann zeigen, dass erst bei einer Konzentration von $X_{OH\cdot} \geq 1 \cdot 10^{-4}$ die Zündverzugszeit infolge von Radikalen sehr stark abnimmt. Man kann erkennen, dass der hier vorliegende Anteil aller Radikale deutlich unter dem von Brückner-Kalb ermittelten Grenzwert liegt. Hinzu kommt, dass die Distanz zwischen Vorbrennkammer und generischer SEV sehr hoch ist. Deshalb wird angenommen, dass in der Strömung bestehende Radikale bereits weiter reagiert haben, bevor der Brennstoff in der generischen SEV eingedüst wird. Die Grundströmung wird somit im vorliegenden Fall ohne Radikale modelliert.

4.3.2 Temperaturbestimmung in der generischen SEV

Um aus den Konzentrationen der Wasserkanalmischungsfelder die chemische Zündverzugszeit bestimmen zu können, muss zunächst aus den Konzentrationsdaten die Gemischtemperatur berechnet werden. Ausgehend vom Ansatz nach Pfeifer et al. [66] wird die mittlere, lokale Gemischtemperatur $T_{\text{mix}}(\mathbf{r}, \mathbf{x})$ unter der Annahme, dass der Mischungsprozess adiabat und im thermodynamischen Gleichgewicht abläuft, über die folgende Bilanz ermittelt:

$$\int_{T_{\text{fuel},0}}^{T_{\text{mix}}(\mathbf{r}, \mathbf{x})} \frac{m_{\text{fuel}}(\mathbf{r}, \mathbf{x})}{m_{\text{mix}}(\mathbf{r}, \mathbf{x})} c_{p,\text{fuel}}(T) dT + \int_{T_{\infty}}^{T_{\text{mix}}(\mathbf{r}, \mathbf{x})} \frac{m_{\infty}(\mathbf{r}, \mathbf{x})}{m_{\text{mix}}(\mathbf{r}, \mathbf{x})} c_{p,\infty}(T) dT = 0. \quad (4.25)$$

Gleichung (4.25) geht von einem Zweistoffsystem bestehend aus Heißgas und Brennstoff aus. Zwischen Mischungsbruch $f_{\text{fuel}}(\mathbf{r}, \mathbf{x})$ und dem Massenbruch $Y_{\text{fuel}}(\mathbf{r}, \mathbf{x})$ gilt der nachfolgende Zusammenhang:

$$f_{\text{fuel}}(\mathbf{r}, \mathbf{x}) = \frac{Y_{\text{fuel}}(\mathbf{r}, \mathbf{x})}{Y_{\text{fuel},0}}. \quad (4.26)$$

Mit $Y_{\text{fuel},0} = 1$, vereinfacht sich Gleichung (4.26) zu:

$$f_{\text{fuel}}(\mathbf{r}, \mathbf{x}) = Y_{\text{fuel}}(\mathbf{r}, \mathbf{x}) = \frac{m_{\text{fuel}}(\mathbf{r}, \mathbf{x})}{m_{\text{mix}}(\mathbf{r}, \mathbf{x})}. \quad (4.27)$$

Unter Berücksichtigung von Gleichung (2.11) kann Gleichung (4.25) wie folgt umgeformt werden:

$$\int_{T_{\text{fuel},0}}^{T_{\text{mix}}(r,x)} f_{\text{fuel}}(r,x) \cdot c_{p,\text{fuel}}(T) dT + \int_{T_{\infty}}^{T_{\text{mix}}(r,x)} (1 - f_{\text{fuel}}(r,x)) \cdot c_{p,\infty}(T) dT = 0. \quad (4.28)$$

Die Wärmekapazitäten $c_{p,i}$ in Gleichung (4.28) werden aus Polynomen der Datenbank des National Institute of Standards and Technology [61] berechnet. Die Polynome sind in B zu finden. Mit dem lokalen Mischungswert $f_{\text{fuel}}(r,x)$ und den Eintrittstemperaturen $T_{\text{fuel},0}$ und T_{∞} kann $T_{\text{mix}}(r,x)$ in Matlab iterativ bestimmt werden. Die Lösung erfolgt mit der Matlab-Funktion *fsolve*. Ein Startwert für $T_{\text{mix,start}}(r,x)$ wird mit

$$T_{\text{mix,start}}(r,x) = f_{\text{fuel}}(r,x) \cdot T_{\text{fuel},0} + (1 - f_{\text{fuel}}(r,x)) \cdot T_{\infty} \quad (4.29)$$

abgeschätzt.

Zur Validierung der Methode wurden die Temperaturberechnungen aus einem Wasserkanalmischungsfeld für eine koaxiale Eindüsung mit Temperaturen aus Mischungssimulationen der Studienarbeit Gao [31] verglichen. Die Mischungssimulationen wurden in Fluent[®] mit dem $\kappa - \epsilon$ Modell durchgeführt. Das hier verwendete Gitter besteht aus 124000 Hexaeder-Elementen und entstand im Rahmen der Studienarbeit Braun [12].

Abbildung 4.7 zeigt einen Schnitt durch die Mittelachse der koaxialen Eindüsung mit beiden Methoden. Bei beiden Datensätzen wurde die Korrektur des virtuellen Ursprungs vorgenommen, wie in C.2 beschrieben. Da das Strömungsprofil im Wasserkanal aufgrund der Umlenkung am Eintritt nicht ganz drallfrei ist, siehe Abbildung 3.2, breitet sich der koaxiale Strahl leicht asymmetrisch aus. Diese Asymmetrie wurde mit der in Abschnitt C.1 beschriebenen Methode korrigiert. Die Simulationsdaten liegen symmetrisch vor.

Die berechneten Temperaturen aus den Wasserkanaldaten stimmen im Trend und dem Absolutwert mit den Temperaturen aus der Simulation überein. Die Abweichungen liegen bis $(x - x_{\text{vu}})/d_{\text{eff}} = 20$ zwischen 2 und 5 % des Absolutwertes. Dies entspricht 5 bis 15K

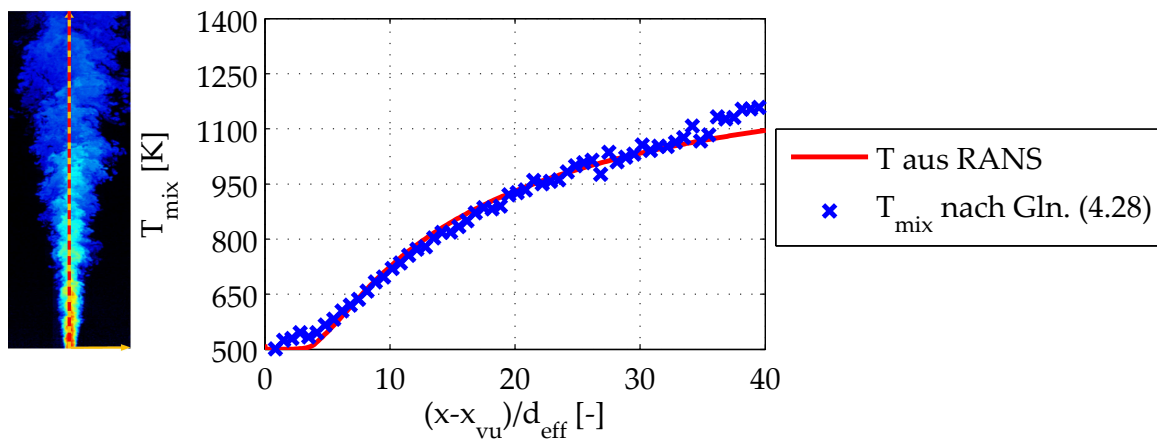


Abbildung 4.7: Mittlere Temperaturprofile aus RANS-Simulation und den mit Gleichung (4.28) berechneten Temperaturen.

Abweichung der Temperaturen voneinander. Damit ist die Temperatur zur Bestimmung einer chemischen Zündverzugszeit aus den kalten Mischungsdaten aussagekräftig und kann zum quantitativen Vergleich der Daten hinzugezogen werden. Ab $(x - x_{vu})/d_{\text{eff}} = 35$ steigen die mit der LIF-Messung berechneten Temperaturen weiter an. Dies ist, wie in Kapitel 6.2.3 gezeigt wird, auf zu niedrig gemessene Uranin-Konzentrationen und folglich zu geringe Brennstoffkonzentrationen zurückzuführen, die im Umkehrschluss an dieser Stelle eine zu hohe Heißgaskonzentration vorhersagen.

4.3.3 Flammenregime und Zündverzugsmodellierung

Abbildung 4.8 zeigt Aufnahmen mit der lichtintensitätsverstärkten Hochgeschwindigkeitskamera Photron Fastcam-ultima APX I² bei 6bar mit einer Aufnahmerate von 1000fps. Diese Einzelbilder zeigen einzelne reagierende Zündereignisse, die anwachsen und von der Grundströmung weiter getragen werden. Diese Zündereignisse treten kontinuierlich in der Strömung auf. Die rechts im Bild erkennbare Verbrennung scheint nur durch neu entstehende Zündereignisse erhalten zu bleiben, die kein umliegendes Gemisch zünden und, wie Markides beschreibt, am Ort ihrer visuellen Entstehung sehr schnell reagieren oder weiter stromab getragen werden. Es ist deshalb anzunehmen, dass die Verbrennung überwiegend durch primäre Zünd-

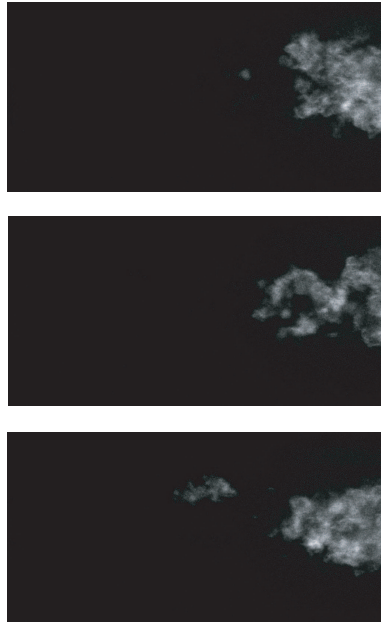


Abbildung 4.8: OH*-Chemilumineszenz-Aufnahmen im Hochdruckversuchsstand bei 6bar und einem Impulsstromdichteverhältnis von $J_{\text{fuel}} = 100$ (Strömungsrichtung geht von links nach rechts).

ereignisse, also Selbstzündkerne, aufrechterhalten wird. Die visuelle Beschreibung der Verbrennungsvorgänge deutet auf das von Markides und Mastorakos [54, 55] in Abschnitt 2.1.1 beschriebene Gebiet der zufälligen Zündereignisse hin. Aufgrund der schnellen chemischen Vorgänge geht Markides davon aus, dass die Selbstzündkerne nur in wenigen Fällen ins unverbrannte Gemisch propagieren. Deshalb sieht Markides Propagation in diesem Regime als untergeordneten Verbrennungsmechanismus an. Der Vergleich der mittleren Gemischtemperaturen mit der Transitionstemperatur T_{trans} von Habisreuther et al. [37] in Kapitel 5 wird diese Annahme bestätigen. Habisreuther et al. [37] stellen fest, dass ab der Transitionstemperatur T_{trans} die wesentlichen chemischen Prozesse sich durch reine Selbstzündung beschreiben lassen und chemische Reaktionen unbeeinflusst von einer umgebenden Grundströmung betrachtet werden dürfen. Dies deckt sich mit den visuellen Beobachtungen der Verbrennungseignisse in dieser Arbeit und Markides' Beschreibung des Gebiets der zufälligen Zündereignisse. Deshalb wird zur Interpretation der vorliegenden Versuche ein Modellierungsansatz mit CPFM-Reaktor gewählt, der die Selbstzündung losgelöst vom Strömungsfeld abbildet.

Der CPFM-Reaktor geht von adiabaten und isobaren Reaktionen aus.⁴ Die Mischungstemperatur T_{mix} , die Gemischzusammensetzung $X_{i,\text{mix}}$ und der Druck p werden als Eingangsparameter vorgegeben. Während der Reaktion wird stets von perfekter Mischung im Volumen ausgegangen [88]. Es treten weder Stoff- noch Wärmeströme zwischen dem Reaktor und der Umgebung auf.

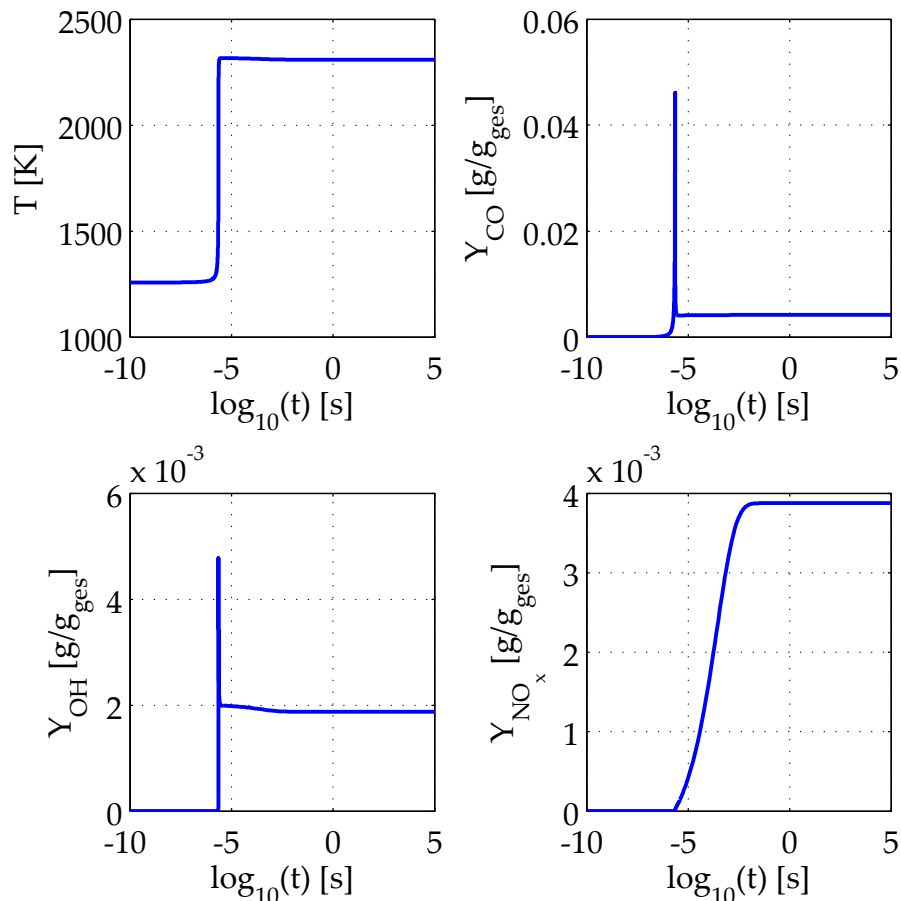


Abbildung 4.9: Ergebnisse mit `ignite_hp` mit einer Eingangstemperatur von 1260 K, 6 bar, $\lambda = 1,1$ und einem Mischungsbruch $f_{\text{fuel}} = 0,06$; die Berechnung wurde mit dem GRI-Mechanismus-3.0 [78] ausgeführt.

Abbildung 4.9 zeigt die Verläufe einer CPFM-Reaktorrechnung für ein Erdgas-Luft-Gemisch bei einer Starttemperatur von 1275 K, die schließlich zum Gleichgewichtszustand führt. Es wird im Folgenden der GRI-Mechanismus-3.0 verwendet. Der GRI-Mechanismus-3.0 wurde speziell für die Erdgasverbrennung konzipiert. Mit dem Mechanismus werden 325 Elementarreaktionen von 53 Spezies be-

⁴Dafür wird die Funktion `ignite_hp` in Cantera verwendet.

rechnet. Der Mechanismus ist für einen Temperaturbereich von 1000 bis 2500 K und für einen Druckbereich von 0,013 bar bis 10 bar und Luftzahlen von 0,2 bis 10 [78] validiert.

Beim Einsetzen der Reaktion wird im CPM-Reaktor ein Temperaturhub festgestellt, wie man in Abbildung 4.9 sieht. Über die Zeitdauer bis zum Einsetzen des Temperaturhubs kann die Zündverzugszeit bestimmt werden. Diese ist unterschiedlich definiert. Eine gängige Definition für die Zündverzugszeit τ_{sz} ist dabei die Zeitspanne, bei der 50 % des Temperaturanstiegs von T_{max} erreicht ist. Alternativ kann auch die Zeitspanne verwendet werden, bis die Hälfte des Maximums der OH-Konzentration beobachtet wird. Koch et al. [45] schlagen als Kriterium die Zeitspanne vor, bis der größte Gradient der Temperatur dT/dt festgestellt wird.⁵ Abbildung 4.9 zeigt, dass alle Kriterien zu ähnlichen Zündverzugszeiten führen. Die Ermittlung des Zündverzugs als Zeit, bei der 50 % des Temperaturanstiegs passiert ist, hat sich als einfachste Methode mit geringstem Berechnungsaufwand herausgestellt. Deshalb wird im Folgenden diese Definition verwendet.

Die Berechnungszeit ist ein Eingabeparameter bei der Reaktorrechnung. Mit zunehmendem Brennstoffmischungsbruch nimmt die Temperatur der Mischung ab und das Einstellen des Gleichgewichtszustands wird ab 1000 K nur noch mit sehr hohen Berechnungszeiten erreicht. Folglich wird bei zu niedrig vorgegebenen Berechnungszeiten der Gleichgewichtszustand nicht mehr erreicht und die Zündverzugszeit in Cantera wird der Berechnungszeit gleichgesetzt und damit falsch ausgegeben. Aus diesem Grund wurde in Anlehnung an die Zündverzugskorrelation von Spadaccini und Colket [79] eine Korrelation auf Basis von Parametervariationen mit CPM-Reaktorrechnungen in Cantera bestimmt, um die Zündverzüge mit besonders langen Berechnungsdauern extrapolieren zu können. Bei der Korrelation wird von dem folgenden Ansatz ausgegangen:

$$\tau_{sz} = C \cdot f_{fuel}^{l^*} \cdot p^{m^*} \cdot Y_{O_2}^{D_*} \cdot \exp\left(\frac{E_A}{R_u T(f_{fuel})}\right). \quad (4.30)$$

C , D_* , l^* und m^* sind Konstanten, die im Folgenden mittels Reaktor-

⁵Hierzu wurde der Gradient des Temperaturverlaufs mit der Funktion `gradient` in Matlab[®] berechnet.

Simulationen bestimmt werden. Die Korrelation von Spadaccini und Colket [79], siehe Gleichung (2.7), ist hier nicht verwendbar, da diese nicht komplett für den hier vorliegenden Betriebsbereich validiert wurde. Der validierte Bereich für die Spadaccini-und-Colket-Korrelation umfasst Luftzahlen λ von 0,8 bis 2,2, Temperaturen von 1400 bis 2000K sowie Drücke von 3 bis 15bar. Im vorliegenden Experiment werden Luftzahlen λ von 0,7 bis 6,6 und Temperaturen von 800 bis 1500K und Drücke von 2,6 bis 6bar untersucht. Wie in Abschnitt 2.1 gezeigt wurde, verkürzen höhere Kohlenwasserstoffe im Erdgas die Selbstzündzeit. Für die in dieser Arbeit ermittelte Korrelation wird deshalb der Brennstoff mit der Zusammensetzung aus [81] modelliert. Dieses Erdgas besteht aus 96,18% CH_4 , 1,8% C_2H_6 , 0,48% C_3H_8 , 1% N_2 , 0,35 % CO_2 und 0,19% höheren Kohlenwasserstoffen. C_3H_8 ist der langkettigste Kohlenwasserstoff, der in den GRI-Mechanismus-3.0 implementiert wurde. Deshalb werden die 0,19% Anteile an höheren Kohlenwasserstoffen im Erdgas bei der Modellierung unter C_3H_8 zusammengefasst. Die somit ermittelte Korrelation kann folglich nur bedingt auf Experimente mit Erdgas anderer Zusammensetzung übertragen werden.⁶

Die Abhängigkeit des Drucks auf den Zündverzug wird über Simulationen mit einem konstanten Brennstoffmischungsbruch $f_{\text{fuel}} = 0,05$, einer Temperatur von 1275K und einer Druckvariation von 1 bis 15bar ermittelt. Der Zündverzug fällt mit zunehmendem Druck ab und lässt sich über die folgende Formulierung beschreiben:

$$\tau_{sz} \sim \left(\frac{p}{p_{\text{ref}}} \right)^{m^*} . \quad (4.31)$$

Für den Referenzdruck p_{ref} wird der Atmosphärendruck verwendet. Daraus kann die Konstante m^* zu $-1,001$ bestimmt werden. Die Tendenz deckt sich mit den Untersuchungen von Koch et al. [45].

Unter anderem zeigen Tautschnig et al. [83], dass bei der Injektion von Brennstoff in heißes Abgas eine Erhöhung des Sauerstoffgehalts der Grundströmung zur Verkürzung des Zündverzugs führt. Deshalb wird bei 6bar und einer konstanten Temperatur von 1275K der

⁶Erdgas besitzt je nach Herkunft eine andere Zusammensetzung aus Methan und höheren Kohlenwasserstoffen.

Sauerstoffanteil mit Luftzahlen λ von 0,7 bis 6,6 bei gleich bleibendem Brennstoffmischungsbruch $f_{\text{fuel}} = 0,05$ variiert. Im vorliegenden Fall zeigt sich hier die folgende Proportionalität zwischen dem Zündverzug und dem Massenbruch des Sauerstoffs Y_{O_2} :

$$\tau_{\text{sz}} \sim Y_{\text{O}_2}^{-1,17}. \quad (4.32)$$

Bei einer Temperatur von 1275K und 6bar wurde der Mischungsbruch f_{fuel} an Brennstoff zwischen 0 und 0,4 variiert. Hier konnte der folgende Zusammenhang beobachtet werden:

$$\tau_{\text{sz}} \sim f_{\text{fuel}}^{0,52}. \quad (4.33)$$

Zur Analyse des Temperatureinflusses auf den Zündverzug wurde bei einem Druck von 6bar und einem konstanten Mischungsbruch von $f_{\text{fuel}} = 0,05$ der Bereich von 1000 bis 1500K simuliert. Aus den Ergebnissen lässt sich der folgende exponentielle Zusammenhang zwischen dem Zündverzug und der Gemischtemperatur ermitteln:

$$\tau_{\text{sz}} \sim \exp\left(\frac{T_{\text{ref}}}{T_{\text{mix}}}\right). \quad (4.34)$$

Die Referenztemperatur beträgt $T_{\text{ref}} = 11750\text{K}$.

Durch den Abgleich der bisher korrelierten Parameter mit den CPFM-Reaktorsimulationen in Cantera kann der konstante Faktor C mit einem Wert von $1,13 \cdot 10^{-06}$ s bestimmt werden. Damit ergibt sich die folgende Korrelation für den Zündverzug in Abhängigkeit des Sauerstoffgehalts, des Mischungsbruchs, der Mischungstemperatur und des Drucks:

$$\tau_{\text{sz}} [\text{s}] = 1,13 \cdot 10^{-06} \cdot f_{\text{fuel}}^{0,52} \cdot \left(\frac{p}{p_{\text{ref}}}\right)^{-1,001} \cdot Y_{\text{O}_2}^{-1,17} \cdot \exp\left(\frac{T_{\text{ref}}}{T_{\text{mix}}}\right). \quad (4.35)$$

Mit dieser Formulierung lassen sich auch ternäre Mischungssysteme vollständig abbilden, da die zusätzliche Stützluft zu Temperatur- und Sauerstoffkonzentrationsänderungen führt, die in Gleichung (4.35) enthalten sind.

In Gleichung (4.35) kann man erkennen, dass zwischen dem Brennstoffmischungsbruch f_{fuel} , der Temperatur, dem Sauerstoffgehalt

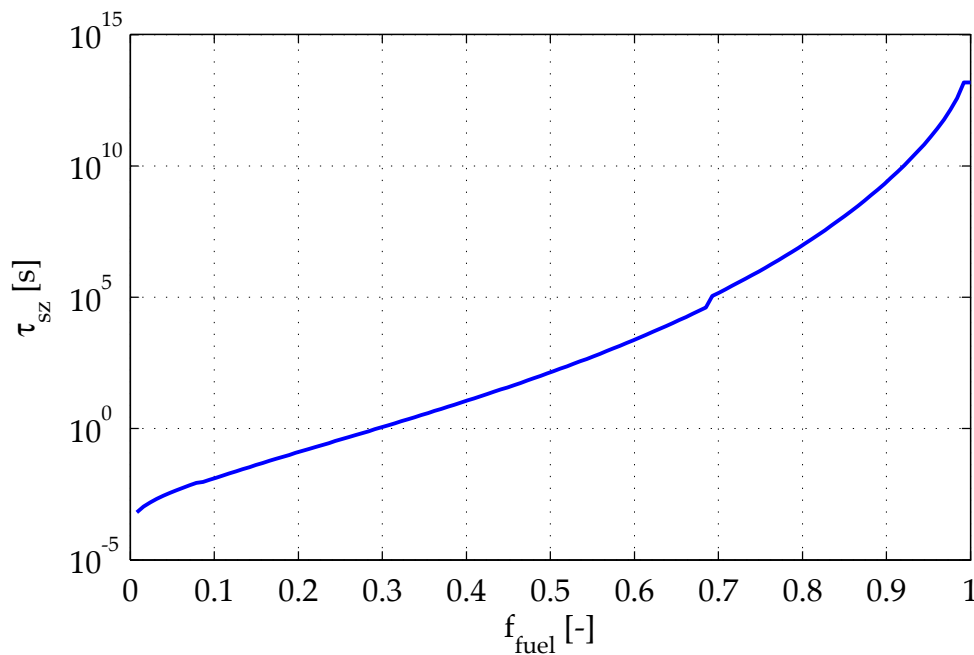


Abbildung 4.10: Zündverzugszeit mit Gleichung (4.35) in Abhängigkeit des Mischungsbruchs mit der Grundströmung aus Kapitel 5 bei 6 bar, siehe Tabelle 5.6.

und der Zündverzugszeit τ_{sz} eine direkte Abhängigkeit im Zweistoffmischungssystem besteht. Damit kann jedem Mischungsbruch direkt eine Zündverzugszeit τ_{sz} zugeordnet werden. Abbildung 4.10 zeigt den Verlauf des Zündverzugs nach Gleichung (4.35) über den Mischungsbruch mit der Grundströmung aus Kapitel 5, Zusammensetzung und Temperatur sind in Tabelle 5.6 zu finden. Bei $\lambda=0,4$ [65] bei $f_{\text{fuel}}=0,1$ wird die fette Verlöschgrenze erreicht. Gleichzeitig liegen ab $f_{\text{fuel}}=0,3$ die mittleren Mischungstemperaturen unterhalb der Selbstzündtemperatur des Erdgases von $T_{\text{sz}}=580^\circ\text{C}$. Hier zündet das Gemisch in der Realität nicht mehr [32]. Durch die Extrapolation der Zündverzugszeit wird versucht, diesem Effekt Rechnung zu tragen. Dabei ist anzunehmen, dass die Zündverzugszeiten in der Realität höher sein könnten. Dennoch wird auf Basis der Korrelation der quantitative Vergleich der Gemischreaktivität in den einzelnen Regionen möglich sein. Der Knick bei $f_{\text{fuel}}=0,7$ ist auf die abschnittsweise definierten Polynome der Wärmekapazität zurückzuführen, die hier bei der Temperaturberechnung wechseln. Mit zunehmendem Brennstoffanteil steigt die Zündverzugszeit des Gemischs an, da die Gemischtemperatur aufgrund der niedrigeren

Brennstofftemperatur abnimmt. Auf Basis der Statistik kann damit ein gemittelter Zündverzug bestimmt werden, der die lokal vorliegenden Mischungsschwankungen berücksichtigt.

Die Berücksichtigung der Mischungsstatistik bei der Berechnung von mittleren Zündverzugszeiten ist von wesentlicher Bedeutung, um die Physik des Zündverzugs richtig abzubilden. Für gegebene Anfangsbedingungen entspricht die Ermittlung der Selbstzündzeit im CPFM-Reaktor der zeitlichen Integration der Reaktionsrate $\dot{\omega}(t)$, siehe auch Abschnitt 2.1. Dabei gilt für die Reaktionszeit τ_{sz} , dass bei Erreichen dieser die vorgegebene Änderung der Temperatur ΔT_{sz} bzw. der Zielwert der Reaktionsfortschrittsvariablen $c(\tau_{sz}) = \frac{\Delta T_{sz}}{\Delta T_{max}}$ eingetreten ist [32]:

$$c(\tau_{sz}) = \int_0^{\tau_{sz}} \frac{dc}{dt} dt = \int_0^{\tau_{sz}} \dot{\omega}_c dt. \quad (4.36)$$

Die Tatsache, dass die Reaktionsrate die Selbstzündzeit bestimmt, ist von entscheidender Bedeutung für die Mittelwertbildung, weil sich eine mittlere Zündverzugszeit damit über die Bestimmung einer mittleren Reaktionsrate definiert. Um die Korrelation der Selbstzündzeiten anwenden zu können, wird zunächst eine mittlere Reaktionsrate $\bar{\omega}_c$ definiert:

$$\bar{\omega}_c = \frac{1}{\tau_{sz}} \cdot \int_0^{\tau_{sz}} \dot{\omega}_c dt. \quad (4.37)$$

Damit stellt sich Gleichung (4.36) so dar:

$$\frac{c(\tau_{sz})}{\tau_{sz}} = \bar{\omega}_c. \quad (4.38)$$

Jetzt können die Mittelwerte zu unterschiedlichen Anfangsbedingungen durch Integration der mittleren Raten bestimmt werden:

$$\int_0^1 \frac{c(\tau_{sz})}{\tau_{sz}(f)} \cdot \text{PDF}(f) df = \int_0^1 \bar{\omega}_c(f) \cdot \text{PDF}(f) df. \quad (4.39)$$

Daraus folgt für die Bestimmung der mittleren Zündverzugszeit τ_{sz} , dass Kehrwerte der Zündverzugszeit aus Gleichung (4.35) mit der

Wahrscheinlichkeitsdichte gewichtet integriert werden müssen:

$$\frac{1}{\tau_{sz}} = \int_0^1 \frac{1}{\tau_{sz}(f)} \cdot \text{PDF}(f) \, df. \quad (4.40)$$

Liegen die Signale diskret vor, wie im Fall einer Messung von $\text{PMF}(f_{\text{fuel}})$, so ergibt sich die mittlere Zündverzugszeit aus der Summe:

$$\frac{1}{\tau_{sz}(\mathbf{r}, \mathbf{x})} = \sum_{f_{\text{fuel}}=0}^1 \frac{1}{\tau_{sz}(f_{\text{fuel}})} \cdot \text{PMF}(f_{\text{fuel}}(\mathbf{r}, \mathbf{x})). \quad (4.41)$$

$\tau_{sz}(f_{\text{fuel}})$ wird mit Gleichung (4.35) berechnet. Im Fall von $f_{\text{fuel}} = 0$ und $f_{\text{fuel}} = 1$ kann das Gemisch nicht zünden, da entweder nur Brennstoff oder Heißgas vorliegt. Bei einer arithmetischen Mittelung mit der Annahme $\tau_{sz}(f_{\text{fuel}} = 0) = \tau_{sz}(f_{\text{fuel}} = 1) \rightarrow \infty$ würde dies bei geringen Auftretenswahrscheinlichkeiten dieser Mischungsbrüche zu $\tau_{sz} \rightarrow \infty$ führen. Hingegen bei der Mittelung der Quellterme werden die einzelnen Quellterme für diese beiden Brennstoffkonzentrationen $1/\tau_{sz}(f_i) = 0$. Treten nur die beiden Extremfälle auf, so ist $1/\tau_{sz} = 0$ und $\tau_{sz} \rightarrow \infty$. Dies ist gleichbedeutend damit, dass keine Zündung mehr auftritt, was dem tatsächlichen physikalischen Phänomen entspricht. Hierdurch bildet die Berechnung des gemittelten Quellterms mit Gleichung (4.41) die physikalischen Vorgänge sinnvoller ab als eine arithmetische Mittelung der Zündverzugszeiten.

Aus den Zündverzugszeiten kann mit einer Annahme zur Geschwindigkeit die Entflammungsposition x_{sz} bestimmt werden. Es wird angenommen, dass der Impuls im System erhalten bleibt und sich die Zündverzugszeit und die Geschwindigkeit ausgehend vom Betrachtungszeitpunkt nicht mehr verändern. Bei Impulserhaltung ergibt sich der folgende Zusammenhang zwischen den lokalen Mischungsbrüchen und Geschwindigkeiten:

$$\mathbf{u}_{\text{mix}}(\mathbf{r}, \mathbf{x}) = f_{\text{fuel}}(\mathbf{r}, \mathbf{x}) \cdot \mathbf{u}_{\text{fuel},0} + (1 - f_{\text{fuel}}(\mathbf{r}, \mathbf{x})) \cdot \mathbf{u}_{\infty}. \quad (4.42)$$

Vergleicht man die von Lawn [51] validierte Formel für das axiale und radiale Geschwindigkeitsprofil einer koaxialen Eindüsung, Gleichung (2.19), mit dem Konzentrationsprofil in Gleichung (2.21), so ist die Ausbreitung der Mischung etwas schneller als die des Impulses.

Somit werden die Geschwindigkeiten mit Gleichung (4.42) zu hoch vorhergesagt. Dennoch können mit Hilfe dieser Korrelation ohne Messung von Geschwindigkeitsfeldern lokale Geschwindigkeiten abgeschätzt werden.

Mit der aus Gleichung (4.42) bestimmten lokalen Geschwindigkeit an einer beliebigen Stelle r_i, x_i kann nun mit der lokalen Zündverzugszeit $\tau_{sz}(r_i, x_i)$ nach Gleichung (4.41) und der axialen Ausgangsposition x_i/d_{eff} der Ort der sichtbaren Zündung x_{sz} berechnet werden:

$$\frac{x_{sz}}{d_{eff}} = \frac{x_i}{d_{eff}} + \frac{u_{mix}(r_i, x_i) \cdot \tau_{sz}(r_i, x_i)}{d_{eff}}. \quad (4.43)$$

Durch den Bezug auf den effektiven Durchmesser, siehe Gleichung (4.24), können die aus Wasserkanaldaten prognostizierten axialen Enflammungspositionen direkt mit den entsprechenden Orten in OH*-Aufnahmen im Verbrennungsexperiment verglichen werden. Wie eingangs erwähnt, wird bei dieser Modellierung angenommen, dass sich weder die Zündverzugszeit noch die Geschwindigkeit ausgehend vom Betrachtungsbeginn an der Stelle r_i, x_i verändern. Im folgenden Absatz wird nun überprüft, wie genau die Vorhersagen der Entflammungspositionen sein werden.

Um die Änderungen von Geschwindigkeit und Zündverzug nachvollziehen zu können, wird der Verlauf der Größen entlang von Stromlinien der koaxialen Eindüsung untersucht. Diese Stromlinien zeigen den axialen und radialen Strömungsverlauf der koaxialen Eindüsung entlang derer Stofftransport stattfindet. Die Herleitung der Stromlinien in Abhängigkeit des Stromlinienausbreitungswinkels γ ist in Abschnitt C.3 zu finden. Der Ausbreitungswinkel γ legt fest, wie sich die Mischung stromab nach Ende des selbstähnlichen Bereichs ausbreitet [86]. Der selbstähnliche Bereich der Betriebspunkte in Kapitel 5 endet an der axialen Position $x/d_{eff} = 6$. Folglich werden an dieser axialen Position beginnend die Trajektorien dreier verschiedener radialer Stellen ausgewertet: auf der Strahlachse bei $r_1/d_{eff} = 0$ und zwei Punkte im seitlichen Bereich des koaxialen Strahls bei $r_2/d_{eff} = 1$ und $r_3/d_{eff} = 1,5$. Auf der Strahlachse wird in der Literatur [51] lediglich Stofftransport in axialer Richtung beobachtet, deshalb ist hier der Stromlinienwinkel $\gamma_1 = 0^\circ$. In den beiden Randpunkten hingegen findet der Stofftransport in axialer

und radialer Richtung entlang des Winkels γ statt. Die Herleitung der Stromlinienwinkel in Abschnitt C.3 zeigt, dass ein direkter Zusammenhang zwischen β_u und γ besteht. Mit in den Literaturwerten von β_u von 78,4 bis 93,7 [51] ergeben sich damit Winkelwerte von $\gamma_2 = 6,6^\circ$ bis $\gamma_3 = 7,2^\circ$. Deshalb werden für die beiden Randpunkte zwei Stromlinien entlang dieser beiden Winkel untersucht.

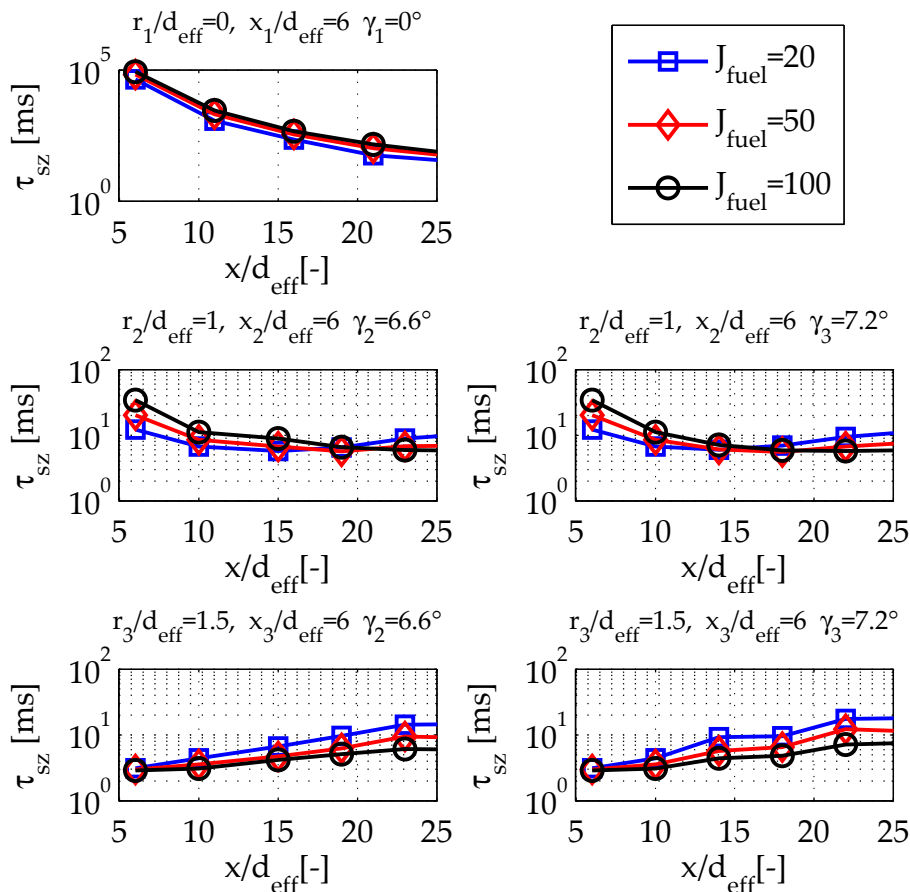


Abbildung 4.11: Zündverzugszeiten entlang der Stromlinien; Ausgangspunkte r, x und Stromlinienwinkel γ sind in der Bildüberschrift zu finden.

In Abbildung 4.11 sind die Zündverzugszeiten aller Betriebspunkte aus Kapitel 5 entlang der Stromlinien dargestellt. Ausgehend vom Startpunkt sind hier die Zündverzugszeiten aufgetragen. Bei dem betrachteten Punkt auf der Mittelachse nehmen die Zündverzugszeiten kontinuierlich ab: von 10^5 ms bei $x/d_{eff} = 6$ auf $2 \cdot 10^2$ ms bei $x/d_{eff} = 20$. Hierdurch sagt die Modellierung nach Gleichung (4.43) zu weit stromab liegende Zündorte auf der Strahlachse vorher.

Im Fall des Punktes $r_2/d_{eff} = 1$ und $x_2/d_{eff} = 6$ starten die Zünd-

verzugszeiten bei 40ms und sinken ab $x/d_{\text{eff}} = 10$ auf unter 10ms und ändern sich von dort weiter stromab nur noch geringfügig. Diese Tendenz liegt unabhängig vom Trajektorien-Winkel vor. Bei dem weiter außen liegenden Punkt $r_3/d_{\text{eff}} = 1,5$ und $x_3/d_{\text{eff}} = 6$ nimmt der Zündverzug von 2ms auf 14ms kontinuierlich zu. Die Änderungen in der Zündverzugszeit sind verglichen mit denen der anderen beiden Ausgangspunkte sehr klein.

Wie Abbildung 4.11 zeigt, sind die Änderungen und Beträge des Zündverzugs entlang der seitlichen Stromlinien verglichen mit der Stromlinie entlang der Mittelachse sehr klein. Damit sagt die hier vorliegende Modellierung früheste Zündkerne im Randbereich vorher. Dies deckt sich mit den Beobachtungen und Theorien von Mastorakos [57]. Aufgrund der deutlichen Unterschiede in den Beträgen der Zündverzugszeiten, die entlang der Stromlinien erhalten bleiben, ist sichergestellt, dass eine qualitative Abschätzung mit diesem Ansatz möglich ist. Bei der quantitativen Analyse des Zündverzugs $x_{\text{sz}}/d_{\text{eff}}$ muss mit etwas zu hohen Werten gerechnet werden. Dennoch stellen die Eingangswerte der Zündverzugszeiten einen guten Indikator für die mittlere Zündverzugszeit entlang der Stromlinie dar.

In Abbildung 4.12 sind die Geschwindigkeitsverläufe entlang der Stromlinien abgebildet. Die Geschwindigkeit des Gemischs auf der Mittelachse nimmt mit zunehmender Mischungslänge ab. Je höher dabei der ursprüngliche Eindüsungsimpuls ist, desto stärker tritt dieser Effekt hervor. Bei den Stromlinien mit Startpunkten im Randbereich erkennt man, dass mit zunehmendem Abstand des Startpunktes von der Mittelachse die Geschwindigkeitsabnahme geringer ist. Damit lässt sich abschließend sagen, dass die Geschwindigkeiten bei der Anfangswertbetrachtung etwas zu hoch angenommen werden. Im Hinblick auf die axiale Entflammungsposition in Gleichung (4.43) wird eine zu groß angenommene Geschwindigkeit zu weit stromab liegende Zündpositionen prognostizieren.

Zusammenfassend zeigt die Analyse der Stromlinien, dass sich sowohl die Zündverzugszeit als auch die Geschwindigkeit ausgehend vom Betrachtungsstart noch verändern. Trotz dieser Änderungen zeigt diese Anfangswertbetrachtung bereits derart große betragsmäßige Unterschiede in der Zündverzugszeit und Geschwindigkeit auf,

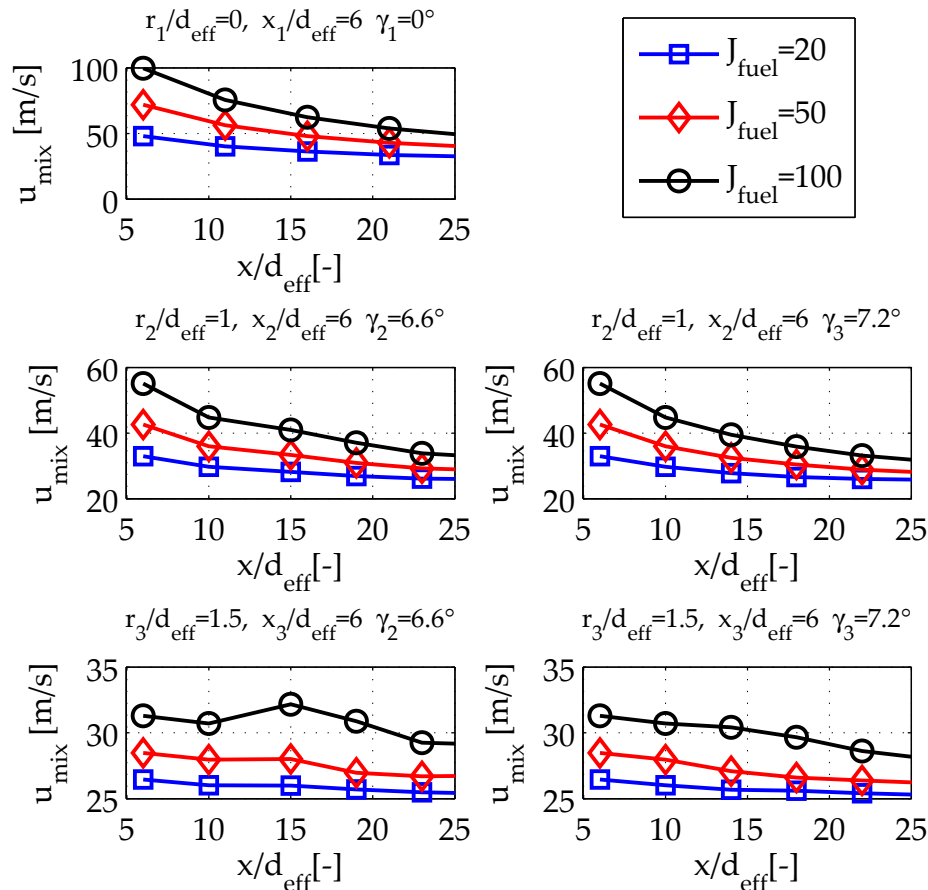


Abbildung 4.12: Geschwindigkeiten entlang der Stromlinien; Ausgangspunkte und Stromlinienwinkel sind in der Bildüberschrift zu finden.

dass sich damit zweifelsohne die Regionen identifizieren lassen, in denen die ersten Zündkerne entstehen. Ob die modellierten axialen Entflammungspositionen exakt mit den im Verbrennungsexperiment gemessenen übereinstimmen, wird der spätere Abgleich in Abschnitt 5.2 zeigen. Tendenziell sagt die Modellierung höhere Zündverzugszeiten und Geschwindigkeiten vorher, damit liegt die Prognose von x_{sz} unter Umständen zu weit stromab. Diskrepanzen zwischen dem modellierten Entflammungsort x_{sz} und den gemessenen OH*-Aufnahmen können somit anhand der hier gezeigten Tendenzen verstanden werden.

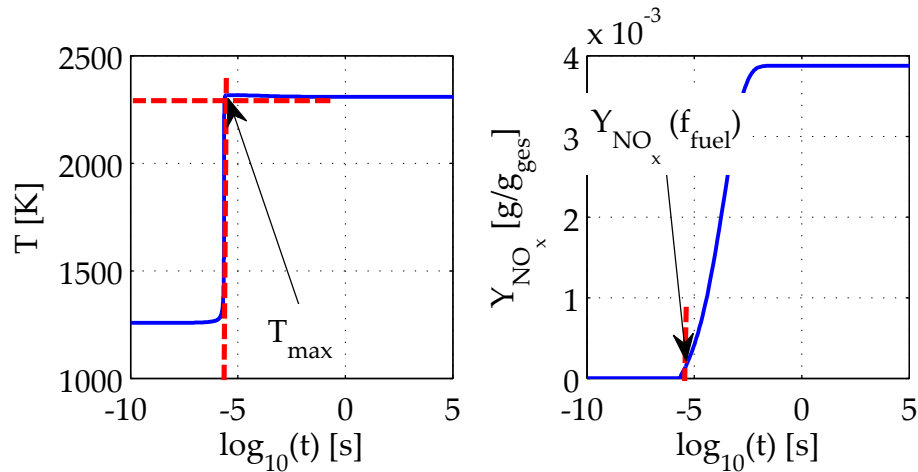


Abbildung 4.13: Beispielhafte Bestimmung der spezifischen Stickoxidmenge mit `ignite_hp` mit einer Eingangstemperatur von 1260 K, 6 bar, $\lambda = 1,1$ und einem Mischungsbruch $f_{\text{fuel}} = 0,06$.

4.3.4 Stickoxidmodellierung

Unter Einhaltung der Ähnlichkeitsbedingungen in Abschnitt 4.2 können Lacarelle et al. [48] und Mayer [58] auf Basis von im Wasserkanal gemessenen Mischungs-PDFs erfolgreich quantitativ globale Stickoxidemissionen in Drallbrennern vorhersagen. Angelehnt an diese Arbeiten erfolgt die Modellierung in der hier vorliegenden Arbeit mit Anpassungen auf die selbstzündende Verbrennung.

Eine gesonderte Untersuchung der Einzelflammenbilder in Abbildung 4.8 zeigt, dass die Flamme nur durch neu entstehende Zündkerne aus der Strömung aufrecht erhalten wird. Eine Flammenpropagation stromauf kann durch die Chemilumineszenzbilder weitestgehend ausgeschlossen werden. Da die Grundströmung kälter ist und die koaxiale Eindüsung vom Querschnitt her deutlich kleiner ist, kann hier davon ausgegangen werden, dass die Kettenreaktion durch das Einmischen der Grundströmung stromab unterbrochen wird. Globale Luftzahlen der drei untersuchten Betriebspunkte liegen von $J_{\text{fuel}} = 20,50$ und 100 bei $\lambda_{\text{SEV}} = 6,1, 3,9$ und 2,7. Somit macht die Masse des Brennstoffs den geringsten Anteil in der Strömung aus. Die Analyse der Mischung in Kapitel 5 wird zeigen, dass sich der Brennstoff lokal sehr begrenzt einmischt und überwiegend fettes

Gemisch in den Regionen mit Verbrennung vorliegt. Durch diesen Effekt wird keine Flammenpropagation beobachtet. Diese Beobachtung ist besonders im Hinblick auf die Stickoxidemissionen wichtig, da die Stickoxidentstehung durch Wiedereinmischen von verbranntem Heißgas von außen bei der Modellierung nicht berücksichtigt werden muss. Es wird davon ausgegangen, dass die lokal vorkommende Mischung reagiert und dann die Reaktion abbricht. Dabei wird für jeden Mischungsbruch f_{fuel} ausgehend von der Mischungszusammensetzung eine mittlere Mischungstemperatur bestimmt, die als Startbedingung in die Reaktorrechnung eingehen. Dann wird wie im Fall der Zündverzugsberechnung untersucht, wann ein Temperatursprung infolge der Reaktion im System beobachtet wird. Dabei wird für jede Gemischzusammensetzung die Stickoxidmenge extrahiert sobald die maximale Temperatur T_{max} im Reaktor erreicht ist⁷. Dies ist beispielhaft in Abbildung 4.13 zu sehen. Auch im vorliegenden Fall wird ein CPFM-Reaktor und der GRI-Mechanismus-3.0 verwendet [78].

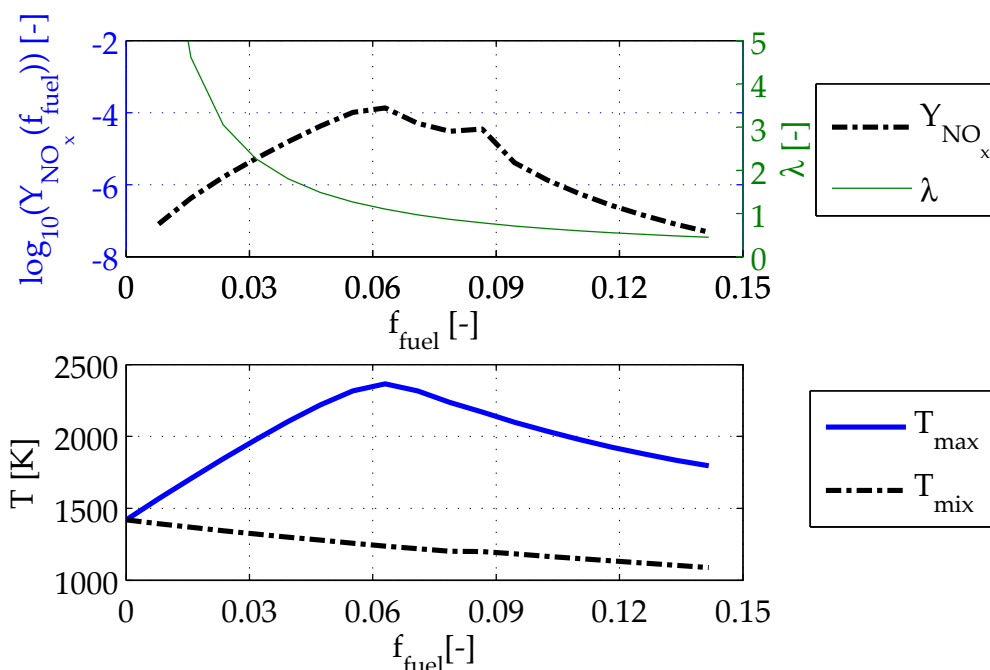


Abbildung 4.14: Relative Stickoxidemissionen in Abhängigkeit des Brennstoffmischungsbruchs f_{fuel} bei 6 bar. Der Knick bei 1200 K in T_{mix} und $Y_{\text{NO}_x}(f_{\text{fuel}})$ ist auf den Polynomwechsel von c_{p,CO_2} zurückzuführen.

⁷Hierbei wird als Suchkriterium in Matlab 99% von T_{max} verwendet.

In der vorliegenden Modellierung ergibt sich ein direkter Zusammenhang zwischen vorliegenden Brennstoffmischungsbrüchen und dem entstehenden Massenanteil an Stickoxidemissionen $Y_{\text{NO}_x}(f_{\text{fuel}})$ in $[\text{g}/\text{g}_{\text{ges}}]$. Dieser Verlauf der Stickoxidemissionen ist in Abbildung 4.14 dargestellt. Die Stickoxidemissionen sind logarithmisch im Diagramm aufgetragen. In der Regel nehmen die Stickoxidemissionen mit fetter werdendem Gemisch ab. Man kann in Abbildung 4.14 erkennen, dass mit zunehmendem Brennstoffmischungsbruch die Stickoxidemissionen trotz fetter werdendem Gemisch zunehmen und erst bei $f_{\text{fuel}} = 0,06$ deutlich sinken. Dieser Effekt ist der Wechselwirkung aus veränderter Luftzahl und adiabater Flammentemperatur geschuldet. Da der Brennstoff kalt und die Grundströmung heiß vorliegen, verändert sich mit dem Brennstoffmischungsbruch auch die mittlere Mischungstemperatur. Mit zunehmendem Brennstoffmischungsbruch sinkt deshalb die Mischungstemperatur T_{mix} . Dieser Faktor würde bei gleich bleibender Stöchiometrie die Stickoxidemissionen reduzieren. Mit zunehmendem Brennstoffmischungsbruch verändert sich jedoch gleichzeitig die Mischung von mager zu stöchiometrisch. Wie Hirsch [41] zeigt, werden bei stöchiometrischer Gemischzusammensetzung oft die höchsten adiabaten Flammentemperaturen erreicht. Infolge dieses Effekts ist die adiabate Flammentemperatur im vorliegenden Fall für stöchiometrisches Gemisch am höchsten und ist bei fettem oder magerem Gemisch niedriger. Deshalb steigt die maximale Temperatur bei der chemischen Reaktion T_{max} trotz absinkender Mischungstemperatur T_{mix} in Abbildung 4.14 infolge der veränderten Stöchiometrie bis zum Erreichen von $\lambda = 1$ weiter an. Bei fettem Gemisch lässt die Kombination aus sinkender Mischungstemperatur und Stöchiometrie bedingter Abnahme an T_{max} die Stickoxidemissionen abnehmen.

Um die globalen Stickoxidemissionen zu bestimmen, werden alle Mischungszustände aufsummiert, die innerhalb von $x_{\text{sz}}/d_{\text{eff}} = 80$ reagieren. Dies entspricht der Länge der generischen SEV im Verbrennungsexperiment. Nach der generischen SEV wird Kühlluft eingeblasen, die eine Weiterreaktion des Gemischs durch die starke Abkühlung weitestgehend verhindert. Durch Multiplikation der Funktion der Stickoxidemissionen mit den lokal vorliegenden Mischungsbruch-PMFs, die bis $x_{\text{sz}}/d_{\text{eff}} = 80$ reagieren, können die

lokal entstehenden Stickoxidemissionen berechnet werden. Durch Aufsummieren der gesamten Flammenregion ergibt sich der Flächenmittelwert der entstandenen Stickoxidmenge

$$\bar{Y}_{\text{NO}_x} = \frac{\Delta r}{r_2 - r_1} \frac{\Delta x}{x_2 - x_1} \sum_{r_1}^{r_2} \sum_{x_1}^{x_2} Y_{\text{NO}_x}(f_{\text{fuel}}) \text{PMF}(f_{\text{fuel}}). \quad (4.44)$$

mit einer räumlichen Ausbreitung der PMFs von $r_1 \leq r/d_{\text{eff}} \leq r_2$ und $x_1 \leq x/d_{\text{eff}} \leq x_2$ sowie der räumlichen Auflösung Δr und Δx der PMFs. Um aus diesen Daten den Emissionsindex $[\text{gNO}_x/\text{kg}_{\text{fuel}}]$ zu berechnen, wird noch die gesamte mittlere Masse in der Brennkammer und die Gesamtmasse an injiziertem Brennstoff m_{fuel} benötigt:

$$\text{EI}_{\text{NO}_x} = \bar{Y}_{\text{NO}_x} \cdot m_{\text{mix}} / m_{\text{fuel}}. \quad (4.45)$$

Die Gesamtmasse aller Stoffströme m_{mix} und die Masse des eingesetzten Brennstoffs m_{fuel} in der Brennkammer werden aus den aufgezeichneten Messwerten im Verbrennungsexperiment bestimmt.

5 Zweistoffsysteme mit koaxialer Eindüsung

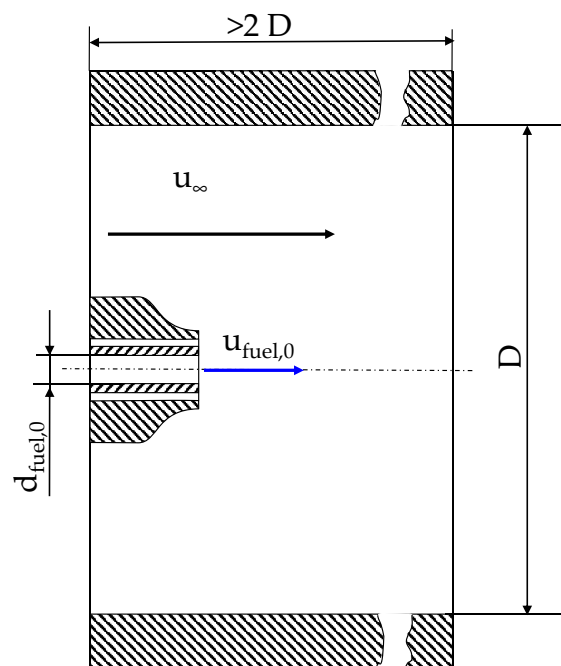


Abbildung 5.1: Skizze der koaxialen Eindüsung.

	D	$d_{\text{fuel},0}$	d_{eff} [mm]
Verbrennung	64	2	3,4
Wasserkanal	127	4	4

Tabelle 5.1: Geometriegrößen koaxiale Eindüsung.

Dieses Kapitel behandelt die Ergebnisse der koaxialen Eindüsung mit Variation des Brennstoff-Impulsstromdichteverhältnisses. Abbildung 5.1 zeigt die untersuchte Geometrie, deren Abmessungen in Tabelle 5.1 zusammengefasst sind. Die Reynoldszahl der Grundströmung im Wasserkanal- und Verbrennungsexperiment beträgt in allen Experimenten $Re_\infty = 47000$. Die strömungsmechanischen Randbedingungen der Betriebspunkte sind in Tabelle 5.2 zu finden.

In Teilkapitel 5.1 werden die aus den isothermen Mischungsfeldern

Wasserkanal					Verbrennung				
J_{fuel}	u_{∞}	$u_{\text{fuel},0}$	$Re_{\text{fuel},0}$	$u_{\infty}/u_{\text{fuel},0}$	u_{∞}	$u_{\text{fuel},0}$	$Re_{\text{fuel},0}$	$u_{\infty}/u_{\text{fuel},0}$	
20	0,37	1,66	6620	0,31	26,9	50,8	40000	0,53	
50	0,37	2,62	10467	0,22	26,9	71,82	56000	0,37	
100	0,37	3,72	14803	0,14	26,9	113,6	89000	0,17	
1000	0,37	11,75	46811	0,03	-	-	-	-	

Tabelle 5.2: Randbedingungen der Betriebspunkte der koaxialen Eindüsung; Geschwindigkeiten in [m/s], $Re_{\infty} = 47000$.

des Wasserkanals abgeleiteten Ergebnisse gezeigt. Der Referenzfall von $J_{\text{fuel}} = 1000$ erfüllt hierbei das Kriterium für Freistrahllähnlichkeit nach Lawn [51] mit $u_{\infty} \leq 0,03 u_{\text{fuel},0}$ und wird zum Abgleich der Messdaten mit der bestehenden Literatur verwendet. Gleichzeitig wird analysiert, wie sich die nicht freistrahllähnlichen Fälle in die Literatur einordnen. Zum Abschluss erfolgt in Teilkapitel 5.2 die Analyse der Verbrennungsergebnisse auf Basis der Mischungsdaten und den daraus modellierten Größen.

5.1 Ergebnisse der Mischungsuntersuchungen

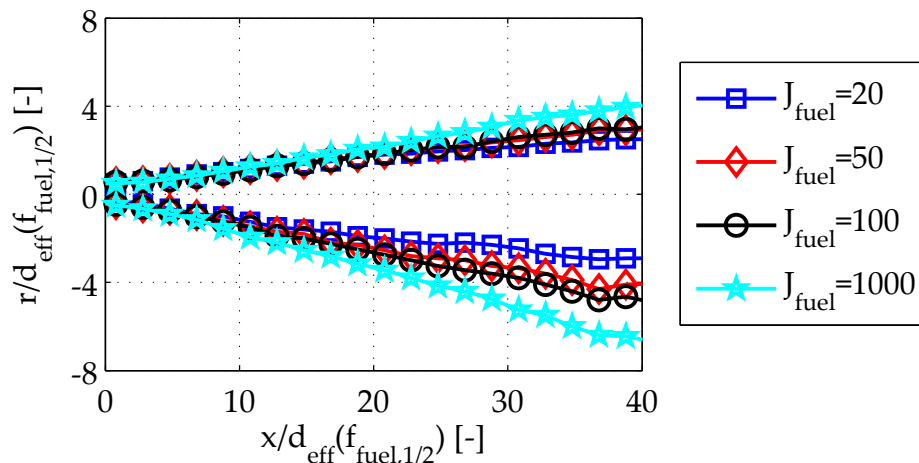


Abbildung 5.2: Halbwertskonzentrationsprofile der koaxialen Eindüsen bei variierten Impulsstromdichteverhältnissen.

Zunächst wird nach C.2 der virtuelle Ursprung aller Betriebspunkte berechnet. Die Literatur [51] berichtet bei Freistrahlen und freistrah-

ähnlichen Betriebspunkten von folgenden Werten für virtuelle Ursprünge: $-3,5 \leq x_{vu}/d_{eff} \leq 1$. Zur Bestimmung des virtuellen Ursprungs werden die Halbwerts Konzentrationsprofile für die verschiedenen Impulsstromdichteverhältnisse ermittelt. Sie sind in Abbildung 5.2 zu sehen. Je geringer das Impulsstromdichteverhältnis, desto flacher weiten sich die Halbwerts Konzentrationsprofile auf und desto weiter liegt der virtuelle Ursprung x_{vu} vor der physikalischen Eindüsung. Bei $J_{fuel} \leq 100$ öffnet sich das Halbwerts Konzentrationsprofil deutlich flacher gegenüber dem freistrahllähnlichen Fall von $J_{fuel} = 1000$. Der virtuelle Ursprung von $J_{fuel} = 20 - 50$ liegt dadurch weiter stromauf gegenüber den in der Literatur berichteten Werten bei $x_{vu}/d_{eff} = -7$ und -4 . Der von $J_{fuel} = 100$ hingegen liegt bei $x_{vu}/d_{eff} = -0,75$ und damit im Bereich der Literaturwerte. Dasselbe gilt für den freistrahllähnlichen Betriebspunkt. Tabelle 5.3 fasst die virtuellen Ursprünge aller Betriebspunkte zusammen.

J_{fuel}	20	50	100	1000
x_{vu}/d_{eff}	-7	-4,0	-0,75	-0,36

Tabelle 5.3: Virtuelle Ursprünge der Betriebspunkte.

Abbildung 5.3 zeigt die auf den Mittelachsenwert normierten Konzentrationsprofile der verschiedenen untersuchten Betriebspunkte, dargestellt in drei radialen Schnitten. Diese liegen im selbstähnlichen Bereich des Strahls bis $x/d_{eff} = 30$. Die schwarze, durchgezogene Linie entspricht dem normierten Mischungsprofil des Freistrahls nach Gleichung (2.21) mit $\beta_c = 59$ [5, 6, 67–69, 77, 90]. Die gestrichelte Linie entsteht aus der Datenkorrelation von Burgess Messungen für freistrahllähnliche Betriebspunkte mit Gleichung (2.21) und $\beta_c = 76$. Ein höherer Wert von β_c bedeutet, dass sich ein schlankeres Mischungsprofil einstellt. Die Strich-Punkt-Linie entspricht der jeweiligen Annäherung von β_c mit Gleichung (2.21) an die Betriebspunkte von $J_{fuel} = 20, 50$ und 100 . Die Parameter sind in Tabelle 5.4 zusammengefasst. Man kann erkennen, dass für alle Eindüsungsimpulse die in der Literatur beschriebenen selbstähnlichen Mischungsprofile beobachtet werden können. Die Eindüsungsfälle von $J_{fuel} = 20, 50$ und 100 mischen weniger weit in die Grundströmung ein als im Fall des Freistrahls. Im Fall von $J_{fuel} = 1000$ fällt das normierte Mischungsprofil mit der Kurve aus den Freistrahldaten zusammen und mischt besser als im Fall

der freistrahllähnlichen Betriebspunkte von Burgess.

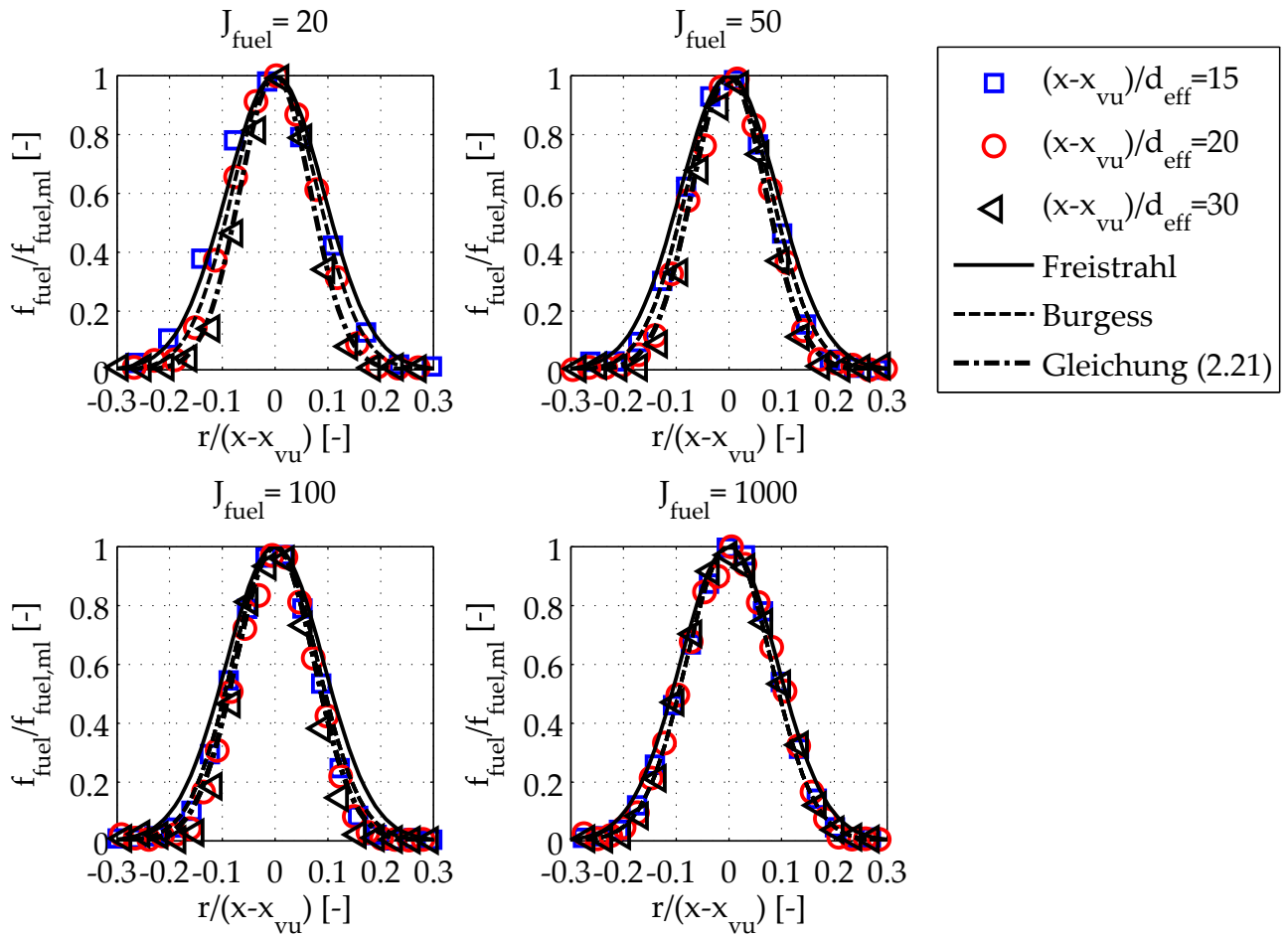


Abbildung 5.3: Normierte Konzentrationsprofile in verschiedenen axialen Schnitten; die schwarze Linie entspricht dem Freistrahlfall, die gestrichelte der Datenkorrelation der koaxialen Eindüsung von Burgess, die Strich-Punkt-Linie der angepassten Korrelationskurve mit Gleichung (2.21) für die vorliegenden Messdaten.

Um die Ähnlichkeitsvariable α_c zu bestimmen, werden noch die Mittelachsenprofile der Konzentration $f_{\text{fuel,ml}}$ untersucht. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.4 zu sehen. In den Graphen kann man ebenfalls erkennen, dass mit zunehmendem Impulsstromdichteverhältnis die Konzentrationen auf der Mittelachse schneller abnehmen. Dies zeigt sich auch in den ermittelten Werten für α_c für die Korrelationskurven in Tabelle 5.4. Diese nehmen mit zunehmendem Impulsstromdichteverhältnis ab.

In Abbildung 5.5 sind die normierten, radialen Standardabweichun-

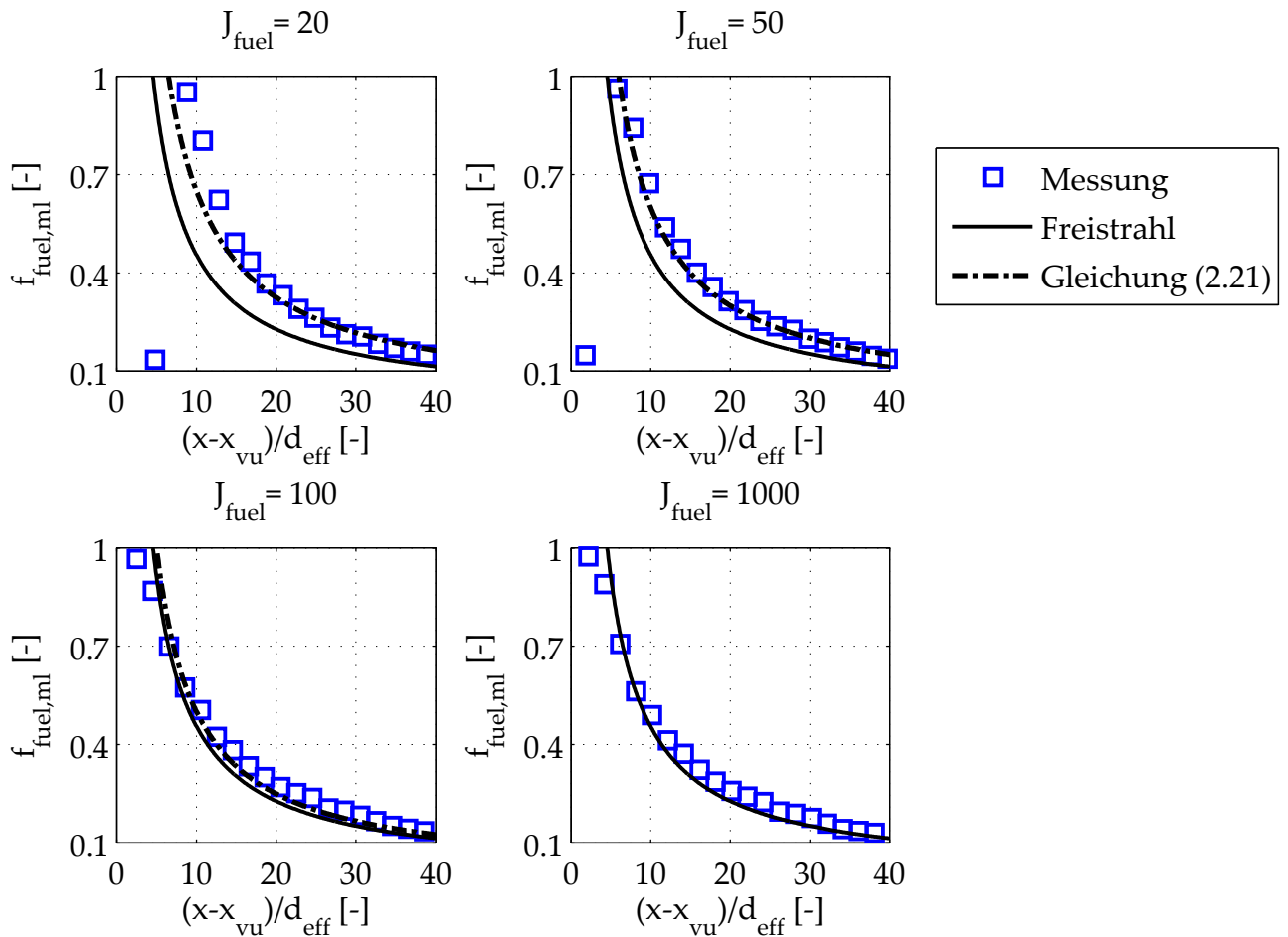


Abbildung 5.4: Konzentrationsprofile auf der Mittelachse der Eindüsung; die schwarze Linie entspricht dem Freistrahlfall und die Strich-Punkt-Linie der Messdatenkorrelation mit Gleichung (2.21).

gen der Konzentration für alle vier gemessenen Betriebspunkte in den drei radialen Schnitten dargestellt. Auch hier wurden Kurven mit Freistrahlp Parametern korreliert und eine angepasste Kurve für jeden Betriebspunkt abgebildet. Die verwendeten Parameter sind in Tabelle 5.4 zu finden. Alle Profile weisen den in der Literatur beschriebenen Verlauf mit zwei Maxima links und rechts von der Mittelachse und dem lokalen Minimum auf der Mittelachse auf. Man kann erkennen, dass mit zunehmendem Impulsstromdichteverhältnis diese normierten Spitzenwerte abnehmen und weiter in Richtung der umgebenden Grundströmung wandern. Im freistrahllähnlichen Fall von $J_{\text{fuel}} = 1000$ decken sich die Messdaten mit den Ergebnissen aus Freistrahlmessungen von Becker et al. [5], wengleich sich das Profil hier leicht asymmetrisch ausbreitet. Dieser Effekt wird auch bei Burgess [14] beobach-

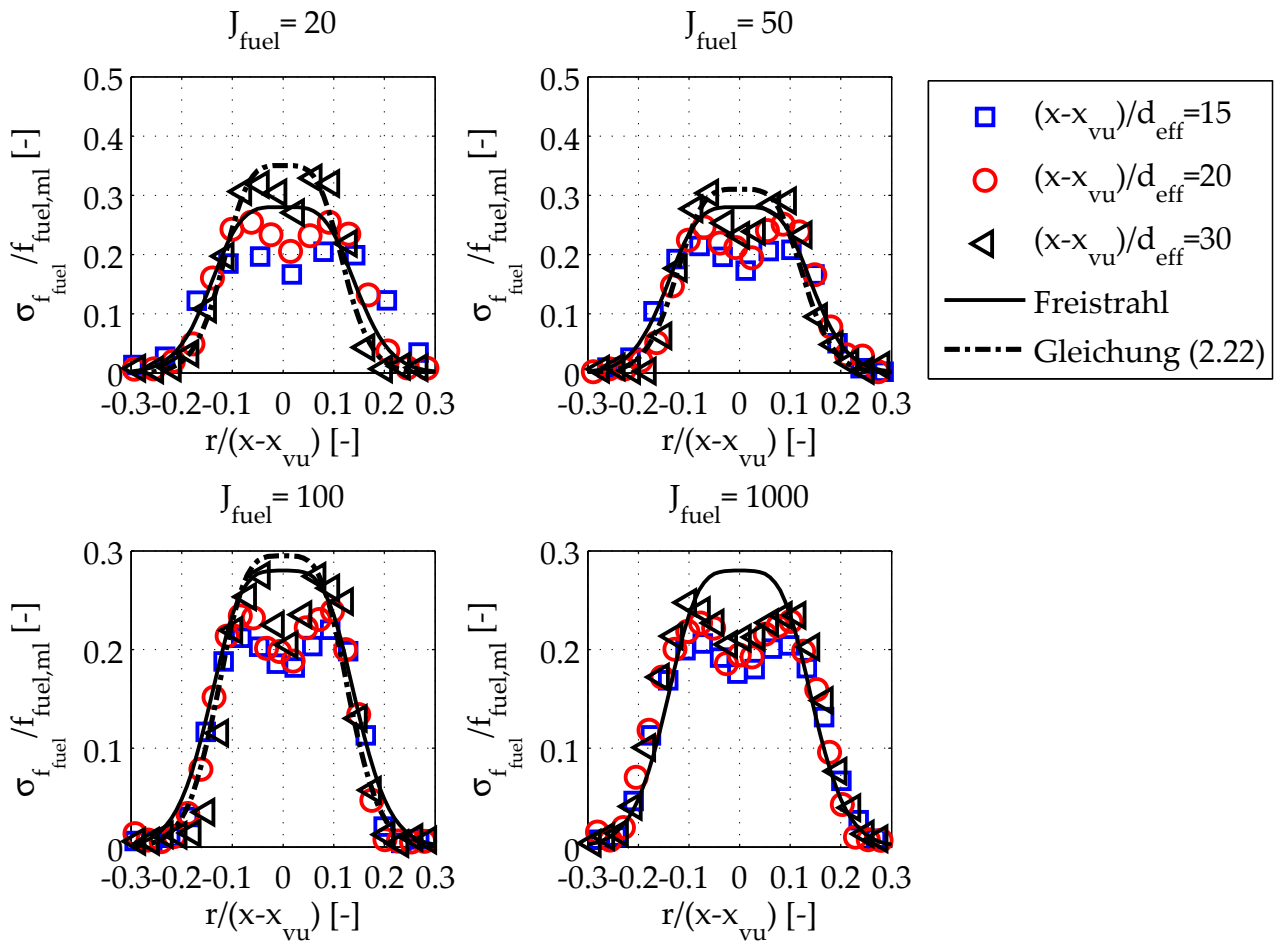


Abbildung 5.5: Normierte Konzentrationsschwankungen in verschiedenen axialen Ebenen; die schwarze Linie entspricht dem Freistrahlfall, die Strich-Punkt-Linie dem Datenabgleich nach Gleichung (2.22) mit angepassten Parametern.

tet.

Die Intermittenz wird im selbstähnlichen Bereich der Eindüsung bei $(x - x_{\text{vu}})/d_{\text{eff}} = 25$ und 30 mit einer Datenkorrelation für Freistrahlen nach Becker et al. [5] und einer korrelierten Kurve, siehe Gleichung (2.23), für alle Betriebspunkte dargestellt. Abbildung 5.6 zeigt die Ergebnisse. Der Trend, der bei den normierten Mittelachsenprofilen beobachtet wurde, setzt sich auch hier fort. Mit zunehmendem Eindüsungsimpuls wird die Wahrscheinlichkeit, dass der Strahl weiter in die umgebende Grundströmung eintritt, größer. Dieser Effekt tritt in allen radialen Schnitten auf, wird aber erst ab $(x - x_{\text{vu}})/d_{\text{eff}} = 30$ deutlich sichtbar. Der Betriebspunkt $J_{\text{fuel}} = 1000$ ist ab $(x - x_{\text{vu}})/d_{\text{eff}} = 30$

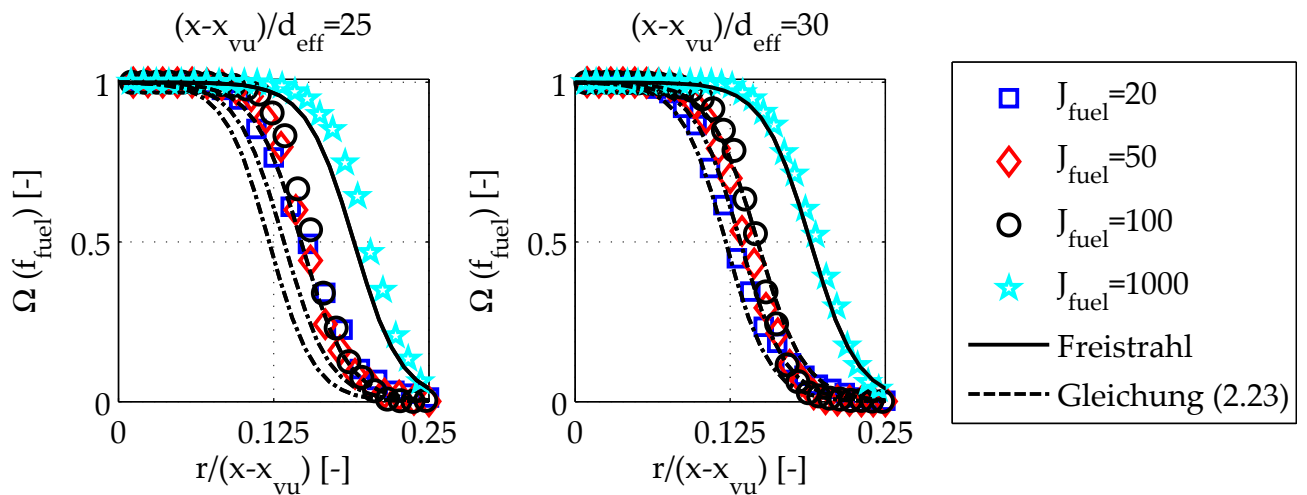


Abbildung 5.6: Intermittenz an zwei radialen Schnitten im selbstähnlichen Bereich des Strahls. Die durchgezogene Linie entspricht den Freistrahldaten von Becker et al. [5], die Strich-Punkt-Linien entsprechenden einem Abgleich mit den vorliegenden Daten mit Gleichung (2.23), Parameter in Tabelle 5.4.

deckungsgleich mit der Datenkurve des Freistrahls. Die Datenkorrelation für die anderen Betriebspunkte fand auch in dieser Ebene statt, da bei dieser Mischungslänge abschließend sichergestellt ist, dass die Mischungsprofile des Strahls vollkommen im selbstähnlichen Bereich liegen.

Man kann mit zunehmender Distanz zur Düse feststellen, dass die Intermittenz in radialer Ausbreitung abnehmend ist. Lawn [51] macht dieselbe Entdeckung in den Daten von Burgess [14]. Er begründet dies damit, dass mit zunehmendem Abstand zur Düse die absolute Konzentration abnimmt und tendenziell mehr Konzentrationsdaten in den Bereich der Messungenauigkeit fallen. Diese Daten gehen bei Burgess [14] nicht in die Bilanz ein. Auch bei den vorliegenden LIF-Daten wurden Messwerte in den Rohbildern, die im Bereich des Kamerarauschens lagen, nicht weiter in die Datenanalyse mit einbezogen, siehe 4.1.1. Es ist somit anzunehmen, dass dieser Effekt auch hier auftritt.

J_{fuel}	20	50	100	1000
α_c	13	12	11	9,1
β_c	110	100	90	59
α_{RMS}	0,35	0,31	0,295	0,28
β_{RMS}	90	80	75	61
α_I	3,4	3,6	3,9	4,97
β_I	28	27	26,5	26,2

Tabelle 5.4: Zusammengefasste Ähnlichkeitsparameter der Betriebspunkte.

5.1.1 Schlussfolgerungen zum Strahlausbreitungsverhalten

In Abschnitt 5.1 wurde die koaxiale Eindüsung mit verschiedenen Eindüsungsimpulsen untersucht. Der Betriebspunkt $J_{\text{fuel}} = 1000$ war so gewählt, dass er ein freistrahllähnliches Mischungsverhalten abbildet. Hierdurch war ein direkter Vergleich mit der Literatur möglich.

Die normierten axialen Konzentrationsprofile zeigen unabhängig vom Eindüsungsimpuls ein gaußförmiges Ausbreitungsverhalten, das mit zunehmendem Impuls weiter in die umgebende Grundströmung einmischt. Die Form der Kurven lässt sich im selbstähnlichen Bereich des Strahls mit den Korrelationen und angepassten Parametern, siehe Gleichungen (2.21), (2.22) und (2.23), aus der Literatur darstellen. Der freistrahllähnliche Fall lässt sich mit der Korrelation und Parametern aus der Literatur abbilden. Das impulsabhängige seitliche Einmischen wird auch durch die normierten Profile der Standardabweichung verdeutlicht. Hier bilden sich die in der Literatur beschriebenen Profile mit zwei Maxima entlang des Scherschichtbereichs des Strahls und einem dazwischen liegenden lokalen Minimum auf der Strahlmittellachse aus. Die Maxima der Profile wachsen mit zunehmendem Eindüsungsimpuls weiter in die Grundströmung hinein und flachen ab. Diese höheren Varianzen mit niedriger werdendem Impulsstromdichteverhältnis lassen auf langsamere Mischungsprozesse infolge des reduzierten Eingangsimpulses schließen.

Die Intermittenzverläufe belegen die Beobachtungen in radialer Richtung, siehe Abbildungen 5.4 und 5.5, dass der Strahl mit

zunehmendem Impulsstromdichteverhältnis weiter in die umgebende Grundströmung eintritt. Die Profilverläufe der verschiedenen Betriebspunkte lassen sich mit angepassten Parametern mit der Korrelation von Burgess und Lawn [15] aus Gleichung (2.23) nachvollziehen. Die Parameter für den freistrahllähnlichen Fall decken sich dabei mit den Parametern, die aus den Freistrahlmessungen von Becker et al. [5] bekannt sind.

Burgess [14] untersuchte Freistrahlen und freistrahllähnliche Eindüsen mit geringerer Grundströmungsgeschwindigkeit. Das Eindringverhalten seines Freistrahls deckt sich mit den Ergebnissen aus der Literatur. Bei den freistrahllähnlichen Fällen stellt er ein vermindertes seitliches Einmischen in die Grundströmung fest. Dieses Verhalten ist bei dem vorliegenden freistrahllähnlichen Betriebspunkt $J_{\text{fuel}} = 1000$ nicht zu beobachten. $J_{\text{fuel}} = 1000$ deckt sich in hohem Maße mit den in Luft gemessenen Mischungsdaten für Freistrahlen. Der wesentliche Unterschied zu den Daten von Burgess ist in der Reynoldszahl der Eindüsen zu sehen. Bei der vorliegenden Eindüsen $J_{\text{fuel}} = 1000$ liegt sie bei 470000, bei Burgess hingegen nie höher als 4000. Pitts [68] berichtet, dass das Einmischungsverhalten einer koaxialen Eindüsen in Luft unter einer Reynoldszahl von 6000 zu vermindertem seitlichem Einmischen in die umgebende Grundströmung führt. Dieser Effekt kommt bei Burgess' Daten, nicht aber bei den vorliegenden Messdaten zum Tragen. Tabelle 5.5 gibt eine Übersicht über die Ähnlichkeitsparameter von Becker et al., Pitts et al. [5, 6, 67–69, 77, 90], Burgess und Lawn [14, 15] und den vorliegenden Messun-

	Becker et al. & Pitts et al.	Burgess und Lawn		vorliegende Arbeit	
$u_{\infty}/u_{\text{fuel},0}$	0	0	$\leq 0,03$	$\leq 0,03$	$\gg 0,03$
α_c	8,9-10	$8,1 \pm 0,2$	$8,6 \pm$	8,9	11-13
β_c	56-67	$61 \pm 0,2$	$76 \pm 0,2$	59	110
α_{RMS}	0,22-0,28	0,29	0,224	0,28	0,29-0,35
β_{RMS}	61	61	79	61	100
α_I	4,09-4,97	4,9	4,9	4,97	3,4-4,9
β_I	25,3-26,2	29,2	29,2	26,2	28-26,2

Tabelle 5.5: Übersicht der Ähnlichkeitsparameter von Becker et al. & Pitts et al. [5, 6, 67–69, 77, 90], Burgess und Lawn [14, 15] und den vorliegenden Messdaten.

gen.

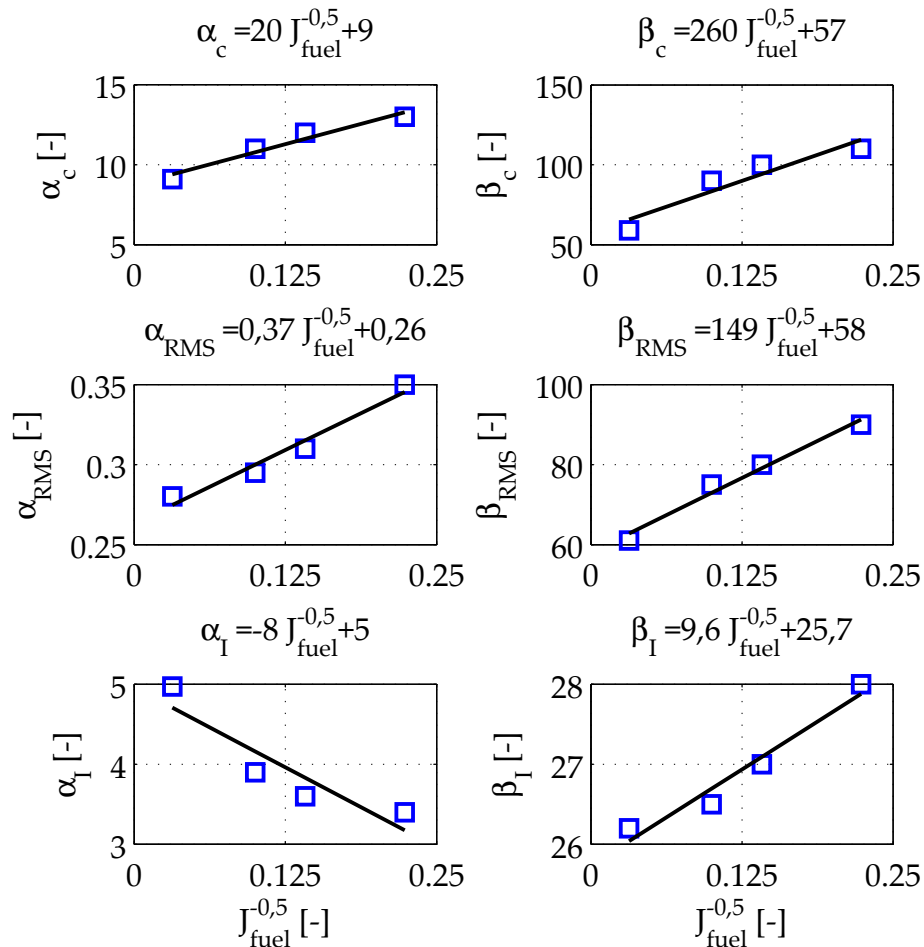


Abbildung 5.7: Korrelierte Ähnlichkeitsparameter.

In Abbildung 5.7 sind die ermittelten Ähnlichkeitsparameter über $J_{\text{fuel}}^{-0,5}$ aufgetragen. Zusätzlich sind die mit dem Impulsstromdichteverhältnis korrelierten Kurven aller Parameter eingezeichnet. Man kann erkennen, dass alle Ähnlichkeitsparameter linear mit $J_{\text{fuel}}^{-0,5}$ korreliert werden können:

$$\alpha_c = 20 \cdot J_{\text{fuel}}^{-0,5} + 9 \quad (5.1)$$

$$\beta_c = 260 \cdot J_{\text{fuel}}^{-0,5} + 57 \quad (5.2)$$

$$\alpha_{\text{RMS}} = 0,37 \cdot J_{\text{fuel}}^{-0,5} + 0,26 \quad (5.3)$$

$$\beta_{\text{RMS}} = 149 \cdot J_{\text{fuel}}^{-0,5} + 58 \quad (5.4)$$

$$\alpha_I = -8 \cdot J_{\text{fuel}}^{-0,5} + 5 \quad (5.5)$$

$$\beta_I = 9,6 \cdot J_{\text{fuel}}^{-0,5} + 25,7. \quad (5.6)$$

Damit können sowohl lokale Mittelwerte als auch Standardabwei-

chungen in Abhängigkeit der Randbedingungen beschrieben werden.

5.2 Ergebnisse der Verbrennungsexperimente

X_{∞, N_2}	0,76	[mol/mol _{ges}]
X_{∞, O_2}	0,13	[mol/mol _{ges}]
X_{∞, CO_2}	0,04	[mol/mol _{ges}]
X_{∞, H_2O}	0,07	[mol/mol _{ges}]
T_{∞}	1419	[K]

Tabelle 5.6: Gemischzusammensetzung der Grundströmung am Eintritt in die generischen SEV bei 6 bar.

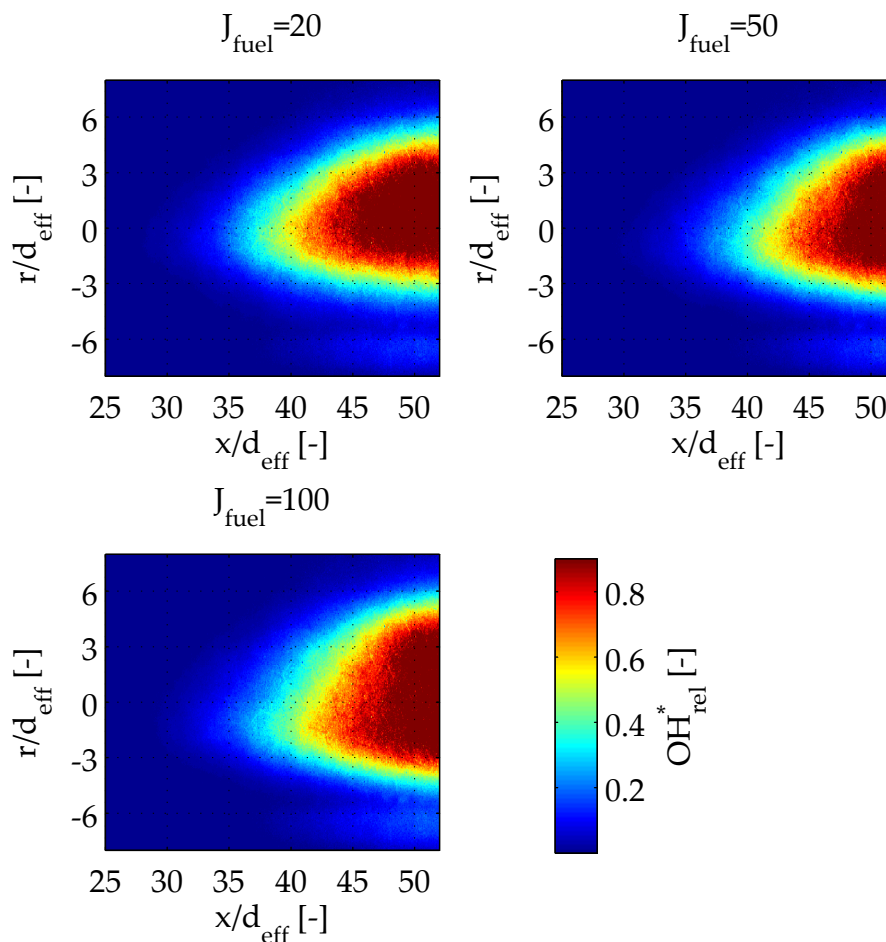


Abbildung 5.8: Gemittelte OH^* -Chemilumineszenzaufnahmen der Betriebspunkte bei 6 bar.

Das Verbrennungsexperiment wurde bei einem Brennkammerdruck von 6 bar durchgeführt. Die Vorbrennkammer wird bei einer Luft-

zahl von $\lambda_{\text{VBK}} = 1,7$ betrieben. Am Ende der Vorbrennkammer wird nochmals Kühlluft beigemischt. Die Grundströmung aus der Vorbrennkammer hat nach der Zugabe der Kühlluft die in Tabelle 5.6 zusammengefasste Zusammensetzung. Zur Berechnung der mittleren Grundströmungstemperatur wird die Methode von Tautschnig [82] verwendet. Aus den Berechnungen ergibt sich für die Grundströmung eine Temperatur von $T_{\infty} = 1419 \text{ K}$.

In Abbildung 5.8 sind die gemittelten Bilder von 2000 Einzelaufnahmen zu sehen. Die Mittelung gibt lediglich eine Übersicht, wo Reaktion stattfindet. Man kann erste, sichtbare Zündereignisse unabhängig vom Impulsstromdichteverhältnis um $x/d_{\text{eff}} = 30$ beobachten. Häufigkeit und Ausbreitung der Zündereignisse nehmen stromab weiter zu. Dabei weiten sich die Regionen, in denen Reaktionen stattfinden, mit zunehmendem Impulsstromdichteverhältnis aus. Aufgrund der Form der Reaktionszone ist anzunehmen, dass noch Reaktionen weiter stromab auftreten.

Zur zusätzlichen Überprüfung der Modellannahmen in Abschnitt 4.3.3 werden noch die mit der Transitionstemperatur $T_{\text{trans}} = 973 \text{ K}$, siehe Gleichung (2.13), normierten Temperaturfelder betrachtet. Ab dieser Temperatur zeigen Habisreuther et al. [37], dass die Lage der Reaktionszone von Selbstzündung und nicht mehr von Transportprozessen bestimmt wird. Abbildung 5.9 zeigt, dass im Bereich ab $x/d_{\text{eff}} \geq 30$, in dem die Verbrennung stattfindet, und im Randbereich des Strahls, in dem erste Zündkerne entstehen, die mittleren Temperaturen immer über T_{trans} liegen. Deshalb ist anzunehmen, dass die Verbrennungsvorgänge im Wesentlichen auf Selbstzündung beruhen.

Um die Zündereignisse aus dem Verbrennungsexperiment mit den Wasserkanal-Mischungsfeldern detaillierter vergleichen zu können, werden aus den Mischungsfeldern des Wasserkanals nach Gleichung (4.43) die Entflammungspositionen x_{sz} berechnet. Diese sind in Abbildung 5.10 zu sehen. In den Diagrammen sind die Zündpositionen in Farbwerten über dem Entstehungsort dargestellt. Unabhängig vom Impulsstromdichteverhältnis entstehen die ersten Zündereignisse in den Scherschichten bei $x/d_{\text{eff}} = 6$. Hier beginnt der Brennstoffstrahl sich mit dem umgebenden Heißgas zu mischen. In den Rohmessdaten kann man erkennen, dass bei $x/d_{\text{eff}} = 6$ der Übergang von

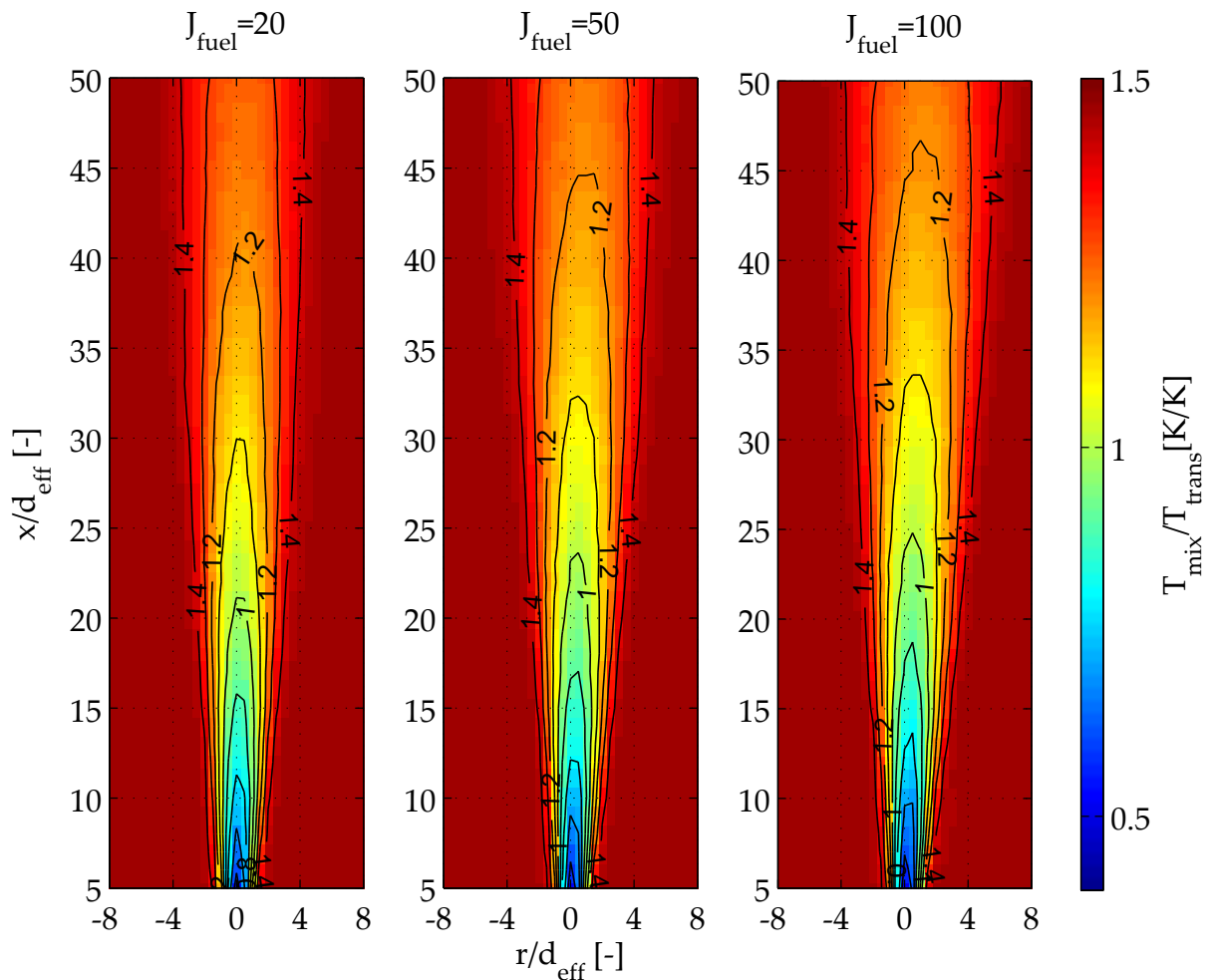


Abbildung 5.9: Mit der Transitionstemperatur $T_{\text{trans}} = 973\text{K}$ normierte Temperaturfelder der Betriebspunkte.

Zone 1 auf Zone 2 der koaxialen Eindüsung stattfindet, beschrieben in Abschnitt 2.2. Hier werden unabhängig vom Betriebspunkt erste sichtbare Zündereignisse bei $x_{\text{sz}}/d_{\text{eff}} = 30$ vorhergesagt. Vor $x/d_{\text{eff}} = 6$ mischt der Brennstoffstrahl nicht mit dem umgebenden Heißgas. Hierdurch sind die Temperaturen und der Sauerstoffanteil im Gemisch zu niedrig, um zur Reaktion zu kommen. Auf der linken Seite des Brennstoffstrahls direkt nach dem Düsen Eintritt erscheint ein schmaler Streifen mit niedrigeren Zündverzugszeiten als in den umgebenden Regionen. In den Rohbildern sieht man, dass der Strahl hier noch nicht einmischt und es sich hier um Reflexionen handelt, die fälschlicherweise niedrige Zündverzugszeiten vorhersagen. Zudem kann man beobachten, dass das Gemisch auf der Strahlachse bis $x/d_{\text{eff}} = 40$ erst bei $x/d_{\text{eff}} \geq 100$ anfängt zu reagieren, also wesentlich später, als dies im Übergangsbereich des Strahls der Fall ist. Die

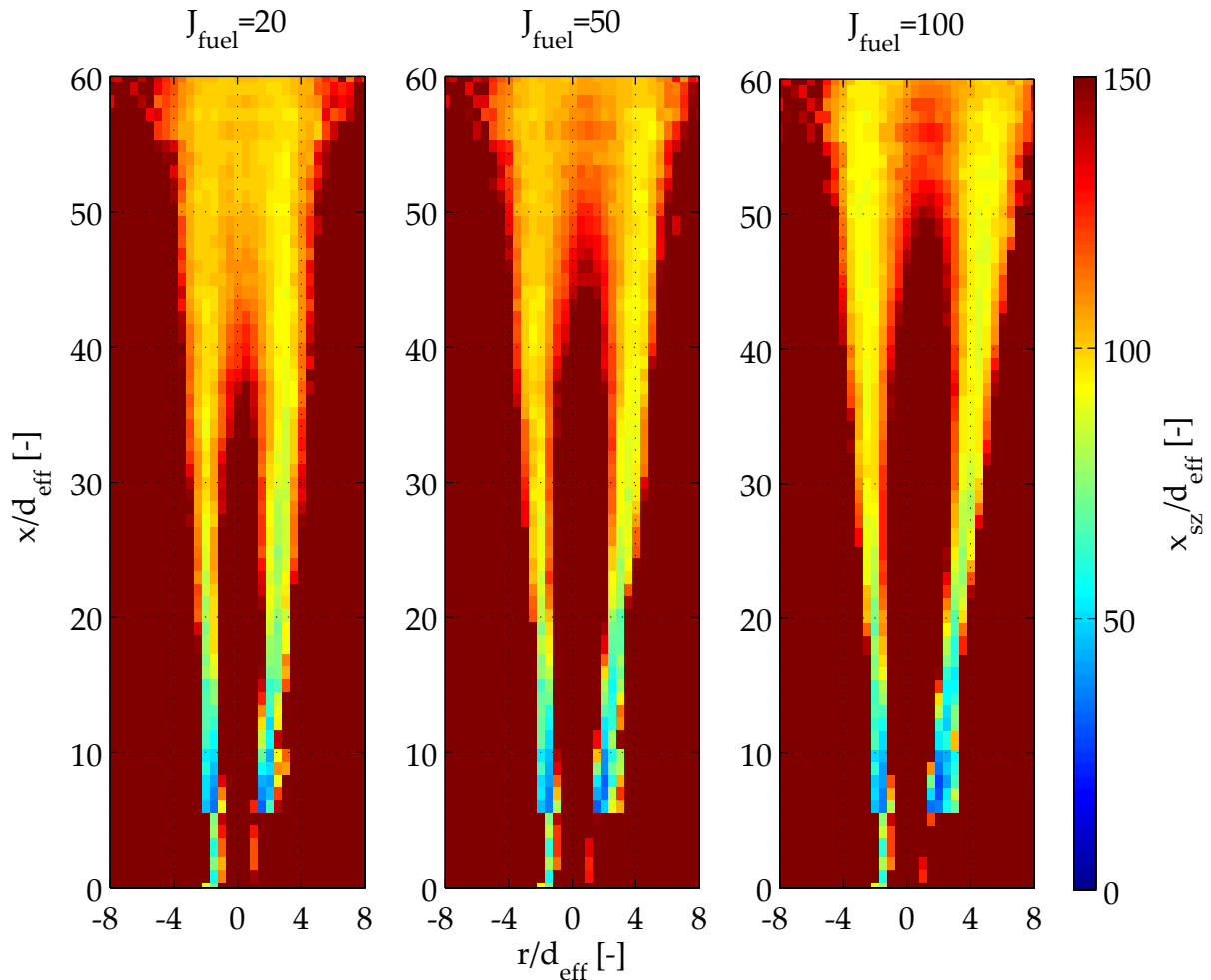


Abbildung 5.10: Aus den Mischungsfeldern abgeleitete Zündverzugsfelder.

Betrachtung der Trajektorien in 4.3.3 zeigt, dass die Modellierung zu weit stromab liegende Selbstzündung vorhersagt. Dennoch sind die Unterschiede der Zündverzugspositionen der seitlichen Bereiche und der Mittelachse so deutlich unterschiedlich, dass ausgeschlossen werden kann, dass erste Selbstzündkerne auf der Strahlachse entstehen.

Zur zusätzlichen Analyse wird die Mischung an je zwei Stellen betrachtet: im Übergangsbereich von Zone 1 nach Zone 2 des Brennstoffstrahls, wo das Mischen zwischen Brennstoff und heißer Grundströmung beginnt, siehe Abschnitt 2.2, und im Fernfeld des Brennstoffstrahls. Perfekte Mischung liegt vor, wenn der Brennstoff und umgebende Heißluft homogen gemischt sind. Aus den Massenstrombilanzen lässt sich damit der homogene Mischungsbruch $f_{\text{fuel,h}}$

bestimmen:

$$f_{\text{fuel,h}} = \frac{\dot{m}_{\text{fuel},0}}{\dot{m}_{\text{fuel},0} + \dot{m}_{\infty}}. \quad (5.7)$$

Die homogenen Mischungsbrüche liegen bei $J_{\text{fuel}} = 20$ um $f_{\text{fuel,h}} = 0,0044$, bei $J_{\text{fuel}} = 50$ um $f_{\text{fuel,h}} = 0,0068$ und bei $J_{\text{fuel}} = 100$ um $f_{\text{fuel,h}} = 0,0098$. Die erste PMF im oberen linken Teil von Abbildung 5.11 zeigt die PMF auf der Strahlmittellachse kurz nach dem Aufbrechen und Mischen des Strahls bei $x/d_{\text{eff}} = 6$. Die Maxima des Mischungsbruchs liegen unabhängig vom Impulsstromdichteverhältnis über $f_{\text{fuel}} = 0,5$. Dadurch ist die Gemischtemperatur an dieser Stelle sehr niedrig. Dies führt wiederum zu hohen Zündverzugszeiten. Ein Einfluss des Impulses auf die Mischung ist an dieser Stelle nur in geringfügigem Maße zu beobachten: die Varianz erhöht sich mit zunehmendem Impuls leicht. Dies ist erkennbar an dem ausgeprägteren Maximalwert der PMF von $J_{\text{fuel}} = 20$. Die Mischung ist insgesamt sehr inhomogen, da sehr viele unterschiedliche Mischungsbrüche an dieser Stelle vorliegen und die PMF sehr breit ist.

Die PMF im rechten oberen Teil von Abbildung 5.11 liegt im Randbereich des Brennstoffstrahls an der gleichen axialen Position, kurz nachdem das Mischen zwischen Strahl und heißer Grundströmung begonnen hat. Die Mischung ist hier deutlich homogener als auf der Strahlmittellachse, da sowohl im Mittel der Mischungsbruch an Brennstoff als auch die Varianz der PMF niedriger ist. Durch den hohen Anteil an heißer Grundströmung sind die Gemischtemperaturen verglichen mit der Mittelachse sehr hoch. Dies resultiert in niedrigen Zündverzugszeiten. Auch aufgrund der PMF-Form ist zu erwarten, dass die Strömungsgeschwindigkeit niedriger ist als im Strahl und sie vom Betrag her im Bereich der Grundströmungsgeschwindigkeit u_{∞} liegt. Beide Faktoren sind günstig, damit bei kleinen axialen Abständen x/d_{eff} Zündereignisse entstehen. Ein Einfluss des Impulsstromdichteverhältnisses ist hier nur in Form eines leicht ausgeprägteren Maximums bei $J_{\text{fuel}} = 20$ zu beobachten. Die Varianz der Mischung steigt leicht in Abhängigkeit des Impulsstromdichteverhältnisses. Da die PMF-Verläufe sehr ähnlich sind, werden nur geringe Unterschiede bei der mittleren Zündverzugszeit erwartet. Wie Abbildung 5.10 zeigt, entstehen hier unabhängig vom Impulsstromdichteverhältnis die frühesten Zündereignisse. Hierdurch

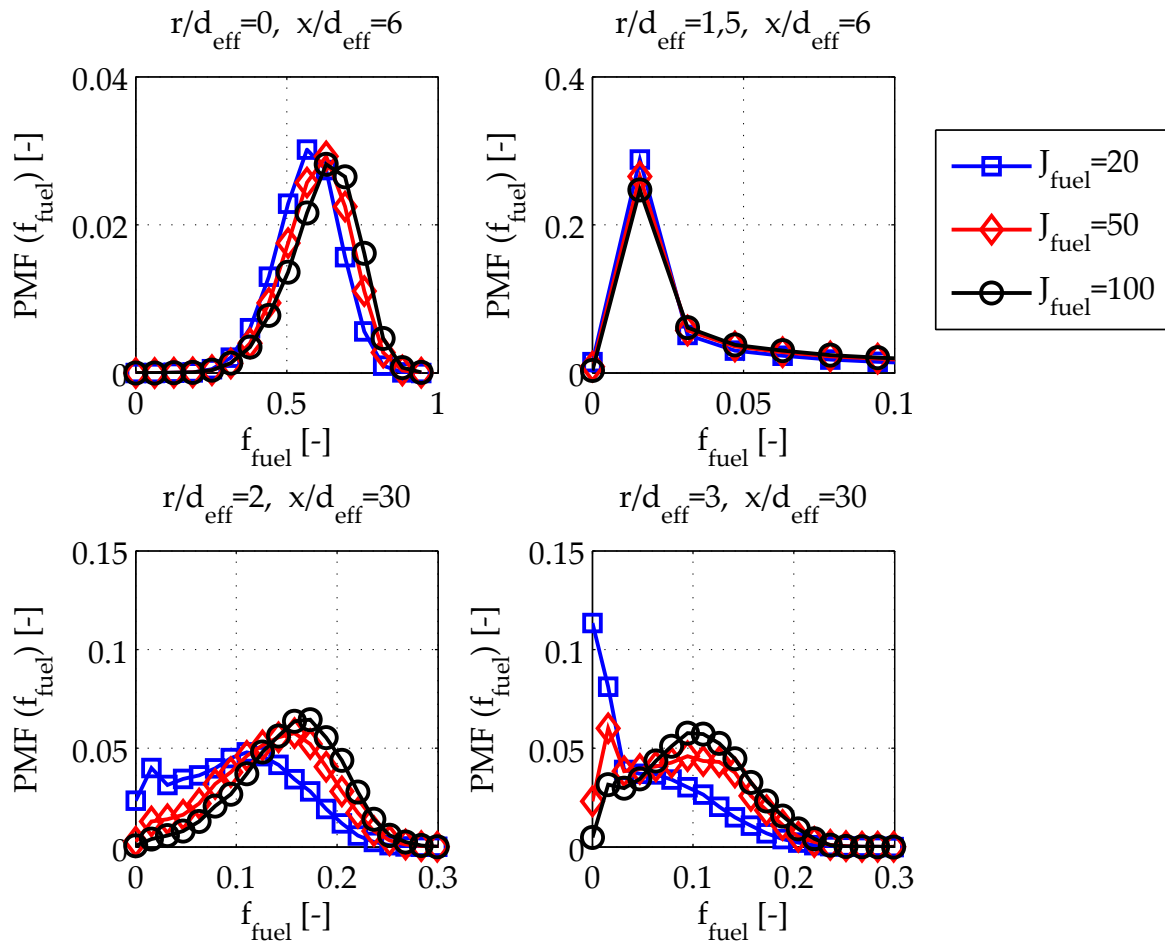


Abbildung 5.11: PMFs des Brennstoffmischungsbruchs f_{fuel} im Nah- und Fernfeld.

bestätigen die mit Gleichung (4.43) bestimmten Zündverzugspositionen die Beobachtung aus den OH^* -Chemilumineszenzaufnahmen in Abbildung 5.8, dass erste sichtbare Zündereignisse unabhängig vom Impulsstromdichteverhältnis bei vergleichbaren axialen Positionen zu finden sind.

Im unteren linken Teil von Abbildung 5.11 ist eine weitere PMF in den Scherschichten des Strahls bei $r/d_{\text{eff}}=2, x/d_{\text{eff}}=30$ im Fernfeld gezeigt. Wie Abbildung 5.10 zeigt, findet dort die Zündung vor $x/d_{\text{eff}}=80$ statt und ist somit relevant zur Entstehung der Stickoxidemissionen. Gegenüber der PMF bei $r/d_{\text{eff}}=1,5, x/d_{\text{eff}}=6$ liegt das Maximum des Brennstoffs bei höheren Mischungsbrüchen und ist nicht unabhängig vom Impulsstromdichteverhältnis. Das Maximum ist mit zunehmendem Impulsstromdichteverhältnis ausgeprägter und liegt bei höheren Brennstoff-Mischungsbrüchen. Homogene

Mischung wird an diesem Ort nur zeitweise erreicht. Das Gemisch liegt überwiegend fett vor und wird mit zunehmendem Impulsstromdichteverhältnis fetter. Ein vergleichbares Mischungsverhalten ist bei der PMF bei $r/d_{\text{eff}} = 4$, $x/d_{\text{eff}} = 30$ etwas weiter in radialer Richtung zu beobachten. Im Vergleich zur Stelle $r/d_{\text{eff}} = 2$, $x/d_{\text{eff}} = 30$ entstehen bei $r/d_{\text{eff}} = 4$, $x/d_{\text{eff}} = 30$ mehr Mischungszustände mit niedrigeren Brennstoffkonzentrationen, die eine höhere Mischungstemperatur haben und somit in etwas niedrigeren Zündverzugszeiten resultieren. Das Gemisch liegt aber auch an dieser Stelle überwiegend mit $\lambda < 1$ vor, weshalb im Hinblick auf Stickoxidemissionen ein vergleichbares Verhalten wie bei $r/d_{\text{eff}} = 2$, $x/d_{\text{eff}} = 30$ zu erwarten ist.

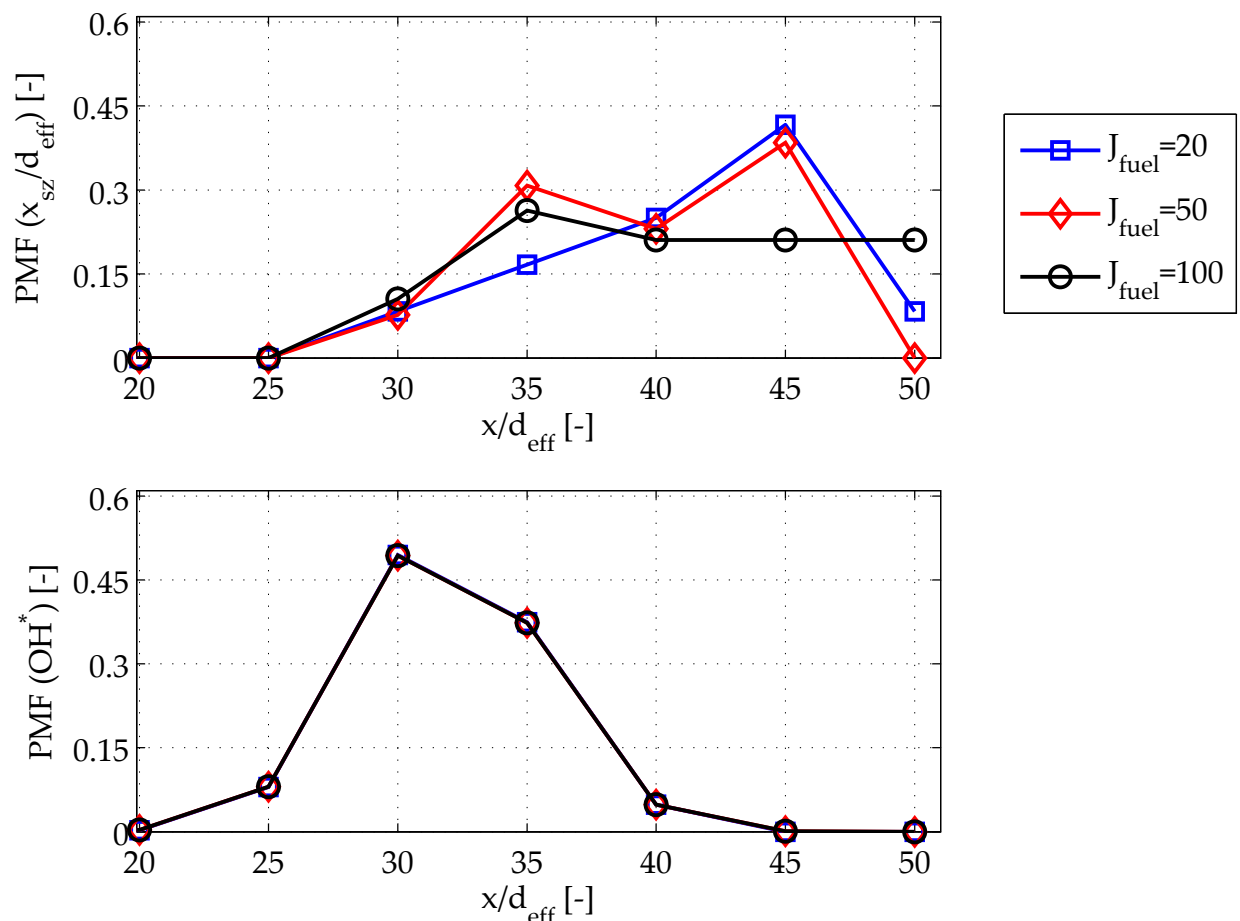


Abbildung 5.12: Oben: $\text{PMF}(x_{\text{sz}}/d_{\text{eff}})$ der modellierten Entflammungspositionen aus den Wasserkanal-PMFs. Unten: $\text{PMF}(\text{OH}^*)$ der jeweils frühesten detektierten Zündereignisse im Verbrennungsexperiment.

Aus den Einzelwerten der Entflammungspositionen x_{sz} werden

PMFs der Zündorte x_{sz}/d_{eff} erstellt, um die Auftretenswahrscheinlichkeit einer axialen Zündposition mit den Statistikauswertungen der OH*-Chemilumineszenz-Aufnahmen vergleichen zu können. Der Vergleich beider Größen ist in Abbildung 5.12 zu sehen. Im oberen Teil des Bildes ist die $PMF(x_{sz}/d_{eff})$ aufgetragen. Im unteren Bild sind die Statistikauswertungen der frühesten Zündkerne aus den einzelnen Chemilumineszenzaufnahmen der Verbrennungsmessungen dargestellt. Der Algorithmus detektiert in jedem einzelnen Messbild die ersten Zündkerne. Für die Dokumentation des Algorithmus sei auf die Arbeit von Tautschnig [82] verwiesen. Den Wasserkanalergebnissen zufolge werden erste Zündkerne zwischen $x/d_{eff} = 25$ und $x/d_{eff} = 30$ erwartet. Wie in Abschnitt 4.3.3 beschrieben wurde, könnte die Modellierung der Geschwindigkeit besonders bei den beiden Betriebspunkten mit höherem Impulsstromdichteverhältnis zu weit stromab vorhergesagten Zündorten führen. Dennoch passen die Ergebnisse gut zu den ausgewerteten OH*-Aufnahmen, wo ab $x/d_{eff} = 25$ die ersten sichtbaren Zündereignisse im Verbrennungsexperiment zu beobachten sind. Die Modellierung berücksichtigt das weitere Mischen des Brennstoffstrahls ausgehend vom Betrachtungszeitpunkt nicht mehr. Durch dieses weitere Mischen zwischen Brennstoff und Heißluft werden Radikale aus der Reaktionszone getragen. Dies würde zu einer Erhöhung der Zündverzugszeit führen, wie beispielsweise Brückner-Kalb gezeigt hat [13]. Durch die weitere eingemischte Heißluft erhöht sich die Temperatur im Gemisch. Infolge dessen steigt die chemische Reaktionsgeschwindigkeit an, wie unter anderem Tautschnig et al. [83] gezeigt haben. Dies äußert sich in einer Reduktion der Zündverzugszeit. Beide Effekte scheinen sich in den Randbereichen weitestgehend auszugleichen, so dass die hier verwendete Anfangswertbetrachtung der Zündverzugszeit zu plausiblen Zündverzugszeiten führt.

Die modellierten Zündverzugszeiten aus den Wasserkanalmessungen belegen, dass die Regionen mit den ersten Zündereignissen weitestgehend unabhängig vom Impulsstromdichteverhältnis sind. Dies lässt sich über die Entstehungsorte der Zündkerne erklären. Nach Abbildung 5.10 befinden sich diese im Nahfeld, kurz nachdem der Brennstoffstrahl anfängt sich mit dem umgebenden Heißgas zu mischen. Die PMFs in Abbildung 5.11 an dieser Stelle zeigen, dass

der Mischungsvorgang zu diesem Zeitpunkt noch weitestgehend unabhängig vom Eingangsimpuls ist, wodurch die ersten Zündungen bei allen betrachteten Varianten in selben axialen Abstand beobachtet werden. Man erkennt, dass die OH^* -Aufnahmen bei $x/d_{\text{eff}} = 40$ einen Rückgang an Zündereignissen aufweisen, die Prognosen aus den Wasserkanaldaten steigen jedoch an. Dies ist auf den Auswertalgorithmus bei den OH^* -Aufnahmen zurückzuführen. Er zählt lediglich die in axialer Richtung ersten auftretenden Zündkerne. Zündkerne, die in derselben Aufnahme weiter stromab auftreten, werden bei dieser Auswertung nicht berücksichtigt. Diese Differenzierung ist bei den modellierten Werten von $x_{\text{sz}}/d_{\text{eff}}$ nicht möglich.

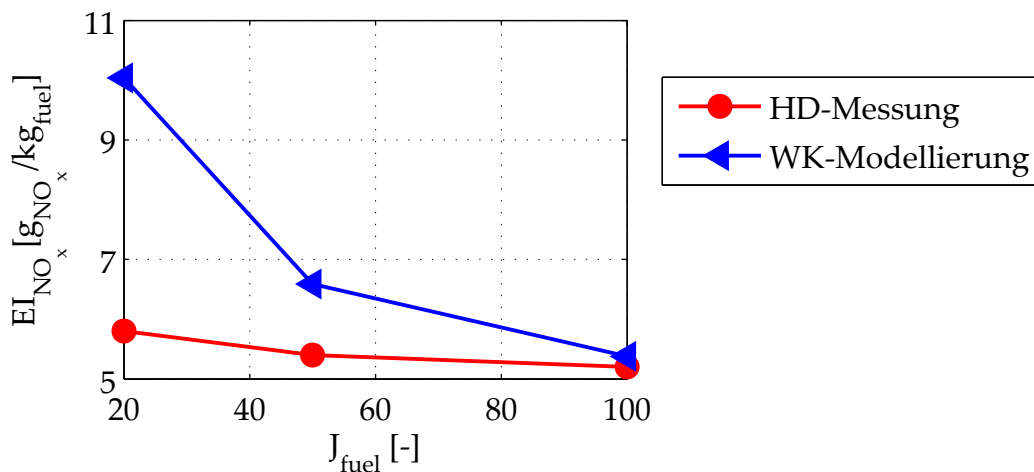


Abbildung 5.13: Globale Stickoxidemissionen der generischen SEV bei 6 bar: blau aus Wasserkanal-PMFs berechnet mit Gleichung (4.44); rot: Messdaten aus dem Hochdruckversuchsstand.

Abbildung 5.13 zeigt den Emissionsindex EI_{NO_x} der Stickoxidemissionen aufgetragen über das Impulsstromdichteverhältnis. Mit Dreiecken sind die nach Gleichung (4.44) berechneten Emissionen aus Wasserkanaldaten dargestellt. Die gemessenen Stickoxidemissionen sind mit Punkten abgebildet. Aus den Messungen ist ersichtlich, dass der Emissionsindex mit steigendem Eindüsungsimpuls abnimmt. Dieser Trend wird von der Modellierung richtig vorhergesagt. Die Modellierung sagt den Absolutwert des Emissionsindex bei allen drei Betriebspunkten zu hoch vorher. Die Abweichung wird jedoch von $J_{\text{fuel}} = 20$ mit etwa 100% zu $J_{\text{fuel}} = 100$ mit 7% niedriger. Im vorgesehenen Messbereich liegt die Messtoleranz der Stickoxide bei

1 ppmV. Da das Heißgas der Vorbrennkammer abgezogen werden muss, ist der maximale Gesamtfehler bei den Rohmessdaten 2 ppmV. Bezogen auf den Messwert bedeutet dies 10% Ungenauigkeit.¹ Die Abweichung zwischen Modellierung und Messung liegt damit bei diesem Betriebspunkt innerhalb der Messtoleranz. Die Abweichung der anderen beiden Betriebspunkte ist jedoch nicht über die Messungsgenauigkeit erklärbar. Die Abweichungen zwischen Messung und Modellierung werden systematisch mit steigendem Impulsstromdichteverhältnis niedriger. Pitts [68] zeigt, dass das Eindringen des Brennstoffstrahls sich mit höheren Reynoldszahlen verbessert und die mittleren Mischungsvarianzen im Strahl abnehmen. Diese Abhängigkeit verschwindet erst gänzlich bei Reynoldszahlen über 11000. Besonders stark sind die Mischungsabweichungen im Nahfeld des Strahls bis etwa $x/d_{\text{eff}} = 15$ und verschwinden dann mit zunehmender Mischungslänge. Wie Tabelle 5.2 zeigt, liegen die Reynoldszahlen von $J_{\text{fuel}} = 20$ und $J_{\text{fuel}} = 50$ im Wasserkanalexperiment bei 6600 und 10000. Im Verbrennungsexperiment hingegen sind die Reynoldszahlen deutlich über dem besagten Grenzwert von 11000. Damit ist anzunehmen, dass die zu hoch vorhergesagten Stickoxidemissionen dem unzureichend abgebildeten Mischungsverhalten im Wasserkanalexperiment im Nahfeld der Eindüsung zuzuschreiben sind. Wie Abbildung 4.14 zeigt, steigen mit abnehmendem Mischungsbruch f_{fuel} die entstehenden Stickoxidemissionen bei den vorliegenden Betriebspunkten.

Bei der Modellierung des Emissionsindex wurden alle Mischungs-PMFs berücksichtigt, für die gilt: $x_{\text{sz}}/d_{\text{eff}} \leq 80$. Wie man in Abbildung 5.10 sieht, sind dies je nach Betriebspunkt die Mischungsdaten von $x/d_{\text{eff}} = 6$ bis etwa $x/d_{\text{eff}} = 36$. Besonders im Fernfeld des Strahls ab etwa $x/d_{\text{eff}} = 10$, siehe Abbildung 5.4, verändert sich die Mischung in Abhängigkeit des Impulsstromdichteverhältnisses, so dass sich hier die Mischung auch merklich auf die Stickoxidbildung auswirkt. Wie die PMFs im unteren Teil von Abbildung 5.11 zeigen, werden die mittleren Brennstoffmischungsbrüche mit zunehmendem Impulsstromdichteverhältnis höher. Das Gemisch liegt in diesen Regionen zum Großteil mit $\lambda < 1$ vor. Dadurch sinken die mittleren Mischungs-

¹Hinzu kommt, dass der Messfehler der Massenstromregler bei 2% für die Luft und bei 5% für den Brennstoff liegt.

temperaturen im Bereich der Selbstzündereignisse mit zunehmendem Impulsstromdichteverhältnis. Abbildung 4.14 zeigt, dass mit kleiner werdender Luftzahl im fetten Bereich weniger Stickoxide entstehen. Somit lässt sich der Rückgang an Stickoxidemissionen mit zunehmendem Impulsstromdichteverhältnis über die Mischungs-PMFs erklären.

Aufgrund der guten Übereinstimmung von Modellierung und Messung wird die Eingangshypothese bestärkt. Das vorliegende Verbrennungsregime der untersuchten Betriebspunkte ist mit großer Wahrscheinlichkeit selbstzündungsdominiert. Die Reaktionen laufen sehr schnell an den Orten, an denen OH^* -Emissionen detektiert werden, ab. Eine Propagation der Zündkerne ins unverbrannte Frischgas kann im Wesentlichen vernachlässigt werden. Diese Resultate bestätigen Markides' Theorien zum Flammenregime der zufälligen Zündereignisse.

5.3 Strahlverhalten ohne Stützluft

Im ersten Teil dieses Kapitels wurden isotherme Mischungsfelder der koaxialen Eindüsung mit variierten Impulsstromdichteverhältnissen analysiert. Zusätzlich wurde hier ein Betriebspunkt vorgestellt, der direkt mit Messungen aus der Literatur vergleichbar ist. Hierdurch konnte eine hohe Messdatendatenqualität bestätigt werden. Die Mischungsuntersuchungen zeigten, dass sich die Mischungsfelder unabhängig vom Impulsstromdichteverhältnis im Nahfeld noch sehr ähneln. Der Einfluss des Impulsstromdichteverhältnisses auf die Mischung wird erst im Fernfeld deutlich. Dort dringt der Strahl mit zunehmendem Impulsstromdichteverhältnis weiter ein. Gleichzeitig nehmen auch die Mischungsvarianzen dort ab. Im Fernfeld gelang es zudem, den mittleren Mischungsbruch f_{fuel} und die Mischungsvarianzen $\sigma_{f_{\text{fuel}}}$ mit dem Impulsstromdichteverhältnis zu korrelieren.

Aus den Mischungsdaten wurden mit Hilfe von Reaktorrechnungen lokale Zündverzugszeiten und Stickoxidemissionen modelliert. In Unterkapitel 5.2 erfolgte die Analyse der Verbrennungsergebnisse auf Basis der modellierten Zündverzugszeiten. Hierdurch konn-

ten erste Zündkerne an ihrem Entstehungsort lokalisiert werden. Die initialisierenden Zündkerne werden unabhängig vom Impulsstromdichteverhältnis ab $x/d_{\text{eff}} = 6$ beobachtet, direkt nachdem der Brennstoffstrahl sich mit der umgebenden Heißgasströmung zu mischen beginnt. Diese Zonen liegen, wie von Mastorakos vorhergesagt, in den Scherschichten des Brennstoffstrahls. Kurz nach Aufbrechen des Strahls bilden sich kleine Zonen mit geringem Brennstoffanteil und damit hohem Heißgasanteil bei hohen Gemischtemperaturen aus, die zusätzlich aufgrund von niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten die ersten, düsennächsten Selbstzündkerne in der Strömung generieren. Im düsennahen Bereich sind die Mischungsfelder noch unabhängig vom Impulsstromdichteverhältnis. Das deckt sich mit der Beobachtung im Verbrennungsexperiment, dass sich erste Zündereignisse unabhängig vom Impulsstromdichteverhältnis bei gleichen axialen Positionen einstellen. Dieses Verhalten konnte durch die modellierten Zündverzugspositionen nachvollzogen werden.

Die Emissionsmessungen ergaben, dass der Emissions-Index mit zunehmendem Impulsstromdichteverhältnis zurückgeht. Dieser Emissionsrückgang konnte mit der verwendeten Modellierung gut nachvollzogen werden. Bei den Betriebspunkten nehmen die Konzentrationen des Brennstoffs in der Reaktionszone, wie Abbildung 5.11 zeigt, mit steigendem Impulsstromdichteverhältnis zu. Hierdurch werden mehr Mischungszustände erreicht, bei denen die Stickoxidemissionen niedrig sind.

Die Modellierung der Stickoxidemissionen basiert auf der gewichteten Mischungsstatistik und lässt eine quantitative Analyse der Emissionen zu. Hierbei konnte der ursprünglich von Lacarelle et al. [48] stammende Ansatz der PDF-Gewichtung von Stickoxidemissionen aus Reaktorrechnungen auch auf selbstzündende Verbrennungssysteme erfolgreich übertragen werden. Für die Modellierung wurde ein CPFM-Reaktor verwendet, der lediglich NO_x in der Reaktionszone berücksichtigt. Stickoxid, das nach der Reaktionszone entsteht, wird somit nicht modelliert. Aufgrund der hohen Übereinstimmung von Modellierung und Messung wird deutlich, dass diese Reduktion der Stickoxidemissionen auf den Mischungszustand bei Reaktionsstart zurückzuführen ist. Demzufolge läuft die Reaktion wie von

Markides [54] beschrieben sehr schnell ab und von einer Propagation ins unverbrannte Gemisch kann weitestgehend abgesehen werden.

Durch die hohe Übereinstimmung zwischen den modellierten und gemessenen Ergebnissen kann Markides' Hypothese [54], dass es Verbrennungs-Regimes gibt, in denen sämtliche Reaktionen in Form von Selbstzündung stattfinden, bestärkt werden. In diesem Regime sollen die Zündkerne nicht ins unverbrannte Gemisch propagieren, so dass sich keine stabilisierte Flamme ausbilden kann. Der Vergleich der mittleren Gemischtemperaturen mit der Transitionstemperatur T_{trans} von Habisreuther et al. [37] bekräftigt dies zusätzlich. Die Gemischtemperaturen in den für die Selbstzündung wesentlichen Regionen liegen oberhalb der Transitionstemperatur. Die weitere Hypothese von Markides [54], dass im selbstzündungsdominierten Regime eine Beschreibung der Zündereignisse lediglich auf Basis von zeitlich hoch aufgelöster Mischungsstatistik möglich ist, konnte durch die Modellierung belegt werden. Die Ergebnisse legen nahe, dass mit dieser Methode, unter zusätzlicher Berücksichtigung des Strömungsfelds, auch komplexere teilvorgemischte Systeme im Hinblick auf den Zündverzug verstanden werden können. Die Ansätze werden in Kapitel 6 auf das ternäre Mischungssystem erweitert und zur Analyse der zugehörigen Verbrennungsergebnisse in Kapitel 7 herangezogen.

6 Methoden zur Beschreibung von Dreistoffsystemen

In diesem Kapitel werden alle Methoden und Erweiterungen vorgestellt, die zur Beschreibung der Dreistoffsysteme benötigt werden. Zuerst werden in Abschnitt 6.1 ein zusätzliches optisches Messverfahren und die dazugehörige Auswertung zur Bestimmung von Konzentrationen vorgestellt. Das optische Messverfahren beruht auf Mie-Streuung. Dieses Verfahren wird im Wasserkanal-Aufbau mit LIF kombiniert, um das Dreistoffsystem mit hoher zeitlicher Auflösung abzubilden. Das Validierungsexperiment zur Analyse der Anwendbarkeit und zur Bestimmung der Messgenauigkeit des Verfahrens in simultaner Anwendung mit LIF wird in Abschnitt 6.2 präsentiert. In Abschnitt 6.3 wird die Mischungsfeld-Skalierung aus Abschnitt 4.2.1 auf das ternäre System angepasst. Die Erweiterungen der Modellierungen von Temperatur, Zündverzug und Stickoxidemissionen im ternären Mischungssystem sind in Abschnitt 6.4 beschrieben.

6.1 Konzentrationsbestimmung auf Basis von Mie-Streuung

Als Mie-Streuung [60] wird die elastische Streuung von Licht mit der Wellenlänge λ an sphärischen Teilchen bezeichnet. Im vorliegenden Fall wird dieser Effekt ausgenutzt, um aus dem Streulicht den lokalen Mischungsbruch f eines eingedüsten, mit Partikeln versetzten Stoffstroms zu bestimmen. Mischungsstudien auf Basis von Mie-Streuung wurden bereits von verschiedenen Forschungsgruppen erfolgreich durchgeführt [4, 75, 77]. Wie bei der LIF-Messtechnik wird nur einer der Stoffströme mit Partikeln versetzt. Dies ermöglicht lokale Konzentrations- und Mischungsbestimmung. Wesentliche Ansprüche an die Partikel sind [70]:

- Die Partikel sind näherungsweise sphärisch.
- Die Partikel folgen der Strömung schlupffrei. Dadurch werden Strömungsgeschwindigkeiten und Mischungseffekte durch die Partikel vollständig abgebildet.
- Interaktion der Partikel untereinander kann aufgrund einer geringen Anzahldichte im Fluid ausgeschlossen werden.

Sautet und Stepowski [75] berechnen analog zu Gleichung (4.1) den lokalen Mischungsbruch $f(r,x)$ aus aufgenommener Streulichtintensität Θ durch den Bezug auf ein Referenzsignal $\Theta(r_0, x_0)$. Für das Referenzsignal $\Theta(r_0, x_0)$ gilt: $f=1$. Dieser Ansatz geht davon aus, dass die Anzahldichte und Größenverteilung der Partikel am Eintritt zeitlich konstant ist. Bei Anwendung der Methode nach Sautet und Stepowski muss noch zusätzlich an allen Bildern das Gaußprofil des Lasers korrigiert werden, wie in Abschnitt 4.1.1.3 beschrieben, bevor der Mischungsbruch mit Gleichung (4.1) bestimmt werden kann. Abbildung 6.1 zeigt das Auswertungsschema der Methode.

Im Gegensatz zum Ansatz nach Sautet und Stepowski hängt bei Mix-PIV nach Pernpeintner [64] die aufgenommene lokale Streulichtintensität nicht nur vom Mischungsbruch f , sondern auch von der Anzahldichte ρ_p der Partikel am Eintritt ab. Hierdurch können Schwankungen der Anzahldichte und Größenverteilung der Partikel am Eintritt korrigiert werden. Dadurch ergibt sich an jeder Stelle r,x folgender Zusammenhang zwischen der Helligkeit Θ und den genannten Größen:

$$\Theta(r,x) = \rho_p(r,x) \cdot f(r,x). \quad (6.1)$$

Wie man sieht, ist hier zur Bestimmung des Mischungsbruchs noch die Berechnung der Anzahldichte an den jeweiligen Orten notwendig. Selbst der Aufwand zur Bestimmung mittlerer Größen ist deutlich höher als beim Ansatz nach Sautet und Stepowski. Möchte man Wahrscheinlichkeitsdichten damit abbilden, wird der Berechnungsaufwand noch größer. In diesem Fall bietet MixPIV einen wesentlichen Vorteil, da hier aus der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Rohintensität $PDF(\Theta)$ durch numerische Inversion die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion des Mischungsbruchs $PDF(f)$ bestimmt wird. Neben der genannten Bedingung in Gleichung (6.1) wird die zusätzli-

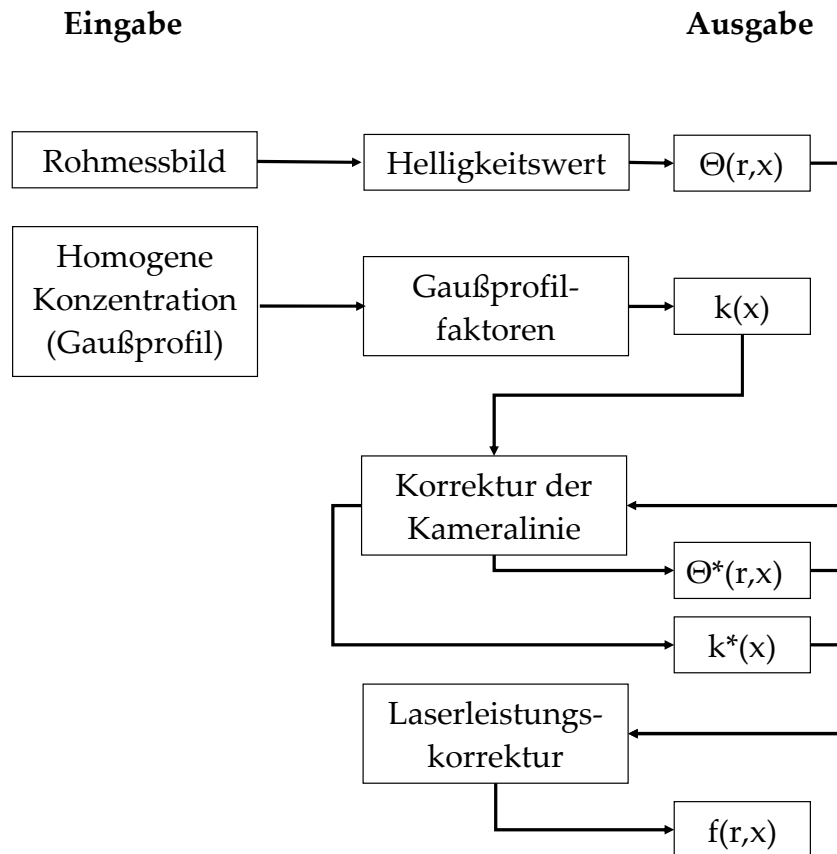


Abbildung 6.1: Vorgehensweise zur Bestimmung des Mischungsbruchs f nach der Methode von Sautet und Stepowski [75].

che Annahme getroffen, dass die Anzahldichte ρ_p und der Mischungsbruch f statistisch unabhängig voneinander sind und folglich auch deren Wahrscheinlichkeitsverteilungen. Diese Annahme ist nach Becker et al. [4] zulässig, wenn die Partikel durch turbulente konvektive Mischung transportiert werden. Becker et al. gehen davon aus, dass die Verteilung der ursprünglichen Partikelgrößen erhalten bleibt. Durch diese Annahme gilt folgender Zusammenhang der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Rohintensität Θ an einer beliebigen Stelle:

$$\text{PDF}(\Theta) = \int_0^1 \int_0^1 \text{PDF}(\rho_p) \text{PDF}(f) d\rho_p df. \quad (6.2)$$

Durch Ersetzen von ρ_p mit Gleichung (6.1) und Substitution von $d\rho_p$ vereinfacht sich die Gleichung zu:

$$\text{PDF}(\Theta) = \int_0^1 \text{PDF}\left(\frac{\Theta}{f}\right) \text{PDF}(f) \frac{1}{f} df. \quad (6.3)$$

Dieser Ausdruck ist nur noch abhängig von Θ und f und kann somit numerisch oder analytisch gelöst werden. Die analytische und numerische Lösung wird im Detail in [64] präsentiert, daher sei für die detaillierte Herleitung auf die Publikation verwiesen.

Diese Art der Lösung hat den Vorteil, dass hier lediglich die Korrektur des Gaußprofils für Inhomogenitäten im Lichtschnitt durchgeführt werden muss. Durch die vorgestellte Formulierung werden automatisch die Schwankungen des Lasers und der Anzahldichte an der Düse herausgerechnet. Diese sind ebenfalls in der $\text{PMF}(\rho_p)$ enthalten und werden somit indirekt korrigiert. Die Korrekturmöglichkeit der zeitlichen Schwankung der Anzahldichte stellt einen wesentlichen Vorteil gegenüber herkömmlichen Methoden dar.

Damit werden für MixPIV die folgenden Korrekturschritte zur Bestimmung der PMF des Mischungsbruchs f benötigt:

- Korrektur der Kamerakennlinie (optional)
- Korrektur des Hintergrundbilds (optional)
- Korrektur des Gaußprofils

Die Vorgehensweise zur Erzeugung der Rohmessdaten und der Qualitätsanspruch entspricht der der LIF-Messtechnik. Deshalb sei an dieser Stelle auf Abschnitt 4.1 verwiesen. Im Fall der simultanen Messung von LIF und MixPIV werden beide Stoffe mit demselben Laser angeregt. Die Kameras sind spiegelverkehrt an den beiden Seitenfenstern des Wasserkanals angeordnet, dadurch sind die Aufnahmen zueinander spiegelverkehrt. Zur Korrektur des Gaußprofils bei den MixPIV-Daten kann die Gauß-Korrekturkurve verwendet werden, die aus dem Signal mit der homogenen Uraninkonzentration bestimmt wurde. Das so gewonnene Korrektursignal $k(x)$ ist kontinuierlicher als bei diskreter Auswertung der MixPIV-Aufnahmen.

In Abbildung 6.2 ist der Auswertalgorithmus von MixPIV dargestellt. Zunächst ermittelt man die Helligkeits-PMF $PMF(\Theta(r,x))$ an vorgegebenen Stellen im Messbild. Dann werden die entsprechenden Punkte im Lichtschnittbild mit homogener Konzentration summiert und die Korrekturfaktoren $k(x)$ des Gaußprofils ermittelt. Bei den Lichtschnittbildern und den Rohbildern muss je nach verwendeter Kamera noch das Abbildungsverhalten korrigiert werden. Im vorliegenden Fall wurde die Photron Fastcam SA5 für MixPIV Aufnahmen verwendet und diese Korrektur musste aufgrund der Linearität im Abbildungsverhalten nicht durchgeführt werden. Da die Aufnahme rate der Photron Fastcam-ultima APX stets bei über 1000 fps lag, konnte auf die Korrektur des Abbildungsverhalten verzichtet werden. Dann wird die Tikhonov-Regularisierung auf die PMF angewendet und die $PMF(f(r,x))$ des Mischungsbruchs ermittelt.

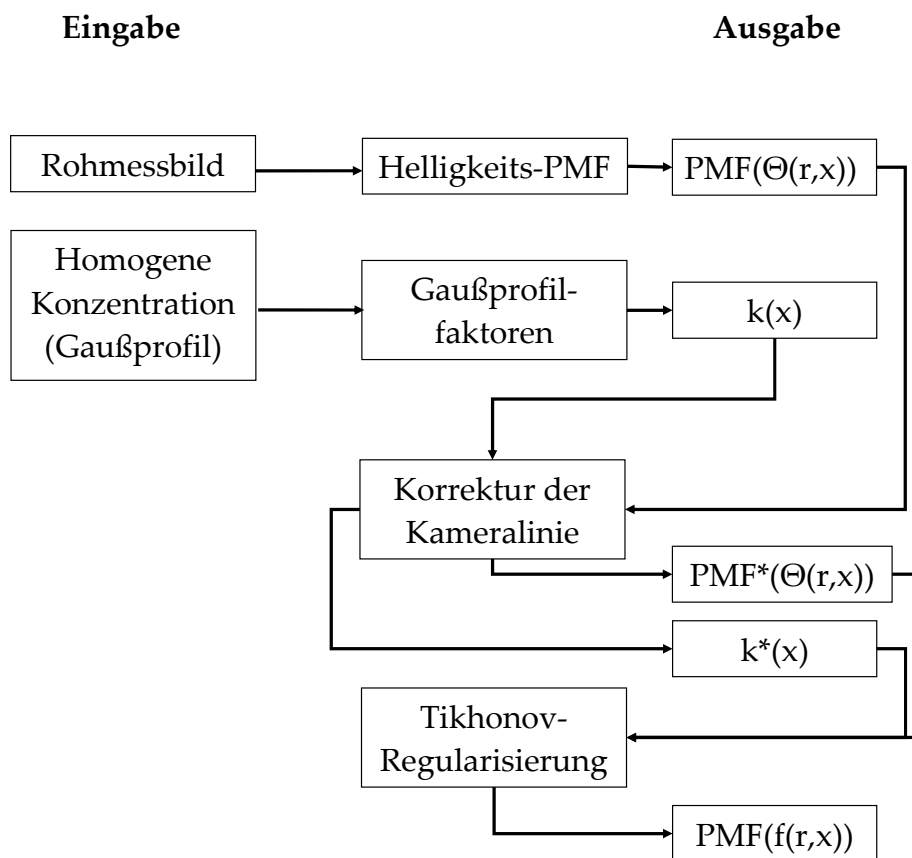


Abbildung 6.2: Auswertungsschema für MixPIV.

6.1.1 Partikelauswahl

Wie in 6.1 erwähnt, sollten die verwendeten Partikel sehr klein sein, damit sie dem Fluid möglichst schlupffrei folgen. Die Lichtintensität des vom Partikel erzeugten Streulichts ist proportional zu dessen Partikelgröße im Quadrat [70]. Im Folgenden wird das Partikelansprechverhalten verschiedener handelsüblicher Partikel untersucht, um den Zielkonflikt zwischen Helligkeit und Folgevermögen bzw. Ansprechverhalten zu optimieren. Die in 6.1 getroffenen Annahmen zur Anwendung der Partikel lassen sich mit der Bewegungsgleichung für Partikel, der sogenannte Bassett-Boussinesq-Ostseen-Gleichung (BBO)¹ beschreiben:

$$\begin{aligned} \frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_p \frac{du_p}{dt} &= 3\pi\eta_1 d_p (u_1 - u_p) + \frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_1 \frac{du_1}{dt} + \frac{\pi}{12} d_p^3 \rho_1 \left(\frac{du_1}{dt} - \frac{du_p}{dt} \right) \\ &\quad + \frac{3}{2} d_p^2 \sqrt{\pi\rho_1\eta_1} \int_{t_0}^t \frac{\frac{du_1}{d\tau} - \frac{du_p}{d\tau}}{\sqrt{t-\tau}} d\tau + F_e. \end{aligned} \quad (6.4)$$

Hinze [40] beschreibt die einzelnen Terme von Gleichung (6.4) ausführlich. Der Term auf der linken Seite ist die Kraft, die zur Beschleunigung des Partikels benötigt wird. Auf der rechten Seite steht der erste Term für die Stokes'sche Widerstandskraft durch die Viskosität des Fluides, der zweite stellt den Druckgradienten im Fluid durch die Beschleunigung des Partikels dar. Der dritte Term steht für die notwendige Verdrängungskraft, die das Teilchen durch das Fluid erfährt. Der vierte Term wird in der Literatur als Bassett-Term bezeichnet, er beinhaltet Kräfte infolge des instationären Strömungsfeldes. F_e berücksichtigt alle äußeren Kräfte auf das Fluid. Bei der Bestimmung der Partikelansprechzeit wird angenommen, dass die Stokes'sche Widerstandskraft die betragsmäßig größte Kraft ausmacht und die anderen Kräfte vernachlässigt werden dürfen. Auf Basis dieser Annahmen vereinfacht sich Gleichung (6.4) auf folgenden Zusammenhang zwischen Partikel- und Fluidgeschwindigkeit:

$$\frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_p \frac{du_p}{dt} = 3\pi\eta_1 d_p (u_1 - u_p). \quad (6.5)$$

¹Benannt nach ihren Begründern Bassett, Boussinesq und Ostseen, deren ursprüngliche Form von Tchen [84] auf turbulente Strömungen erweitert wurde.

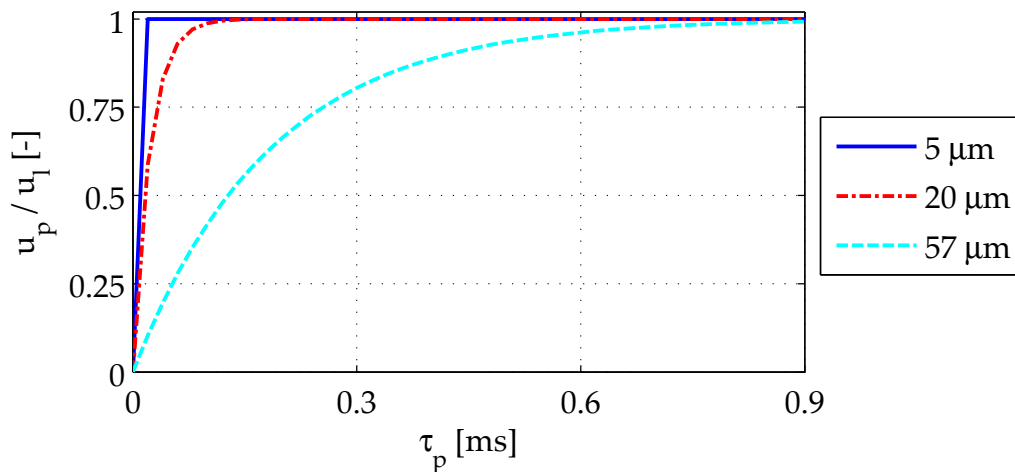


Abbildung 6.3: Partikelansprechverhalten handelsüblicher Partikel in Wasser.

Gleichung (6.5) ergibt nach Umformung:

$$\frac{du_p}{dt} = \underbrace{\frac{18\eta_l}{\rho_p d_p^2}}_{\tau_p} (u_l - u_p). \quad (6.6)$$

Die Dimensionsanalyse des Vorters auf der rechten Seite von Gleichung (6.6) zeigt, dass dieser die Einheit einer Zeit hat. Diese Zeit wird in der Literatur als Relaxationszeit oder Ansprechzeit τ_p des Partikels bezeichnet [70]. Nach Trennung der Variablen kann Gleichung (6.6) integriert werden. Bei der Integration wird angenommen, dass die Fluidgeschwindigkeit während der Partikelbeschleunigung konstant und das Partikel zu Beginn der Betrachtung ruhend ist. Damit erhält man die momentane Geschwindigkeit u_p des Partikels:

$$u_p = u_l [1 - e^{-t/\tau_p}]. \quad (6.7)$$

Die Gleichung gibt an, wie lange das Partikel einer bestimmten Größe benötigt, um aus dem Ruhezustand heraus auf die Fluidgeschwindigkeit beschleunigt zu werden. Für die von der Firma ILA[®] angebotenen Partikel in den Größen 5, 20 und 57 μm aus Polyamid in Wasser² lassen sich die in Abbildung 6.3 dargestellten Ansprechzeiten im Wasserkanal nach Gleichung (6.7) berechnen. Man erkennt erwartungsgemäß, dass die größeren Partikel mit 57 μm deutlich träger reagieren als

² $\rho_l = 998 \text{ kg/m}^3$ und $\eta_l = 1 \cdot 10,02^{-4} \text{ kg/m/s}$ bei 293,15 K

die kleineren $20\ \mu\text{m}$ - oder die $5\ \mu\text{m}$ -Partikel. Da die Streulichtintensität proportional zum Partikeldurchmesser im Quadrat ist [70], stellen die $20\ \mu\text{m}$ -Partikel einen guten Kompromiss zwischen Streulichtintensität und Ansprechzeit dar und werden im Folgenden verwendet.

6.1.2 Aufgelöste Turbulenz-Skalen

J_{ca}	l_{η} [mm]	τ_{η} [ms]
0	0,02	0,30
50	0,02	0,55
100	0,02	0,40
241	0,02	0,22

Tabelle 6.1: Kolmogorov Maße bei den Betriebspunkten in Kapitel 7.

In Tabelle 6.1 sind die turbulenten Zeit- und Längenmaße der kleinsten Wirbel zusammengefasst, die bei den untersuchten Betriebspunkten in Kapitel 5 zu erwarten sind. Die Berechnung erfolgt analog zu Abschnitt 4.1.1.6. Anstelle von $d_{\text{fuel},0}$ und $u_{\text{fuel},0}$ werden effektive Größen aus Stützluft und Brennstoff verwendet, siehe Gleichung (6.11) und (6.10). Die Auflösung im Messbild bei den Wasserkanalmessungen betrug 3 Pixel/mm bei MixPIV und 5 Pixel/mm bei den LIF-Daten. Hierdurch ist auch bei diesen Aufnahmen keine räumliche Auflösung der kleinsten Wirbel möglich. Die Aufnahmezeit bei den Bildern betrug 1000 fps. Man kann sehen, dass die zeitliche Auflösung der Kolmogorov-Skalen in den Messungen sowohl an der Düse als auch im Fernfeld möglich ist. Insgesamt wurden je Datensatz 4000 Bilder für Stützluft und Brennstoff bei der Statistikauswertung miteinbezogen. Dies entspricht 4 s Messdauer.

6.2 Referenzexperiment

In einer Reihe von Vorexperimenten sollen die folgenden Fragen beantwortet werden:

- Wird mit MixPIV eine vergleichbare Messgenauigkeit im Wasserkanalexperiment erreicht wie mit LIF?

- Wie groß ist die gegenseitig zu erwartende Beeinflussung beider Markierstoffe aufeinander?
- Welche Grenzen ergeben sich hinsichtlich der simultanen Anwendung?

6.2.1 Messaufbau für simultane Messungen

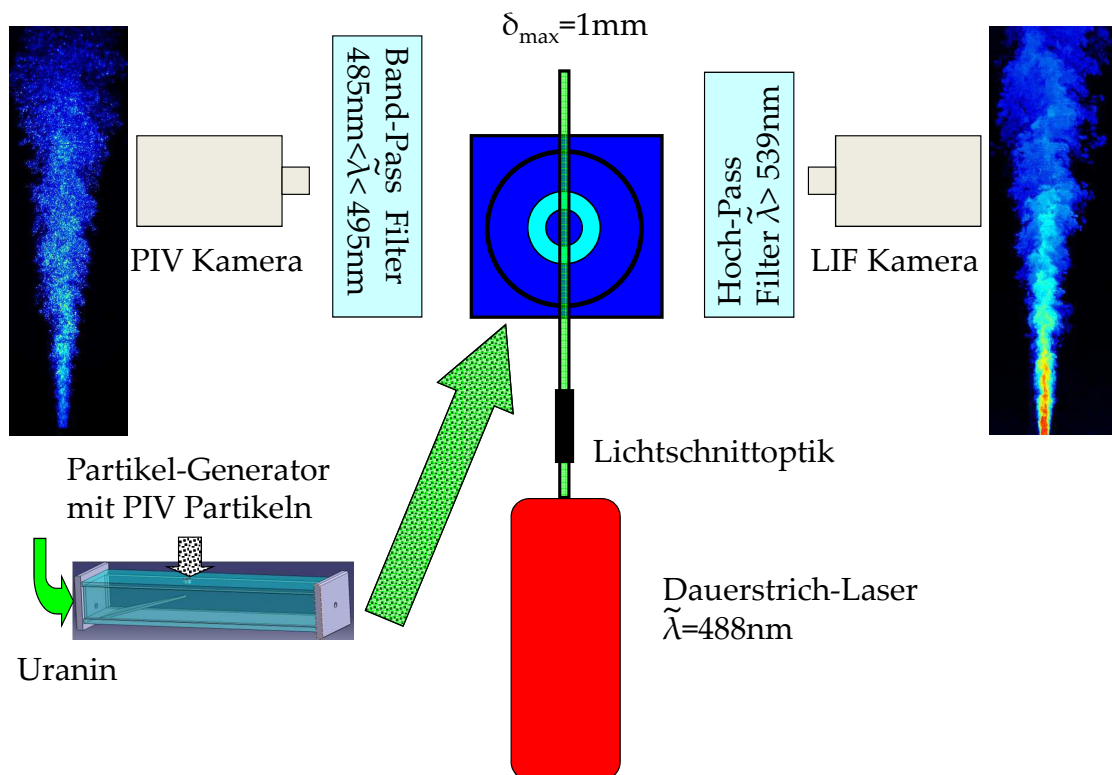


Abbildung 6.4: Referenzaufbau für die simultane Anwendung von LIF und MixPIV.

Abbildung 6.4 zeigt den Messtechnikaufbau für die simultane Anwendung. Im Messaufbau wird als Lichtquelle weiterhin ein Dauerstrich-Laser mit einer Wellenlänge von $\tilde{\lambda}_1 = 488\text{nm}$ verwendet. Sein Lichtschnitt wird in der axialen Ebene der Eindüsung ausgerichtet. Die Messsignale können an den jeweils gegenüberliegenden Seiten aufgenommen werden. Dadurch werden Strömungsasymmetrien oder Massenstromschwankungen in diesem Aufbau simultan aufgenommen und fallen beim Vergleich der Signale nicht ins Gewicht. Zur Aufnahme des MixPIV-Signals wird die Photron Fastcam SA5 mit einem vorgeschalteten Bandpassfilter verwendet, der eine

Transmissionskurve mit steiler Flanke im Wellenlängenbereich von $485\text{ nm} \leq \tilde{\lambda} \leq 495\text{ nm}$ hat. Auf der anderen Seite des Wasserkanals nimmt die Photron Fastcam-ultima APX das LIF-Signal auf. Das LIF-Signal wird mit einem Hochpassfilter separiert, der Licht mit einer Wellenlänge von 539 nm bis 1200 nm transmittiert. Die Photron Fastcam SA5 synchronisiert die Photron Fastcam-ultima APX.

Der Versuchsträger in allen Messungen dieses Kapitels besteht aus der in Kapitel 5 verwendeten koaxialen Eindüsung, siehe Abbildung 5.1. Um die gegenseitige Beeinflussung beider Signale abschätzen zu können, wurde ein Referenzexperiment konzipiert. Bei diesem Referenzexperiment wird die Eindüsung gleichzeitig mit Uranin und PIV-Partikeln beschickt. Beide Markierstoffe liegen in messtypischen Konzentrationen vor. Am Eintritt und im düsennahen Bereich treten damit die höchsten Konzentrationen an Partikeln und Uranin gleichzeitig auf, so dass an dieser Stelle die größten gegenseitigen Signalbeeinflussungen zu erwarten sind. Mit den Erkenntnissen aus Abschnitt 4.1.1.3 kann eine wesentliche Absorption durch das Uranin ausgeschlossen werden, da hohe Uranin-Konzentrationen in diesem Aufbau nur an der Düse vorliegen. Diese sind in ihrer räumlichen Ausdehnung so gering, dass sie zu keiner wesentlichen Laserlichtabsorption führen. Im Folgenden wird nun untersucht, ob dies auch auf die PIV-Partikel zutrifft.

6.2.2 Signalinteraktion von LIF und MixPIV

Im Folgenden wird überprüft, ob die PIV-Partikel die Qualität der LIF-Messung beeinflussen. Hierfür wird in einem ersten Vorexperiment mit drei LIF-Messungen untersucht, welche Wiederholgenauigkeit zwischen einzelnen Versuchen zu erwarten ist. Anhand der Versuche kann auf den generellen Messfehler im Experiment geschlossen werden, der bedingt durch Leckageeffekte und Förderschwankungen der Pumpenleistung auftritt. In einem zweiten Versuch in diesem Abschnitt wird die Eindüsung zusätzlich mit PIV-Partikeln beschickt, um zu sehen, wie groß der Absorptionseffekt im LIF Signal durch die Partikel ist.

Zur Abschätzung der Wiederholgenauigkeit zwischen den Experimenten werden drei LIF-Messungen mit $J_{\text{fuel}} = 1000$ und einer Aufnahme­frequenz von 1000fps bei einer Aufnahmedauer von 4s und gleichem Versuchsaufbau durchgeführt. In allen Versuchen wird die Eindüsung nur mit Uranin beschickt. Die Versuche wurden ihrer Nummerierung entsprechend aufgenommen.

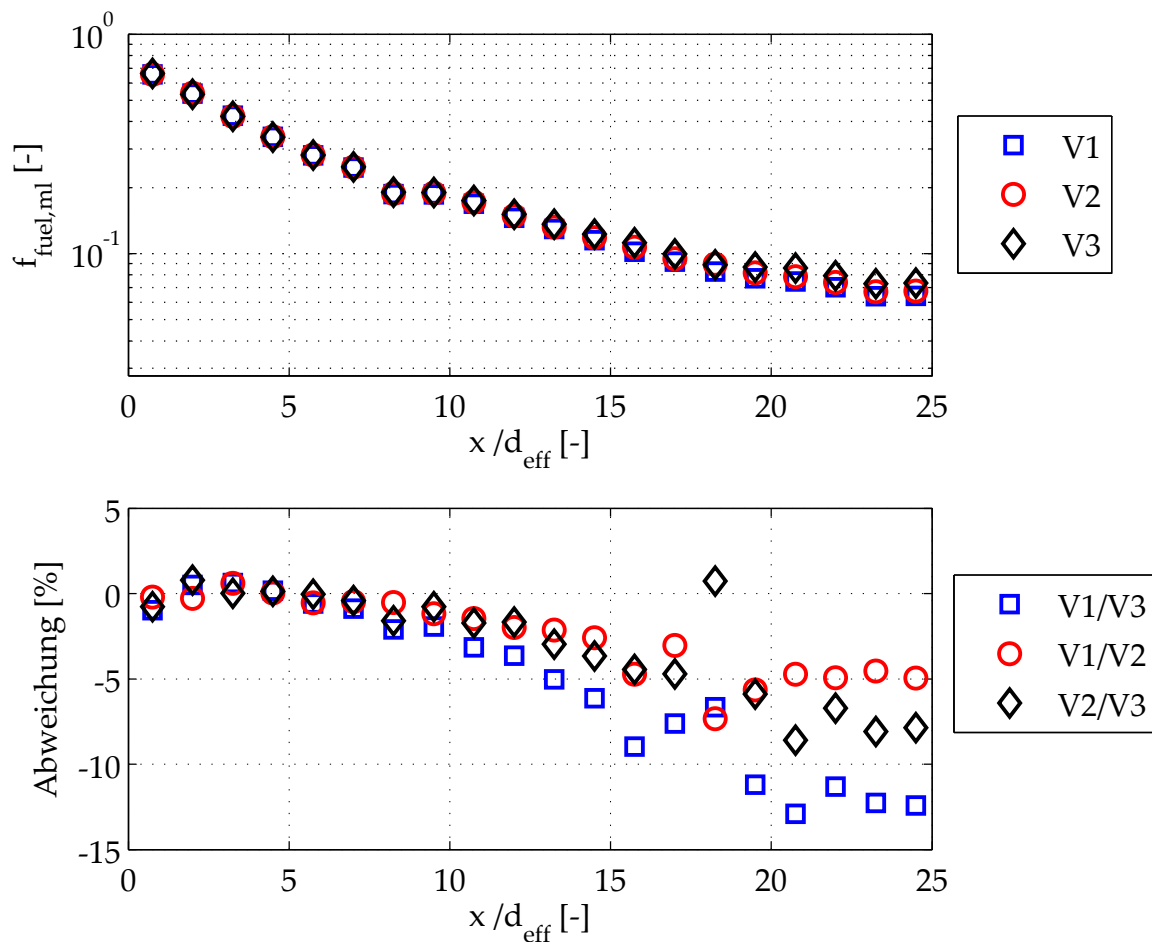


Abbildung 6.5: Wiederholgenauigkeit des Versuchsaufbaus.

In Abbildung 6.5 wird das zeitlich gemittelte und nach Abschnitt C.1 korrigierte Mittelachsprofil der drei Versuche dargestellt. Die Mittelachsenprofile reagieren am empfindlichsten auf Massenstromschwankungen und Leckageeffekte und bilden somit den größten zu erwartenden Fehler ab. Der Mischungstrend ist in allen drei Messungen derselbe. Prozentual liegen die Abweichungen der Messungen zueinander bis $x/d_{\text{eff}} = 10$ um 2%. Danach steigen die Abweichungen bis auf 15% an. Die größte Diskrepanz zeigt sich hier zwischen Versuch 1 und 3. Die Versuche 1 und 2 haben auch im Fernfeld lediglich 5% Abweichung zueinander. Die Abweichung im Fernfeld kann

auf Fluktuationen im Strömungsfeld und Messungenauigkeiten im Gaußprofil zurückgeführt werden. Das Gaußprofil wird wie in Abschnitt 4.1.1.3 beschrieben mit einer homogenen Konzentration aufgenommen. Wenn im Randbereich die Laserintensität zu stark abnimmt, liegt die aufgenommene Lichtintensität Θ im Bereich des Kamerarauschens und nimmt unter Umständen zu geringe Intensitäten an. Es kann abschließend festgestellt werden, dass die Wiederholgenauigkeit im düsen nahen Bereich sehr hoch ist. Die Messungenauigkeiten durch Leckageeffekte und Pumpenleistungsschwankung liegen bei maximal 2 %. Damit ist ein quantitativer Vergleich von einzelnen Messungen in diesem Bereich möglich.

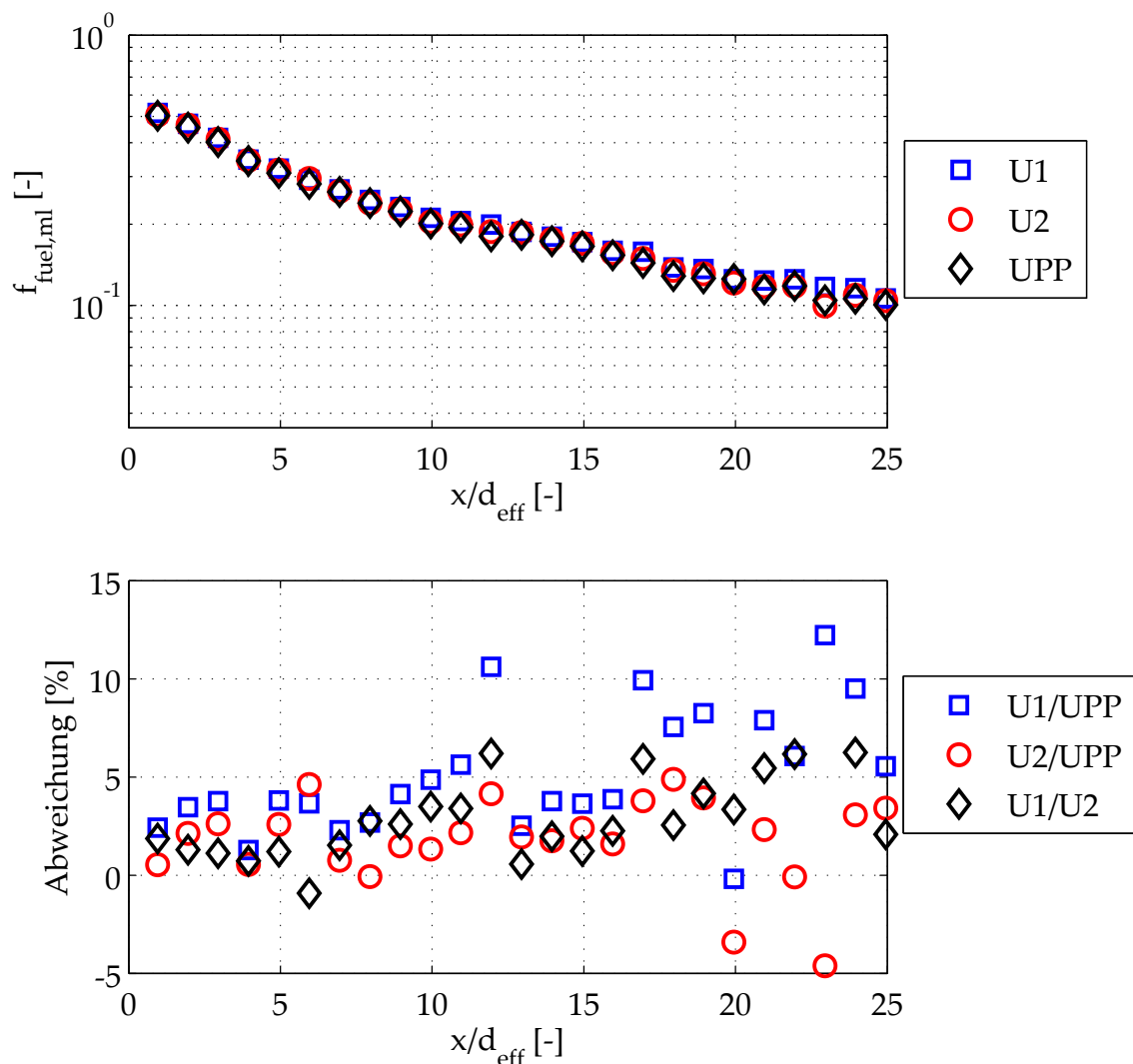


Abbildung 6.6: Einfluss der PIV-Partikel auf das Ergebnis der LIF-Messungen.

Um den Einfluss der Absorption durch PIV-Partikel auf das LIF-

Signal ausschließen zu können, wurde die Eindüsung für ein Impulsstromdichteverhältnis von $J_{\text{fuel}} = 1000$ zwei Mal nur mit Uranin beschickt, U1 und U2, und schließlich mit einer Mischung aus Uranin und einer messtypischen Konzentration von PIV-Partikeln, bezeichnet als UPP. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.6 dargestellt. Vergleicht man den ersten Versuch U1 und UPP, so zeigt sich, dass die Lichtintensität des Versuchs mit den PIV-Partikeln bis $x/d_{\text{eff}} = 5$ etwa 4 % geringer ist. Im selben Bereich liegt die Intensitätsabweichung zwischen dem Wiederholungsversuch U2 und UPP bei nur 2 %. Die Abweichungen zwischen U1 und UPP werden nicht systematisch größer. Vielmehr bewegen sich Abweichungen voneinander, bis auf einzelne Ausreißer, im Bereich des Messfehlers, der im Rahmen der Wiederholungsgenauigkeit erwartet wird. Deshalb darf davon ausgegangen werden, dass die Messgenauigkeit im düsennahen Bereich nur geringfügig durch die verwendeten PIV-Partikel beeinflusst wird. Damit kann man davon ausgehen, dass die Intensitätsminderungen infolge der PIV-Partikel im düsennahen Bereich vernachlässigbar sind. Wie in den vorangegangenen Versuchen stimmen die Ergebnisse im Fernfeld im Rahmen von 10 % überein. Diese Abweichungen sind wie zuvor erwähnt auf die turbulente Struktur des Strahls zurückzuführen und sind sogar besser als in den Wiederholungsversuchen, Abbildung 6.5, mit reinem Uranin. Anhand dieser Ergebnisse lässt sich abschließend sagen, dass man im Messbetrieb davon ausgehen kann, dass die durch Extinktion an den PIV-Partikeln verursachte Verminderung an Laserlichtintensität vernachlässigbar ist.

6.2.3 Ergebnisse des Referenzversuchs

Im Referenzversuch wurde die koaxiale Eindüsung sowohl mit Uranin als auch mit einer PIV-Partikeln beschickt, um das Interaktionsverhalten und die Messgenauigkeit beider Farbstoffe zu untersuchen. Die Aufnahmezeit im Versuch beträgt 2000 fps. Die Hauptströmung hat eine Reynoldszahl von 46900, bezogen auf die mittlere Grundströmungsgeschwindigkeit u_{∞} . Das Impulsstromdichteverhältnis zwischen Hauptströmung und Eindüsung beträgt 1000 und ist mit dem Kriterium $u_{\infty} \leq 0,03 u_{\text{fuel},0}$ nach Lawn [51] auch freistrahllähnlich. Um statistisch aussagekräftige Ergebnisse zu erhalten, wurden jeweils

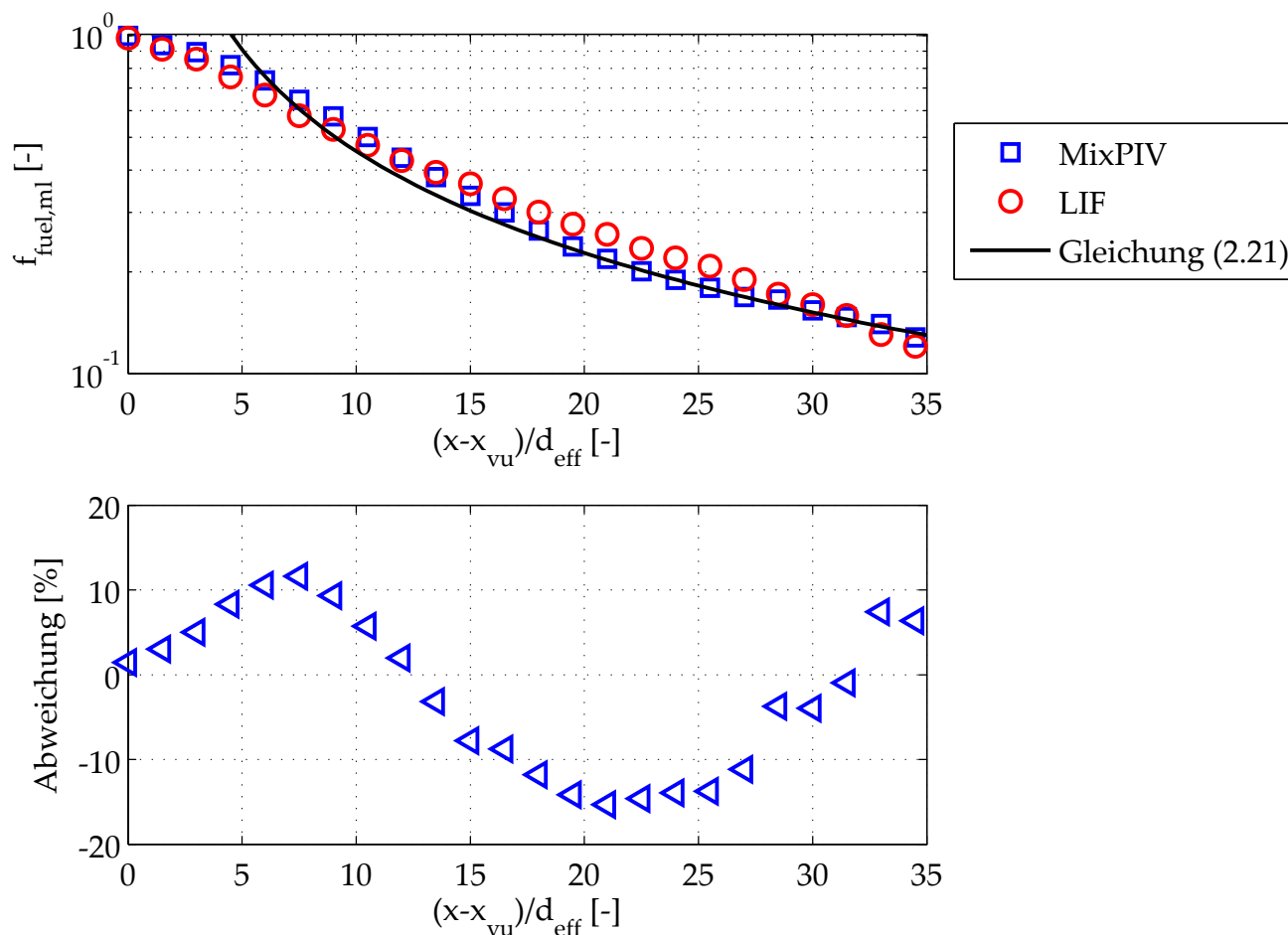


Abbildung 6.7: Vergleich der axialen Profile von LIF und MixPIV mit der Korrelation aus Gleichung (2.21) mit $\alpha_c = 9,1$.

4000 Einzelbilder mit beiden Methoden ausgewertet. Die Auflösung der Photron Fastcam-ultima APX bei der LIF-Messung betrug 6 Pixel pro mm, die der Photron Fastcam SA5 bei den MixPIV-Aufnahmen 4 Pixel pro mm. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen wurden für einen Auflösungsbereich von 4×4 Pixel (MixPIV) und 6×6 Pixel (LIF) erstellt. Zur statistischen Vergleichbarkeit wurden jeweils 256 Klassen bei beiden Signalen verwendet. Der virtuelle Ursprung lag bei $x_{vu}/d_{eff} = -0,1$.

In einem ersten Schritt werden die axialen Mischungsbruchverläufe in Abbildung 6.7 auf der Mittelachse der Eindüsung miteinander verglichen. Zusätzlich ist die Korrelation aus Gleichung (2.21) mit $\alpha_c = 9,1$ aufgetragen. Wie bei den Messungen in Abschnitt 5.1 sind die Konzentrationen bis $(x - x_{vu})/d_{eff} = 5$ in den Messungen niedriger als es die Theorie-Kurve vorhersagt. Im selbstähnlichen Bereich

des Strahls ab $(x - x_{vu})/d_{\text{eff}} = 10$ sind die Konzentrationsprofile aus beiden Messungen und Theorie deckungsgleich. Der quantitative Vergleich ergibt eine Übereinstimmung der Signale mit punktuellen Abweichungen um 10% bis $(x - x_{vu})/d_{\text{eff}} = 20$. Danach kann im LIF-Signal nach $(x - x_{vu})/d_{\text{eff}} = 30$ ein weiterer Abfall beobachtet werden, jedoch nicht beim MixPIV-Signal. In den Rohbildern der LIF-Messung kann man erkennen, dass das Messsignal im Bereich des Kamerarauschens liegt.³ Die gemessenen LIF-Konzentrationen in diesem Teil des Messbilds werden somit durch das Rauschen der Kamera etwas zu niedrig vorhergesagt.

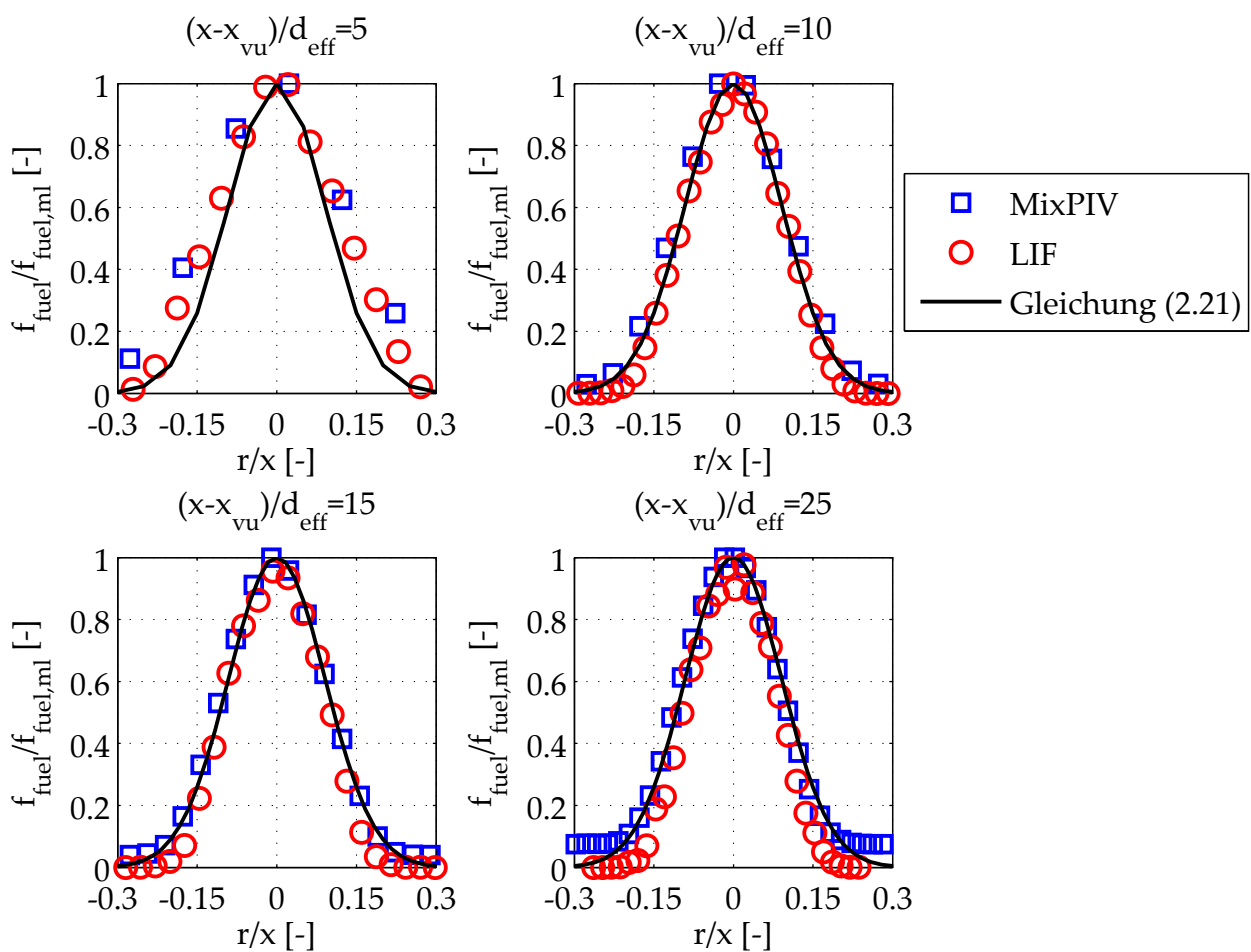


Abbildung 6.8: Vergleich der normierten radialen Konzentrationsprofile von LIF und MixPIV.

In Abbildung 6.8 sind vier normierte, radiale Schnitte mit den mittleren Konzentrationen aus allen Messtechniken und der Theorie dargestellt. Die Theorie wird auch mit der Korrelation aus Gleichung

³1028 Counts bei 16bit-Aufnahmen, bzw. 5 Counts bei 8bit Aufnahmen

(2.21) berechnet. Für β_c wird ein Wert von 60 verwendet. Dieser Wert wurde in der Literatur bei freistrahllähnlichen Betriebspunkten ermittelt. Auch in diesen Profilen ist der Strahl in der Messung bei $(x - x_{vu})/d_{\text{eff}} = 5$ weiter eingedrungen, als es die Theorie-Kurve vorhersagt. Die Schnitte in den drei weiteren Abbildungen zeigen jedoch, dass die Profile aus beiden Methoden bei Beginn des selbstähnlichen Bereichs des Strahls zueinander passen und auch das Eindringverhalten des Strahls richtig vorhersagen. Ab $(x - x_{vu})/d_{\text{eff}} = 15$ kann man im Randbereich des Strahls bei MixPIV eine leicht erhöhte Konzentration erkennen, während die Theorie-Kurve und die LIF-Daten auf Konzentrationen von 0 abfallen. Die Analyse der MixPIV-PMF an diesen Stellen erbrachte, dass hier die Entfaltung numerisch instabil wird. Die Untersuchung der Rohmessdaten zeigt, dass an diesen Stellen der Kontrast der PIV-Partikel im Messbild deutlich abnimmt. Dies hängt zum einen mit der abnehmenden Anzahldichte zusammen, zum anderen werden in diese Bereiche eher kleinere Partikel transportiert. Da die Helligkeit $\Theta \sim d_p^2$ ist, nimmt in diesen Bereichen die Lichtintensität mit dem Faktor 4 schneller ab verglichen mit einer LIF-Messung. Dieser Effekt tritt im vorliegenden Aufbau besonders stark auf, da der Querschnitt der Düse verglichen mit dem Querschnitt der Grundströmung sehr klein ist.

In Abbildung 6.9 sind die normierten, radialen Profile der Varianzen aus beiden Messungen und die Korrelation nach Gleichung (2.22)⁴ dargestellt. Bis $(x - x_{vu})/d_{\text{eff}} = 5$ sind die Verläufe aus beiden Methoden vergleichbar. Die Varianzen, die bei MixPIV ermittelt werden, sind leicht höher. Bei $(x - x_{vu})/d_{\text{eff}} = 10$ sind die Profile aus beiden Messtechniken vergleichbar. Dennoch sind die Varianzen bei MixPIV systematisch höher. Dieser Trend setzt sich in den beiden Schnitten stromab weiter fort. Im Fernfeld werden die Varianzen bei MixPIV sehr viel höher. Diese Erhöhung der Varianz liegt an der numerischen Instabilität des Auswertalgorithmus bei der Erstellung der PMFs. Hier ist in den Rohbildern zu sehen, dass der Kontrast der Partikel aufgrund der Mischung sehr stark abgenommen hat. Die Messdaten aus LIF sind ab $(x - x_{vu})/d_{\text{eff}} = 10$ deckungsgleich mit der Korrelation.

Anhand einiger ausgewählter PMFs in Abbildung 6.10 sollen die Er-

⁴ $\alpha_{\text{RMS}} = 0,28$ und $\beta_{\text{RMS}} = 51$

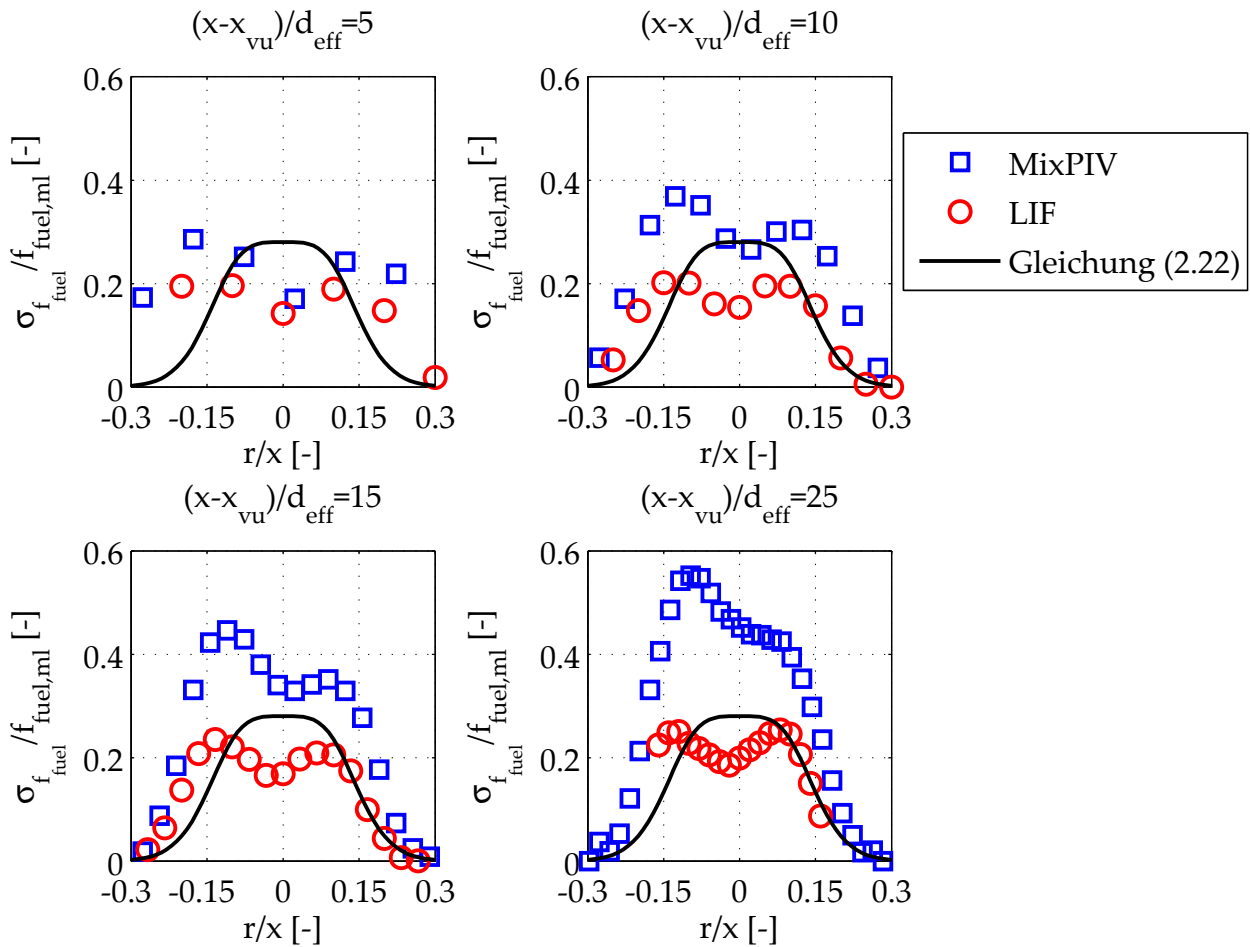


Abbildung 6.9: Vergleich der normierten radialen Standardabweichung der Varianz von LIF und MixPIV.

gebnisse beider Methoden noch im Detail verglichen werden. An allen Stellen sind die Verläufe und Mittelwerte der PMFs aus beiden Methoden miteinander vergleichbar. Jedoch sind die Maxima der PMFs bei MixPIV etwas weniger ausgeprägt aufgrund der höheren Standardabweichung. Dieser Effekt wird im Fernfeld bei $(x - x_{\text{vu}})/d_{\text{eff}} = 15$ noch weiter verstärkt, führt jedoch nicht zu Falschaussagen beim Mittelwert. Die größere Standardabweichung bei den Messdaten mit MixPIV, die auch schon in den Daten von Abbildung 6.9 beobachtet wurde, kann auf die Gaußverteilung der Partikeldurchmesser zurückgeführt werden. Die Partikel liegen gaußförmig verteilt mit einem Mittelwert von $20\mu\text{m}$ von $5\mu\text{m}$ bis $35\mu\text{m}$ vor. Diese Gaußverteilung führt zu stärkeren Signalunterschieden während des Mischungsprozesses und suggeriert dadurch mehr Mischungszustände in der PMF. Das LIF-Signal hingegen hängt kontinuierlich von der Konzentration des Farbstoffs ab.

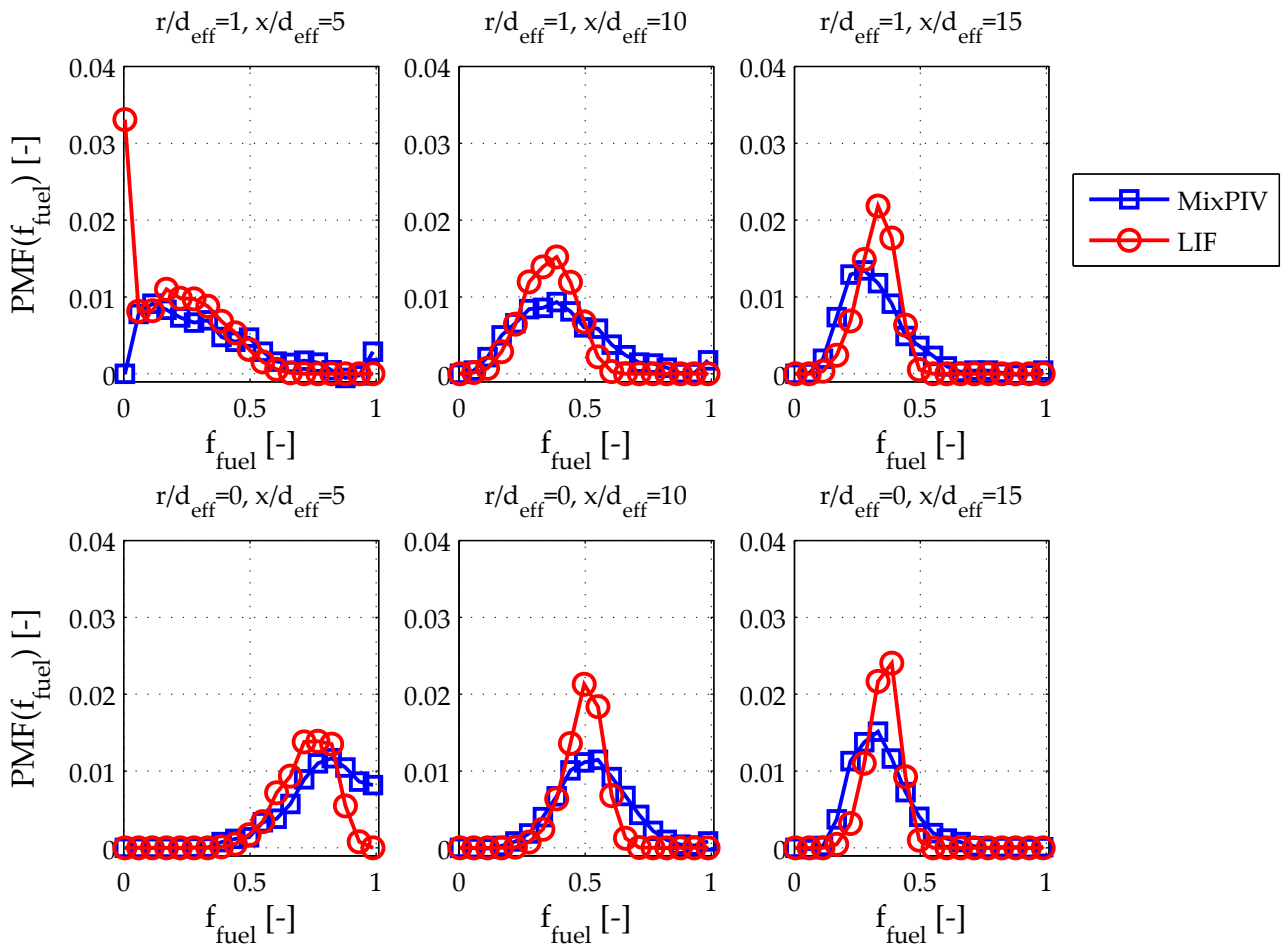


Abbildung 6.10: PMFs aus LIF und MixPIV an ausgewählten Stellen.

6.2.4 Grenzen und Bewertung der Messtechnik

Die Ergebnisse der simultanen Anwendung zeigen, dass die Signale von LIF und MixPIV sehr gut voneinander getrennt werden können. Die Konzentration an PIV-Partikeln, die ohne Streulichtbeeinflussung eingedüst werden können, ist durch den kleinen Düsendurchmesser der coaxialen Eindüsung begrenzt. Hier konnte gezeigt werden, dass für messtypische Konzentrationen an PIV-Partikeln keine wesentliche Schwächung des LIF-Signals infolge der Mie-Streuung beobachtet wird. Dadurch wird das LIF-Signal bei den simultanen Messungen nur unwesentlich beeinflusst.

Anhand des Referenzversuchs lassen sich deutlich die Grenzen von MixPIV gegenüber LIF aufzeigen. In Bereichen, in denen die Signalintensität der PIV-Partikel in der Strömung infolge zu geringer

Anzahldichte an Partikeln abnimmt, wie zum Beispiel im Fernfeld und im Randbereichen der Scherschicht, in die bevorzugt kleine Partikel eindringen, ist die stabile numerische Entfaltung der PMFs nur bei ausreichendem Kontrast möglich. Ist das Signal zu schwach, dann muss damit gerechnet werden, dass in diesen Bereichen die mittleren Konzentrationen und Varianzen zu hoch vorhergesagt werden.

Beide Methoden sind tendenziell im Fernfeld fehleranfällig, wenn ungünstige Konzentrations- und Lichtschnittintensitätsverhältnisse vorliegen. Bei beiden Methoden stellt der Bereich des Kameraauschens die Grenze dar. Das Kameraauschen wird bei einem Rohmesssignal von unter 1028 Counts bei 16bit-Aufnahmen erreicht, entsprechend 5 Counts bei 8bit Aufnahmen.

Die Mittelwerte aus beiden Methoden decken sich in hohem Maße und stimmen mit den Korrelationen aus der Literatur überein. Das Strahleindringen wird von beiden Messtechniken richtig wiedergegeben. Die gemessenen Varianzen bei MixPIV liegen etwas höher als bei LIF und den Literaturwerten. Dies sollte bei späteren Interpretationen berücksichtigt werden. Dennoch sind Variantenversuche zur Interpretation von Tendenzen in jedem Fall möglich. Abschließend lässt sich sagen, dass beide Methoden im Nahfeld sehr gute quantitative Daten liefern und im Fernfeld den qualitativen Vergleich von Eindüsungsvarianten zulassen.

6.3 Übertragung der Mischungsfelder im ternären Fall

Eine Skalierung der Aufnahmen aus dem Wasserkanal und der Hochdruckmessungen erfolgt auch hier über den effektiven Durchmesser. Durch diese Skalierungen sind zum Beispiel die Zündorte x_{sz}/d_{eff} mit den OH* Aufnahmen miteinander vergleichbar. Wie in Unterkapitel 4.2.1 beschrieben, wird mit dieser Größe eine massenstrom- und impulsäquivalente Eindüsung, die anstelle der Dichten $\rho_{fuel,0}$ und $\rho_{ca,0}$ die Dichte ρ_{∞} und den Durchmesser d_{eff} besitzt, modelliert. Im ternären System muss die Gesamtdüse bestehend aus Stützluft und Brennstoff miteinbezogen werden zur Bestimmung des effekti-

ven Durchmessers. Damit gilt für den effektiven Massenstrom \dot{m}_{eff} :

$$\begin{aligned} \dot{m}_{\text{eff}} &= \dot{m}_{\text{fuel},0} + \dot{m}_{\text{ca},0} \\ \rho_{\infty} \frac{\pi}{4} d_{\text{eff}}^2 u_{\text{eff}} &= \rho_{\text{fuel},0} \frac{\pi}{4} d_{\text{fuel},0}^2 u_{\text{fuel},0} + \rho_{\text{ca},0} \frac{\pi}{4} (d_{\text{ca},a}^2 - d_{\text{ca},i}^2) u_{\text{ca},0}. \end{aligned} \quad (6.8)$$

Über die Bedingung, dass der effektive Impulsstrom \dot{I}_{eff} in dem neuen System gleich den beiden Eingangsimpulsströmen sein muss,

$$\begin{aligned} \dot{I}_{\text{eff}} &= \dot{I}_{\text{fuel}} + \dot{I}_{\text{ca}} \\ \rho_{\infty} \frac{\pi}{4} d_{\text{eff}}^2 u_{\text{eff}}^2 &= \rho_{\text{fuel},0} \frac{\pi}{4} d_{\text{fuel},0}^2 u_{\text{fuel},0}^2 + \rho_{\text{ca},0} \frac{\pi}{4} (d_{\text{ca},a}^2 - d_{\text{ca},i}^2) u_{\text{ca},0}^2, \end{aligned} \quad (6.9)$$

kann die effektive Geschwindigkeit u_{eff} durch Division von Gleichungen (6.9) durch Gleichung (6.8) ermittelt werden:

$$u_{\text{eff}} = \frac{\rho_{\text{ca},0} (d_{\text{ca},a}^2 - d_{\text{ca},i}^2) u_{\text{ca},0}^2 + \rho_{\text{fuel},0} d_{\text{fuel},0}^2 u_{\text{fuel},0}^2}{\rho_{\text{ca},0} (d_{\text{ca},a}^2 - d_{\text{ca},i}^2) u_{\text{ca},0} + \rho_{\text{fuel},0} d_{\text{fuel},0}^2 u_{\text{fuel},0}}. \quad (6.10)$$

Durch Ersetzen der effektiven Geschwindigkeit u_{eff} in Gleichung (6.8) und umformen, erhält man den folgenden Zusammenhang für den effektiven Durchmesser im ternären System:

$$d_{\text{eff}} = \frac{1}{\sqrt{\rho_{\infty}}} \frac{\rho_{\text{ca},0} (d_{\text{ca},a}^2 - d_{\text{ca},i}^2) u_{\text{ca},0} + \rho_{\text{fuel},0} d_{\text{fuel},0}^2 u_{\text{fuel},0}}{\sqrt{\rho_{\text{ca},0} (d_{\text{ca},a}^2 - d_{\text{ca},i}^2) u_{\text{ca},0}^2 + \rho_{\text{fuel},0} d_{\text{fuel},0}^2 u_{\text{fuel},0}^2}}. \quad (6.11)$$

Man sieht, dass dies einer einfachen Erweiterung der von Thring und Newby entwickelten Formel (4.23) des effektiven Durchmessers entspricht. Im Gegensatz zur einfachen Eindüsung ist der effektive Durchmesser abhängig von den jeweiligen injizierten Eindüsungsimpulsen. Dementsprechend ergibt sich für jeden der in Kapitel 7 untersuchten Betriebspunkte ein anderer Skalierungsfaktor zur Umrechnung der Mischungsfelder des Wasserkanals auf die des Verbrennungsexperiments. Ferner kann man für die Systeme noch das effektive Impulsstromdichteverhältnis J_{eff} bestimmen:

$$J_{\text{eff}} = \frac{u_{\text{eff}}^2}{u_{\infty}^2}. \quad (6.12)$$

Der effektive Impuls modelliert eine einfache, koaxiale Eindüsung mit dem Düseneintrittsdurchmesser von d_{eff} , die dasselbe Eindringverhalten hat wie die Doppelstrahleindüsung. Die Impulsstromdichten für

Stützluft und Brennstoff werden jeweils bezogen auf die Grundströmungsgeschwindigkeit u_∞ dargestellt mit:

$$J_{\text{fuel}} = \frac{\rho_{\text{fuel},0} u_{\text{fuel},0}^2}{\rho_\infty u_\infty^2} \quad (6.13)$$

$$J_{\text{ca}} = \frac{\rho_{\text{ca},0} u_{\text{ca},0}^2}{\rho_\infty u_\infty^2}. \quad (6.14)$$

Um den Mischungsbruch und das Ausbreitungsverhalten des Doppelstrahls ganzheitlich zu beschreiben, wird der effektive Mischungsbruch eingeführt:

$$f_{\text{eff}} = f_{\text{fuel}} + f_{\text{ca}}. \quad (6.15)$$

6.4 Modellierung der Verbrennungsergebnisse

Die Berechnung der Temperatur der Grundströmung T_∞ erfolgt wie für die Zweistoffsysteme in Abschnitt 4.3.1 beschrieben. Für die Mischungstemperaturberechnung in der generischen SEV wird der Ansatz aus Abschnitt 4.3.2 auf die ternären Systeme erweitert. Die Beschreibung ist in Abschnitt 6.4.1 zu finden. Dann wird in Abschnitt 6.4.2 auch die Zündverzugsmodellierung und die Stickoxidmodellierung auf das Dreistoffsystem ausgeweitet.

6.4.1 Temperaturberechnung

Zur Erweiterung von Gleichung (4.25) auf das Dreistoffsystem mit Stützluft muss zusätzlich deren Enthalpie in die Bilanzgleichung eingebracht werden:

$$\int_{T_{\text{fuel},0}}^{T_{\text{mix}}(\mathbf{r},\mathbf{x})} \frac{m_{\text{fuel}}(\mathbf{r},\mathbf{x})}{m_{\text{mix}}(\mathbf{r},\mathbf{x})} c_{p,\text{fuel}}(T) dT + \int_{T_{\text{ca},0}}^{T_{\text{mix}}(\mathbf{r},\mathbf{x})} \frac{m_{\text{ca}}(\mathbf{r},\mathbf{x})}{m_{\text{mix}}(\mathbf{r},\mathbf{x})} c_{p,\text{ca}}(T) dT + \int_{T_\infty}^{T_{\text{mix}}(\mathbf{r},\mathbf{x})} \frac{m_\infty(\mathbf{r},\mathbf{x})}{m_{\text{mix}}(\mathbf{r},\mathbf{x})} c_{p,\infty}(T) dT = 0. \quad (6.16)$$

Wie beim Brennstoff gilt auch für die Stützluft folgender Zusammenhang zwischen Mischungsbruch und Massenverhältnissen:

$$f_{ca}(\mathbf{r}, \mathbf{x}) = Y_{ca}(\mathbf{r}, \mathbf{x}) = \frac{m_{ca}(\mathbf{r}, \mathbf{x})}{m_{mix}(\mathbf{r}, \mathbf{x})}. \quad (6.17)$$

Ferner wird Gleichung (2.11) auf das Dreistoffsystem hin erweitert zu:

$$f_{fuel}(\mathbf{r}, \mathbf{x}) + f_{ca}(\mathbf{r}, \mathbf{x}) + f_{\infty}(\mathbf{r}, \mathbf{x}) = 1. \quad (6.18)$$

Gleichung (6.17) und (6.18) eingesetzt in (6.16) führen auf die folgende Formulierung zur Berechnung der mittleren, lokalen Mischungstemperatur $T_{mix}(\mathbf{r}, \mathbf{x})$ im ternären System:

$$\begin{aligned} & \int_{T_{fuel,0}}^{T_{mix}(\mathbf{r}, \mathbf{x})} f_{fuel}(\mathbf{r}, \mathbf{x}) \cdot c_{p,fuel}(T) dT + \int_{T_{ca,0}}^{T_{mix}(\mathbf{r}, \mathbf{x})} f_{ca}(\mathbf{r}, \mathbf{x}) \cdot c_{p,ca}(T) dT \\ & + \int_{T_{\infty}}^{T_{mix}(\mathbf{r}, \mathbf{x})} (1 - f_{fuel}(\mathbf{r}, \mathbf{x}) - f_{ca}(\mathbf{r}, \mathbf{x})) \cdot c_{p,\infty}(T) dT = 0. \end{aligned} \quad (6.19)$$

$T_{mix}(\mathbf{r}, \mathbf{x})$ wird auf Basis dieser Gleichung in Matlab[®] iterativ bestimmt. Der Startwert wird mit einer erweiterten Formulierung von Gleichung (4.29) berechnet:

$$\begin{aligned} T_{mix,start}(\mathbf{r}, \mathbf{x}) &= f_{fuel}(\mathbf{r}, \mathbf{x}) \cdot T_{fuel,0} + f_{ca}(\mathbf{r}, \mathbf{x}) \cdot T_{ca,0} \\ &+ (1 - f_{fuel}(\mathbf{r}, \mathbf{x}) - f_{ca}(\mathbf{r}, \mathbf{x})) \cdot T_{\infty} \end{aligned} \quad (6.20)$$

6.4.2 Zündverzugszeiten und Stickoxidemissionen im ternären System

Für die Modellierung des Zündverzugs und der Stickoxidemissionen aus der Statistik von Brennstoff und Stützluft wird die gekoppelte Wahrscheinlichkeitsverteilung JPMF⁵ benötigt. Deshalb muss zuvor untersucht werden, ob die PMFs aus beiden Verteilungen statistisch voneinander abhängig sind oder nicht. Statistisch unabhängig bedeutet, dass die JPMF aus Multiplikation beider PMFs gewonnen wird, wie in Abschnitt 2.6.4 beschrieben. Die physikalische Untersuchung

⁵engl. Joint Probability Mass Function

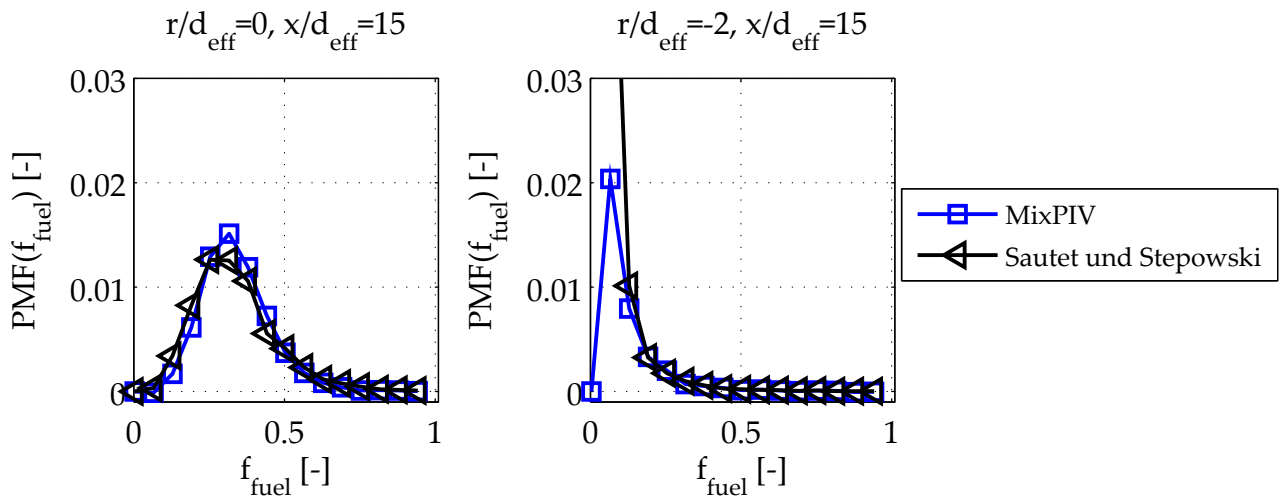


Abbildung 6.11: PMFs des Referenzversuchs für $J_{\text{fuel}} = 1000$ ausgewertet mit MixPIV und dem Ansatz nach Sautet und Stepowski.

zur statistischen Unabhängigkeit erfolgt auf Basis der Messdaten im Wasserkanal aus Kapitel 7. Hierfür werden die Mischungsbrüche von Brennstoff und Stützluft als Zeitsignale benötigt. Wie man aus der Herleitung in Abschnitt 6.1 erkennen kann, werden bei MixPIV die Zeitsignale der Helligkeit in die $\text{PMF}(\Theta)$ eingeordnet. Über die Tikhonov-Regularisierung wird dann direkt $\text{PMF}(f)$ bestimmt. Dadurch ist es nicht möglich, mit MixPIV zeitlich zugeordnete Signale des Mischungsbruchs zu ermitteln. Deshalb wird eine alternative Methode zur Mischungsbruchbestimmung nach Sautet und Stepowski [75] verwendet und mit dem MixPIV-Ergebnissen verglichen. Mit der Methode nach Sautet und Stepowski ist eine Zuordnung des Mischungsbruchs f zu einem Zeitpunkt möglich. Im Gegensatz zu MixPIV korrigieren Sautet und Stepowski zwar die zeitliche Schwankung des Laserlichts, jedoch nicht die der Anzahldichte an Partikeln am Eintritt. Sollten die Signale aus beiden Methoden gleich sein, so kann davon ausgegangen werden, dass die Schwankung der Anzahldichte im vorliegenden Experiment vernachlässigbar klein ist und die JPMF könnte direkt aus den korrigierten Messdaten bestimmt werden. Die Auswertung nach Sautet und Stepowski wurde in den MixPIV-Auswerte-Algorithmus integriert, so dass die PMFs aus beiden Methoden direkt miteinander verglichen werden können.

Abbildung 6.11 zeigt anhand des Referenzversuchs, dass beide

Messmethoden vergleichbare Wahrscheinlichkeitsverteilungen erbringen und die Anzahldichte-Schwankungen der Partikel in den Versuchen vernachlässigbar sind.

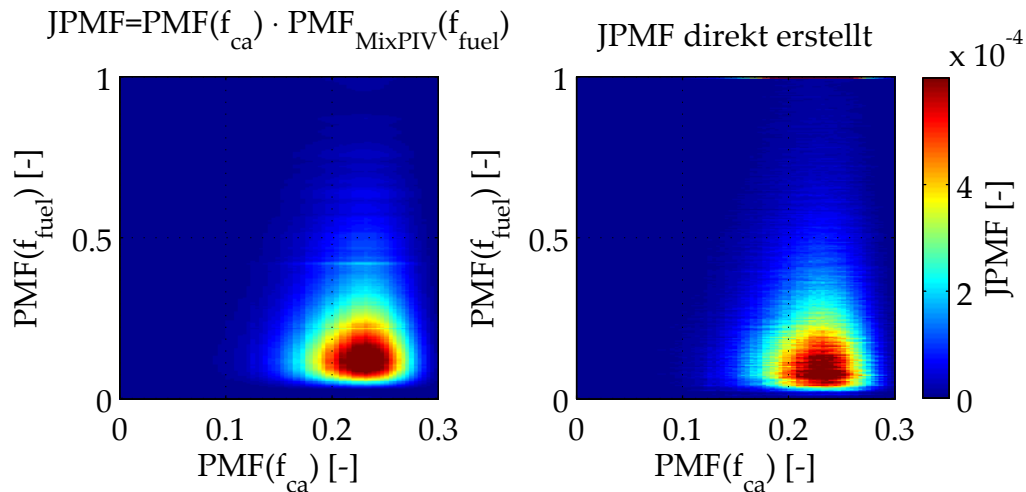


Abbildung 6.12: Die Joint-PMFs für $J_{\text{fuel}} = 100$, $J_{\text{ca}} = 50$ an der Stelle $r/d_{\text{eff}} = 0$ und $x/d_{\text{eff}} = 15$. Links: erstellt durch Multiplikation der $\text{PMF}(f_{\text{fuel}})$ und $\text{PMF}(f_{\text{ca}})$ (MixPIV); rechts: durch direkte Auswertung der Mischungsbrüche f_{fuel} und f_{ca} .

Um nun die statistische Unabhängigkeit von Brennstoff und Stützluft zu untersuchen, wurde die JPMF direkt aus den Rohsignalen nach Sautet und Stepowski und der LIF-Auswertung erstellt und durch die direkte Multiplikation der PMFs von MixPIV und LIF.⁶ Abbildung 6.12 zeigt die beiden so berechneten Joint-PMFs für den Betriebspunkt $J_{\text{fuel}} = 100$, $J_{\text{ca}} = 50$ an der Stelle $r/d_{\text{eff}} = 0$, $x/d_{\text{eff}} = 15$. In die Auswertung wurden je 4000 Einzelbilder einbezogen. Wie man sehen kann, sind die Verteilungen aus beiden Methoden vergleichbar. Diese Auswertung erfolgte auch für die anderen Betriebsfälle $J_{\text{ca}} = 100$ und 241 und erbrachte dasselbe Ergebnis bezüglich der statistischen Unabhängigkeit. Die Ergebnisse sind in Anhang D zu finden. Dadurch kann schlussgefolgert werden, dass die Verteilungen von Stützluft und Brennstoff statistisch voneinander unabhängig sind. Für eine vollständige Beschreibung des Systems können deshalb beide Mischungsbrüche aus unabhängigen Messungen stammen.

⁶Die Stützluft wurde mit dem LIF-Verfahren gemessen, der Brennstoff mit Mie-Streuung.

Bei der Modellierung der Zündverzugszeit und den Stickoxidemissionen müssen sämtliche vorkommende Stützluft- und Brennstoffkombinationen in der Berechnung berücksichtigt werden. Jeder Kombination aus einem Stützluft- und Brennstoffmischungsbruch werden folglich eine Mischungstemperatur und Sauerstoffkonzentration und damit eine Zündverzugszeit und eine Stickoxidmenge bei der Reaktion zugeordnet. Beide Größen liegen je als Matrixe $F_{1/\tau}$ bzw. F_{NO_x} vor, die beide einer unteren Dreiecksmatrix entsprechen.

Die Bestimmung des Zündverzugs und der extrahierten Stickoxidmenge aus den Reaktorrechnungen erfolgt analog zum Zweistoffsystem, indem jeder Matrixeintrag aus der JPMF mit der Matrix der chemischen Eigenschaften multipliziert und aufsummiert wird. Durch die angepasste Temperaturberechnung $T_{\text{mix}}(r, x)$ und den Einbezug des Sauerstoffanteils bei der Zündverzugszeit muss die Modellierung nicht weiter angepasst werden. Durch Multiplikation der Matrizen mit der JPMF-Matrixe des Brennstoffs und der Stützluft an jeder Position ergeben sich der mittlere Zündverzug

$$\frac{1}{\tau(r, x)} = \sum_i \sum_j (F_{1/\tau})(i, j) \cdot \text{JPMF}(r, x)(i, j) \quad (6.21)$$

und die lokalen Stickoxidemissionen an einer Stelle r, x

$$Y_{i, \text{NO}_x}(r, x) = \sum_i \sum_j (F_{\text{NO}_x})(i, j) \cdot \text{JPMF}(r, x)(i, j). \quad (6.22)$$

Die Stickoxidemissionen müssen wie im Fall der einfachen Eindüsung, siehe Gleichung (4.44), in den verbrennungsrelevanten Bereichen aufsummiert und normiert werden, um die globalen mittleren Stickoxidemissionen zu erhalten. Wie bei der einfachen Eindüsung werden hierbei nur die PMFs berücksichtigt, die innerhalb der generischen SEV zur Reaktion kommen.

Aufgrund der statistischen Unabhängigkeit können die Zündverzugszeiten und Stickoxidemissionen auch über den folgenden Ansatz berechnet werden:

$$\frac{1}{\tau(r, x)} = \text{PMF}(f_{\text{fuel}}(1, i)) \cdot (F_{1/\tau})(i, j) \cdot \text{PMF}(f_{\text{ca}}(1, j))^T. \quad (6.23)$$

Das Berechnungsschema ist in Abbildung 6.13 zu sehen. Da die beiden PMFs als Vektoren vorliegen, entfällt die Summation, die bei

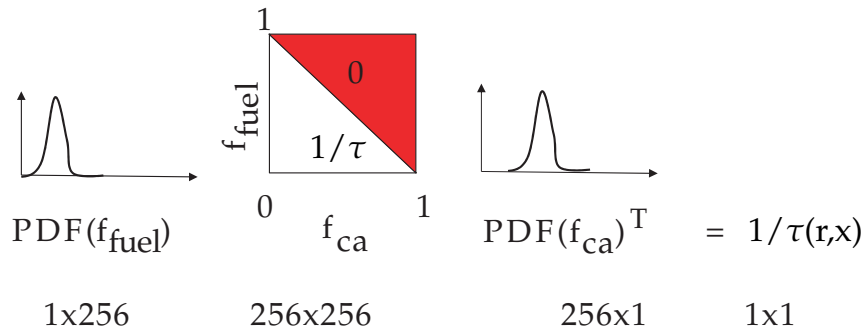


Abbildung 6.13: Berechnungsschema der gemittelten Größen aus der Gesamtmatrix bei statistischer Unabhängigkeit von Stützluft und Brennstoff an der Stelle r,x , beispielhaft für $F(1/\tau)$.

den Gleichungen (6.21) und (6.22) benötigt wird. Die Berechnung der Stickoxidemissionen erfolgt analog:

$$Y_{i,\text{NO}_x}(r,x) = \text{PMF}(f_{\text{fuel}}(1,i)) \cdot (F_{\text{NO}_x})(i,j) \cdot \text{PMF}(f_{\text{ca}}(1,j))^T. \quad (6.24)$$

Da diese Vorgehensweise weniger rechenzeitintensiv ist als die in Gleichung (6.21) vorgestellte, wird sie für die berechneten Größen in Kapitel 7 verwendet.

Um die Chemilumineszenz-Daten mit der Modellierung des Zündverzugs vergleichen zu können, wird mit dem Ansatz aus Kapitel 5 die Zündposition $x_{\text{sz}}/d_{\text{eff}}$ nach Formel (4.43) bestimmt. Zur Geschwindigkeitsbestimmung wird der Ansatz aus Gleichung (4.42) mit den effektiven Größen aus Gleichung (6.10) und (6.15) verwendet:

$$u(r,x) = f_{\text{eff}}(r,x) \cdot u_{\text{eff}} + (1 - f_{\text{eff}}(r,x)) \cdot u_{\infty}. \quad (6.25)$$

7 Dreistoffsysteme mit koaxialer Doppelstrahleindüsung

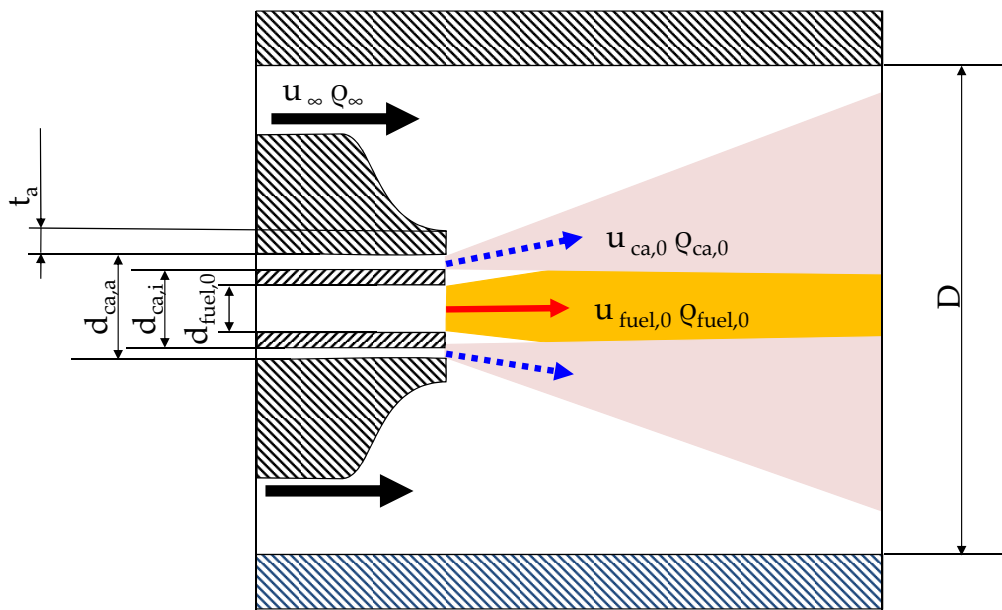


Abbildung 7.1: Doppelstrahleindüsung mit Geometriebezeichnungen.

	D	$d_{\text{fuel},0}$	$d_{\text{ca},i}$	$d_{\text{ca},a}$	t_a	[mm]
Verbrennung	64	2	3	4,2	0,4	
Wasserkanal	127	4	6	8,4	0,8	

Tabelle 7.1: Geometriedaten der vorliegenden Doppelstrahleindüsung in beiden Prüfständen.

In diesem Kapitel wird die koaxiale Eindüsung mit zusätzlich konzentrisch eingedüster Stützluft untersucht. Abbildung 7.1 zeigt die Geometrie der untersuchten Eindüsung. Die Geometriedaten sind in Tabelle 7.1 zu finden. In Teilkapitel 7.1 wird das Mischungsverhalten für variierte Stützluftimpulsstromdichteverhältnisse untersucht. Der Aufbau der optischen Messtechnik im Wasserkanalexperiment ist identisch mit dem im Referenz-Messaufbau in Kapitel 6.2.1. Die Aufnah-

meraten beider Kameras bei allen hier gezeigten Messungen betragen 1000 fps. Die Mischungsbrüche des Brennstoffs wurden mittels MixPIV und die der Stützluft mittels LIF gemessen. In einem ersten Schritt wird dabei der Doppelstrahl als effektiver Einzelstrahl betrachtet, um zu analysieren, ob sich das Mischungsverhalten der Doppelstrahleindüsung mit der einfachen koaxialen Eindüsung korrelieren lässt. Dann werden die Teilsysteme getrennt voneinander betrachtet. Zum Abschluss erfolgt die Analyse des Verbrennungsexperiments auf Basis der modellierten Größen aus den Mischungsdaten in Abschnitt 7.2.

J_{ca}		J_{eff}		d_{eff} [mm]	
WK	HD	WK	HD	WK	HD
0	0	100	34	4,00	3,44
50	50	68	17	7,00	7,11
100	100	100	23	7,11	7,36
-	172	151	34	7,06	7,41
241	-	203	46	7,00	7,38

Tabelle 7.2: Effektive Parameter der untersuchten Betriebspunkte mit Stützluft. Das Brennstoffimpulsstromdichteverhältnis betrug stets $J_{fuel} = 100$.

Tabelle 7.2 zeigt Randbedingungen der untersuchten Betriebspunkte aus beiden Experimenten. Die Grundströmung hat in allen Fällen eine Reynoldszahl von 20000. Dies entspricht im Verbrennungsexperiment einem Druck von 2,6 bar. Das Brennstoffimpulsstromdichteverhältnis beträgt in allen Versuchen $J_{fuel} = 100$. Das Impulsstromdichteverhältnis der Stützluft J_{ca} wird variiert. Zusätzlich sind die effektiven Durchmesser nach Gleichung (6.11) und effektiven Impulsstromdichteverhältnisse nach Gleichung (6.12) in Tabelle 7.2 enthalten. Die effektiven Durchmesser werden zur Skalierung der Mischungsfelder benötigt. Im Verbrennungsexperiment beträgt die Dichte der Stützluft $\rho_{ca,0} = 3,0 \text{ kg/m}^3$, die des Brennstoffs $\rho_{fuel,0} = 1,8 \text{ kg/m}^3$ und die des umgebenden Heißgases $\rho_{\infty} = 0,6 \text{ kg/m}^3$. Durch die Zugabe von Stützluft wird der effektive Durchmesser größer. Dies liegt zum einen daran, dass die durchströmte Düsenfläche größer wird, da der Ringspalt miteinbezogen wird. Zum anderen hat die Stützluft im Verbrennungsexperiment eine höhere Dichte als der Brennstoff, wodurch die Mischung im Heißgasfall zusätzlich stärker verzögert

wird. Somit muss das kalte Mischungsfeld stärker skaliert betrachtet werden, um das heiße Mischungsfeld richtig abzubilden. Das effektive Impulsstromdichteverhältnis wird für die Berechnung von α_c und β_c zum Abgleich der Mischungsprofile mit der Korrelation in Kapitel 5.1.1 verwendet. Damit kann verglichen werden, wie sich die Doppelstrahleindüsung im Gegensatz zur einfachen coaxialen Eindüsung verhält.

Bei den Betriebspunkten zwischen $J_{ca} = 0 - 100$ ist ein direkter Vergleich zwischen Wasserkanal und Verbrennungsexperiment möglich. $J_{ca} = 241$ aus dem Wasserkanal wird zur Interpretation der Tendenz von $J_{ca} = 172$ aus dem Verbrennungsexperiment hinzugezogen. Kursive Werte entsprechen den theoretischen Werten, die das Gegenexperiment haben müsste, um zu zeigen, dass die beiden Betriebspunkte vergleichbare Tendenzen haben.

In Tabelle 7.3 sind die strömungsmechanischen Randbedingungen der untersuchten Betriebspunkte zusammengefasst. Man kann bei den Betriebspunkten $J_{ca} = 50$ und $J_{ca} = 100$ erkennen, dass die Reynoldszahl der Stützluft im Wasserkanalexperiment unter 2000 liegt. Bei der Analyse dieser Betriebspunkte muss davon ausgegangen werden, dass das Strahleindringen der Stützluft im Wasserkanal zu gering vorhergesagt wird. Dennoch wird, wie [74] gezeigt hat, eine qualitative Analyse anhand der Mischungsdaten möglich sein. Wie in Abschnitt 6.4.2 wurde die Stützluft mit dem LIF-Verfahren gemessen, der Brennstoff mit Mie-Streuung.

7.1 Ergebnisse der Mischungsuntersuchungen

Zunächst wird die Doppelstrahleindüsung als Ganzes untersucht, um zu verstehen, inwiefern sich diese von der coaxialen Eindüsung ohne Stützluft unterscheidet. Hierfür wird der effektive Mischungsbruch f_{eff} aus Gleichung (6.15) verwendet. Mit dem effektiven Mischungsbruch werden die virtuellen Ursprünge aus dessen Halbwerts Konzentrationsprofilen, wie in Abschnitt C.2 beschrieben, ermittelt. Die Profile der Halbwertskonzentrationen sind in Abbildung 7.2 zu sehen. Man kann mit der Zugabe an Stützluft sukzessive ein zuneh-

Wasserkanal					Verbrennung				
J_{fuel}	u_{∞}	$u_{\text{fuel},0}$	$Re_{\text{fuel},0}$	$u_{\infty}/u_{\text{fuel},0}$	u_{∞}	$u_{\text{fuel},0}$	$Re_{\text{fuel},0}$	$u_{\infty}/u_{\text{fuel},0}$	
100	0,16	1,6	6300	0,1	28,4	160	52430	0,17	
J_{ca}	u_{∞}	$u_{\text{ca},0}$	$Re_{\text{ca},0}$	$u_{\infty}/u_{\text{ca},0}$	u_{∞}	$u_{\text{ca},0}$	$Re_{\text{ca},0}$	$u_{\infty}/u_{\text{ca},0}$	
50	0,16	1,12	1200	0,14	28,4	85,9	7000	0,31	
100	0,16	1,6	1600	0,1	28,4	121,4	9900	0,22	
172	0,16	2,0	2100	0,07	28,4	159,8	13000	0,17	
241	0,16	2,5	2500	0,06	28,4	188,5	15500	0,14	

Tabelle 7.3: Randbedingungen der Betriebspunkte der coaxialen Eindüsung mit Stützluft und Brennstoff; Geschwindigkeiten in [m/s], $Re_{\infty} = 20000$ und $J_{\text{fuel}} = 100$ in allen Experimenten.

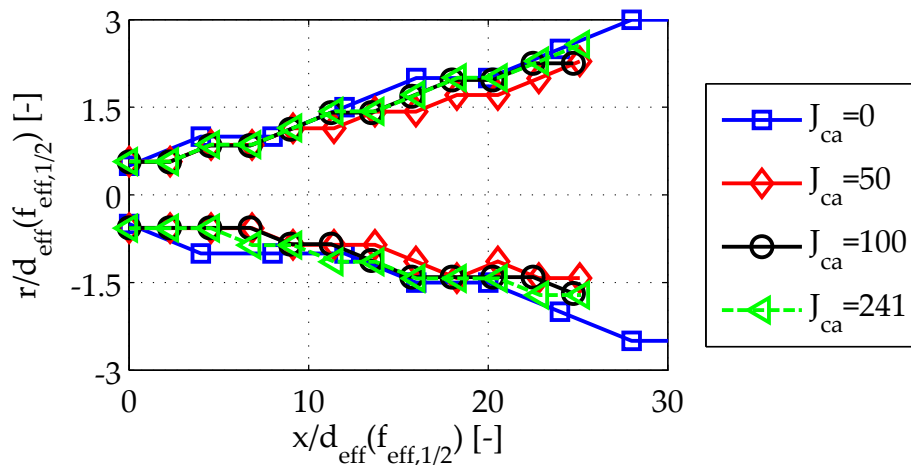


Abbildung 7.2: Effektive Halbwertskonzentrationsprofile der Doppelstrahleindüsung bei variierten Impulsstromdichteverhältnissen der Stützluft.

J_{ca}	0	50	100	241
J_{eff}	100	68	100	203
$x_{\text{vu}}/d_{\text{fuel},0}$	-4,5	-4,5	-5,3	-5,3
$x_{\text{vu}}/d_{\text{eff}}$	-4,5	-2,6	-3,0	-3,0

Tabelle 7.4: Virtuelle Ursprünge der Betriebspunkte, $J_{\text{fuel}} = 100$ in allen Experimenten.

mendes, radiales Eindringen des Doppelstrahls beobachten. Beim Betriebspunkt $J_{\text{ca}} = 241$ verstärkt sich dieser Effekt jedoch nur noch leicht. In Tabelle 7.4 sind die virtuellen Ursprünge zusammengefasst. Diese werden zum Vergleich mit den Korrelationen benötigt. Man

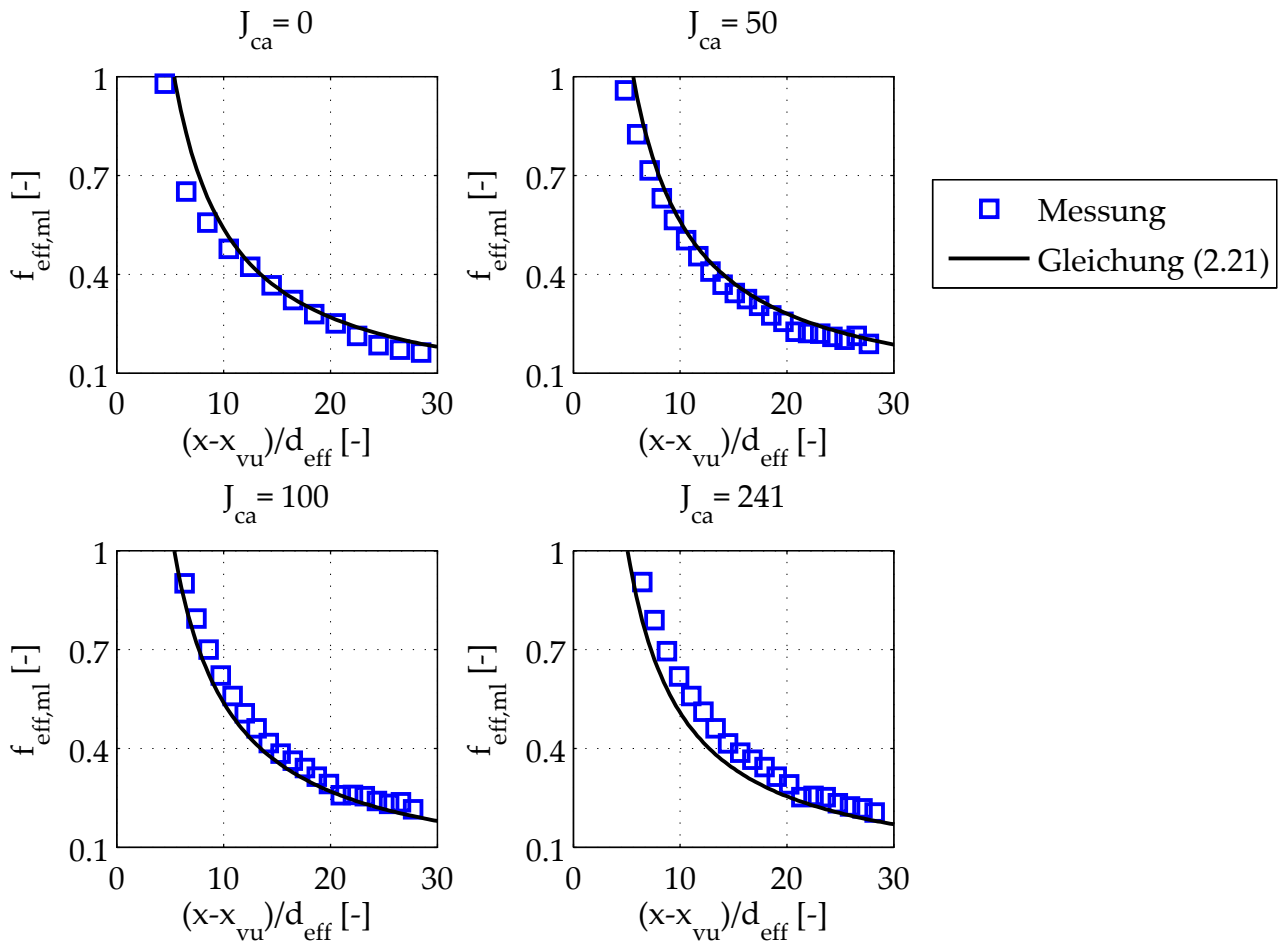


Abbildung 7.3: Axiale Konzentrationsprofile von f_{eff} , der Parameter α_c wurde mit J_{eff} bestimmt.

kann erkennen, dass die virtuellen Ursprünge der effektiven Strahlen sehr nahe beieinander liegen. Ein Trend in Abhängigkeit des Stützluftimpulses lässt sich nicht zeigen. Der virtuelle Ursprung des Betriebspunkts $J_{\text{ca}} = 0$ entspricht in der effektiven Betrachtung dem Betriebspunkt $J_{\text{fuel}} = 100$ in Kapitel 5. Man kann erkennen, dass zwischen den virtuellen Ursprüngen jedoch Abweichungen vorhanden sind. Dies ist der veränderten Grundströmungsgeschwindigkeit im Experiment zuzuschreiben, da hier der Kernbereich des Brennstoffstrahls früher endet. Dieses Verhalten fällt Lawn [51] beim Vergleich von Burgess' Messdaten [14] mit denen von Becker et al. und Pitts et al. [5, 6, 67–69, 77, 90] ebenfalls auf.

Zusätzlich erkennt man, dass d_{eff} in Abhängigkeit des Stützluftimpulsstromdichteverhältnisses variiert. Hierdurch wird deutlich, wie wichtig die effektive Betrachtung ist. Die miteinander in Relation

zu setzenden effektiven axialen und radialen Positionen weichen von denen der Messung deutlich ab.

In Abbildung 7.3 sind die axialen Profile des Doppelstrahls und der Korrelation, siehe Gleichung (2.21), gezeigt. Der Parameter α_c wird mit J_{eff} über Gleichung (5.1) bestimmt. Im Fall von $J_{\text{ca}} = 0$ sind die Ergebnisse ab $(x - x_{\text{vu}})/d_{\text{eff}} = 10$ deckungsgleich. Beim Betriebspunkt $J_{\text{ca}} = 50$ kann man erkennen, dass sich Korrelation und Messung bereits im Nahfeld weitestgehend decken. Je größer jedoch der Impuls der Stützluft wird, desto länger dauert das Abklingen der Konzentration auf der Mittelachse, wie man im Fall von $J_{\text{ca}} = 100$ und $J_{\text{ca}} = 241$ sieht. Hier decken sich Korrelation und Messung erst ab $(x - x_{\text{vu}})/d_{\text{eff}} = 15$. Auf den davor liegenden axialen Positionen sind die gemessenen Konzentrationen etwas höher als die korrelierten. Aufgrund der Ergebnisse zeigt sich, dass die Konzentrationen von Brennstoff und Stützluft auf der Mittelachse nicht so schnell abklingen, wie es beim einfachen koaxialen Brennstoff-Strahl der Fall wäre. Im Fernfeld hingegen, wenn das Mischen von Stützluft und Brennstoff weitestgehend abgeschlossen ist, kann das Mischungsverhalten mit dem einer einfachen Eindüsung gleichgesetzt werden. Es ist anzunehmen, dass die Stützluft in Abhängigkeit des Eindüsungsimpulses sowohl seitlich als auch in Richtung des Brennstoffs weiter eindringt und dort für Konzentrationserhöhungen sorgt. Hierdurch wird bei der Doppelstrahleindüsung die Konzentration an Heißgas verglichen mit der einfachen koaxialen Eindüsung zunächst reduziert, nähert sich aber im selbstähnlichen Bereich der einfachen koaxialen Eindüsung an.

Um diesen Gedanken noch weiter zu vertiefen, werden die radialen Profile des effektiven Strahls untersucht, dargestellt in Abbildung 7.4. Beim Betriebspunkt $J_{\text{ca}} = 0$ decken sich die radialen Profile erst ab $(x - x_{\text{vu}})/d_{\text{eff}} \geq 25$ im Fernfeld mit der angepassten Korrelation aus Gleichung (2.21). Bei den Betriebspunkten mit Stützluftereindüsung hingegen sind die Profile bereits ab $(x - x_{\text{vu}})/d_{\text{eff}} \geq 15$ deckungsgleich mit den Profilen aus der Korrelation. Aufgrund dieser Tendenzen kann man vermuten, dass die Stützluft zwei Effekte auf das Mischen hat: Zum einen führt sie zu einem stärkeren seitlichen Eindringen des Doppelstrahls in Richtung des umgebenden Heißgases durch den zusätzlichen Impuls der Stützluft. Zum anderen strömt mehr Stützluft

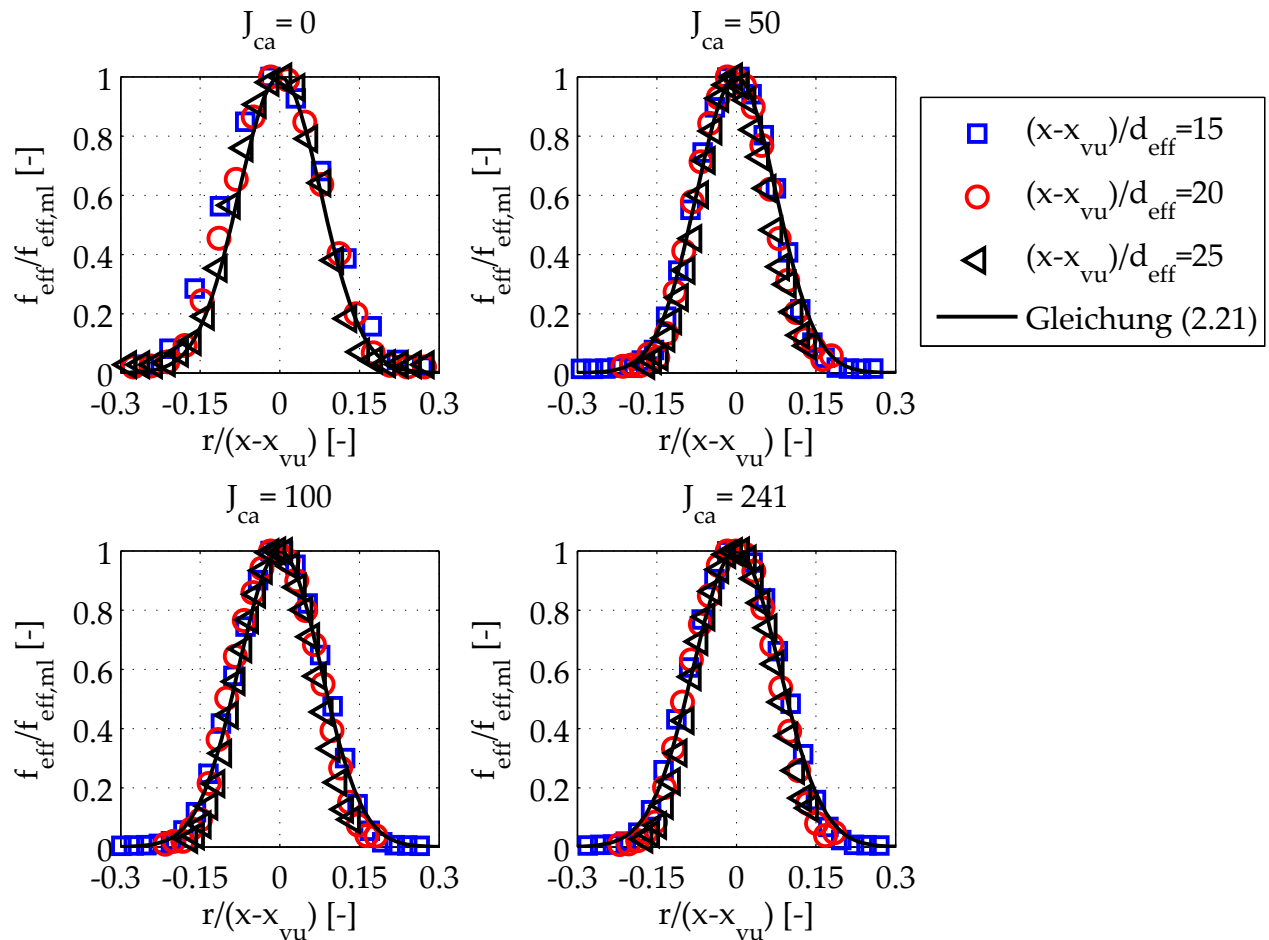


Abbildung 7.4: Radiale Konzentrationsprofile von f_{eff} , der Parameter β_c aus Gleichung (5.2) wurde mit J_{eff} bestimmt.

in Richtung der Mittelachse der Brennstoffdüse, da sich zwischen der Stützluft und dem Brennstoff eine zusätzliche Scherschicht ausbildet, die die Mischungsvorgänge begünstigt. Im Folgenden wird nun untersucht werden, inwiefern sich dies auf die Mischung des Strahls, die lokale Konzentration an Heißgas und damit verbunden auf die lokalen Mischungstemperaturen auswirkt.

Hierfür werden in Abbildung 7.5 die gesonderten, radialen Profile von Brennstoff und Stützluft im Nahfeld $x/d_{\text{eff}} = 5$ und im Fernfeld $x/d_{\text{eff}} = 25$ betrachtet.¹ Auf der linken Seite sind die Profile des Brennstoffs, auf der rechten Seite die der Stützluft abgebildet. Im Fall der coaxialen Eindüsung zeigte sich, dass bereits im Nahfeld in

¹Hier wird kein virtueller Ursprung abgezogen. Es wird angenommen, dass auch im Verbrennungsexperiment eine vergleichbare Strahlaufweitung stattfindet. Somit ist die Korrektur hier nicht zielführend.

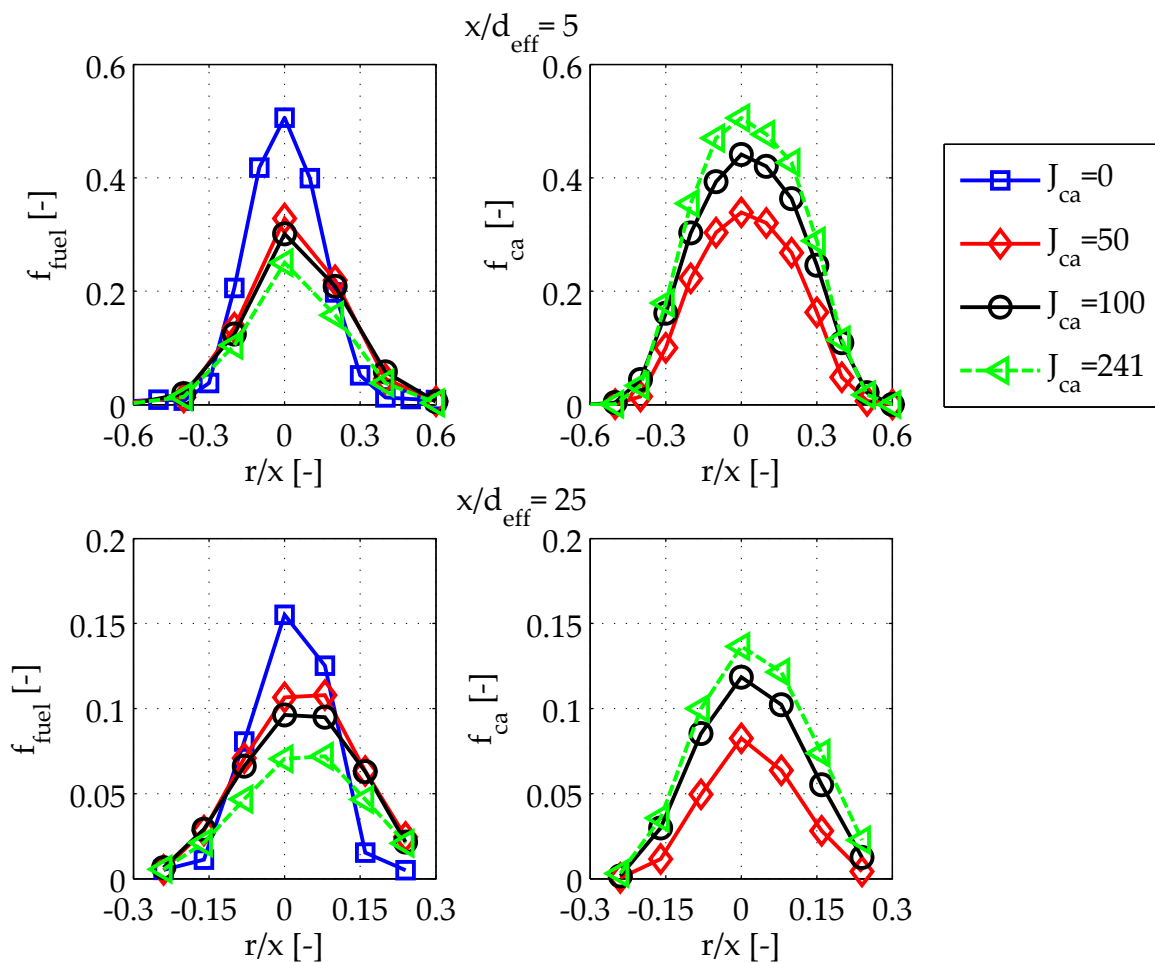


Abbildung 7.5: Die Mittelwerte der Mischungsbrüche in zwei ausgewählten radialen Schnitten; links: Brennstoff; rechts: Stützluft.

den Scherschichten des Strahls die chemischen Reaktionen der ersten Zündereignisse starten. Die Zusammensetzung und Temperatur des Gemischs an dieser Stelle spielt dabei eine tragende Rolle bei der Entstehung der ersten Selbstzündereignisse in der Brennkammer. Das zweite Profil liegt im Fernfeld. Die dort vorliegenden Mischungsverhältnisse sind, wie sich in Kapitel 5 gezeigt hat, zur Vorhersage der Stickoxidemissionen entscheidend. Bereits im Nahfeld kann man erkennen, dass in Abhängigkeit vom Impulsstromdichteverhältnis der Stützluft die Konzentration des Brennstoffs auf der Eindüsungsaachse abnimmt. Gleichzeitig dringt mehr Brennstoff in radialer Richtung in das umgebende Heißgas ein. Die seitlich vorliegenden Konzentrationen sind sehr niedrig. Die Konzentrationen der Stützluft nehmen in allen Profilen mit steigendem Impulsstromdichteverhältnis J_{ca}

zu. Die Profile der Stützluft zeigen auch, dass diese infolge des erhöhten Impulses weiter in Richtung der Grundströmung eindringt. Vergleicht man die absoluten Konzentrationen aus Brennstoff und Stützluft im Randbereich und auf der Mittelachse der Düse, so kann man erkennen, dass die absolute Konzentration aus Heißgas f_∞ in allen Bereichen infolge der Stützluft abnimmt. Damit ist zu erwarten, dass auch die mittleren Mischungstemperaturen in diesen Regionen abnehmen. Durch die Zugabe von Stützluft kann man infolge der deutlich reduzierten Gemischtemperaturen in den Randbereichen mit höheren Zündverzugszeiten rechnen. Die Betriebspunkte $J_{ca} = 100$ und $J_{ca} = 241$ unterscheiden sich gegenüber den anderen Betriebspunkten am stärksten auf der Mittelachse der Eindüsung. Die Mischung in den Randbereichen erscheint hingegen vergleichbar. Deshalb werden hier nur geringe Unterschiede bei den Zündverzugspositionen erwartet.

Im Fernfeld kann man dieselben Trends wie im Nahfeld beobachten. Auch hier nimmt der Stützluftanteil im Gemisch mit steigendem Eingangsimpuls weiter zu. Der Brennstoff mischt wie im Nahfeld seitlich weiter ein. Der Anteil an Heißgas wird auch bis $J_{ca} = 100$ durch die zugegebene Stützluft reduziert. Vergleicht man die mittleren Mischungsbrüche von Brennstoff und Stützluft der Betriebspunkte $J_{ca} = 100$ und $J_{ca} = 241$, so erkennt man, dass die Summe aus beiden Mischungsbrüchen bei $J_{ca} = 241$ etwas niedriger ist. Der Brennstoff und die Stützluft mischen sich beim Betriebspunkt $J_{ca} = 241$ weiter radial in die umgebende Grundströmung ein. Deshalb ist zu erwarten, dass die mittleren Mischungstemperaturen von $J_{ca} = 241$ höher sind als bei $J_{ca} = 100$.

In Abbildung 7.6 sind links die PMFs des Brennstoffs und rechts die PMFs der Stützluft zu sehen. Im Nahfeld kann man sehen, dass durch die Zugabe an Stützluft der Brennstoff bereits im Nahfeld deutlich homogener gemischt vorliegt. Bei den Betriebspunkten mit Stützluft wird vom Betriebspunkt $J_{ca} = 50$ zu $J_{ca} = 100$ ein leichter Anstieg der Varianz bei der Brennstoff-PMF beobachtet, da das Maximum der PMF abnimmt. Bei $J_{ca} = 241$ hingegen ist das Maximum der Brennstoffverteilung wieder höher und erreicht den höchsten Wert von allen Betriebspunkten. Die Maxima liegen bei Mischungsbrüchen zwischen $f_{fuel} = 0,09 - 0,2$. Der homogene Brennstoffmischungsbruch al-

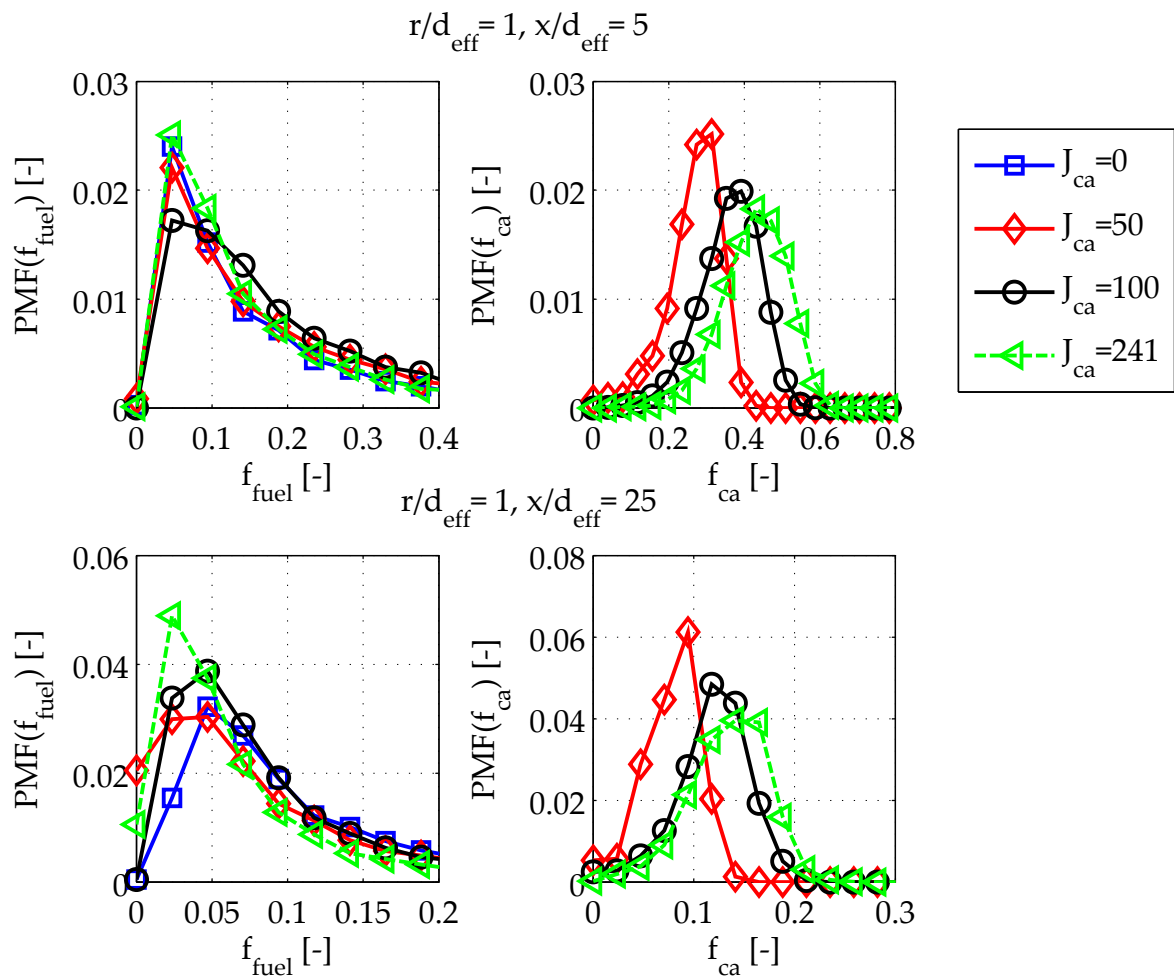


Abbildung 7.6: PMFs der Betriebspunkte im Nah- und Fernfeld; links: Brennstoff; rechts: Stützluft.

ler Betriebspunkte liegt bei etwa $f_{\text{fuel,h}} = 0,009$. Folglich ist das Gemisch sehr inhomogen an dieser Stelle. Die PMFs der Stützluft zeigen, dass mit zunehmendem Eindüsungsimpuls sowohl die mittlere Konzentration als auch die Varianz der Stützluft ansteigt. Dies ist anhand des weniger ausgeprägten Maximums der PMF von $J_{ca} = 241$ zu erkennen. Infolge der ansteigenden Stützluftkonzentrationen ist der Heißgasanteil im Nahfeld durch die Zugabe von Stützluft niedriger.

Um zu analysieren, wie sich die Temperaturen infolge der Stützluftzugabe im Nah- und Fernfeld verändern, werden noch Temperaturprofile des ternären Systems gesondert untersucht. Die Temperaturen werden mit dem erweiterten Ansatz von Pfeifer et al. [66] nach Gleichung (6.19) ermittelt. Abbildung 7.7 zeigt zwei radiale Schnitt-

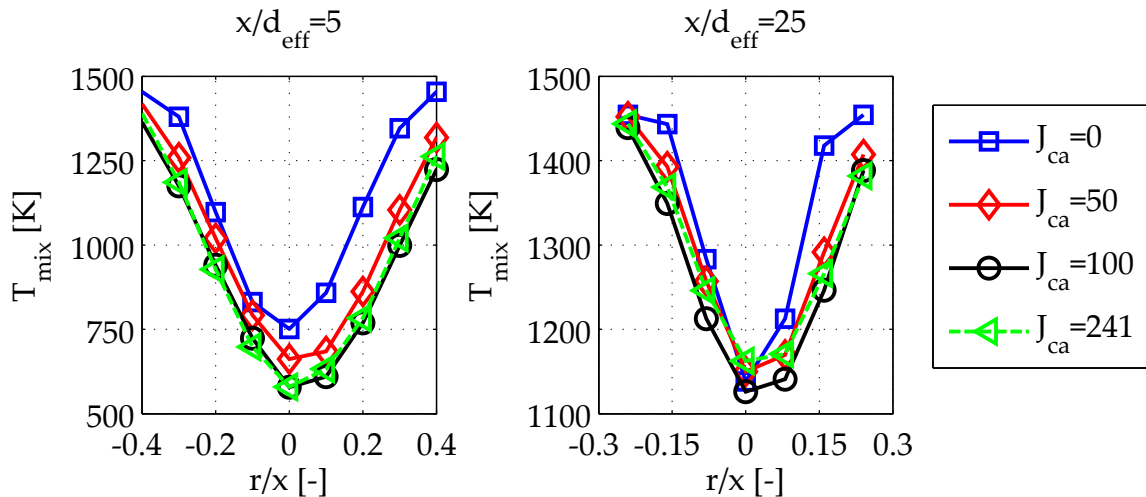


Abbildung 7.7: Radiale Schnitte der mittleren Mischungstemperatur mit variierten Stützluftanteilen im Nah- und Fernfeld.

te der Mischungstemperaturen im Nah- und Fernfeld. Bereits bei $x/d_{\text{eff}} = 5$ im Nahfeld ist auf der Mittelachse ein deutlicher Temperaturabfall infolge der kalten Stützluft zu beobachten. Mit zunehmendem Stützluftanteil wird der Temperaturrückgang immer größer. Dieser Temperaturrückgang beträgt über 100K von $J_{\text{ca}} = 0$ zu $J_{\text{ca}} = 50$ auf der Mittelachse der Eindüsung. Im Übergangsbereich des Strahls ist der Temperaturrückgang ebenfalls deutlich erkennbar, wenngleich die Differenz zum Referenzfall ohne Stützluft zum Teil unter 100K beträgt. Wie wir in Kapitel 5 gesehen haben, entstehen hier die ersten Zündkerne. Weiter stromab bei $x/d_{\text{eff}} = 25$ zeigt der Fall $J_{\text{ca}} = 241$ eine stärkere seitliche Einmischung als beispielsweise $J_{\text{ca}} = 100$. Wie die radialen Schnitte der Mischungsbrüche in Abbildung 7.5 zeigen, nimmt hierdurch der Massenanteil an heißer Grundströmung beim Betriebspunkt $J_{\text{ca}} = 241$ etwas zu. Durch den ansteigenden Massenanteil an heißer Grundströmung steigt die Mischungstemperatur an. Die Mischungstemperatur liegt jedoch immer noch unter der des Betriebspunktes $J_{\text{ca}} = 0$. Aus dieser Betrachtung wird deutlich, dass der Zündverzug mit Zugabe kalter Stützluft infolge einer Temperaturverminderung von mindestens 50K im Übergangsbereich des Strahls zunehmen muss. Durch die Stützluft steigt der Sauerstoffanteil und der Inertgasanteil in der Mischung sinkt. Jedoch ist der Einfluss des erhöhten Sauerstoffanteils auf den Zündverzug geringer als der der Temperaturänderung, siehe Gleichung (4.35). Die Zündverzugspositionen und die Stickoxidemissionen werden in Abschnitt 7.2 im Detail an-

hand der JPMFs analysiert.

7.2 Ergebnisse der Verbrennungsexperimente

In Tabelle 7.5 ist die Gemischzusammensetzung der Grundströmung am Eintritt in die generische SEV zu finden. Durch die zugegebene Stützluft variiert die globale Luftzahl in der SEV λ_{SEV} zwischen 2,1 und 2,3. Verglichen mit anderen Forschungsgruppen [18, 23, 25] ist diese Änderung sehr klein. Aufgrund des sehr kleinen Ringspalts kann im vorliegenden Experiment bei bereits geringen Massenströmen ein sehr hohes Impulsstromdichteverhältnisse der Stützluft erzeugt werden.

In Abbildung 7.8 sind die auf das jeweilige Maximum normierten, mittleren OH*-Chemilumineszenzbilder dargestellt. Auf der linken Seite sind die Positionen mit dem geometrischen Durchmesser $d_{fuel,0}$ der Brennstoffdüse normiert. In den mit d_0 skalierten Bildern sieht man, dass mit zunehmendem Stützluftimpuls ein deutliches Stromabwandern der Flamme bis $J_{ca} = 100$ zu beobachten ist. Im Fall von $J_{ca} = 172$ sitzt die Flamme gleichauf mit $J_{ca} = 100$. Auf der rechten Seite in Abbildung 7.8 hingegen wurden die Positionen mit dem effektiven Durchmesser normiert, siehe Gleichung (6.11). Man erkennt hier, dass sobald Stützluft eingedüst und damit der effektive Durchmesser größer wird, sich die Positionen der ersten Zündereignisse stromaufwärts verschieben. Auch dort wird beobachtet, dass die axialen Positionen der OH*-Ereignisse bei den Betriebspunkten $J_{ca} = 100$ und $J_{ca} = 172$ vergleichbar sind. Da die effektiven Durchmesser beider Betriebspunkte annähernd gleich sind, wird dieses Verhalten

X_{∞, N_2}	0,76	[mol/mol _{ges}]
X_{∞, O_2}	0,12	[mol/mol _{ges}]
X_{∞, CO_2}	0,04	[mol/mol _{ges}]
X_{∞, H_2O}	0,08	[mol/mol _{ges}]
T_{∞}	1445	[K]

Tabelle 7.5: Gemischzusammensetzung am Eintritt der generischen SEV bei 2,6 bar.

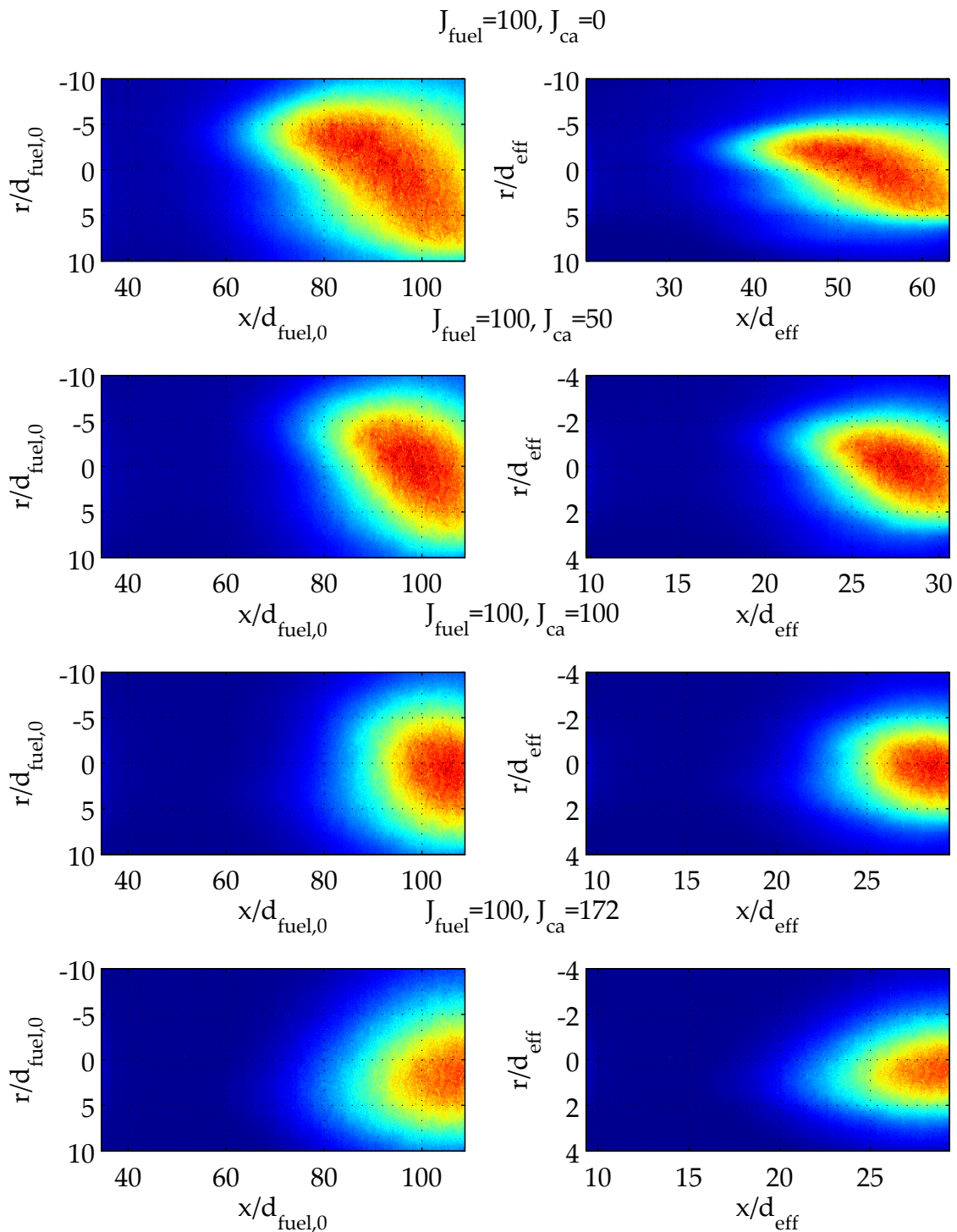


Abbildung 7.8: Gemittelte OH*-Chemilumineszenzaufnahmen aus dem Hochdruckverbrennungsprüfstand für variierte Stützluftimpulse bei 2,6bar; links normiert auf geometrischen Düsendurchmesser, rechts normiert mit dem effektiven Durchmesser.

gegenüber der rein geometrischen Skalierung nicht beeinflusst.

Betrachtet man nun auf der rechten Seite von Abbildung 7.8 die über den effektiven Durchmesser skalierten Hochdruckdaten, so wird deutlich, dass die Zündereignisse von ursprünglich $x/d_{\text{eff}} = 30$ bei $J_{\text{ca}} = 0$ in allen Fällen mit Stützluft weiter stromauf beginnen. Erste Zündereignisse liegt infolge der Normierung mit dem effektiven Durchmesser bereits bei $x/d_{\text{eff}} = 20$. Dies bedeutet, dass die Mischungsfelder aus dem Wasserkanal in den Fällen mit Stützluft mit deutlich kürzeren Mischungspositionen verglichen werden müssen.

In den Mischungsuntersuchungen und den daraus ermittelten Mischungstemperaturen in Abbildung 7.7 wurde gezeigt, dass die Mischungstemperatur bis $J_{\text{ca}} = 100$ kontinuierlich abnimmt und dann im Fall von $J_{\text{ca}} = 241$ infolge verstärktem seitlichen Mischen zwischen Strahl und Grundströmung wieder ansteigt. Wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, führt eine Temperaturreduktion im Gemisch zu einer Erhöhung der Zündverzugszeit, eine Temperaturzunahme hingegen resultiert in einer Reduktion der Zündverzugszeit. Folglich lassen sich die Tendenzen der Flammenabhebehöhe im Verbrennungsexperiment über die aus den Wasserkanalergebnissen ermittelten Mischungstemperaturen und den daraus resultierenden Zündverzugszeiten verstehen.

Abbildung 7.9 zeigt die aus den Mischungsfeldern nach Gleichung (6.25) berechneten Zündpositionen. Wie im Fall der einfachen Eindüsung sieht man hier, dass Regionen mit niedrigen Zündverzugszeiten und damit frühen Selbstzündorten auch bei dieser Eindüsungsvariante in den Scherschichten zu finden sind, direkt nachdem der Strahl beginnt, sich mit der Grundströmung zu mischen. Im Gegensatz zu den Betriebspunkten in Abschnitt 5.2 endet der selbstähnliche Bereich, siehe Abschnitt 2.2, des Strahls bereits bei $x/d_{\text{eff}} = 4$. Dies ist der veränderten Grundströmungsgeschwindigkeit, siehe Tabelle 7.2, der hier vorliegenden Betriebspunkte zuzuschreiben. Es bilden sich deshalb unabhängig vom Eingangsimpuls die für die Selbstzündung wichtigen Kerne in den Scherschichten ab $x/d_{\text{eff}} = 4$.

Im Fall von $J_{\text{ca}} = 0$ erstreckt sich die Zone mit schnell zündendem Gemisch für Zündorte um $x_{\text{sz}}/d_{\text{eff}} = 30$ von $x/d_{\text{eff}} = 4$ bis $x/d_{\text{eff}} = 12$.

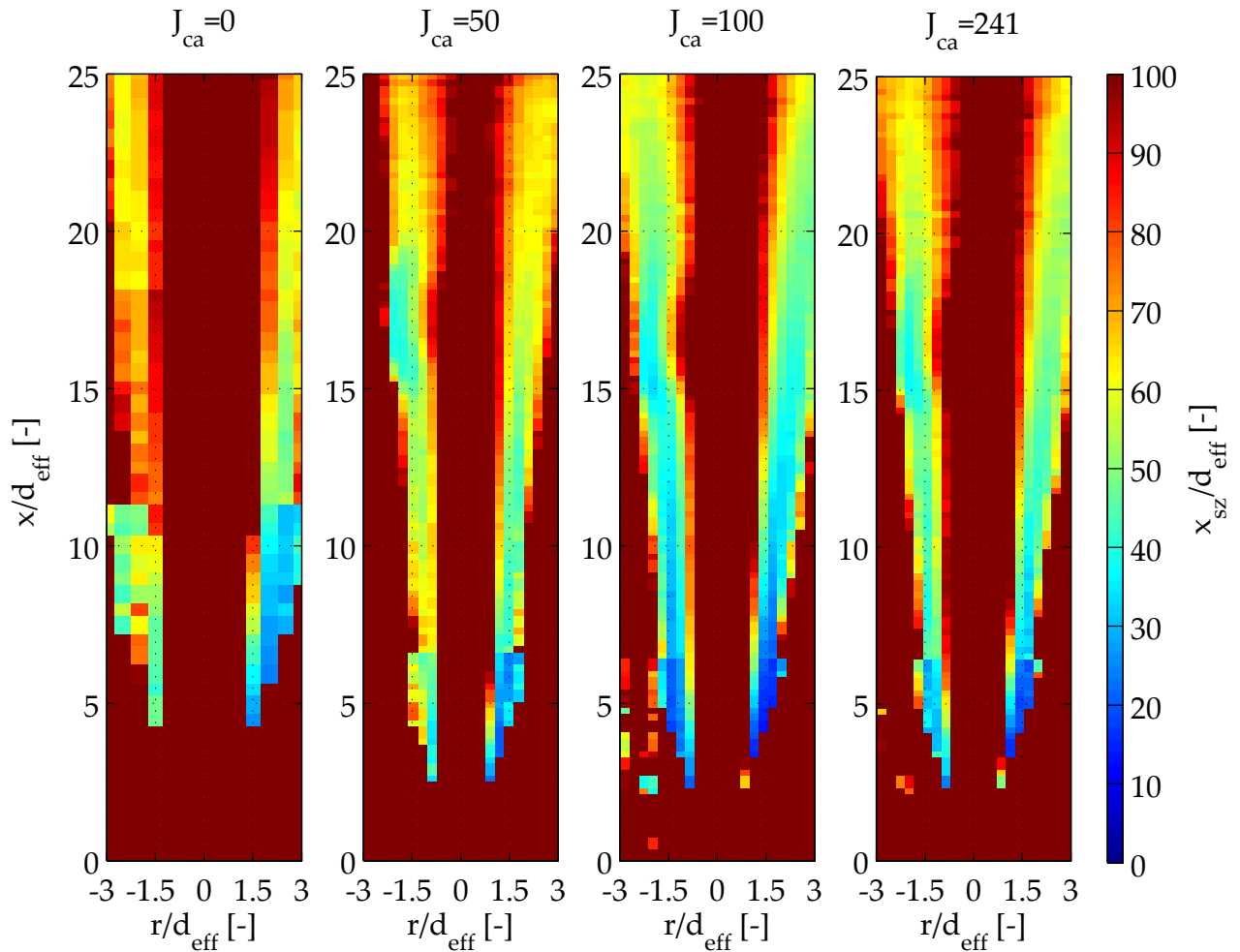


Abbildung 7.9: Aus den Mischungsfeldern abgeleitete Zündverzugs-kontouren x_{sz}/d_{eff} .

Im Fall von $J_{ca} = 50$ reduziert sich diese Zone von $x/d_{eff} = 4$ bis $x/d_{eff} = 7$ und wächst in den Fällen mit mehr Stützluft in Strömungsrichtung weiter an. Dieser Effekt ist dem effektiven Durchmesser zuzuschreiben, da er bei $J_{ca} = 50$ deutlich größer ist als bei $J_{ca} = 0$ und somit das Mischungsfeld aus dem Wasserkanal stärker skaliert wird in Abbildung 7.9. Bei den Betriebspunkten $J_{ca} = 100$ und $J_{ca} = 241$ treten wieder mehr Bereiche im Strahl auf mit kürzeren axialen Zündpositionen. Wie man in den Mischungsprofilen in Abbildung 7.5 sehen kann, dringen der Brennstoff und die Stützluft in radialer Richtung weiter in die umgebende Grundströmung ein. Hierdurch können mehr Regionen mit zündfähigem Gemisch entstehen. Die besonders zündträge Zone auf der Strahlmittelachse bleibt in allen Fällen erhalten und wird durch die Stützluft nicht reduziert. Aufgrund der leichten Asymmetrie der Messdaten im Wasserkanal sind

die Zündverzugszeiten in der linken Scherschchicht etwas höher als auf der rechten Seite.

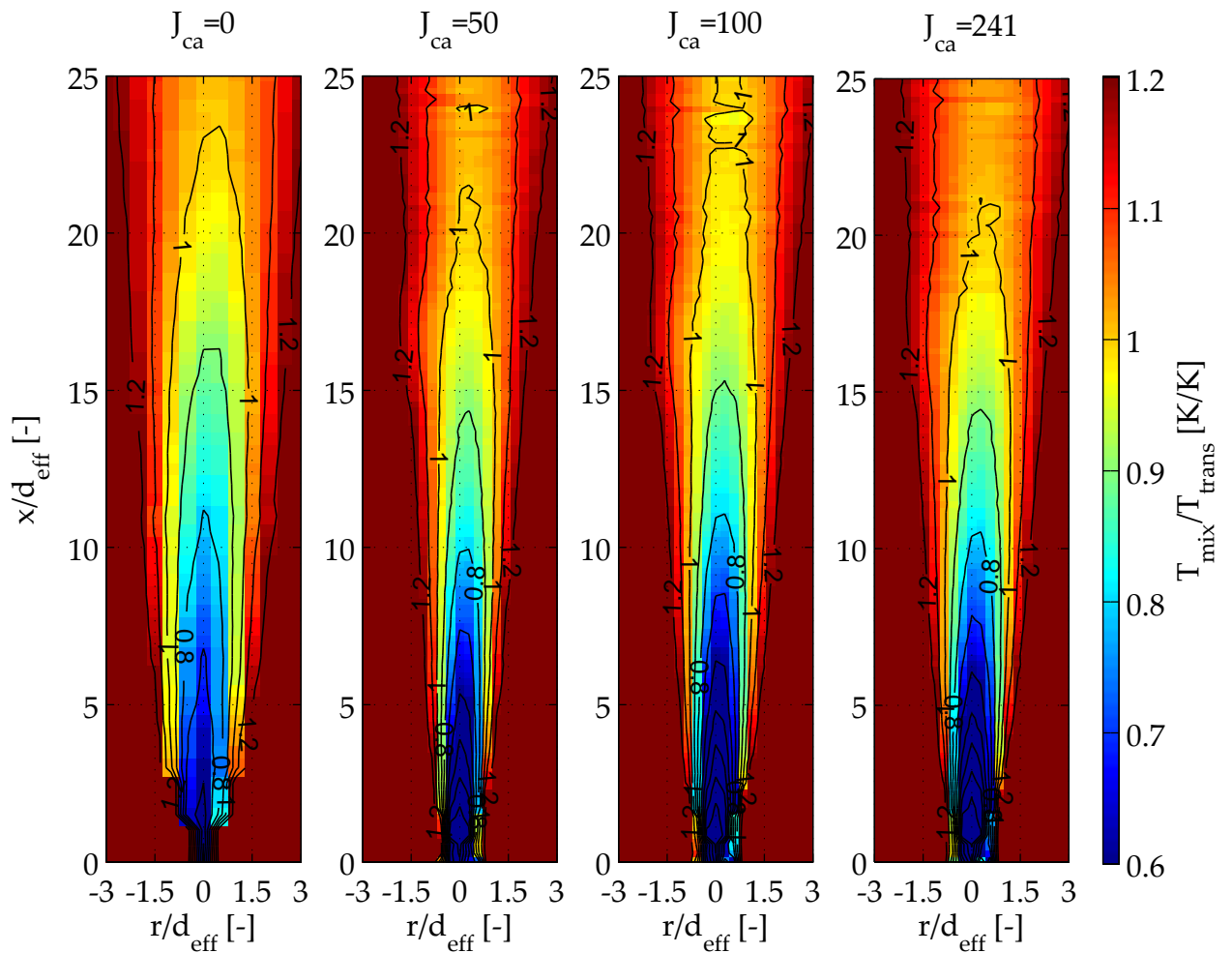


Abbildung 7.10: Mit der Transitionstemperatur $T_{\text{trans}} = 1120\text{K}$ normierte Temperaturfelder der Betriebspunkte.

Abbildung 7.10 zeigt die mit der Transitionstemperatur, siehe Gleichung (2.13), normierten Temperaturfelder der Betriebspunkte.² Man kann bei allen Betriebspunkten erkennen, dass die Mischungstemperaturen T_{mix} in den Regionen, in denen die ersten Zündkerne entstehen, oberhalb der Transitionstemperatur T_{trans} liegen. Auf der Strahlmittelachse zeigt sich, dass die Temperaturen im Gemisch im Fall von $J_{\text{ca}} = 0$ ab $x/d_{\text{eff}} = 23$ über der Transitionstemperatur liegen. Bei den anderen Betriebspunkten mit Stützluft werden erste Zündereignisse ab $x/d_{\text{eff}} = 20$ beobachtet. Auch dort wird die Transitions-

²Wie Tabelle 2.1 zeigt ist die Transitionstemperatur abhängig vom Druck. Der hier vorliegende Brennkammerdruck liegt bei 2,6 bar. Deshalb ist die Transitionstemperatur höher als bei den Betriebspunkten in Kapitel 5.

temperatur im Randbereich des Strahls überschritten. Lediglich im Fall von $J_{ca} = 100$ befindet sich auf der Mittelachse der Düse bis $x/d_{eff} = 25$ noch etwas Gemisch, das etwas unterhalb der Transitionstemperatur liegt. Damit ist auch für die vorliegenden Betriebspunkte sichergestellt, dass die vereinfachte Modellierung die Zündverzugszeiten und Stickoxidemissionen richtig abbildet. Folglich wird damit die Annahme, dass die meisten Verbrennungsereignisse selbstzündungsdominiert ablaufen, auch für die Betriebspunkte mit Stützluft bestätigt.

Auch bei dieser Eindüsungsvariante werden die ersten Zündereignisse im Nahfeld in den Scherschichten generiert. Deshalb werden im Folgenden die JPMFs für Brennstoff und Stützluft in einem Punkt im Nahfeld untersucht, um die axialen Zündverzüge besser zu verstehen.

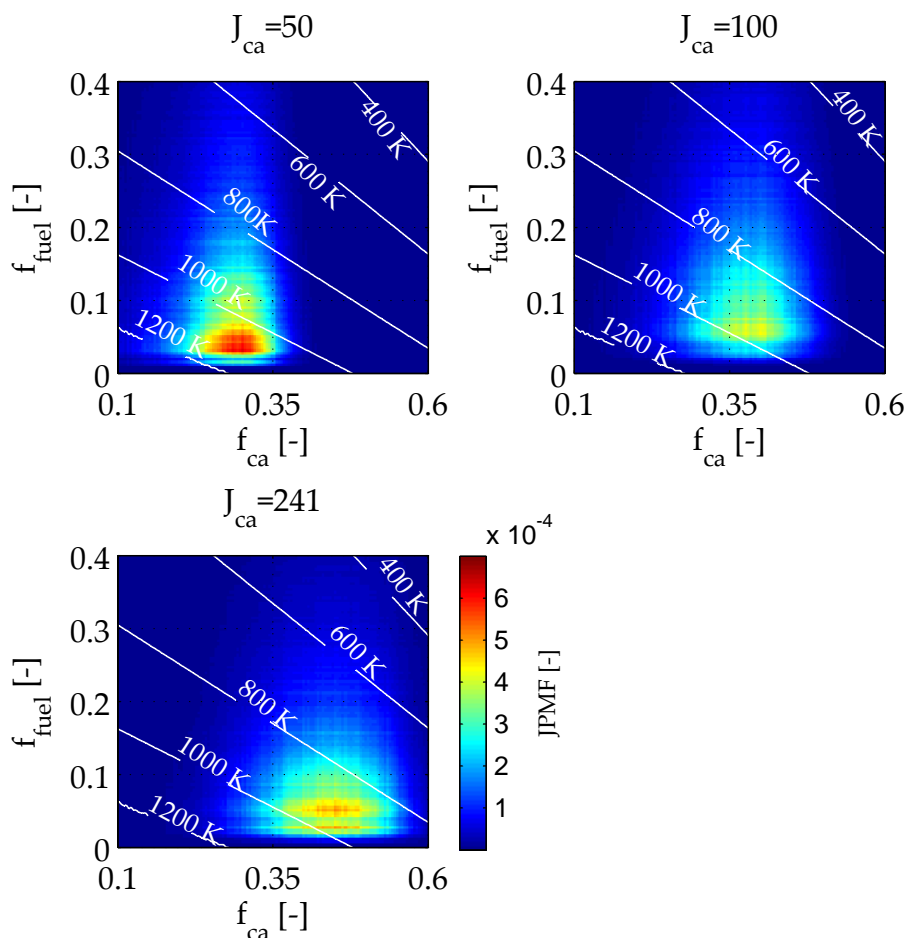


Abbildung 7.11: JPMFs im Nahfeld bei $r/d_{eff} = 0,5$, $x/d_{eff} = 5$ in den Scherschichten mit Isolinien der Temperatur.

Wie in Abschnitt 7.1 beschrieben, sinkt durch die Stützluft eindüsung die Mischungstemperatur im Mittel. Um nun auch den statistischen Einfluss der Stützluft gesondert betrachten zu können, wurden in Abbildung 7.11 die JPMFs mit den Isolinien der Temperatur am Punkt $r/d_{\text{eff}} = 0,5$, $x/d_{\text{eff}} = 5$ aufgetragen. Man sieht durch diese Darstellung, dass sich die am häufigsten zu beobachtenden Mischungszustände mit Zugabe der Stützluft zu niedrigeren Mischungstemperaturen verschieben. Wie Abbildung 7.6 zeigt, wird der Mischungsgrad des Brennstoffs durch die Stützluft nur leicht beeinflusst. Gleichzeitig sieht man in Abbildung 7.6, dass die Varianz der Stützluftverteilung proportional zu J_{ca} ansteigt. Hierdurch nimmt das ausgeprägte Maximum der JPMF ab und es werden unterschiedlichere Mischungstemperaturen erreicht. Der Schwerpunkt der Temperaturen wandert bis $J_{\text{ca}} = 100$ zu immer niedrigeren Temperaturen, siehe Abbildung 7.11. Beim Betriebspunkt $J_{\text{ca}} = 241$ sieht man in Abbildung 7.7, dass die mittleren Mischungstemperaturen im Randbereich nicht weiter abnehmen. Dieser Effekt kann der Varianzerhöhung zugeschrieben werden, da zwar gegenüber dem Betriebspunkt $J_{\text{ca}} = 100$ bei den meisten Mischungszuständen kühlere Temperaturen vorherrschen, aber gleichzeitig auch höhere Mischungstemperaturen erzielt werden. Hierdurch sinkt die mittlere Mischungstemperatur bei $J_{\text{ca}} = 241$ nicht weiter ab. Dies erklärt, weshalb die mittlere axiale Zündposition von $J_{\text{ca}} = 241$ fast gleichauf mit $J_{\text{ca}} = 100$ liegt, wie man in Abbildung 7.8 sieht.

Um nun die mittleren Konturen aus den OH^* -Aufnahmen direkt mit der Modellierung zu vergleichen, wird aus den Konturen der Wasserkanaldaten in Abbildung 7.9 die Zündpositionen $x_{\text{sz}}/d_{\text{eff}}$ in einer PMF aufsummiert. Es werden lediglich axiale Zündereignisse bis $x/d_{\text{eff}} = 50$ bei der Erstellung von $\text{PMF}(x_{\text{sz}}/d_{\text{eff}})$ berücksichtigt. Hierdurch wird sichergestellt, dass eine Vergleichbarkeit der PMFs möglich wird, da ansonsten die PMF aus den Wasserkanaldaten durch die Zündereignisse weiter stromab verwaschen wird. Für die unteren PMFs wurden in den instantanen OH^* -Aufnahmen jeweils der Ort mit dem axial zur Eindüsung frühesten Zündereignis in jedem Einzelmessbild aufsummiert und eine PMF für jeden Betriebspunkt erstellt. Diese PMFs sind in Abbildung 7.12 gegenübergestellt. Im oberen Teil sind die PMFs aus den modellierten Werten zu sehen, im unteren Teil die aus den Verbrennungsuntersuchungen. Man kann erkennen,

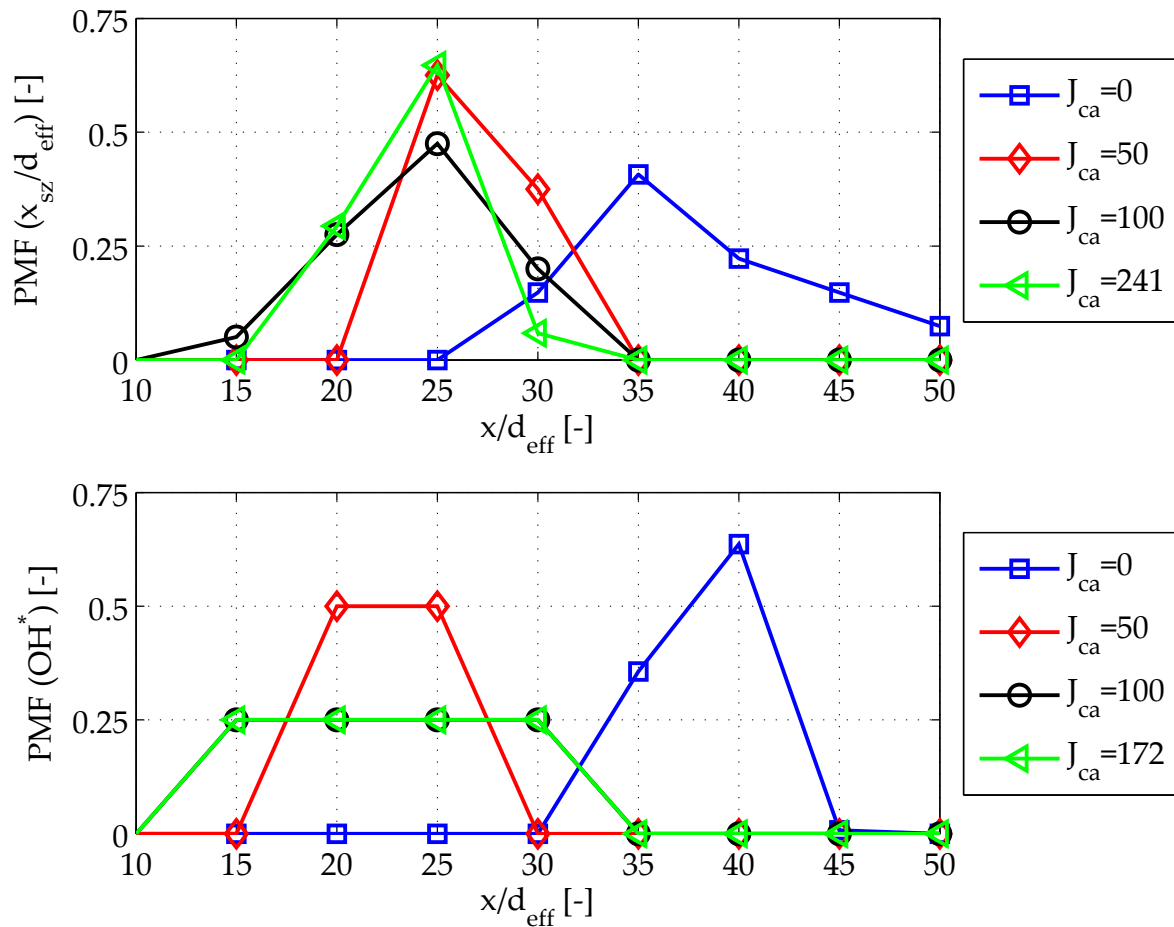


Abbildung 7.12: Kumulierte Werte der ersten Zündverzugspositionen: oben aus den Wasserkanaldaten, unten aus der Statistikanalyse der instantanen OH^* -Aufnahmen.

dass die modellierten Zündereignisse erste Reaktionen des Betriebspunktes $J_{\text{ca}} = 0$ bereits ab $x/d_{\text{eff}} = 30$ vorhersagen. Dies ist etwas früher als es die $\text{PMF}(\text{OH}^*)$ ausgibt. Die $\text{PMF}(\text{OH}^*)$ zeigt, dass sich erste Zündereignisse im Bereich zwischen $x/d_{\text{eff}} = 30$ und $x/d_{\text{eff}} = 40$ befinden, mit einem klaren Maximum bei $x/d_{\text{eff}} = 40$.³ Der Verlauf von $\text{PMF}(x_{\text{sz}}/d_{\text{eff}})$ streut gegenüber dem OH^* Signal stärker. Hierdurch sind die absoluten Wahrscheinlichkeiten gegenüber der $\text{PMF}(\text{OH}^*)$ niedriger. Da f_{fuel} mit MixPIV aufgenommen wurde, ist die $\text{PMF}(f_{\text{fuel}})$ nicht so schmal wie bei den LIF Messungen. Möglicherweise werden hierdurch auch die Zündpositionen breiter gestreut. Beim Betriebs-

³Der Betriebspunkt ist strömungsmechanisch vergleichbar mit dem Betriebspunkt $J_{\text{fuel}} = 100$ in Kapitel 5. Jedoch sind die Zündverzugspositionen nicht identisch. Dies ist auf die Unterschiede im Systemdruck, der Temperatur T_{∞} , der Strömungsgeschwindigkeit u_{∞} und den Sauerstoffgehalt der Grundströmung zurückzuführen.

punkt von $J_{ca} = 50$ werden erste Zündereignisse durch die effektive Skalierung bereits ab $x/d_{eff} = 25$ vorhergesagt. Die OH^* -Signale steigen bereits bei $x/d_{eff} = 20$ an. Damit wird der Trend der ersten Zündereignisse aus dem Wasserkanal für diesen Betriebspunkt richtig vorhergesagt. Die Zündereignisse dieses Betriebspunktes werden zwischen $x/d_{eff} = 20$ und $x/d_{eff} = 35$ prognostiziert. Die Verteilung aus den OH^* -Auswertungen besagen jedoch, dass die am weitesten stromauf liegenden Zündereignisse bei $x/d_{eff} = 30$ beobachtet werden. Hierdurch entsteht eine kleine Diskrepanz zwischen den modellierten PMF-Werten und den OH^* -Auswertungen. Da die Reynoldszahl der Stützluft im Wasserkanal bei diesem Betriebspunkt unter 2000 lag, muss angenommen werden, dass das Einmischen der Stützluft etwas zu schwach vorhergesagt wird. Da die Stützluft gleichzeitig das Einmischen des Brennstoffs beeinflusst, kann damit auch der Zündverzug etwas zu spät vorhergesagt werden. Somit kann angenommen werden, dass die zu spät vorgesagten Zündereignisse dieses Betriebspunktes von der niedrigen Reynoldszahl der Stützluft im Wasserkanalexperiment herrühren. Im Fall von $J_{ca} = 100$ und $J_{ca} = 241$ steigen die Beträge von $PMF(x_{sz}/d_{eff})$ bei $x/d_{eff} = 15$ kontinuierlich an. Erste Zündereignisse im Verbrennungsexperiment beginnen ebenfalls bei $x/d_{eff} = 15$. Für beide Betriebspunkte zeigen beide Diagramme, dass die Regionen, in denen in axialer Richtung Zündereignisse beobachtet werden können, deckungsgleich sind und zwischen $x/d_{eff} = 15$ und $x/d_{eff} = 35$ liegen. Insgesamt kann festgestellt werden, dass die Zündortberechnung den Trend der Zündkernentstehung und der Entflammungsposition infolge konzentrischer Stützluftzumischung sehr gut wiedergibt. Zum einen wird anhand der $PMF(x_{sz}/d_{eff})$ die mittlere Zündverzugsposition in Abhängigkeit der Stützluftzugabe nachvollzogen. Zum anderen kann man erkennen, dass sich nicht nur die mittlere Flammenposition verändert. Vielmehr nimmt auch die axiale Ausbreitung an ersten Zündverzugspositionen zu, je mehr Stützluft hinzugefügt wird. Dieser Trend kann auch mit den modellierten Werten nachvollzogen werden. Bei $J_{ca} \geq 100$ nimmt diese Schwankungsbreite zwar nicht weiter zu, jedoch ergibt die Statistikauswertungen der OH^* -Aufnahmen, dass beim Betriebspunkt $J_{ca} = 172$ mehr Bilder vorliegen, in denen keine Zündereignisse mehr zu finden sind. Insofern kann angenommen werden, dass die verstärkten Mischungsvarianzen zu mehr lokalem Verlöschen von chemischen Reaktionen führt.

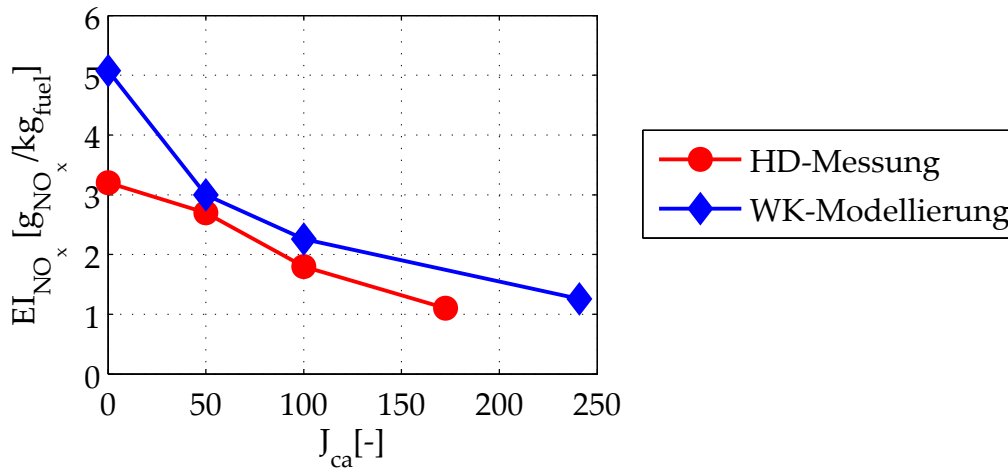


Abbildung 7.13: Globaler Emissionsindex der Betriebspunkten; rot: gemessen im Verbrennungsexperiment; in blau die modellierten Werte aus Wasserkanaldaten.

Über den in Gleichung (4.44) gezeigten Ansatz werden die globalen Stickoxidemissionen aus den Wasserkanal-PMFs berechnet. Wie in Abschnitt 5.2 werden alle Mischungs-PMFs berücksichtigt, die in der Brennkammer noch zur Reaktion kommen. Die Abgasmessungen wurden jeweils dreimal wiederholt, die Abweichungen der Versuche untereinander betragen weniger als ein ppm. Die Messungenauigkeit der Abgasmessanlage beträgt ein ppm, weshalb die Messungen als reproduzierbar angesehen werden können. Man kann erkennen, dass durch den Einsatz der Stützluft die Stickoxidemissionen bei der Verbrennung reduziert werden. Dieser Rückgang wird auch von den modellierten Stickoxidemissionen vorhergesagt. Der Emissionsindex des Betriebspunktes $J_{ca} = 172$ lässt sich ebenfalls auf Basis der modellierten Emissionen richtig nachvollziehen. Er liegt annähernd linear zwischen den vorhergesagten Emissionen von $J_{ca} = 100$ und $J_{ca} = 241$.

Die prognostizierten Emissionen des Betriebspunktes $J_{ca} = 0$ liegen mit 60% Abweichung über den Messwerten im Hochdruckversuchsstand. Wie das Referenzexperiment in Abschnitt 6.2.3 bereits gezeigt hat, wird beim MixPIV die Varianz der PMF im Fernfeld zu hoch vorhergesagt. Da dieser Betriebspunkt den kleinsten effektiven Durchmesser hat, müssen hier Positionen in den Wasserkanalmessungen herangezogen werden, die besonders weit stromab liegen - bis etwa $x/d_{eff} = 50$. Hierdurch lässt sich für diesen Betriebspunkt nur ein qua-

litatives Ergebnis erzielen. Bei den anderen Betriebspunkten beträgt die Abweichung zwischen Modellierung und Messung etwa 30 %. Die Brennstoffkonzentration aus MixPIV, die bei der Auswertung hinzugezogen werden, liegen bei etwa $x/d_{\text{eff}} = 25$ und haben aufgrund des geringeren Abstands zur Eindüsung niedrigere Mischungsvarianzen und folglich eine bessere Messdatenqualität. Dies führt dazu, dass die Modellierung und die Messung bei den Betriebspunkten mit Stützluft besser übereinstimmen.

Beim Betriebspunkt $J_{\text{ca}} = 172$ konnte während der Messungen beobachtet werden, dass die CO-Emission gegenüber den anderen Betriebspunkten deutlich anstieg. Hohe CO-Emissionen deuten darauf hin, dass die Reaktion nicht vollständig abläuft und Selbstzündereignisse verlöschen. Dieses Verlöschen zeigt die Limitierung des Stützluftesinsatzes für technische Systeme auf.

Auffallend ist die Reduktion von Stickoxidemissionen, die mit Zugabe an Stützluft auf ein Drittel zurückgehen. Diese Reduktion ist deutlich stärker als bei den untersuchten Betriebspunkten in Kapitel 5. Dort konnten aufgrund eines variierten Eindüsungsimpulses niedrigere Mischungstemperaturen und dadurch bedingt eine Reduktion der Stickoxidemissionen beobachtet werden. Im vorliegenden Fall mischt die Stützluft den Brennstoff im Fernfeld homogener. Gleichzeitig steigen die Varianz und die mittleren Konzentrationen der Stützluft im Fernfeld mit zunehmendem Stützluftimpuls. Um diese Stickoxidreduktion in Folge der Stützluftzugabe nochmals differenzierter zu betrachten, werden deshalb die JPMFs der einzelnen Betriebspunkte untersucht. Die JPMFs im Fernfeld können genau aufzeigen, wie sich die Mischungszustände durch die Stützluft verändern und welche Auswirkungen auf die Emissionsbildung zu erwarten sind.

In Abbildung 7.14 sind die Mischungs-JPMFs im Fernfeld bei $r/d_{\text{eff}} = 0,5$, $x/d_{\text{eff}} = 25$ zu sehen. Man kann erkennen, dass durch die Zugabe von Stützluft die Varianz des Brennstoffs sukzessive ab $J_{\text{ca}} = 100$ reduziert wird. Die mittlere Mischung wird durch die Stützluft deutlich homogener, es wird jedoch auch hier keine homogene Mischung zwischen den Stoffströmen erreicht. Gleichzeitig bleibt die Konzentrations- und Varianzerhöhung der Stützluft

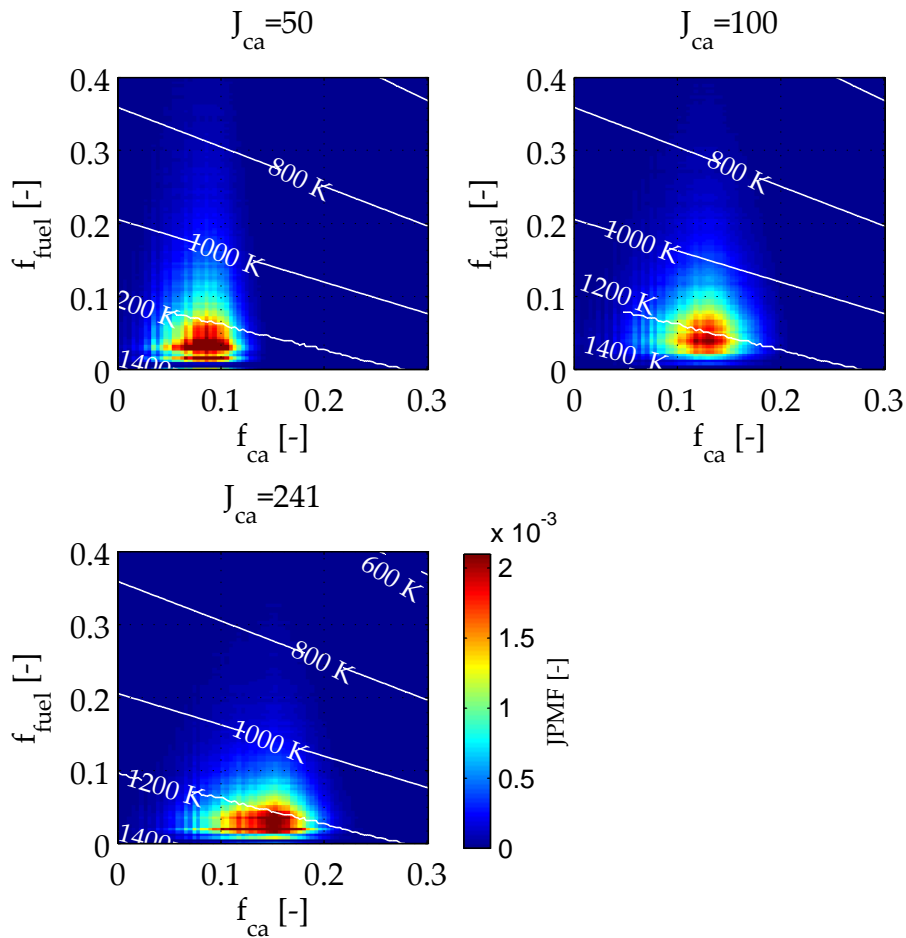


Abbildung 7.14: JPMFs im Fernfeld bei $r/d_{\text{eff}} = 0,5$, $x/d_{\text{eff}} = 25$ mit Isolinien der Temperatur.

in Abhängigkeit zum Eingangsimpuls auch im Fernfeld erhalten. Die Varianz der Stützluft-PMF nimmt mit zunehmendem Impulsstromdichteverhältnis zu. Dadurch sind auch im Fernfeld die mittleren Mischungstemperaturen niedriger als im Fall ohne Stützluft. Im Fall von $J_{\text{ca}} = 241$ sieht man in Abbildung 7.7, dass die mittleren Mischungstemperaturen gegenüber dem Betriebspunkt $J_{\text{ca}} = 100$ ansteigen. Trotzdem sinken die Stickoxidemissionen beim Betriebspunkt $J_{\text{ca}} = 241$ gegenüber $J_{\text{ca}} = 100$. Diese Stickoxidreduktion lässt sich folglich nicht mit dem Temperaturrückgang im Gemisch erklären. In Abschnitt 4.3.4 hat sich gezeigt, dass trotz sinkender Gemischtemperaturen nicht automatisch mit einer Reduktion der Stickoxidemissionen gerechnet werden kann, da auch die Luftzahl und die damit einhergehende adiabate Flammentemperatur die Stickoxidbildung bestimmen.

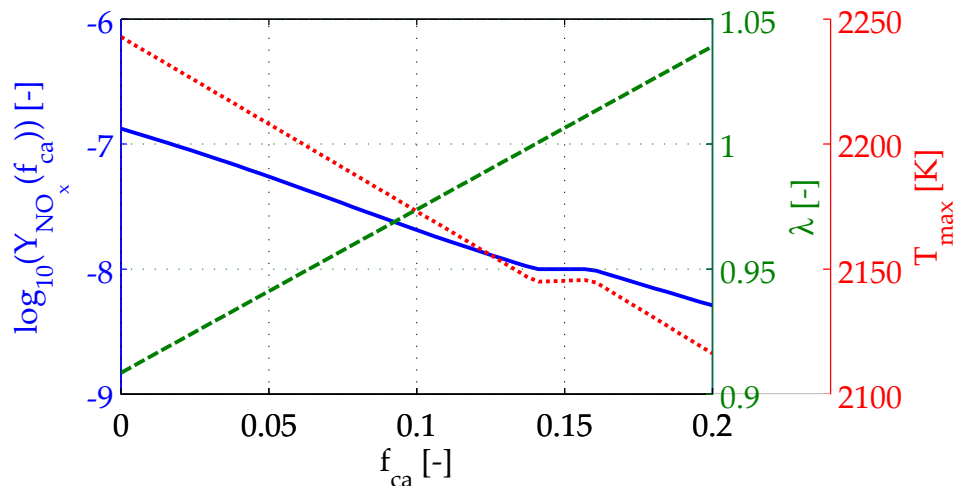


Abbildung 7.15: Spalte aus der Matrize der Stickoxidemissionen bei $f_{\text{fuel}} = 0,05$ mit variiertem Stützluftanteil.

Deshalb werden die auftretenden Effekte in Abschnitt 7.2 anhand der Matrize F_{NO_x} nochmals genauer analysiert. Abbildung 7.15 zeigt die Werte aus einer Spalte der Matrize F_{NO_x} bei konstantem Brennstoffmischungsbruch $f_{\text{fuel}} = 0,05$ und verschiedenen Stützluftmischungsbrüchen. Die entstehenden Stickoxidemissionen sind logarithmisch über den Stützluftmischungsbruch aufgetragen. Die Luftzahl und die Temperatur T_{max} sind linear dargestellt. Wie man in Abbildung 7.15 sieht, sinkt die Mischungstemperatur annähernd linear mit zunehmendem Stützluftanteil. Gleichzeitig steigt durch die Stützluft die Luftzahl λ an. Für magere Gemische steigen bei gleich bleibenden Mischungstemperaturen die Stickoxidemissionen an. Jedoch sinkt durch die Zugabe von Stützluftzugabe die Mischungstemperatur T_{mix} infolge des verminderten Heißgasanteils. Durch diesen Effekt nehmen die Stickoxidemissionen exponentiell mit einer Zugabe an Stützluft ab. Durch die lineare Abhängigkeit von f_{ca} und T_{max} wirkt sich die erhöhte Mischungsvarianz der Stützluft nur geringfügig auf die mittlere Temperatur aus. Da f_{ca} und Y_{NO_x} jedoch exponentiell zusammenhängen, wirkt sich die erhöhte Mischungsvarianz der Stützluft merklich auf die mittleren Stickoxidemissionen aus und führt im vorliegenden Fall zu deutlichen Reduktionen. Anhand dieses Verlaufs lässt sich der weitere Rückgang beim Betriebspunkt $J_{\text{ca}} = 172$ gegenüber $J_{\text{ca}} = 100$ erklären. Das Temperaturplateau von T_{max} um $f_{\text{ca}} = 0,125$ ist auf die abschnittsweise definierte Wärmekapazität von Kohlendioxid

bei 1200 K zurückzuführen.⁴

7.3 Strahlverhalten mit Stützluft

Die Mischungsergebnisse aus den Wasserkanalmessungen zeigen, dass durch die Zugabe von konzentrischer Stützluft der Gesamtstrahl weiter in das umgebende Heißgas eindringt. Die Stützluft dringt dabei in den Brennstoffstrahl ein und transportiert diesen homogener gemischt in Richtung des Heißgases. Dennoch wird auch durch die Zugabe an Stützluft keine homogene Mischung zwischen allen Stoffströmen erreicht. Im Fall der einfachen Eindüsung zeigte sich bereits, dass der Übergangsbereich zwischen Strahl und Heißgas die für die Zündung wesentlichen Zündkerne generiert. Dies ist auch mit Stützluft zu beobachten. Ebenfalls zeigen die PMF-Verteilungen in den Scherschichten, dass aus sehr gut vorgemischtem, heißem Brennstoff erste Zündereignisse im Fernfeld entstehen. Da durch die Stützluft die Mischungstemperatur im Randbereich des Strahls sinkt, sagen die Wasserkanaldaten unter Verwendung des effektiven Durchmessers die Positionen der ersten Zündereignisse weiter stromab voraus. Dies deckt sich mit den Beobachtungen im Verbrennungsexperiment. Hier steigt die Flammenabhebehöhe mit zunehmendem Stützluftanteil an und stagniert dann für Stützluftimpulse ab $J_{ca} \geq J_{fuel}$. Dieses Phänomen lässt sich mit tieferem seitlichem Eindringen des Strahls und der besseren Vermischung mit der heißen Grundströmung erklären. Hierdurch steigen der Heißgasanteil und die Temperaturen im Gemisch des Brennstoffstrahls erneut an. Insgesamt passen die gemessenen und modellierten Werte der Zündverzugspositionen gut zueinander. Die Modellierung kann sowohl die Trends als auch die axiale Varianz der Zündverzugspositionen richtig vorhersagen.

Durch die zusätzliche konzentrische Eindüsung von Stützluft um die coaxiale Brennstoff-Eindüsung kann eine deutliche Reduktion der Stickoxidemissionen beobachtet werden. Diese Emissionsminderung kann auch mit der auf das Dreistoffsystem erweiterten Modellierung nachvollzogen werden. Durch die zugegebene Stützluft sinken der

⁴Eine mittlere Mischungstemperatur von $T_{mix} = 1200$ K führt bei der vorliegenden Gemischzusammensetzung zu einer maximalen Temperatur von $T_{max} = 2310$ K bei der Reaktion.

Heißgasanteil im Gemisch und die mittleren Temperaturen. Wie im Fall der einfachen Eindüsung kann deshalb ein Teil des Stickoxidemissionsrückgangs auf die Temperaturreduktion des Gemischs in der Reaktionszone zurückgeführt werden. Dies verdeutlicht die Betrachtung der JPMF. Die Stickoxid-Emissionsminderung durch die konzentrisch zugemischte Stützluft übersteigt die Stickoxid-Emissionsminderung bei der koaxialen Eindüsung durch Pulsänderung erheblich, da die Stützluft das Mischungsverhalten des Brennstoffs deutlicher beeinflusst. Dies erklärt damit auch, weshalb die konzentrische Stützluft-Eindüsung zu deutlich höherer Stickoxidreduktion führt als beispielsweise die reine Vormischung von Stützluft und Brennstoff, wie Driscoll et al. [25] bei fremdgezündeten Flammen beobachten.

Ab $J_{ca} \geq J_{fuel}$ steigen die mittleren Mischungstemperaturen leicht an, jedoch ist ein weiterer Rückgang an Stickoxidemissionen zu beobachten. In diesem Fall lässt sich die Stickoxidminderung anhand der Mischungsvarianz der Stützluft erklären. Diese steigt in Abhängigkeit vom Impulsstromdichteverhältnis der Stützluft an. Hierdurch fällt der exponentielle Zusammenhang zwischen entstehenden Stickoxidemissionen und Stützluftmischungsbruch stärker ins Gewicht, da mehr Mischungszustände erreicht werden mit niedrigeren Stickoxidemissionen. Hierdurch entsteht im Mittel weniger NO_x .

Der Einsatz von Stützluft ist durch das Verlöschen der Zündereignisse limitiert. Dies führt im Fall von fremdgezündeten Flammen zu einem Flammenabblasen. Bei dem vorliegenden Experiment bewirkt die Stützluft eine Gemischabkühlung, die wiederum in eine Erhöhung der Zündverzugszeit resultiert. Bei großen Mengen an Stützluft wird dies letztendlich zu einem Reaktionsabbruch führen, wie der zeitliche Rückgang an Zündereignissen beim Betriebspunkt $J_{ca} = 172$ nahelegt. Daher verschafft diese Art der Eindüsung in einem technischen System nur in Kombination mit weiteren aerodynamischen Mischungsmaßnahmen wie beispielsweise einem Wirbelmischer oder Stabilisierungsmaßnahmen in Form eines Flächensprungs Vorteile bei der Emissionsminderung und Steuerung der Zündposition.

8 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden verschiedene Eindüsungssysteme, die teilvorgemischt durch Selbstzündung zur Verbrennung kommen, mit Wasserkanalmessungen und Verbrennungsversuchen analysiert. Ziel war es zu zeigen, dass über hoch aufgelöste Mischungsstatistik, die im Wasserkanal gemessen wurde, bereits quantitative Aussagen zum Zündverzug und zu den Stickoxidemissionen möglich sind. Ferner sollte die weitere Hypothese von Markides, dass es ein Verbrennungsregime gibt, in dem die Verbrennung selbstzündungsdominiert abläuft, untersucht werden.

Im ersten Teil der Arbeit wurde eine koaxiale Eindüsung untersucht. Das Mischungsfeld der Eindüsung wurde im Wasserkanal vermessen. Zur Visualisierung wurde Laserinduzierte Fluoreszenz (LIF) mit Uranin als Markierstoff verwendet. Aus den Wasserkanalmischungsfeldern wurden adiabate Mischungstemperaturen und lokale Gemischzusammensetzungen bestimmt. Diese Größen gingen als Eingangsgrößen in Reaktorrechnungen ein, mit denen der Quellterm, das Inverse der Zündverzugszeit τ_{sz} , und die Stickoxidemissionen bestimmt wurden. Durch Gewichtung mit der Statistik wurden lokale mittlere Werte für beide Größen berechnet, die mit den Messwerten aus Verbrennungsversuchen validiert wurden. Es wurde gezeigt, dass die Berücksichtigung der Mischungsstatistik eine genauere Detailanalyse der Verbrennungsergebnisse zulässt, als es bisher mit Auslegungskorrelationen wie der von Spadaccini und Colket [79] möglich war.

Die Mischungsstatistik der koaxialen Injektion für die vorliegenden Betriebspunkte zeigt, dass die Feinmischung im Nahfeld der Injektion kaum vom Impulsstromdichteverhältnis abhängt. Wie die Reaktorrechnungen zeigen, findet in diesem Bereich die Initiierung der Selbstzündung statt, die schließlich stromab im Fernfeld zu sichtbaren Zündereignissen führt. Auf Basis dieser Ergebnisse kann

der geringe Einfluss des Impulsstromdichteverhältnisses auf den Zündverzug und die Zündpositionen im Verbrennungsexperiment nachvollzogen werden. Im Fernfeld zeigt die Mischung eine stärkere Abhängigkeit vom Impulsstromdichteverhältnis. Je höher dieses ist, desto feiner mischt der Brennstoff sich mit dem umgebenden Heißgas. Jedoch desto höher sind auch die absoluten Konzentrationen an Brennstoff. Hierdurch wird die lokale mittlere Mischungstemperatur in Abhängigkeit zum Eindüsungsimpuls niedriger. Dies spiegelt sich in den modellierten und gemessenen Stickoxidemissionen wider, da diese mit zunehmendem Impulsstromdichteverhältnis abnehmen. Auch bei hohen Impulsstromdichteverhältnissen wird im Fernfeld keine homogene Mischung zwischen Brennstoff und Heißgas erzielt. Aufgrund der guten Trendvorhersage der Stickoxidmodellierung kann angenommen werden, dass die Verbrennungsvorgänge im Wesentlichen in Form von Selbstzündung ablaufen.

Im zweiten Teil der Arbeit wurde die koaxiale Eindüsung zusätzlich mit einem dünnen Mantel aus Stützluft umgeben. Um das Mischungsverhalten der ganzen Eindüsung simultan aufzunehmen, wurde eine neuartige optische Messtechnik entwickelt. Hierbei wird neben der Laserinduzierten Fluoreszenz ein Messverfahren eingesetzt, das basierend auf Mie-Streuung Konzentrationsmessungen ermöglicht. Der Vorteil in dieser Anwendung ist, dass für die letzte Methode handelsübliche Partikel aus Polyamid eingesetzt werden können. Diese werden bei Wasserkanalmessungen bereits für PIV-Messungen verwendet und sind sowohl kostengünstig als auch umweltfreundlich. Diese Partikel streuen im Gegensatz zu typischen verwendeten Fluoreszenz-Farbstoffen das Laserlicht elastisch, wodurch das LIF und Mie-Signal bei Anregung mit Laserlicht einer Wellenlänge einfach durch optische Filter getrennt werden können. Die simultane Anwendung wurde mit einem Referenzaufbau validiert. Die Modellierung der koaxialen Injektion wurde auf das Dreistoffsystem hin angepasst und daraus die mittleren Zündverzögerungen und Stickoxidemissionen ermittelt. Bei der Modellierung wurde die statistische Unabhängigkeit der Brennstoff- und Stützluft-PMFs ausgenutzt.

Dann wurde erstmals die Eindüsung mit Brennstoff und variier-

ten Stützluftimpulsstromdichteverhältnissen vermessen. Das bis dahin unbekannte Mischungsverhalten konnte untersucht werden. Die Stützluft dringt mit zunehmendem Impuls weiter in das umgebende Heißgas ein. Gleichzeitig wird der Brennstoff durch die Zugabe von Stützluft weiter in das umgebende Heißgas getragen. In den Randzonen des Strahls, wo die ersten Zündereignisse entstehen, wird der Brennstoff durch die Stützluft erheblich feiner vorgemischt. Gleichzeitig nimmt der Massenanteil an Stützluft proportional zu deren Eingangsimpuls im Randbereich des Strahls zu. In diesen Regionen nehmen die mittleren Temperaturen ab. Infolge dessen erhöhen sich durch die Zugabe von Stützluft die Zündverzugszeit und die axiale, unskalierte Zündverzugsposition. Ab $J_{ca} \geq J_{fuel}$ wird durch den Impuls der Stützluft der Strahl stärker mit dem umgebenden Heißgas gemischt. Hierdurch steigen die Mischungstemperaturen gegenüber dem Betriebspunkt $J_{ca} = J_{fuel}$ weiter an und die Zündorte wandern nicht mehr weiter stromab. Die Mischungsuntersuchungen belegen damit den Trend, der in den Verbrennungsuntersuchungen auftritt.

Die globalen Stickoxidemissionen nehmen durch die Zugabe an konzentrischer Stützluft ab. Diese Reduktion ist höher als bei der einfachen koaxialen Eindüsung des Brennstoffs. Dieser Trend kann sowohl in den Messungen als auch in den modellierten Ergebnissen beobachtet werden. Anhand einiger repräsentativer JPMFs aus Brennstoff und Stützluft im Bereich der Zündereignisse wurde dieser Trend der Stickoxidemissionen für jeden Betriebspunkt analysiert. Durch die Stützluft wird der Brennstoff homogener gemischt. Gleichzeitig steigt proportional zum Impuls der Stützluft deren Mischungsvarianz an. Diese Mischungsvarianz führt bis $J_{ca} = 100$ zu einer Reduktion der mittleren Gemischtemperatur. Hierdurch kann die Stickoxidreduktion dieser Betriebspunkte erklärt werden. Bei $J_{ca} = 241$ sind die mittleren Temperaturen höher als bei $J_{ca} = 100$. Dennoch nehmen die Stickoxidemissionen weiter ab. Hier machen die JPMFs deutlich, dass durch die starke Varianzzunahme der Stützluft mehr Mischungszustände mit geringeren Stickoxidemissionen bei niedrigeren Temperaturen generiert werden als bei den anderen beiden Betriebspunkten. Die Mischungstemperatur hängt näherungsweise linear, die Stickoxidemissionen hingegen exponentiell vom Mischungsbruch der

Stützluft ab. Hierdurch wirken sich die erhöhten Mischungsvarianzen der Stützluft stärker auf die mittleren Stickoxidemissionen aus als auf die mittleren Mischungstemperaturen. Bei den Betriebspunkten mit sehr hohem Stützluftimpuls nimmt die Häufigkeit an Zündereignissen ab, da durch die Abkühlung die Selbstzündzeit erhöht wird und die Reaktion häufiger unterbrochen wird. Diese Beobachtung macht deutlich, dass der Einsatz von Stützluft zur Stickoxidminderung nur begrenzt möglich ist. Bei noch höheren Mengen an Stützluft muss mit erheblichem Flammenverlöschen und damit verbundenen CO-Emissionen gerechnet werden.

Abschließend lassen sich die Hypothesen von Markides, nämlich dass der Zündverzug sich durch die Mischungsstatistik beschreiben lässt und es Selbstzündregimes gibt, die selbstzündungsdominiert sind, mit dieser Arbeit bestätigen. Dies konnte für eine einfache koaxiale Eindüsung und eine koaxiale Doppelstoffdüse nachgewiesen werden.

Im Hinblick auf weitere Arbeiten ist besonders die Erkenntnis wichtig, dass die gekoppelte Wahrscheinlichkeitsverteilung der Mischung von Stützluft und Brennstoff statistisch unabhängig voneinander sind. Diese Beobachtung kann in zukünftige Verbrennungsmodellierungen von ternären Mischungssystemen einfließen. Beispielweise wurde in der Arbeit von Brandt [11] die JPFD beider Größen als statistisch abhängig angenommen. Die auf dieser Annahme basierende aufwändige Rekonstruktion der JPFD kann somit zukünftig entfallen. Des Weiteren bietet die neu entwickelte Messtechnik die Möglichkeit, auch weitere komplexere ternäre Mischungssysteme zu vermessen und deren Verhalten besser zu verstehen.

Literaturverzeichnis

- [1] BARTELS, M. ; GATZEN, C. ; LINDENBERGER, D. ; MÜSGENS, F. ; PEEK, M. ; SEELIGER, A. ; STEUBER, D. ; WISSEN, R. ; HOFER, P. ; KIRCHNER, A. ; SCHEELHAASE, J. ; SCHLESINGER, M. : EWI/prognos Energiereport IV: Die Entwicklung der Energiemärkte bis zum Jahr 2030 Energiewirtschaftliche Referenzprognose. 2005
- [2] BASF CORPORATION: Product Information Basacid® Yellow 226. 2000
- [3] BASF CORPORATION: Sicherheitsdatenblatt Basacid Gelb 226. 2011
- [4] BECKER, H. ; HOTTEL, H. ; WILLIAMS, G. : On the Light-Scatter Technique for the Study of Turbulence and Mixing. In: Journal of Fluid Mechanics 30(2) (1967), S. 259–284
- [5] BECKER, H. ; HOTTEL, H. ; WILLIAMS, G. : The Nozzle-Fluid Concentration Field of the Round, Turbulent, Free Jet. In: Journal of Fluid Mechanics 30 (1967), 11, S. 285–303
- [6] BECKER, H. ; HOTTEL, H. ; WILLIAMS, G. : Concentration Fluctuations in Ducted Turbulent Jets. In: Symposium (International) on Combustion 9(1) (1976), S. 7–20
- [7] BEER, A. : Bestimmung der Absorption des rothen Lichts in farbigen Flüssigkeiten. In: Annalen der Physik 162 (1852), Nr. 5, S. 78–88
- [8] BOZZELLI, J. ; DEAN, A. : O + NNH: A Possible new Route for NO_x Formation in Flames. In: International Journal of Chemical Kinetics 27 (1995), November, Nr. 11, S. 1097–1109
- [9] BRACKMANN, U. : Lambdachrome® Laser Dyes, 2000

- [10] BRADSHAW, P. : An Introduction to Turbulence and its Measurement. Cambridge : Univ. Pr., 1951 (The Cambridge series of physical chemistry). – ISBN 978–1–483–14084–1
- [11] BRANDT, M. : Beschreibung der Selbstzündung in turbulenter Strömung unter Einbeziehung ternärer Mischvorgänge, Technische Universität München, Dissertation, 2005
- [12] BRAUN, K. : Numerische Optimierung des Zentralinjektors einer generischen SEV-Gasturbinenbrennkammer. 2010
- [13] BRÜCKNER-KALB, J. : Sub-ppm-NO_x-Verbrennungsverfahren für Gasturbinen, Technische Universität München, Dissertation, 2008
- [14] BURGESS, C. : Investigation of Lifted Flames in a Controlled Co-flow, University of London, Dissertation, 2000
- [15] BURGESS, C. ; LAWN, C. : The Premixture Model of Turbulent Burning to Describe Lifted Jet Flames. In: Combustion and Flame 119 (1999), Nr. 1-2, S. 95–108
- [16] CABRA, R. ; CHEN, J. ; DIBBLE, R. ; KARPETIS, A. ; BARLOW, R. : Lifted Methane-Air Jet Flames in a Vitiated Coflow. In: Combustion and Flame 143 (2005), S. 491–506
- [17] CHARALAMPOUS, G. ; HARDALUPAS, Y. ; TAYLOR, A. : Characterisation of Instabilities on the Interface of Coaxial Jets of Immiscible Liquids with Laser Induced Fluorescence. In: 14th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, 2008
- [18] CHEN, R.-H. ; DRISCOLL, J. F.: Nitric Oxide Levels of Jet Diffusion Flames: Effects of Coaxial Air and Other Mixing Parameters. In: Twenty-Third Symposium (International) on Combustion Bd. 23, 1990. – ISSN 0082–0784, S. 281–288
- [19] CORREA, S. : A Review of NO_x Formation Under Gas-Turbine Combustion Conditions. In: Combustion Science and Technology 87 (1993), Nr. 1-6, S. 329–362
- [20] CRAYA, A. ; CURTET, R. : Sur l'Évolution d'un Jet en espace Confiné. In: Mécanique des fluides Séance du 22 Aout (1955), S. 621–622

- [21] CURTET, R. : Confined Jets and Recirculation Phenomena with Cold Air. In: *Combustion and Flame* 2 (1958), S. 383–410
- [22] DAHM, W. : Experiments on Entrainment, Mixing and Chemical Reactions in Turbulent Jets at Large Schmidt Number, Graduate Aeronautical Laboratories, California Institute of Technology, Dissertation, 1985
- [23] DAHM, W. ; MAYMAN, A. : Blowout Limits of Turbulent Jet Diffusion Flames for Arbitrary Source Conditions. In: *AIAA Journal* 28 (1990), S. 1157–1162
- [24] DOLEŽAL, R. : Dampferzeugung. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 1985. – ISBN 978–3–642–82364–0
- [25] DRISCOLL, J. ; CHEN, R.-H. ; YOON, Y. : Nitric Oxide Levels of Turbulent Jet Diffusion Flames: Effects of Residence Time and Damköhler Number. In: *Combustion and Flame* 88 (1992), Nr. 1, S. 37–49
- [26] DÜSING, M. ; CIANI, A. ; EROGLU, A. : Effect of Mixing Quality on NO_x Emissions in Reheat Combustion of GT24 and GT26 Engines. In: *ASME Conference Proceedings* (2011), Nr. 54624, S. 633–642
- [27] ECO PHYSICS AG: Benutzerhandbuch zu CLD 700 EL ht, 1997
- [28] EICHINGER, A. : Versuchsplanung und Statistik. 2012. – Vorlesung an der TU München
- [29] EROGLU, A. ; DÖEBBELING, K. : Vortex Generators in Lean-Premix Combustion. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 123 (2001), S. 41–49
- [30] FISCHER, F. V.: Modeling Ternary Mixing in Turbulent Flow, Technische Universität München, Dissertation, 2013
- [31] GAO, X. : Mischungsuntersuchung einer zentralen Injektionslanze mit und ohne Stützluft. 2012. – Semesterarbeit am Lehrstuhl für Thermodynamik an der TU München
- [32] GLASSMAN, I. ; YETTER, R. : *Combustion*. 4. Heidelberg : Elsevier Academic Press, 2008. – ISBN 978–0–080–56881–2

- [33] GOODWIN, D. ; MALAYA, N. ; MOFFAT, H. ; SPETH, R.: Cantera: An Object-Oriented Software Toolkit for Chemical Kinetics, Thermodynamics, and Transport Processes. <https://code.google.com/p/cantera>, 2012
- [34] GURUZ, A. ; GURUZ, H. ; OSUWAN, S. ; STEWARD, F. : Aerodynamics of a Confined Burning Jet. In: Combustion Science and Technology 9 (1974), Nr. 3-4, S. 103–110
- [35] GURVICH, L. ; VEYTS, I. ; ALCOCK, C. : Thermodynamic Properties of Individual Substances. 4. New York : Hemisphere Publishing Corporation, 1989. – ISBN 978–0–891–16760–0
- [36] GÜTHE, F. ; HELLAT, J. ; FLOHR, P. : The Reheat Concept: The Proven Pathway to Ultra-Low Emissions and High Efficiency and Flexibility. In: ASME Conference Proceedings (2007), Nr. 27846, S. 641–648
- [37] HABISREUTHER, P. ; GALEAZZO, F. ; PRATHAP, C. ; ZARZALIS, N.: Structure of Laminar Premixed Flames of Methane Near the Auto-Ignition Limit. In: Combustion and Flame 160 (2013), Nr. 12, S. 2770–2782
- [38] HANER, E. ; PERNPEINTNER, M. ; HIRSCH, C. ; SATTELMAYER, T. : Simultaneous Application of PLIF and MixPIV: Quantification of the Measurement Precision. In: 20. Fachtagung Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik, Rostock, 2012
- [39] HANER, E. ; TAUTSCHNIG, G. ; HERTWECK, M. ; HIRSCH, C. ; SATTELMAYER, T. : Analysis of a Co-Flowing Fuel Injection with a Concentric Carrier-Air Inlet in Autoignition Driven Combustion Chambers. In: 6th European Combustion Meeting (ECM2013), Lund, Sweden, 2013
- [40] HINZE, J. : Turbulence: An Introd. to its Mechanism and Theory. New York : McGraw-Hill, 1975. – ISBN 0–07–029037–7
- [41] HIRSCH, C. : Technische Verbrennung: Einführung in Theorie und Anwendung technischer Verbrennungssysteme. 2009. – Vorlesungsmanuskript des Lehrstuhls für Thermodynamik an der TU München

- [42] JOOS, F. : Technische Verbrennung: Verbrennungstechnik, Verbrennungsmodellierung, Emissionen. Berlin, Heidelberg : Springer, 2006. – ISBN 978–3–540–34334–9
- [43] JOOS, F. ; BRUNNER, P. ; STALDER, M. ; TSCHIRREN, S. : Field Experience with the Sequential Combustion System of the GT24 /GT26 Gas Turbine Family. 1998. – Forschungsbericht. – ABB Review
- [44] KÄSS, W. : Geohydrologische Markierungstechnik. 2. Berlin, Stuttgart: Gebrüder Borntraeger, 2004. – ISBN 978–3–443–01013–3
- [45] KOCH, A. ; NAUMANN, C. ; MEIER, W. ; AIGNER, M. : Experimental Study and Modeling of Autoignition of Natural Gas / Air-Mixtures under Gas Turbine Relevant Conditions. In: Proceedings of ASME Turbo Expo (2005), Nr. 68405, S. 311–318
- [46] KOLMOGOROV, A. : A Refinement of Previous Hypotheses Concerning the Local Structure of Turbulence in a Viscous Incompressible Fluid at high Reynolds Number. In: Journal of Fluid Mechanics 13 (1962), Nr. 1, S. 82–85
- [47] KULKARNI, R. : Large Eddy Simulation of Autoignition in Turbulent Flows, Technische Universität München, Dissertation, 2012
- [48] LACARELLE, A. ; GÖKE, S. ; PASCHEREIT, C. : A Quantitative Link Between Cold-Flow Scalar Unmixedness and NO_x Emissions in a Conical Premixed Burner. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2010: Power for Land, Sea and Air (2010), Nr. 23132, S. 919–931
- [49] LAUER, M. ; SATTELMAYER, T. : Luftzahlmessungen in einer turbulenten Drallflamme auf Basis spektral gelöster Chemilumineszenz. 2007 (1988). – VDI-Bericht
- [50] LAVISION GMBH: LIF in Liquid Fluids. 7.2, 4 2009
- [51] LAWN, C. : Lifted Flames on Fuel Jets in Co-Flowing Air. In: Progress in Energy and Combustion Science 35 (2009), Nr. 1, S. 1–30
- [52] LECHNER, C. ; SEUME, J. : Stationäre Gasturbinen. 2. Heidelberg Dordrecht London New York : Springer Verlag, 2010. – ISBN 978–3–540–92787–7

- [53] MACZYNSKI, J. : A Round Jet in an Ambient Co-Axial Stream. In: Journal of Fluid Mechanics 13 (1962), S. 597–608
- [54] MARKIDES, C. : Autoignition in a Turbulent Duct Flow, University of Cambridge, Dissertation, 2005
- [55] MARKIDES, C. ; MASTORAKOS, E. : An Experimental Study of Hydrogen Autoignition in a Turbulent Co-Flow of Heated Air . In: Proceedings of the Combustion Institute 30 (2005), Nr. 1, S. 883–891
- [56] MARKIDES, C. ; MASTORAKOS, E. : Experimental Investigation of the Effects of Turbulence and Mixing on Autoignition Chemistry. In: Flow, Turbulence and Combustion 86 (2011), Nr. 3-4, S. 585–608
- [57] MASTORAKOS, E. : Ignition of Turbulent Non-Premixed Flames. In: Progress in Energy and Combustion Science 35 (2009), S. 57–97
- [58] MAYER, C. : Konzept zur vorgemischten Verbrennung wasserstoffhaltiger Brennstoffe in Gasturbinen, Technische Universität München, Dissertation, 2012
- [59] MIDGLEY, K. : An Isothermal Experimental Study of the Unsteady Fluid Mechanics of Gas Turbine Fuel Injector Flowfields, Loughborough University, Dissertation, 2005
- [60] MIE, G. : Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. In: Annalen der Physik 330 (1908), Nr. 3, S. 377–445
- [61] NATIONAL INSTITUTE OF STANDARDS AND TECHNOLOGY: NIST Chemistry WebBook. <http://webbook.nist.gov/chemistry/>, 2011
- [62] OLDENHOF, E. ; TUMMERS, M. ; VEEN, E. van ; ROEKAERTS, D.: Ignition Kernel Formation and Lift-Off Behaviour of Jet-In-Hot-Coflow flames. In: Combustion and Flame 157 (2010), S. 1167–1178
- [63] OLDENHOF, E. ; TUMMERS, M. ; VEEN, E. van ; ROEKAERTS, D.: Role of Entrainment in the Stabilisation of Jet-in-Hot-Coflow Flames. In: Combustion and Flame 158 (2011), S. 1553–1563

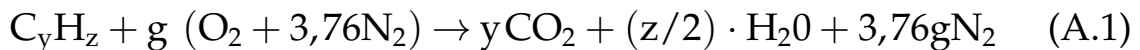
- [64] PERNPEINTNER, M. ; LAUER, M. ; HIRSCH, C. ; SATTELMAYER, T.: A Method to Obtain Planar Mixture Fraction Statistics in Turbulent Flows Seeded with Tracer Particles. In: Proceedings of ASME Turbo Expo (2011), Nr. 46844, S. 1341–1350
- [65] PETERS, N. : Technische Verbrennung. 2012. – Skriptum RWTH Aachen
- [66] PFEIFER, C. ; KRESS, S. ; KUHN, D. : Temperature Determination in a Transient Free Fuel Jet with Equilibrium Temperature of the Local Molar Mixture Fraction. In: Heat Mass Transfer 46 (2010), S. 747–755
- [67] PITTS, W. : Effects of Global Density Ratio on the Centerline Mixing Behavior of Axisymmetric Turbulent Jets. In: Experiments in Fluids 11 (1991), S. 125–134
- [68] PITTS, W. : Reynolds Number Effects on the Mixing Behavior of Axisymmetric Turbulent Jets. In: Experiments in Fluids 11 (1991), S. 135–141
- [69] PITTS, W. ; KASHIWAGI, T. : The Application of Laser-Induced Rayleigh Light Scattering to the Study of Turbulent Mixing. In: Journal of Fluid Mechanics 141 (1984), 4, S. 391–429
- [70] RAFFEL, J. ; WILLERT, C. ; WERELEY, S. ; KOMPENHANS, J. : Particle Image Velocimetry a Practical Guide. 2. Berlin Heidelberg New York : Springer, 2007. – ISBN 978-3-540-72307-3
- [71] RAJARATNAM, N. : Turbulent Jets. 1. Amsterdam Oxford New York : Elsevier, 1976. – ISBN 978-0-080-86996-4
- [72] REVUELTA, A. ; SÁNCHEZ, A. ; LIÑÁN, A. : The Virtual Origin as a First-Order Correction for the Far-Field Description of Laminar Jets. In: Physics of Fluids 14 (2002), S. 1821–1824
- [73] ROACH, P. : The Generation of Nearly Isotropic Turbulence by Means of Grids. In: The international Journal of Heat and Fluid Flow 8 (1987), S. 82–92
- [74] SANGL, J. : Erhöhung der Brennstoffflexibilität von Vormischbrennern durch Beeinflussung der Wirbeldynamik, Technische Universität München, Dissertation, 2011

- [75] SAUTET, J. ; STEPOWSKI, D. : Single-Shot Laser Mie Scattering Measurements of the Scalar Profiles in the Near Field of Turbulent Jets with Variable Densities. In: Experiments in Fluids 16 (1994), S. 353–367
- [76] SCHWERTFIRM, F. : Direkte Simulation und Modellierung des Mikromischens bei hohen Schmidt Zahlen, Technische Universität München, Dissertation, 2008
- [77] SHAUGHNESSY, E. ; MORTON, J. : Laser Light-Scattering Measurements of Particle Concentration in a Turbulent Jet. In: Journal of Fluid Mechanics 80 (1977), S. 129–148
- [78] SMITH, G. ; GOLDEN, D. ; FRENKLACH, M. ; MORIARTY, B. N.W. E. N.W. Eiteneer ; GOLDENBERG, M. ; BOWMAN, C. ; HANSON, R. ; SONG, S. ; GARDINER, W. ; LISSIAWSKI, V. ; QIN, Z. : GRI 3.0. www.me.berkeley.edu/gri-mech/, 2014
- [79] SPADACCINI, L. ; COLKET III, M. : Ignition Delay Characteristics of Methane Fuels. In: Prog. Energy Combust. Sci. 20 (1994), S. 431–460
- [80] STEWARD, F. ; GURUZ, A. : Aerodynamics of a Confined Jet with Variable Density. In: Combustion Science and Technology 16, Ausgabe 1-2, (1977), S. 29–45
- [81] SWM SERVICES GMBH: Erdgasqualität im Verteilungsnetz des Großraumes München. SWM Services GmbH, 2011
- [82] TAUTSCHNIG, G. : Auto-Ignition and Combustion of Fuel Jets in Vitiated Co-Flow at Elevated Pressure, Technische Universität München, Dissertation, 2016
- [83] TAUTSCHNIG, G. ; HANER, E.-M. ; HIRSCH, C. ; SATTELMAYER, T. : Experimental and Numerical Investigation of Confined Jets in Hot Co-Flow. In: Proceedings of the ASME Turbo Expo 2014. Düsseldorf, Juni 2014
- [84] TCHEN, C. : Mean Value and Correlation Problems Connected with the Motion of Small Particles Suspended in a Turbulent Fluid, University of Delft, Dissertation, 1947

- [85] TENNEKES, H. ; LUMLEY, J. : A First Course in Turbulence. Boston: MIT Press, 1972. – ISBN 978-0-262-20019-6
- [86] THRING, M. ; NEWBY, M. : Combustion Length of Enclosed Turbulent Jet Flame. In: Proceedings of the Combustion Institute 4 (1953), S. 789–796
- [87] TIESZEN, S. ; STAMPS, D. ; O’HERN, T. : A Heuristic Model of Turbulent Mixing Applied to Blowout of Turbulent Jet Diffusion Flames. In: Combustion and Flame 106 (1996), Nr. 4, S. 442–466
- [88] TURNS, S. : An Introduction to Combustion. 2. Boston : McGraw-Hill, 1993. – ISBN 978-0-073-38019-3
- [89] WERNLI, H. : Einführung in die Tracerhydrologie. Universität Bern, 2009. – Skriptum zum hydrologischen Praktikum
- [90] WYGNANSKI, I. ; FIEDLER, H. : Some Measurements in the Self-Preserving Jet. In: Journal of Fluid Mechanics 38 (1969), 9, S. 577–612
- [91] ZEL’DOVICH, Y. : The Oxidation of Nitrogen in Combustion and Explosions. In: Acta Physicochimica U.R.S.S. 21 (1946), Nr. 4, S. 577–628

A Berechnung der Luftzahl

Für einen beliebigen Kohlenwasserstoff C_yH_z mit Umgebungsluft ¹ gilt die folgende Reaktionsgleichung



mit $g=y+z/4$. Das Massenverhältnis aus vorhandenem Sauerstoff zu Brennstoff im stöchiometrischen Fall lässt sich wie folgt in Abhängigkeit der Variablen g ausdrücken:

$$\left(\frac{m_{\text{air}}}{m_{\text{fuel}}} \right)_{\text{st}} = \left(\frac{Y_{\text{air}}}{Y_{\text{fuel}}} \right)_{\text{st}} = \frac{4,76 \cdot g}{1} \cdot \frac{M_{\text{air}}}{M_{\text{fuel}}}. \quad (A.2)$$

Für die hier verwendete Erdgasmischung [81] beträgt $g=2,0228$. Mit der Luftzahl λ kann das vorliegende Gemisch quantifiziert werden. Die Luftzahl kann aus den Massenverhältnissen eines vorliegenden Gemisches bestimmt werden. Sie wird wie folgt berechnet:

$$\lambda = \frac{\left(\frac{m_{\text{air}}}{m_{\text{fuel}}} \right)_{\text{ist}}}{\left(\frac{m_{\text{air}}}{m_{\text{fuel}}} \right)_{\text{st}}}. \quad (A.3)$$

Für $\lambda < 1$ wird das Gemisch als mager bezeichnet. Es liegt mehr Sauerstoff vor, als für die Verbrennung benötigt wird. Im Fall von $\lambda > 1$ liegt ein Brennstoffüberschuss vor. Das Gemisch wird als fett titulierte.

¹Hier wird von einer Luftzusammensetzung mit 21 % Sauerstoff und 79 % Stickstoff ausgegangen.

B Verwendete Polynome für Wärmekapazitäten

Die Polynome zur Berechnung der Wärmekapazitäten $c_{p,m,i}$ sind nachfolgend aufgeführt und sind [61] entnommen. t =Temperatur [K]/1000 bei allen Polynomen.

B.1 Sauerstoff O₂

- Gültig für: $100\text{K} < T \leq 700\text{K}$

$$\frac{c_{p,m,O_2}}{[\text{J/molK}]} = 31,3 - 20,2 \cdot t + 57,9 \cdot t^2 - 36,5 \cdot t^3 + \frac{0,007}{t^2} \quad (\text{B.1})$$

- Gültig für: $700\text{K} < T < 2000\text{K}$

$$\frac{c_{p,m,O_2}}{[\text{J/molK}]} = 30,0 + 8,8 \cdot t - 3,9 \cdot t^2 + 0,8 \cdot t^3 + \frac{0,742}{t^2} \quad (\text{B.2})$$

B.2 Stickstoff N₂

- Gültig für: $100\text{K} < T < 500\text{K}$

$$\frac{c_{p,m,N_2}}{[\text{J/molK}]} = 28,9 + 1,9 \cdot t - 9,7 \cdot t^2 + 16,6 \cdot t^3 - \frac{0,0001}{t^2} \quad (\text{B.3})$$

- Gültig für: $500\text{K} \leq T < 2000\text{K}$

$$\frac{c_{p,m,N_2}}{[\text{J/molK}]} = 19,5 + 19,9 \cdot t - 8,6 \cdot t^2 + 1,4 \cdot t^3 + \frac{0,527}{t^2} \quad (\text{B.4})$$

B.3 Kohlendioxid CO₂

- Gültig für: 298 K < T < 1200 K

$$\frac{c_{p,m,CO_2}}{[J/molK]} = 25,0 + 55,2 \cdot t - 33,7 \cdot t^2 + 7,9 \cdot t^3 - \frac{0,14}{t^2} \quad (B.5)$$

- Gültig für: 1200 K ≤ T < 6000 K

$$\frac{c_{p,m,CO_2}}{[J/molK]} = 58,2 + 2,7 \cdot t - 0,5 \cdot t^2 + 0,04 \cdot t^3 - \frac{6,5}{t^2} \quad (B.6)$$

B.4 Wasserdampf H₂O

- Gültig für: 500 K < T < 1700 K

$$\frac{c_{p,m,H_2O}}{[J/molK]} = 30,1 + 6,8 \cdot t + 6,8 \cdot t^2 - 2,5 \cdot t^3 + \frac{0,08}{t^2} \quad (B.7)$$

B.5 Methan CH₄ aus [35]

- Gültig für: 298 K < T < 1300 K

$$\frac{c_{p,CH_4}}{[J/molK]} = 0,08 + 108,5 \cdot t - 42,5 \cdot t^2 + 5,9 \cdot t^3 + \frac{0,68}{t^2} \quad (B.8)$$

B.6 Ethan C₂H₆ aus [35]

- Gültig für: 100 K < T < 3000 K

$$\frac{c_{p,m,C_2H_6}}{[J/molK]} = 1,3 \cdot t^4 - 0,9 \cdot t^3 - 39,9 \cdot t^2 + 144,5 \cdot t + 16,2; \quad (B.9)$$

B.7 Propan C₃H₈ aus [35]

- Gültig für: 100 K < T < 1500 K

$$\frac{c_{p,m,C_3H_8}}{[J/molK]} = 75,9 \cdot t^4 - 247,8 \cdot t^3 + 201,7 \cdot t^2 + 118,9 \cdot t + 27,0; \quad (B.10)$$

B.8 Butan C₄H₁₀ aus [35]

- Gültig für: 100K < T < 1500K

$$\frac{c_{p,m,C_4H_{10}}}{[J/molK]} = 63,0 \cdot t^4 - 197,2 \cdot t^3 + 113,0 \cdot t^2 + 220,1 \cdot t + 29,5; \quad (B.11)$$

B.9 Pentan C₅H₁₂ aus [35]

- Gültig für: 200K < T < 1500K

$$\frac{c_{p,m,C_5H_{12}}}{[J/molK]} = 290,2 \cdot t^4 - 939,3 \cdot t^3 + 863,7 \cdot t^2 + 49,1 \cdot t + 27,6; \quad (B.12)$$

B.10 Hexan C₆H₁₄ aus [35]

- Gültig für: 200K < T < 1500K

$$\frac{c_{p,m,C_6H_{14}}}{[J/molK]} = 350,2 \cdot t^4 - 1114,2 \cdot t^3 + 993,0 \cdot t^2 + 86,0 \cdot t + 28,5; \quad (B.13)$$

C Korrektur der Strömungsprofile

C.1 Mittelachsenprofil

Die Korrektur des Mittelachsenprofils bei der coaxialen Injektion kann bei Linienplots in radialer und axialer Ebene durchgeführt werden. Mit dieser Korrektur wird das Mischungsprofil des Strahls begradigt, sofern er sich nicht perfekt symmetrisch zur Eindüsungssachse ausbreitet. Besonders in axialen Schnitten ist diese Korrektur zum qualitativen Datenvergleich unabdingbar. Zur Korrektur wird an jeder axialen Position x der Maximalwert der Konzentration $f(r,x)_{\max}$ ermittelt. Davon ausgehend werden die Positionen der Halbwertskonzentrationen $f(r,x)_{1/2}$ bestimmt. Aus [71] ist bekannt, dass die Mischungsausbreitung der coaxialen Injektion einer Gaußverteilung entspricht,

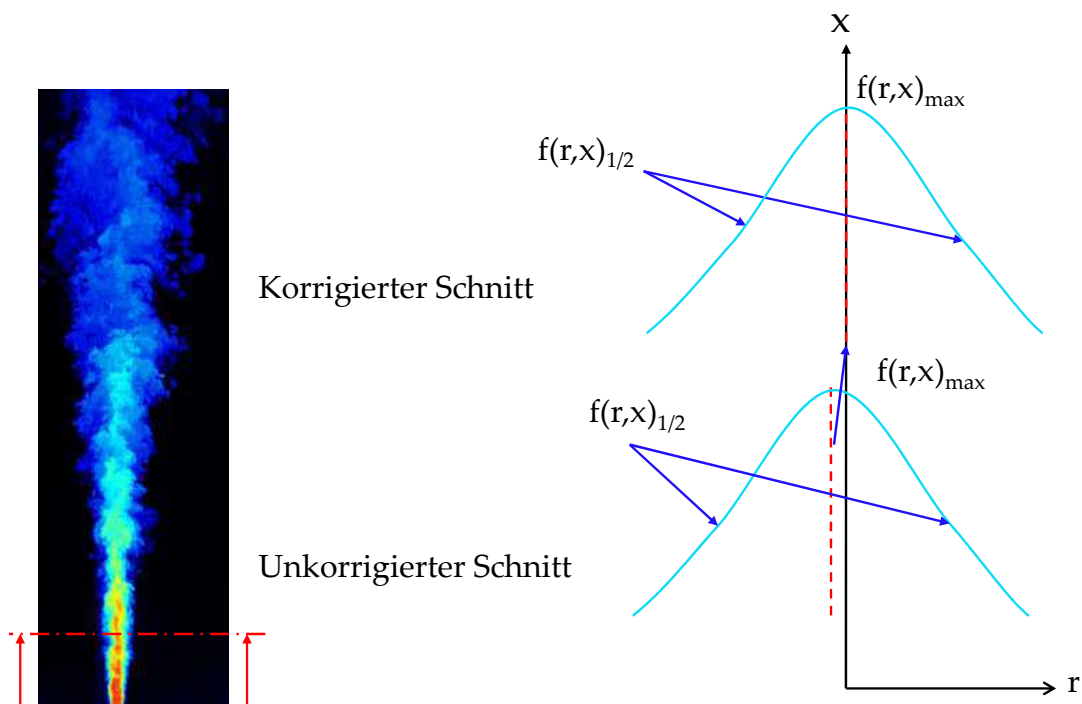


Abbildung C.1: Schematische Darstellung der Korrektur des Mittelachsenprofils der coaxialen Eindüsung.

siehe Abbildung C.1. In der Mitte dieser beiden Positionen wird die ursprüngliche, von der Mittelachse ausgehende Konzentration erwartet. Zur Überprüfung der Richtigkeit kann die so berechnete Position mit dem Ort, wo die maximale Konzentration $f(r, x)_{\max}$ auftritt, verglichen werden.

C.2 Virtueller Ursprung

Der virtuelle Ursprung ist die physikalische Position des Strahls, wenn man annimmt, dass der Strahlursprung einer Punktquelle genügt [67]. Durch diese Korrektur wird ein unterschiedliches Aufbrechen des selbstähnlichen Bereichs der koaxialen Injektion berücksichtigt [72]. Typische Werte liegen zwischen $x/d_{\text{fuel},0} = -7$ und $x/d_{\text{fuel},0} = 2$ [51]. Er wird berechnet aus der Rückverbindung aller Positionen der Halbwertskonzentrationen $f(r, x)_{1/2}$, siehe hierzu Abbildung C.1. Hierfür wird in der axialen Ebene je für die linke und rechte Halbwertskonzentration der Wert berechnet und zu einer Linie ver-

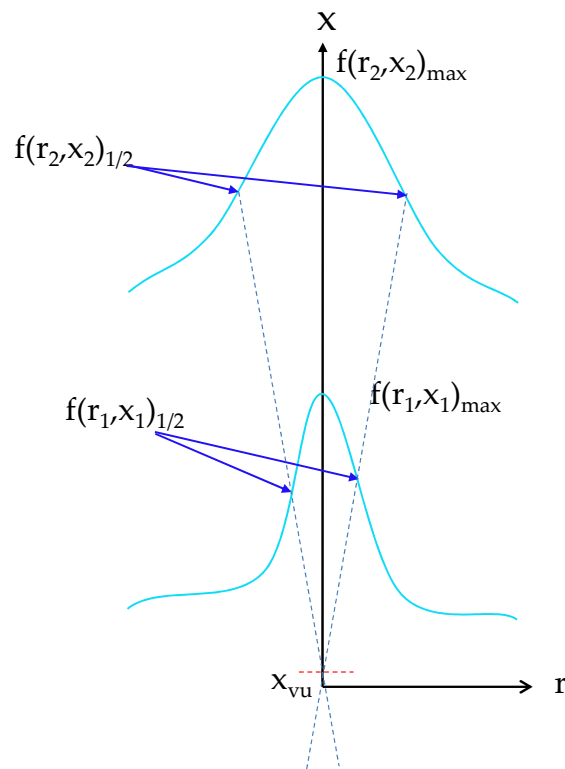


Abbildung C.2: Schematische Darstellung der Bestimmung des virtuellen Ursprungs.

bunden. Der virtuelle Ursprung liegt im Schnittpunkt dieser Linien, schematisch dargestellt in Abbildung C.2

C.3 Stromlinienwinkel des turbulenten Freistrahls

Für eine Stromlinie gilt, dass der Massenstrom entlang dieser in axialer Richtung stets konstant ist. Der Massenstrom ist über die Kontinuitätsgleichung wie folgt definiert:

$$\dot{m}(r, x) = \rho_{\text{fuel},0} \cdot u(r, x) \cdot A(r, x). \quad (\text{C.1})$$

Die lokale Geschwindigkeit $u(r, x)$ im coaxialen System lässt sich aus Gleichung (2.19) ermitteln:

$$u(r, x) = \underbrace{\alpha_u \left(\frac{\rho_{\text{fuel},0}}{\rho_\infty} \right)^{0,5} \left(\frac{d_{\text{fuel},0}}{2x} \cdot (u_{\text{fuel},0} - u_\infty) \right)}_{A^*} \cdot \exp \left(-\beta_u \left(\frac{r}{x} \right)^2 \right) + u_\infty. \quad (\text{C.2})$$

Mit (C.2) ergibt sich für den Massenstrom die folgende integrale Formulierung:

$$\dot{m}(r, x) = \rho_{\text{fuel},0} \cdot \int_0^r \left(A^* \exp \left(-\beta_u \left(\frac{r}{x} \right)^2 \right) + u_\infty \right) 2\pi r \, dr. \quad (\text{C.3})$$

Weiter umgeformt, integriert und vereinfacht wird daraus:

$$\dot{m}(r, x) = \rho_{\text{fuel},0} \pi r^2 u_\infty + \underbrace{\rho_{\text{fuel},0} \pi \left(\frac{\rho_{\text{fuel},0}}{\rho_\infty} \right)^{0,5} \left(\frac{\alpha_u}{-2\beta_u} \right) d_{\text{fuel},0} (u_{\text{fuel},0} - u_\infty)}_{B^*} \cdot \left[x \exp \left(-\beta_u \left(\frac{r}{x} \right)^2 \right) - x \right]. \quad (\text{C.4})$$

Über die Bedingung, dass entlang einer Trajektorie $\frac{d\dot{m}(r(\gamma))}{dx} = 0$ sein muss [86], erhält man durch Ableitung von Gleichung (C.4):

$$0 = \exp \left(-\beta_u \left(\frac{r(\gamma)}{x} \right)^2 \right) + \frac{2 \cdot \beta_u r(\gamma)^2}{x^2} \exp \left(-\beta_u \left(\frac{r(\gamma)}{x} \right)^2 \right) - 1. \quad (\text{C.5})$$

Die numerische Lösung in Mathematica® erbringt folgende Lösung für $r(\gamma)$:

$$r(\gamma) = \frac{1,12}{\sqrt{\beta_u}} \cdot x. \quad (\text{C.6})$$

Für den Winkel γ ergibt sich damit:

$$\tan(\gamma) = \frac{r(\gamma)}{x} = \frac{1,12}{\sqrt{\beta_u}}. \quad (\text{C.7})$$

In der Literatur [51] werden für β_u Werte von 78,4 – 93,7 angegeben. Daraus ergibt sich für $\beta_u = 78,4$ der Winkel $\gamma_1 = 7,2^\circ$ und für $\beta_u = 93,7$ der Winkel $\gamma_2 = 6,6^\circ$.

D Verbundwahrscheinlichkeiten

In diesem Abschnitt werden einige Verbundwahrscheinlichkeiten der Betriebspunkte aus Kapitel 7 gezeigt. Auf der linken Seite sind die JPMFs aus der Multiplikation der $\text{PMF}(f_{\text{fuel}})$ und $\text{PMF}(f_{\text{ca}})$ auf der rechten Seite durch direkte Auswertung der Zeitsignale miteinander zu sehen.

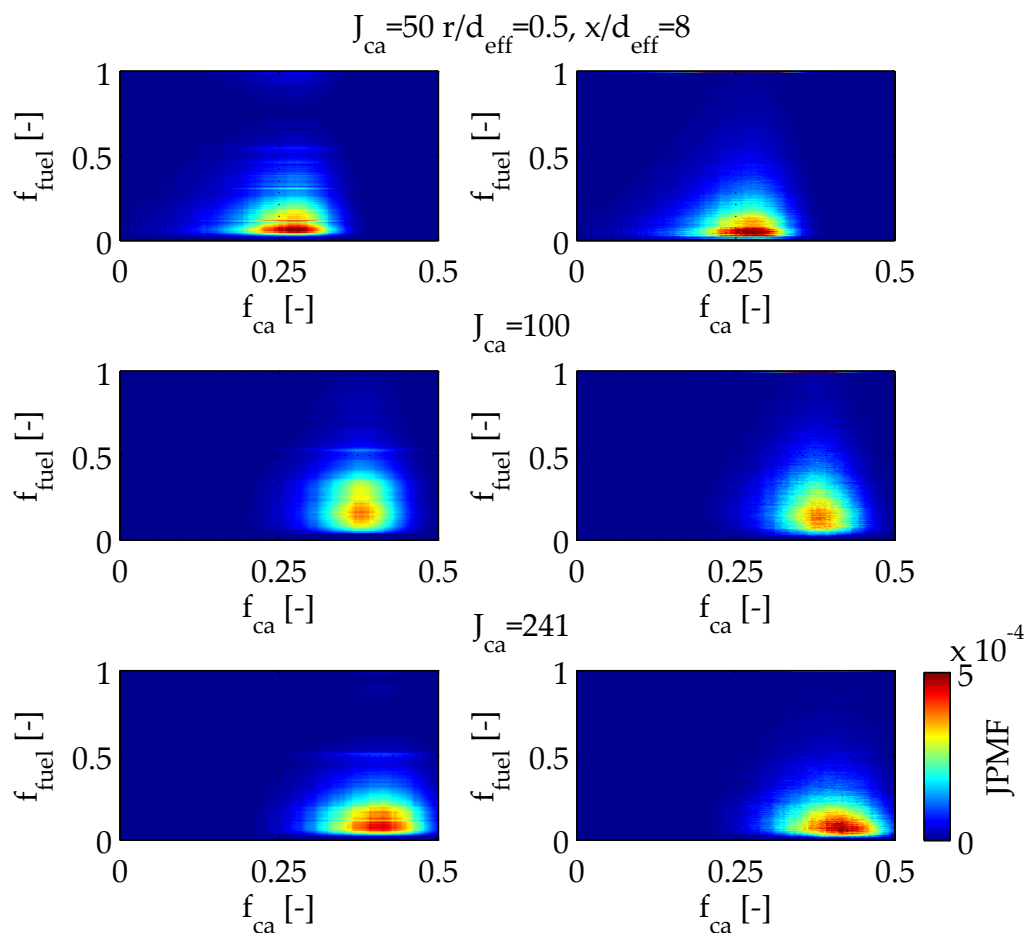


Abbildung D.1: Joint-PMFs der Betriebspunkte aus Kapitel 7 an der Stelle $r/d_{\text{eff}} = 0,5$ und $x/d_{\text{eff}} = 8$. Links JPMF aus Multiplikation der $\text{PMF}(f_{\text{fuel}})$ und $\text{PMF}(f_{\text{ca}})$. Rechts: durch direkte Auswertung der Zeitsignale miteinander.

Abbildung D.1 zeigt Verbundwahrscheinlichkeiten im Nahfeld der Eindüsung, Abbildung D.2 und D.3 bilden JPMFs im Fernfeld ab. Die Ergebnisse sind als Ergänzung zu Abschnitt 6.4.2 und Kapitel 7 eingefügt.

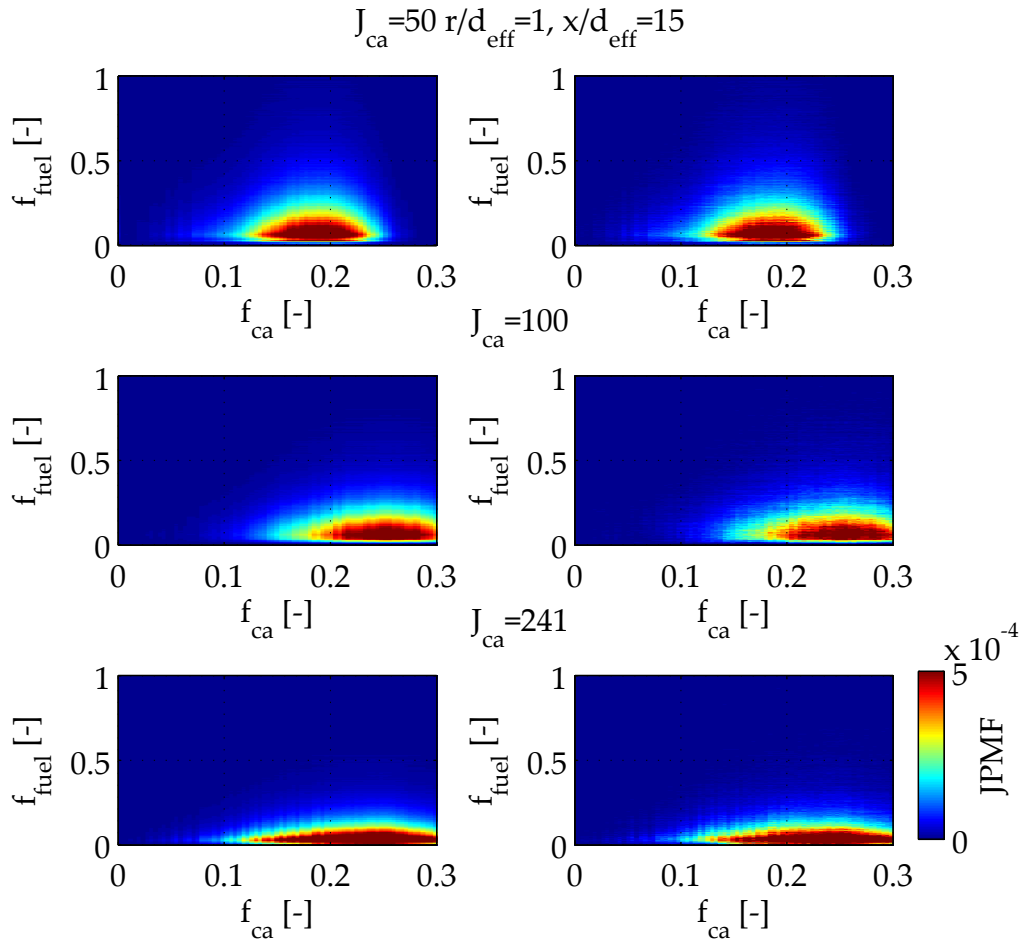


Abbildung D.2: Joint-PMFs der Betriebspunkte aus Kapitel 7 an der Stelle $r/d_{eff} = 1$ und $x/d_{eff} = 15$. Links JPMF aus Multiplikation der $PMF(f_{fuel})$ und $PMF(f_{ca})$. Rechts: durch direkte Auswertung der Zeitsignale miteinander.

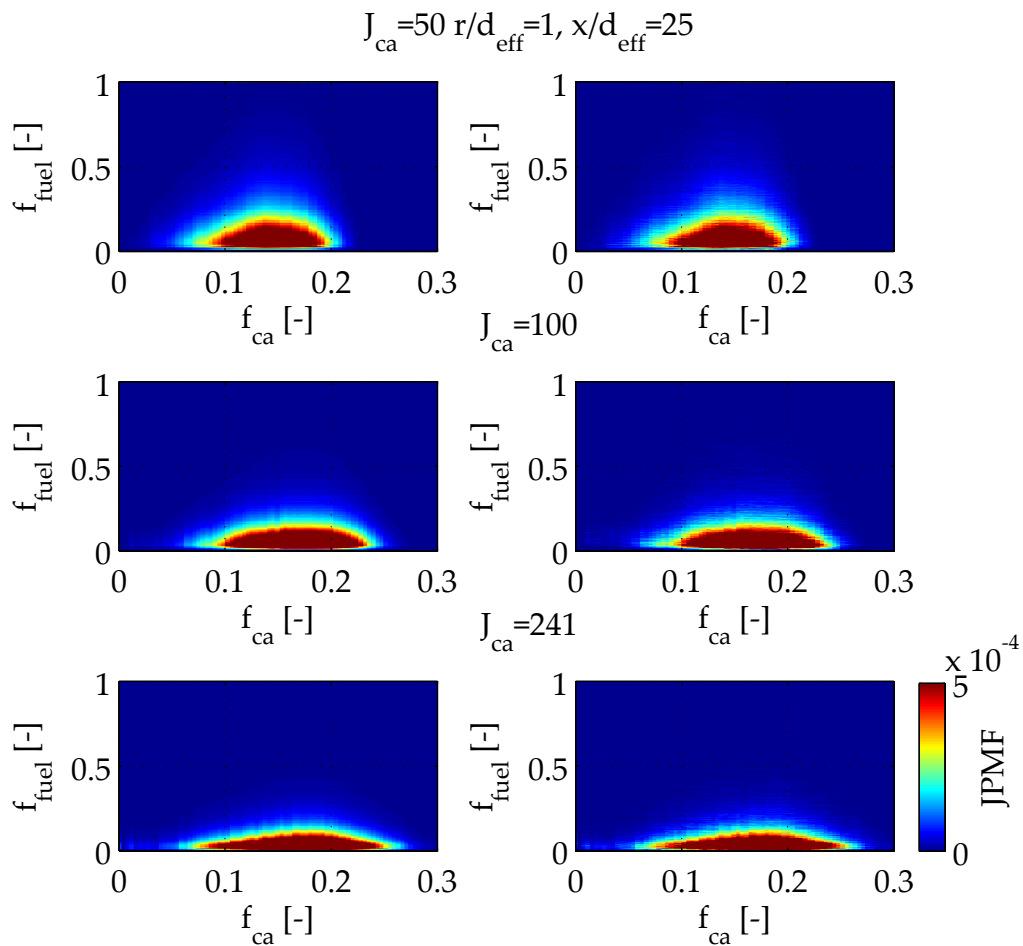


Abbildung D.3: Joint-PMFs der Betriebspunkte aus Kapitel 7 an der Stelle $r/d_{eff} = 1$ und $x/d_{eff} = 25$. Links JPMF aus Multiplikation der $PMF(f_{fuel})$ und $PMF(f_{ca})$. Rechts: durch direkte Auswertung der Zeitsignale miteinander.

Verzeichnis betreuter studentischer Arbeiten

Im Rahmen dieser Dissertation entstanden am Lehrstuhl für Thermodynamik in den Jahren von 2009 bis 2013 unter wesentlicher wissenschaftlicher, fachlicher und inhaltlicher Anleitung der Autorin die im Folgenden aufgeführten studentischen Arbeiten. Ergebnisse aus diesen Arbeiten können in Teilen in das vorliegende Dokument eingeflossen sein. Die Autorin dankt allen ehemals betreuten Studenten für ihr Engagement bei der Unterstützung dieser wissenschaftlichen Arbeit.

Name des Studenten	Titel der Arbeit
Anja Sievers	Konzipierung einer Jet in Cross Flow Injektion zur Entwicklung eines generischen SEV-Brenners; WS 2010
Konrad Braun	Numerische Optimierung des Zentralinjektors einer generischen SEV-Gasturbinenbrennkammer; Gittererzeugung für die Simulation in Abbildung 4.7; WS 2010
Michael Schimpe	Numerische Simulation einer Jet-in-Crossflow-Injektion in einer generischen SEV-Gasturbinenbrennkammer; SS 2011
Christian Fetscher	Verweilzeitbestimmung von Kraftstoff mittels Matlab (MSE-Praktikant); Vorarbeiten zur Verweilzeitbestimmung in Kapitel 5; WS 2011
Xiangke Gao	Mischungsuntersuchung einer zentralen Injektionslanze mit und ohne Stützluft; RANS Simulation zur Temperaturbestimmung in Abbildung 4.7; SS 2012

Marinus Prantner	Einfluss des Mischungsbruchs auf die Zündereignisse einer JHC Flamme; Vorarbeiten zur Temperaturmodellierung in 4.3.2; SS 2012
Thomas G. Zielinski	Interpretation der NO _x -Entstehung mittels Mischungs- und Verweilzeituntersuchungen aus Kaltstrommessungen mit Laserinduzierter Fluoreszenz; Voruntersuchungen zur Modellierung in Kapitel 5; SS 2013
Zita M. C. Baumann	Design emissionsarmer stützluftbasierter Kraftstoffinjektionssysteme mittels simultaner Anwendung von LIF und MixPIV; Voruntersuchungen zur Modellierung in Kapitel 6.4.2 ; SS 2013
