



PARIS A. FOKAIDES

Experimentelle Analyse der
Stabilisierungseigenschaften
von abgehobenen eingeschlossenen
nicht-vorgemischten Drallflammen



Scientific
Publishing

Paris A. Fokaides

**Experimentelle Analyse der Stabilisierungseigenschaften
von abgehobenen eingeschlossenen nicht-vorgemischten
Drallflammen**

Experimentelle Analyse der Stabilisierungseigenschaften von abgehobenen eingeschlossenen nicht-vorgemischten Drallflammen

von
Paris A. Fokaides

Dissertation, Universität Karlsruhe (TH), 2009
Fakultät für Chemieingenieurwesen und Verfahrenstechnik

Impressum

Karlsruher Institut für Technologie (KIT)
KIT Scientific Publishing
Straße am Forum 2
D-76131 Karlsruhe
www.ksp.kit.edu

KIT – Universität des Landes Baden-Württemberg und
nationales Forschungszentrum in der Helmholtz-Gemeinschaft



Diese Veröffentlichung ist im Internet unter folgender Creative Commons-Lizenz
publiziert: <http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/3.0/de/>

KIT Scientific Publishing 2013
Print on Demand

ISBN 978-3-86644-472-0

**Experimentelle Analyse der Stabilisierungseigenschaften von
abgehobenen eingeschlossenen nicht-vorgemischten Drallflammen**

zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)

von der Fakultät für Chemieingenieurwesen
der Universität Fridericiana Karlsruhe
(Technische Hochschule)

genehmigte Dissertation von

Paris A. Fokaides

aus Nicosia / Zypern

Tag des Kolloquiums: 26.02.2009

Referent: Prof. Dr.-Ing. Nikolaos Zarzalis

Korreferent: Prof. Dr.-Ing. Hans-Jörg Bauer

Kurzfassung

Teilvorgemischte Flammen stellen eine Klasse von Hybridflammen dar, bei denen ein Teil des zur Verfügung stehenden Oxidationsmittels vor dem Eintritt in die Reaktionszone sich mit einem Teil des Brennstoffs mischt. Dieses Verbrennungsmodell kann verwendet werden, um die Vorteile sowohl von nicht-vorgemischten als auch von vorgemischten Flammen hinsichtlich Betriebssicherheit, einem niedrigeren Schadstoffausstoß und Flammenstabilität auszuschöpfen. Abgehobene Drallflammen stellen eine maßgebliche Anwendung der teilvorgemischten Verbrennung dar und können entscheidend zum Abbau von Stickoxidemissionen beitragen. Viele Eigenschaften abgehobener Drallflammen wurden trotz deren Bedeutung noch nicht ausreichend untersucht und können bis heute nicht zufriedenstellend erklärt werden.

Gegenstand dieser Arbeit war die experimentelle Untersuchung einer eingeschlossenen, abgehobenen, nicht-vorgemischten Drallflamme durch Verwendung einer neuartigen Airblast-Düse. Für die zeitaufgelöste Bestimmung aller drei Geschwindigkeitskomponenten wurde eine Messkampagne unter Verwendung eines kommerziellen 3-D LDA Systems durchgeführt. Konzentrations- und Temperaturmessungen im Feld wurden zum besseren Verständnis der komplexen turbulenten chemischen Interaktion auch durchgeführt. Zur Überprüfung der Emissionen unter betriebsnahen Bedingungen wurde die abgehobene Drall-Diffusionsflamme auch unter Hochdruckbedingungen untersucht.

Die Ergebnisse zeigten, dass die Verweilzeit im Vorverbrennungsbereich ausreicht, um den Grad der Vorvermischung und Vorverdampfung deutlich

zu erhöhen und damit die Gemischinhomogenität drastisch zu reduzieren. Die damit verbundene Verringerung der Stickoxidemissionen im mageren Bereich wurde mittels Emissionsmessungen unter Hochdruckbedingungen nachgewiesen. Außerdem wurde festgestellt, dass die Zündstabilität über die äußere Rezirkulationszone durch den Transport von heißem Abgas und die damit verbundene Erhöhung der Temperatur in der Zündzone erfolgt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde darüber hinaus die experimentelle Untersuchung von drallinduzierten selbsterregten Instabilitäten am Brennermund des eingesetzten Airblast Zerstäubers vollzogen. Zunächst wurde mittels Autokorrelation die Frequenzanalyse von LDA Messdaten durchgeführt. Eine hochfrequente Instabilität wurde im Düsenbereich sowohl bei isothermer als auch bei reagierender Strömung nachgewiesen.

Für die Anwendung des dargestellten Verbrennungskonzeptes ist es wichtig die unter atmosphärischen Bedingungen festgestellten Abhängigkeiten der Abhebehöhe auch unter überatmosphärischen Bedingungen zu verifizieren. Zu diesem Zweck soll in naher Zukunft die Druckbrennkammer optisch zugänglich gestaltet. Detaillierte Untersuchungen unter überatmosphärischen Bedingungen sollen zur vollständigen Charakterisierung des Verbrennungskonzeptes beitragen.

Abstract

Partially premixed flames represent a class of hybrid flames, in which a part of the available oxidising agent is mixed with a part of the fuel, before entering in the reaction zone. This combustion model can be used to exploit the advantages of both non-premixed and premixed flames in terms of reliability, lower emissions and flame stability. Lifted swirl flames represent a significant part of the premixed combustion schemes and can significantly contribute to the reduction of nitrogen oxide emissions. However, significant features of lifted swirl flames have not been adequately studied, despite its importance and can not be satisfactorily explained to this day.

Subject of this work was the experimental investigation of an confined, lifted, non-premixed swirl flame by employing a novel airblast nozzle. For the time-resolved determination of all three velocity components, a measurement campaign was carried out using a commercial 3-D LDA system. Concentration and temperature measurements in the reacting field were also performed to better understand the complex turbulent and chemical interactions. To verify the emissions under realistic conditions the lifted swirl diffusion flame was investigated under elevated pressure conditions.

The results showed that the residence time in the premixing zone was sufficient enough to increase the degree of premixing and prevaporation and thus significantly reduce the mixing inhomogeneity drastically. The associated reduction in nitrogen oxide emissions under lean combustion conditions was detected by emission measurements under elevated pressure. It was also found that the ignition stability of the outer recirculation zone was mainly due to the transport of hot exhaust gas and the associated increase in the temperature in the ignition zone.

In this work, the experimental investigation of spin-induced self-excited instabilities (precessing vortex core) at the outlet of the burner used air-blast atomizer was defined. A frequency analysis, by means of the LDA measurements, was performed using autocorrelation data. A high-frequency instability was detected close to the nozzle in both isothermal and in reacting flow.

For the commercialization of the proposed combustion concept, it is important to verify the observed features of the flame under elevated pressure conditions. To this end, further measurements towards characterizing the behavior of the lifted swirl confined flame under elevated pressure conditions will be required in the near future.

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung.....	i
Abstract	iii
Inhaltsverzeichnis.....	v
Abbildungsverzeichnis.....	vii
Tabellenverzeichnis	x
Vorwort	xi
1 Einleitung.....	1
2 Theoretische Grundlagen und Literaturübersicht.....	7
2.1 Merkmale turbulenter Strömungen mit überlagerter Verbrennung.....	7
2.1.1 Feldgleichungen für die Strömungen Newtonscher Fluide	8
2.1.2 Charakterisierung turbulenter Strömungen	13
2.1.3 Klassifizierung turbulenter Vormischflammen	15
2.2 Merkmale von Drallströmungen	17
2.2.1 Charakterisierung der Drallstärke.....	18
2.2.2 Wirbelformen.....	19
2.2.3 Wirbelaufplatzen.....	21
2.2.4 Rayleigh Kriterium	22
2.3 Teilvorgemischte turbulente Verbrennung.....	24
2.3.1 Abgehobene turbulente nicht-vorgemischte Strahlflammen	24
2.3.2 Triple-Flame	27
2.4 Turbulente eingeschlossene Strahlen und Verbrennung	28
2.5 Instationäre Effekte verdrallter Strömungen	30
2.5.1 Precessing Vortex Core.....	30
2.5.2 Vorgehensweise zur autospektralen Wahrscheinlichkeitsfunktion.....	31

2.6	Flammenlöscheffekte	32
2.7	Entstehung von Stickoxiden.....	35
2.7.1	Bildungsmechanismen von Stickoxiden	37
3	Versuchsaufbau und Messtechnik	41
3.1	Versuchsaufbau	41
3.1.1	Untersuchte Doppeldralldüse	41
3.1.2	Versuchsprüfstand	44
3.2	Messtechnik.....	48
3.2.1	Laserspektroskopisches Messverfahren	48
3.2.2	Temperaturmesstechnik	59
3.2.3	Konzentrationsmessungen.....	61
3.2.4	Druckmesstechnik - Kondensatormikrophone	62
4	Darstellung und Diskussion der experimentellen Ergebnisse	65
4.1	Strömungsfeld	67
4.1.1	Darstellung der Topologie der abgehobenen verdrallten Flamme	67
4.1.2	Detaillierte Darstellung des Strömungsfeldes mit überlagerter Verbrennung.....	72
4.1.3	Abhebehöhe	89
4.1.4	Stabilisierungsmodell abgehobener eingeschlossener Drallflamme.....	101
4.1.5	Einsatz flüssigen Brennstoffes (JetA1)	107
4.2	Bestimmung des integralen Zeitmasses in einer turbulenten Strömung aus LDA-Messungen.....	112
4.3	Dynamik der verdrallten abgehobenen Flamme bei den Magerlöschgrenzen	118
4.4	Periodische Strömungsinstabilitäten.....	127
4.4.1	Selbsterregte hochfrequente drallinduzierte kohärente Strukturen im Düsennahbereich	127

4.4.2	Validierung der LDA-Messmethode zur Bestimmung der Autokorrelationsfunktion und der Energiedichteverteilung.....	140
4.4.3	Akustische Brennkammeroszillationen unter reagierenden Bedingungen.....	144
5.	Zusammenfassung	153
Anhang	161
A.1	Verbrennungstechnischer Wirkungsgrad eines geschlossenen Verbrennungssystems	161
A.2.	Luftzahlbestimmung durch Bilanz von C-haltigen Stoffen.....	163
A.3.	Korrektur des Strahlungsmessfehlers bei Temperaturmessungen.....	167
A4.	Vorgehensweise zur Bestimmung der Autokorrelationsfunktion (AKF) und des Energiedichtespektrums (EDS) aus (LDA) Messungen.....	172
Literaturverzeichnis	177
Lebenslauf	183

Abbildungsverzeichnis

Mehrstufenbrenner (Voos, 1985)	3
Wirbelkaskade einer turbulenten Strömung. Standardisierte spektrale Energieverteilung über die Wellenzahl κ	13
Verschiedene Bereiche turbulenter vorgemischter Flammen nach Borghi (Borghi, 1984)	17
Tangentialgeschwindigkeitsverlauf und statischer Druck im ebenen Wirbel	20
Blasenförmiges (links) bzw. spiralförmiges (rechts) Wirbelaufplatzen (Nakamura, 1987).....	22
Stabilität von Wirbelformen.....	22
Schematische Darstellung abgehobener nicht-vorgemischter Strahlflamme	25
Entdimensionierte Abhebehöhe über die Strahlgeschwindigkeit (Methan) (Donnerhack, 1984)	26
Struktur – Triple Flame	27
Eingeschlossener Strahl mit äußerer Rezirkulationszone: Schematischer Fortschritt der Stromlinien (oben) und des Massenstroms (unten).....	29
Umwandlung N-haltiger Komponenten bei der Verbrennung (Miller, 1989).....	36
Prompt-NO-Bildung über die Luftzahl (Knapp, 1994)	39

Konstruktion (links) und Fotografien (rechts) der untersuchten Airblast-Düse.. 42

Aufbau der Versuchsbrennkammer (links) und des Düsenstocks (rechts)..... 46

Vergleich der Streuungsintensitäten über den Partikeldurchmesser
(Mayinger, 1991) 50

Winkelverteilung des Streulichtes für einen Tropfen mit Durchmesser
von 1 µm (links) und 10 µm (rechts) (Mayinger, 1991)..... 52

(LDA) – Interferenzstreifenmodell (Ruck, 1987) 54

(LDA) Aufbau (30° Vorwärtsstreuung)..... 56

Funktionsprinzip des Feststoffdosierers(links) und
Partikelgrößenverteilung (rechts) 57

Prinzipskizze eines zwei-dimensionalen Laser-Lichtschnitts 58

Sonde zur Bestimmung des Mischungsfeldes in der reagierenden Strömung 62

Kontur der lokalen Brennstoffzahl (φ) und Isolinien der
Kohlenmonoxidkonzentration [%-vol.] (links), Temperaturfeld (rechts)
für jeweils Mittelwert[K] (rechts) und RMS-Wert (links) (BP1) 70

Zeitmittlere entdimensionierte Axialgeschwindigkeiten für isotherme
(BP0) und reagierende (BP1) (BP4) Bedingungen 75

Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (PDF) axialer Geschwindigkeit
für $z=100\text{mm}$ (BP0)..... 76

Zeitmittlere entdimensionierte Radialgeschwindigkeiten für isotherme
(BP0) und reagierende (BP1) (BP4) Bedingungen 77

Zeitmittlere entdimensionierte Tangentialgeschwindigkeiten für
isotherme (BP0) und reagierende (BP1) (BP4) Bedingungen..... 79

Entdimensionierte turbulente kinetische Energie für isotherme
(BP0) und reagierende (BP1) (BP4) Bedingungen 81

Entdimensionierte Normalspannung $\left(\overline{U'^2}/U_0^2\right)$ für isotherme
(BP0) und reagierende (BP1) (BP4) Bedingungen 82

Entdimensionierte Normalspannung $\left(\overline{V'^2}/U_0^2\right)$ für isotherme
(BP0) und reagierende (BP1) (BP4) Bedingungen 83

Entdimensionierte Normalspannung $\left(\overline{W'^2}/U_0^2\right)$ für isotherme
(BP0) und reagierende (BP1) (BP4) Bedingungen 84

Entdimensionierte Schubspannung $\left(\overline{U'V'}/U_0^2\right)$ für isotherme
(BP0) und reagierende (BP1) (BP4) Bedingungen 87

Entdimensionierte Schubspannung $\left(\overline{U'W'}/U_0^2\right)$ für isotherme
(BP0) und reagierende (BP1) (BP4) Bedingungen 88

Mittlere Axialgeschwindigkeit [m/s] bei $z=1\text{mm}$ (BP1)-(BP4) 89

Temperaturverlauf [K] (BP1)-(BP4) 91

Kohlenmonoxidkonzentration [%-vol.] (BP1)-(BP4) 92

Lokale Luftzahl (BP1)-(BP4) 94

Methankonzentration [%-vol.] (BP1)-(BP4) 95

Überlagerung lokaler Brennstoffzahlkontur Φ , CO- Isolinien (schwarz) und Selbstzündungstemperatur - Isolinie (dunkel blaue) ($T=880K$) (BP1)-(BP4).....	97
Flammeneigenleuchten $\Delta P/P=0.4\%$; 0.6% ; 0.8% ; 1% ; 2% , $\lambda=1.6$ und $T_{VOR}=373K$ (BlendeEinstellung $f/5.6$, Belichtungszeit $1/30s$)	98
Flammeneigenleuchten $\Delta P/P=2\%$, und $\lambda=2.1$; 1.8 ; 1.6 ; 1.3 und $T_{VOR}=373K$ (BlendeEinstellung $f/5.6$, Belichtungszeit $1/30s$)	98
CO ₂ [vol. %] und U [m/s]; $z=20(mm)$ und $z=80(mm)$ (BP1)	103
Reynolds Scherspannungen ($U'V'$) [m^2/s^2] und Temperatur-RMS [K] (T') (BP1)	104
Reynolds Scherspannungen ($U'V'$) [m^2/s^2] und Temperatur-RMS [K] T' Maxima (BP1)	106
Stabilitätskonzept abgehobener eingeschlossener nicht-vorgemischte Drallflamme	107
Selbstzündungstemperatur verschiedener Brennstoffe (Zabetakis, 1965).....	108
Mie-Streuung flüssiger Brennstofftröpfchen (JetA1) am Düsenbereich (Aufenthaltsfrequenz) $QTH=6.2kW$, $\lambda=1.5$, $T_{PR}=500K$, $\Delta P/P=3\%$	109
Abhängigkeit der Varianz von der Anzahl der Messdatenpaare im Intervall.....	114
Abschätzungen der AKF $T_{vor}=323K$, $\Delta P/P=3.5\%$	115
Abschätzung des EDS mit der "Refined Sample and Hold" Methode.....	116
Integrale turbulente Längen und Zeitmaße bei Durchsatzvariation.....	117
Radiales Profil der Integrale turbulente Längen $T_{vor}=323K$, $\Delta P/P=3.5\%$ und Zeitmaße bei $z=10mm$	118
Korrelation CO Emissionen und Magerlöschgrenzphasen für Luftvorwärmtemperatur $T_{vor}=473K$, $573K$, $673K$	121
Stabilitätsgrenzen abgehobener bzw. aufsitzender Drallflamme	122
CO Verteilung [%-vol.] für (BP3) (links) und (BP1) (rechts).....	123
Rezirkulierte Masse für (BP1) - (BP4).....	124
Zeitmittlere entdimensionierte Axialgeschwindigkeiten für (BP3) (links) und (BP1) (rechts).....	125
Zeitmittlere UV Stromlinien und Geschwindigkeitsgröße (LDA)	126
für (BP1) (links) und (BP3) (rechts)	126
Betriebsparameter für experimentelle Untersuchung von (PVC)	128
Leistungsspektrum, (LDA), log-log Darstellung (BP0)	130
Leistungsspektrum turbulenter Geschwindigkeit, (3D-RSM) (BP0).....	133
Kontur der mittleren Axialen- (links)	133
und tangentialen $z=1mm$ (rechts) Geschwindigkeit, (3D-RSM) (BP0)	133
Profile der mittleren Axialengeschwindigkeit, (3D-RSM) (BP0)	133
(PVC) Frequenzen, variierender Massenstrom (3D-LDA) (BP0).....	134
(PVC) Frequenz eingeschlossener zu freier Strömung, variierender Massenstrom (3D-LDA) (BP0)	134

Seedingpartikel-Konzentration (Mittelung 150 Aufnahmen), (planare Mie Streuung) (BP0).....	136
Frequenzspektrum (planare Mie Streuung) $r=4\text{mm}$ $z=5\text{mm}$ (BP0)	136
Frequenzspektrum (planare Mie Streuung) $r=6\text{mm}$ $z=5\text{mm}$ (BP0)	136
Frequenzspektrum (planare Mie Streuung) $r=8\text{mm}$ $z=5\text{mm}$ (BP0)	136
Frequenzspektrum (planare Mie Streuung) $r=8\text{mm}$ $z=15\text{mm}$ (BP0).....	137
Frequenzspektrum (planare Mie Streuung) $r=8\text{mm}$ $z=25\text{mm}$ (BP0).....	137
Flammeneigenleuchten (Mittelung 150 Aufnahmen), (planare Mie Streuung) aufsitzende Flamme, (BP1).....	137
Frequenzspektrum des Flammeneigenleuchtens (planare Mie Streuung) log-log Darstellung $r=10\text{mm}$ $z=15\text{mm}$ (BP1)	138
Frequenzspektrum des Flammeneigenleuchtens (planare Mie Streuung) log-log Darstellung $r=10\text{mm}$ $z=25\text{mm}$ (BP1)	138
Seedingpartikel-Konzentration (planare Mie Streuung) $z=10\text{mm}$ (BP0).....	140
Mittlere Geschwindigkeit (3D-LDA) (BP0).....	141
Leistungsspektrum der Schwankung des statischen Drucksignals (BP1).....	146
Leistungsspektrum der Schwankung des statischen Drucksignals (BP2).....	147
Leistungsspektrum der Schwankung des statischen Drucksignals (BP3).....	149
Leistungsspektrum der Schwankung des statischen Drucksignals (BP4).....	150
Leistungsspektrum der Strömung (LDA) $x=30\text{mm}$, $z=40\text{mm}$ (BP4)	150
Schwankungsamplitudenverlauf sämtlicher Betriebspunkte bei Änderung der effektiven Brennkammerlänge	151
Energiebilanzierung der Brennkammer.....	161
Energiebilanz geschlossenes Verbrennungssystems.....	162
Matrix der Kohlenwasserstoffverbrennung	165
Revidierte Matrix der Kohlenwasserstoffverbrennung.....	165
Wärmebilanz an der Thermoelementschweißstelle	168

Tabellenverzeichnis

Tabelle 3.1.....	49
Tabelle 4.2.....	66
Tabelle 4.3.....	110
Tabelle A.4	161
Tabelle A.5	165
Tabelle A.6	165

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Verbrennungstechnik des Engler-Bunte-Institutes der Universität Karlsruhe (TH). Diese Arbeit wurde im Rahmen der Forschungsprojekte LOPOCOTEP und TLC der Europäischen Union finanziell gefördert.

An erster Stelle gilt mein Dank meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr.-Ing. Nikolaos Zarzalis, für die vielfältige Unterstützung und Förderung meiner Arbeit, seinen fachlichen Rat und die wertvollen Diskussionen und Anregungen.

Für die Übernahme des Korreferates und das freundliche Interesse an dieser Arbeit danke ich Herrn Prof. Dr. Bauer.

Dank gebührt auch den Studenten die im Rahmen ihrer studentischen Arbeiten oder ihrer Tätigkeit als wissenschaftliche Hilfskraft zu dieser Arbeit beigetragen haben. In diesem Zusammenhang seien insbesondere die Herren, D. Tosidis, P. Kasabov, An. Karatzoglou und die Frauen An. Nikolova und S. Vongpeng erwähnt.

Einen ebenso wertvollen Beitrag zum Gelingen dieser Arbeit haben die technischen Angestellten des Institutes geleistet. Besonders möchte ich den Herren H. Pabel, P. Steitel, M. Berg, R. Donnerhacke, S. Herbel und H.J. Klette danken, ohne deren engagierte Mitarbeit der Versuchsbetrieb häufig zum Erliegen gekommen wäre.

Besonderen Dank gilt den Kollegen des Lehrstuhls, mit denen sich während der Arbeitszeit aber auch auf zahlreichen Zusammentreffen interessante

fachliche aber auch nicht-fachliche Diskussionen ergaben. Insbesondere möchte ich Herrn Lischer und Haessler und Frau Djordjevic für die vielfältige Unterstützung danken. Herrn Weiß und Odinius möchte ich ebenfalls für die wertvolle Zusammenarbeit auf dem Gebiet der Verbrennungsinstabilitäten danken.

Meinen Eltern danke ich herzlich für ihre stete Unterstützung. Nicht zuletzt möchte ich mich ganz besonders bei meiner Frau Rebekka bedanken, die mich während des Entstehens dieser Arbeit durch ihre Geduld, manche Entbehrung und ihr großes Verständnis unterstützt hat.

Nicosia, im Juni 2013

Paris A. Fokaides

1 Einleitung

Bei den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Verbrennungsprozessen entstehen aus den Brennstoffen und der Verbrennungsluft neben der Wärmeenergie luftverunreinigende Stoffe. Dabei handelt es sich um Substanzen, die infolge menschlicher Tätigkeiten oder natürlicher Vorgänge in die Atmosphäre gelangen und nachteilige Wirkungen auf den Menschen und seine Umwelt haben können. Die europäische Umweltpolitik hat sich vorgenommen, gegen die verschiedenen Arten von Luftschadstoffen durch strengere Obergrenzen für die Schadstoffbelastung sowie durch Senkung der Emissionshöchstmengen für die einzelnen Schadstoffquellen vorzugehen. Die Europäische Kommission hat im Jahr 2005 eine thematische Strategie zur Luftreinhaltung vorgelegt, durch die bis 2020 gegenüber den Zahlen von 2000 eine Verringerung der durch die Luftverschmutzung bedingten vorzeitigen Todesfälle um 40% erreicht werden soll. Die Verwirklichung dieser Politik bedeutet gegenüber den Werten von 2000 eine Verringerung der Emissionen von Schwefeldioxid um 82 %, von Stickstoffoxiden um 60%, von flüchtigen organischen Verbindungen um 51%, von Ammoniak um 27% und von primären Partikeln (PM_{2.5}) um 59% (KOM 2005/446: Thematische Strategie zur Luftreinhaltung, 2005).

Im Bereich der stationären Gasturbinen ist es erforderlich, die durch den Verbrennungsprozess bedingte abgasseitige Schadstoffemission, insbesondere den Ausstoß von Stickoxiden (NO_x), ohne Wirkungsgradeinbußen deutlich herabzusetzen. NO_x kann sowohl bei der Umsetzung stickstoffhaltigen Brennstoffes als auch bei hohen Prozesstemperaturen direkt aus der Verbrennungsluft entstehen. Zur Senkung der NO_x-Emissionen einer tech-

nischen Anlage, stehen dem Ingenieur grundsätzlich mehrere Möglichkeiten zur Verfügung (Kolar, 1990):

- Erhöhung des Wirkungsgrades (Energieeinsparung)
- Substitution emissionsreicher bzw. Verwendung emissionsarmer Brennstoffe
- Einsetzen von Abgasreinigungsanlagen
- Änderung der Prozesstechnik

Bei stark prozessabhängigen Stoffen, wie z.B. dem Stickstoffmonoxid (NO), sind Änderungen der Prozesstechnik besonders Erfolg versprechend. Sie können im Übergang zu neuen Verfahren bestehen, z. B. bei der Anwendung einer Trocken- oder Wirbelschichtfeuerung anstatt einer Schmelzfeuerung. Aber auch bei einem bestehenden Feuerungssystem wie z. B. Verbrennungsmotoren oder Triebwerken sind durch konstruktive Änderungen an Brennern und Feuerräumen oder durch die Beeinflussung prozesstechnischer Betriebsparameter erhebliche Minderungen der NO_x-Emissionen zu erzielen.

Die gestufte Zufuhr der Verbrennungsluft bzw. des Brennstoffs (Abb. 1.1) (Kolb, 1988) ist ein typisches Beispiel der Anwendung einer sehr effektiven primären Maßnahme, die sowohl die Bildung des thermischen NO als auch die Bildung des aus im Brennstoff gebundenen Stickstoffes stammenden NO vermindert (Kap. 2.7). Die „fett-mager Verbrennung“ (RQL)¹ erfolgt durch schrittweise Zugabe der Verbrennungsluft als Primär- und Sekundärluft. Das (RQL)-Konzept basiert auf einer Brennkammerstufung, wobei der Sauerstoffmangel in der fetten Zone und die schnelle Einmischung der Sekundärluft in der mageren Zone die Bildung von thermischem NO_x reduzieren. In jüngerer Zeit wurde dieses Konzept aufgrund seiner Vorteile hinsichtlich

¹ Englisch: Rich Quench Lean (RQL)

der Verbrennungsführung gegenüber anderen schadstoffarmen Systemen für den Einsatz in Flugtriebwerken etabliert. Das Hauptproblem hinsichtlich der Emissionsreduzierung bei der Anwendung dieses Konzeptes besteht allerdings im Übergang vom unterstöchiometrischen in den überstöchiometrischen Bereich, da es nicht gelingt, die Aufenthaltzeit bei nahstöchiometrischen Mischungsverhältnissen mit ihrem extrem hohen NO-Bildungsraten ausreichend zu verkürzen.

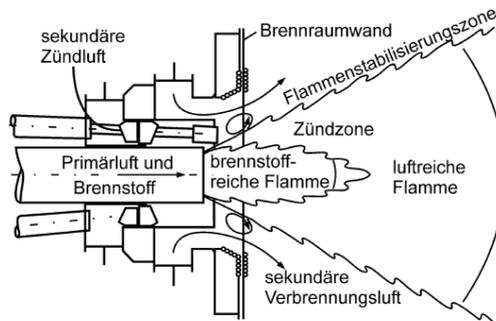


Abbildung 1.1

Mehrstufenbrenner (Voos, 1985)

Die Entwicklungsarbeiten auf dem Gebiet schadstoffarmer Brennkammern konzentrieren sich auch auf das Konzept der Magerverbrennung mit vorangegangener Vorvermischung des Brennstoffs mit der Verdichterluft, nicht nur wegen der zu erwartenden starken Emissionsminderung, sondern auch, weil dieses gegenüber dem RQL-Konzept Vorteile durch einfachere konstruktive Realisierbarkeit bei der im Triebwerksbau wichtigen geringeren Baulänge bietet. Anzuführen sind hier die vorgemischte, vorverdampfte magere Betriebsweise (LPP)² und die „Flammlose Oxidation“ (FLOX) (Wuening, 1996). LPP wird durch die Vorverdampfung des Brennstoffes

² Englisch: Lean Premixed Prevaporized (LPP)

und die gleichmäßige Durchmischung des Dampfes mit der Verbrennungsluft ermöglicht. Der Brennstoff wird vor der Brennkammer eingespritzt und durch eine geeignete Luftführung bis zum Eintritt in den eigentlichen Brennraum möglichst homogen mit der Verdichterluft vermischt und vorverdampft. Die Verdampfung des flüssigen Films erfolgt durch Wärmezufuhr von der darüber strömenden heißen Verbrennungsluft sowie von der heißen Wand. Durch die Verbrennung mit Luftüberschuss sinken die Verbrennungstemperaturen und die NO_x-Produktion nimmt deutlich ab. Eine wichtige Voraussetzung für dieses Konzept ist die optimale Gemischaufbereitung, da Inhomogenitäten im Brennstoff-Luft-Gemisch lokal zu einer stöchiometrischen Verbrennung mit deutlich höherer NO_x-Produktion führen würde. Im Unterschied zu einer Umsetzung des Brennstoffes in der relativ dünnen Flammenfront einer Flamme reagiert der Brennstoff bei (FLOX) räumlich in einem definierten Gebiet ohne die für Flammen typischen Temperaturspitzen. Die Reaktion verläuft dabei unter bestimmten Voraussetzungen ohne sichtbare Flamme, ohne die für Flammen typischen Geräusche und bei drastisch verminderter Bildung von thermischem NO_x ab.

Durch strömungstechnische Maßnahmen ist es möglich, die bei der Verbrennung in Flammen auftretenden Temperaturspitzen zu vermeiden. Dadurch kann die thermische NO-Bildung auch bei hohen Luftvorwärmtemperaturen nahezu vollständig unterdrückt werden. Abgehobene Drallflammen stellen eine wichtige Realisierung der teilvorgemischten Verbrennung dar. Deren Verwendung kann daher entscheidend zum Abbau von NO_x-Emissionen beitragen. Teilvorgemischte Flammen stellen eine Klasse von Hybridflammen dar, bei denen sich ein Teil des zur Verfügung stehenden Oxidationsmittels vor dem Eintritt in die Brennkammer mit einem Teil

des Brennstoffs mischt. Dieser Flammentyp kann verwendet werden, um die Vorteile sowohl von nicht-vorgemischten als auch von vorgemischten Flammen hinsichtlich Betriebssicherheit, Schadstoffausstoß und Flammenstabilität zu vereinigen.

Viele Eigenschaften abgehobener Drallflammen wurden trotz deren Bedeutung noch nicht ausreichend untersucht und können bis heute nicht zufriedenstellend erklärt werden. Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist somit, das Stabilitätsverhalten von abgehobenen Drallflammen durch detaillierte Messungen des Strömungs- und Mischungsfeldes zu untersuchen. Auf der Grundlage der zuvor dargestellten Messungen wird ein Stabilisierungsmechanismus abgeleitet, mit dessen Hilfe die erzielten Ergebnisse interpretiert werden. Bezugnehmend auf zahlreiche Modelle und Studien, die auf dem Feld der turbulenten abgehobenen Strahlflammen durchgeführt wurden, ist die Abhebehöhe im Wesentlichen eine lineare Funktion der Anströmungsgeschwindigkeit. Basierend auf diesem Denkansatz wird in dieser Arbeit die mittlere volumetrische Geschwindigkeit unter Einbezug der Rahmenbedingungen variiert, so dass deren Einfluss auf die Abhebehöhe detailliert untersucht werden kann.

Des Weiteren dienen die im Rahmen dieser Arbeit erzielten Messergebnisse dem besseren Verständnis der besonderen Eigenschaften drallinduzierter selbsterregter Instabilitäten und stellen eine detaillierte Datenbasis zur zukünftigen Validierung bzw. Entwicklung von numerischen Modellen bereit. In der Literatur werden unterschiedliche Erscheinungsformen drallinduzierter instationärer Effekte undifferenziert als „Precessing Vortex Core“ (PVC) bezeichnet. Diese Instabilitäten sind oftmals erwünscht, da hierdurch die turbulente Mischung verstärkt wird. Es können dadurch jedoch auch unerwünschte Brennkammerschwingungen verursacht werden. Die Anzahl

und die Amplituden der in der Drallströmung auftretenden Vorzugsfrequenzen variieren stark mit der eingesetzten Düsengeometrie. Auch die Darstellung der Antwort des Brenner-Flamme-Brennkammer Systems auf die im Düsennahbereich ermittelte hochfrequente (PVC) Instabilität ist von Bedeutung und deswegen Gegenstand der vorliegenden Arbeit.

2 Theoretische Grundlagen und Literaturübersicht

2.1 Merkmale turbulenter Strömungen mit überlagerter Verbrennung

Zur Beschreibung turbulenter Strömungen ist es hilfreich, eine statistische Betrachtung durch-zuführen. Hierbei spaltet man den Momentanwert der Strömungsgröße $u(x,t)$ gemäß der Rey-nolds-Zerlegung in Mittel- und Schwankungswert:

$$u(x,t) = \bar{u}(x) + \tilde{u}(x,t) \quad (2.1.1)$$

Der zeitliche Mittelwert am festen Ort in einer Raumrichtung ist definiert durch:

$$\bar{u}(x) = \frac{1}{T} \int_0^T u(x,t) dt. \quad (2.1.2)$$

Da die Integration von $\tilde{u}(x)$ definitionsgemäß null ergibt, bildet man als Maß für die Intensität der turbulenten Schwankungsbewegungen die Wurzel der mittleren quadratischen Abweichung, auch RMS-Wert oder Schwankungsgeschwindigkeit genannt:

$$u'(x) = \sqrt{\overline{\tilde{u}(x,t)^2}} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T \tilde{u}(x,t)^2 dt}. \quad (2.1.3)$$

Die gesamte in den Turbulenzbewegungen enthaltene, massenbezogene Energie:

$$k = \frac{1}{2} (u'^2 + v'^2 + w'^2) \quad (2.1.4)$$

wird als turbulente kinetische Energie bezeichnet, wobei u' , v' und w' die Schwankungsgeschwindigkeitsanteile (RMS-Werte) in den drei senkrecht zueinander stehenden Raumrichtungen x , y und z darstellen.

2.1.1 Feldgleichungen für die Strömungen Newtonscher Fluide

Bei einer dreidimensionalen Bewegung ist das Strömungsfeld bestimmt durch den Geschwindigkeitsvektor:

$$\vec{v} = \vec{e}_x u + \vec{e}_y v + \vec{e}_z w \quad (2.1.5)$$

Zur Bestimmung der drei Geschwindigkeitsvektoren, sowie des Druck und der Temperatur stehen folgende fünf Gleichungen zur Verfügung:

- Kontinuitätsgleichung (Erhaltung der Masse)
- Drei Impulsgleichungen (Erhaltung des Impulses)
- Energiegleichung (Erhaltung der Energie, d.h. erster Hauptsatz der Thermodynamik)

Allgemein gilt für ein eindimensionales System für eine Erhaltungsgröße E :

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \frac{\partial J}{\partial z} = Q \quad (2.1.6)$$

wobei W die Dichte der Erhaltungsgröße (E/m^3), J ein Fluss (E/m^2s) und Q eine Quelle der Erhaltungsgröße (E/m^3s) sind. Im Folgenden werden die genannten Erhaltungssätze für Masse, Impuls und Energie aufgestellt.

2.1.1.1 Kontinuitätsgleichung

Bei der Erhaltung der Gesamtmasse ist die Dichte W in den Erhaltungsgleichungen gegeben durch die Massendichten ρ (kg/m^3). Der Fluss J beschreibt die Bewegung von Masse und ergibt sich als Produkt der Dichte und der mittleren Massengeschwindigkeit des Schwerpunktes, welche auch als Strömungsgeschwindigkeit bezeichnet wird: $J = \rho u$ ($\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$). Da bei chemischen Reaktionen Masse weder gebildet noch verbraucht wird, tritt in der Bilanzgleichung für die Gesamtmasse kein Quellterm auf. Es ergibt sich demnach durch Einsetzen in Gleichung 2.1.6:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v}) = 0. \quad (2.1.7)$$

2.1.1.2 Impulsgleichung

Die Impulsgleichung entspricht dem Grundgesetz der Mechanik, wonach Masse mal Beschleunigung gleich der Summe der Kräfte ist. An Kräften sind Massenkräfte (Gewichtskräfte) und Oberflächenkräfte (Druck- und Reibungskräfte) wirksam. Bedeuten \vec{f} die Massenkraft pro Volumeneinheit und \vec{P} die Oberflächenkraft pro Volumeneinheit, so lautet die Impulsgleichung in Vektorschreibweise:

$$\rho \frac{D\vec{v}}{Dt} = \vec{f} + \vec{P} \quad (2.1.8)$$

Führt man einen Ausdruck für die Oberflächenkraft pro Volumeneinheit in die Bewegungsgleichung (Gl. 2.1.8) ein, so lautet diese, in Komponenten geschrieben:

$$\begin{aligned} \rho \frac{Du}{Dt} &= f_x + \left(\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \right), \\ \rho \frac{Du}{Dt} &= f_y + \left(\frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} \right), \\ \rho \frac{Du}{Dt} &= f_z + \left(\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} \right). \end{aligned} \quad (2.1.9)$$

Die erste Invariante des Spannungstensors wird „zunächst“ als Druck p bezeichnet:

$$p = -\frac{1}{3}(\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z). \quad (2.1.10)$$

Nach der zweckmäßigen Zerlegung der Normalspannungen in einen isotropen p und einen anisotropen σ Teil:

$$\tau_{xx} = \sigma_x + p \quad \tau_{yy} = \sigma_y + p \quad \tau_{zz} = \sigma_z + p \quad (2.1.11)$$

lauten dann die Impulsgleichungen:

$$\rho \frac{D\vec{v}}{Dt} = \vec{f} - \text{grad}p + \text{div}\tau \quad (2.1.12)$$

2.1.1.3 Navier-Stokes-Gleichungen

In den Bewegungsgleichungen wird der Wert von Faktor λ mit Hilfe einer Hypothese von Stokes bestimmt; hiernach wird angenommen, dass zwischen den beiden Materialgrößen folgende Beziehung besteht:

$$\lambda = -\frac{2}{3}\mu \quad (2.1.13)$$

Werden in die Impulsgleichung die Transportgleichungen eingesetzt und die Stokessche Hypothese berücksichtigt, dann ergeben sich die folgenden Bewegungsgleichungen, die für beliebige Koordinatensysteme gelten:

$$\rho \frac{D\bar{v}}{Dt} = \bar{f} - \text{grad}p + \text{div}\tau \quad (2.1.14)$$

mit

$$\tau = \mu \left(2\dot{\varepsilon} - \frac{2}{3} \delta \text{div}\bar{v} \right) \quad (2.1.15)$$

wobei der Term $\dot{\varepsilon}$ den Verformungen oder Schergeschwindigkeiten entspricht und δ der Kronecker-Einheitstensor ist $\delta_{ij}=1$ für $i=j$, $\delta_{ij}=0$ für $i \neq j$. Diese Differentialgleichungen sind unter dem Namen Navier-Stokes-Gleichungen bekannt.

Im Fall axialsymmetrischer Systeme wird zweckmäßigerweise das Zylinderkoordinatensystem mit den Koordinatenrichtungen x , r und ϕ eingeführt, wobei die Hauptströmungsrichtung und die Symmetrieachse mit der x -Achse zusammenfallen. Führt man in diesem Fall die Reynold'sche Zerlegung nach Gleichung 2.1.1, so erhält man unter Voraussetzung von Rotationsymmetrie ($\partial/\partial\phi = 0$) und Inkompressibilität $D\rho/Dt=0$ folgendes Differentialgleichungssystem, bestehend aus der Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial r} + \frac{\bar{w}}{r} = 0 \quad (2.1.16)$$

und den Erhaltungsgleichungen für den Impuls in axialer,

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tau_{xr}) + \frac{\partial}{\partial x} \sigma_{xx} \right) \quad (2.1.17)$$

radialer

$$\begin{aligned} \bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial r} - \frac{\bar{w}^2}{r} = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \\ & + \frac{1}{\rho} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \sigma_{rr}) - \frac{1}{r} \sigma_{\phi\phi} + \frac{\partial}{\partial x} \tau_{xr} \right) \end{aligned} \quad (2.1.18)$$

und tangentialer Richtung.

$$u \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + v \frac{\partial \bar{w}}{\partial r} + \frac{v\bar{w}}{r} = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \tau_{\phi r} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \tau_{\phi x} \right) \quad (2.1.19)$$

die in dieser Form auch Reynoldsgleichungen genannt werden. Der in diesen Gleichungen auftauchende Spannungstensor besteht aus einer linearen Überlagerung der Reynolds- und der viskosen Spannungen. Während erstere aus der Korrelation der turbulenten Geschwindigkeitsfluktuation stammen, wird für die viskosen Spannungen nach dem Ansatz von Stokes die Proportionalität zur Deformationsgeschwindigkeit des Fluids angenommen:

$$\tau_{ges} = \tau_{ij,t} + \tau_{ij,l} = -\rho \begin{pmatrix} \overline{\tilde{u}\tilde{u}} & \overline{\tilde{u}\tilde{v}} & \overline{\tilde{u}\tilde{w}} \\ \dots & \overline{\tilde{v}\tilde{v}} & \overline{\tilde{v}\tilde{w}} \\ \dots & \dots & \overline{\tilde{w}\tilde{w}} \end{pmatrix} + \mu_l \begin{pmatrix} 2 \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \frac{2}{3} \text{div} \bar{c} & \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} & \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} \\ \dots & 2 \frac{\partial \bar{v}}{\partial r} - \frac{2}{3} \text{div} \bar{c} & r \frac{\partial \bar{w}}{\partial r} \\ \dots & \dots & 2 \frac{\partial \bar{v}}{r} - \frac{2}{3} \text{div} \bar{c} \end{pmatrix} \quad (2.1.20)$$

2.1.1.4 Energiegleichung

Das Prinzip der Energieerhaltung besagt, dass sich die Gesamtenergie in einem Volumen beliebiger Größe nur durch einen Wärmestrom über die Systemgrenze oder durch Fernwirkung, nicht aber durch Energieproduktion innerhalb des betrachteten Volumens verändert werden kann. Damit gilt für die Erhaltung der inneren Energie:

$$\rho c_p \frac{DT}{Dt} = \text{div}(\lambda \text{grad}T) + \beta T \frac{DP}{Dt} + Q \quad (2.1.21)$$

wobei β dem Wärmeausdehnungskoeffizient entspricht $\beta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_P$.

2.1.2 Charakterisierung turbulenter Strömungen

Die Wirbelkaskade einer turbulenten Strömung kann anhand Abbildung 2.1 veranschaulicht werden.

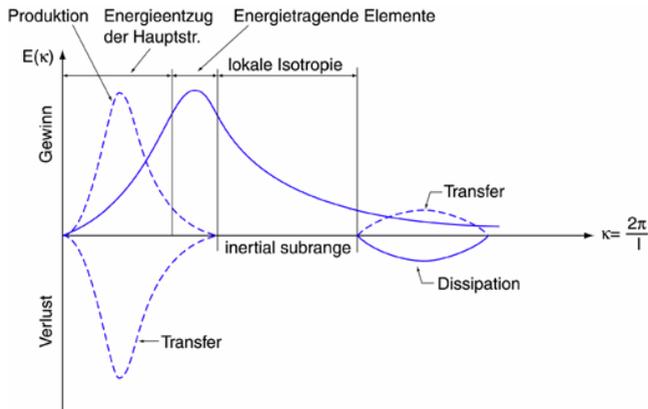


Abbildung 2.1

Wirbelkaskade einer turbulenten Strömung. Standardisierte spektrale Energieverteilung über die Wellenzahl κ

Auf Kolmogorov (Kolmogoroff, 1941) geht eine fortführende wissenschaftliche Analyse der Turbulenzkaskade zurück. Nun können mittels der Dissipationsrate ε und der kinematischen Viskosität ν die sogenannten Kolmogorov-Skalen bestimmt werden, welche die kleinsten, dissipativen Elemente der Turbulenzkaskade darstellen:

$$t_n = (\nu/\varepsilon)^{1/2} \quad ; \quad u_n = (\varepsilon\nu)^{1/4} \quad ; \quad l_n = (\nu^3/\varepsilon)^{1/4} \quad \text{(2.1.22)}$$

Eine weitere Wirbelklasse mit der Abmessung $l_t > l_n$ besteht zwischen den turbulenz erzeugenden und dissipativen Wirbelelementen. Kolmogorov entwickelte seine zweite Ähnlichkeitshypothese, die sich darauf stützt, dass die turbulente Reynoldszahl dieser Klasse groß ist und demzufolge der Energietransport lediglich durch die Massenträgheitskräfte bestimmt wird. Hinsichtlich des genannten Ähnlichkeitsbereiches³ kann man für ein vorher bestimmtes Längenmaß l mit Hilfe dimensionsanalytischer Betrachtung auf folgende charakteristische Zeit und Geschwindigkeit schließen:

$$t(l) = l/u(l) = (l^2/\varepsilon)^{1/3} \quad ; \quad u(l) = (\varepsilon l)^{1/3} \quad \text{(2.1.23)}$$

Das Verhältnis der integralen zu den Kolmogorov-Skalen ist durch die Gleichung 2.1.23, wobei davon ausgegangen wird, dass die größten Skalen mit $\varepsilon \propto u_t^3/l_t$ skalieren:

$$t_n/t_t \propto \text{Re}^{-1/2} \quad ; \quad u_n/u_t \propto \text{Re}^{-1/4} \quad ; \quad l_n/l_t \propto \text{Re}^{-3/4} \quad \text{(2.1.24)}$$

³ Englisch: Inertial Subrange

2.1.3 Klassifizierung turbulenter Vormischflammen

In diesem Abschnitt soll eine Klassifizierung der Flammen, die bei der turbulenten vorgemischten Verbrennung anzutreffen sind, basierend auf dem Vergleich charakteristischer Zeitskalen vorgenommen werden. Die phänomenologische Beschreibung turbulenter Vormischverbrennung beruht auf dem Vergleich charakteristischer Skalen zweier prinzipieller Vorgänge: der turbulenten Mischung und der chemischen Kinetik. Mittels der turbulenten Reynolds-Zahl Re_t kann der lokale Turbulenzzustand bestimmt werden. Ein turbulenter Strömungszustand liegt vor, wenn der turbulente Impulsaustausch die viskosen Kräfte überwiegt, d.h. wenn $Re_t > 1$ ist. Unter der Annahme, dass die kinematische Viskosität und die Temperaturleitzahl a die gleiche Größe aufweisen $Pr=1$, kann die Reynoldszahl Re_t als Funktion turbulenter und chemischer Skalen dargestellt werden:

$$Re_t = \frac{u_t l_t}{S_l l_f}. \quad (2.1.25)$$

Das charakteristische Maß der Wärmefreisetzung bei laminaren Vormischflammen kann mittels der Flammenfrontdicke l_f und der Flammengeschwindigkeit S_l einer ungestreckten, laminaren Flamme berechnet werden. Zusammen mit den integralen Skalen der Turbulenz lässt sich die Damköhlerzahl Da_t als Verhältnis charakteristischer Zeitmaße definieren:

$$Da_t = \frac{t_F}{t_t} = \frac{u_t l_f}{S_l l_t}. \quad (2.1.26)$$

Das Turbulenzspektrum ist neben den energietragenden integralen Skalen durch die dissipativen Skalen charakterisiert. Mit den sogenannten Kolmogorov-Skalen lässt sich die Karlovitz-Zahl wie folgt schreiben

$$Ka_t = \frac{t_F}{t_n} = \left(\frac{l_F}{l_n} \right)^2 = \left(\frac{u_n}{S_l} \right)^2. \quad (2.1.27)$$

In einem Diagramm (Abb. 2.2) gelang es Borghi (Borghi, 1984) basierend auf der Damköhler-, der Karlovitz- und der turbulenten Reynolds-Zahl verschiedene Bereiche turbulenter vorgemischter Flammen zu bestimmen.

- Anhand der Linie für $Re_t=1$ wird der laminare Bereich limitiert, der die laminaren Flammen charakterisiert.
- Die turbulente Geschwindigkeitsschwankung u' ist im Bereich leicht gewellter Flamme kleiner als die laminare Flammengeschwindigkeit S_L
- Die Faltung der Flamme intensiviert sich mit steigender Turbulenzintensität (Bereich stark gewellter Flamme). Lokal stellt man aber immer noch laminare Flammenstrukturen fest (Flamelets).
- Im Bereich verdickter Flammenfront $Ka_t > 1$ unterschreitet das turbulente das chemische Zeitmaß. Erst dann können kleine turbulente Wirbel in die Reaktionszone gelangen und diese ausweiten.
- Bei weiterer Zunahme der Turbulenzintensität $Da_t < 1$ findet eine schnelle Durchmischung von Frischgas und verbranntem Gas bzw. Zwischenprodukten statt, bevor es aufgrund der im Vergleich zur Strömung relativ langsamen chemischen Reaktion verbrennt.

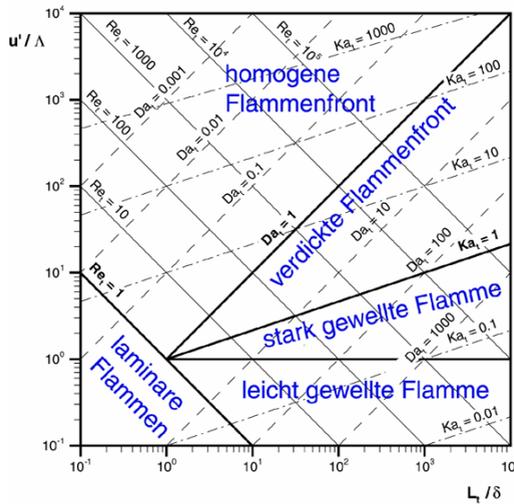


Abbildung 2.2

Verschiedene Bereiche turbulenter vorgemischter
Flammen nach Borghi (Borghi, 1984)

2.2 Merkmale von Drallströmungen

Eine stabile Verbrennung kann durch eine Rezirkulationszone erreicht werden, welche einen Teil der heißen Verbrennungsprodukte an die Flammenwurzel zurückführen und somit die Reaktionspartner auf Zündtemperatur bringen. Die dadurch verminderte mittlere Strömungsgeschwindigkeit in der Nähe der Rückströmzone bewirkt ebenfalls, dass aerodynamisch stabilisierte Flammen mit volumetrischen Brenneraustrittsgeschwindigkeiten weit über der turbulenten Flammengeschwindigkeit stabil brennen. Durch die Verwendung von Drallgittern ist es möglich, Rückströmgebiete in einem Reaktionsfeld zu erzeugen. Bei diesen drallstabilisierenden Flammen wird der Hauptströmung ein Drehimpuls aufgeprägt und somit das zur Stabilisierung notwendige Rezirkulationsgebiet induziert.

2.2.1 Charakterisierung der Drallstärke

Bei der technischen Anwendung von Drallströmungen hat sich die effektive Drallzahl S_{eff} als Maßgröße zur Beschreibung der Drallstärke durchgesetzt, da sie am besten die Wirkung des Dralles auf eine Grundströmung beschreibt. Sie ist als der Quotient aus dem integralen axialen Drehimpulsstrom \dot{D} (Gl. 2.2.2) bezogen auf den integralen Axialimpulsstrom \dot{I}_{ges} (Gl. 2.2.3) definiert. Das Verhältnis wird mit einer charakteristischen Länge R_o , in der Verbrennungstechnik üblicherweise mit dem halben Brenneraustrittsdurchmesser, entdimensioniert:

$$S_{eff} = \frac{\dot{D}}{\dot{I}_{ges} R_o} \quad (2.2.1)$$

mit

$$\dot{D} = 2\pi \int_0^{\infty} [\rho(\overline{uw} + \widetilde{u}\widetilde{w})] r^2 dr, \quad (2.2.2)$$

$$\dot{I}_{ges} = \dot{I} + P = 2\pi \int_0^{\infty} [(P - P_{\infty}) + \rho(\overline{u^2} + \widetilde{w}^2)] r dr. \quad (2.2.3)$$

Zur Vereinfachung der Berechnung wird der Axialimpulsstrom in der Literatur häufig ohne Druckterm und turbulenzbedingten Anteil definiert. Ermittelt man den Drehimpulsstrom aus den geometrischen Daten des Drallerzeugers, so ergibt sich die theoretische Drallzahl $S_{o,th}$, welche lediglich von den geometrischen Daten des Drallerzeugers abhängt.

$$S_{o,th} = \frac{\dot{D}_o}{\dot{I}_o R_o}. \quad (2.2.4)$$

Im Fall einer zweiflutigen Düse mit zwei konzentrischen, unterschiedlich stark verdrallten Luftströmen, lässt sich die gesamte Drallzahl durch die Wahl eines gemeinsamen Normierungsradius berechnen; üblicherweise wird der engste Radius der Anordnung verwendet. Die resultierende theoretische Gesamtdrallzahl für die Überlagerung von Primär- und Sekundärluftstrom erfolgt dann wie folgt:

$$S_{th} = \frac{\dot{D}_{0,pr} + \dot{D}_{0,sek}}{R_O(\dot{I}_{0,pr} + \dot{I}_{0,sek})} \quad (2.2.5)$$

2.2.2 Wirbelformen

Zur analytischen Beschreibung der radialen Verteilung der azimuthalen Geschwindigkeit realer Drallströmungen eignen sich häufig idealisierte Wirbelformen. Eine Annäherung eines Wirbels wird durch den Rankine Wirbel

$$w(r) = w_{\max} \left(\frac{r_1}{r} \right)^n \left\{ \begin{array}{ll} n = -1 & \text{für } 0 \leq r \leq r_1 \\ n = 1 & \text{für } r \geq r_1 \end{array} \right\} \quad (2.2.6)$$

ermöglicht, der bis zu einem Radius r_1 aus einem Starrkörperwirbel besteht und dort unstetig in den Potentialwirbel übergeht.

Die Navier-Stokes Gleichungen in Zylinderkoordinaten ergeben unter der Voraussetzung eines stationären ebenen Strömungszustandes $\partial/\partial t, \partial/\partial x, \nu = 0$ die Eulersche Differentialgleichung

$$\frac{\partial^2 w}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial r} - \frac{w}{r^2} = 0 \quad (2.2.7)$$

Deren Lösungsmenge beschreibt auch die additive Überlagerung eines Starrkörper br und eines Potentialwirbels a/r (Abb. 2.3).

$$w(r) = \frac{a}{r} \text{ für } r \geq r_1 \quad \text{und} \quad w(r) = br \text{ für } r \leq r_1 \quad (2.2.8)$$

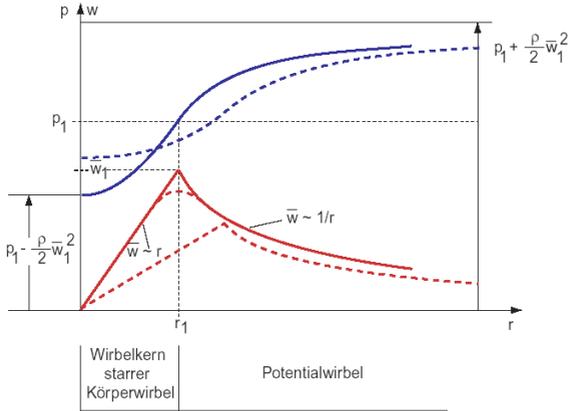


Abbildung 2.3

Tangentialgeschwindigkeitsverlauf und statischer Druck im ebenen Wirbel

Für rotationssymmetrische, reibungsfreie, eindimensionale Wirbelbewegung ergibt eine radiale Kräftebilanz am Stromfaden ein Gleichgewicht zwischen Zentrifugal- und Druckkraft:

$$\frac{w^2}{r} = \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr}. \quad (2.2.10)$$

Diese Gleichung geht aus der Reynoldsgleichung in radialer Richtung (Gl. 2.1.24) hervor, indem die partiellen Ableitungen $\partial/\partial x$ sowie die Radialgeschwindigkeit wegfallen und außerdem die Reynoldsspannungen $\overline{\tilde{u}^2}$ und $\overline{\tilde{w}^2}$ vernachlässigt werden. Der Druckgradient (Gl. 2.2.10) zeigt, dass in Abhängigkeit von der jeweiligen Tangentialgeschwindigkeitsverteilung ein mehr oder minder großer Unterdruck in Achsnähe herrscht.

2.2.3 Wirbelaufplatzen

Detaillierte Untersuchungen wirbelbehafteter Strömungen ergaben, dass sich bei einem aufgeprägten axialen Druckgradienten die Wirbelröhren schlagartig vergrößern können, wobei entweder Rückströmgebiete im Zentrum des Wirbels entstehen oder aber die Strömung spiralförmige Strukturen um die Wirbelachse herum ausbildet. Dieses Phänomen ist unter dem Namen „Wirbelaufplatzen“⁴ bekannt. Mit Hilfe einer kritischen Drallzahl S_{krit} wird quantifiziert, ob eine Drehströmung zum Aufplatzen neigt. Durch Visualisierung von rotierenden Strömungen im Wasserkanal konnten Faler et al (Faler, 1977) sechs verschiedene Typen des Wirbelaufplatzens identifizieren. Im oberen Reynoldszahlbereich $Re > 3500$ werden allerdings für verschiedene Drallzahlen zwei Transitionen des Wirbelaufplatzens festgestellt:

- Das blasenförmige Wirbelaufplatzen
- Das spiralförmige Wirbelaufplatzen

Dem in Abbildung 2.4 dargestellten Erscheinungsbild eines auf der Wirbelachse eingebrachten Tintenfadens entsprechend, kommt es zu einer schnellen Stagnation der Strömung auf der Wirbelachse, charakterisiert durch den Knick des Fadens und einer anschließenden spiralförmigen Form. Durch die zusätzliche Rotation der Spirale im Drehsinn der Hauptströmung um die ungestörte Wirbelachse, kann eine instationäre Strömung induziert werden. Das blasenförmige bzw. spiralförmige Wirbelaufplatzen kann unter bestimmten Bedingungen bei konstanten Einflussparametern periodisch oder stochastisch in den anderen Typ übergehen. Allerdings ergibt sich kein einheitliches Bild darüber, ob beide Aufplatzmechanismen ein und dasselbe Phänomen darstellen.

⁴ Englisch: Vortex Breakdown

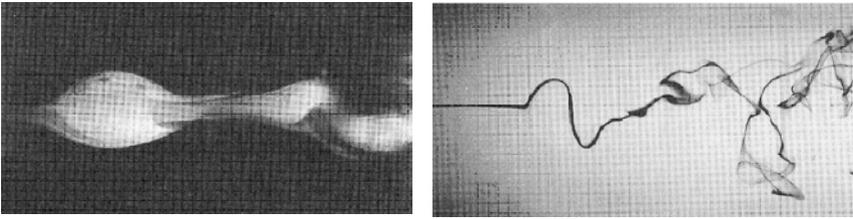


Abbildung 2.4

Blasenförmiges (links) bzw. spiralförmiges (rechts)

Wirbelaufplatzen (Nakamura, 1987)

2.2.4 Rayleigh Kriterium

Ein wichtiges Kriterium zur Beurteilung der Stabilität einer Drallströmung stellt das Rayleigh-Kriterium dar.

Bewegt sich ein Turbulenzelement, das sich im Bereich des Festkörperwirbels befindet (s. Abb. 2.5 links), von Radius r_1 auf den Radius r_2 , so behält es seinen spezifischen Drehimpuls $D_1 = w_1 r_1$ bei. Steigt die Tangentialgeschwindigkeit \bar{w} linear mit dem Radius (Abb. 2.5 links),

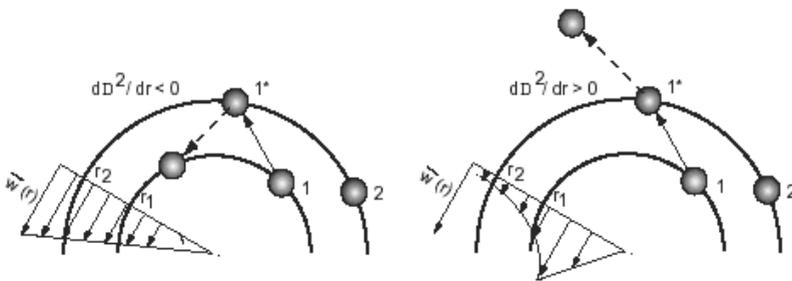


Abbildung 2.5:

Stabilität von Wirbelformen

so besitzt es demnach auf dem Radius r_2 eine geringere Tangentialgeschwindigkeit $\overline{w_1} = D_1/r_2$ als seine Umgebung $\overline{w_2} = D_2/r_2$, wodurch die auf das Element wirkende volumenspezifische Zentrifugalkraft

$$F_C = \rho \frac{\overline{w_1}^2}{r_2} = \rho \frac{D_1^2}{r_2^3} \quad (2.2.11)$$

kleiner als der lokale radiale Druckgradient

$$\frac{\partial p}{\partial \rho} = \rho \frac{\overline{w_2}^2}{r_2} = \rho \frac{D_2^2}{r_2^3} \quad (2.2.12)$$

ist. Daraus ergibt sich die Tendenz, den Turbulenzballen wieder auf einen kleineren Radius zurückzuführen. Insgesamt ist die betrachtete Strömungsschichtung also stabil und es besteht eine turbulenzdämpfende Wirkung, die stets dann vorhanden ist, wenn das Profil des spezifischen Dralls durch eine Zunahme von D^2 gekennzeichnet ist. Umgekehrt wirkt sich eine radiale Abnahme von D^2 negativ auf die Stabilität des Gleichgewichts aus, da nun die resultierende Zentrifugalkraft das Volumenelement weiter nach außen beschleunigt. Eine solche Konstellation regt den turbulenten Austausch an (Abb. 2.5 rechts). Die Gleichungen 2.2.13 geben das Rayleigh-Kriterium formelmäßig wieder. Es bedeuten also bei inkompressiblen Medien

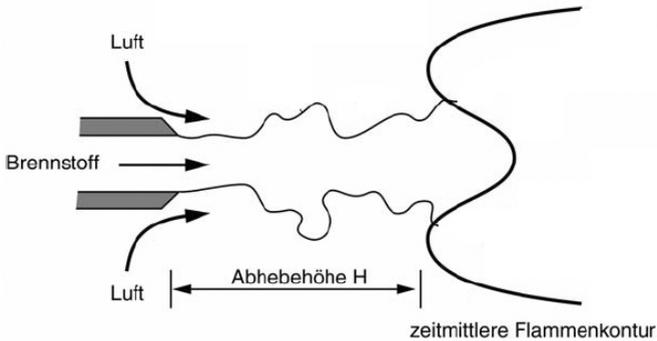
$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial r}(\rho D^2) > 0 & \quad \text{stabiles} \\ \frac{\partial}{\partial r}(\rho D^2) = 0 & \quad \text{indifferentes} \\ \frac{\partial}{\partial r}(\rho D^2) < 0 & \quad \text{instabiles} \end{aligned} \quad (2.2.13)$$

2.3 Teilvorgemischte turbulente Verbrennung

Teilvorgemischte Flammen liegen im Übergangsbereich zwischen reinen Vormisch- und Diffusionsflammen. Sie stellen eine Klasse von Hybridflammen dar, bei denen ein Teil des zur Verfügung stehenden Oxidationsmittels vor dem Eintritt in die Reaktionszone sich mit einem Teil des Brennstoffs mischt. Dieser Flammentyp kann verwendet werden, um die Vorteile sowohl von nicht-vorgemischten als auch von vorgemischten Flammen hinsichtlich Betriebssicherheit, Schadstoffausstoß und Flammenstabilität zu vereinen. Abgehobene Drallflammen stellen eine maßgebliche Anwendung der teilvorgemischten Verbrennung dar und können entscheidend zum Abbau von Stickoxidemissionen beitragen.

2.3.1 Abgehobene turbulente nicht-vorgemischte Strahlflammen

Bei ausreichend geringen Strömungsgeschwindigkeiten eines turbulenten Strahles brennt eine Diffusionsflamme aufsitzend auf der Düse, durch die sie erzeugt wird. Ein Anstieg der Strömungsgeschwindigkeit führt zu einer Streckung und schließlich zur Unterbrechung der Reaktionszone. Daraufhin hebt die Flamme ab und stabilisiert sich innerhalb des Strahles weiter stromab. Die Geschwindigkeit, bei der dieses Phänomen auftritt, wird Abhebegeschwindigkeit genannt und der Abstand zwischen der Düse und der Basis der abgehobenen Flamme ist als Abhebehöhe gekennzeichnet (Abb. 2.6).

**Abbildung 2.6:**

Schematische Darstellung abgehobener
nicht-vorgemischter Strahlflamme

Zwei grundlegende Theorien bezüglich der Stabilisierung abgehobener Flammen herrschen vor. Es handelt sich um das von Vanquickenborne et al., (Vanquickenborne, 1966) vorgeschlagene Modell der Ausbreitung der vorgemischten turbulenten Flamme und das von Peters et al. (Peters, 1983) eingeführte Modell der Verlöschung von Flamelets.

Bei der Anwendung von abgehobener Verbrennung ist die Vorhersage der Stelle in der Brennkammer, an der sich die Flamme stabilisiert, von großer Bedeutung. Eine der ersten Studien, die in diesem Gebiet durchgeführt wurde, war die von Annushkin et al. (Annushkin, 1978). Bei dieser Arbeit konnte die Schlussfolgerung gezogen werden, dass die Abhebehöhe einer turbulenten Strahlflamme linear abhängig von der Anströmungsgeschwindigkeit und unabhängig vom Düsendurchmesser ist. Kalghatgi (Kalghatgi, 1984) untermauerte dieses Modell durch Untersuchungen von Wasserstoff, Methan-, Ethylen- und Propanflammen für eine große Anzahl an Düsendurchmessern und Austrittsgeschwindigkeiten. Aus den experimentellen Ergebnissen seiner Arbeit wurde gefolgert, dass der Quotient der turbulenten

ten und laminaren Brenngeschwindigkeiten proportional zur Quadratwurzel der turbulenten Reynolds-Zahl ist.

$$\left(\frac{S_t}{S_l}\right) = b_4 \left(\frac{u'l}{\nu}\right)^{1/2}. \tag{2.3.1}$$

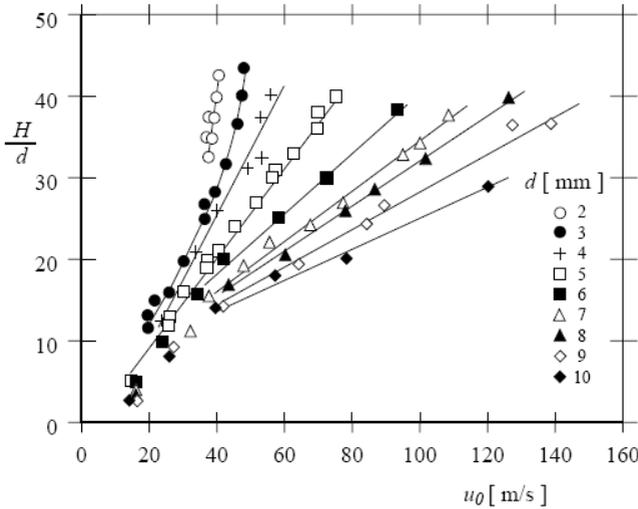


Abbildung 2.7:
 Entdimensionierte Abhebehöhe über die
 Strahlggeschwindigkeit (Methan) (Donnerhack, 1984)

Obige Korrelation gilt im Bereich $Da < 1$, wobei in diesem Fall die Proportionalitätskonstante b_4 abhängig vom eingesetzten Brennstoff ist. Donnerhack et. al. (Donnerhack, 1984) führten auch Messungen zur Bestimmung der Stabilisierungshöhen von Diffusionsflammen durch. In dieser Studie wurde gezeigt, dass die Löschgrenzen von turbulenten Strahlflammen mit dem Durchmesser der Düse zusammenhängen, und bei einer Abhebehöhe von $H/D \approx 40$ auftreten (Abb. 2.7).

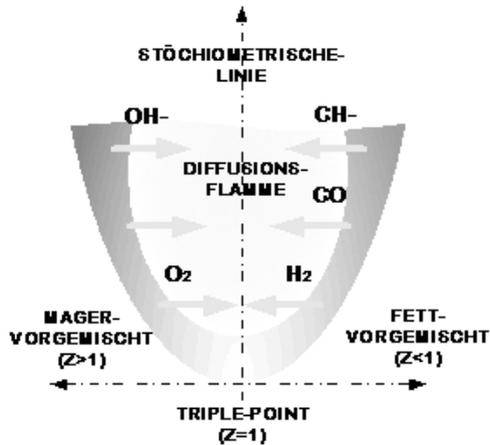


Abbildung 2.8

Struktur - Triple Flame

2.3.2 Triple-Flame

Eine Triple-Flame, die auch „tribranchial“ oder „Edge-Flame“ genannt wird, ist eine kanonische Struktur, die potentiell den Mechanismus der Flammenstabilisierung einer abgehobenen turbulenten Strahl-Diffusionsflamme beschreibt. Die Vorderseite einer Triple-Flame (Abb. 2.8), genannt der Tripelpunkt⁵, breitet sich entlang einer sich in der Umgebung des stöchiometrischen Gemisches befindenden Oberfläche aus. Auf der einen Seite der Oberfläche findet man eine magere und auf der anderen Seite dagegen eine fette, vorgemischte Flammenzone. Beide verbreiten sich mit einer niedrigeren Brenngeschwindigkeit, als die des Tripelpunkts. Hinter dem Tripelpunkt entsteht eine Diffusionsflamme aus unverbrannten Zwischenprodukten der fetten, vorgemischten Flammenzone (diffundierendes H_2 und CO)

⁵ Englisch: Triple point

und der übrigen aus der mageren, vorgemischten Flammenzone diffundierenden Spezies O_2 und $OH\cdot$ (Domingo, 1996)

2.4 Turbulente eingeschlossene Strahlen und Verbrennung

Ein Freistrahler ist im Allgemeinen dadurch gekennzeichnet, dass ein Strom eines Fluides aus einer Öffnung in eine Umgebung austritt, in welcher es sich unbeeinflusst von Wänden ausbreiten kann. Bei turbulenten Freistrahler unterscheidet man drei Bereiche: den Kernbereich, bei dem die Eigenschaften des Strahls auf der Achse erhalten bleiben, den Übergangsbereich, in dem sich die charakteristischen Größen des Strahls im Übergangstadium befinden und den Ähnlichkeitsbereich, in dem in allen Querschnittsebenen senkrecht zur Hauptströmung die Eigenschaften des Strahls durch gleiche Funktionen beschrieben werden können. Strömt ein Strahler aus einer Düse, reißt dieser das umliegende Fluid mit. Mit steigender Düsenentfernung steigt auch die Menge des mitgerissenen Fluides. In einem Freistrahler setzt sich dieser Prozess grenzenlos fort, bis sich der Strahler nicht mehr von der Umgebung unterscheiden lässt. Gemäß der Theorie des Freistrahlers entspricht der Austrittswinkel eines Freistrahlers (19°).

$$\frac{\dot{m}(x)}{\dot{m}_0} = \frac{2 * \tan((19/2)^\circ) * x}{d_0} \sqrt{\frac{\rho_X}{\rho_0}} = \frac{0,32 * x}{d_0} \sqrt{\frac{\rho_X}{\rho_0}} \quad (2.4.1)$$

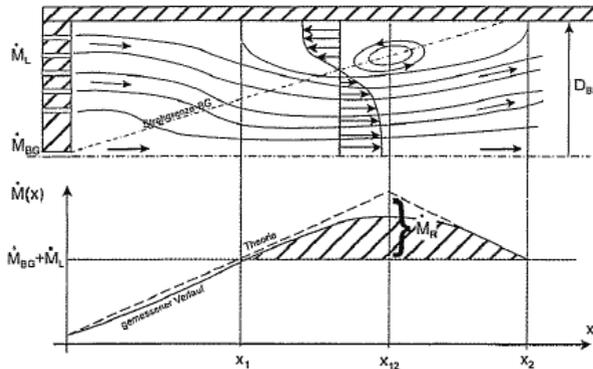


Abbildung 2.9

Eingeschlossener Strahl mit äußerer Rezirkulationszone: Schematischer Fortschritt der Stromlinien (oben) und des Massenstroms (unten)

Bei eingeschlossenen Axialstrahlflammen kommt ein Teil der einzusaugenden Masse vom Strahl selbst, was zu der Bildung einer äußeren Rezirkulationszone führt. Zur Berechnung der Rate des rezirkulierenden Massenstroms wird in diesem Fall ein weiteres partielles Ähnlichkeitskriterium der Verbrennungstechnik vorgestellt, welches auf Thring et al. (Thring, 1953) zurückgeht (Abb. 2.9). Betrachtet wird ein zylindrisch eingeschlossener Brenngasstrahl mit hoher Austrittsgeschwindigkeit und einen konzentrisch angeordneter Verbrennungsluftstrom mit niedriger Geschwindigkeit. Aufgrund der Geschwindigkeitsverhältnisse beider Ströme, saugt im ersten Bereich der Brennkammer $x \leq x_1$ der Brenngasstrahl den Luftstrahl an, bis dieser vollständig mitgerissen ist $x = x_1$. Im weiteren axialen Verlauf $x_1 \leq x \leq x_{12}$ findet nun die Ansaugung von rezirkuliertem Medium statt, bis der Strahl an Position x_2 auf die Brennkammerwände trifft.

Die Länge des Rückströmwirbels lässt sich aus der Massenstromverteilung für Freistrahlen mit begrenzter Genauigkeit herleiten. Für die Länge des Strahlbereichs bis $x = x_1$ der Strömung gilt:

$$\frac{\dot{m}_{Brst} + \dot{m}_L}{\dot{m}_{Brst}} = 0.32 \frac{x_1}{d} \sqrt{\frac{\rho_L}{\rho_{Brst}}}. \quad (2.4.2)$$

Im nachfolgenden Bereich $x_1 \leq x \leq x_{12}$ wird rezirkulierendes Abgas der Dichte ρ_R eingesaugt. Für die maximale rückströmende Masse \dot{m}_R gilt dann:

$$\frac{\dot{m}_R}{\dot{m}_{Brst}} = 0.32 \frac{(x_{12} - x_1)}{d} \sqrt{\frac{\rho_R}{\rho_0}}. \quad (2.4.3)$$

Im anschließenden Bereich $x_{12} \leq x \leq x_2$ wird wieder Masse abgegeben. Durch Substitution von x_1 folgt aus den Gleichungen 2.4.2 und 2.4.3 dann:

$$\frac{\dot{m}_R}{\dot{m}_{Brst} + \dot{m}_L} = 0.32 \left(\frac{\dot{m}_R}{\dot{m}_{Brst} + \dot{m}_L} \frac{x_{12}}{d} - \frac{1}{0.32} \right) \sqrt{\frac{\rho_R}{\rho_0}}. \quad (2.4.4)$$

Nach experimentellen Befunden und theoretischen Betrachtungen kann für den axialen Abstand des Strahlmassenstrom-Maximums näherungsweise $x_{12} = 2.6D$ gesetzt werden (Schittel, 2001). Aus Gleichung 2.4.4 folgt dann

$$\frac{\dot{m}_R}{\dot{m}_{Brst} + \dot{m}_L} = 0.83 \left(\frac{1}{\Theta} - 1.202 \right) \sqrt{\frac{\rho_R}{\rho_0}} \quad (2.4.5)$$

mit $\Theta = \frac{\dot{m}_{Brst}}{\dot{m}_{Brst} + \dot{m}_L} \frac{d}{D}$.

2.5 Instationäre Effekte verdrahter Strömungen

2.5.1 Precessing Vortex Core

Den im Bereich der Drallströmungen durchgeführten Studien und Modellen liegt die Annahme einer axialsymmetrischen Strömung zugrunde. Bedeutende, auf experimentelle Untersuchungen zurückzuführende Hinweise zeigen allerdings, dass die Annahme der axialen Symmetrie bei solchen

Strömungen lediglich für niedrige Reynolds-Zahlen Re und kleine Drallzahlen ($S < 0.6$) gilt (Froud, 1995). Der Zusammenbruch der axialen Symmetrie hängt mit dem Phänomen des Wirbelaufplatzens der Strömung zusammen, da dieser aus der Expansion von spiralförmigen Strukturen, die in der Grenze zwischen der Scherzone der Rückströmung und der Null-Stromlinie liegen, ihren Ursprung hat (Fick, 1997). Diese Art von kohärenten Strukturen, die im Bereich der nicht reagierenden aber manchmal auch der reagierenden Drallströmungen bekannt sind, wird als „Precessing Vortex Core“ (PVC) bezeichnet, da diese um die Symmetrieachse des Brenners präzessieren. Gewöhnlich kann das Phänomen des PVC die äußerst hohe turbulente kinetische Energie k am Düsennahbereich erklären (Gupta, 1984). Der hohe turbulente Austausch ist in diesem Strömungsbereich beabsichtigt, da er den Mischungsprozess beschleunigt und damit eine verbesserte Vormischung ermöglicht wird. Bei einem PVC lässt sich eine konstante Strouhal Zahl (Sr) ermitteln, welche unabhängig von der Reynolds-Zahl Re ist und die Instabilität charakterisiert. Die Strouhal-Zahl Sr wird in diesem Fall aus dem Produkt der Frequenz f der Instabilität und dem Quotienten aus einem charakteristischen Durchmesser des Brenners d_0 , und der Abströmgeschwindigkeit u_0 , gebildet.

2.5.2 Vorgehensweise zur autospektralen Wahrscheinlichkeitsfunktion

Die autospektrale Wahrscheinlichkeitsfunktion kann als die Häufigkeitsfunktion der turbulenten Energie in der Strömung interpretiert werden. Periodische Phänomene erzeugen Spitzen bei Frequenzen, die der vorherrschenden Frequenz der untersuchten Erscheinungen entsprechen. Zur Berechnung der Korrelationen und der Spektren ist die einzig erforderliche Eingabe die Daten-Samples einschließlich ihrer Ankunftszeit. In den letzten

Jahren haben sich durch ständige Weiterentwicklung zwei Methoden zur Abschätzung von Autokorrelationsfunktionen (AKF) und Energiedichtespektrum (EDS) als besonders geeignet herauskristallisiert. Hierbei handelt es sich einerseits um die Slotverfahren, die auf Mayo (Mayo, 1974) zurückgehen und deren Variabilität durch die Weiterentwicklung in eine Fuzzy-Slotting Technik mit lokaler Normierung durch Nobach et al. (Nobach, 1998) und Trummers et.al. (Trummers, 1996) deutlich reduziert wurde. Des Weiteren besteht ein möglicher Ansatz zur Bestimmung spektraler Wahrscheinlichkeitsfunktionen aus zeitlich zufällig erhaltenen Messungsdaten in der Verwendung von „Rekonstruktionstechniken“. Insbesondere sind die Rekonstruktionsmethoden mit einem Polynom nullter Ordnung, die „Sample and Hold“ Methode, das Objekt intensiver Forschung.

Die wichtigste Aufgabe der Rekonstruktionsmethoden ist das Ersetzen der zufällig erhaltenen Zeitreihen durch ein fortdauerndes Signal, das anschließend in regelmäßigen Intervallen erneut abgetastet wird. Ist die Rekonstruktion korrekt, kann die spektrale Analyse der äquidistanten Proben zweckmäßig beispielsweise mit dem FFT-Algorithmus durchgeführt werden. Ein weiterer Vorteil einer korrekten Rekonstruktion wäre die Verhinderung der Auswirkungen des velocity bias. Eine korrekte Rekonstruktion des Geschwindigkeitssignals würde jedoch sehr hohe Datenraten erfordern. (siehe Anhang A4).

2.6 Flammenlöscheffekte

Das Risiko des mageren Verlöschens wird durch die Entwicklung von technischen Anwendungen magerer Verbrennung erhöht. Die in mehreren Studien (Zarzalís, 1994) untersuchte magere Verbrennung wird hinsichtlich der NO_x Minderung als zukunftsweisend betrachtet. Verschiedene Techni-

ken wie z.B. die „magere, vorgemischte vorverdampfte Verbrennung“ (Lean Premixed Prevaporized, LPP) finden Anwendung zur Umsetzung der Bedingungen in Richtung magerer Verbrennung.

Verbrennung nahe der Magerlöschgrenze kann durch die Erfüllung folgender Bedingungen aufrechterhalten werden:

- das zündfähige Gemisch muss auf molekularem Niveau vorgemischt sein
- die Reaktanten müssen die Zündtemperatur erreichen
- die turbulente Brenngeschwindigkeit und die Strömungsgeschwindigkeit müssen sich im Gleichgewicht befinden

Diese Bedingungen können physikalisch mittels eines Gleichgewichts zwischen dem Zeitmaßstab für Reaktionskinetik t_c und der Verweilzeit der Reaktionsgase innerhalb der Stabilisierungszone t_f ausgedrückt werden. Sofern die Verweilzeit die für den Abschluss der vollständigen chemischen Reaktion notwendige Zeit übersteigt, hält die Verbrennung an. Das entsprechende Stabilitätskriterium kann wie folgt ausgedrückt werden:

$$\frac{t_c}{t_f} \approx K. \quad (2.6.1)$$

Zahlreichen Modellen zufolge (Bradley, 1992) kann t_c mit Hilfe eines Quotienten aus der Flammenfrontdicke l_f und der laminaren Brenngeschwindigkeit S_L ausgedrückt werden, wobei l_f gemäß der Untersuchung von Zeldovich zur Flammenausbreitung durch α/S_L angenähert werden kann. Hoffmann (Hoffmann, 1994) ging von einem ideal durchmischten Reaktor aus und nahm deshalb für die Bestimmung von t_f die Länge des stabilen Bereiches L sowie die mittlere Strömungsgeschwindigkeit \bar{u} an. Somit ist Stabilität gewährleistet wenn

$$\frac{t_C}{t_f} = \frac{a/S_L^2}{L/\bar{u}} \approx K, \quad \bar{u} \approx K \frac{S_L^2 L}{a} \quad (2.6.2)$$

gilt. Gleichung 2.6.2 kann basierend auf der Pe-Zahl wie folgt dargestellt werden

$$\frac{\bar{u}L}{a} \approx K \left(\frac{S_L L}{a} \right)^2, \quad Pe_U \approx K Pe_{S_L}^2. \quad (2.6.3)$$

In der Nähe der Magerlöschgrenze nimmt das reaktionskinetische Zeitmaß relativ zum Strömungszeitmaß zu. Dies hat eine Vergrößerung der Ausbrandzone zur Folge, die als Ausdehnung der Flamme beobachtet werden kann. Durch die Verzögerung des Ausbrandes besitzt das rezirkulierende Abgas eine niedrigere Temperatur, die wiederum zu ungünstigen Zündbedingungen führt. Folglich sinkt der Ausbrand weiter, eine Tatsache, die zur Entstehung von CO und anderen unerwünschten Kohlenwasserstoffverbindungen führt.

Die Verbrennung von Kohlenwasserstoffen kann vereinfacht als ein zwei-stufiger Prozess beschrieben werden: der erste Schritt beinhaltet den Abbau des Brennstoffes zu Kohlenmonoxid CO und der zweite Schritt stellt die komplette Oxidation von Kohlenmonoxid zu Kohlendioxid dar (Maas, 2005). Kleine Mengen von H₂O oder H₂ können eine enorme Wirkung auf die Oxidationsrate von CO haben. Grund dafür ist die viel höhere Geschwindigkeit des das Hydroxyl-Radikal beinhaltenden Schrittes der CO-Oxidation im Gegensatz zum O₂ und O beinhaltenden Schritt. Die Oxidation von CO kann durch die folgenden vier Schritte beschrieben werden (Turns, 2000):





Reaktion 2.6.4 läuft langsam ab und trägt nicht bedeutend zur Bildung von CO_2 bei, dient jedoch eher als Initiator der Kettenreaktion. Der eigentliche Oxidationsschritt Reaktion 2.6.6 ist ebenfalls ein Schritt, bei dem es zur Erzeugung von H-Atomen kommt, die mit O_2 zu OH und O reagieren (Reaktion 2.6.7). Diese Radikale wiederum werden in den Oxidationsschritt Reaktion 2.6.6 und den ersten kettenverzweigten Schritt Reaktion 2.6.5 rückgekoppelt. Der Schritt $CO+OH \rightarrow CO_2+H$ (Reaktion 2.6.6) ist die Schlüsselreaktion.

Aufgrund der Bildung von CO und unerwünschten Kohlenwasserstoffverbindungen bei den Magerlöschgrenzen, gilt die Entstehung von CO bzw. unverbrannten Kohlenwasserstoffverbindungen im mageren Bereich im Abgas als Indikator für das Flammenlöschen. Deswegen wurde in der vorliegenden Arbeit die Magererlöschgrenze anhand der CO-Konzentration im Abgas festgelegt. Im Gegensatz zu der optischen Beobachtung, die vom subjektiven Eindruck des Beobachters abhängt, lässt sich durch die Konzentrationsmessung ein objektives Verlöschkriterium festlegen.

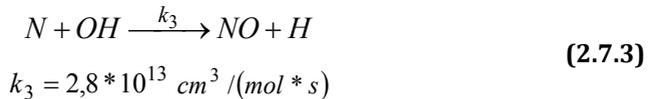
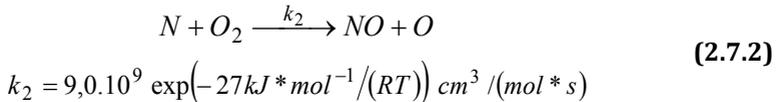
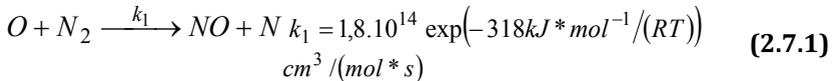
2.7 Entstehung von Stickoxiden

Die zunehmende Umweltbelastung erfordert eine Minimierung aller aus Verbrennungsprozessen resultierenden Schadstoffe. Besondere Bedeutung kommt den Stickoxiden NO_x zu, welche in Troposphäre die Bildung des gefährlichen Ozons und des photochemischen Smogs begünstigen. Es wur-

2.7.1 Bildungsmechanismen von Stickoxiden

2.7.1.1 Thermisches NO (Zeldovich NO)

Thermisches NO, auch Zeldovich NO genannt, wird durch die folgenden Elementarreaktionen gebildet (Baulch, 2004):



Der Begriff „thermisch“ wird verwendet, da Reaktion 2.7.1 aufgrund der starken Dreifachbindung des N_2 Moleküls, eine sehr hohe Aktivierungsenergie benötigt, weshalb sie nur bei ausreichend hohen Temperaturen schnell genug abläuft. Aufgrund ihrer geringen Geschwindigkeit ist Reaktion 2.7.1 der geschwindigkeitsbestimmende Schritt bei der thermischen NO-Bildung. Während beispielsweise die Konzentration von H_2O und CO_2 anhand des chemischen Gleichgewichts annähernd vorausberechnet werden können, ist dies bei NO-Konzentration kaum möglich. Die Reaktion 2.7.1 ist so langsam, dass sich das chemische Gleichgewicht erst nach einer Zeit einstellt, die um Größenordnungen länger als die typischen Verweilzeiten im Hochtemperaturbereich sind.

Für die NO-Bildungsrate erhält man entsprechend den oben dargestellten Reaktionen 2.7.1, 2.7.2 und 2.7.3:

$$\frac{d[NO]}{dt} = k_1 [O][N_2] + k_2 [N][O_2] + k_3 [N][OH]. \quad (2.7.4)$$

Da weiterhin

$$\frac{d[N]}{dt} = k_1[O][N_2] - k_2[N][O_2] - k_3[N][OH] \quad (2.7.5)$$

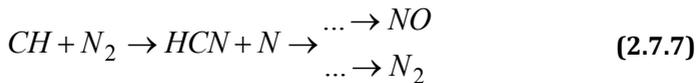
gilt und die N - Radikale wegen der schnellen Weiterreaktion in den Schritten (2.7.2) und (2.7.3) als quasistationär angenommen werden dürfen $d[N]/dt=0$, ergibt sich für die NO-Bildung der einfache Zusammenhang:

$$\frac{d[NO]}{dt} = 2k_1[O][N_2]. \quad (2.7.6)$$

Auf diese Weise wird ersichtlich, dass die Bildung von NO_X durch die Senkung von N_2O oder k_1 , z.B. durch Herabsetzung der Temperatur, reduziert werden kann.

2.7.1.2 Promptes NO (Fernimore- NO)

Der Mechanismus des prompten bzw. Fernimore - NO wurde durch C.P. Fernimore postuliert, der bei NO- Messungen an einer ebenen Kohlenwasserstoffflamme⁶ feststellte, dass sich NO bei der Annäherung der Sonde an die Flamme von der Stromabwärtsseite nicht an Null annäherte, wie es aufgrund des Zeldovich - Mechanismus eigentlich anzunehmen war. Der zusätzliche Mechanismus, durch den NO sofort an der Flammenfront gebildet wird, ist komplizierter als die thermische NO-Bildung, da das prompte NO über das Radikal CH entsteht, das bisher als flüchtige, durch ein komplexes Reaktionsschema entstehende Spezies angesehen wurde. Das CH, das nur als Zwischenprodukt an der Flammenfront entsteht, reagiert dann mit dem Stickstoff in der Luft und bildet HCN, das dann wiederum zu NO weiterreagiert:



⁶ Englisch: Flat flame

Die Aktivierungsenergie der Reaktion $\text{CH} + \text{N}_2 \rightarrow \text{HCN} + \text{N}$ liegt bei lediglich 75 kJ/mol, verglichen mit 318 kJ/mol, die zur Bildung von thermischem NO benötigt werden. Aus diesem Grund wird promptes NO im Gegensatz zu thermischem NO schon bei verhältnismäßig niedrigen Temperaturen gebildet (um 1000K) (Abb. 2.11).

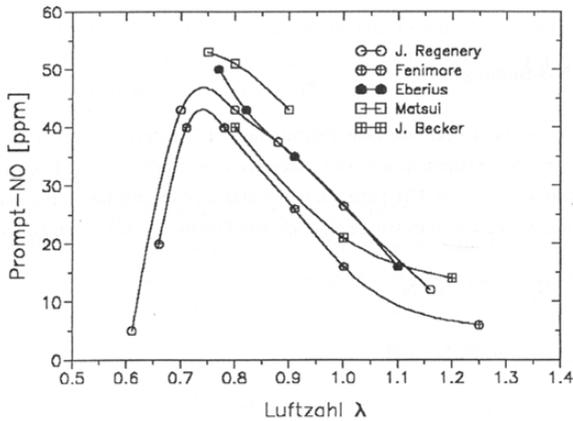


Abbildung 2.11

Prompt-NO-Bildung über die Luftzahl (Knapp, 1994)

2.7.1.3 NO- Freisetzung durch Distickstoffoxid N_2O

Der Mechanismus des Distickstoffoxids N_2O ist dem thermischen Mechanismus insoweit ähnlich, als O-Atomen den molekularen Stickstoff angreifen. In diesem Fall erfolgt jedoch eine Stabilisierung durch ein Molekül M, so dass das Reaktionsprodukt N_2O ist:



Anschließend kann das N_2O mit den O-Atomen reagieren und NO bilden:



Über diese Reaktion wurde oft hinweggesehen, da sie im Allgemeinen einen nur unwesentlichen Anteil an der Bildung des gesamten NO hat. Magere Bedingungen können jedoch die Entstehung von CH unterbinden und somit zu weniger Prompt NO führen. Ebenso können niedrige Temperaturen das thermische NO unterdrücken. In diesem Fall bleibt nur das NO, das aus N₂O erzeugt wird (Correa, 1992).

2.7.1.4 Umwandlung von brennstoffgebundenem Stickstoff in NO

Letztlich ist die Umwandlung von Brennstoff-Stickstoff (auch brennstoffgebundener Stickstoff genannt) in NO hauptsächlich bei der Kohleverbrennung zu beobachten, da sogar „saubere“ Kohle noch etwa ein Massenprozent chemisch gebundenen Stickstoff enthält. Die stickstoffhaltigen Verbindungen entweichen während des Vergasungsprozesses und haben die Bildung von NO in der Gasphase zur Folge.

3 Versuchsaufbau und Messtechnik

In diesem Kapitel werden der Versuchsaufbau, die Versuchsdurchführung sowie die verwendeten Messtechniken beschrieben.

3.1 Versuchsaufbau

3.1.1 Untersuchte Doppeldralldüse

Unabhängig von der gewählten Verbrennungsführung spielt die Brennstoffaufbereitung bei der technischen Umsetzung eine entscheidende Rolle. Drallzerstäuberdüsen stellen in modernen Gasturbinen derzeit die übliche Variante zur Brennstoffaufbereitung dar. Abbildung 3.1 zeigt die Konstruktion sowie Fotografien der entsprechenden Einzelteile der angefertigten Doppeldralldüse (Zarzalís, Merkel, & Fokaidés, 2005). Bei deren Funktionsprinzip fließt der flüssige Brennstoff auf einer zylindrischen Oberfläche bis an deren Ende, wo die Zerstäubung aufgrund von Scherkräften der Luftströmung stattfindet. Die Luftströmung wird durch die Zerstäuberdüse in einen primären und sekundären Strömungskanal geteilt und gegensinnig oder gleichsinnig verdrallt, so dass im Brennraum ein rotationsbehaftetes Strömungsfeld vorliegt. Hierzu ist jedem Strömungskanal eine radial angeströmte Drallvorrichtung eingebaut.

Beim untersuchten Zerstäuber handelt es sich um eine Baueinheit, die auf dem Airblast-Prinzip (Lefebvre, 1989) beruht. Bei diesem Konzept laufen die Prozesse Mischung und Verbrennung innerhalb eines Brennraumes gleichzeitig ab. Dadurch kann sich eine örtlich wie zeitlich stark inhomogene Verteilung von Brennstoff und Oxidationsmittel einstellen, was zu einer stark inhomogenen Temperaturverteilung führt. Dies bedeutet, dass auch

bei Verbrennung mit Sauerstoffüberschuss örtlich begrenzt stöchiometrische Gebiete auftreten, die wegen ihrer hohen Temperaturen eine hohe Bildungsrate des Schadstoffes NOx aufweisen (Zarzalís N. , Angewandte Verbrennungstechnik, Vorlesungsskriptum., 2006). Durch eine Flamme die „abgehoben“ bzw. mit einem gewissen Abstand vom Düsenaustritt brennt, wird die Vormischung in den Brennraum verlagert. Im Gegensatz zur „auf-sitzend“ brennenden Flamme liegt nun innerhalb des Brennraums eine Strecke vor, die für die Mischung von Brennstoff und Oxidationsmittel genutzt werden kann.

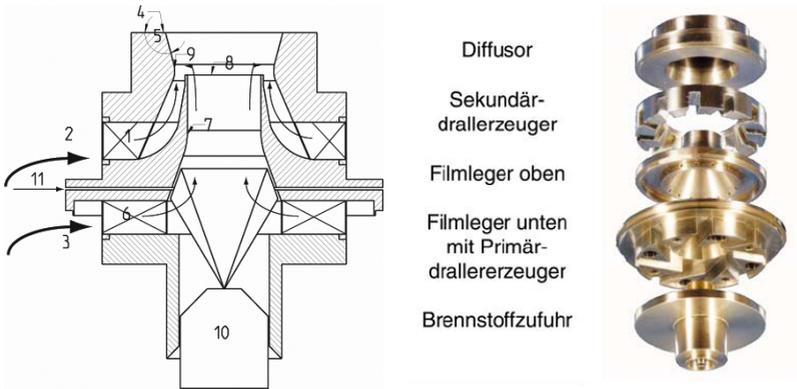


Abbildung 3.1

Konstruktion (links) und Fotografien (rechts) der untersuchten Airblast-Düse

Die eingesetzte Düse hat den Vorteil dass die Flamme durch die schwache Verdrallung der Luft im sekundären Strömungskanal (1), die auch unverdrallt sein kann, stromab verlagert wird. Darüber hinaus muss der Massenstrom des sekundären Luftstroms (2) so groß sein, dass die gesamte Drallzahl S beim Betreiben beider Kanäle (primär und sekundär) einen Wert von ca. 0,4 erreicht. Ebenfalls dem Zweck des Abhebens der Flamme dienen die scharfkantige Form (4) der Auslassflächen der ausgeführten Strömungskanäle.

näle, sowie der kleine Winkel $<15^\circ$ ihres divergenten Bereichs (5). Die hohe Drallzahl des primären Strömungskanal (6) führt zudem zu einem Rezirkulationswirbel an der rückseitigen Wand des Brennraumes, wodurch eine homogene Mischung erzielt werden soll. Um eine bessere Homogenität durch die Filmverdampfung zu erreichen, wird die Zerstäuberlippe (7), die den primären vom sekundären Luftstrom trennt, möglichst lang ausgeführt und reicht bis an die Mündung der Zerstäuberdüse. Durch die Positionierung der Zerstäuberlippe (8) im engsten Strömungsquerschnitt (9) in der Zerstäuberdüse bzw. kurz davor kann die Zerstäubung des Brennstoffes in einem Bereich der maximalen Luftscherkräfte erfolgen, so dass die Zerstäubung optimal erfolgen kann. Im Fall der Verbrennung von gasförmigen Brennstoffen wird das Gas der Düse über eine rückwärtig angeordnete Kammer zugeführt und durch vier Bohrungen in den Segmenten des Primärdrallrallzeugers in eine Ringkammer eingespeist, die durch den Filmleger gebildet wird. Durch 20 gleichmäßig über den Umfang der inneren Begrenzung der Ringkammer angebrachte Bohrungen strömt das Gas in einen konisch zulaufenden Ringspalt, wird an dessen vorderem Ende zwischen den beiden Verbrennungsluftströmen zugegeben und in die Brennkammer eingetragen. Zur Zerstäubung flüssigen Brennstoffes besteht die Möglichkeit, den Brennstoff entweder durch eine Düse (10) oder durch konzentrische Kanäle (11) der Zerstäubungszone zuzuführen. Da sich die Vormischstrecke in diesem Fall im Brennraum selbst befindet, der für hohe Drücke und Temperaturen ausgelegt ist, würde dieser auch im Falle eines Flammenrückschlages, der zu einer „aufsitzend“ brennenden Flamme führen würde, nicht zerstört.

Die Werte für die Drallzahlen, die sich aus der Berechnung aus den Geometriedaten (Leuckel, 1967) ergeben, sind für den Primär- und Sekundärluftstrom $S_{th,pr}=0.76$ und $S_{th,sek}=0$. Die Forderung nach gleichem Druckverlust

für Primär- und Sekundärluftstrom führt für die eingesetzte Düsenkonfiguration zu einer Massenstromaufteilung x_i

$$x_i = \frac{\dot{V}_{pr}}{\dot{V}_{ges}} \quad (3.1.1)$$

in Höhe von 0,31, aus der eine theoretische Gesamtdrallzahl gemäß Gl. (2.2.5) von $S_{th,ges}=0.29$ berechnet werden kann. Die Rotationssymmetrie der Düse bezüglich des Strömungs- und Mischungsfeldes im Nachlauf der Düse wurde an Hand von Stichproben überprüft (Merkle, 2006) und stellte sich als zufriedenstellend heraus.

3.1.2 Versuchsprüfstand

Das Ziel bei der Anfertigung der verwendeten Düsen/Brennkammer-Anordnung war, bei möglichst hoher Flexibilität in Bezug auf Aufbau und Wartung der Versuchsanlage und zugleich geringem apparativen Einsatz, Untersuchungen zum Stabilitätsverhalten der jeweiligen Flammen unter atmosphärischen Bedingungen zu ermöglichen. Die zylindrische Brennkammer verfügt über einen Innendurchmesser von $d_{BK}=100\text{mm}$ und eine Länge von $l_{BK}=490\text{mm}$. Als elementarer Bestandteil des Versuchsstandes erweist sich der Düsenstock, der nicht nur die Aufnahme einer Düse mit $d_o=25\text{mm}$ Innendurchmesser, sondern auch deren getrennte Versorgung mit zwei Verbrennungsluftströmen und gasförmigem Brennstoff ermöglicht. Die Anlage wurde für eine thermische Leistung von bis zu $\dot{Q}_{TH} = 50\text{kW}$ ausgelegt, wobei im Versuchsbetrieb in der Regel kein höherer Wert als $\dot{Q}_{TH} = 40\text{kW}$ eingestellt wurde.

3.1.2.1 Versuchsbrennkammer

In der Abbildung 3.2 befindet sich eine Skizze der Versuchsbrennkammer. Sie ist zum Schutz vor Korrosion in hitzebeständigem Edelstahl (1.4841) ausgeführt. Die Brennkammer lässt sich in vier unterschiedliche Segmente unterteilen, die verschiedene Forderungen erfüllen. Als Erstes ist in Abbildung 3.2 das LDA-Segment abgebildet, welches die Funktion hat, den laser-optischen Zugang zum Strömungsfeld in der Brennkammer zu ermöglichen. Darüber hinaus sind in dem LDA-Segment Radialstutzen, die sowohl zur weiteren Anwendung von Sondenmesstechniken als auch zur Zündung der Flamme benötigt werden. Die Schnittzeichnung zeigt, wie die aus Messing angefertigten Messfenster in einem Winkel von $\theta=150^\circ$ zueinander geordnet und weit nach außen positioniert sind. Dies war notwendig um Verschmutzungseffekte aufgrund des Niederschlags von Tracerpartikeln auf den Quarzglasfenstern auf ein Minimum zu reduzieren. Wie in Abbildung 3.2 gezeigt, ist weiter stromab ein weiteres Segment mit vielen Radialstutzen angeschlossen, das den Zugang der Sondenmesstechniken ermöglicht. Weiter oben sind das Ausbrandsegment und der ringförmige Brennkammersauslass zu sehen. Die Wahl dieser Auslassgeometrie mit zentraler Nabenversperrung wurde getroffen, weil sich die zentrale Rückströmzone anderenfalls durch das Prinzip des zweidimensionalen Zwangs über weite axiale Distanzen bis über das obere Ende der Brennkammer hinaus ausbreiten würde, was zu einer Einmischung von Umgebungsluft innerhalb der Brennkammer führen kann. (Merkle, 2006)

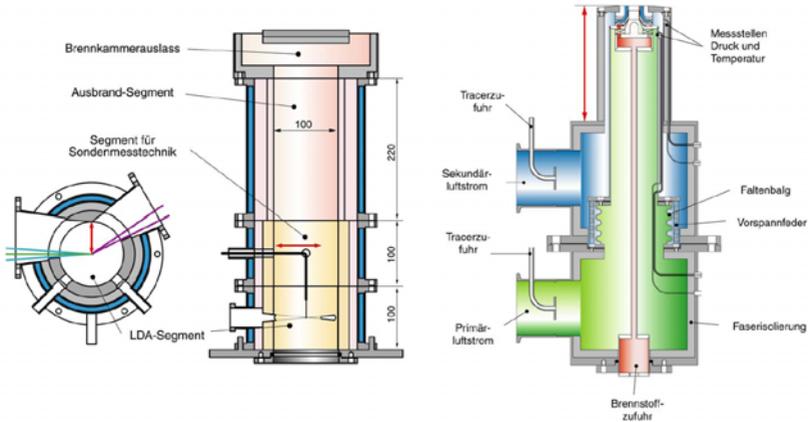


Abbildung 3.2

Aufbau der Versuchs Brennkammer (links) und des Düsenstocks (rechts)

Die blaue Farbe der unteren drei Brennkammersegmente signalisiert, dass sie wassergekühlt sind. Die Isolation der Brennkammer gegen Wärmeverlust erfolgt durch zwei Schichten. Die erste Schicht, von innen gesehen, ist ein keramisches hochtemperaturbeständiges Faserprodukt, das auf der Basis von Aluminium-Silikat-Fasern gefertigt ist. Von der Konsistenz und der Bearbeitbarkeit ist dieses Material etwa weichem Holz vergleichbar. Es weist eine hohe Temperaturbeständigkeit bis $T=1700\text{K}$ auf. Zweck dieser Isolation mit Keramik ist, die Wärmeverluste an Kühlwasser und Umgebung möglichst gering zu halten und das metallische Brennkammermaterial vor hohen Temperaturen zu schützen. Die zweite Schicht ist eine flexible Matte aus keramischen Fasern, die zwischen dem Keramik-Zylinder und der metallischen Innenwand untergebracht ist.

3.1.2.2 Düsenstock

Der Brenner der Versuchsanordnung besteht aus dem Düsenstock (Ab. 3.2) und der in Kapitel 3.1.1 beschriebenen Düse. Der an der Frontseite ange-

brachte Teil des Brenners hat einen Außendurchmesser von $d=99\text{mm}$ und kann damit über eine Länge von $l=100\text{mm}$ in die Versuchsbrennkammer eingefahren werden. Gas bzw. flüssiger Brennstoff wird über eine zentrale Lanze in die Düse, die sich auf der Rückseite des Brenners befindet, zugegeben. Aufgrund der Tatsache, dass die gesamte Konstruktion aus Korrosionsschutzgründen ebenfalls aus hitzbeständigem Edelstahl (1.4541) ausgeführt ist, welches einen vergleichsweise hohen Wärmedehnungskoeffizienten besitzt, treten besonders bei hohen Luftvorwärmtemperaturen $T_{L,\text{vor}}$ Längenänderungen auf, die durch konstruktive Maßnahmen berücksichtigt wurden. Aus diesem Grund ist die Brennstofflanze auf ihrer Rückseite durch einen Radialring aus Graphit abgedämmt, der geringe Längenänderungen in Axialrichtung gewähren kann. Die Außenwände des Brenners sind von innen mit einer starken keramischen Faserschichtisolation (Dicke der Isolationsschicht $b=10\text{mm}$) beklebt, was dazu dient, dass die Verlustwärmeströme an die Umgebung möglichst gering bleiben.

Das obere Ende der Brennerkopfplatte ist nicht flach, sondern steigt von außen nach innen mit einem Winkel von $\varphi=3^\circ$ an, so dass der Brennraum über eine kegelstumpfförmige Geometrie verfügt. Angesichts des vom Strahlensystem zur Messung der Axialgeschwindigkeit eingeschlossenen Winkels würden bei einer glatten Kopfplatte Geschwindigkeitsmessungen erst weiter stromab des Düsenmundes möglich sein. Im Laufe des Versuchsbetriebs taucht das vordere Ende des Brenners in die Brennkammer ein. Der Eintritt des Düsenstocks in die Kammer ist mit einer Radialdichtung versehen und somit lässt sich das Eindringen von Umgebungsluft in die Brennkammer durch den Ringwirbel in den unteren Brennkammerecken verhindern. Aufgrund von Ausdehnungsphänomenen war auch die innere Führung der Primärluft nicht aus einem starren Rohr, sondern durch

einen Edelstahl-Faltenbalg mit dem unteren Brennertopf verbunden, der durch eine eingelegte Feder auf Zug belastet ist.

Da die Messung des Strömungsfeldes innerhalb der Brennkammer mit Hilfe der Laser Doppler Anemometrie LDA erfolgt, ist die Tracerung der Verbrennungsluftströme mit Partikeln notwendig. Aus diesem Grund werden den beiden Verbrennungsströmen mittels Röhrchen in den Zufuhrstutzen Tracerpartikel zugemischt. Um die bestmögliche homogene Einmischung der Tracerpartikel zu erhalten sind die Stauscheiben in den Zufuhrstutzen von großer Bedeutung. Beide Luftvolumenströme können mit Hilfe von elektrisch betriebenen Luftvorwärmern auf bis zu $T_{L,vor}=450^{\circ}\text{C}$ vorgeheizt werden. Es besteht die Möglichkeit der getrennten Einstellung von Primär- und Sekundärluft, was von den Anforderungen des Experiments abhängt. Dem Brenner zugeführte Volumenströme werden durch Schwebekörperdurchflussmesser gemessen und lassen sich durch die simultane Messung von Druck und Temperatur der jeweiligen Gasströme in Massenströme umrechnen. Die Messung des Druckverlustes beim Durchströmen der Düse und die Festlegung der Luftvorwärmtemperatur erfolgt mit Hilfe von Wandbohrungen bzw. Thermoelementen direkt vor dem Einströmen in die Drallerzeuger.

3.2 Messtechnik

3.2.1 Laserspektroskopisches Messverfahren

Grundlage der laserspektroskopischen Messverfahren ist der Wechselwirkungsprozess zwischen elektromagnetischen Wellen und Teilchen. In Anlehnung an die Mechanik unterscheidet man grundsätzlich zwischen elastischen und unelastischen Streuprozessen. Findet kein bleibender Energieaustausch zwischen der einfallenden Welle und dem Teilchen statt, so

spricht man von elastischer Streuung. In solchen Fällen wird ein Photon gleicher Frequenz wie die einfallende Wellenlänge ohne jede Verzögerung wieder abgestrahlt. Kehrt das angeregte Teilchen nach der Photonenemission nicht in seinen Anfangszustand zurück, dann liegt ein unelastischer Streuprozess vor. Die emittierte Strahlung weist somit eine von der einfallenden Wellenlänge unterschiedliche Frequenz auf. In Tabelle 3.1 sind die relevanten Streuprozesse aufgeführt. Nach Mayinger (Mayinger, 1991) ergibt sich die Streuungsintensität der verschiedenen Messmethoden wie in der (Tab. 3.1) dargestellt.

Tabelle 3.1
Spektroskopische Eigenschaften von Streuprozessen

Bezeichnung	Streukörper	Frequenzverschiebung $\Delta f/f$
Mie-Streuung	Gegenüber der Wellenlänge große Teilchen (Staub, Ruß, Flüssigkeitströpfchen)	0
Rayleigh-Streuung	Gegenüber der Wellenlänge kleine Teilchen (Moleküle)	0
Fluoreszenz	Atome, Moleküle	$\pm 0 \cdot 10^{-2}$

Die Lorenz-Mie-Streuung (oder Mie-Streuung) ist eine elektromagnetische Streuung an Objekten in der Größenordnung der Wellenlänge. Die Mie-Theorie ist die mathematische Beschreibung der elektromagnetischen Streuung einer ebenen Welle an einer dielektrischen Sphäre. Dabei werden die einfallende ebene Welle und das gestreute elektromagnetische Feld in eine Reihe durch abstrahlende sphärische Wellenfunktionen beschrieben. Das interne Feld wird in regulären sphärischen Wellenfunktionen entwi-

kelt. Über die Randbedingungen auf der Kugeloberfläche können dann die Entwicklungskoeffizienten des gestreuten Feldes und damit das gestreute elektromagnetische Feld in jedem Raumpunkt berechnet werden.

Die Richtungsverteilung der gestreuten Strahlung ist bei der Mie-Streuung asymmetrisch. Die üblicherweise verwendete Phasenfunktion zur Angabe der richtungsabhängigen Verteilung des gestreuten Lichtes im Falle der Mie-Streuung ist die Henyey-Greenstein Funktion:

$$I_{\phi} = \frac{1 - g^2}{\sqrt{(1 + g^2 - 2g \cos(\phi))^3}} \tag{3.2.1}$$

g bezeichnet hierbei einen Asymmetriefaktor, der den Grad der Abweichung von der Rayleigh-Streuung unter Berücksichtigung des Verhältnisses zwischen der Wellenlänge λ des einfallenden Lichtes und der Partikelgröße r angibt:

$$g = \frac{2 \cdot \pi \cdot r}{\lambda} \tag{3.2.2}$$

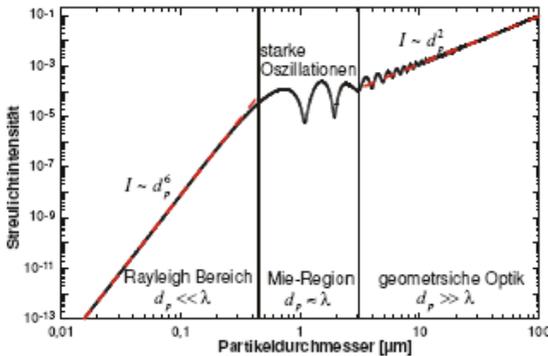


Abbildung 3.3

Vergleich der Streuungsintensitäten über den Partikeldurchmesser (Mayinger, 1991)

Bei der Art der Darstellung in Form eines Polardiagramms (Abb. 3.3) kann man die winkelabhängige Verteilung der gestreuten Intensität besonders gut erkennen. Die Streuungsintensität, die einem Winkel zugeordnet ist, lässt sich leicht dadurch feststellen, dass man ausgehend vom Ursprung des Koordinatensystems eine Gerade im betrachteten Winkel mit der Kurve schneidet. Der Abstand des Schnittpunktes zum Ursprung gibt die anteilmäßige Menge des in diese Richtung gestreuten Lichtes an.

Die Winkelverteilung verändert sich sehr stark bei einer geringen Änderung der Größe des Partikels oder vom Brechungsindex der Flüssigkeit, falls es sich dabei um flüssige Partikel, z.B. Brennstofftropfen handelt. Daher ist es bei genauer Messung der Winkelverteilung möglich, auf die Parameter der Mie-Streuung zurückzuschließen. Allerdings muss der Partikel eine gewisse Größe aufweisen, damit die Streubilder genug Information erhalten. Die Anzahl der Maxima in der Winkelverteilung steigt etwa linear mit dem Radius des Partikels an. Eine grobe Abschätzung der Größe eines zu vermessenden Partikels kann erhalten werden, indem die Anzahl der Intensitätsmaxima in einem bestimmten Winkelbereich gezählt wird. Die Mie-Streuung ist für die eingesetzten Messverfahren der Laser-Doppler-Anemometrie sowie der planaren Mie-Streuung von Bedeutung. Diese zwei Methoden werden im nächsten Abschnitt detailliert beschrieben.

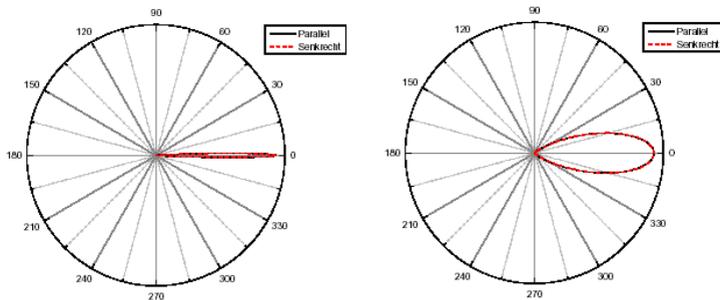


Abbildung 3.4

Winkelverteilung des Streulichtes für einen Tropfen mit Durchmesser von $1\ \mu\text{m}$ (links) und $10\ \mu\text{m}$ (rechts) (Maying, 1991)

3.2.1.1 Laser Doppler Anemometrie (LDA)

Für die zeitaufgelöste Bestimmung aller drei Geschwindigkeitskomponenten wurde eine Messreihe durchgeführt, in der ein kommerzielles 3D Laser Doppler Anemometrie (LDA)-System der Firma Dantec verwendet wurde. Ein Laser-Doppler-Anemometer stellt ein optisches Messsystem zur lokalen berührungslosen Geschwindigkeitsmessung von Fluiden dar. Die Laser-Doppler-Anemometrie beruht auf der Gegebenheit, dass kohärente Lichtwellen, die von bewegten Grenzflächen gestreut werden, eine Dopplerverschiebung aufweisen und somit Geschwindigkeitsinformationen erhalten. Bei der Verwendung von Flüssigkeiten können suspendierte Teilchen, Tröpfchen, natürliche Verunreinigungen, aber auch mitgeführte Bläschen für das Messverfahren ausgenutzt werden. Sofern die Streuzentren hinreichend klein sind und keine Eigendynamik in der Strömung aufweisen, kann davon ausgegangen werden, dass keine Rückwirkung auf die Strömung eintritt und die so bestimmte Geschwindigkeit aufgrund des idealen Folgevermögens der Partikelphase der Strömungsgeschwindigkeit entspricht (Ruck, 1987).

Das Messprinzip der (LDA) Messtechnik kann am Einfachsten unter Anwendung des Interferenzstreifenmodells dargestellt werden (Abb. 3.5). Das Modell basiert auf der Vorstellung, dass am Überlagerungsort zweier kohärenter, monochromatischer Lichtwellen Interferenzstreifen existieren. Dabei bildet sich im Schnittvolumen ein Interferenzstreifenmuster, wie in Abbildung 3.5 dargestellt, aus. Der Interferenzbereich der sich schneidenden Strahlen bildet das Messvolumen bei Laser-Doppler-Messungen. Bewegt sich ein Teilchen durch das Messvolumen, so wird es von Laserlicht angestrahlt. Das Teilchen streut das auftreffende Licht mit derselben Wellenlänge wie das einfallende Laserlicht, welche der Mie-Streuung entspricht. Der Abstand zwischen diesen Streifen d_f hängt vom halben Schnittwinkel der Lichtwellen und von der Wellenlänge des anfallenden Lichtes ab. Ein Teilchen, das sich in Strömungsrichtung durch das Messvolumen bewegt, streut die Hell-Dunkel Abschnitte. Diese Lichtinformation kann von einem Detektor in eine Schwingung umgewandelt werden, deren Frequenz von der Geschwindigkeitskomponente u des Teilchens, senkrecht zum Interferenzstreifenmuster abhängt. Die zu messende Geschwindigkeit ist gegeben durch:

$$u = \frac{\lambda(f_D - f_S)}{2 \sin \alpha} \quad (3.2.3)$$

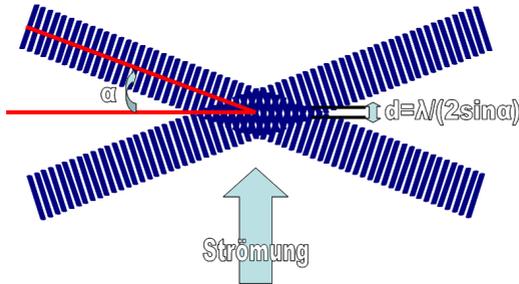


Abbildung 3.5

(LDA) – Interferenzstreifenmodell (Ruck, 1987)

Gleichung 3.2.3 zeigt, dass zwischen der zu bestimmenden Geschwindigkeit U und der gemessenen Dopplerfrequenz f_D ein linearer Zusammenhang besteht. Die Frequenz f_S ist die sogenannte Shiftfrequenz. Mit deren Hilfe wird die Richtungsinformation der Strömung erfassbar, da mit Laser-Doppler-Anemometrie in ihrer einfachsten Bauform nicht unterschieden werden kann, in welcher Richtung ein Partikel das Messvolumen durchquert. Durch das Frequenzshiften wird das Interferenzstreifenmuster in Bewegung versetzt, so dass auch negative Geschwindigkeiten gemessen werden können.

Sämtliche Geschwindigkeitsmessungen wurden mit einem Zweikanal-(LDA) System durchgeführt. Die Messsignale wurden in jeweils einem Signalprozessor (Dantec-Burst-Spectrum Analyser 57N20 bzw. 571N21) durch eine Spektralanalyse auf das Vorhandensein periodischer Signale hin überprüft. Als Lichtquelle wurde ein Multiline Ar-Ionen Laser (COHERENT-INNOVA 90) bei einer charakteristischen Betriebsausgangsleistung von ungefähr $I_L=500\text{mW}$ verwendet. Der Lichtstrahl vom Laser wurde mittels Prismen nach Wellenlängen abgetrennt und im Brennpunkt der Linse zum Schnitt gebracht. Für jede der drei zu messenden Geschwindigkeitskomponenten steht ein Strahlsystem definierter Wellenlänge (axial: 514nm, grün; radial:

488nm, blau; tangential: 476.5nm, violett) mit jeweils einem geschifteten Strahl zur Verfügung. Die eben erwähnten sechs Strahlen wurden jeweils über ein Strecksystem in Lichtwellenleiter zusammengebunden und mittels der Sendefaser den (LDA)-Sonden zugeleitet. Das Streulicht wird durch die Aufsatzlinse aufgenommen und weiterhin durch eine andere, dahinter liegende Linse auf die Empfangsfaser fokussiert. Schließlich erfolgt das Verschrauben dieser Glasfaserleitung an einem Photomultiplier.

Bei dem angewandten Messaufbau, der in Abbildung 3.6 dargestellt ist, wurden die drei Geschwindigkeitskomponenten in einer $\theta=30^\circ$ Vorwärtsstreuanordnung mit einer Brennweite von $l=500\text{mm}$ gemessen. Hierbei fungiert die erste Sonde (rechts im Bild) bezüglich zweier Strahlensysteme (hier: grün und blau) als Sender und gleichzeitig bezüglich des Streulichts, d.h. des dritten, gegenüberliegenden Strahlensystems (hier: violett) als Empfänger. Die in Abbildung 3.6 links dargestellte Sonde dient als einfacher Sender (violett) jedoch als doppelter Empfänger des grünen und blauen Streulichts. Die Entscheidung für diese Anordnung in Vorwärtsstreuung erfolgt aus der richtungsabhängigen Intensitätsverteilung des Streulichts, die ihrerseits vom Durchmesser der streuenden Partikel abhängig ist. Ein zusätzlicher positiver Effekt ist die Tatsache, dass diese Anordnung das effektive Messvolumen stark einschränkt und dabei die Ortsauflösung steigert. Durch die „Betrachtung“ des Streulichts aus einem Winkel von $\theta=30^\circ$ werden lediglich die Bursts, die im Schnittbereich von Messvolumen sowie dem Fokus der Empfangslinse liegen, ausfindig gemacht. Das effektive Messvolumen mit ca. $l=350\mu\text{m}$ Länge und ca. $b=150\mu\text{m}$ Durchmesser ergibt sich aus dem gewählten Strahlabstand, der Brennweite der Linse und der gewählten Versuchsanordnung.

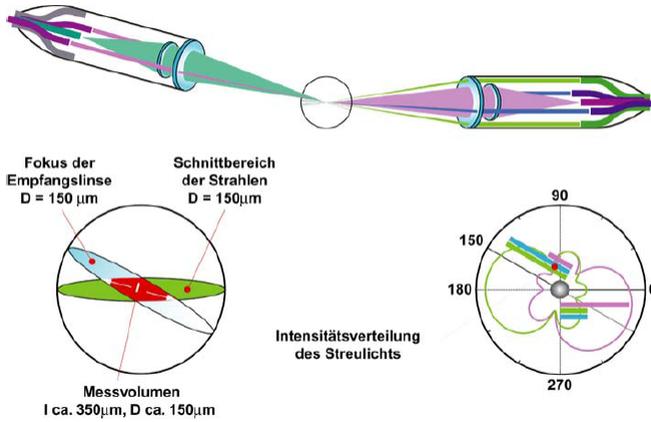


Abbildung 3.6

(LDA) Aufbau (30° Vorwärtsstreuung)

Die verwendete Software von DANTEC ermittelte aus den gemessenen Werten der Dopplerfrequenz den statistischen Mittelwert der Geschwindigkeit, die turbulente Schwankungsgröße und die turbulenten Schubspannungen. Dazu werden die Messwerte statistisch ausgewertet.

$$\bar{u} = \frac{1}{T} \sum_{i=1}^n u_i \Delta T_i \quad \text{mit} \quad T = \sum_{i=1}^n \Delta t_i \quad (3.2.4)$$

Alle drei turbulenten Schubspannungen lassen sich dann aus Gleichung 3.2.5 ermitteln:

$$\overline{u'v'} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n u_i v_i - \overline{u'} \overline{v'} \quad (3.2.5)$$

Dabei werden die Geschwindigkeiten zur Bildung des arithmetischen Mittelwerts jeweils mit der Teilchenverweildauer Δt_i im Messvolumen gewichtet, um eine Überbewertung von Teilchen mit hoher Strömungsgeschwin-

digkeit (Velocity Bias) zu verhindern. Die spektrale Analyse wird unter Verwendung der diskreten Fourier-Transformation durchgeführt.

Die Präzision der spektroskopischen Messmethoden, die auf dem Mie-Streuungs-Prinzip basieren, ist im Wesentlichen von dem Folgevermögen der verwendeten Partikel abhängig. Mit dem in dieser Arbeit verwendeten Feststoffdosierer (Palas RBG-1000) wurden trockene, nicht kohäsive MgO Pulver $d_p < 1.2 \mu\text{m}$ nahezu als Einzelpartikel in den Luftstrom eingemischt. Ein wichtiger Vorteil des eingesetzten Tracermaterials MgO ist seine hohe Schmelztemperatur von $T = 2800^\circ\text{C}$. Bei den Messungen wurden beide Luftströme (Primär- und Sekundärstrom) getracert.

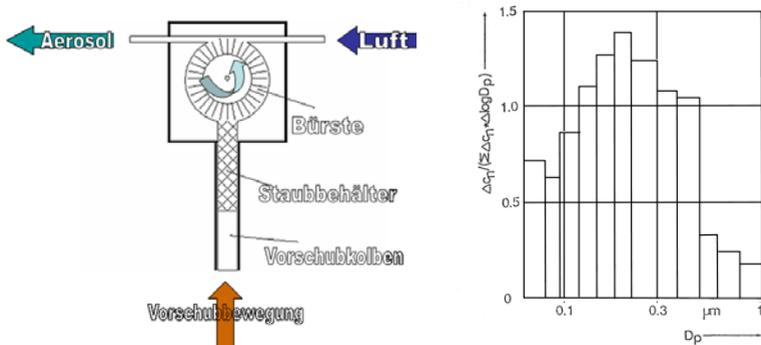


Abbildung 3.7

Funktionsprinzip des Feststoffdosierers (links)
und Partikelgrößenverteilung (rechts)

3.2.1.2 Planare Mie-Streuung

Zur detaillierten Charakterisierung periodischer aerodynamischer Instabilitäten im Brennernahbereich wurde eine Visualisierung des Feldes mittels der zweidimensionalen Streulicht-Methode durchgeführt (Abb. 3.8). Diese Methode basiert auch auf dem Mie-Streuungs-Prinzip und stellt eine zuver-

lässige Anwendung zur Sichtbarmachung der Strömung dar. Ein kontinuierlicher Laserstrahl (Argon/Ion-Laser) hoher Energie wird durch ein Linsensystem von ca. $d = 1,5\text{mm}$ Durchmesser in ein ca. $b = 1,5\text{mm}$ dickes Laserlichtband aufgeweitet.

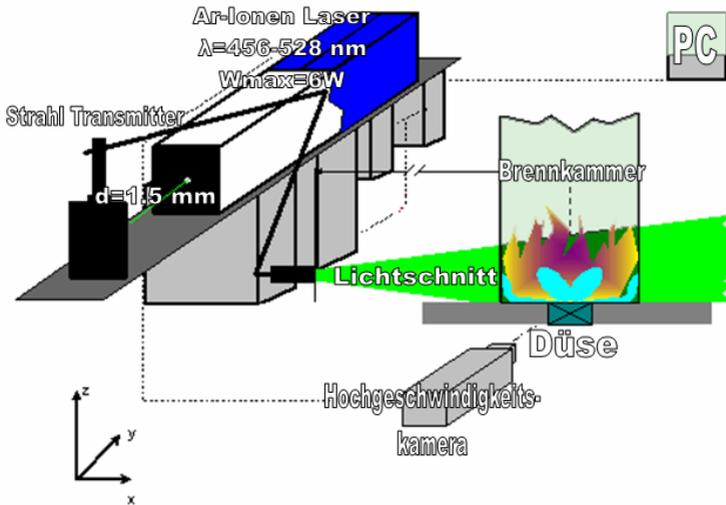


Abbildung 3.8

Prinzipische Skizze eines zwei-dimensionalen Laser-Lichtschnitts

Feste oder flüssige Teilchen, die sich in dem vom Laserlichtband durchdrungenen Gasraum befinden, können das Laserlicht streuen, so dass das Laserlichtband für den äußeren Beobachter sichtbar wird. Das im Lichtschnitt durch eingebrachte Tracerteilchen erzeugte Streulicht wurde mit einer hochauflösenden elektronischen Video-Kamera aufgenommen. Die verwendete Hochgeschwindigkeitskamera (FASTCAM Ultima APX-RS) basiert auf dem CMOS-Prinzip. Der Sensor besteht aus 1.048.576 in 1.024 Spalten und 1.024 Reihen angeordneten lichtempfindlichen Zellen, die das auftreffende Licht unterschiedlicher Intensität in messbare elektrische Signale wandelt. Die Kamera ist in der Lage, eine Anzahl von 60 bis 3.000 Bil-

der pro Sekunde mit einer maximalen Auflösung von 1.024×1.024 Pixel aufzunehmen. Es können allerdings bis 250.000 Bilder pro Sekunde mit einer wesentlich kleineren Auflösung (128×16 Pixel) aufgenommen werden. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Versuche wurden mit einer Aufnahmegeschwindigkeit von 12.000 Bildern pro Sekunde bei einer Auflösung von 512×384 Pixel durchgeführt.

3.2.2 Temperaturmesstechnik

Für die Messung der turbulenten Temperaturschwankungen wurde ein elektronisch kompensiertes Thermoelement verwendet (Donnerhacke, 1994), (Prade, 1994). Dabei handelt es sich um Thermoelemente mit der Werkstoffkombination Platin-Platin 10% Rhodium (Typ S) und einem Drahtdurchmesser von $d=100\mu\text{m}$. Beide Drähte werden elektrisch stumpf aufeinander geschweißt, um an der Nahtstelle keine Verdickung zu erhalten. Diese Messtechnik ist relativ einfach zu handhaben, preiswert und liefert zudem gute und reproduzierbare Ergebnisse. Um auch hochfrequente turbulente Schwankungen messen zu können, wird die Trägheit des Thermoelementdrahtes elektronisch kompensiert, d.h. ab einer bestimmten Frequenz, der Eckfrequenz, werden alle Signale elektronisch verstärkt.

Das dynamische Verhalten eines Thermoelements kann als ein Verzögerungsglied 1. Ordnung VZ1 beschrieben werden (Kunugi, 1959). Ein Wärmestrom \dot{Q} , der an ein Thermoelement der Masse m und der spezifischen Wärme c übertragen wird, erzeugt eine Temperaturänderung

\dot{T}_{Th} :

$$\dot{Q} = c_p m \dot{T}_{Th} \quad (3.2.6)$$

Weiterhin gilt für den Wärmestrom, der über die Fläche A des Thermoelements mit der Wärmeübergangszahl α übertragen wird:

$$\dot{Q} = \alpha A (T_G - T_{Th}) \quad (3.2.7)$$

Das Gleichsetzen der beiden Wärmeströme führt zu:

$$\frac{c_P m}{\alpha A} \dot{T}_{Th} + T_{Th} = T_G \quad (3.2.8)$$

Durch den Vergleich mit der Gleichung 3.2.9 für ein Verzögerungsglied 1. Ordnung VZ1

$$\tau \dot{\psi}(t) + \psi(t) = kx(t) \quad (3.2.9)$$

erhält man für die Zeitkonstante τ , die im Frequenzbereich der Eckfrequenz f_e , entspricht:

$$f_e = \frac{1}{2\pi\tau} = \frac{\alpha A}{2\pi mc} = \frac{2\alpha}{\pi dc\rho} \quad (3.2.10)$$

Im Falle des Thermoelements hat das Verhalten als Verzögerungsglied 1. Ordnung VZ1 zur Folge, dass Temperaturschwankungen, die mit höheren Frequenzen als der Eckfrequenz auftreten $f > f_e$, mit kleinerer Amplitude verstärkt werden als Schwankungen der Frequenz $f < f_e$. Der Abfall des Frequenzganges nach der Eckfrequenz ist bei einem Verzögerungsglied 1. Ordnung VZ1 20 dB pro Dekade. Dieses Verhalten spiegelt die Trägheit eines Thermoelements wider und führt dazu, Temperaturschwankungen nicht über den gesamten Frequenzbereich mit derselben Verstärkung wiedergeben zu können.

Für eine korrekte Messung muss der Frequenzgang kompensiert werden, damit eine lineare Frequenzantwort des Thermoelements erhalten wird. Für diese elektronische Kompensation muss jedoch die Eckfrequenz bekannt sein. Diese hängt außer von den konstanten Stoffgrößen und Abmes-

sungen des Thermoelements auch von dem Wärmeübergangskoeffizient α ab, der wiederum abhängig von der Strömungsgeschwindigkeit des zu messenden Mediums ist. Bei unterschiedlichen, lokalen Geschwindigkeiten muss an jedem Punkt die Eckfrequenz neu bestimmt werden. Diese ist aus der Lösungsfunktion der Gleichung 3.2.10 zu ermitteln.

3.2.3 Konzentrationsmessungen

Die Messungen der Stoffkonzentrationen im Feld wurden zum besseren Verständnis des komplexen turbulenten Mischungsprozesses durchgeführt. Die lokale Konzentration wurde im Rahmen dieser Arbeit mit Hilfe einer herkömmlichen Gasanalyse untersucht, die auf der regulierten Infrarotabsorption von molekularen Anregungsprozessen, sowie Paramagnetismus von Sauerstoff basiert. Zwei handelsübliche Analysegeräte (Hartmann und Braun, Modell URAS 14 und Magnos 14) (Braun, 1998) sowie eine Saugsonde fanden Verwendung.

Der Einsatz einer gekühlten Sonde bei Konzentrationsmessungen in der reagierenden Strömung ist notwendig, um eine Nachreaktion des teiloxydierten Gasgemisches im Sondenschaft zu vermeiden. Der Zentralkörper der Sonde besteht aus einem $d=3\text{mm}$ Edelstahlrohr. Anschließend wird das einen Millimeter starke Edelstahl-Messgasröhrchen in das Rohr hinein geschoben. Das Messgasröhrchen ist am vorderen Teil durch das Mantelrohr nach außen angeführt und verschweißt. Der Kühlwasservorlauf erfolgt durch ein, bis in die Spitze des Mantelrohrs, geführtes ein Millimeter starkes Röhrchen. Das leicht erwärmte Kühlwasser läuft im offenen Querschnitt des Mantelrohrs zurück. Die Kühlwassertemperatur für die Sonde wird in einem Thermostaten auf $T=343\text{K}$ eingestellt, welches den Zweck hat, die Kondensation des im Abgas enthaltenen Wasserdampfes zu verhindern.

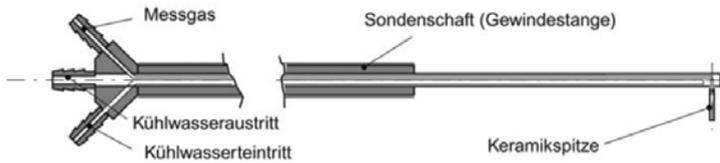


Abbildung 3.9

Sonde zur Bestimmung des Mischungsfeldes in der reagierenden Strömung

Bei den Messungen im reagierenden Strahl wird das Messgas über eine beheizte Schlauchleitung zunächst einem Elektrogaskühler (Plattentemperatur des Wärmetauschers 275 K) zugeführt und die verbliebene Restgasfeuchte in einem Trockenturm mit stark hygroskopischen CaCl_2 -Perlen zugeführt. Diese Trocknung des Messgases ist sinnvoll, da es sich bei Wasserdampf um ein sehr strahlungsaktives Gas handelt, so dass die Analyse des Gehaltes von CH_4 , CO_2 und CO im Probengas stark querempfindlich gegen H_2O ist. In der Analysenanlage wird das getrocknete Probengas zunächst

nach dem Prinzip der Infrarotabsorption auf CH_4 , CO_2 und CO analysiert, daran schließen die Bestimmung der Sauerstoffkonzentration in einer Nernst'schen Zelle sowie die Bestimmung des Wasserstoffgehalts über die Wärmeleitfähigkeit des Gasgemischs an.

3.2.4 Druckmesstechnik - Kondensatormikrophone

Die im System Brenner-Flamme-Brennkammer auftretenden periodischen Schwankungen des statischen Druckes wurden durch Verwendung von Kondensatormikrophonkapseln von Typ 4192 mit integriertem Vorverstärker der Firma Brüel & Kjær aufgenommen. Diese Messtechnik hat den Vorteil, dass die von dem Kondensatormikrophon gelieferten elektrischen Wechselspannungen direkt durch einen über den gesamten Messbereich

konstanten Kalibrier- bzw. Umrechnungsfaktor linear in Wechseldrücke mit der Einheit Pa umgerechnet werden können. Zum Schutz gegen die hohen Temperaturen in der Brennkammer werden die Messaufnehmer über wassergekühlte Stutzen an der Brennstrecke angebracht. Außerdem wird ein Stickstoff-Spülgasstrom in den Messstutzen eingeleitet, so dass die heißen Verbrennungsgase nicht an die Membranen gelangen können. Als Hauptverstärker wurden zwei Vierkanalverstärker des Modells NEXUS 2690 AOF4 der Firma Bruel & Kjaer verwendet. Die vom Mikrofon registrierten Signale werden mittels der Fast Fourier Transformation FFT umgewandelt (Frequenzanalysator HP35670A). Das Ergebnis der Analyse steht in Echtzeit (Real Time) nach Ablauf der Messdauer sofort zur Verfügung.

4 Darstellung und Diskussion der experimentellen Ergebnisse

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Messungen an insgesamt fünf Betriebspunkten bezüglich ihrer Geschwindigkeits-, Spezieskonzentrations- und Temperaturverteilungen nach der in Kapitel 3.2 beschriebenen Messtechnik durchgeführt. Als Brennstoff kam zunächst Erdgas zum Einsatz. Im nächsten Schritt um physikalische Effekte separieren zu können folgen Untersuchungen mit Flüssigbrennstoff und zwar Jet A1. Die Schwankungen der Zusammensetzung bezüglich Methan (87-91%) wurden kontinuierlich während der Versuche registriert. Unter der Annahme der Rotationssymmetrie können die dargestellten Feldgrößen in einer durch die Strahlachse verlaufenden Ebene als repräsentativ für das gesamte Reaktionsfeld angesehen werden. Zur Charakterisierung des Strömungsfeldes wurde die eingeschlossene Drehströmung in axialer Richtung auf jeweils 20 Messebenen traversiert. In jeder Messebene wurden etwa 20 Messpunkte aufgenommen, so dass über 16000 Messdaten zur Verfügung standen und ausgewertet werden mussten. In Tabelle 4.1 sind die untersuchten Betriebsbedingungen ausgeführt. U_o ist in diesem Fall die Ausströmgeschwindigkeit im Halsradius der Doppeldrall-Düse und wird anhand folgender Beziehung ermittelt

$$U_o = \frac{(V_{LUFT} + V_{GAS})}{\pi R_o^2} \quad (4.1.1)$$

Sämtliche Größen der Dimension m/s bzw. $(m/s)^2$, wie z.B. die zeitlich mittleren Geschwindigkeiten oder die Reynoldsspannungen, werden mit der volumetrisch gemittelten Ausströmgeschwindigkeit im Halsradius der

Doppeldralldüse entdimensioniert. Es ist unmöglich, alle Messdaten und die anschließend durchgeführten Berechnungen feuerungstechnisch relevanter

Tabelle 4.2

Spektroskopische Eigenschaften von Streuprozessen

	Tvor	Luftzahl λ	Brenn- stoff Zahl φ	Druck- verlust $\Delta P/P$	Uo	Re	\dot{Q}_{TH}
	K	-	-	%	m/s	-	kW
BP 0	323	-	-	2	42.3	57400	-
BP 1	373	1.6	0.625	2	47	47900	33.5
BP 2	373	1.6	0.625	1.5	40.7	41400	28.9
BP 3	373	2.1	0.475	2	46.7	47900	30.3
BP 4	573	1.6	0.625	2	58.4	28400	32.1

Größen im Einzelnen darzustellen und zu erläutern. Deshalb sollen zunächst die gemessenen Geschwindigkeits-, Konzentrations- und Temperaturverläufe an einem Betriebspunkt unter isothermen und reagierenden Bedingungen diskutiert werden. Zur Charakterisierung der Turbulenz- und Reaktionsstrukturen sollen die zeitaufgelösten lokalen Messergebnisse herangezogen werden, wobei auch hier wegen der Fülle an Daten eine Auswahl getroffen werden muss. Aus diesen Ergebnissen lassen sich dann wichtige Erkenntnisse zur Abhebehöhe sowie zum Stabilisierungsmechanismus gewinnen. Die Wechselwirkung der Reaktion mit dem Strömungsfeld ist ebenso von Interesse. Besonders die Darstellung der auftretenden Unterschiede zwischen reaktionsfreien und reaktionsbehafteten Systemen ist hierbei bedeutend.

Des Weiteren wurden die mageren Stabilitätsgrenzen dargestellt, da diese zumindest bei der einstufigen Verbrennungsführung von besonderem Interesse für die technische Auslegung sind. Bei der Bestimmung der mageren Abblasgrenze wurde auf die Reproduzierbarkeit der Messergebnisse besonderer Wert gelegt.

Darüber hinaus wurde die Entwicklung hochfrequenter selbsterregter drallinduzierter Instabilitäten am Brennermund des untersuchten Zerstäubers, gekennzeichnet als „Precessing Vortex Cores“ (PVC), sowie verbrennungsinduzierter Brennkammeroszillationen untersucht.

Schließlich sind im letzten Abschnitt des vorliegenden Kapitels die integralen turbulenten Zeitmasse, die auf den LDA Messungen im isothermen Strömungsfeld basieren, dargestellt.

4.1 Strömungsfeld

4.1.1 Darstellung der Topologie der abgehobenen verdrallten Flamme

Gegenstand dieser Arbeit war die experimentelle Untersuchung einer eingeschlossenen, abgehobenen, nicht-vorgemischten Drallflamme. Zum besseren Verständnis der dargestellten Ergebnisse ist es zweckmäßig, im ersten Abschnitt der Diskussion der Ergebnisse die Merkmale der untersuchten Flamme kurz darzustellen. Diese beinhaltet die Geschwindigkeitsverteilung, die Turbulenzgrade, den Mischvorgang und die Temperaturverteilung der untersuchten Flamme. Eine detaillierte Beschreibung wichtiger Parameter des untersuchten Systems erfolgt in den folgenden Kapiteln.

Für die zeitaufgelöste Bestimmung aller drei Geschwindigkeitskomponenten wurde eine Messkampagne unter Verwendung eines kommerziellen 3-D

LDA Systems (DANTEC) durchgeführt. Die angewandte Ausführung – 30° außersaxiale Vorwärtsstreuung – gewährleistete einen hohen Störabstand. Die Berechnung aller drei mittleren Geschwindigkeitskomponenten und der sechs Reynolds'schen Spannungsanteile resultierte aus ca 10.000 Proben, die an jedem Gitterpunkt gemessen wurden. Als Lichtquelle wurde ein Multiline Ar-Ionen Laser (COHERENT – INNOVA 90) bei einer charakteristischen Betriebsausgangsleistung von 0,5 W verwendet. Die ermittelten Größen wurden mit der volumetrisch gemittelten Ausströmgeschwindigkeit im Halsradius entdimensioniert. Um den Einfluss der Verbrennung auf das Strömungsfeld zu untersuchen, wurden Feldmessungen der lokalen Geschwindigkeiten und Turbulenzgrößen unter isothermen und reagierenden Bedingungen durchgeführt. Durch den Vergleich der am isothermen Strahl und innerhalb der Flamme gemessenen zeitgemittelten Strömungsfelder soll der Einfluss der überlagerten Verbrennung dargestellt werden.

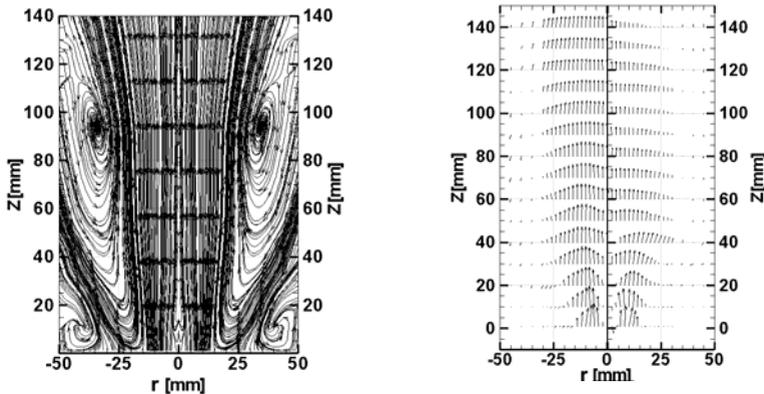


Abbildung 4.1

U-V Stromlinien (BP1) (links) und U-V Plot (rechts)
für jeweils (BP1) (links) und (BP0) (rechts)

Zur übersichtlichen Darstellung grundsätzlicher Strömungsfeldcharakteristika sind in Abbildung 4.1 links die Stromspuren der reagierenden Strömung (BP1) und rechts die zeitgemittelten Geschwindigkeiten in der U-V-Vektorebene der reagierenden und der isothermen Strömung (BP0) dargestellt. Hauptmerkmal beider Felder ist ein strahl dominierter Bereich, der durch eine ringförmige Zone hoher positiver Axialgeschwindigkeiten gekennzeichnet ist. Das herausragende Merkmal eingeschlossener Strahlströmungen, das Mitreißen rezirkulierter Abgase, zeichnet sich für beide Strömungsfelder sowohl anhand der auf die Düse zuweisenden UV-Geschwindigkeitsvektoren als auch in der Darstellung der Stromspuren deutlich ab. Dies ist bedingt durch die feste Begrenzung des Strömungsfeldes durch die Brennkammerwand. Der aus der Düse austretende Strahl kann nicht frei aus der Umgebung einsaugen und muss gewissermaßen „sich selbst einsaugen“. Daher bildet sich auf großen Radien als typisches Merkmal eingeschlossener Strömungen der sogenannte Eckenwirbel aus. Eine schwache innere Rezirkulationszone im Düsennahbereich, die den angesprochenen Mischungsvorgang beschleunigt, lässt sich auch beobachten. Weiter stromabwärts stellt sich wieder eine gleichmäßigere Verteilung des Massenflusses über den Brennkammerquerschnitt ein. Die Verläufe der U-V-Vektoren lassen den Einfluss der Flamme auf das Strömungsfeld erkennen, da im düsenfernen strahl dominierten Bereich sich eine deutliche Beschleunigung abzeichnet.

Konzentrationsmessungen im Feld wurden zum besseren Verständnis der komplexen turbulenten chemischen Interaktion durchgeführt. Abbildung 4.2 (BP1) zeigt die mittels Abgasanalyse bestimmte Brennstoffzahl φ des reagierenden Gemisches. Diese Messung zeigt, dass genügend Verweilzeit unterhalb der Flammenbasis zum Erreichen räumlicher und zeitlicher Homogenität des Gemisches vorhanden ist, was zu einem gleichmäßig vor-

gemischten Zustand führt. Die Ergebnisse scheinen hinsichtlich abgehobener Strahldiffusionsflammen in Einklang mit denen früherer Arbeiten zu stehen (Vanquickenborne, 1966) (Eickhoff, 1984) und legen nahe, dass Brennstoff und Luft an der Flammenbasis einer abgehobenen Flamme vollständig vorgemischt sind. Die Kohlenmonoxidkonzentration stimmt mit dem Temperaturfeld (Abb. 4.2), das die Hauptreaktionszone der Flamme kennzeichnet, sehr gut überein. Die ankerartige Form der Reaktionszone der abgehobenen Flamme ist in diesem Fall der charakteristischen Struktur der Triple-Flame sehr ähnlich. Obgleich durch diese Beobachtung das Vorhandensein eines Stabilitätsmechanismus ähnlich dem der Triple-Flame nahe liegt, gibt es dafür keine Beweise - weder vom Geschwindigkeitsfeld noch von der lokalen Luftzahl her.

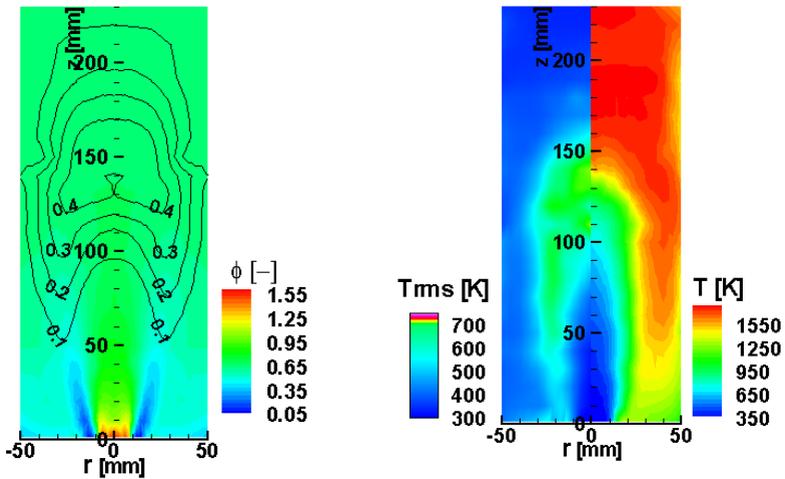


Abbildung 4.2

Kontur der lokalen Brennstoffzahl (ϕ) und Isolinien der Kohlenmonoxidkonzentration [%-vol.] (links), Temperaturfeld (rechts) für jeweils Mittelwert[K] (rechts) und RMS-Wert (links) (BP1)

Die Kontur der Mittel- und RMS-Werte der Temperaturen sind in Abbildung 4.2 dargestellt. Die niedrigen mittleren Temperaturen im Düsennahbereich zeigen, dass keine Verbrennung auftritt. Auch wenn das Strömungsfeld an diesem Punkt eine hohe turbulente Intensität aufweist und deswegen eine hohe turbulente Brenngeschwindigkeit anzunehmen ist, kann sich die Flamme in diesem Bereich wegen der hohen axialen Geschwindigkeit nicht stabilisieren. Nähert sich das unverbrannte Gemisch dem Verbrennungsbereich, steigt die Temperatur schrittweise an und erreicht bei $z=120\text{mm}$ den zündfähigen Bereich. Gebiete mit hohen Temperaturschwankungen zwischen dem Strahl und den rezirkulierten Gasen außerhalb des Verbrennungsbereiches beruhen auf Intermittenzeffekten. Verursacht werden diese durch die fluktuierende Grenzschicht zwischen dem unverbrannten Strahl und den Verbrennungsprodukten. Die Reaktionszone ist frei von steilen Temperaturgradienten. Dies bestätigt das Fehlen einer vorherrschenden inneren Rezirkulationszone und den hohen Grad der Vormischung.

Durch die Vermessung des Mischungs- und Strömungsfeldes der abgehobenen Drallflammen lassen sich vier Bereiche identifizieren:

A. Vorverbrennungsbereich: Im Vorverbrennungsbereich vollzieht sich die Vorvermischung des Brennstoffs, was zu einer deutlichen Reduktion der NO_x -Emissionen führt. Eine schwache innere Rezirkulationszone beschleunigt den angesprochenen Mischungsvorgang. Darüber hinaus erfolgt in dieser Zone über die Ansaugung der rezirkulierenden Abgase eine Steigerung der Temperatur auf ein zündfähiges Niveau.

B. Reaktionszone: Abgesehen von den existierenden thermischen Verlusten erreicht die Temperatur zunehmend das Niveau der adiabaten Verbrennungstemperatur. Innerhalb des Verbrennungsbereiches lässt sich keine Rezirkulationszone ermitteln, und die Reaktion ist frei von Tempera-

turspitzen. Die Konzentration von Kohlenmonoxid kennzeichnet die pfeilförmige Reaktionszone. In der Scherzone zwischen der Vorwärtsströmung und den rezirkulierenden Abgasen dominieren grossskalige Wirbelstrukturen.

C. Äußerer Rezirkulationsbereich: Bei einem Teil der verbrannten Produkte kommt es, neben dem sich stromabwärts ausbreitenden unverbrannten Gemisch, zu einer Rezirkulation stromaufwärts. Diese äußere Rezirkulation von heißen Abgasen bewirkt die Erhöhung der Frischgemischtemperatur und trägt somit entscheidend zur Flammenstabilität bei.

D. Ausbrandbereich: Es kommt zu einer vollständigen Oxidation des Brennstoffes und der Ausbrand erreicht Werte größer als 99%.

4.1.2 Detaillierte Darstellung des Strömungsfeldes mit überlagerter Verbrennung

4.1.2.1 Mittlere Geschwindigkeiten

Zur detaillierten Betrachtung des Strömungsfeldes sind in den Abbildungen 4.3-4.6 die zeitgemittelten Tangential-, Axial- und Radialgeschwindigkeiten für acht der vermessenen Ebenen über dem Radius der Messposition dargestellt. Um die Vergleichbarkeit mit den zu isothermen Bedingungen (BP0) erhaltenen Resultaten zu gewährleisten, sind für zwei reagierende Betriebspunkte (BP1) (BP4) jeweils die entsprechenden Messungen bei den gleichen Messebenen auch dargestellt.

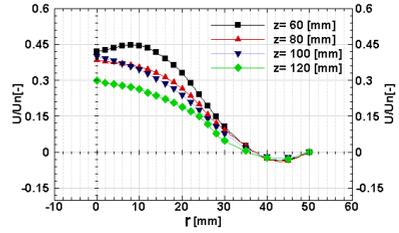
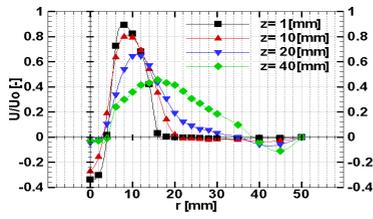
4.1.2.2 Axialgeschwindigkeit

In Abbildung 4.3 ist der Verlauf der Axialgeschwindigkeitsprofile aufgetragen. Eine Rückströmzone befindet sich am Düsenaustritt, längs der Symmetrielinie der Brennkammer. Im isothermen Fall weist diese Zone einen Maximaldurchmesser von 4mm auf und erstreckt sich in axialer Richtung noch über den Messbereich von 20mm hinaus. Dass die maximalen Rück-

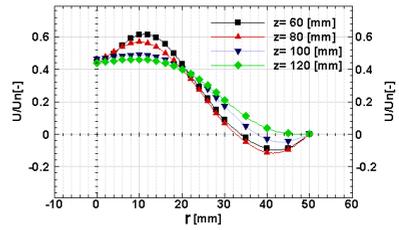
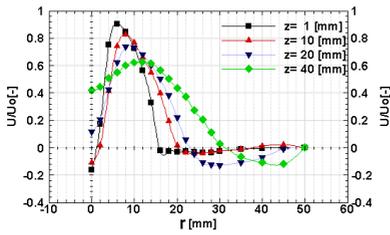
strömgeschwindigkeiten in der düsen nächsten Messebene gemessen werden, lässt mit Sicherheit darauf schließen, dass sich die Rückströmzone stromauf bis weit in den Primärkanal hinein fortsetzt. Bereits dieser Darstellung ist zu entnehmen, dass die innere, schwache Rezirkulationszone aus der niedrigen theoretischen Gesamtdrallzahl resultiert. Es ist erkennbar, dass die Strömung im Düsen nahbereich im reagierenden Fall durch die erhöhte Temperatur beeinflusst wird. Im heißen Fall lässt sich die geringfügige Erhöhung der Geschwindigkeitsbeträge des aus der Düse ausströmenden Ringstrahls durch die Einmischung rückströmender heißer Abgase sowie den Wärmestrom aus der Brennkammer durch die heiße Kopfplatte des Düsenstocks in die Frischluft erklären. Im Düsen nahbereich schließt an die Rückströmzone nach außen hin eine ringförmige Zone hoher Strömungsgeschwindigkeit ($u/u_0 \approx 1$) an, die zu beiden Seiten durch sehr steile radiale Gradienten scharf begrenzt wird. Während die ersten zwei Ebenen noch durch die von der Düseninnenströmung vorgegebenen Einlassbedingungen geprägt sind, sollen die daran stromab anschließenden Ebenen die Aussagen zum strahldominierten Bereich des Strömungsfeldes belegen. Erst in der Nähe der Brennkammerwand treten wieder geringe negative Axialgeschwindigkeiten in Erscheinung, welche auf das Zusammenspiel des Eckenwirbels mit der Kegelstumpf-Geometrie der Kopfplatte zurückzuführen sind. Die äußere Rezirkulationszone hat sich von entscheidender Bedeutung für die Aufrechterhaltung und Stabilisierung der abgehobenen Verbrennung erwiesen, da durch die äußere Rückströmung die Einmischung von heißem Abgas in die Verbrennungsluft erfolgt. Bemühungen zur Zündung der abgehobenen Flamme in einer nicht eingeschlossenen Umgebung sind fehlgeschlagen. Die letzten drei Messebenen sind wiederum charakteristisch für den düsenfernen Bereich, in dem, wie in einem der folgenden Abschnitte gesondert beschrieben wird, sich im reagierenden Fall die

Reaktionszone befindet. Ab der Messebene $z=100\text{mm}$ gelangt der sich konzentrisch in die Brennkammer hinein ausbreitende Ringstrahl in das Gebiet der Hauptreaktionszone, wo er im Vergleich zum isothermen Fall durch die thermische Expansion stark beschleunigt wird. Im Weiteren bewirkt die Expansion der Abgase eine starke Verkürzung der äußeren Rezirkulationszone. Die Lage der Reaktionszone kann gemäß Abb. 4.2 im Bereich der steilen Temperaturgradienten lokalisiert werden.

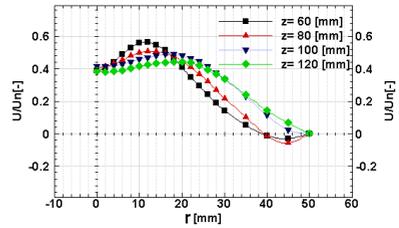
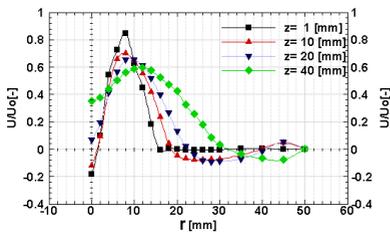
Die Untersuchung der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (PDF) der Geschwindigkeitsmessungen kann bezüglich der Auswertung der Turbulenzstruktur der Strömung ein äußerst wichtiges Hilfsmittel sein. Innerhalb der Grenzschicht zwischen dem Strahl und der äußeren Rezirkulationszone lässt sich eine Bimodalität der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der Axialgeschwindigkeit erkennen. Eine bimodale Verteilung beinhaltet zu unterschiedlichen Zeiten das Auftreten von zwei vorherrschenden Gasrichtungen, deren Geschwindigkeiten stark schwanken und auf eine der beiden angrenzenden Spitzen konzentriert werden. Bimodale Verteilungen befinden sich gewöhnlich in Scherzonen, die durch sich mischende Grenzflächen unverbrannter Reaktanten und äußerlich rezirkulierter, heißer Abgase erzeugt werden. Diese Situation führt zu großen Wirbeln heißer und kalter Gase, die zu unterschiedlichen Zeiten an der gleichen Stelle auftreten. Abbildung 4.4 zeigt die Entstehung der statistischen Verteilung der Axialgeschwindigkeit, wenn man sich von innerhalb des Strahls durch die Scherzone in die umliegenden äußeren Gase an $z=80\text{mm}$ bewegt. Wegen der intermittenzeffekte liegt das LDA-Messvolumen beiderseits der Grenzschicht, und aus diesem Grund kann es zu einer Bimodalität der Verteilung kommen.



(BP0)



(BP1)



(BP4)

Abbildung 4.3

Zeitmittlere entdimensionierte Axialgeschwindigkeiten für isotherme (BP0) und reagierende (BP1) (BP4) Bedingungen

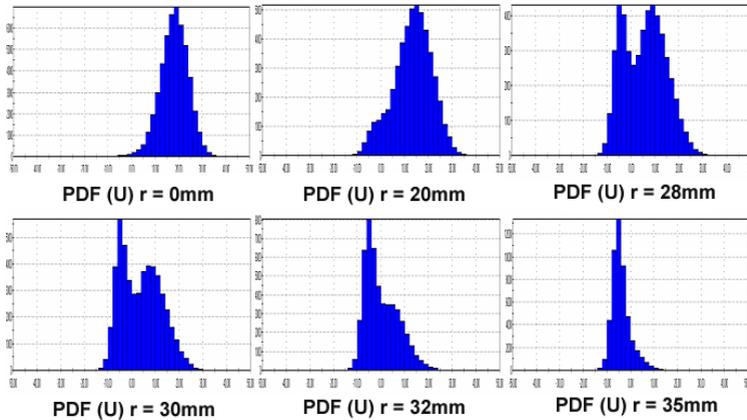
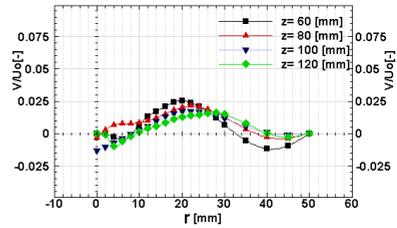
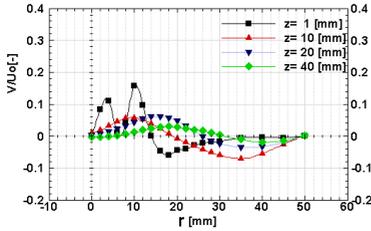


Abbildung 4.4

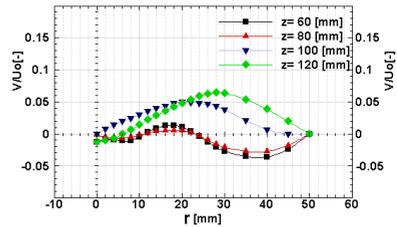
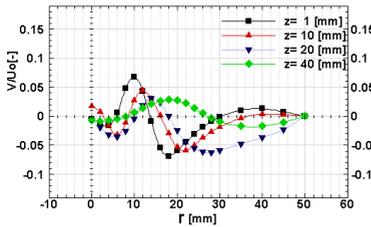
Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (PDF) axialer Geschwindigkeit für $z=100\text{mm}$ (BP0)

4.1.2.3 Radialgeschwindigkeit

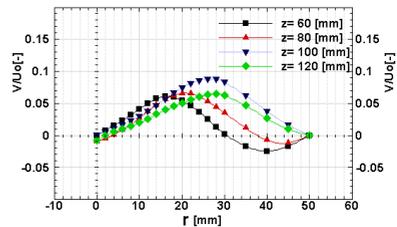
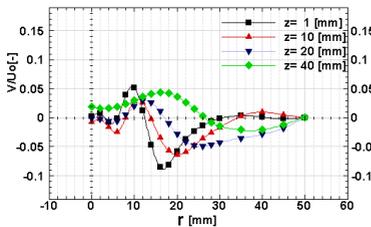
Die Radialgeschwindigkeiten (Abb. 4.5) streben entlang der Symmetrieachse über den gesamten axialen Messbereich in guter Näherung dem Wert Null zu, was einerseits für die hohe Qualität der Messungen spricht und andererseits für eine genaue Fertigung, die ein rotationssymmetrisches Strömungsfeld generiert. Die Radialgeschwindigkeitsverläufe sind nahe der Symmetrielinie zunächst durch einen linearen Anstieg geprägt, an den sich zwei Maxima gleicher Höhe anschließen. Die radiale Lage dieser Maxima kann in Zusammenhang mit der Düsengeometrie erklärt werden und deutet auf das Vorhandensein von zwei Luftkanälen hin, die durch eine Lippe getrennt werden, wodurch auch das auftretende Minimum verursacht wird. Die vorliegende Randbedingung an dieser Stelle lautet dann $V/U_0 \approx 0$. In diesen Geschwindigkeitsmaxima, welche sich weiter stromab miteinander vereinigen, drückt sich die Strahldivergenz, d. h. konvektiver Transport von



(BP0)



(BP1)



(BP4)

Abbildung 4.5

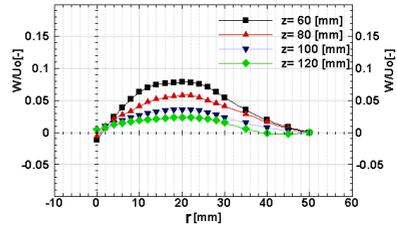
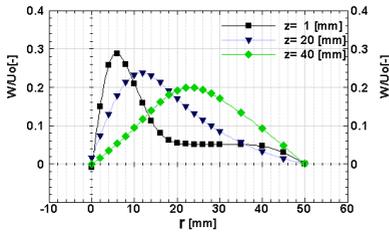
Zeitmittlere entdimensionierte Radialgeschwindigkeiten für isotherme (BP0) und reagierende (BP1) (BP4) Bedingungen

Strahlmedium auf die Brennkammerwand zu, aus. Nach dem außen liegenden Maximum fällt die Radialgeschwindigkeit steil ab, und nach einem Vorzeichenwechsel weist sie dann bis zur Brennkammerwand hin negative Werte auf. Die negativen Radialgeschwindigkeiten deuten auf die Richtung der Strömung infolge des Mitreißen des umgebenden Mediums. Die Rand-

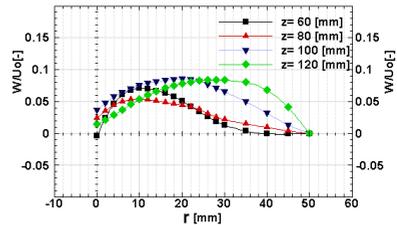
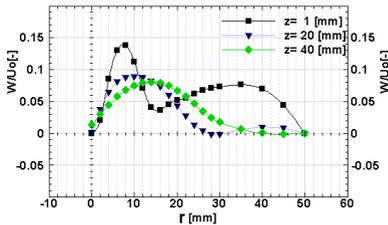
bedingungen an der Brennkammerwand $V/U_0 \approx 0$ werden durch die gemessenen Radialgeschwindigkeitsverläufe beim Radius $z \approx 50\text{mm}$ gegen Null erfüllt. Im strahldominierten Bereich zeichnet sich erst nach Eintritt in die Reaktionszone, d.h. erst ab einem axialen Abstand von $z=100\text{mm}$, eine Expansion in radialer Koordinatenrichtung ab, die durch eine Beschleunigung charakterisiert ist. Qualitativ besteht auch bezüglich der Radialgeschwindigkeitsverläufe eine große Ähnlichkeit zwischen den Flammen und den jeweils zugeordneten isothermen Strömungsfeldern.

4.1.2.4 Tangentialgeschwindigkeit

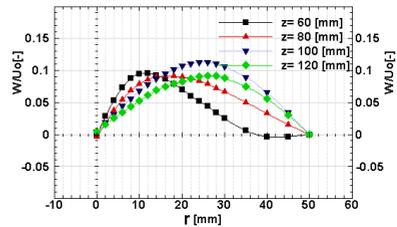
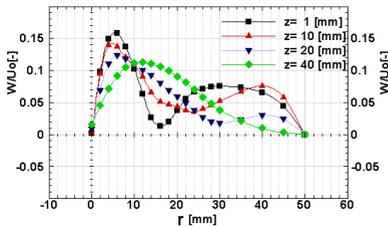
Da die Tangentialgeschwindigkeit eine Schlüsselrolle hinsichtlich der Ausbildung eines Drehströmungsfeldes spielt, wird im Folgenden die Umfangskomponente der Geschwindigkeit diskutiert. Wie erwartet ist in Abbildung 4.6 zu erkennen, dass sich alle gemessenen Tangentialgeschwindigkeitsverläufe bei Annäherung an die Symmetrieachse dem Wert Null nähern. Die Tangentialgeschwindigkeit weist erwartungsgemäß über den gesamten Messbereich positive Werte auf, ein Vorzeichenwechsel ist daher an keiner Stelle zu beobachten. Ausgehend von Null auf der Brennkammerachse, nimmt der Betrag der Tangentialgeschwindigkeit im Düsennahbereich bis hin zu größeren Radien am Anfang konstant zu. Lokal erreichen die gemessenen Tangentialgeschwindigkeiten an den Extremstellen einen Wert von fast einem Drittel der axialen Düsenaustrittsgeschwindigkeit, der in guter Übereinstimmung mit der geometrischen Drallzahl der Drallanordnung ist $S_{Th} \approx 0.3$, und fallen bei noch höheren Radien gemäß dem Potentialwirbelverlauf mit $w \approx 1/r$ ab. Zunächst wirkt die Expansion nur direkt auf das Axialgeschwindigkeitsprofil aufgrund der Verbrennung, und deshalb zeigt sich eine deutliche qualitative Ähnlichkeit der Tangentialgeschwindigkeitsprofile der isothermen und der reagierenden Strahlen.



(BP0)



(BP1)



(BP4)

Abbildung 4.6

Zeitmittlere entdimensionierte Tangentialgeschwindigkeiten
für isotherme (BP0) und reagierende (BP1) (BP4) Bedingungen

Insbesondere im reagierenden Fall sorgt die zentrale Rezirkulationszone durch Einmischung heißer Abgase in das die Düse verlassende Frischgemisch bereits im unmittelbaren Düsennahbereich für eine Abnahme der Tangentialgeschwindigkeitsbeträge. Dadurch liefern Bereiche innerhalb der

Rückströmzonen trotz gleichen Tangentialgeschwindigkeitsvorzeichens einen negativen Beitrag zum Drehimpuls.

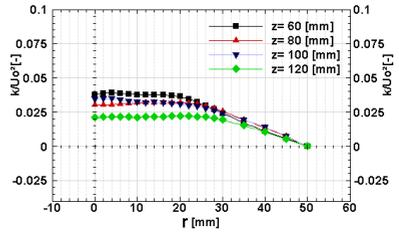
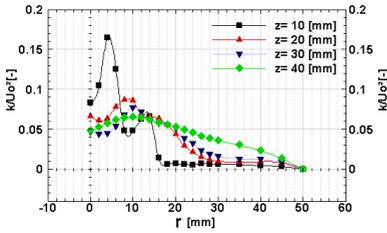
4.1.2.5 Turbulenter Impulsaustausch

Im Folgenden wird der Einfluss der überlagerten Verbrennung auf den turbulenten Impulsaustausch dargestellt und diskutiert.

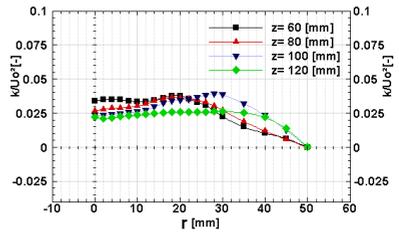
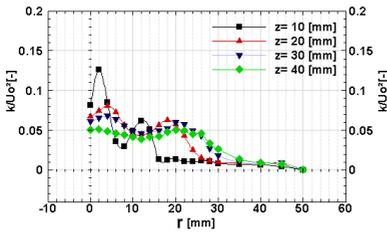
4.1.2.6 Turbulente Kinetische Energie

In Abbildung 4.7 erhält man zunächst einen Überblick über die Feldverteilungen der turbulenten kinetischen Energie für isotherme und reagierende Strömung; diese Energie ist als halbierte Summe der Normalspannungen definiert, wie in Gleichung 2.1.4 gezeigt. Erwartungsgemäß zeichnen sich in beiden Turbulenzfeldern die Maximalwerte der turbulenten kinetischen Energie in der dem Düsenauslass nächstgelegenen Messebene im Mischungsbereich zwischen primärem und sekundärem Luftstrom ab. Anschließend verlagern sie sich auf größere Radien, um sich auf diese Weise ringförmig divergierend in die Brennkammer hinein fortzupflanzen. Die Position maximaler Gradienten entlang der Grenze zwischen Vor- und Rückströmung am Düsenauslass im zeitgemittelten Strömungsfeld stimmt mit den Zonen erhöhter Turbulenzintensität gut überein. Aus diesen Erläuterungen kann geschlussfolgert werden, dass die Ausbildung der Zonen höchster Turbulenzintensität an Orten mit hohen Gradienten im zeitgemittelten Strömungsfeld erfolgt, entlang der innenliegenden Begrenzung des vorwärts strömenden Ringstrahls. Dieser Befund steht auch im Einklang mit der Turbulenztheorie, wonach die Gradienten der mittleren Strömung für die Produktion von turbulenter Schwankungsgeschwindigkeit verantwortlich sind. Dementsprechend sind die Bereiche des Strömungsfeldes mit einer gleichmäßigen Geschwindigkeitsverteilung (niedriger Geschwindig-

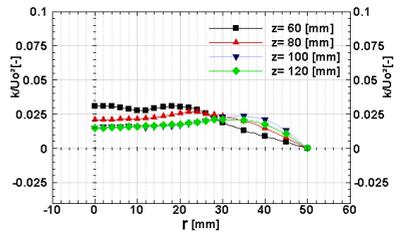
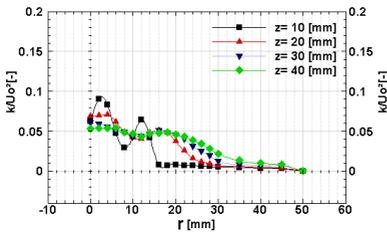
keitsgradient), wie z.B. die Reaktionszone, der Eckenwirbel sowie der Bereich der Vorwärtsströmung stromab des Auftreffens auf die Brennkammerwand durch sehr geringe Feldgehalte an turbulenter kinetischer Energie geprägt.



(BP0)



(BP1)



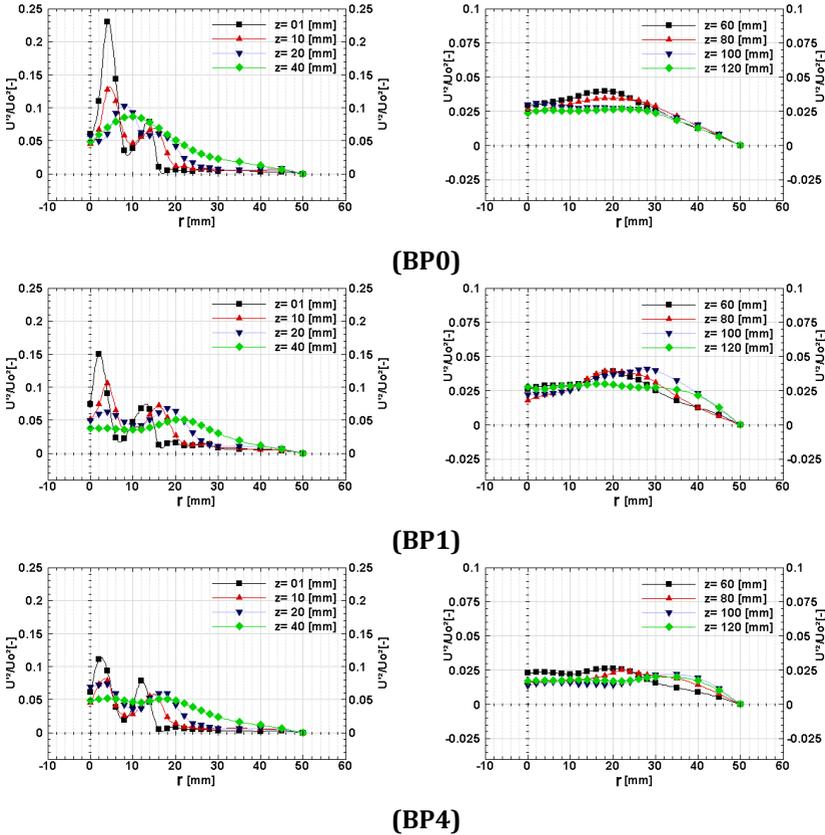
(BP4)

Abbildung 4.7

Entdimensionierte turbulente kinetische Energie für isotherme (BP0) und reagierende (BP1) (BP4) Bedingungen

4.1.2.7 Normalspannungen

In den Abbildungen 4.8 – 4.10 sind die radialen Verläufe der Normalspannungen in axialer, radialer und tangentialer Richtung aufgetragen. Alle Normalspannungen können aufgrund der geraden Exponenten ausschließlich positive Werte annehmen (Gl. 2.1.3).



(BP4)
Abbildung 4.8

Enddimensionierte Normalspannung $(\overline{U}^{21}/U_0^2)$ für
isotherme (BP0) und reagierende (BP1) (BP4) Bedingungen

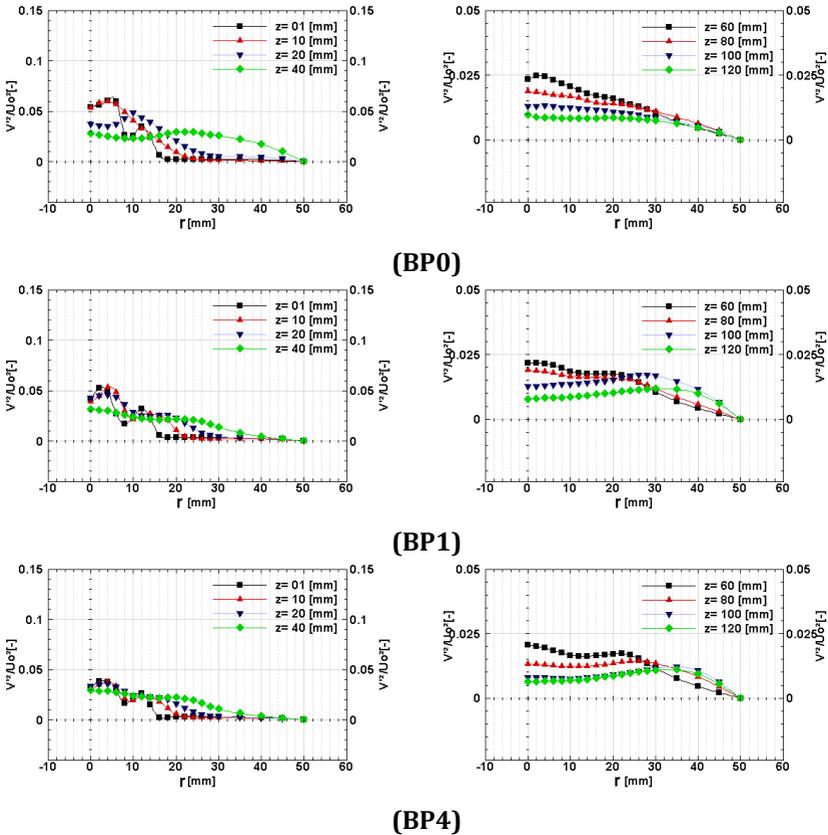


Abbildung 4.9

Entdimensionierte Normalspannung ($\overline{v^2}/U_0^2$) für
isotherme (BP0) und reagierende (BP1) (BP4) Bedingungen

Die ermittelten Normalspannungen müssen jedoch konstante Werte aufweisen, und zwar unabhängig von einer Drehung des Koordinatensystems um die x-Achse, woraus die Forderung resultiert, dass identische Werte für die Normalspannungen in radialer und tangentialer Richtung entlang der

4. Darstellung und Diskussion der experimentellen Ergebnisse

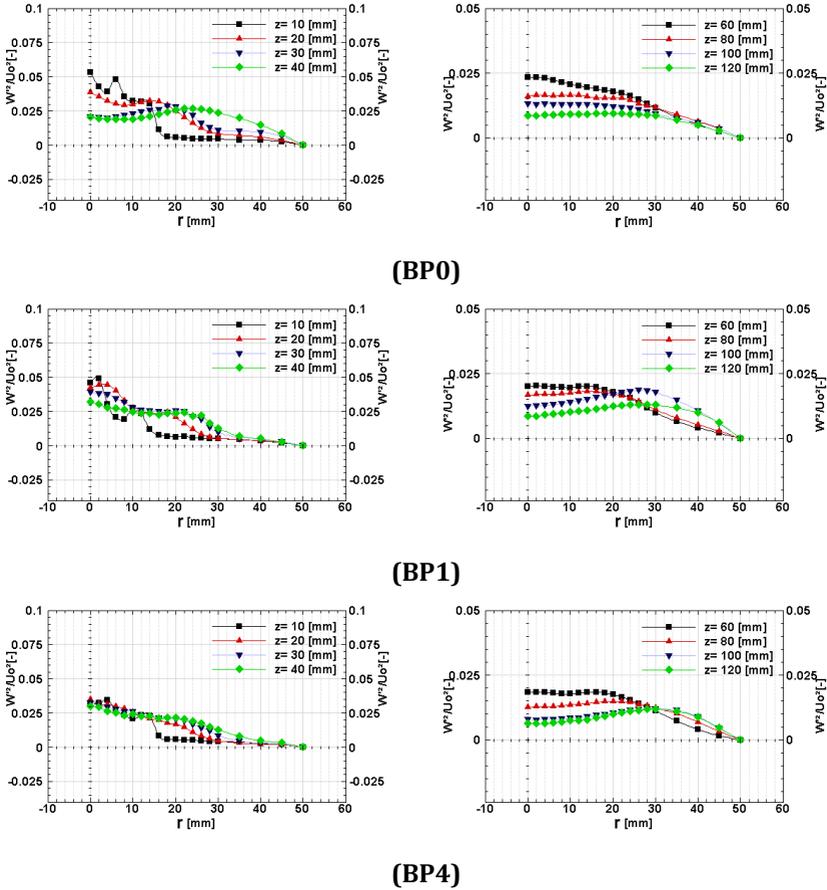


Abbildung 4.10

Entdimensionierte Normalspannung $\left(\overline{w^2}/U_0^2\right)$ für
isotherme (BP0) und reagierende (BP1) (BP4) Bedingungen

Symmetrielinie vorhanden sein müssen. Schon bei Austritt des Frischgemischstrahls aus der Düse liegt bezüglich aller drei Raumrichtungen, im Vergleich zu den reagierenden Strahlen, ein erhöhtes Turbulenzniveau im isothermen Strahl vor, was bereits anhand der Darstellung der turbulenten kinetischen Energie zu erkennen war. Messebene anzumerken, da diese

zwei einzelne, sehr klar hervortretende Maxima aufweisen, deren radiale Position zunächst durch die innere und Der Ursprung der Strömung aus zwei separaten Kanälen ist den Profilen der Normalspannung in axialer Richtung bereits auf der ersten äußere Strömung festgelegt wird. Die hohe Turbulenzproduktion am Düsenaustritt sorgt für den radialen Impulsaustausch, der zum Abbau des Geschwindigkeitsgradienten führt. Demzufolge wird mit wachsendem Düsenabstand die Quelle für die Turbulenzproduktion geringer. Die am Düsenaustritt erzeugte Turbulenz wird stromabwärts konvektiv und diffusiv bei gleichzeitiger Dissipation derselben transportiert. Darüber hinaus hört auch die innere Rezirkulationszone nach einem Abstand von ca. $z=40$ mm auf zu existieren, was auch zu einem Abflachen des Geschwindigkeitsgradienten in diesem Bereich führt. Ab diesem Abstand wirkt nur der Geschwindigkeitsgradient der äußeren Rezirkulationszone als Turbulenzproduktion, und deswegen bildet sich in diesem Bereich ein relatives Maximum der turbulenten Schwankungen. Da aber der Geschwindigkeitsgradient der äußeren Rezirkulationszone nicht sehr ausgeprägt ist, bleibt auch das relative Maximum der Turbulenz in diesem Bereich auf einem niedrigen Level.

4.1.2.8 Schubspannungen

In den Abbildungen 4.11-4.12 sind sowohl für den isothermen als auch für den reagierenden Fall die Verläufe der Reynoldsschen Schubspannungen $\overline{u'v'}$ und $\overline{u'w'}$ über dem Radius aufgetragen. Der turbulente Transport des Drehimpulses in axialer Richtung wird von der Kreuzkorrelation $\overline{u'w'}$ beschrieben. Bemerkbar macht sich die Beeinflussung der dargestellten Schubspannungen durch die überlagerte Verbrennung in verschiedener Weise. Durch die Verbrennung findet nur eine minimale Veränderung der Maximalbeträge und deren radialer Lage statt. Zunächst bewirkt die über-

lagerte Verbrennung, wie in den weiter oben erläuterten Messergebnissen dargestellt, keine merkliche Erhöhung der turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen in den Strömungsfeldern der untersuchten Doppeldrallstrahlen. $\overline{u'v'}$ zeigt ausgehend vom Wert Null, für beide Felder zunächst ein Minimum, um danach auf der Mehrzahl der Messebenen entlang des äußeren Strahlrandes ein Maximum auszubilden. Diese Tatsache hängt mit der Änderung des Vorzeichens des radialen Geschwindigkeitsgradienten der axialen Geschwindigkeit am Düsenaustritt zusammen. Im Anschluss daran nimmt die Schubspannung in axial-radialer Richtung bis zur Brennkammerwand hin verschwindend geringe Werte an. Da die überlagerte Wärme-freisetzung auf die Tangentialgeschwindigkeit lediglich indirekt, also wesentlich schwächer als auf die Axial- und Radialgeschwindigkeitsverteilung, einwirkt, ist es einleuchtend, dass sich die Kovarianz $\overline{u'w'}$ gegenüber der Verbrennung weitgehend neutral verhält.

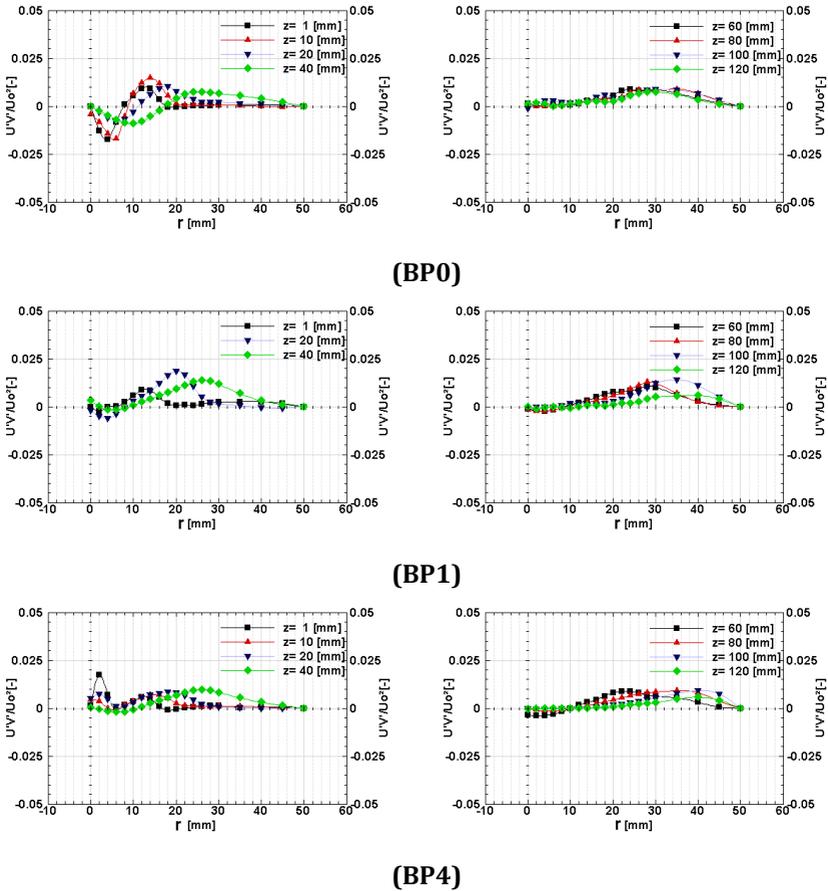


Abbildung 4.11

Entdimensionierte Schubspannung $\left(\overline{U^*V^*}/U_0^2\right)$ für
isotherme (BP0) und reagierende (BP1) (BP4) Bedingungen

4. Darstellung und Diskussion der experimentellen Ergebnisse

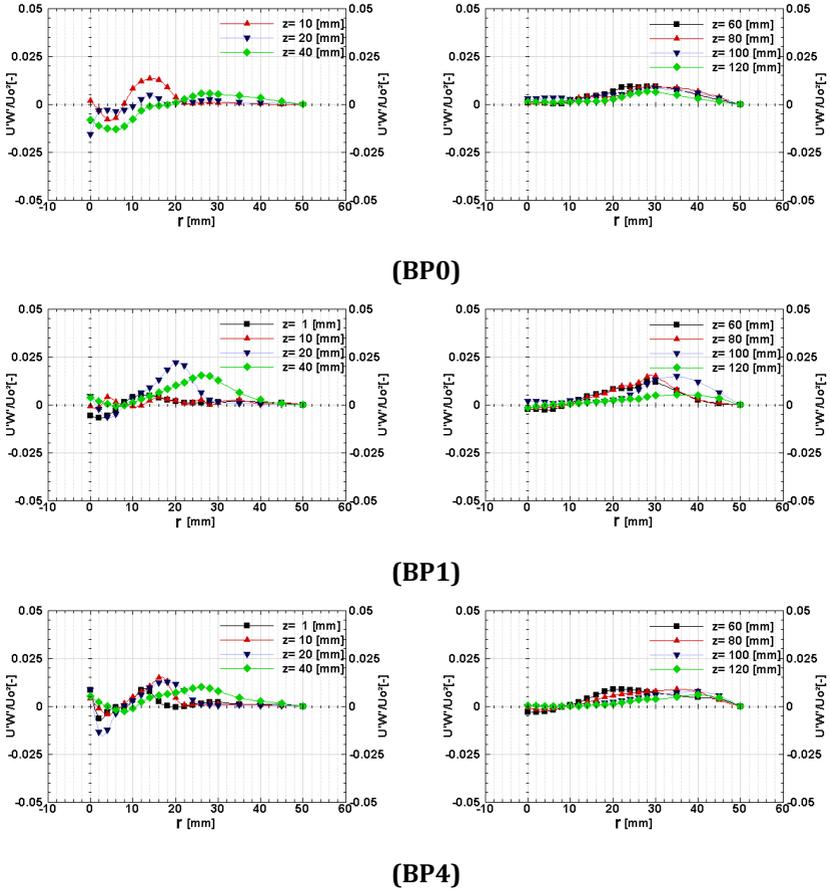


Abbildung 4.12
 Entdimensionierte Schubspannung $\left(\overline{U'W'}/U_0^2\right)$ für
 isotherme (BP0) und reagierende (BP1) (BP4) Bedingungen

4.1.3 Abhebehöhe

Bei Studien, die auf dem Gebiet der Abhebehöhe durchgeführt werden, werden spektroskopische Methoden wie die OH-Laser-induzierte Fluoreszenz und ebenso Fotografie und Schlieren-Strömungsvisualisierung verwendet, um die Flammenfront und, daraus folgend, die Abhebehöhe der untersuchten Flammen zu ermitteln. Die Anwendung dieser Methoden wird bevorzugt, da alle bedeutenden Forschungsarbeiten, die sich mit der Untersuchung der Abhebehöhe (Peters, 1983) (Kalghatgi, 1984) (Miake-Lye, 1988) befassen, für turbulente Freistrahlfammen durchgeführt wurden. Da es sich bei den in dieser Studie untersuchten Versuchsaufbauten um ein geschlossenes System handelt, wurden zur Bestimmung der Abhebehöhe Sondenmesstechniken für die Temperatur- und Konzentrationsmessungen eingesetzt. Durch die Verwendung einer optisch zugänglichen Brennkammer aus Quarzglas wurde ein weiterer qualitativer Nachweis zur Bestätigung der Versuchsergebnisse erzielt.

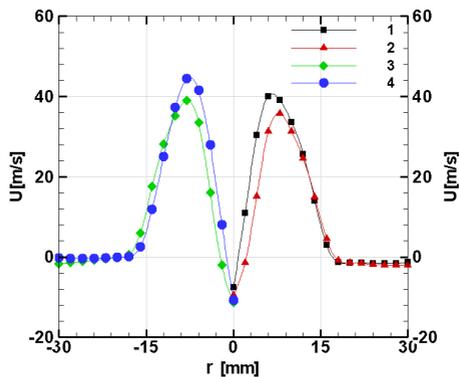


Abbildung 4.13

Mittlere Axialgeschwindigkeit [m/s] bei $z=1\text{mm}$ (BP1)-(BP4)

Wie bereits in Kapitel 2.3.2 bezugnehmend auf zahlreiche Modelle und Studien, die auf dem Feld der turbulenten Strahlflammen durchgeführt wurden, angegeben, ist die Abhebehöhe im Wesentlichen eine lineare Funktion der Anströmungsgeschwindigkeit u_0 . Basierend auf diesem Denkansatz wurde in dieser Arbeit die mittlere volumetrische Geschwindigkeit unter Einbezug der Rahmenbedingungen variiert, so dass deren Einfluss auf die Abhebehöhe untersucht werden konnte. Abbildung 4.13 zeigt die (LDA)-Messungen der mittleren Axialgeschwindigkeit an der Ebene direkt am Düsenaustritt bei $z=1\text{mm}$. Die Geschwindigkeitsverläufe sind in allen vier Fällen sehr ähnlich. Es lässt sich jeweils ein Wirbelaufplatzen in Form einer schwachen inneren Rezirkulationszone an der Symmetrieachse erkennen. Die Spitzengeschwindigkeiten im Gebiet der sekundären, abwärts-propagierenden unverdrallten Strömung verhalten sich für alle vier Testfälle qualitativ wie die mittleren Anströmungsgeschwindigkeiten. Nach diesen Resultaten und basierend auf den bekannten Theorien zur Abhebehöhe für Strahlflammen sollte die Flamme mit der niedrigeren Anströmungsgeschwindigkeit (BP2) erwartungsgemäß auch die kleinste Abhebehöhe aufweisen. Ebenso wäre zu erwarten, dass im Testfall der höheren Anströmungsgeschwindigkeit (BP4) die Abhebehöhe höher sein würde, während bei den anderen zwei Fällen (BP1) und (BP3) die Abhebehöhe vergleichbar sein sollte. Abbildung 4.14 stellt die Entwicklung der radialen Temperaturprofile für alle vier Testfälle an neun ausgewählten Ebenen stromab des Düsenaustrittsquerschnitts dar.

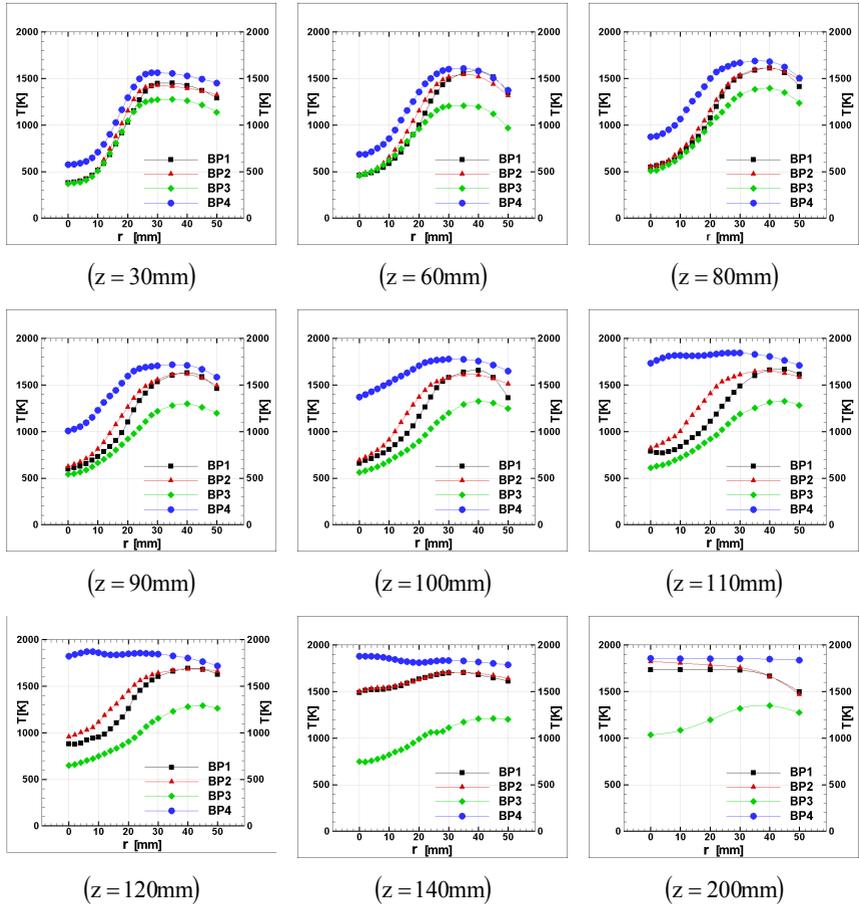


Abbildung 4.14
Temperaturverlauf [K] (BP1)-(BP4)

4. Darstellung und Diskussion der experimentellen Ergebnisse

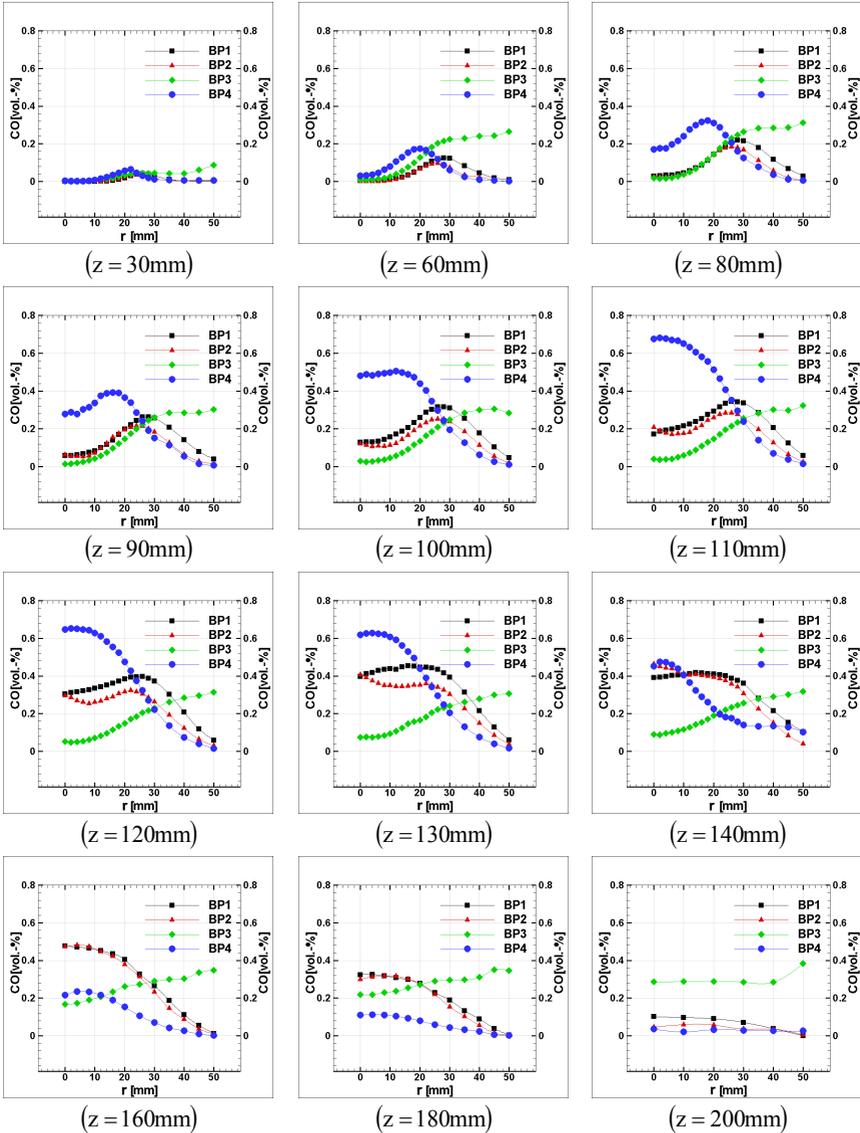


Abbildung 4.15

Kohlenmonoxidkonzentration [%-vol.] (BP1)-(BP4)

Die Temperaturverteilung im Düsennahbereich $z=30\text{mm}$ zeigt zwei charakteristische Bereiche. Das abwärts-propagierende frische Gemisch ist am Strahlkern angesiedelt. Das zweite Gebiet bezieht sich auf die heiße äußere Rezirkulationszone, wo aufgrund von Wärmeverlusten durch Strahlung und Konvektion Temperaturen von bis zu 80% der adiabatischen Brenntemperatur der eingestellten Stöchiometrie erreicht werden. An der Entwicklung der Temperaturprofile ist deutlich abzulesen, dass aufgrund des Einmischens und der Wärmekonvektion Wärme von den heißen Produkten zum Kern des Strahls transportiert wird. Dieser Prozess schreitet so lange fort, bis die Selbstzündungstemperatur im Kernbereich erreicht ist. Dies tritt im Fall (BP4) bei $z=90\text{mm}$ auf der Symmetrieachse auf. Im Falle der Betriebspunkte (BP1) und (BP2) entzündet sich das Gemisch weiter stromab bei $z=120\text{mm}$, und bei (BP3) erfolgt die Zündung sogar erst bei $z=150\text{mm}$. Nachdem das Gemisch sich entzündet hat, kann ein steiler Temperaturanstieg beobachtet werden, der die Reaktionszone markiert. Der letzte Messpunkt in Abbildung 4.14 befindet sich im Ausbrandbereich $z=200\text{mm}$. An dieser Stelle werden die höchsten Temperaturen erreicht. Aufgrund der Wandwärmeverluste sowie lokaler Verlöschungsphänomene nehmen die Temperaturen nahe der Wand ab.

Die CO-Konzentrationen, die in Abbildung 4.15 dargestellt sind, dienen als Indikator für die Reaktionszone und somit für die Flammenfront. Dies ist deswegen zulässig, weil die Reaktion $\text{CO} + \text{OH} \rightarrow \text{CO}_2 + \text{H}$ (Gl. 2.6.7) der letzte Schritt bei der Oxidation von Kohlenwasserstoffen ist (Maas, 2005). Durch den Vergleich der Abbildungen 4.14 und 4.15 erkennt man, dass der Verlauf der Temperatur und der CO-Konzentration ähnlich ist. Das Maximum der CO-Konzentration ist kleineren Radien zugeordnet, weil die maximale Temperatur erst nach der CO-Oxidation auftritt. Darüber hinaus erkennt

man, dass die Verläufe für die Betriebspunkte (BP1) und (BP2) ähnlich sind. Dies deutet darauf hin, dass Mischung und Strömung proportional der Reynoldszahl sind. Im Bereich der CO-Oxidation ($z=100, 110, 120\text{mm}$) wird der Prozess von der langsamen chemischen Kinetik des CO-Abbaus dominiert. Deswegen ist in diesem Bereich die Abweichung der CO- und Temperaturprofile für (BP1) und (BP2) am größten. Der bei (BP3) ausgedehnte Bereich im Strömungsfeld, in dem CO detektiert werden kann, ist einerseits dem Phänomen des lokalen Verlöschens und andererseits der bei diesem Betriebspunkt langsamen Kinetik der CO-Oxidation zu verdanken, da diese Flamme in der Nähe der Magerlöschgrenzen betrieben wird (Kap. 4.2). Ein weiterer Indikator für den Mischungs- und Reaktionsfortschritt ist die lokale Luftzahl λ (Abb. 4.16).

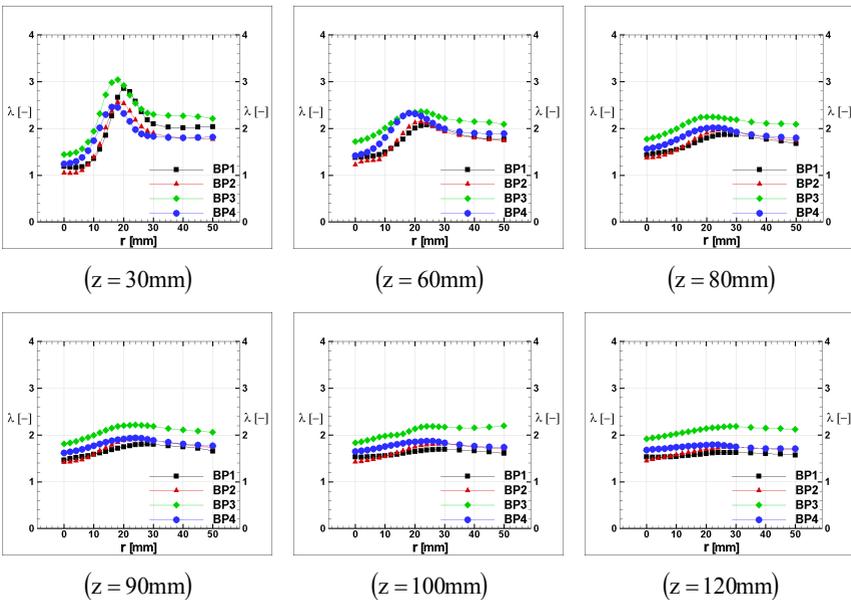


Abbildung 4.16
Lokale Luftzahl (BP1)-(BP4)

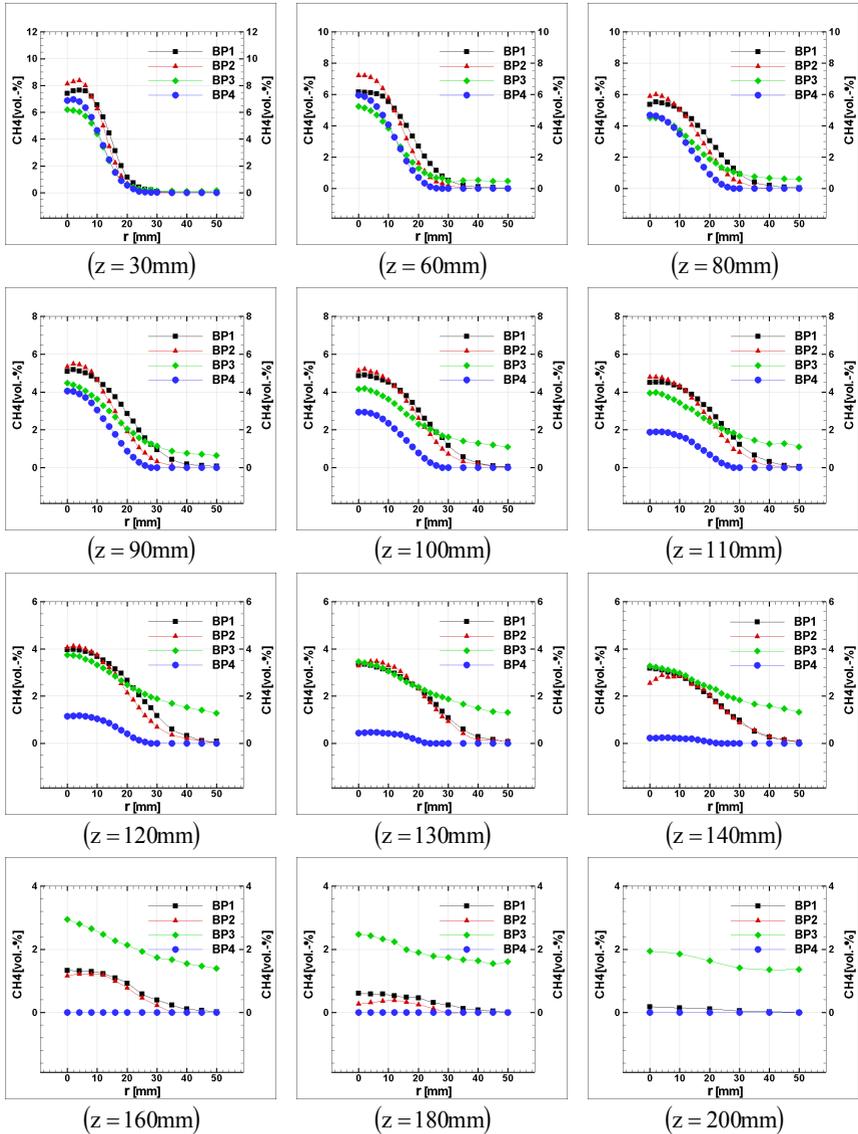


Abbildung 4.17

Methankonzentration [%-vol.] (BP1)-(BP4)

Üblicherweise wird bei experimentellen Studien, die im Bereich der Flammenstabilisierung durchgeführt werden, die lokale Luftzahl λ , die aus dem Mischungsbruch des Brennstoffes (Abb. 4.17) hergeleitet wird, verwendet. Diese Herangehensweise ist empfehlenswert, wenn die isothermen Bedingungen untersucht werden. Ebenso geeignet wäre sie für ideale Diffusionsflammen, bei denen davon ausgegangen wird, dass Brennstoff und Oxidationsmittel in einer dünnen exothermen Reaktionszone reagieren (gemischt = verbrannt-Ansatz). In einer solchen idealisierten Situation existieren kein Oxidationsmittel auf Seiten des Brennstoffs und kein Brennstoff auf Seiten des Oxidationsmittels. Jedoch ist es im Fall der untersuchten Flamme offensichtlich, dass eine bedeutende Menge heißer Produkte der Strahl der Reaktanten mitreißt, lange bevor die Zündung erreicht wird (Abb. 4.21). Unter diesen Bedingungen kann CH_4 allein kein Indikator für die turbulente Mischung sein, da Produkte und Reaktanten im Vorverbrennungsbereich nebeneinander existieren. Die lokale Luftzahl wurde anhand der Messungen von Kohlenmonoxid, Kohlendioxid, Kohlenwasserstoffen sowie Stickstoffoxiden berechnet (Anhang A2).

Die Ähnlichkeit im Mischungsfortschritt kann in diesem Fall auf das hochturbulente Strömungsfeld zurückgeführt werden. Im Fall der erhöhten Vorwärmtemperatur (BP4) ist die Verweilzeit niedriger, wodurch die Vollendung der Mischung weiter stromabwärts verschoben wird. Die Bestimmung des Ortes der Flammenfront und der Bereiche innerhalb der Strömung, in denen die Makromischung vollendet ist, schließt den Sachverhalt ein, dass die Verweilzeit der Reaktanten im Bereich zwischen der Düse und der Flammenfront groß genug ist, um die Makromischung der Reaktanten zu erreichen. Diese Bedingungen führen zu einem quasi vorgemischten Zustand und begründen die gleichmäßige Verteilung der Temperatur in der

Reaktionszone. Es ist noch auffällig, dass der Mischvorgang vor dem Eintritt der Edukte in die Reaktionszone abgeschlossen ist. Dies wird hauptsächlich durch das Strömungsfeld beeinflusst.

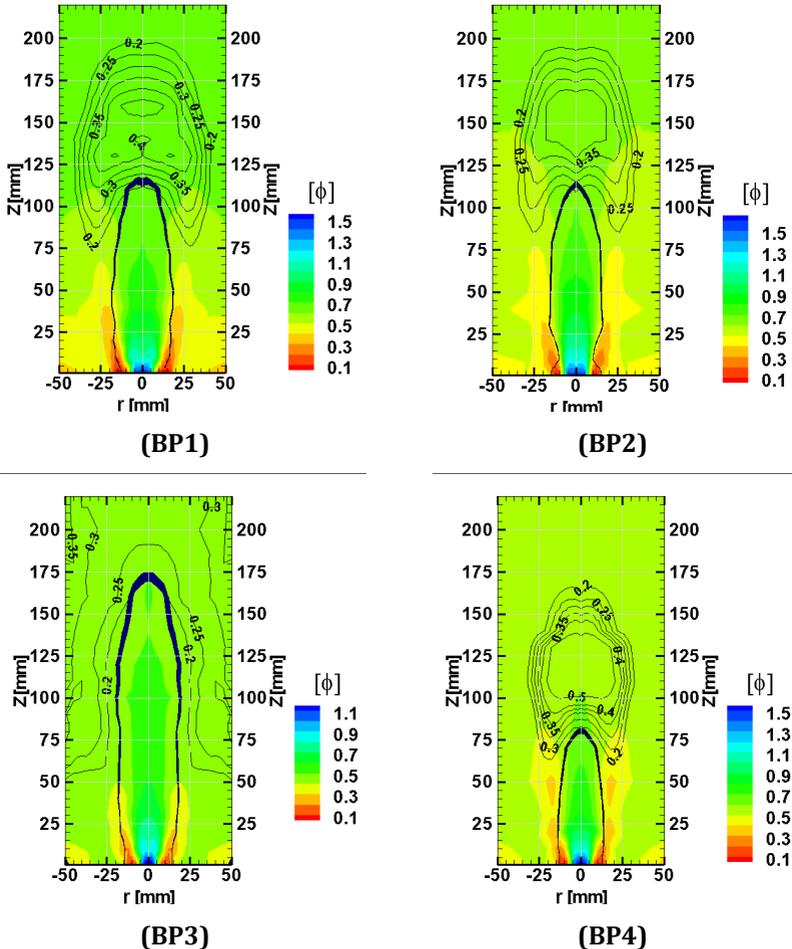


Abbildung 4.18

Überlagerung lokaler Brennstoffzahlkontur Φ , CO- Isolinien (schwarz) und Selbstzündungstemperatur - Isolinie (dunkel blaue) ($T=880\text{K}$) (BP1)-(BP4)



Abbildung 4.19

Flammeneigenleuchten $\Delta P/P=0.4\%$; 0.6% ; 0.8% ; 1% ; 2% ; $\lambda=1.6$ und $T_{\text{vor}}=373\text{K}$
 (Blendeinstellung $f/5.6$, Belichtungszeit $1/30\text{s}$)

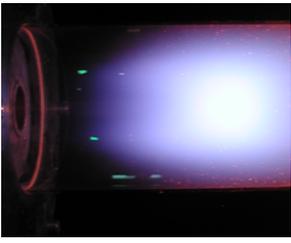
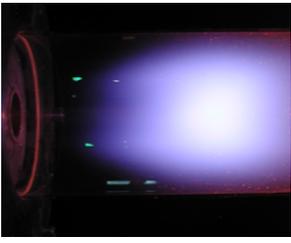
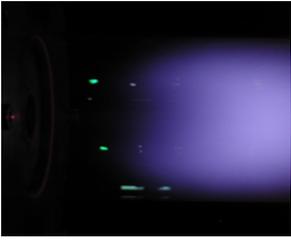


Abbildung 4.20

Flammeneigenleuchten $\Delta P/P=2\%$; und $\lambda=2.1$; 1.8 ; 1.6 ; 1.3 und $T_{\text{vor}}=373\text{K}$
 (Blendeinstellung $f/5.6$, Belichtungszeit $1/30\text{s}$)

Somit fungiert der Bereich zwischen Düsenaustritt und Reaktionszone als ein strömungsmechanischer Mischer, der für die niedrigen NO_x-Emissionen des Konzeptes verantwortlich ist (Fokaides, 2008). Anhand der dargestellten experimentellen Ergebnisse (Abb. 4.14-4.17) wird deutlich, dass die stabilisierte, eingeschlossene abgehobene Drallflamme in Bezug auf die Abhebehöhe nicht den Prinzipien der abgehobenen turbulenten Strahlflamme folgt. (BP1) und (BP2) weisen ein sehr ähnliches Verhalten hinsichtlich der Entwicklung von Mischung und Reaktion auf, obwohl der Druckverlust im letzteren Fall 25% weniger als bei (BP1) beträgt, und folglich die Anströmgeschwindigkeit am Düsenauslass auch bedeutend geringer ist. Ebenso stabilisiert sich (BP4) trotz der höheren mittleren Anströmgeschwindigkeit viel näher an der Düse als die anderen drei vorgestellten Testfälle. Zusätzlich zeigen die zwei Testfälle mit ähnlichem Geschwindigkeitsprofil am Düsenauslass, (BP1) und (BP3), ein ganz anderes Verhalten, da die Abhebehöhe im letzteren Fall bedeutend größer ist (Abb. 4.18). Diese Befunde sind letzten Endes weniger überraschend, wenn man bedenkt, dass die Faktoren, die maßgeblich die Stabilisierung der eingeschlossenen, abgehobenen Drallflammen beeinflussen, die Vorwärmung des unverbrannten Gemisches sowie die turbulente Brenngeschwindigkeit sind und nicht nur die Anströmgeschwindigkeit. Die Energie, die benötigt wird, um das unverbrannte Gemisch auf zündfähige Temperaturen $\approx 900\text{K}$ zu bringen, beträgt für eine Vorwärmtemperatur von $\approx 573\text{K}$ ca. die Hälfte derjenigen, die für ein vorgewärmtes Gemisch von $\approx 373\text{K}$ notwendig ist. Somit erfolgt die Zündung näher der Düse. Darüber hinaus nimmt mit der Abmagerung des Gemisches (BP3) die Temperatur der Abgase ab, was zu einem Anstieg des Dichteverhältnisses $\rho_{\text{Strahl}}/\rho_{\text{Umgebung}}$ führt. Dies bedingt eine Abnahme des Ansaugvermögens des Strahls, was ein schnelles Erreichen der Zündtemperatur verhindert. Ein anderer Para-

meter, der einen Einfluss auf die Abhebehöhe hat, ist die turbulente Brenngeschwindigkeit. Im Fall einer erhöhten Vorwärmtemperatur der vorgewärmten Luft (BP4) steigt die turbulente Brenngeschwindigkeit, entsprechend sinkt sie bei magereren Gemischen (BP3). Daraus lässt sich die Verschiebung der Flamme zur Düse hin (BP4) und von der Düse weg (BP3) erklären. Das Verhalten der eingeschlossenen abgehobenen Drallflamme bezüglich der Abhebehöhe wurde durch die Anwendung einfacher Fotografie in einer optisch zugänglichen Quarzglasbrennkammer untersucht. Abbildung 4.19 zeigt das spontane Eigenleuchten der Flamme für fünf verschiedene Anströmungsgeschwindigkeiten bei konstanter globaler Luftzahl λ und Temperatur der vorgewärmten Luft. Obwohl die Größe der Geschwindigkeit am Düsenausgang für alle dargestellten Fälle deutlich geändert wurde, bleibt der Abstand zwischen der Düse und der Flamme konstant. Die schon erfolgte Diskussion der Ergebnisse zeigte, dass bei Variation des Druckverlustes die Flammen ähnlich bleiben. Da man sich bei den untersuchten Flammen im Flamelet-Bereich bewegt, ist die turbulente Brenngeschwindigkeit proportional zur turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit, die ihrerseits proportional zur Strömungsgeschwindigkeit ist. Setzt man im Stabilisierungspunkt das Gleichgewicht zwischen Strömungsgeschwindigkeit und Brenngeschwindigkeit an, so nimmt mit der Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit auch die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit zu und demnach auch die turbulente Brenngeschwindigkeit. Dies bedeutet, dass im Stabilisierungspunkt das Gleichgewicht erhalten bleibt. In einem weiteren Test wurde die Luftzahl λ der untersuchten abgehobenen Drallflamme variiert. Die Temperatur der vorgewärmten Luft sowie der Druckverlust am Düsenauslass wurden hierbei konstant gehalten. Wie in Abbildung 4.20 dargestellt, bleibt die Flamme für alle eingestellten Stöchiometrien abgehoben. Die optische Beobachtung

ließ vermuten, dass sich die Abhebehöhe in Richtung magerer Bedingungen vergrößert. Dieses Verhalten kann mit der Veränderung der adiabatischen Brenntemperatur und der damit verbundenen Reduzierung des Strahlansaugvermögens sowie mit der Abnahme der turbulenten Brenngeschwindigkeit als Folge der Reduzierung der laminaren Flammgeschwindigkeit mit der Gemischabmagerung begründet werden.

4.1.4 Stabilisierungsmodell abgehobener eingeschlossener Drallflamme

Der Stabilisierungsmechanismus einer typischen Drallflamme basiert auf dem Vorliegen einer inneren Rezirkulationszone, die sich im Düsennahfeld befindet. Aufgrund der durch das Wirbelaufplatzen-Phänomen verursachten Rückströmung sind die Drallflammen im Düsennahbereich stabilisiert. Dies erfolgt, weil die Bedingungen im Bereich der Scherzone der Rückströmung für die turbulente Mischung, die Wärmeübertragung und das erforderliche Gleichgewicht der Strömung und der turbulenten Brenngeschwindigkeit optimal für die Stabilisierung sind. Im untersuchten System stellte sich jedoch der innere Rezirkulationsbereich als sehr schwach heraus und befand sich zudem in bedeutendem Abstand zur Reaktionszone (Abb. 4.1). Die Ergebnisse zeigen, dass die Wirkung der inneren Rezirkulationszone in diesem Fall auf die Mischung von Luft und Brennstoff am Düsennahbereich beschränkt ist, während die Stabilisierung weiter stromabwärts durch einen anderen Mechanismus stattfindet. Des Weiteren hat die Analyse des Strömungsfeldes in Bezug auf die lokalen Luftzahlen (Abb. 4.2) ergeben, dass die ankerförmige Reaktionszone der untersuchten abgehobenen Flamme nicht die Charakteristik einer Triple-Flame besitzt, da keine fetten und mageren vorgemischten Zonen im Bereich der U-förmigen Flammenfront festgestellt werden konnten. Dadurch kann die Hypothese, dass sich

die abgehobene Drallflamme auf die gleiche Weise wie die abgehobene Strahlflamme stabilisiert, ebenso ausgeschlossen werden.

Bei den untersuchten Flammen, muss man zwischen zwei Strömungsbereichen unterscheiden, um den Stabilitätsmechanismus zu erklären: Der erste Bereich ist der sich stromabwärts fort pflanzende unverbrannte teilvorge-mischte Strahl und der zweite Bereich die stromaufwärts fortlaufende ring-förmige Rezirkulationszone, die sich im Bereich zwischen dem sich fort-pflanzenden Strahl und der Brennkammerwand befindet. Diese Unterschei-dung ist notwendig, da der Stabilisierungsbereich im Bereich der Reak-tanten vermutet wird, und nicht in Gebieten liegen kann, in denen die Reak-tion abgeschlossen ist. Eine Identifizierung der beiden Bereiche in Bezug auf die Strömungsrichtung kann unsicher sein, da aufgrund der mitreißen-den Wirkung des sich fortbewegenden Strahls Teile der rezirkulierten hei-ßen Abgase umgelenkt werden. Abbildung 4.21 stellt die strahlenförmige Entwicklung der CO_2 -Produktion und der axialen Geschwindigkeit u für zwei Ebenen $z=20\text{mm}$ und $z=80\text{mm}$ stromabwärts des Düsenauslasses dar. CO_2 dient als Anzeiger des Weges der rezirkulierten Verbrennungsproduk-te, weil es das Endprodukt der Oxidation aller Kohlenwasserstoffe anzeigt. In diesem Fall wird klar, dass die Verbrennungsprodukte, die vom Strahl mitgerissen werden, bei einem Abstand vom Düsenaustritt von $z=80\text{mm}$ die Symmetrieachse erreichen. Da in diesem Bereich

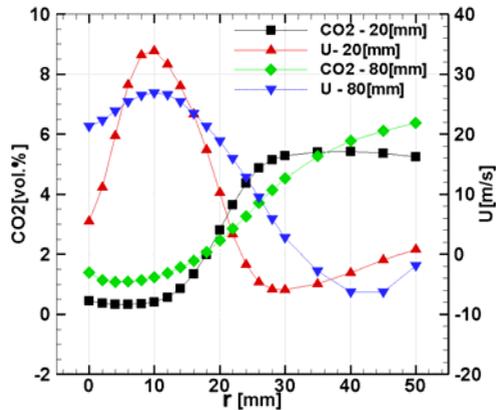


Abbildung 4.21

CO₂ [vol. %] und U [m/s] ; z=20(mm) und z=80(mm) (BP1)

die Zündtemperatur noch nicht erreicht ist (vergl. Abb. 4.14), kann das CO₂ nur über die äußere Rezirkulationszone auf die Achse gelangen. Wegen des hohen Impulses reißt der Strahl Umgebungsmedium mit. Da aber der Strahl eingeschlossen ist, muss er sich selbst ansaugen, und das führt zu einer äußeren Rezirkulationszone. Die rezirkulierenden Abgase diffundieren auf Grund der Turbulenz auch radial bis zur Strahlachse hin, was man anhand der CO₂-Konzentration erkennen kann.

4. Darstellung und Diskussion der experimentellen Ergebnisse

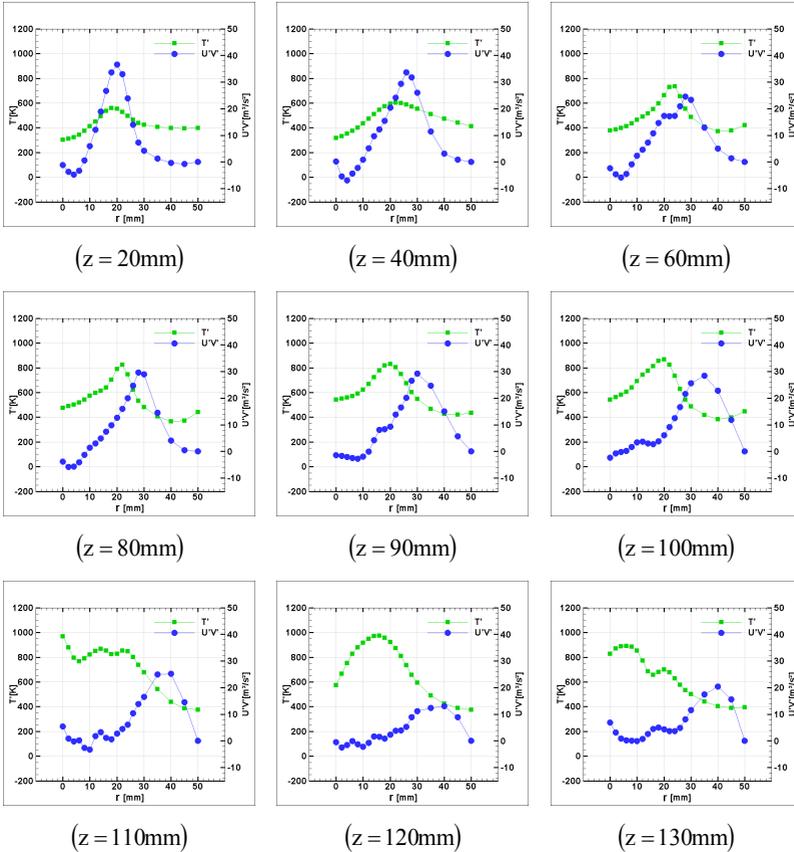


Abbildung 4.22

Reynolds Scherspannungen ($U'V'$) [m^2/s^2] und Temperatur-RMS [K] (T') (BP1)

Bis zum einem Abstand von ca. 80 mm von der Düse befinden sich die Maxima der Temperaturschwankung in dem Bereich, in dem auch die größten Werte der Korrelation $\overline{u'v'}$ auftreten (Abb. 4.22). Stromab weichen die Strömungs- und Reaktionsscherschicht zunehmend von einander ab, was durch die Gegenüberstellung der radialen Entwicklung der Reynoldsschen Schubspannung $\overline{u'v'}$ und der mittleren quadratischen Abweichung T' bestä-

tigt wird. Beide statistischen Varianzen besitzen eine Gaußsche Verteilung. Im Falle der Reynoldsschen Schubspannung $\overline{u'v'}$ weist der Höchstwert im Profil auf einen turbulenten Transport in der sich räumlich entwickelnden Scherzone zwischen den sich stromaufwärts und stromabwärts fortpflanzenden Strömungen hin, während durch die Geschwindigkeitsmessungen (s. Abb. 4.4) belegt wurde, dass die Spitzenwerte der mittleren quadratischen Abweichung der Temperatur T' durch einen Intermittenzeffekt hervorgerufen werden, verursacht durch die fluktuierende Scherzone zwischen dem unverbrannten Strahl und den Verbrennungsprodukten. Die räumliche Verteilung der Maximalwerte beider statistischer Varianzen ist in (Abbildung 4.23) zusammengefasst. Während die Strömungsscherzone offenbar eine Expansion sehr ähnlich der eines Freistrahls $\approx 20^\circ$ erfährt, entwickelt sich die Reaktionszone vom Bereich maximaler Scherung (Stabilitätspunkt) zur Symmetrieachse hin, was man anhand des Verlaufs der Temperaturschwankung erkennen kann. Die räumliche Entwicklung der Reaktionsscherzone ist ein überzeugender Beweis, dass die Zündung des Gemisches in Bereichen mit erhöhter Temperatur und niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten stattfindet, und folglich in der Scherzone des unverbrannten Strahls ($x=24-28\text{mm}$, $z=80\text{mm}$). Vom Ort der Stabilisierung bewegt sich die Flammenfront in den Bereich, in dem sich das unverbrannte Gemisch befindet, in Richtung auf die Symmetrieachse zu. Aufgrund der Beeinflussung durch das Geschwindigkeitsfeld formt die Reaktionszone eine Λ -förmige Flammenfront, die typisch für Vormischflammen ist, und erreicht die Achse bei $z=110\text{mm}$.

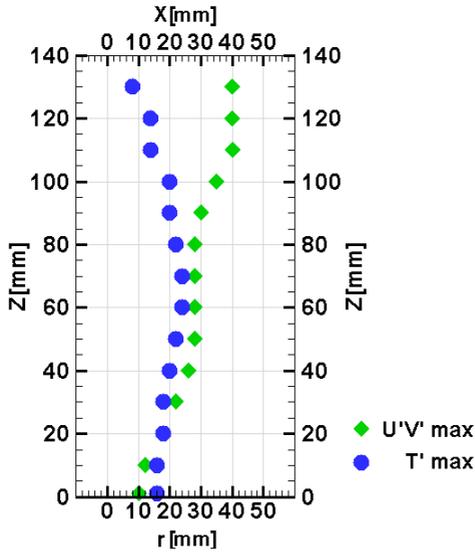


Abbildung 4.23
 Reynolds Scherspannungen ($U'V'$) [m^2/s^2]
 und Temperatur-RMS [K] T' Maxima (BP1)

In Abbildung 4.24 ist das hier vorgestellte Stabilitätsmodell zusammengefasst. In diesem Bild ist die Überlagerung des Strömungsfeldes, des Bereiches hoher Temperaturschwankungen, der CO-Konzentration und der Temperaturisolinie von 880K (Zündungstemperatur für CH_4) dargestellt. Mit dieser Darstellung wird die im vorherigen Absatz gezogene Schlussfolgerung in Bezug auf den Ort der Zündung und die Entwicklung der Flammenfront bestätigt. Die Wichtigkeit der starken äußeren Rezirkulationszone ist ebenso bestätigt, da die Reaktion in einer Scherzone initiiert wird, die sich aufgrund der Umschließung der Strömung und der Form der Flamme entwickelt. Die Umschließung, d.h. die äußere Rezirkulationszone, ist von entscheidender Bedeutung für die Aufrechterhaltung der Verbrennung bei

Flammen dieser Art. Alle Versuche, die Flamme frei brennend, d.h. ohne die Berandung, zu zünden, schlugen fehl. Da die Flammenfront nicht senkrecht zur Strömung verläuft, ist die Geschwindigkeit senkrecht zur Flammenfront nicht sehr groß. Die Ausbreitung der Flammenfront hin zum Strahlkern wird aufgrund der erhöhten Temperatur, die sich durch den erhöhten turbulenten Wärmetransport quer zur Strömungsrichtung auf der Symmetrieachse einstellt, ermöglicht.

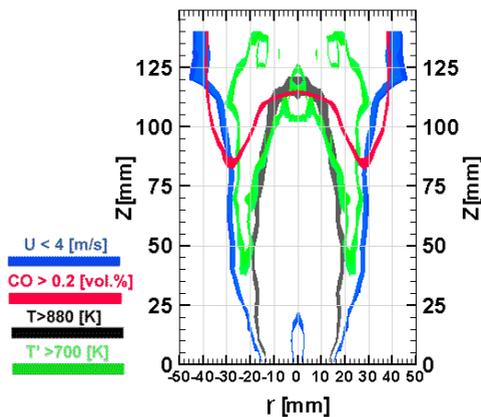


Abbildung 4.24

Stabilitätskonzept abgehobener eingeschlossener nicht-vorgemischte Drallflamme

4.1.5 Einsatz flüssigen Brennstoffes (JetA1)

Das Abhebeverhalten der untersuchten Flamme wurde auch beim Einsatz von flüssigem Brennstoff getestet. Die Untersuchung bei Verwendung von Jet-A1 ist äußerst wichtig, da dieser Brennstoff hauptsächlich für Airblast-Zerstäuber in Flugtriebwerken genutzt wird. Zu diesem Zweck wurde der Primärdrallerzeuger der untersuchten Düse modifiziert, so dass der flüssige Brennstoff direkt am Filmleger mit Hilfe einer handelsüblichen Düse (Steinen 80°HT, 0.75) zerstäubt werden konnte. Diese Tests wurden unter at-

mosphärischem Druck und unter Zuhilfenahme einer optisch zugänglichen Brennkammer aus Quarzglas durchgeführt. Detaillierte Informationen über die NO_x-Emissionen der Jet A1-Flammen unter Hochdruckbedingungen können in (Fokaides, 2008) eingesehen werden.

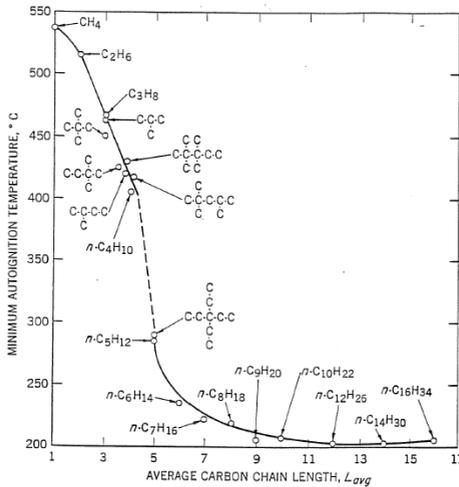


Abbildung 4.25

Selbstzündungstemperatur verschiedener Brennstoffe (Zabetakis, 1965)

Die Ergebnisse zeigen, dass die verwendete Drallflamme ihr Abhebeverhalten beibehält, weil die Abhebehöhe bei ähnlichen Betriebsbedingungen gleich groß wie bei Verwendung des gasförmigen Brennstoffes ist. Bei Variation des Brennstoffes lassen sich drei physikalische Phänomene unterscheiden, die unter Umständen Auswirkungen auf die Abhebehöhe derartiger Flammen haben können:

- die Selbstzündungstemperatur
- die Zwei-Phasen Bedingungen in der Strömung (Tröpfchenlebensdauer)
- die turbulente Brenngeschwindigkeit

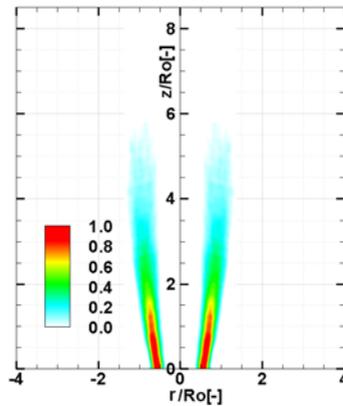


Abbildung 4.26

Mie-Streuung flüssiger Brennstofftröpfchen (Jet A1) am
 Düsenbereich (Aufenthaltsfrequenz) $Q_{TH}=6.2\text{kW}$, $\lambda=1.5$, $T_{PR}=500\text{K}$, $\Delta P/P=3\%$

Im Stabilisierungspunkt gilt, unabhängig von der Brennstoffwahl das Gleichgewicht zwischen Strömungs- und turbulenter Brenngeschwindigkeit. Für Brennstoffe mit höherer laminarer und damit auch turbulenter Brenngeschwindigkeit sollte sich unter ähnlichen Strömungsbedingungen die Abhebehöhe verringern. Die laminare Brenngeschwindigkeit von Methan und Jet A1 sind jedoch bei Umgebungsbedingungen vergleichbar $S_{CH_4}=42(\text{cm/s})$, $S_{C_{10}H_{22}}=38(\text{cm/s})$ (Eberius, 2001). Damit kann dieser Parameter beim Vergleich dieser beiden Brennstoffe die Abhebehöhe nicht entscheidend beeinflussen.

Tabelle 4.3

Planare Mie-Streuung Messung Einstellungen

Lasereinstellungen		
Laserart		Ar-Ion (CW)
Wellenlänge	nm	457.9 – 528.7
Leistung	kW	3.5 (1.2 at 488 nm 1.5 at 514 nm)
Lichtschichtdicke	mm	1.5
Aufnahmeeinstellungen		
Belichtungszeit	µs	132
Blendeinstellung	f-Nummer	f/4
Aufnahmeauflösung	mm/pixel	0.0465
Dateiauflösung	bit	8
Gemittelte Bilder	Aufnahmen	150

Der zweite Prozess, der die Abhebehöhe im Falle der Zwei-Phasen Strömung beeinflussen könnte, ist die Tröpfchenverdunstung. Versuchsergebnisse der planaren Mie-Streuung von Tröpfchen flüssigen Brennstoffs am Auslass der Düse sind in Abbildung 4.26 bildlich dargestellt. Informationen zu den Messungseinstellungen sind in Tabelle 4.2 gegeben. Als Vorwärmtemperatur wurde bei dieser Messung bewusst die Selbstzündungstemperatur von n-Dekan $C_{10}H_{22}$ eingestellt 500K und der Druckverlust bei 3% gehalten. Die Ergebnisse lassen erkennen, dass die Tröpfchen in einer Entfernung von ca. drei Düsendurchmessern vom Brennkammerkopf vollständig verdampft sind. Da die Verweilzeit des Gemisches und die Abhebehöhe mit der Verdunstungszeit der Tröpfchen übereinstimmen, ist anzunehmen, dass der Verdunstungsprozess in diesem Fall die Abhebehöhe beeinflussen

sollte. Die Untersuchung jedoch dieser Abhängigkeiten war nicht Gegenstand dieser Arbeit. Festzuhalten ist aber, dass auch bei flüssigen Brennstoffen eine abgehobene Flamme mit niedrigen NO_x -Emissionen erzeugt werden kann.

Bezüglich der Selbstzündungstemperatur der angewendeten Brennstoffe gilt: Je länger die Kette des Kohlenwasserstoffs, desto leichter zerfällt diese durch intermolekulare Kollision und kann Radikale bilden, die weitere Reaktionen auslösen (Markides, 2006). Das heißt: je größer das Molekül, desto größer ist seine Reaktivität. In Abbildung 4.25 ist die Selbstzündungstemperatur mehrerer Kohlenwasserstoffe dargestellt (Zabetakis, 1965). Es ist zu erkennen, dass zur Zündung von Methan eine Temperatur von mehr als 500°C vorliegen muss, während n-Dekan bereits bei 220°C zündfähig ist. Der Einfluss der Zündtemperatur kann aber nicht anhand des Vergleichs der Methan- und der Jet-A1-Flamme untersucht werden, da im Falle der Jet-A1-Flamme der Verdunstungsprozess eine wichtige Rolle spielt. Dieser Einfluss lässt sich anhand der Arbeit von Sequera et al. (Sequera, 2007) diskutieren. Er führte Experimente mit Hilfe eines schwach verdrallten Injektors durch, der eine abgehobene vorgemischte Methan-Flamme erzeugte. Mit Zugabe von Wasserstoff konnte er die Abhebehöhe bis auf Null reduzieren. Da die Zündtemperaturen von Methan und Wasserstoff nicht sehr weit auseinander liegen, wohl aber die laminaren Flammgeschwindigkeiten, belegt auch dieses Experiment, dass der hauptsächliche Einflussfaktor der Abhebehöhe die turbulente Brenngeschwindigkeit ist. Alle physikalischen Größen, die die turbulente Brenngeschwindigkeit beeinflussen (laminare Flammgeschwindigkeit, Stöchiometrie, Vorwärmtemperatur, Druck), beeinflussen demnach auch die Abhebehöhe.

4.2 Bestimmung des integralen Zeitmasses in einer turbulenten Strömung aus LDA-Messungen

Die Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) hat die Hitzdrahtanemometrie (HDA) insbesondere wegen der Möglichkeit zur nicht-intrusiven, richtungsempfindlichen und kalibrationsfreien Messung bei der Charakterisierung von Strömungsfeldern in weiten Bereichen verdrängt. Die Bestimmung von turbulenten Längenmaßen und Energiedichtespektren aus LDA-Messungen ist jedoch mit vielen Schwierigkeiten verbunden. Dies ist im Vergleich mit der Hitzdrahtmessung insbesondere darauf zurückzuführen, dass das Messsignal bei der HDA kontinuierlich ist und zu äquidistanten Zeiten abgetastet werden kann, während die Messsignale bei der LDA stochastisch verteilt aufgenommen werden und somit eine direkte Anwendung der FFT zur Bestimmung des Energiedichtespektrums (EDS) nicht möglich ist. Zwei Methoden haben sich als besonders geeignet zur Abschätzung von Autokorrelationsfunktionen (AKF) und Energiedichtespektrum aus LDA-Messungen herauskristallisiert: die Slotverfahren und die „Rekonstruktionstechniken“ (Kap. 2.5.2). Basierend auf LDA Messungen im isothermen Strömungsfeld eines Airblast_Zerstäubers wurden im Rahmen dieser Arbeit mittels einer „Refined Sample and Hold“ (RSH) –Methode und der Fuzzy-Slotting-Technik mit lokaler Normierung (FSLN) die integralen turbulenten Zeitmaße der turbulenten Strömung im Düsennahbereich bestimmt. Da die turbulenten Strukturen am Austritt aus dem Zerstäuber sehr klein sind, wird, zusätzlich zum Einfluss der Methode der Abschätzung, auch der Einfluss der Wahl des Zeitschrittes Δt und der Anzahl der Intervalle κ auf die AKF das EDS und deren Varianz untersucht. Mittels der Rekonstruktionstechnik wird dann der Einfluss des Durchsatzes auf das integrale turbulente Zeit-

maß ermittelt, und die Turbulenzstruktur an verschiedenen Orten im Strömungsfeld analysiert.

Die Messungen wurden mit dem in dieser Arbeit verwendeten (3D-LDA)-System durchgeführt. Zur Bestimmung der Abhängigkeit des integralen Längenmaßes von der Position im Strömungsfeld wurde die Radialposition bei $r=10\text{mm}$ variiert. Die Datenrate hat dabei zwischen 1 kHz und 14 kHz variiert, und es wurden jeweils 10000 Messpunkte aufgenommen. Für die Bestimmung der Abhängigkeit des integralen turbulenten Längenmaßes vom Anströmungsgeschwindigkeit wurde das Experiment ohne Brennkammer durchgeführt, um eine höhere Datenrate zu erreichen. Gemessen wurde am Ort der höchsten Datenrate (34 kHz) bei $r=8\text{mm}$ und $z=10\text{mm}$. Dabei wurden jeweils circa 480000 Messdaten aufgenommen. Der Druckverlust an der Düse wurde dabei in Schritten von $\Delta P/P=0.5\%$ von $\Delta P/P=1.5\%$ auf $\Delta P/P=4\%$ erhöht.

Zunächst wurde bei einem Druckverlust von $\Delta P/P=3.5\%$ die Abhängigkeit der Varianz der mittels der Fuzzy-Slotting Technik mit lokaler Normierung FSLN bestimmten AKF von der Wahl der Parameter κ und $\Delta\tau$ untersucht. Die Varianz der AKF wurde hierbei als Mittelwert der Varianzen der nicht normierten AKF aller Intervalle in den ersten 0.25 ms definiert. Es zeigte sich, dass die Varianz proportional zu $\Delta\tau^{1.8}$ und κ^{-1} ist. Da sowohl die Variation von κ als auch von $\Delta\tau$ zu einer Änderung der Blockdauer T_B führt, verändert sich auch die Anzahl der Messpunkte und damit auch der für die Bestimmung der AKF verwendeten Messdatenpaare, die proportional zu $(\Delta\tau)^2$ und $\kappa^{-1.1}$ ist. Die

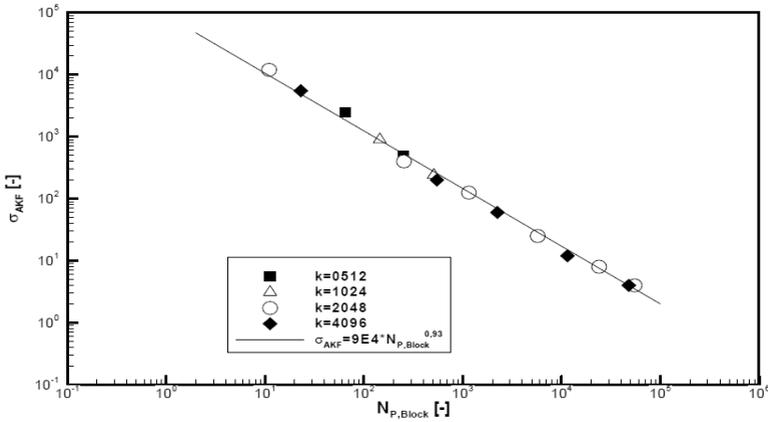


Abbildung 4.27

Abhängigkeit der Varianz von der Anzahl der Messdatenpaare im Intervall

Varianz der AKF wird somit von der Anzahl der Messdatenpaare im Intervall N_P bestimmt und ist proportional zu $N_P^{-0.93}$ (Abb. 4.27). Für den Fall einer variablen Datenrate bei konstanter Dauer der Messung T und konstanten Werten von κ und $\Delta\tau$ ergibt sich somit eine starke Abhängigkeit der Varianz von der Datenrate und eine Minderung der Vorhersagesicherheit der AKF mit fallender Datenrate. Die mit der „Refined Sample and Hold“-Methode RSH durchgeführte Analyse lieferte vergleichbare Resultate. Der Vergleich der FSLN mit der RSH Methode zeigt für den hier untersuchten Fall sehr kurzer integraler Längenmaße $t_L=5.8 \cdot 10^{-5}s$ in Verbindung mit hochfrequenten (2kHz) periodischen Schwankungen PVC (Kap. 4.4) deutlich bessere Ergebnisse bei der Verwendung der RSH. Die Abschätzung der AKF mit der FSLN hat eine deutlich größere Varianz als die mit der RSH abgeschätzte AKF und insbesondere für kleine Zeiten sind die Werte der AKF zu klein (Abb.4.28).

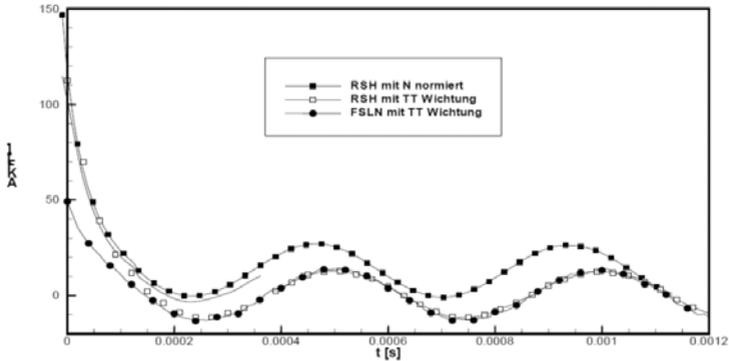


Abbildung 4.28

Abschätzungen der AKF $T_{\text{vor}}=323\text{K}$, $\Delta P/P=3.5\%$

Die mit der RSH abgeschätzte AKF weist jedoch über den gesamten Bereich höhere Werte auf, da hier bei der Bestimmung des Korrelationskoeffizienten aus dem rekonstruierten Geschwindigkeitssignal keine Wichtung berücksichtigt wurde. Bei der FSLN wurde bei der Bestimmung der Korrelationskoeffizienten eine „Transit Time“-Wichtung durchgeführt. Da die großen Geschwindigkeitswerte hierbei weniger gewichtet werden, sind auch die Werte der AKF kleiner. Wird bei der RSH ebenfalls eine „Transit- Time“-Wichtung durchgeführt, liegt die resultierende AKF für große Zeiten auf der mit der FSLN Methode bestimmten. R_0 ist jedoch größer und entspricht etwa der mit der „Transit Time“-Wichtung nach (Abb. 4.29) ermittelten Varianz der Geschwindigkeit.

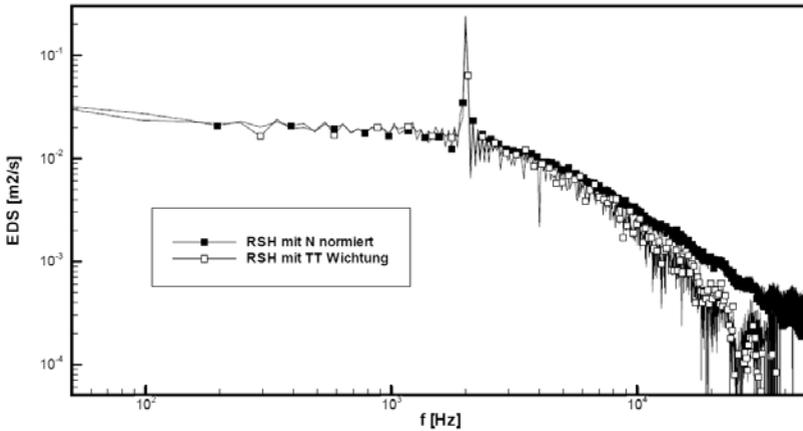


Abbildung 4.29

Abschätzung des EDS mit der “Refined Sample and Hold” Methode

Die Varianz der mit der RSH ermittelten AKF steigt durch die Wichtung deutlich an und ist vergleichbar mit der Varianz der FSLN. Das Energiedichtespektrum der RSH ohne Wichtung hat für große Frequenzen die geringste Streuung in den Datenpunkten. Die Wichtung führt für hohe Frequenzen zur Zunahme der Streuung, während die Energiedichte mit zunehmender Frequenz steiler abfällt (Abb. 4.29). Für große Geschwindigkeiten wird der Gradient jedoch kleiner.

Für die Bestimmung des integralen turbulenten Zeitmaßes wurde die RSH mit “Transit Time”-Wichtung verwendet, da diese die AKF insbesondere bei R_0 am besten wiedergibt. Abbildung 4.30 zeigt die für variablen Durchsatz bestimmten integralen Zeitmaße und die nach der Taylor-Hypothese bestimmten integralen Längenmaße. Das integrale Zeitmaß nimmt mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit ab, da die Dissipation zunimmt. Für große Geschwindigkeiten wird der Gradient jedoch kleiner. Die errechneten Längenmaße haben die zu erwartenden Größen, steigen jedoch mit zuneh-

mender Geschwindigkeit leicht an, was die Gültigkeit der Taylor-Hypothese in Frage stellt, da für das integrale Längenmaß nach Hinze (Hinze, 1975)

$$l = \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \quad (4.2.1)$$

mit der turbulenten kinetischen Energie k und der Dissipation ε gilt. In ähnlichen Strömungsfeldern sollte l somit nur von der Geometrie abhängen. Weiterhin ist gemäß Gleichung (4.2.1) in den Zonen der Strömung mit hoher Dissipation ein kleines Längenmaß zu erwarten, während in den Scherzonen ein großes turbulentes Längenmaß zu erwarten ist, da hier die turbulente kinetische Energie groß und die Dissipation klein ist.

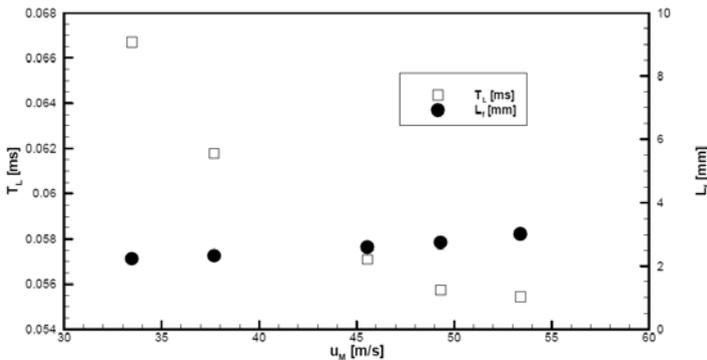


Abbildung 4.30

Integrale turbulente Längen und Zeitmaße bei Durchsatzvariation

Die radiale Verteilung des integralen turbulenten Zeitmaßes wurde für die eingeschlossene Strömung ermittelt (Abb. 4.31). Die mittlere Geschwindigkeit und turbulenten Schwankungsgrößen in diesem Strömungsfeld werden in Kapitel 4.1.1 dieser Arbeit dargestellt. Das turbulente Zeitmaß hat in der Strahlmitte ein Minimum, während es in den Scherzonen größer wird und in der inneren und äußeren Rückströmzone ein Maximum hat. Besonders deutlich wird die Struktur der Turbulenz, wenn man die nach der Taylor-

Hypothese berechneten integralen Längenmaße betrachtet Hier zeigt sich, dass die Wirbel in der Scherzone, wo die Turbulenzenergie der Strömung entzogen wird, deutlich größer sind als in der Strahlmitte, wo diese Energie dissipiert wird.

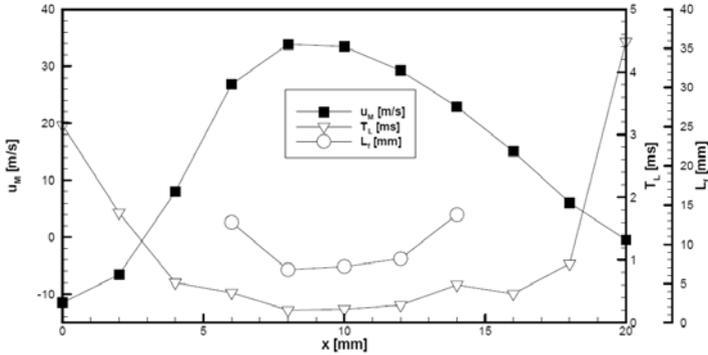


Abbildung 4.31

Radiales Profil der Integrale turbulente Längen $T_{vor}=323K$,
 $\Delta P/P=3.5\%$ und Zeitmaße bei $z=10mm$

4.3 Dynamik der verdrehten abgehobenen Flamme bei den Magerlöschgrenzen

Um den Stabilisierungsprozess der abgehobenen verdrehten eingeschlossenen Flamme weiter erklären zu können, wurde die Dynamik und die Eigenschaften der untersuchten Flamme bei den Magerlöschgrenzen eingehend untersucht. Hauptzweck von Studien, die sich mit dem Thema Magerlöschgrenzen für spezifische Drallflammen beschäftigen, ist die Bestimmung des Faktors K des Peclet-Zahl-Modells (Kap. 2.6.2).

$$\frac{\bar{u}l}{a} \approx K \left(\frac{S_L l}{a} \right)^2 \quad Pe_U \approx K Pe_{S_L}^2 \quad (4.3.1)$$

Damit ist es möglich, das Stabilitätsverhalten vom Labormaßstab zur industriellen Anwendungen hin zu skalieren. Der Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit liegt jedoch auf der Untersuchung der Struktur und der Dynamik der abgehoben stabilisierten Flamme in der Nähe ihrer Magerlöschgrenzen und nicht auf der Bestimmung des Ähnlichkeitsfaktors K . Diese Methodik wurde deswegen verwendet, weil sich die Theorie der kritischen Peclet-Zahlen Pe auf nicht eingeschlossene Drallflammen bezieht, während die in dieser Arbeit untersuchten abgehobenen Drallflammen zu den teilvorgemischten eingeschlossenen Drallflammen zählen. Dennoch können viele der Eigenschaften des untersuchten Systems mit dem beschriebenen Gleichgewicht der charakteristischen Zeitskalen erklärt werden (Kap. 2.6.2).

Wie im Rahmen dieser Arbeit bereits dargestellt wurde (Kap. 2.6.3), wird das Phänomen des Verlöschens als ein Übergangsvorgang mit einer Reihe von nacheinander auftretenden Vorgängen betrachtet. Auf das im Zusammenhang mit der Abnahme der Reaktionsrate stehende Auftreten der Instabilitäten folgen das Abheben der Flamme und schließlich die Verlöschung. Im Falle der untersuchten abgehobenen Drallflamme war es äußerst wichtig, die Grenzen zwischen dem stabilen und dem instabilen Betriebsbereich genau anzugeben, da die Phase des Abhebens nicht auftrat, und das Auftreten der Instabilitäten direkt vom Flammenverlöschens gefolgt wurde.

Die experimentelle Vorgehensweise kann wie folgt beschrieben werden: Der Sekundärdrallerzeuger, der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten, eine abgehobene Flamme erzeugende, Airblast-Düse, wurde modifiziert. Damit wurde eine aufsitzende Flamme, welche bereits in einer vorhergehenden Arbeit (Merkle, 2006) umfangreich untersucht wurde, erzeugt. An-

hand ihrer Magerlöschgrenzen wurden diese beiden Flammen unter den gleichen Randbedingungen geprüft und verglichen. Zur Bestimmung der Instabilitätsgrenzen wurde der Luftmassenstrom konstant gehalten und der Brennstoffmassenstrom allmählich reduziert. So wurde der Druckverlust und daher die Ausströmungsgeschwindigkeit in der Brennkammer konstant gehalten.

Da es in dieser Studie um eingeschlossene Flammen geht und ein optischer Zugang nicht möglich war, wurden zur Bestimmung des Lösungsverhaltens CO-Messungen an einem Referenzpunkt im Ausbrandbereich durchgeführt. Die Produktion von CO an den Magerlöschgrenzen der Flamme ergibt sich aus der Erhöhung des chemischen Zeitmaßes, das wegen der Reduzierung der Verbrennungstemperatur für die CO-Oxidation verantwortlich ist. Darüber hinaus bewirkt die Erhöhung des chemischen Zeitmaßes eine Verdickung der Flammenfront. Die Karlowitz-Zahl, die die Streckung der Flamme durch die turbulente Schwankungsbewegung darstellt, wird deswegen größer (s. Gl. 2.1.41), und es kommt vermehrt zur lokalen Löschung der Flammenfront, wodurch auch die CO-Konzentration steigt. Die Variation der turbulenten Streckung der Flammenfront kann mit dem chemischen Zeitmaß korrelieren. Es entsteht eine pulsierende Verbrennung und bei weiterer Abmagerung wird die Flammenlöschung registriert. Nach dieser Diskussion erkennt man, dass die CO-Konzentration als ein quantitatives Maß zur Beschreibung der Magerlöschgrenze herangezogen werden kann. In Abbildung 4.32 deuten

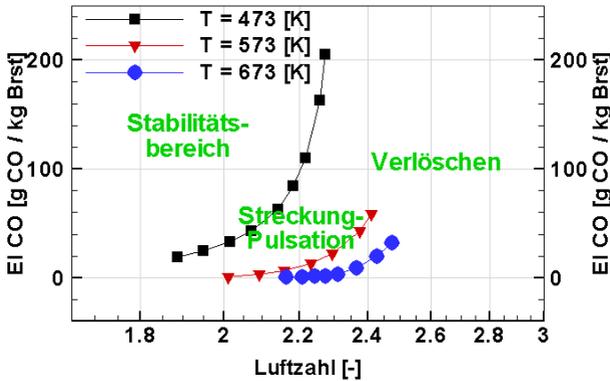


Abbildung 4.32

Korrelation CO Emissionen und Magerlöschgrenzphasen für
Luftvorwärmtemperatur $T_{vor}=473\text{K}$, 573K , 673K

Bereiche magerer Verbrennung, in denen kein CO gebildet wird, auf Verbrennung ohne Instabilitäten hin. Abschnitte magerer Verbrennung, in denen CO innerhalb des Ausbrandbereiches gemessen wurde, markieren das Auftreten starker Pulsation. War die Flamme verlöscht, wurde die CO-Produktion wieder zu null. Die Verwendung von CO-Messungen im Ausbrandbereich wurde als zweckmäßiger als die Benutzung optischer Methoden erachtet, da die Magerlöschgrenzen der Flamme in einer optisch zugänglichen Brennkammer beeinflusst werden. Aufgrund der Wärmeverluste durch Strahlung führten Versuche in einer Quarzglas-Brennkammer zur Verringerung der Luftzahl der Magerlöschgrenzen (Fokaides, Lean blowout dynamics of a lifted stabilized, non-premixed swirl flame, 2007). Die Wärmeverluste für das untersuchte System wurden durch eine Energiebilanz für alle durchgeführten Messungen aufgestellt (Anhang 1). Bei beiden untersuchten Fällen betrug der verbrennungstechnische Wirkungsgrad 80%.

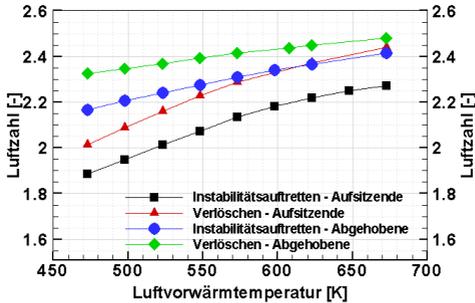


Abbildung 4.33

Stabilitätsgrenzen abgehobener bzw. aufsitzender Drallflamme

Abbildung 4.33 zeigt einen Vergleich der Ergebnisse, zwischen der abgehobenen und der aufsitzenden Drallflamme gegenüber den eingestellten Luftvorwärmtemperaturen. Aus diesen Ergebnissen ist zu ersehen, dass die aufsitzende Drallflamme bei $1.9 < \lambda < 2.3$ instabil wird und bei $2 < \lambda < 2.45$ erlischt. Die Magerlöschgrenzen der abgehobenen stabilisierenden Flamme sind überraschenderweise höher als die der aufsitzenden Flamme $2.25 < \lambda < 2.5$ und hängen nur wenig von der Vorwärmtemperatur ab. Außerdem stimmen diese Ergebnisse mit Literaturarbeiten überein, in welchen es um den Vergleich der Stabilität aufsitzender und abgehobener Drallflammen geht, worin die Meinung revidiert wird, dass abgehoben stabilisierende Flammen viel empfindlicher als aufsitzende Flammen sind (Johnson, 2004).

In Abbildung 4.34 ist ein Vergleich zwischen der CO-Verteilung in der abgehobenen Flamme für zwei untersuchte Betriebsbedingungen dargestellt. Im Fall der stabilen Verbrennung (rechts) befindet sich die Reaktionszone ca. 120 mm stromab der Düse und weist eine feste ankerförmige Kontur auf, während es im Ausbrandbereich zur vollständigen Oxidation von CO

kommt. Bei der Messung der instabilen Flamme (links) wird der ausge dehnte Bereich, in dem Kohlenmonoxid gemessen wird, durch die Verzögerung seiner Oxidation infolge des Anstiegs des reaktionskinetischen Zeitmaßes verursacht. Die höchste Konzentration von Kohlenmonoxid in der Nähe der Brennkammerwände kann auf die niedrigen Temperaturen in Wandnähe, die ein weiteres Ansteigen des chemischen Zeitmaßes verursachen, zurückgeführt werden.

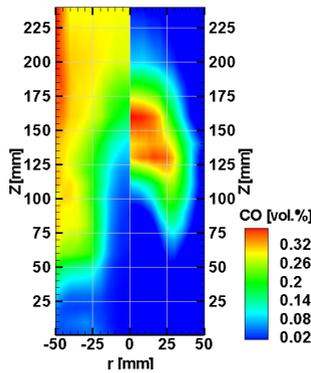


Abbildung 4.34

CO Verteilung [%-vol.] für (BP3) (links) und (BP1) (rechts)

Dies hat große Mengen unverbrannter Kohlenwasserstoffe und Zwischenprodukte zur Folge. Der Vergleich der stabilen und der instabilen Flamme ergibt, dass bei den Magerlöschgrenzen einer eingeschlossenen abgehobenen Drallflamme das Quenching im Wandnahbereich auftritt, selbst wenn die Verbrennung im Flammenkern noch aufrechterhalten wird. Dies stellt ein äußerst wichtiges Merkmal des Löschvorganges dar. Das verhindern der CO-Oxidation in Wandnähe führt zu einem Absinken der Verbrennungstemperatur. Mit der Abnahme der Temperatur wird der Ausbrand weiter verzögert, und deswegen gelangt unverbrannter Brennstoff an die Wände.

Dort verzögert sich der Ausbrand wegen der weiteren Temperaturabnahme in Folge der Wärmeverluste weiter, bis schließlich Flammenlöschung registriert wird.

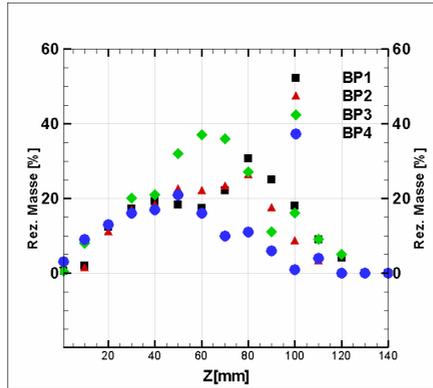


Abbildung 4.35

Rezirkulierte Masse für (BP1) - (BP4)

Wie schon im Kapitel 4.1.2 erwähnt wurde, zeigt die CO-Verteilung ebenfalls deutlich, dass, obgleich die Anströmungsgeschwindigkeit am Düsenauslass konstant gehalten wird, die Abhebehöhe der abgehobenen stabilisierenden Flamme bei der Magerlöschgrenze erhöht ist.

Der Abbildung 4.14 ist zu entnehmen, dass ab einem Abstand von ca. 50 mm von der Düse die Makromischung erreicht ist bzw. die global eingestellte Luftzahl vorliegt. Dennoch bewirken sowohl die Abnahme der laminaren Flammengeschwindigkeit als auch der Temperaturabfall der rezirkulierten Abgase infolge der Gemischabmagerung eine Abnahme der turbulenten Brenngeschwindigkeit, was zu einer Verschiebung der Reaktionszone in Richtung weiter stromab, d.h. in den Bereich niedriger Strömungsgeschwindigkeiten, führt.

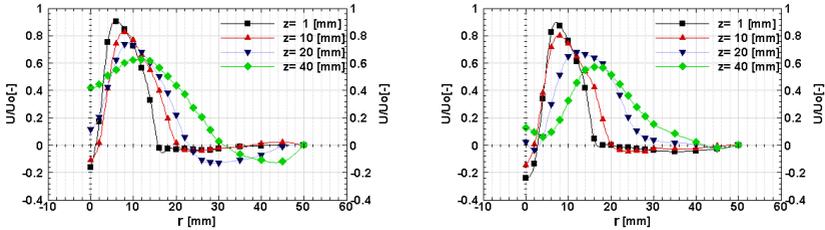


Abbildung 4.36

Zeitmittelte entdimensionierte Axialgeschwindigkeiten
für (BP3) (links) und (BP1) (rechts)

Darüber hinaus erklären die Umschließung der Strömung sowie das Verhalten der äußeren Rezirkulationszone die Unempfindlichkeit der Magerlöschgrenzen der abgehobenen Flamme gegenüber der Luftvorwärmtemperatur. Im Fall aufsitzender Drallflammen erweitert der Anstieg der Vorwärmtemperatur die Magerlöschgrenzen, da diese einen direkten Einfluss auf die turbulente Brenngeschwindigkeit haben. Dennoch führt im Fall der abgehobenen Flamme bei Steigerung der Vorwärmtemperatur die Abnahme der Abhebehöhe zu einem reduzierten Ansaugen von heißem Produktgas in den Flammenkern (Abb. 4.5). Diese Auswirkung gleicht offensichtlich den Einfluss der turbulenten Brenngeschwindigkeit aus.

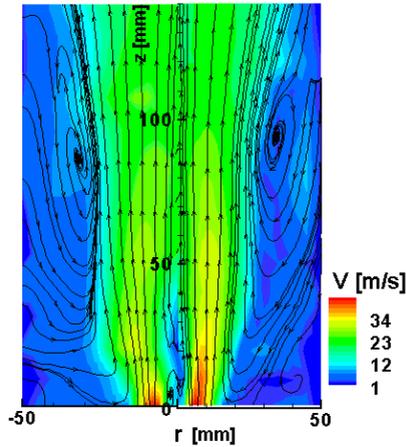


Abbildung 4.37

Zeitmittelte UV Stromlinien und Geschwindigkeitsgröße (LDA)
für (BP1) (links) und (BP3) (rechts)

In Abbildung 4.37 ist das Strömungsfeld der abgehoben stabilisierenden Drallflamme näher der Magerlöschgrenze (links) im Vergleich zum stabilen Fall (rechts) dargestellt. Der Vergleich der Verteilung der Streichlinien (Abb. 4.37) lässt erkennen, dass die zeitgemittelte Struktur der abgehoben stabilisierten Flamme sich sowohl im Bereich des Kernstrahles als auch im Bereich der inneren und äußeren Rezirkulationszone ähnlich wie im Fall der stabilen Verbrennung verhält. Die Überlagerung der Verbrennung scheint jedoch einen Einfluss auf die Profile der axialen Geschwindigkeit nahe der Symmetrieachse zu haben. Obgleich die axiale Geschwindigkeit im Düsenbereich gleich bleibt, führen die verringerten Temperaturen stromaufwärts zu höherer Dichte und folglich zu verminderten Geschwindigkeiten innerhalb des Bereiches von $z=30$ mm bis zu $z=100$ mm (s. Abb. 4.36, $z=40$ mm). Diese Strömungsverzögerung tritt jedoch nur nahe der Symmetrieachse auf und liefert wegen der damit verbundenen relativ

kleinen Flächen nur einen kleinen Beitrag zur integralen Axialimpulsbilanz. Deswegen hängt das Verhalten der äußeren Rezirkulationszone somit hauptsächlich nur von den Temperaturgradienten zwischen dem Strahl und seiner Umgebung ab.

4.4 Periodische Strömungsinstabilitäten

In nahezu allen experimentellen Untersuchungen eingeschlossener technischer Drallströmungen können Hinweise auf die Ausbildung periodischer kohärenter Strukturen gefunden werden, die der Turbulenz der Drallströmung überlagert sind. Die Schwingungsneigung von Drallströmungen ist im Hinblick auf die im Zusammenhang mit dem Rayleigh-Kriterium verbundenen Auswirkungen nicht überraschend. Diese Strömungsinstationaritäten erscheinen sowohl unter isothermen als auch unter reagierenden Bedingungen. Im Rahmen dieser Arbeit werden zum einen hochfrequente selbst-erregte drallinduzierte Instabilitäten am Brennermund des untersuchten Zerstäubers untersucht, welche sich als „Precessing Vortex Cores“ (PVC) bemerkbar machen, zum anderen werden verbrennungsinduzierte Brennkammeroszillationen untersucht.

4.4.1 Selbsterregte hochfrequente drallinduzierte kohärente Strukturen im Düsennahbereich

In der Literatur werden unterschiedliche Erscheinungsformen drallinduzierter instationärer Effekte undifferenziert als „Precessing Vortex Core“ (PVC) bezeichnet (Syred, 2006). Diese Instabilitäten sind oftmals erwünscht, da hierdurch die turbulente Mischung verstärkt wird. Es können allerdings auch unerwünschte Brennkammerschwingungen durch einen (PVC) verursacht werden. Die Anzahl, der Beträge und die Amplituden der in der Drallströmung auftretenden Vorzugsfrequenzen variieren stark mit

der eingesetzten Düsengeometrie (Holzäpfel, 1996). Die in dieser Arbeit erzielten Messergebnisse dienen dem besseren Verständnis der besonderen Eigenschaften drallinduzierter selbsterregter Instabilitäten und stellen eine detaillierte Datenbasis zur zukünftigen Validierung bzw. Entwicklung von numerischen Modellen bereit.

Zur Bestimmung der periodischen Instabilitäten wurden LDA-Messungen durchgeführt. Die Messmatrix der Untersuchungen für die drallinduzierten selbsterregten Instabilitäten basiert auf den in Kapitel. 4.1 und 4.3 beschriebenen Betriebsbedingungen der Experimente. Da hierzu nur die Eigenschaften des Feldes im Düsenbereich von Interesse waren, wurden noch zusätzliche Parameter, wie z.B. der Druckverlust variiert, um die Eigenschaften der Instabilität detailliert überprüfen zu können. Die experimentelle Messmatrix ist Abbildung 4.38 zu entnehmen. Zur Auswertung der Streulichtsignale wurde der „Burst Spectrum Analyser“ des verwendeten DANTEC-Systems eingesetzt. Die Bestimmung der Vorzugsfrequenz der auftretenden Instabilitäten erfolgte über die Energiedichteverteilung aus der Autokorrelationsfunktion (Dantec, 2003).

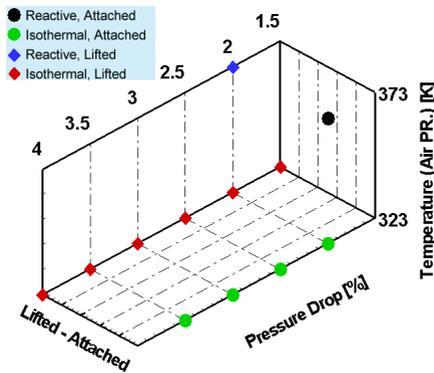


Abbildung 4.38

Betriebsparameter für experimentelle Untersuchung von (PVC)

Bei ausreichender Datenrate können mittels LDA sehr gut Fluktuationen in der isothermen und der reagierenden Strömung analysiert werden, jedoch ist die Datenrate von den örtlichen Strömungsverhältnissen abhängig. Die Leistungsspektraldichte wurde mittels FFT-Techniken ermittelt. Zur Rekonstruktion der Messdaten wurde die „Sample and Hold“ Methode eingesetzt (Anhang A4). Die Anzahl der diskreten Frequenzen, worauf die Schätzung der Leistungsspektraldichte basierte (Spektralproben), betrug $k=1024$. Zur Vermeidung von Alias-Effekten war die höchste Frequenz der Analyse zu $f_{\max}=40960\text{Hz}$ gewählt worden, so dass keine wesentliche Energie bei höheren Frequenzen enthalten war. Falls die notwendige Auflösung und die höchste Frequenz kombiniert mit der Dauer des Versuchs eine äußerst geringe Anzahl von Blocks erzeugt, weisen die berechneten Spektren eine geringe Genauigkeit auf. Zur Validierung der LDA-Daten wurde mit Hilfe eines Laserlichtschnitts Mie-Streuung von in die Luftströmung getracerten Partikeln im isothermen und reagierenden Fall mit einer Hochgeschwindigkeitskamera aufgenommen. Der Laserlichtschnitt wurde senkrecht zur Hauptströmungsrichtung angeordnet, wobei Aufnahmen bei verschiedenen Abständen stromab der Düse durchgeführt wurden. Darüber hinaus wurden zur Erfassung der Flammenantwort auf Instabilitäten auch Hochgeschwindigkeitskameraaufnahmen der spontanen Emission ohne Laserlichtschnitt und getracerten Partikeln parallel zur Hauptströmung durchgeführt.

Abbildung 4.39 stellt das Energiespektrum unter isothermen Bedingungen im Düsenbereich bei $x=8\text{mm}$ und $z=10\text{mm}$ dar. Die Ergebnisse zeigen eine hochfrequente Instabilität bei $f=1472\text{Hz}$, deren Strouhal-Zahl (Sr) sich in sehr guter Übereinstimmung mit der in Lehmanns Arbeit (Lehmann, 1998) bestimmten befindet. Die Instabilitätsfrequenz wird auch durch die

Ergebnisse einer 3D-Simulation unter Verwendung eines Reynolds-Stress Modells bestätigt (Kern, 2007) (Abb. 4.40). Im Falle der LDA-Messung ist der Abfall der spektralen Leistung proportional zu f^{-2} . Gemäß der verwendeten Sample-and-Hold-Methode wirkt die stochastische Signalankunft der Seeding-Partikel als ein Tiefpassfilter erster Ordnung mit der Eckfrequenz von $\eta/2\pi$.

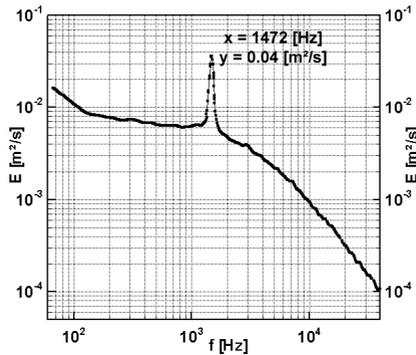


Abbildung 4.39

Leistungsspektrum , (LDA), log-log Darstellung (BP0)

Dieser Particle-Rate-Filter schwächt die Hochfrequenzkomponenten des Signals, in diesem Fall die gemessene Geschwindigkeit, mit f^{-1} oberhalb der Eckfrequenz ab, wodurch die Leistungsspektrumsabschätzung mit f^{-2} abgeschwächt wird. Der Spektrumsgradient sollte in diesem Fall daher nicht mit dem Ähnlichkeitsbereich verwechselt werden, welcher entsprechend des Spektralgesetzes von Kolmogorov mit $f^{-5/3}$ abfällt.

Eines der Hauptziele dieser Untersuchung war es, Aussagen über das Instabilitätsverhalten zweier unterschiedlicher Airblast-Konfigurationen, die jeweils eine aufsitzende und eine abgehobene Drallflamme erzeugen, zu treffen. Die beiden Konfigurationen unterscheiden sich nur im Sekundärdrallerzeuger, d.h. durch das Wechseln des Sekundärdrallerzeugers kann

eine aufsitzende oder eine abgehobene Drallflamme erzeugt werden. Diese Methodik wurde auch im Rahmen der Untersuchung der Magerlöschgrenzen angewendet (Kap. 4.3). Erstaunlicherweise zeigen die mittels LDA gewonnenen Ergebnisse, dass sich die Instabilität unter gleichen Randbedingungen bei beiden Konfigurationen exakt gleich verhält und somit auch die Strouhal-Zahlen (Sr) beider Fälle konstant bleiben. In einem weiteren Versuch wurde die Möglichkeit der getrennten Einstellung der Primär- und Sekundärluftströmung des Prüfstands verwendet, um das Verhalten der einzelnen Drallkörper unabhängig voneinander zu untersuchen. Die Ergebnisse beweisen, dass keine Wechselwirkung zwischen der primären und der sekundären Strömung bezüglich der Instabilität besteht. Während die Primärströmung Instabilitätscharakteristiken bei exakt derselben Frequenz wie im der Fall der Doppelströmung zeigt, tritt bei der Sekundärströmung überhaupt keine Instabilitäten auf. Eine genauere Untersuchung des Ursprungs dieser Instabilität wurde durch eine numerische Simulation durchgeführt (Kern, 2007) (Abb. 4.40). Zur numerischen Untersuchung der Instabilitäten wurden die Düsen- und die Brennkammerströmung mit dem kommerziellen Solver ANSYS CFX im isothermen Fall simuliert. Gerechnet wurde auf einem blockstrukturierten Gitter mit 500.000 Elementen. Als Turbulenzmodell fand das Baseline Reynolds-Stress Modell Anwendung. Nur mit Hilfe eines derartigen Modells, welches anisotrope Einflüsse berücksichtigt, konnte die Instabilität wiedergegeben werden. Einfache, auf der Isotropieannahme basierende Zweigleichungsmodelle, zeigen keine Instabilitäten in der Strömung. Somit kann der PVC unter Verwendung von URANS Modellen gerechnet werden, ohne auf die wesentlich zeitintensivere Methode einer LES zurückgreifen zu müssen (Jochmann, 2007). Abbildung 4.41 verdeutlicht die Kontur der axialen und tangentialen Geschwindigkeit im Düsenbereich unter isothermen Bedingungen. Diese Ergebnisse be-

stätigen, dass die sekundäre Strömung keine Instabilität vorweist und im primären Drallkörper eine präzessierende spiralförmige Instabilität erzeugt wird. Diese Beobachtung ist im Einklang mit früheren Ergebnissen (Wegner, 2003) die andeuten, dass im Falle einer Drallströmung der Einfluss des (PVC) bis in den Ringspalt des Drallkörpers zurückreicht. Dies ist vermutlich darauf zurück zu führen, dass eine periodische Schwankung durch eine Blockierung des Drallkörpers, auf Grund der in die Düse hineinreichenden Rezirkulationszone, hervorgerufen wird. Laut (Jochmann, 2007) hat diese Instabilität den Charakter einer spiralförmigen kreisenden Rezirkulationszone, die unsymmetrisch präzessiert. Diese Instabilität ist charakteristisch im Falle eines spiralförmigen Wirbelaufplatzens (Kap. 2.2.3). Die Entstehung dieser Instabilität im Bereich der primären Strömung wirft die Frage auf, welche charakteristische Länge der Düse im Falle einer Doppel-drall-Airblastdüse gewählt werden soll, um die Strouhal-Zahl (Sr) zu bestimmen. Die Strouhal-Zahl wird in diesem Fall aus dem Produkt der Frequenz der Instabilität und dem Quotienten aus einem charakteristischen Durchmesser des Brenners und der Abströmgeschwindigkeit gebildet. Auf Grund der Tatsache, dass das anisotrope Verhalten durch den Primärdrallkörper verursacht wird und keine Beeinflussung durch andere Konfigurationselemente stattfindet, wird nur die Geometrie des Primärdrallkörpers berücksichtigt. Im Falle der untersuchten Düse ergibt sich dann bezüglich des Ringspaltdurchmessers der primären Drallerzeugers eine Strouhal-Zahl (Sr) von 0.52.

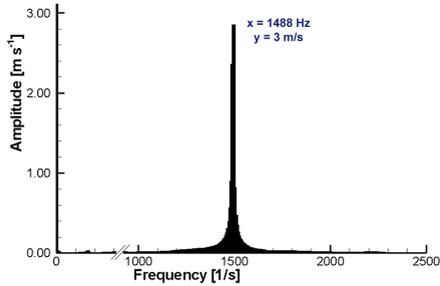


Abbildung 4.40
Leistungsspektrum turbulenter Geschwindigkeit, (3D-RSM) (BP0)

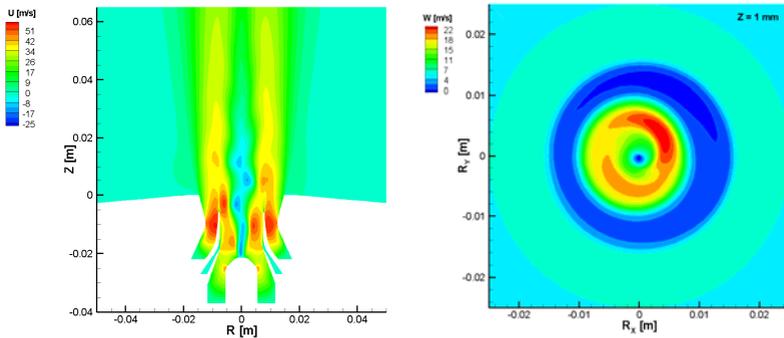


Abbildung 4.41
Kontur der mittleren Axialen- (links) und tangentialen $z=1$ mm (rechts) Geschwindigkeit, (3D-RSM) (BP0)

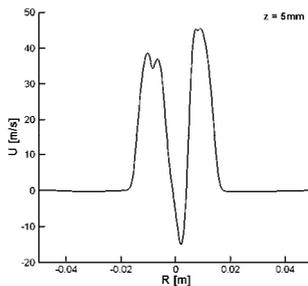


Abbildung 4.42
Profile der mittleren Axialengeschwindigkeit, (3D-RSM) (BP0)

Die experimentellen Ergebnisse der LDA-Messungen zeigten, dass die Intensität der Instabilität in Bereichen höherer Geschwindigkeiten zunimmt. Diese Beobachtung stimmt nicht mit numerischen Berechnungen überein, die für dieses System durchgeführt wurden (Kern, 2007). Grund dafür ist eine Unvollkommenheit der verwendeten Messmethode, welcher durch die ungleiche Verteilung der Seeding-Partikel im Strömungsfeld verursacht wird. Dies wird weiter unten diskutiert. Abbildung 4.42 zeigt den präzessierenden Charakter der Instabilität, wie er sich in der 3D-RSM-Berechnung zeigt. Die anisotrope Natur des Feldes lässt sich erkennen, da das Zentrum des rotierenden Wirbels nicht mit der Symmetrieachse der verwendeten Geometrie zusammen fällt. Sowohl numerische als auch experimentelle Untersuchungen bestätigten, dass die Instabilität stromabwärts relativ schnell abnimmt und schließlich in einer Entfernung von $z=30\text{mm}$, $z \approx d_0$ zum Düsenauslass dissipiert.

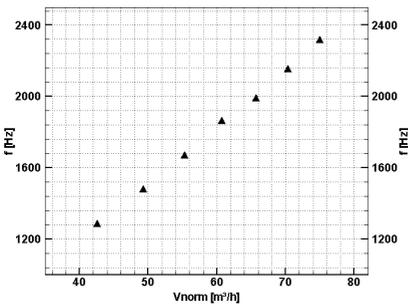


Abbildung 4.43

(PVC) Frequenzen, variierender
Massenstrom (3D-LDA) (BP0)

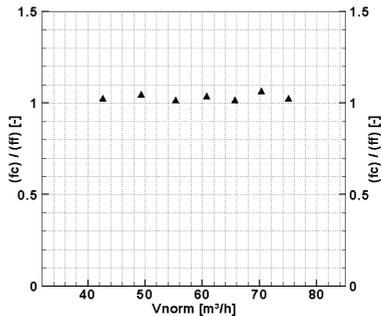


Abbildung 4.44

(PVC) Frequenz eingeschlossener zu
freier Strömung, variierender
Massenstrom (3D-LDA) (BP0)

Durch Variieren des Druckverlustes kann gezeigt werden, dass die Instabilitätsfrequenz linear mit dem Volumenstrom wächst und somit auch von der

Geschwindigkeit der Strömung (Abb. 4.43) abhängt. Dieser experimentelle Befund entspricht den Erwartungen, da die Strouhal-Zahl (Sr) als Ähnlichkeitsparameter für solche Systeme konstant bleibt (Syred, 2006). Darüber hinaus existiert wegen der Selbstähnlichkeit des Strömungsfeldes für große Reynolds-Zahlen nur eine sehr schwache Abhängigkeit der Instabilitätsfrequenz von der Reynolds-Zahl. Die obigen Ergebnisse wurden auch unter reagierenden Bedingungen bestätigt, da der Quotient aus Instabilitätsfrequenz und Anströmungsgeschwindigkeit in allen Fällen konstant bleibt und somit identisch zu dem der isothermen Strömung ist.

Abbildung 4.44 zeigt den Vergleich des Verhältnisses zwischen den Frequenzen der Instabilitäten für den eingeschlossenen und freibrennenden Fall einer Düse anhand von LDA-Messungen. Die experimentellen Ergebnisse wiesen darauf hin, dass die verwendete Brennkammer keine Auswirkung auf die Eigenschaften der Instabilität hatte und daher auch die Frequenz der eingeschlossenen und der freien Strömung gleich blieb. Theoretisch verhält sich ein eingeschlossener Strahl deutlich anders als ein Freistrahler, da der aufgrund der baulichen Begrenzung hervorgerufenen Druckgradient das Strömungsfeld ändert. Damit das Mitreißen in einem Strahl erfüllt werden kann, wird Fluid aus Bereichen stromabwärts in einer Ringzone in Form einer Rückströmung um den Strahl transportiert (Kap. 2.4). Dieser äußere Rezirkulationsbereich bleibt erhalten, bis der Strahl die Brennkammerwand erreicht hat und hat einen sehr großen Einfluss auf das Strömungsfeld und folglich auf die präzessierenden Instabilitäten. Der Faktor, der in diesem Fall sowohl das Verhalten des Strömungsmusters als auch das der Instabilität bestimmt, ist das Verhältnis zwischen dem Brennkammerdurchmesser und dem Düsendurchmesser d_{BK}/d_o . Nach Fick (Fick W., 1968) wird die Strouhal-Zahl (Sr) einer spiralenförmigen Instabilität kaum beeinflusst, wenn d_{BK}/d_o größer als zwei ist und die Drallzahl den Wert 1.3

nicht übersteigt. Beim untersuchten System betrug $d_{BK}/d_o = 4$ und die gesamte Drallzahl des Brenners war nicht größer als 1.3.

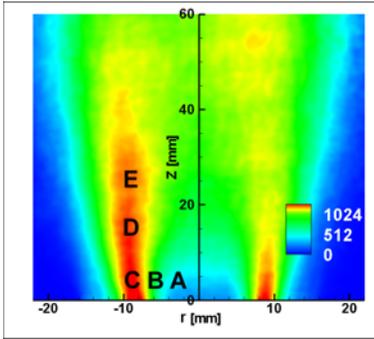


Abbildung 4.45

Seedingpartikel-Konzentration
(Mittelung 150 Aufnahmen),
(planare Mie Streuung) (BP0)

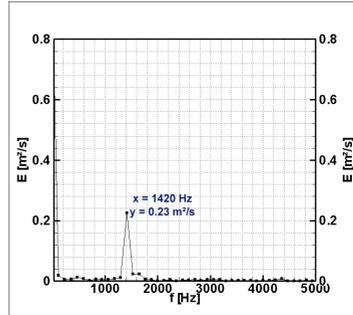


Abbildung 4.46

Frequenzspektrum
(planare Mie Streuung)
 $r=4mm$ $z=5mm$ (BP0)

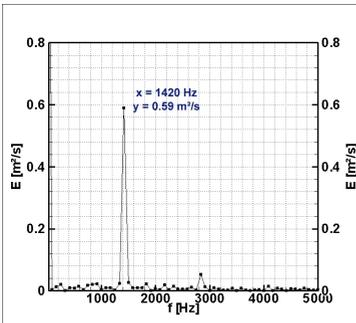


Abbildung 4.47

Frequenzspektrum
(planare Mie Streuung)
 $r=6mm$ $z=5mm$ (BP0)

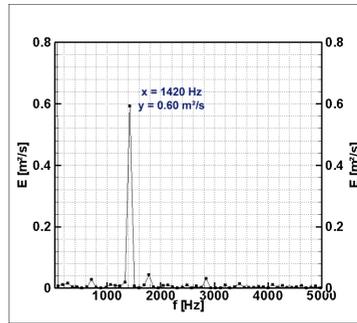


Abbildung 4.48

Frequenzspektrum
(planare Mie Streuung)
 $r=8mm$ $z=5mm$ (BP0)

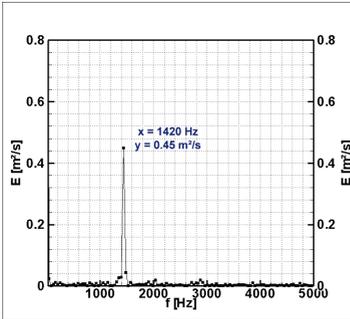


Abbildung 4.49
 Frequenzspektrum
 (planare Mie Streuung)
 $r=8\text{mm}$ $z=15\text{mm}$ (BP0)

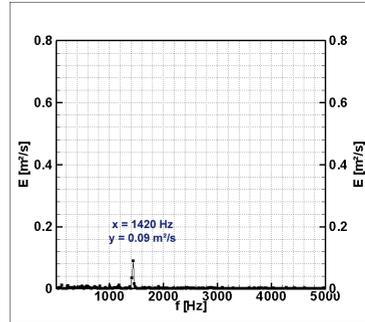


Abbildung 4.50
 Frequenzspektrum
 (planare Mie Streuung)
 $r=8\text{mm}$ $z=25\text{mm}$ (BP0)

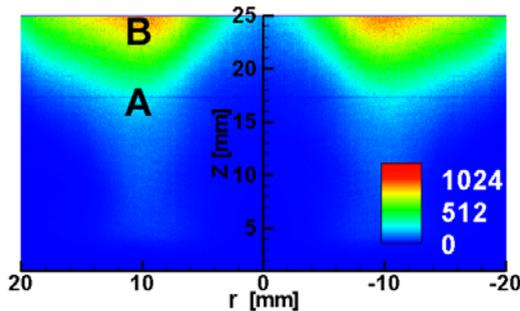


Abbildung 4.51
 Flammeneigenleuchten (Mittelung 150 Aufnahmen),
 (planare Mie Streuung) aufsitzende Flamme, (BP1)

Für eine genauere Charakterisierung der kohärenten turbulenten Strukturen innerhalb des Strömungsfeldes wurde die Strömung mit Hilfe zeitaufgelöster planarer Hochgeschwindigkeits-Mie-Streuung visualisiert. Abbildungen 4.45-4.50 verdeutlichen das mittlere planare Mie-Signal sowie die Frequenzanalyse des Signals für fünf Bereiche in der Strömung. Die ersten drei Bereiche (A, B, C) stellen die drei charakteristischen Zonen am Düsenaus-

lass dar; die innere Rezirkulationszone, die Scherzone zwischen der Primär- und der Sekundärströmung und den abwärtspropagierenden Strahl. Für die letzten beiden Bereiche (D, E) stromabwärts wurde der Abstand von der Düse variiert. Die Frequenz wie auch die Bereiche der Instabilität, wie sie durch Mie-Streuung-Messungen bestimmt wurden, sind in sehr guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der LDA-Messung.

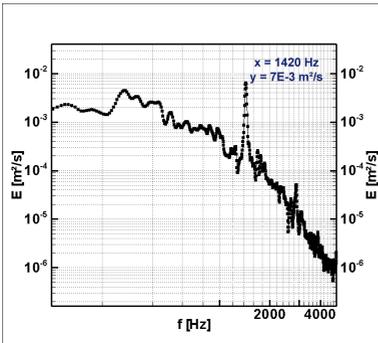


Abbildung 4.52

Frequenzspektrum des Flammeneigenleuchtens (planare Mie Streuung) log-log Darstellung $r=10\text{mm}$ $z=15\text{mm}$ (BP1)

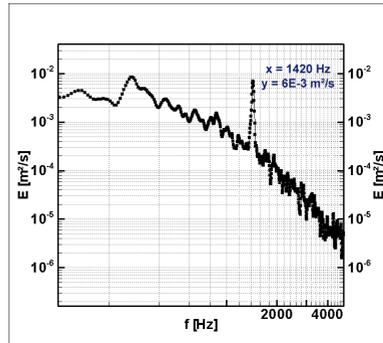


Abbildung 4.53

Frequenzspektrum des Flammeneigenleuchtens (planare Mie Streuung) log-log Darstellung $r=10\text{mm}$ $z=25\text{mm}$ (BP1)

Da im Falle der reaktionsbehafteten Strömung wegen der niedrigen Datenrate das Energiespektrum nicht aus den LDA Daten ermittelt werden konnte, wurde zu diesem Zweck das Eigenleuchten der aufsitzenden freibrennenden Flamme ausgewertet. In diesem Fall wurde die Messung ohne Seeding-Partikel und Laserlicht durchgeführt. Abbildungen 4.51-4.53 zeigen die Frequenzspektralanalyse für zwei Bereiche der Flamme: zum einem im Düsenbereich und zum anderen weiter abwärts. Bei der Frequenzdichteverteilung nahe der Düse wurde deutlich festgestellt, dass die Flamme bei der Instabilitätsfrequenz antwortet, wohingegen ihre Amplitude

signifikant gedämpft war. Es kann daraus geschlossen werden, dass die untersuchte Flamme außer der im reaktionsfreien Fall detektierten Instabilität keine weiteren Instabilitäten aufweist. Folglich kann dies als vorteilhafte Eigenschaft für abgehobene Flammen angesehen werden, deren Flammenfront und damit Entstehungspunkt der Reaktion sich oberhalb des Instabilitätsbereichs, einen Düsendurchmesser d_0 stromab des Düsenauslasses befindet.

Um den Charakter der Instabilität besser zu verstehen, wurde weiterhin eine Hochgeschwindigkeits-Mie-Streuung in einer Ebene senkrecht zur Strömungsrichtung durchgeführt. Abbildung 4.54 zeigt aufeinander folgende Aufnahmen eines Querschnitts $z=10\text{mm}$ abwärts der Düse unter isothermen Bedingungen. Diese Bilder weisen eine kohärente Struktur aus Seeding-Partikeln auf, die sich in gleicher Richtung wie die Verwirbelung, die durch den Primärdrallkörper hervorgerufen wird, bewegt. Es konnte weiterhin nachgewiesen werden, dass sich diese dominante „Einzelne Helix Struktur“⁷ um die Scherzone der Rück- und Vorwärtsströmung bewegt und daher der Ursprung der Instabilität an der Grenze der inneren Rezirkulationszone zu finden ist. Auf Grund des Aufnahmewinkels von $\approx 85^\circ$ zur Düsenplatte, war es anhand dieser Messung nicht möglich, den präzessierenden Charakter dieser Instabilität festzustellen, wobei dieser bereits durch numerische Simulation (Kern, 2007) bestätigt wurde.

⁷ Englisch: single helix structure

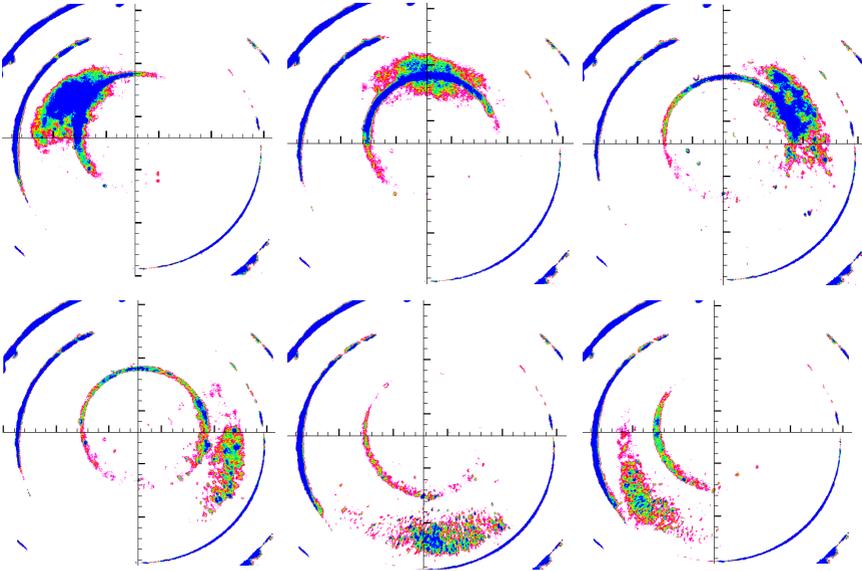


Abbildung 4.54

Seedingpartikel-Konzentration (planare Mie Streuung) $z=10\text{mm}$ (BP0)

4.4.2 Validierung der LDA-Messmethode zur Bestimmung der Autokorrelationsfunktion und der Energiedichtevertelung

Die Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) liefert Strömungsgeschwindigkeitsdaten mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung und bleibt daher die bevorzugte Messtechnik, wenn es um die Messung komplexer turbulenter Strömungen geht. Gleichwohl bleibt beim Verwenden von LDA-Daten eine Unsicherheit durch den zufälligen Durchfluss von Tracerpartikeln durch das Messvolumen. Dieser Aspekt verdeutlicht die Schwäche von LDA beim Bestimmen von Spektren der turbulenten Geschwindigkeitsfluktuation: Geschwindigkeitssamples sind zeitlich unregelmäßig verteilt und kurzzeitige mittlere Abtastfrequenzen korrelieren stark mit der Geschwindigkeit. Letztere Eigenschaft wird durch Bias-Momentkalkulatoren verursacht, wobei für das stochastische Signal Resampling nötig ist.

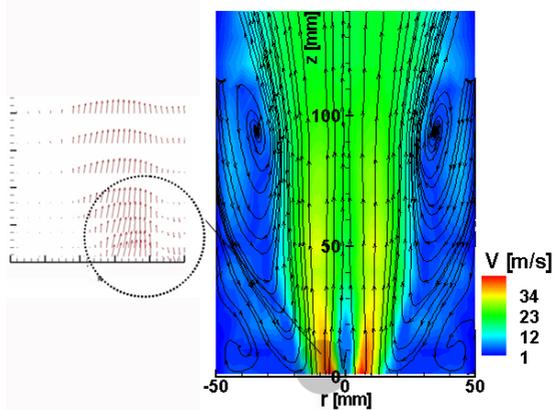


Abbildung 4.55

Mittlere Geschwindigkeit (3D-LDA) (BP0)

Abbildung 4.45 stellt das mittlere planare Mie-Streuungs-Signal (150 Aufnahmen) der untersuchten Strömung bezüglich der Signalintensität mittels einer 10-Bit-Signalanalyse dar. Wie erwartet ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Bereichen mit höherem Mie-Signal (Abb. 4.45) und somit höherer Partikelkonzentration und Bereichen höherer Geschwindigkeit der Strömung (Abb. 4.55). Im Gegensatz dazu ist die Datenrate im Rezirkulationsbereich der Strömung signifikant kleiner, was bestätigt, dass Partikel dazu tendieren, Rezirkulationsgebiete und Gebiete abnehmender Geschwindigkeit zu meiden. Die höhere Intensität des linken Bereichs der Strömung lässt die Richtung des Lichtschnitts erkennen, welcher von links nach rechts verläuft und aufgrund der Streuung entlang des Weges an Intensität verliert. Die Partikeldispersion im Strömungsfeld kann durch das Bewegungsverhalten der Seeding-Partikel in einem Fluid erklärt werden. Die Kraft, die auf ein Teilchen in einer Strömung wirkt, kann nach Gleichung (4.4.1) (Oseen, 1927) (Tchen, 1947) (Soo, 1967) beschrieben werden:

$$\underbrace{\frac{\pi}{6} D_p^3 \rho_p \frac{dV_p}{dt}}_{\text{Totalbeschleunigungskraft}} = \left[\underbrace{\frac{\pi}{6} D_p^3 \rho_p \Lambda (V_g - V_p)}_{\text{Viskoser Widerstand gegen Bewegung}} - \underbrace{\frac{\pi}{12} D_p^3 \frac{dP}{dD_p}}_{\text{Druckgradient}} + \underbrace{\frac{\pi}{12} D_p^3 \rho_g \frac{d}{dt} (V_g - V_p)}_{\text{Relativbeschleunigung}} + \underbrace{\frac{3}{2} D_p^2 \sqrt{\pi \rho_g \mu} \int_{t_0}^t dt \frac{d\tau (V_g - V_p)}{\sqrt{t - \tau}}}_{\text{Abweichung vom stationären Fall}} \right] \quad (4.4.1)$$

$$\Lambda = \frac{3}{4} C_D \frac{\rho_g}{\rho_p D_p} |V_g - V_p| \quad (4.4.2)$$

Alle Terme in Gleichung (4.4.1) beschreiben Kräfte, die auf die Partikel wirken und daher die Bewegung des Partikels in der Strömung beeinflussen. Der Term auf der linken Seite der Gleichung ist die Gesamtkraft, die die Partikel im Fluid beschleunigt. Diese Kraft beinhaltet: den viskosen Widerstand gegen Bewegung (zum Beispiel Stokes'sche Zugkraft); die Kraft resultierend aus dem Druckgradienten im Fluid um den Partikel; die Kraft, die benötigt wird, die dynamische Masse des Partikels relativ zum Fluid zu beschleunigen und den Basset-Term, der die Abweichungen vom stationären Zustand berücksichtigt. Wenn die Partikeldichte sehr hoch gegenüber der Fluidichte ist, ist die Stokes Zugkraft der bestimmende Term auf der rechten Seite von Gleichung (Meyers, 1991). Aus dieser Gleichung kann abgeleitet werden, dass Partikel eine Zugkraft in Richtung der Gebiete mit höherer Gasgeschwindigkeit erfahren. Die anfängliche Tendenz der Partikel, die innere Rezirkulationszone zu meiden, wird durch die vorherrschenden Zentrifugalkräfte in diesem Gebiet innerhalb des Primärdrallkörpers erklärt, welche die Partikel auf Flugbahnen in radialer Richtung erfahren. Sind jedoch Bereiche höherer Gasgeschwindigkeit erreicht, befinden sich die Partikel anscheinend in einem Gleichgewicht und folgen den Flugbahnen mit höherer Geschwindigkeit.

Wie bereits in vielen vorhergehenden Arbeiten festgestellt, ist das Verhältnis von Datenrate und Frequenz vom Interesse bei der Darstellung der Energiedichteverteilung einer Strömung und von entscheidender Bedeutung für die Evaluation der experimentellen Ergebnisse bezüglich der angewendeten Algorithmen für die spektrale Analyse von in unterschiedlichen Orten abgetasteten Geschwindigkeitsdaten. Laut (Adrian, 1987) entstehen bei Verwendung des „Sample-and-Hold“ Algorithmus tiefpassgefilterte Spektren mit einer Eckfrequenz entsprechend der Datenrate geteilt durch 2π . In diesem Fall wird eine Datenrate, welche die interessierende Frequenz um das 20fache übersteigt, empfohlen. In (Gjelstrup, 2000) wird eine neuartige Methode zur Wiederholungsprobennahme („Refine Sample and Hold Reconstruction“) eingeführt, mit dem Ziel die Datenrate auf die untersuchte Frequenz zu reduzieren. Dieser Algorithmus wird in der verwendeten kommerziellen Software (Dantec, 2003) benutzt, welche im Rahmen der Untersuchung dieser Arbeit zum Einsatz kam. Jedoch kann aus den LDA-Messungen gefolgert werden, dass die Datenrate die Instabilitätsfrequenz deutlich übersteigen sollte, um reproduzierbare Ergebnisse mit hoher Aussagekraft zu erhalten. Im Falle dieser Studie über Hochfrequenzinstabilitäten im Bereich von 1 bis 2.5 kHz war eine Datenrate von mindestens 5 kHz nötig, um reproduzierbare Messungen bezüglich der Instabilitätsamplitude zu erreichen. Bestätigt wird diese Feststellung in (Schildmacher, 2005). Dort wird empfohlen, die Datenrate mindestens 10 mal so hoch wie die interessierende Frequenz zu wählen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde noch gezeigt (Kap. 4.2), dass die Voraussagekraft der Abschätzung der Autokorrelationsfunktion (AKF) und des Energiedichtespektrums (EDS) sowohl bei Rekonstruktionstechniken als auch bei der Slotverfahren-Methode mit sinkender Datenrate abnimmt (Anhang A4).

Aus Abbildung 4.45 ist es ersichtlich, dass im Falle einer turbulenten Drallströmung nicht für alle Bereiche des Feldes vergleichbare Datenraten erreichbar sind. Typische Datenraten für die innere und äußere Rezirkulationszone übersteigen nicht 2 kHz, wohingegen in Bereichen höherer Geschwindigkeiten am Brennermund, auf Grund der erhöhten Partikelkonzentration, aber auch auf Grund von Bias-Phänomenen, Datenraten von bis zu 35 kHz im Falle der freien Strömung erreicht werden. Selbst wenn die Instabilität in der inneren Rezirkulationszone nachgewiesen wurde, kann ihre Amplitude nicht mit jener der Bereiche höherer Geschwindigkeiten verglichen werden, da die Datenrate signifikant niedriger ist. Die Verwendung von LDA stellt daher eine attraktive Alternative zur Hitzdrahtanemometrie dar. Jedoch gibt es weiterhin einige Fehlerquellen bei der korrekten Simulation von Partikel-Ankunftsstatistiken, die noch behoben werden müssen, insbesondere, wenn hochfrequente Instabilitäten im Spiel sind.

4.4.3 Akustische Brennkammeroszillationen unter reagierenden Bedingungen

Unabhängig von den Instabilitäten unter isothermen Bedingungen können in reagierenden Strömungen durch das Brenner-Flamme-Brennkammer-System zusätzliche akustische Eigenfrequenzen der Gassäule in der Brennkammer angeregt werden, die zu lautstarken Oszillationen führen. Bei den selbsterregten akustischen Schwingungen ist im Gegensatz zu den isothermen Instabilitäten das gesamte Feuerungssystem von den Zufuhrleitungen des Brennstoffs und der Luft über den Brenner, die Flamme, den Brennraum bis hin zur Abgasführung beteiligt. Das System besteht aus der Gassäule in der Brennkammer, die als schwingfähiges Element wirkt, und der Flamme, die die notwendige Energie zur Anfachung der Schwingungen

und zur Überwindung der Reibungsverluste liefert. Die kritische Phasenbeziehung zwischen der Wärmefreisetzung und dem Schalldruck, die zu einer Anregung von Brennkammerschwingungen führt, ist durch das Rayleigh Kriterium gegeben.

$$\int_0^{T_P} Q_W(t) P_{RMS}(t) dt > 0 \quad (4.4.3)$$

Bisher ist es nicht möglich mit ausreichender Genauigkeit, Verbrennungsschwingungen in technischen Anwendungen analytisch oder durch Simulationen vorherzusagen und somit schon in der Entwicklungsphase einer neuen Gasturbine gezielt auf eine schwingungsfreie Verbrennung hinzu steuern. Zur Stabilitätsanalyse des Gesamtsystems sind mehrfach regelungstechnische Ansätze gewählt worden, um das Schwingungsverhalten zu beschreiben (Flemming, 2007). Lenz (Lenz, 1980) unterteilt beispielsweise das Gesamtsystem in die Untersysteme Brenner, Flamme und Brennkammer, wobei eine zufällige kleine Druckstörung in der Brennkammer eine Massenstromänderung am Brenneraustritt hervorruft, die wiederum eine geänderte Wärmefreisetzung der Flamme und dadurch eine Änderung des Brennkammerdrucks bewirkt. Damit ist der Regelkreis geschlossen und kann bei entsprechender Beschreibung der einzelnen Elemente mit einem Kriterium aus der Regelungstechnik, etwa dem Nyquist-Kriterium, auf seine Stabilität hin überprüft werden. Jedwede Modellierung des akustischen Schwingungsverhaltens eines beliebigen Verbrennungssystems setzt auch die Kenntnis der Übertragungsfunktion der Flamme voraus, weshalb diese auch bereits Gegenstand zahlreicher experimenteller Untersuchungen war und ist (Büchner, 1992) (Lohrmann, 2006).

Die Druckschwankungsamplituden, die aufgrund von Brennkammerschwingungen auftreten, liegen in der Größenordnung von einigen (Pa) bis

maximal einigen Hundert Pa (Hermann, 1997). Im Falle von teilvorgemischten Flammen ist die Flammengeschwindigkeit die maßgebliche Einflussgröße auf die Eigenschaften der verbrennungsinduzierten Instabilität. Ihre Abhängigkeit vom Druck kann durch die Proportionalität

$$(S_L) \propto p^n; \quad -0,3 \leq n \leq 0,3 \quad \textbf{(4.4.4)}$$

beschrieben werden. Eine durch Eigenschwingungen des Brennersystems hervorgerufene Erhöhung des Drucks in der Brennkammer hat dann nach Gleichung (4.4.4) auch einen direkten Einfluss auf die Flamme. Im Rahmen dieser Arbeit wurde durch Gegenüberstellung der mittels LDA aufgenommenen Energiespektren mit der Eigenresonanz der Brennkammer geklärt, ob die Druckoszillationen des Systems einen Einfluss auf das Geschwindigkeitsfeld in der Brennkammer haben. Von Bedeutung ist auch darzustellen, ob es eine Antwort des Brenner-Flamme-Brennkammer Systems auf die im Düsenbereich ermittelte hochfrequente PVC- Instabilität gibt.

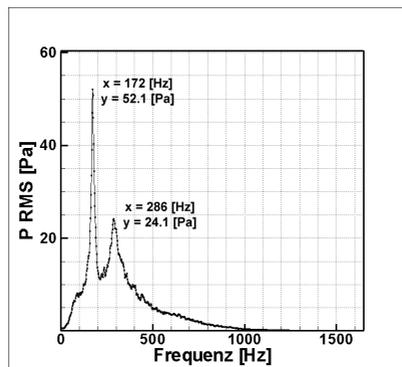


Abbildung 4.56

Leistungsspektrum der Schwankung des statischen Drucksignals (BP1)

Zur Untersuchung der Verbrennungsinstabilitäten mit den damit gekoppelten akustischen Brennkammerdruckschwingungen wurde die Eigenfre-

quenz des Flamme-Brennkammersystems für sämtliche Betriebspunkte dieser Arbeit messtechnisch erfasst. Mittels der in Kapitel 3.2.4 beschriebenen schnellen Druckmesstechnik und einem Zwei-Kanal-Frequenzanalysator der Firma HP wurden die von dem Kondensatormikrophon erhaltenen Spannungssignale durch Frequenzanalyse in der Form von Leistungsspektren ausgewertet. In dem beispielhaften Diagramm der Abbildung 4.56 ist als Abszisse das Frequenzspektrum und als Ordinate die frequenzabhängige Druckamplitude dargestellt. Bei allen Messungen wurde die Schwankung des statischen Drucksignals über eine Messstütze in der Mitte der Brennkammer aufgenommen. Das in Abbildung 4.56 dargestellte Leistungsspektrum zeigt bei einer Frequenz von $f=172\text{Hz}$ eine deutliche Überhöhung; eine zweite Druckschwingung tritt bei einer Vorzugsfrequenz von $f=286\text{Hz}$ auf.

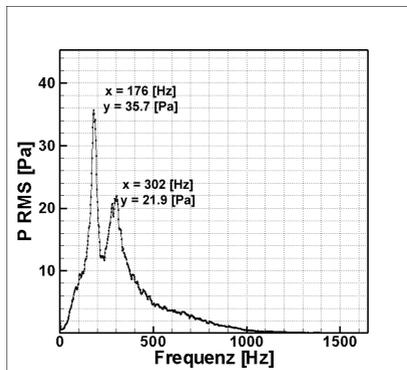


Abbildung 4.57

Leistungsspektrum der Schwankung des statischen Drucksignals (BP2)

Werden die Luftzahl und die Vorwärmtemperatur konstant gehalten, und der Druckverlust und damit die thermische Leistung reduziert, gelang man zu den in Abbildung 4.57 dargestellten Ergebnissen (BP2). Die Frequenz beträgt in diesem Fall $f=176\text{Hz}$ und das Leistungsspektrum stimmt sehr gut

mit dem von Abbildung 4.56 überein. In beiden Fällen bleibt die adiabate Verbrennungstemperatur konstant, weil die Stöchiometrie und die Vorwärmtemperatur identisch sind. Findet die Rückkopplung der Wärmefreisetzungsfluktuationen über den Schall unter der Annahme statt, dass der Weg der Informationsübertragung über das heiße Gasmisch in der Brennkammer erfolgt, verhält sich die Resonanzfrequenz proportional zur Schallgeschwindigkeit und damit proportional zu \sqrt{T} , weil sich die Druckschwankungen mit Schallgeschwindigkeit ausbreiten (Kunze, 2004). Allerdings ist die Frequenzamplitude für höhere Leistung stärker. Die auftretenden Vorzugsfrequenzen dieser Schwingungszustände lassen sich mit dem eindimensionalen, dämpfungsfreien Modell des $1/4$ - Wellen-Resonators voraussagen (Müller, 1994) (Kuttruff, 2004).

Bei den in dieser Arbeit ermittelten Betriebszuständen traten die Vorzugsfrequenzen bei Variation der Luftzahl stets in einem Frequenzbereich von $f=100-300\text{Hz}$ auf. Hierbei werden die Vorzugsfrequenzen im mageren Betriebsbereich, also mit zunehmender Luftzahl und abnehmender adiabate Flammentemperatur, zu niedrigeren Frequenzwerten hin verschoben. Diese Tendenz lässt sich aus Abbildung 4.58 erkennen. Allerdings war es nicht möglich eine charakteristische Vorzugsfrequenz bei den Magerlöschgrenzen zu bestimmen. Aus diesem Grund wurden die Messungen zur Bestimmung der Verlöschgrenzen der Flamme mittels der CO-Bildung im Nachbrandbereich durchgeführt.

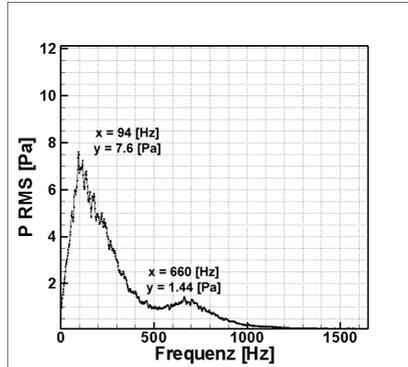


Abbildung 4.58

Leistungsspektrum der Schwankung des statischen Drucksignals (BP3)

Bei einer Vorwärmtemperatur $T_{\text{vor}}=573\text{K}$ bildet sich eine Druckschwingung bei einer Vorzugsfrequenz von $f=276\text{Hz}$, deren Amplitude von $P_{\text{rms}}=298\text{Pa}$ bei wesentlich höheren Werten, als bei den anderen Betriebspunkten, liegt (Abb. 4.59). Die durch diese Frequenz und Amplitude charakterisierte Druckschwingung der Gassäule in dem Resonator ist auch deutlich akustisch wahrnehmbar. Durch die Gegenüberstellung des mittels LDA ermittelten Energiespektrums mit der Energiedichteverteilung der Brennkammerresonanz lässt sich feststellen, dass das reale akustische Feld in der Rohrbrennkammer die Form der Anregung der Zuströmung maßgeblich beeinflusst. Das deutet darauf hin, dass in beiden Fällen eine Anregungsfrequenz von $f=276\text{Hz}$ vorherrscht (Abb. 4.60). Dieses Phänomen kann mittels LDA nur nachgewiesen werden, wenn der Schalldruck in der Brennkammer Werte höher als $P_{\text{rms}}=200\text{Pa}$ aufweist. Diese Bedingung ist nur dann erfüllt, wenn die Vorwärmtemperatur $T_{\text{vor}}=573\text{K}$ beträgt (Abb. 4.60).

Auffällig ist bei sämtlichen Messungen die Tatsache, dass im hochfrequenten Bereich keine dominierende Instabilität ermittelt wird. Dieser Befund untermauert das aus der LDA- Frequenzanalyse abgeleitete Ergebnis, dass

die hochfrequenten aerodynamischen periodischen Instabilitäten, die im Düsenbereich auftreten, ab einem Abstand stromabwärts von $z=d_0$ dissipieren.

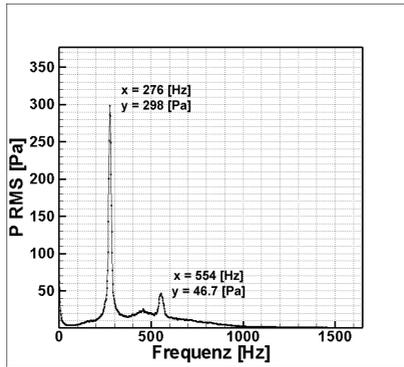


Abbildung 4.59

Leistungsspektrum der Schwankung des statischen Drucksignals (BP4)

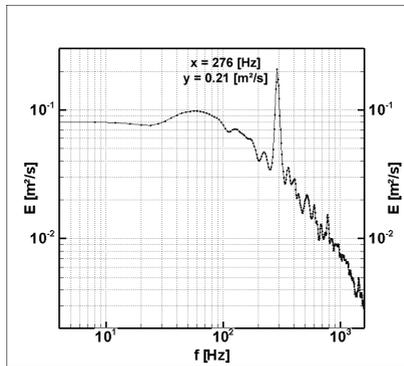


Abbildung 4.60

Leistungsspektrum der Strömung (LDA) $x=30\text{mm}$, $z=40\text{mm}$ (BP4)

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Variation des axialen Abstandes z erfolgte durch das Hineinschieben des vorderen Teil des Brenners in die Versuchsbrennkammer. Allerdings ändert sich die Eigenresonanz der Brennkammer bei Einstellung des Düsenkopfs in der Brennkammer maß-

geblich. In Abbildung 4.61 sind die Amplituden der Brennkammerschwingungen für fünf verschiedene Brennkammerlängen und für sämtliche Betriebspunkte dieser Arbeit unter reagierenden Bedingungen dargestellt. Aus den angeführten Messungen für die reagierenden Strömungsfelder bei verschiedenen Brennkammerlängen erkennt man weiterhin, dass mit steigender Verweilzeit der heißen Produkte in der Brennkammer auch die Intensität der Brennkammerinstabilitäten zu höheren Werten hin verschoben wird. Dies ist noch deutlicher im Fall der erhöhten Vorwärmtemperatur, wobei bei den Magerlöschgrenzen, die Amplitude der Systemschwingung konstant erscheint.

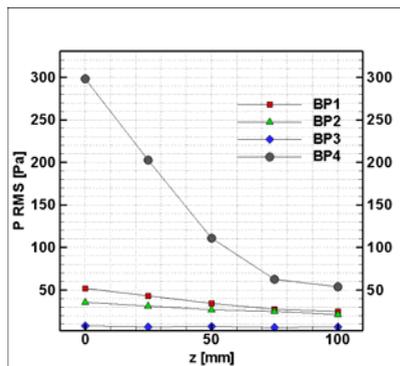


Abbildung 4.61

Schwankungsamplitudeverlauf sämtlicher Betriebspunkte
bei Änderung der effektiven Brennkammerlänge

5. Zusammenfassung

Gegenstand dieser Arbeit war die experimentelle Untersuchung einer eingeschlossenen, abgehobenen, nicht-vorgemischten Drallflamme. Als Zerstäuber wurde eine neuartige, auf dem Airblast-Konzept basierende, Düse verwendet.

Im Rahmen dieser Studie wurde eine für atmosphärische Betriebsbedingungen ausgelegte Brennkammer eingesetzt. Für die zeitaufgelöste Bestimmung der drei Geschwindigkeitskomponenten wurden 3-D LDA-Messungen durchgeführt. Die Bestimmung der Vorzugsfrequenz der auftretenden Instabilitäten erfolgte über die Energiedichteverteilung aus der Autokorrelationsfunktion. Bei ausreichender Datenrate konnten mit der LDA-Messtechnik sehr gut Fluktuationen in der isothermen und der reagierenden Strömung analysiert werden, jedoch war die Datenrate von den örtlichen Strömungsverhältnissen abhängig. Zur Validierung der aus den LDA-Daten ermittelten Vorzugsfrequenzen der auftretenden Instabilitäten wurde mit Hilfe eines Laserlichtschnitts die Mie-Streuung von der mit Partikel getracerten Strömung im isothermen und reagierenden Fall mit einer Hochgeschwindigkeitskamera (HGK) aufgenommen. Zum besseren Verständnis der komplexen Turbulenz-Chemie Interaktion wurden Feldmessungen der Konzentration- und der Temperatur durchgeführt. Für die Konzentrationsmessungen wurde eine Absaugsonde mit einem Durchmesser von 1mm mit nachgeschalteten Analysegeräte verwendet. Die Temperaturmessungen wurden mit Hilfe eines kompensierten Mikrothermoelements mit einem Drahtdurchmesser von 100 μm durchgeführt.

Das reagierende Strömungsfeld weist eine schwache innere Rezirkulationszone in Düsen­nähe sowie eine vorherrschende äußere Rezirkulationszone entlang der Brennkammerwand auf. Die schwache innere Rezirkulationszone fördert den Mischungs­vorgang im Vorverbrennungsbereich, jedoch findet dort noch keine Reaktion statt. Die äußere Rezirkulationszone ist von entscheidender Bedeutung für die Aufrechterhaltung und Stabilisierung der abgehobenen Verbrennung, da durch die äußere Rückströmung heißes Abgas in die Verbrennungsluft eingemischt wird. Alle Versuche, die Flamme in freibrennender Konfiguration zu betreiben, schlugen fehl. Innerhalb der Grenzschicht zwischen dem Strahl und der äußeren Rezirkulationszone wurde eine Bimodalität der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der Axialgeschwindigkeit detektiert. Eine bimodale Verteilung charakterisiert die zeitliche Schwankung zwischen zwei dominierenden Geschwindigkeitswerten, in diesem Fall der Vorwärts- und Rückwärtsströmung von Strahl und Rezirkulationszone.

Die Verweilzeit im Bereich zwischen der Düse und der abgehobenen Flammenfront ist groß genug, um die Mikromischung der Reaktanten zu erreichen. Dies führt zu einem quasi vorgemischten Zustand im Bereich der Reaktionszone, welcher den in einer vorgemischten Flamme vorliegenden Bedingungen gleicht. Im Bereich der Flammenfront findet somit keine Interaktion zwischen Mischung und Reaktion statt, da der Mischungs­vorgang, der hauptsächlich durch das düsen­nahe Strömungsfeld gesteuert wird, bereits abgeschlossen ist. Die Verteilung der Kohlenmonoxidkonzentration im Brennraum stimmte qualitativ mit der Verteilung der Temperatur überein, womit die Hauptreaktionszone der Flamme identifiziert werden konnte. Die ankerförmige Form der Reaktionszone der abgehobenen Flamme war in diesem Fall der charakteristischen Struktur einer Triple-Flame sehr ähn-

lich. Obgleich diese Beobachtung das Vorhandensein eines Stabilitätsmechanismus ähnlich dem der Triple-Flame nahe legt, konnte dieser durch die experimentellen Daten (Geschwindigkeitsfeld und Luftzahl) nicht belegt werden.

Durch die Vermessung des Mischungs- und Strömungsfeldes der abgehobenen Drallflammen ließen sich vier Bereiche identifizieren:

A. Vorverbrennungsbereich: Im Vorverbrennungsbereich vollzieht sich die Vorvermischung des Brennstoffs, was zu einer deutlichen Reduktion der NO_x-Emissionen führt. Eine schwache innere Rezirkulationszone beschleunigt den angesprochenen Mischungsvorgang. Darüber hinaus erfolgt in dieser Zone über die Ansaugung der rezirkulierenden Abgase eine Aufheizung auf Zündtemperatur.

B. Reaktionszone: Abgesehen von den existierenden thermischen Verlusten erreicht die Temperatur zunehmend das Niveau der adiabaten Verbrennungstemperatur. Innerhalb des Verbrennungsbereiches lässt sich keine Rezirkulationszone ermitteln und die Reaktion ist frei von Temperaturspitzen. Die Konzentration von Kohlenmonoxid kennzeichnet die pfeilförmige Reaktionszone. In der Scherzone zwischen der Vorwärtsströmung und den rezirkulierenden Abgasen dominieren großskalige Wirbelstrukturen.

C. Äußerer Rezirkulationsbereich: Bei einem Teil der verbrannten Produkte kommt es neben dem sich stromabwärts ausbreitenden unverbrannten Gemisch zu einer Rezirkulation stromaufwärts. Diese äußere Rezirkulation von heißen Abgasen bewirkt die Erhöhung der Frischgemischtemperatur und trägt somit entscheidend zur Flammenstabilität bei.

D. Ausbrandbereich: Es kommt zu einer vollständigen Oxidation des Brennstoffes, wobei der Ausbrand Werte größer als 99% erreicht.

Anhand der dargestellten Temperatur- und CO-Konzentrationsprofile wird deutlich, dass eine stabilisierte, eingeschlossene abgehobene Drallflamme in Bezug auf die Abhebehöhe nicht den Prinzipien einer abgehobenen turbulenten Diffusionsstrahlflamme gehorcht. Die Faktoren, die für die Stabilisierung der eingeschlossenen, abgehobenen Drallflammen maßgeblich sind, sind die Temperaturentwicklung im unverbrannten Gemisch, die turbulente Brenngeschwindigkeit und die Anströmungsgeschwindigkeit. Basierend auf den experimentellen Befunden wurde der Stabilitätsmechanismus, durch die Analyse des Strömungsfeldes, der Strömungsgrenzschicht, der CO-Konzentration und der Temperaturisolinie von 880 K (Zündtemperatur für CH_4) erläutert.

Des Weiteren wurde das Abhebeverhalten der untersuchten Flamme auch beim Einsatz von flüssigem Brennstoff untersucht. Die Verwendung von dem Brennstoff Jet-A1 ist von großer Relevanz, da dieser Brennstoff hauptsächlich in Flugtriebwerken eingesetzt wird. Die Versuchsergebnisse der planaren Mie-Streuung von Tröpfchen flüssigen Brennstoffs am Auslass der Düse ließen erkennen, dass die Tröpfchen teilweise erst in einer Entfernung von ca. drei Düsendurchmessern stromabwärts vollständig verdampft sind. Obwohl die Selbstzündungstemperatur von CH_4 zwar höher als die von Jet-A1 ist, war die Abhebehöhe bei beiden Brennstoffen nahezu gleich. Diese Tatsache lässt den Schluss zu, dass der maßgebliche Mechanismus für das Einstellen der Abhebehöhe das Gleichgewicht zwischen Strömungsgeschwindigkeit und turbulenter Brenngeschwindigkeit im Stabilisierungspunkt ist. Da die laminare Flammgeschwindigkeit beider Brennstoffe ungefähr gleich ist und das Strömungsfeld sich nicht wesentlich ändert,

bleibt die turbulente Brenngeschwindigkeit beim Einsatz der unterschiedlichen Brennstoffe ungefähr gleich. Dies führt zu einer konstanten Abhebehöhe.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde darüber hinaus die experimentelle und numerische Untersuchung von drallinduzierten selbsterregten Instabilitäten am Brennermund des eingesetzten Airblast Zerstäubers vollzogen. Zunächst wurde mittels Autokorrelation die Frequenzanalyse von LDA Messdaten durchgeführt. Eine hochfrequente Instabilität wurde im Düsennahbereich sowohl bei isothermer als auch bei reagierender Strömung nachgewiesen. Deren Vorzugsfrequenz hing linear vom Durchsatz ab und konnte mit einer konstanten Strouhal-Zahl, welche unabhängig von der Reynolds-Zahl ist, charakterisiert werden. Des Weiteren wurde festgestellt, dass die Instabilitäten im Fall eines aus zwei luftdurchströmten Drallgittern bestehenden Airblast Zerstäubers, maßgeblich vom inneren Drallkörper verursacht werden. Die Entstehung präzisierender Wirbel im Düsennahbereich wurde mit den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen bestätigt. Durch Auswertung der spontanen Emission wurde für eine aufsitzende Drallflamme eine Antwort der Flamme auf die Strömungsinstabilität im Düsennahbereich nachgewiesen. Der Vergleich der mit den beiden Messtechniken erfassten Ergebnissen zeigte eine sehr gute Übereinstimmung.

Weiterhin wurde durch Gegenüberstellung der mit der LDA-Messtechnik aufgenommenen Energiespektren mit der Eigenresonanz der Brennkammer geklärt, ob die Druckoszillationen des Brennkammer-Flamme Systems einen Einfluss auf das Geschwindigkeitsfeld in der Brennkammer haben. Von Bedeutung war es weiterhin darzustellen, ob es eine Antwort des Brenner-Flamme-Brennkammer Systems auf die im Düsennahbereich ermittelte hochfrequente Instabilität gibt. Auffällig war bei sämtlichen Messungen die

Tatsache, dass im hochfrequenten Bereich keine dominierte Instabilität ermittelt wurde. Dieser Befund untermauerte das aus den LDA-Frequenzanalysen ermittelte Ergebnis, dass die hochfrequenten aerodynamischen periodischen Instabilitäten, die im Düsennahbereich auftreten, ab einem Abstand stromabwärts von $z = D_o$ dissipieren.

Im isothermen Strömungsfeld wurden unter Verwendung der LDA-Messdaten und einer „Refined Sample and Hold“-Methode sowie der Fuzzy-Slotting Technik mit lokaler Normierung die integralen turbulenten Zeitmaße bestimmt. Es wurde gezeigt, dass die Voraussagesicherheit der Abschätzung der Autokorrelationsfunktion und des Energiedichtespektrums bei beiden Verfahren mit sinkender Datenrate abnimmt und dass die „Refined Sample and Hold“-Methode in der untersuchten Strömung besser zur Abschätzung der gesuchten Größen geeignet ist. Mit dieser Methode wurde das integrale turbulente Zeitmaß bei variablem Durchsatz in ähnlichen Strömungsfeldern bestimmt. Dieses nimmt wie erwartet mit steigendem Durchsatz ab. Die Bestimmung eines radialen Profils des turbulenten Zeitmaßes zeigte, dass dieses in der Strahlmitte, wo die meiste Turbulenzenergie dissipiert wird, ein Minimum aufweist. An den Strahlrändern, wo die Turbulenzenergie aus der Strömung entnommen wird sowie in den Rückströmzonen, wächst es dagegen an.

Durch Druckversuche kann die Abhebehöhe unter betriebsnahen Bedingungen im Bereich kleiner Damköhler-Zahlen untersucht werden. Die Versuche unter Hochdruckbedingungen waren jedoch vor Abschluss dieser Arbeit noch nicht beendet. Ebenso konnte die Übertragung der hier gefundenen Ergebnisse auf Brennstoffe mit unterschiedlicher laminarer Flammgeschwindigkeit im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt werden. Von diesen Versuchen sind allerdings wichtige Aussagen zu erwarten, die

wiederum genutzt werden können um das Konzept der hier vorgestellten eingeschlossenen, verdrallten, abgehobenen Verbrennung weiterzuentwickeln.

Anhang

A.1 Verbrennungstechnischer Wirkungsgrad eines geschlossenen Verbrennungssystems

Bei der experimentellen Bestimmung der Magerlöschgrenzen einer eingeschlossenen Flamme, ist die Darstellung der thermodynamischen Bedingungen des geschlossenen Systems von besonderer Bedeutung. Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Einfluss der Brennkammer hinsichtlich der Wärmeverluste durch Strahlung und Konvektion, durch einen Wirkungsgrad charakterisiert. Dieser „verbrennungstechnische

Tabelle A.4
Energiebilanzierung der Brennkammer

Energieröme - EIN		Energieröme - AUS	
Brennstoff-energiestrom	$\dot{m}_B h_B$	Abgasenergiestrom	$\dot{m}_A \sum_I x_I c_{P,I} \Delta T$
Luftenergiestrom	$\dot{m}_L h_L$	Kühlmittelenergiestrom aus	$\sum \dot{m}_G h_{G,AUS}$
Kühlmittelenergiestrom ein	$\sum \dot{m}_G h_{G,EIN}$	Verlustwärmestrom	\dot{Q}_V
Freigesetzte Wärmeleistung	$(H_U) \dot{m}_B$		

Wirkungsgrad“ (VW) stellt im Prinzip eine Analogie zwischen den Verlusten des Systems in radialen Richtung und der Energieinhalt der Abgase am Auslass der Brennkammer. Eine synoptische Darstellung der Energiebilanz einer geschlossenen Brennanlage ist in der (Tabelle A.4) zu entnehmen. Daraus resultiert die Energiebilanz der Anlage (Abb. A. 1):

$$\dot{m}_B h_B + \dot{m}_L h_L + \sum \dot{m}_{W,I} h_{W,I,ein} + (H_U) \dot{m}_B = \dot{m}_A h_A + \sum \dot{m}_{W,I} h_{W,I,ein} + \dot{Q}_V \quad (\text{A.1.2})$$

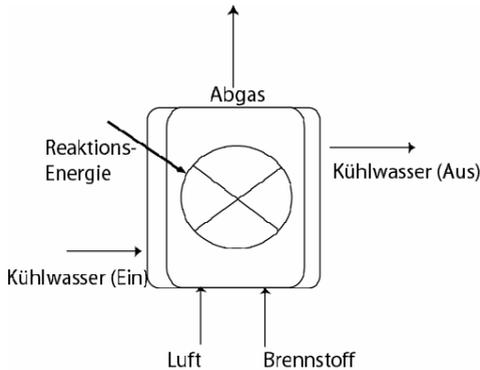


Abbildung A.1

Energiebilanz geschlossenes Verbrennungssystem

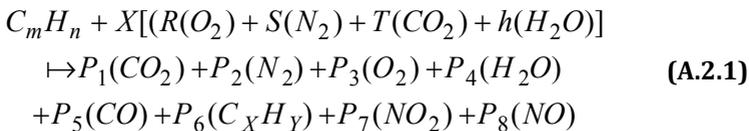
Der adiabatische Wirkungsgrad für eine geschlossene Brennkammer basiert auf dieser Bilanz:

$$WG = \frac{\dot{m}_A \Delta T \sum_I x_I c_{P,I}}{\dot{m}_B h_B + \dot{m}_L h_L + (H_U) \dot{m}_B} \quad (\text{A.1.3})$$

Der Wirkungsgrad der Brennkammer betrug für die eingesetzten Betriebsbedingungen $\approx 80\%$.

A2. Luftzahlbestimmung durch Bilanz von C-haltigen Stoffen

Die Berechnung der lokalen Luftzahl λ in der Strömung aus der Messung von Kohlenmonoxid CO, Kohlendioxid CO₂, Kohlenwasserstoffen UHC und Stickoxiden NO_x wird durch die Lösung einer Matrix von zehn simultan zu lösenden Gleichungen bestimmt, die auf dem verbrennungsschemischen Gleichgewicht eines Kohlenwasserstoffes beruht. Eine geeignete Lösung einer Matrix lässt sich daraus ableiten. Die chemische Gleichung der Verbrennung von Kohlenwasserstoff-Brennstoff und Luft lautet:



Die kleinen, möglicherweise im Abgas vorkommenden Mengen an Wasserstoff, freiem Kohlenstoff, verschiedenen Arten von Kohlenwasserstoffen und Stickoxiden finden keine Berücksichtigung.

Da die Zusammensetzung der Kohlenwasserstoffe im Abgas gewöhnlich nicht bekannt ist, wird angenommen, dass $x=m$ und $z=n$ ist. Das charakteristische Wasserstoff-Kohlenstoff-Verhältnis der Kohlenwasserstoffe im Abgas y/x erscheint ebenfalls in den Berechnungen und übt einen bedeutenden Einfluss auf die Ergebnisse aus. Angenommen, dass $x=m$ und $y=n$ sind, folgt durch die Analyse $y/x=n/m=a$. Die Feuchtigkeit des Lufterlasses h wird als Mole von Wasserdampf durch Mole trockener Luft dargestellt. Die zehn simultanen Gleichungen, die die Verbrennung definieren können, sind dann die folgenden:

C Bilanz:

$$m + TX = P_1 + P_5 + xP_6 \quad (\text{A.2.2})$$

H Bilanz:

$$n + 2hX = 2P_4 + yP_6 \quad (\text{A.2.3})$$

O Bilanz:

$$(2R + 2T + h)X = 2P_1 + 2P_3 + P_4 + 2P_7 + P_8 \quad (\text{A.2.4})$$

N Bilanz:

$$2SX = 2P_2 + P_7 + P_8 \quad (\text{A.2.5})$$

$$P_1 = P_T [CO_2]_W \quad (\text{A.2.6})$$

$$P_5 = P_T [CO]_W \quad (\text{A.2.7})$$

$$xP_6 = P_T [C_X H_Y]_W \quad (\text{A.2.8})$$

$$P_7 + P_8 = P_T [NO_X]_W \quad (\text{A.2.9})$$

$$P_8 = P_T [NO]_W \quad (\text{A.2.10})$$

$$P_T = P_1 + P_2 + P_3 + P_4 + P_5 + P_6 + P_7 + P_8 \quad (\text{A.2.11})$$

Tabelle A.5 stellt die Matrix der zu lösenden Gleichungen dar, die zur Definierung der verbrennungscharakteristischen Größen erforderlich sind.

Einige Analysegeräte, ebenfalls der im Rahmen dieser Arbeit eingesetzter Analysator, nutzen einen Wasserabscheider in der Probenamovorrichtung vor den Analysegeräten für Kohlenmonoxid und Kohlendioxid. Da diese Trockner den Wasserdampf gewöhnlich nicht vollständig entfernen, wird die Konzentration nach dem Trocknen als halbtrocken angegeben. Die (Gl. A.2.12) setzt die vollständig trockene Konzentration mit der halbtrockenen Konzentration ins Verhältnis.

Konzentration (trocken) = K(Konzentration halbtrocken)

(A.2.12)

Tabelle A.5

Matrix der Kohlenwasserstoffverbrennung

P ₁	P ₁	P ₂	P ₃	P ₄	P ₅	P ₆	P ₇	P ₈	P ₉	X	Const
0	1	0	0	0	1	x	0	0	0	-T	m
0	0	0	0	2	0	y	0	0	0	-2h	n
0	2	0	2	1	1	0	2	1	1	-2R-2T-h	0
0	0	2	0	0	0	0	0	1	1	-2S	0
[CO ₂] _w	-1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
[CO] _w	0	0	0	0	-1	0	0	0	0	0	0
[C _x O _y] _w	0	0	0	0	0	-x	0	0	0	0	0
[NO _x] _w	0	0	0	0	0	0	-1	-1	0	0	0
[NO] _w	0	0	0	0	0	0	0	0	-1	0	0
-1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	0	0

Das Verhältnis K wird durch folgender Beziehung ermittelt:

$$K = \frac{(2+h) + \left[\frac{aT}{2} - h \right] \left[1 - \frac{2}{X} [C_x H_y]_N \right] + (2+h) \left[\frac{y}{2X} - \frac{\alpha}{2} \right] [C_x H_y]_N}{(2+h) \left[\frac{\alpha}{2} ([CO]_{TR} + [CO_2]_{TR}) + 1 \right] - \left[\frac{\alpha T}{2} - h \right] [1 - [CO]_{TR} + [NO_2]_{TR}]} \quad (\text{A.2.13})$$

Bezieht man die Auswirkungen der Querempfindlichkeit, der Druckausbreitung von Sauerstoff, der NO_x Konverterleistung und der Trocknung der Probe mit ein, kann eine umfassende Lösung einer Matrix von zehn simultan zu lösenden Gleichungen erstellt werden.

Tabelle A.6

Revidierte Matrix der Kohlenwasserstoffverbrennung

Row	P ₁	P ₁	P ₂	P ₃	P ₄	P ₅	P ₆	P ₇	P ₈	P ₉	X	Const
1	0	1	0	0	0	0	-1	x	0	0	-T	m
2	0	0	0	0	2	0	0	y	0	0	-2h	n
3	0	2	0	2	1	1	0	2	1	1	-2R-2T-h	0
4	0	0	2	0	0	0	0	0	1	1	-2S	0
5	[CO ₂] _{ms}	-1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6	[CO] _{ms}	L	0	0	M	-1	0	0	0	0	0	0
7	[C _x O _y] _{ms}	0	0	0	0	0	-x	0	0	0	0	0
8	[NO _x] _{ms}	L'(NO _x) _{ms}	0	0	M'(NO _x) _{ms}	0	0	-n	-1	0	0	0
9	[NO] _{ms}	L'(NO) _{ms}	0	0	M'(NO) _{ms}	0	0	0	-1	0	0	0
10	-1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	0	0

Die Luft zu Brennstoff Verhältnis (LBV) ist das Verhältnis zwischen der trockenen Luft und dem Brennstoff

$$LBV = \frac{X}{m} \left[\frac{M_{LUFT}}{M_C + \alpha M_H} \right] \quad (\text{A.2.14})$$

mit

$$\frac{X}{m} = \frac{2Z - \alpha}{4 \left(1 + h - \frac{TZ}{2} \right)} \quad \text{(A.2.15)}$$

und

$$Z = \frac{2 - [CO]_N - \left[\frac{2}{x} - \frac{y}{2x} \right] [C_X H_Y]_N + [NO_2]_N}{[CO]_N + [CO_2]_N + [C_X H_Y]_N} \quad \text{(A.2.16)}$$

Schließlich lässt sich die Luftzahl λ in diesem Falle wie folgt bestimmen:

$$\lambda = \frac{X}{m} \left[\frac{M_{LUFT}}{M_C + \alpha M_H} \right] \cdot LBV_{ST}. \quad \text{(A.2.17)}$$

A.3. Korrektur des Strahlungsmessfehlers bei Temperaturmessungen

Thermoelemente messen, da sie in der Regel im Strahlungsaustausch mit einer kälteren Umgebung stehen, zu geringe Temperaturen. Der Messfehler erreicht oft eine Größenordnung, die eine nachträgliche Korrektur erfordert. Zur Verfügung stehen zurzeit mehrere Techniken zur Bestimmung des Wärmeverlusts durch Strahlung. Die strahlungskorrigierten Temperaturen, die mit Hilfe einer Thermoelementmessung und Korrekturrechnungen erhalten werden, beruhen letztendlich auf einer Wärmebilanz an der Thermoelementschweißstelle, die **Abbildung A.3.1** zeigt.

Folgende Anteile sind bei einer Bilanz zu berücksichtigen:

- Konvektiver Wärmeübergang vom Rauchgas auf die Thermoperle \dot{Q}_{Kon}
- Wärmeübertragung durch Strahlung von den Verbrennungsgasen auf das Thermoelement $\dot{Q}_{Str.Gas}$
- Wärmeübertragung aufgrund katalytischer Effekte am Platindraht \dot{Q}_{Kat}
- Wärmeübertragung durch Strahlung von der Thermoperle an die kühlere Umgebung $\dot{Q}_{Str.Um.}$
- Ableitung der Wärme von der Thermoperle über die Thermodrähte $\dot{Q}_{Leit.}$

Quantitativ spielt der konvektive Wärmeübergang vom Rauchgas auf die Thermoperle die größte Rolle. Die Temperatur wird am stärksten durch die vorbeiströmenden Rauchgase beeinflusst. Formelmäßig drückt dies der Ansatz:

$$\dot{Q}_{Konv.} = \alpha_{Kon} A (T_G - T_{Th}) \quad (\text{A.3.1})$$

aus.

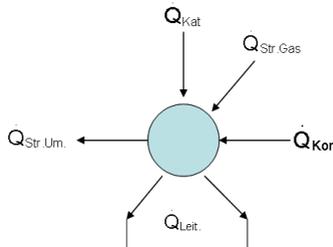


Abbildung A.2

Wärmebilanz an der Thermoelementschweißstelle

Wärmeübertragung durch Strahlung von den Verbrennungsgasen auf das Thermoelement wirkt sich bei leuchtenden Flammen stark aus. Dort strahlen die thermisch angeregten Russpartikel in der Flamme Energie ab, was sich in einem Wärmestrom an die Thermoperle ausdrückt. Bei einer Erdgasflamme ist dies jedoch nicht der Fall, das Gas verbrennt mit einer nahezu farblosen Flamme, sodass der Gasstrahlungswärmeanteil sehr klein ist und vernachlässigt werden kann:

$$\dot{Q}_{Str.Gas} \approx 0 \quad (\text{A.3.2})$$

Katalytische Effekte kommen dort zum Tragen, wo hohe Brenngaskonzentrationen und schlechte Brenngas-Sauerstoffmischungen vorliegen. Dort kann das Platin der Thermodrähte als Katalysator wirken und eine Verbrennung begünstigt ablaufen lassen. Bei der Zweithermoelementsonde sind die beiden Perlen blank, sodass hier in Zonen mit hohen Brenngaskonzentrationen katalytische Effekte auftreten können. Solange die Messung oberhalb der Ausbrandzone vorgenommen werden, kann \dot{Q}_{Kat} vernachlässigt werden. Für die Ausbrandzone wird in der Literatur bis jetzt keine konkrete Beziehung gefunden, die diesen Effekt quantifiziert, sodass hier auf eine Berücksichtigung verzichtet werden muss:

$$\dot{Q}_{Kat} \approx 0 \quad (\text{A.3.3})$$

Die Wärmeübertragung durch Strahlung von der Thermoperle an die kühlere Umgebung wird mit den Strahlungsgesetzen durch die Gleichung:

$$\dot{Q}_{Str.Um} = \varepsilon_{Th} c_S A (T_{Th}^4 - T_W^4) \quad (\text{A.3.4})$$

beschrieben. In dem Fall ist es deutlich, dass die Temperaturen in dieser Gleichung mit der vierten Potenz eingehen. Somit beeinflusst dieser Term wesentlich die Wärmebilanz um die Thermoperle, was zu hohen Abweichungen zwischen gemessener und tatsächlicher Gastemperatur führen kann. Untersuchungen an Freistrahlfammen haben gezeigt, dass dort Strahlungsverluste gegenüber der Umgebung auftreten, die die Thermoelementtemperaturen bis zu 250 °C verfälschen können (Fischer, 1986). Eine Strahlungskorrektur ist deswegen von außerordentlicher Wichtigkeit und macht eine Verwendung der Temperaturwerte erst möglich.

Der letztere Punkt, welcher die Wärmeableitung durch die Thermoelementdrähte berücksichtigt, kann vernachlässigt werden, wenn Drähte und Perlen auf ausreichend langer Strecke der gleichen Temperatur ausgesetzt sind. Das 1. Fourier'sche Gesetz (eindimensional):

$$\dot{Q} = -\lambda A \frac{dT}{dx} \quad (\text{A.3.5})$$

belegt diesen Umstand. Die Temperaturdifferenz dT geht auf einem Streckenabschnitt dx dabei gegen null. Rechnungen haben im Fall eines Thermodrahtes mit Dicke $d=0.5\text{mm}$ eine erforderliche Mindestdrahtlänge bei hoher Temperatur von $l=20\text{mm}$ ergeben (Fischer, 1986). Da die verwendeten Drähte wesentlich dünner sind $d=0.1\text{mm}$, sind die Wärmeleitungsverluste in Thermodrähten zu vernachlässigen:

$$\dot{Q}_{Leit} \approx 0 \quad (\text{A.3.6})$$

Unter Heranziehung aller in der obigen Diskussion angesprochenen Wärmeströme wird für stationären Zustand die folgende Bilanzgleichung hergeleitet:

$$\alpha_{Kon}(T_G - T_{Th}) = \varepsilon_{Th} c_S (T_{Th}^4 - T_W^4) \quad (\text{A.3.7})$$

Die im folgenden aufgeführte Strahlungskorrektur setzt die Kenntnis der Eckfrequenz f_E des Thermoelements an dem betreffenden Messort voraus.

Die Gl. A.3.7 lässt sich anders:

$$T_G = T_{Th} + \frac{\alpha_{Str}}{\alpha_{Kon}} (T_{Th} - T_{Um}) \quad (\text{A.3.8})$$

formulieren. Der Wärmeübergangskoeffizient der Strahlung α_{Str} lässt sich nach folgender Gleichung berechnen (Kohler, 1988):

$$\alpha_{Str} = \frac{\varepsilon c_S}{100} \left\{ \left(\frac{T_{Th}}{100} \right)^2 + \left(\frac{T_{Um}}{100} \right)^2 \right\} \left\{ \frac{T_{Th}}{100} + \frac{T_{Um}}{100} \right\} \quad (\text{A.3.9})$$

Hierbei muss berücksichtigt werden, dass die Emissionszahl (ε) im höheren Temperaturbereich eine Funktion der Temperatur ist. Nach Sato beträgt die Emissionszahl für Platin $\varepsilon = 9.6 \cdot 10^{-5} \cdot T_{Th} + 0.056$ (Stefan-Boltzmann Konstante $c_S = 5.67032 \cdot 10^{-8} \text{W/m}^2\text{K}^4$) (Sato, 1975). Aus den von Touloukian zur Verfügung stehenden Messwerten für Platin, wird die nachfolgende Funktion ermittelt, die im Temperaturbereich von 1000 – 2000 K gültig ist (Touloukian, 1979):

$$\varepsilon = 11 \cdot 10^{-5} T + 17 \cdot 10^{-3} \quad (\text{A.3.10})$$

Bei der Bestimmung des konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten α_{kon} geht man von der Differentialgleichung aus, die das dynamische Verhalten des Thermoelements beschreibt:

$$\alpha_{Kon} = \frac{\pi \rho d c f_E}{2} \quad (\text{A.3.11})$$

Werden in Gl. A.3.11 die zutreffenden Stoffwerte des Thermoelementmaterials für die Dichte und die spezifische Wärmekapazität c eingesetzt, dann ergibt sich zusammen mit dem Thermoelementdurchmesser d für α_{Kon} folgender Ausdruck:

$$\alpha_{Kon} = 226,4 f_E \left(\frac{W}{m^2 K} \right) \quad (\text{A.3.12})$$

Die obigen Gleichungen liefern eine Beziehung, die zur Korrektur der gemessenen Temperatur dient:

$$T_G = \frac{\{AT_{Th} + B\} \left\{ \left\{ \frac{T_{Th}}{100} \right\}^4 - \left\{ \frac{T_{Um}}{100} \right\}^4 \right\}}{f_E} \quad (\text{A.3.13})$$

$$A = 2,77 \cdot 10^{-8} \quad B = 4,28 \cdot 10^{-4}$$

A4. Vorgehensweise zur Bestimmung der Autokorrelationsfunktion (AKF) und des Energiedichtespektrums (EDS) aus (LDA) Messungen

Bei der Abschätzung der Autokorrelationsfunktion (AKF) und der Energiedichtespektrums (EDS) aus LDA-Messungen wird nach einem von Benedict et al. (Benedict, 2000) vorgeschlagenen Schema vorgegangen. Hierbei werden die LDA Daten zunächst einer vorbereitenden Filterung unterzogen, um die mittlere Geschwindigkeit und grossskalige Geschwindigkeitsschwankungen aus den Messdaten zu entfernen. Hierzu wird zunächst eine lokale mittlere Geschwindigkeit über $2M+1$ Messpunkte unter Berücksichtigung der „Transit-Time“ Wichtung zur Reduzierung des Geschwindigkeits-Bias ermittelt:

$$\mu_i = \frac{\sum_{j=i-M}^{i+M} u_j \omega_j}{\sum_{j=i-M}^{i+M} \omega_j} \quad \text{mit } \omega_j = \tau_j \quad (\text{A.4.1})$$

und $M \approx K(1 + \dot{n} \Delta \tau)$

Hierin sind die τ_i die „Transit times“ durch das LDA-Messvolumen und M die von der Datenrate, dem Zeitschritt und der Anzahl der Intervalle abhängige Größe des Bereichs der Mittlung. Die gefilterte Geschwindigkeit ergibt sich dann zu:

$$u'_i = u_i - \mu_i \quad (\text{A.4.2})$$

Danach wird das Messdatenfeld in Blöcke aufgeteilt. Diese Aufteilung ist bei Verwendung der beiden hier betrachteten Methoden nicht zwingend nötig, wird jedoch durchgeführt, um einerseits die maximale Zeit der AKF und die Frequenzauflösung des EDS über die Blockdauer T_B kontrollieren zu können und andererseits, um eine statistische Auswertung der AKF und EDS

über die Bestimmung derer Varianzen zu ermöglichen. Zur Reduzierung von Kanteneffekten muss $TB \geq 2\kappa\Delta\tau$ gewählt werden.

Für jeden Block wird dann die Autokorrelationsfunktion (AKF) bestimmt, aus der durch Integration das integrale turbulente Längenmaß ermittelt wird. Bei der Verwendung des Slotverfahrens wird die maximale Zeitdauer der AKF in K Intervalle der Dauer $\Delta\tau$ aufgeteilt. Zur Abschätzung des Wertes der Autokorrelationsfunktion für ein bestimmtes Intervall werden die Geschwindigkeitsprodukte aller Messdatenpaare, deren Zeitdifferenz in dieses Intervall fällt, addiert und durch die Summe der Produkte im Intervall geteilt. Selbstprodukte werden dabei zur Reduzierung des Einflusses des Signalrauschens auf die Auswertung unterdrückt. Die Varianz der mit diesem Verfahren abgeschätzten AKF ist sehr hoch. Eine deutliche Reduzierung der Varianz kann durch lokale Normierung nach Trummers et al. (Trummers, 1996) erreicht werden. Hierbei wird in jedem Intervall mit einer lokalen Varianz der Geschwindigkeiten normiert. Dies führt insbesondere für kurze Zeiten und große Werte der AKF zu einer deutlichen Reduzierung der Varianz der AKF.

$$\hat{R}_k = \frac{\hat{\sigma}_u^2 \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N u_i u_j \omega_i \omega_j b_k(t_j - t_i)}{\sqrt{\left(\sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N u_i^2 \omega_i \omega_j b_k(t_j - t_i) \right) \left(\sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N u_j^2 \omega_i \omega_j b_k(t_j - t_i) \right)}} \quad (\text{A.4.3})$$

mit der Abschätzung für die Varianz der Geschwindigkeit:

$$\hat{\sigma}_u^2 = \frac{\sum_{i=1}^N u_i^2 \omega_i}{\sum_{i=1}^N \omega_i} \quad (\text{A.4.4})$$

und dem Wichtungschema der „Fuzzy-Slotting“ Technik:

$$b_k(t_j - t_i) = \begin{cases} 1 - |(t_j - t_i) / \Delta\tau - k| & \text{für } |(t_j - t_i) / \Delta\tau - k| < 1 \\ 0 & \text{für alle anderen Fälle} \end{cases} \quad (\text{A.4.5})$$

Bei Verwendung der „Fuzzy-Slotting“ Technik nach Nobach et al. (Nobach, Efficient estimation of power spectral density from laser Doppler anemometer data, 1998) wird die starre Zuordnung der Geschwindigkeitsprodukte in die einzelnen Intervalle aufgehoben. Jedes Geschwindigkeitsprodukt kann nun zu zwei Intervallen gleichzeitig, gewichtet mit dem zeitlichen Abstand der Zeitdifferenz der Messungen zur Mitte des Intervalls, beitragen.

Bei Verwendung der Rekonstruktionstechniken wird das Geschwindigkeitssignal in konstanten Zeitabständen $\Delta\tau$ rekonstruiert. Bei der „Sample and Hold“ Methode wird der zum jeweiligen Zeitpunkt $k\Delta\tau$ aktuelle Wert der Geschwindigkeit über das gesamte Zeitintervall als konstant angenommen:

$$u(k\Delta\tau) = u(t_i) \quad \text{für } t_i \leq k\Delta\tau < t_{i+1} \quad (\text{A.4.6})$$

Somit entsteht ein Stufensignal, das nicht alle Informationen des ursprünglichen Signals enthält. Nach Adrian et.al (Adrian, 1987) kann dies durch eine „Step-Noise“, die umgekehrt proportional zum Produkt aus dem Quadrat des Taylor-Zeitmaßes und der dritten Potenz der Datenrate ist und die sich bei der Abschätzung des EDS additiv zur tatsächlichen EDS verhält, wiedergeben werden. Durch die Anwendung eines FIR-Filters auf die aus dem rekonstruierten Geschwindigkeitssignal gewonnene AKF wird bei der Methode des „Refined Sample and Hold“ nach Nobach et al. (Nobach, Efficient estimation of power spectral density from laser Doppler anemometer data, 1998) die Tiefpassfilterung des Signals durch die Rekonstruktion unterdrückt und die tatsächliche AKF bestimmt:

$$\hat{R}_{m,k} = \begin{cases} \hat{R}'_{r,0} & \text{für } k = 0 \\ (2c + 1)\hat{R}'_{r,k} - c(\hat{R}'_{r,k-1} + \hat{R}'_{r,k+1}) & \text{für } k = 1, \dots, K - 2 \end{cases} \quad (\text{A.4.7})$$

mit dem nur von der Datenrate abhängigen Filterparameter c :

$$c = \frac{\exp(-\dot{n})}{(1 - \exp(-\dot{n}))^2} \quad (\text{A.4.8})$$

und der Anzahl der betrachteten Intervalle K .

Unabhängig von der gewählten Methode zur Bestimmung der AKF ist der Wert R_0 durch Signalausrauschen und die Prozessortzeit fehlerbehaftet. Um für diesen Wert eine bessere Abschätzung zu gewinnen, wird die AKF mittels der einfachen Funktion

$$\hat{R}_k = a \exp(-b k^c); \hat{R}_0 = a \quad (\text{A.4.9})$$

deren Parameter mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate bestimmt werden, modelliert. Da in der AKF auch periodische Anteile enthalten sein können, die durch die Funktion A.4.9 nicht wiedergegeben werden, ist eine Wichtung, zum Beispiel mit $1/k$, nötig.

Aus der so erhaltenen AKF wird nun mittels einer Kosinustransformation für jeden Block ein einseitiges Energiedichtespektrum bestimmt:

$$\hat{S}_j = \hat{S}(f_j) = \hat{S}\left(\frac{j}{2K\Delta\tau}\right) = 2\Delta\tau \left(\hat{R}_0 + 2 \sum_{k=1}^{K-1} \hat{R}_k \cos(\pi f_j k \Delta\tau) + (-1)^j \hat{R}_K \right) \quad (\text{A.4.10})$$

Hierbei ist $\Delta\tau$ der gewählte Zeitschritt und K die Anzahl der Intervalle.

Jeder Block des LDA Messdatenfeldes liefert unabhängige Abschätzungen für die AKF und das EDS. Für N_B Blocks können die Mittelwerte und die Varianz der AKF und des EDS für jedes Intervall bestimmt werden:

$$\langle \bar{R} \rangle = \frac{1}{N_B} \sum_{i=1}^{N_B} \hat{R}^{(i)} \quad \text{bzw.} \quad \langle \bar{S} \rangle = \frac{1}{N_B} \sum_{i=1}^{N_B} \hat{S}^{(i)} \quad \text{(A.4.11)}$$

$$\hat{\sigma}_R^2 = \frac{1}{N_B - 1} \sum_{i=1}^{N_B} \left(\hat{R}^{(i)} - \langle \bar{R} \rangle \right)^2 \quad \text{bzw.} \quad \text{(A.4.12)}$$

$$\hat{\sigma}_S^2 = \frac{1}{N_B - 1} \sum_{i=1}^{N_B} \left(\hat{S}^{(i)} - \langle \bar{S} \rangle \right)^2$$

Die Varianz der gemittelten AKF und des EDS ergibt sich zu:

$$\hat{\sigma}_R^2 = \frac{1}{N_B} \hat{\sigma}_R^2 \quad \text{bzw.} \quad \hat{\sigma}_S^2 = \frac{1}{N_B} \hat{\sigma}_S^2 \quad \text{(A.4.13)}$$

Literaturverzeichnis

- (2005). *KOM 2005/446: Thematische Strategie zur Luftreinhaltung*. Europäische Kommission.
- Adrian, R. e. (1987). Power spectra of fluid velocities measured by laser Doppler velocimetry. *Exp.Fluids, Vol. 5*, 17-28.
- Annushkin, Y. e. (1978). Stability of submerged diffusion flames in subsonic and underexpanded supersonic gas-fuel streams. *Fizika Goreniya, Vzryva, No.5*, 53-63.
- Baulch, D. e. (2004). Compilation of rate data for combustion modelling Supplement. *I.J.Phys Chem Ref Data* .
- Benedict, L. e. (2000). Estimation of turbulent velocity spectra from laser Doppler data. *Meas.Sci.Technol., Vol. 11*, 1089-1104.
- Borghì, R. (1984). *On the Structure of Turbulent Premixed Flames*. Pergamon Press.
- Bradley, D. (1992). How fast can we burn? *24th Combustion (International) Symposium*, (S. 247–262).
- Braun, H. &. (1998). *Analysentechnik, Advance Optima, Modulares Prozessanalytensystem*. Betriebsanleitung, 42/24-10-3 DE.
- Büchner, H. (1992). *Experimentelle und theoretische Untersuchungen der Entstehungsmechanismen selbsterregter Druckschwingungen in technischen Vormisch Verbrennungssystemen*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH).
- Correa, S. (1992). A review of NO_x Formation under gas-turbine combustion conditions. *Comb. Scie Technol. 87*.
- Dantec. (2003). *BSA Flow Software V. 2.1*.
- Domingo. (1996). Triple flames and partially premixed combustion in autoignition of non-premixed turbulent mixtures. *26th Combustion (International) Symposium*, (S. 233-240).
- Donnerhack, S. e. (1984). Stabilization heights in lifted methane-air jet diffusion flames diluted with nitrogen. *Combust.Sci. and Tech. Vol. 41*, 101-108.
- Donnerhacke, R. (1994). *Thermoelementverstärker 50 - 100 µm. Bedienungsanleitung*. Universität Karlsruhe.
- Eberius, H. e. (2001). *Computational Fluid Dynamics for Combustion (CFD4C), Report on kerosene validation data*. DLR Köln.
- Eickhoff, H. e. (1984). Experimental investigation on the stabilization mechanism of jet diffusion flames. *20th Combustion (International) Symposium*, (S. 311-318).
- Faler, J. H. (1977). Disrupted states of vortex flow and vortex breakdown. „ *The Physics of Fluids*, Vol. 20, 1385-1400.
- Fick, W. (1968). *PhD Thesis*. Cardiff University.

- Fick, W. e. (1997). Visualisation of the precessing vortex core in an unconfined swirling flow. *Optical Diagnostics in Engineering, Vol. 2*, 19-31.
- Fischer, S. (1986). *Zur Messung hoher Temperaturen in strömenden Gasen mit Thermoelementen*. Die Technik 23, Heft 1.
- Flemming, F. (2007). On the Simulation of Noise Emissions by Turbulent Non-Premixed Flames. *Fortschritt-Berichte – Energietechnik, Nr. 1124, VDI*.
- Fokaides, P. e. (2007). Lean blowout dynamics of a lifted stabilized, non-premixed swirl flame. *Proceedings European Combustion Meeting*.
- Fokaides, P. e. (2008). Experimental Investigation of the Stabilization Mechanism and Emissions of a Lifted Swirl Non-Premixed Flame. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power (ASME)*, Vol. 129.
- Froud, D. e. (1995). Phase averaging of the precessing vortex core in a swirl burner under piloted and premixed combustion conditions. *Combustion and Flame*, 407–412.
- Gjelstrup, P. e. (2000). Experimental verification of novel spectral analysis algorithms for Laser Doppler Anemometry data. *10th Int. Symposium on apply of laser techniques to fluid mechanics*. Lisbon, Portugal, .
- Gupta, A. (1984). *Swirl Flows*. Abacus Press.
- Hermann, J. (1997). *Anregungsmechanismen und aktive Dämpfung (AIC) selbsterregter Verbrennungsschwingungen in Flüssigkraftstoffsystemen*. VDI, Fortschritt-Berichte – Energietechnik, Nr. 364.
- Hinze, J. (1975). *Turbulence*. McGraw-Hill, New York.
- Hoffmann, S. (1994). *Untersuchungen der Stabilisierungsverhaltens und der Stabilitätsgrenzen von Drallflammen mit innerer Rückströmzone*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH).
- Holzäpfel, F. (1996). *Zur Turbulenzstruktur freier und eingeschlossener Drehströmungen*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH).
- Jochmann, P. (2007). *Möglichkeiten und Grenzen von URANS Verfahren zur numerischen Beschreibung instationärer, brennkammertypischer Wirbelströmungen*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH) .
- Johnson, M. e. (2004). A comparison of the flowfields and emissions of high-swirl injectors and low-swirl injectors for lean premixed gas turbines. *30th Combustion (International) Symposium*, (S. 809-817).
- Kalghatgi, G. T. (1984). Lift-off heights and visible lengths of vertical turbulent jet diffusion flames in still air. *Combust.Sci. and Tech., Vol. 41*, 17-29.
- Kern, M. e. (2007). Experimentelle Untersuchung und Numerische Simulation von drall-induzierten selbsterregten Instabilitäten am Brennermund eines Airblast-Zerstäubers. *VDI Berichte, vol. 1988, VDI-GET*.
- Knapp, K. (1994). *Untersuchungen zur Reduzierung der NOx-Emission von Gasturbinenbrennkammern durch zweistufige Verbrennungsführung*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH).

- Kohler, W. (1988). *Turbulenz und Turbulentstruktur in freien und eingeschlossenen Flammen*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH).
- Kolar, J. (1990). *Luftstoffoxide und Luftreinhaltung, Grundlagen, Emissionen, Transmission, Immissionen, Wirkungen*. Berlin: Springer.
- Kolb, T. e. (1988). Reduction of NO_x emission in turbulent combustion by fuel-staging/effects of mixing and stoichiometry in the reduction Zone. *22nd Combustion (International) Symposium* (S. 1193-1201). The Combustion Institute.
- Kolmogoroff, A. (1941). *The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds Numbers*. Comptes Rendus (Doklady) de l'Academie de Sciences de l'URSS, (4) :301 305.
- Kunugi, M. e. (1959). Measurements of Fluctuating Flame Temperature. *7th Combustion (International) Symposium*, (S. 942-949).
- Kunze, K. (2004). *Untersuchung der thermoakustischen Flammenübertragungsverhaltens in einer Ringbrennkammer*. Dissertation, Technischen Universität München.
- Kuttruff, H. (2004). *Akustik*. S. Hirzel.
- Lefebvre, A. (1989). *Atomisation and Sprays*. Hemisphere Publishing Corporation.
- Lehmann, B. e. (1998). Turbulence behaviour of swirled dual-stream nozzle flows without and with combustion. *11 DGLR STAB Fachsymposium*.
- Lenz, W. (1980). *Die dynamischen Eigenschaften von Flammen und ihr Einfluss auf die Entstehung selbsterregter Brennkammerschwingungen*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH).
- Leuckel, W. (1967). *Swirl Intensities, Swirl Types and Energy Loss of Different Swirl Generating Devices*. IFRF-Doc. G 02/a/16.
- Lohrmann, M. (2006). *Die Bedeutung flammeninterner Verzugszeiten für die Entstehung selbsterregter Verbrennungsinstabilitäten*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH).
- Maas, U. (2005). *Technische Verbrennungs I&II*. Skriptum zur Vorlesung, Universität Karlsruhe.
- Markides, C. e. (2006). *A experimental study of autoignition in turbulent flows*. Abgerufen am December 2006 von University of Cambridge:
<http://www2.eng.cam.ac.uk/~cnm24/>
- Mayingner, F. e. (1991). *Optische Messverfahren der Wärme- und Stoffübertragung*. Springer.
- Mayo, W. (1974). A discussion of limitations and extensions of power spectrum estimation with burst counter LDV systems. *2nd Int. Workshop on Laser Velocimetry* (S. 90–104). Purdue University.
- Merkle, K. (2006). *Einfluss gleich- und gegensinniger Drehrichtung des Verbrennungsluftströme auf die Stabilisierung turbulenter Doppeldrall-Diffusionsflammen*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH).
- Meyers, J. (1991). *Generation of Particles and Seeding, Lecture Series 1991-08, von Karman Institute for Fluid Dynamics*. NASA - Langley Research Center.

- Miake-Lye, R. e. (1988). Lifted turbulent jet flames: A stability criterion based on the jet large-scale structure. *22nd Combustion (International) Symposium*, (S. 817-824).
- Miller, J. e. (1989). Mechanism and Modelling of Nitrogen Chemistry in Combustion. *Progr. Energy Comb. Sci.* 15, 287-338.
- Müller, G. a. (1994). *Taschenbuch der Technischen Akustik*. Springer.
- Nakamura, Y. e. (1987). Several approaches to the study of vortex breakdown. *Second International Colloquium on Vortical Flows* (S. 115-130). BBC SFB 25,.
- Nobach, H. e. (1998). Correlation estimator for two-channel, non-coincidence laser-doppler anemometer. *9th Int.Symp. on Applications of Laser Technology to Fluid Mechanics*, (S. Paper 32.1). Lisbon.
- Nobach, H. e. (1998). Efficient estimation of power spectral density from laser Doppler anemometer data. *Exp.Fluids, Vol. 24*, 499-509.
- Oseen, C. (1927). *Hydrodynamik*. Leipzig.
- Peters, N. e. (1983). Lift-off characteristics of turbulent Jet diffusion flames, . *AIAA Vol.21, No.3*, 423-429.
- Prade, B. (1994). *Dokumentation und Bedienungsanleitung um Temperaturmessprogramm Komptemp*. Universität Karlsruhe.
- Ruck, B. (1987). *Laser-Doppler-Anemometrie*. AT-Fachverlag.
- Sato, A. e. (1975). A Correctional Calculation Method for Thermocouple Measurement of Temperature in Flames. *Combustion and Flame* 24, 34-41.
- Schildmacher, K. (2005). *Experimentelle Charakterisierung der Instabilitäten vorge-mischter Flammen in Gasturbinen-Brennkammern*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH).
- Schittel, P. (2001). *Untersuchungen zum Stabilisierungsmechanismus von eingeschlossenen turbulenten Flammen mit innerer Rückströmzone*. Universität Karlsruhe (TH).
- Sequera, D. e. (2007). Effect of fuel composition on emissions from a low-swirl burner. *ASME Turbo Expo 2007*, (S. GT2007-28044).
- Soo, S. (1967). *Fluid Dynamics of Multiphase Systems*. Blaisdell Publishing Co.
- Syred, N. e. (2006). A review of oscillation mechanisms and the role of the precessing vortex core (PVC) in swirl combustion systems. *Progress in Energy and Combustion Science* 32, 93-161.
- Tchen, C. (1947). *Mean Value and Correlation Problems Connected with the Motion of Small Particles Suspended in a Turbulent Fluid*. Ph. D. Thesis, Delft.
- Thring, M. e. (1953). Combustion length of enclosed turbulent jet flames. *4th Combustion Symposium (International)*, (S. 789-796).
- Touloukian, Y. e. (1979). *Thermophysical Properties of Matter. IFI/Plenum New York-Washington, Vol. 7*.
- Trummers, M. e. (1996). Spectral estimation using a variable window and the slotting technique with local normalization. *Meas.Sci.Technol., Vol. 7*, 1541-1546.

- Turns, S. (2000). *An introduction to combustion*. Mc-Graw Hill.
- Vanquickenborne, L. e. (1966). The stabilization mechanism of lifted diffusion flames. *Combust. Flame* 10,, 59-69.
- Voos, H. (1985). *Rauchgasreinigung – Angewandte Verfahren und Entwicklungen*. Techn. Mitteilungen 78, H.10, .
- Wegner, B. e. (2003). Evaluation of URANS performance in predicting an unconfined swirling flow with precessing vortex core based on LES and experiments . *TSFP3*, 1, (S. 51-57).
- Wuenning, J. (1996). „*Flammlose Oxidation“ von Brennstoff*, Dissertation. Aachen: RWTH Aachen.
- Zabetakis, M. (1965). *Flammability characteristics of combustible gases and vapors*. Buletin 627, Bureau of Mines, US Department of the Interior.
- Zarzalıs, N. (2006). *Angewandte Verbrennungstechnik, Vorlesungsskriptum*. Universität Karlsruhe.
- Zarzalıs, N. e. (1994). *Proceedings of RTO Meeting*.
- Zarzalıs, N., Merkel, K., & Fokaidıs, P. (2005). *Patentnr. EP 1 722 164 A1*. EU.

Lebenslauf

Name	Paris A. Fokaides
Geburtsdatum	28.06.1977
Geburtsort	Nikosia, Zypern
Familienstand	Verheiratet, zwei Kinder

Schulbildung

1983-1989	Elementarschule, Dasoupolis, Nikosia
1989-1992	Gymnasium, Akropolis, Nikosia
1992-1995	Lyzeum, Akropolis, Nikosia

Wehrdienst

07/95 – 09/97	Grundwehrdienst
---------------	-----------------

Studium

10/97 – 07/02	Studium des Allgemeinen Maschinenbaus an der Aristotle Universität Thessaloniki, Griechenland
07/02	Diplom, Maschinenbau
11/02 – 07/07	Doktorarbeit am Engler Bunte Institute an der Universität Karlsruhe
02/09	Promotion zum Dr.-Ing. an der Universität Karlsruhe

Berufliche Tätigkeit

11/02 – 06/07	Wissenschaftlicher Angestellter am Engler-Bunte-Institut, Bereich Verbrennungstechnik, Universität Karlsruhe (TH)
10/07 – 05/08	Wissenschaftlicher Angestellter an der Fakultät für Maschinenbau, Universität Frederick, Zypern
06/08 – 05/12	Wissenschaftlicher Angestellter an der Fakultät für Bau- und Umweltingenieur, Universität Zypern
seit 06/12	Gastdozent an der Fakultät für Bauingenieur, Universität Frederick, Zypern

Abgehobene Drallflammen stellen eine maßgebliche Anwendung der teilvorgemischten Verbrennung dar und können entscheidend zum Abbau von Stickoxidemissionen beitragen. Viele Eigenschaften abgehobener Drallflammen wurden trotz deren Bedeutung noch nicht ausreichend untersucht und können bis heute nicht zufriedenstellend erklärt werden. Gegenstand der vorliegenden Arbeit war, das Stabilitätsverhalten von abgehobenen Drallflammen durch detaillierte Messungen des Strömungs- und Mischungsfeldes zu untersuchen. Auf der Grundlage der zuvor dargestellten Messungen wurde ein Stabilisierungsmechanismus abgeleitet, mit dessen Hilfe die erzielten Ergebnisse interpretiert wurden. Des Weiteren dienten die im Rahmen dieser Arbeit erzielten Messergebnisse dem besseren Verständnis der besonderen Eigenschaften drallinduzierter selbsterregter Instabilitäten und stellen eine detaillierte Datenbasis zur zukünftigen Validierung bzw. Entwicklung von numerischen Modellen bereit.

ISBN 978-3-86644-472-0



9 783866 444720 >