

**Untersuchung der Flammenstabilität von geometrisch
ähnlichen Brennern für zukünftige magere
Triebwerksbrennkammerkonzepte**

zur Erlangung des akademischen Grades eines
DOKTORS DER INGENIEURWISSENSCHAFTEN (Dr.-Ing.)

der Fakultät für Chemieingenieurwesen und Verfahrenstechnik des
Karlsruher Instituts für Technologie (KIT)

genehmigte
DISSERTATION

von
Dipl.-Ing. Svetoslav Marinov
aus Sofia

Referent: Prof. Dr.-Ing. Nikolaos Zarzalis

Korreferent: Prof. Dr.-Ing. Thomas Kolb

Tag der mündlichen Prüfung: 17.05.2013

Meiner Familie gewidmet

Vorwort

Die vorliegende Arbeit ist am Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Engler-Bunte-Institut, Bereich Verbrennungstechnik entstanden und wurde im Rahmen des europäischen Forschungsprojekts NEWAC gefördert.

Mein Dank gilt an erster Stelle Herrn Prof. Dr.-Ing. Nikolaos Zarzalis für das Gelernte, für die interessante Aufgabenstellung, für das entgegengebrachte Vertrauen und die wohlwollende Unterstützung bei der Durchführung dieser Arbeit.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Thomas Kolb danke ich besonders für die Übernahme des Korreferats und für sein Interesse an meiner Arbeit.

Ich möchte mich bei allen Mitgliedern des Instituts bedanken, denen die freundliche und kreative Atmosphäre zu verdanken ist. Insbesondere möchte ich die Unterstützung von Plamen Kasabov, Matthias Kern, Ilian Dinkov, Georg Donnert, Neda Djordjevic, Michael Odinius, Tobias Jakobs und Peter Habisreuther hervorheben und mich dafür bedanken. Ganz besonderer Dank gilt Jordan Denev.

Einen wesentlichen Beitrag zum Gelingen dieser experimentellen Arbeit haben die technischen Angestellten Helmut Pabel, Meinrad Berg, Reiner Donnerhacke, Stefan Herbel, Hans-Dietrich Klette, sowie die Mitarbeiter der Zentralwerkstatt am Engler-Bunte-Institut geleistet. Ich bin diesen Leuten sehr verpflichtet.

Speziell möchte ich mich bei Walter Pfeffinger für die Unterstützung in puncto Datenverarbeitung und Messtechnik bedanken.

Meinen Studien-, Diplomarbeitern und Hilfwissenschaftlern möchte ich für die Zusammenarbeit, insbesondere bei der Durchführung der Experimente, danken.

Schließlich gilt der weitaus größte Dank meiner Familie, die mich bei der Erstellung dieser Arbeit mit viel Geduld und Verständnis unterstützt hat.

Karlsruhe, im Juni 2013

Svetoslav Marinov

INHALTSVERZEICHNIS

NOMENKLATUR	3
ABSTRACT	7
1. EINLEITUNG	8
2. THEORETISCHE GRUNDLAGEN.....	10
2.1. Zur Verbrennung mit flüssigem Kerosin.....	10
2.1.1. Zerstäubung des flüssigen Brennstoffs	12
2.1.2. Verdampfung des flüssigen Brennstoffs	18
2.2. Turbulenztheorie	19
2.3. Charakterisierung der Vormischflammen	26
2.3.1. Interaktion von Turbulenz und Reaktion	33
2.4. Flammenstabilität von Vormischflammen	36
2.5. Flammenstabilität durch innere Rückströmung.....	37
2.5.1. Phänomenologie der verdrallten Strömung.....	38
2.5.2. Betrachtungen zur Flammenstabilisierung.....	46
2.6. Flammenstabilität durch äußere Rückströmung.....	49
2.7. Ähnlichkeitsbetrachtung von Brennerkonfigurationen	53
3. UNTERSUCHUNGSMETHODIK UND MESSTECHNIK	58
3.1. Untersuchungsmethodik	59
3.2. Messtechnik.....	64
3.2.1. Drallmessung	64
3.2.2. Geschwindigkeitsmessung	65
3.2.3. Tropfengrößenverteilung im Kerosinspray	70
3.2.4. High Speed Imaging.....	72
3.2.5. Gaskonzentrationsmessung	73
3.2.6. Temperaturmessung	74
3.3. Qualität der Messdaten	75
4. ERGEBNISSE UND DISKUSSION	77
4.1. Kerosinbefeuerte Konfiguration, Prototyp.....	78
4.1.1. Phänomenologie der untersuchten Betriebspunkte	78
4.1.2. Betrachtung der mittleren Strömungsfelder	79
4.1.3. Betrachtung der turbulenten Schwankungsbewegungen.....	88
4.1.4. Charakterisierung der Reaktionsfelder.....	92
4.1.5. Charakterisierung der flüssigen Phase	96
4.2. Gasbefeuerte Konfiguration	101
4.2.1. Bestimmung des Referenzbetriebspunktes	102
4.2.2. Betrachtung des Strömungsfeldes	103

4.2.3.	Charakterisierung des Reaktionsfeldes	108
4.2.4.	Ähnlichkeit der Flammenstabilität durch Brennstoffvariation	112
4.3.	Kerosinbefeuerte Konfiguration, skaliertes Brenner	114
4.3.1.	Globale Betrachtung und Skalierungseffekte	115
4.3.2.	Betrachtung des Strömungsfeldes und des Temperaturfeldes	118
4.3.3.	Charakterisierung der flüssigen Phase	124
4.3.4.	Flammenstabilität bei der Brennerskalierung.....	129
5.	ZUSAMMENFASSUNG	133
6.	ABBILDUNGSVERZEICHNIS	138
7.	LITERATURVERZEICHNIS	140

Nomenklatur

Symbol	Einheit	Bedeutung
\bar{x}		Mittelung einer Größe
Δf	[MHz]	Dopplerfrequenz
A	[m ²]	Fläche
a	[m ² /s]	Temperaturleitzahl
ALR		Luft-Flüssigkeitsverhältnis
B, H	[m]	Breite, Höhe
C	[-]	Reaktionsfortschritt
C	[1/m]	Reduzierter Drall
c	[m/s]	Lichtgeschwindigkeit
c_p	[kJ/(kW·K)]	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
c_v	[-]	Durchflussbeiwert
cw	[-]	Continuous wave, Dauerstrichmode des Laserlichts
d_{BK}	[mm]	Durchmesser der Brennkammer
D	[m ² /s]	Diffusionskonstante
\dot{D}	[kg·m ² /s ²]	Tangentialer Impulsstrom
D_0	[m]	Austrittsdurchmesser des Brenners
Da	[-]	Dammköhler-Zahl
\vec{e}		Einheitsvektor
f	[Hz]	Frequenz
f	[mm]	Brennweite
f	[-]	Relativer Fehler
F	[N]	Kraft
G, B, V		Rohgeschwindigkeiten bei LDA, entsprechend den Farben grün, blau, violett
H_u	[MJ/kg]	Unterer Heizwert
HSI		High Speed Imaging
IRZ		Innere Rezirkulationszone
\dot{I}	[kg·m/s ²]	Axialer Impulsstrom
k	[m ² /s ²]	Massespezifische turbulente kinetische Energie
Ka	[-]	Karlovitz-Zahl
L	[m]	Längenmaß
l	[m]	Exzentrizität
\vec{l}	[-]	Richtungsvektor
l_{min}	[kg _{Luft} /kg _{Brennstoff}]	Mindestluftbedarf
La	[-]	Laplace-Zahl
LBO	[-]	Lean Blowout, magere Löschgrenze
LBV	[kg _{Luft} /kg _{Brennstoff}]	Luft-Brennstoffverhältnis
LDA	[-]	Laser-Doppler-Anemometrie
Le	[-]	Lewis-Zahl
MMD	[µm]	Median-Mean-Diameter
\dot{m}	[kg/s]	Massenstrom
\dot{m}''	[kg/(m ² s)]	Massenstromdichte
$\overline{\dot{m}'''_{Br}}$	[kg/(m ³ s)]	Mittlere Brennstoffabbaurate
n	[-]	Normalvektor, Brechungsindex, Anzahl

Oh	[-]	Ohnesorge-Zahl
ORZ		Äußere Rezirkulationszone
p	[Pa], [bar]	Druck
P	[m ² /s ³]	Massespezifische Leistung, Energieproduktion
PDA		Phasen Doppler Anemometrie
Pe	[-]	Peclet-Zahl
PIV		Particle Image Velocimetry
Pr	[-]	Prandtl-Zahl
PVC		Precessing Vortex Core
\dot{Q}	[kW]	Thermische Leistung
\dot{q}_i	[kW/m ³], [kW/(m ³ .Pa)], [kW/(m ² .Pa)]	Spezifische thermische Leistung, Beladung
R_{ind}	[kJ/(kgK)]	individuelle Gaskonstante
R_0	[m]	Austrittsradius des Brenners
Re	[-]	Reynolds-Zahl
RMS		Root-Mean-Square
S	[-]	Drallzahl
S, A	[cm/s]	Flammengeschwindigkeit
s	[-]	Standardabweichung
Sc	[-]	Schmidt-Zahl
SMD	[µm]	Sauter-Mean-Diameter
Sr	[-]	Strouhal-Zahl
T	[K]	Temperatur
t	[s]	Zeit
Tu	[-]	Turbulenzgrad
\vec{u}	[m/s]	Geschwindigkeitsvektor
$u(\bar{x})$	[-]	Standardunsicherheit des Mittelwerts der Messgröße
U_0	[m/s]	Volumetrische Geschwindigkeit am Brenneraustritt
U, V, W	[m/s]	mittlere Geschwindigkeiten, axial, radial, tangential
u, v, w	[m/s]	momentane Geschwindigkeiten, axial, radial, tangential
u', v', w'	[m/s]	Schwankungsgeschwindigkeiten axial, radial, tangential
UHC		unverbrannte Kohlenwasserstoffe
V	[m ³]	Volumen
\dot{V}	[m ³ /s]	Volumenstrom
We	[-]	Weber-Zahl
x, y, z		Kartesische Koordinaten
x'		Schwankung einer Größe
x, r, φ		Zylinderkoordinaten, x -axial, r -radial, φ -tangential
Y_i	[kg _i /kg _{Gemisch}]	Massenanteil

Griechische Symbole	Einheit	Bedeutung
α	[°]	Winkel der Kanäle der Drallerzeuger (angle of attack)
α	[-]	Verhältnis von H zu C Atomen in einem Kohlenwasserstoff
Γ	[m ² /s]	Zirkulation
δ	[m]	Flammenfrontdicke
δ_{ij}	[-]	Kronecker-Delta
δ	[-]	Deformationsmatrix
ε	[m ² /s ³]	Dissipationsrate
η	[-]	Ausbrand
η		Kolmogorovmaß, Bezug auf Wirbel kleinster Abmessung
Θ, φ	[°]	Winkelbezeichnungen
Θ	[-]	Thring-Newby Ähnlichkeitsparameter
κ	[-]	Isentropenexponent
λ	[-]	Luftzahl
λ	[nm]	Wellenlänge
λ	[kW/(K·m)]	Wärmeleitfähigkeit
μ	[kg/(s·m)]	Dynamische Viskosität
ν	[m ² /s]	Kinematische Viskosität
ρ	[kg/m ³]	Massendichte
σ	[N/m]	Oberflächenspannung
τ	[kg/(s ² ·m)]	Spannung
τ	[s]	Zeitmaß
Φ	[-]	Brennstoffzahl
x	[-]	Luftmassenstromaufteilung primär/gesamt
Ψ	[°]	Winkel
Ψ	[m ³ /s]	Stromfunktion
ω	[rad/s]	Kreisfrequenz
$\vec{\omega}$	[1/s]	Vektor der Wirbelstärke

Indexbezeichnungen	Bedeutung
<i>A</i>	flächenbezogen
<i>a, ∞</i>	Umgebung
<i>ad</i>	adiabat
<i>Ein</i>	Eintritt des Kontrollvolumens
<i>Aus</i>	Austritt des Kontrollvolumens
<i>bar</i>	druckbezogen
<i>0</i>	Bedingungen am Brenneraustritt, Initialbedingungen
\perp	senkrecht
<i>BK</i>	Brennkammer
<i>Br</i>	Brennstoff
<i>char</i>	charakteristisch
<i>D</i>	Doppler; Düse
<i>e</i>	Frequenzschiftung bei LDA
<i>eff</i>	effektiv
<i>fr</i>	Frontal (Flächenverhältnis)

<i>liq</i>	flüssig
<i>Fl</i>	Flamme
<i>g</i>	Gas, gasförmig
<i>geom</i>	geometrisch
<i>ges</i>	Gesamt
<i>i, j, k</i>	Laufindizes
<i>int</i>	integriert
<i>iso</i>	isotherm
<i>Kern</i>	Kernbereich eines Strahls
<i>krit</i>	kritisch bezüglich Umschlag der eingeschlossenen Strömung
<i>L</i>	Luft
<i>lam</i>	laminar
<i>lim</i>	Limitierend, bezeichnet Bedingungen bei LBO
<i>M</i>	Medium (Umgebung)
<i>Mix</i>	Mischung
<i>max</i>	maximal
<i>mess</i>	gemessen
<i>min</i>	minimal
<i>P</i>	Partikel
<i>pr</i>	primär
<i>Pre</i>	Vorwärmen; Bedingungen vor der Düse
<i>Reak</i>	Reaktion
<i>Res</i>	Verweilzeit
<i>RMS</i>	Schwankungsgeschwindigkeit
<i>rel</i>	relativ
<i>rez</i>	rezirkulierend
<i>S</i>	bezogen auf Brenngeschwindigkeit
<i>sat</i>	Sättigung
<i>sek</i>	sekundär
<i>stoch</i>	stöchiometrisch
<i>T</i>	Tropfen
<i>t</i>	turbulent
<i>th</i>	thermisch
<i>theo</i>	theoretisch
<i>U</i>	bezogen auf Anströmgeschwindigkeit
<i>Vap</i>	Verdampfung
<i>V</i>	volumenbezogen
<i>ZV</i>	Zündverzugszeit
<i>zünd</i>	Zündung

Abstract

One of the most promising methods for reducing NO_x emissions of jet engines is the lean combustion process. For realization of this concept the percentage of air flowing through the combustor dome has to be drastically increased, which implies high volume fluxes in the primary zone of the combustion chamber and represents a substantial challenge in regard to the flame stabilization. Swirl motion is applied to the air flux by the swirl generator and decisively contributes to the flame stabilization.

A prototype burner configuration, according to this concept, has been realized in real scale and the current work, focused on an atmospheric investigation of confined, non-premixed, swirl-stabilized flames in regard to the weak extinction limit, is based on it.

The work consists of three parts. In the first part the kerosene-fuelled prototype is investigated at almost realistic thermal conditions in the lean combustion range. Two-phase reacting flows are characterized by additional processes, i.e. atomization and evaporation of the liquid kerosene, compared to combustion with gaseous fuels, thus making the flame research in this case more complex. This motivates the comparison of a kerosene-fuelled flame to a methane-fuelled one, both realized by the identical burner configuration and at identical conditions, which is performed in the second part of the current investigation. The main idea thereby is to align the flame stability characteristics of both flames by means of non-dimensional parameters, based on the similarity of the flow and reacting fields.

The current concept is characterized by significantly increased air flow through the nozzle, which for the selected realistic thermal conditions and geometry is challenging for investigation in laboratory scale. Thus, an investigation of a geometrical down-scaled kerosene-fuelled model at identical conditions to these of the prototype, especially at identical pressure loss across the nozzle, is motivated and performed in the third part of the work. The comparison to the prototype, based on flow and reaction field similarity, should contribute to the understanding of the scaling laws of kerosene-fuelled burners regarding the flame stability.

1. Einleitung

Gasturbinen für Flugantriebe zeichnen sich durch hohe Anforderungen in Bezug auf Leistungsdichte, Emissionen und sicheren Betrieb aus. Aus wirtschaftlichen Gründen besteht einerseits die Bestrebung nach Erhöhung der Leistungsdichte, andererseits fordern die zunehmend verschärften gesetzlichen Bestimmungen eine Senkung der Emissionen, insbesondere der Stickoxide. Dies ist der Grund für die Entwicklung adäquater Konzepte für den Verbrennungsablauf in der Brennkammer einer Fluggasturbine, um nahstöchiometrische Verbrennung und die damit verbundenen hohen Temperaturen und NO_x -Emissionen zu vermeiden. Einige davon sind nach Lefebvre [1] und Huang et al. [2] katalytische Verbrennung, RQL (Rich-Burn Quick-Quench Lean-Burn) und LPP (Lean Premixed Prevaporized).

Die katalytische Verbrennung weist Mängel in Bezug auf die Zuverlässigkeit und Sicherheit auf, zudem ist sie auch mit erhöhten Kosten verbunden, somit hat sie bis heute keine Anwendung in Flugantrieben gefunden.

Beim zweiten Konzept, RQL, entsteht in der Primärzone der Brennkammer ein fettes Gemisch und der Brennstoff oxidiert dort nur zum Teil. Im weiteren Verlauf werden Verbrennungsluft und Kaltluft in die Brennkammer zugefügt, so dass der Brennstoff im mageren Bereich oxidiert und dadurch auch weitestgehend „hot spots“ vermieden werden können. Durch den Übergang fett-mager wird jedoch zwangsläufig der stöchiometrische Bereich durchlaufen, wo eine erhöhte Stickoxidbildung zu verzeichnen ist. Ein weiterer Nachteil dieses Konzepts besteht in der erhöhten Rußbildung, die prinzipiell durch die fette Verbrennung bedingt wird.

Nach dem LPP-Konzept kann eine Vormischstrecke für die Verbrennungsluft und den Brennstoff in der Brennkammer konstruktiv mit dem Ziel realisiert werden, ein möglichst homogenes Gemisch zu erzeugen. Durch die magere Verbrennung wird die Verbrennungstemperatur gesenkt und dadurch weitestgehend die Entstehung von thermischem NO_x nach Zeldovoch et al. [3] vermieden. Dabei besteht die größte Herausforderung für die Entwickler eines solchen Brenners in der Gewährleistung der Flammenstabilität. Eine Flamme ist nach Günther [4], Turns [5] dann über einen Bereich vorgegebener Parameter (Brennstoffmassenstrom, Vorwärmtemperatur) stabil, wenn eine begrenzte Schwankung dieser Parameter nicht zum Erlöschen der Flamme oder gar zum Flammenrückschlag führt. Letzterem ist bei diesem Konzept besondere Bedeutung beizumessen in Anbetracht der Tatsache, dass in der Vormischstrecke brennbares Gemisch existiert.

In den Brennkammern gegenwärtiger Triebwerke werden enorme Luftdurchsätze in der Größenordnung von einigen Kilogramm pro Sekunde realisiert. Dabei stellt die Gewährleistung einer kompakten eingeschlossenen Flamme bei gleichzeitig geforderten geringen MasseLeistungs-Verhältnis des Aggregats eine substantielle Herausforderung dar, die mit konstruktiven Mitteln realisiert wird. Ein solches Mittel ist die Drallflamme, worauf sich die vorliegende Untersuchung konzentriert.

Nach dem gegenwärtigen Stand der Technologieentwicklung erweist sich die Strategie der mageren Verbrennung als erfolgsversprechend hinsichtlich Reduzierung von Stickoxidemissionen. Basierend auf dieser Strategie, die magere Verbrennung in der Primärzone der Gasturbinenbrennkammer ohne Vormischstrecke vorsieht, wird ein neuartiges Einspritzsystem entwickelt, das Anwendung in einer realen Ringbrennkammer finden wird und Objekt der Untersuchungen im Labormaßstab hier ist. Dieses Konzept ist charakterisiert durch eine derart geänderte Luftstromaufteilung entlang der Brennkammer, dass ein im Vergleich zum

RQL-Konzept auf das Dreifache erhöhte Luftmassenstrom durch den Brenner in die Brennkammer eintritt. Infolge dessen resultiert eine magere Primärzone in der Brennkammer, wodurch im weiteren Verlauf der Verbrennung der stöchiometrische Bereich nicht durchlaufen und eine Erhöhung der NO_x -Produktion vermieden wird. Dies erfordert bei weitestgehend unverändertem Druckverlust eine Verdreifachung der Austrittsfläche des Brenners, woraus eine erhöhte Beladung der Primärzone der Brennkammer resultiert.

Die gegenwärtige Arbeit ist auf die Untersuchung des Flammenverhaltens in der Nähe der mageren Löschgrenze dieser Brennerkonfiguration fokussiert. Der erste Schwerpunkt besteht in der experimentellen Untersuchung der eingeschlossenen Kerosinflamme anhand der Konfiguration in realer Dimension bei weitestgehend realen thermodynamischen Bedingungen im mageren Betriebsbereich.

Die Verbrennung mit Kerosin und die Erforschung dieses Prozesses sind komplexer, verglichen mit der Methanverbrennung. Dies ist auf die Notwendigkeit zurückzuführen, dass bei dem Verbrennungsprozess mit Kerosin Zweiphasenströmungen untersucht werden müssen. Im Gesamtprozess werden zusätzlich die Zerstäubung und die Verdampfung des flüssigen Kraftstoffs als Subprozesse überlagert und müssen berücksichtigt werden. Die Erforschung dieser Unterschiede im Verbrennungsverlauf motiviert somit den zweiten Schwerpunkt der Arbeit, der den Vergleich der Flammeneigenschaften der Brennerkonfiguration bei ihrer Befeuern mit flüssigem Kerosin und mit gasförmigem Methan umfasst.

Die Größe der Hardware unter realistischen Bedingungen stellt Schwierigkeiten hinsichtlich ihrer Untersuchung im Labormaßstab dar, was den dritten Schwerpunkt dieser Arbeit begründet, nämlich die Skalierung der Hardware in kleinerem Maß. Dadurch wird eine geometrisch ähnliche Modellkonfiguration bei identischen Bedingungen experimentell untersucht und ihre Eigenschaften mit denen der Prototypenkonfiguration verglichen. Dieser Vergleich hat den Anspruch, einen Beitrag zur Erforschung der Skalierungsgesetze an Brennern, die mit flüssigem Brennstoff befeuert werden, darzustellen.

Die vorliegende Arbeit verkörpert somit die drei Forschungsschwerpunkte:

- Flammenstabilitätsuntersuchung der kerosinbefeuerten Prototypenkonfiguration unter Berücksichtigung der realisierten hohen Beladung,
- Flammenstabilitätsuntersuchung der methanbefeuerten Konfiguration und Vergleich mit der Kerosinfeuerung,
- Realisierung einer geometrisch ähnlichen, kerosinbefeuerten Modellkonfiguration, Flammenstabilitätsuntersuchung und Vergleich mit der kerosinbefeuerten Prototypenkonfiguration.

Im Zug dieser Ausführung werden zunächst einige theoretische Überlegungen aus vorangegangenen Forschungsarbeiten dargestellt, die insbesondere Mechanismen zur Aufbereitung des Luft-Brennstoffgemisches und Flammenstabilisierung kerosinbefeueter Flammen, sowie einen Überblick relevanter Ähnlichkeitsbetrachtungen, beinhalten. Anschließend werden die Untersuchungsmethodik und die verwendete Messtechnik beschrieben, wobei diese Beschreibung auch eine Bewertung der Qualität der Messdaten beinhaltet. Im Ergebnisteil werden die Untersuchungen zu den drei dargestellten Schwerpunkten dargestellt und in Hinblick auf die magere Löschgrenze diskutiert.

2. Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen für die vorliegende Untersuchung betrachtet. Das erste Unterkapitel wird nicht-vorgemischten, mit flüssigem Kerosin befeuerten Flammen gewidmet, wobei speziell auf die Aspekte der Gemischaufbereitung, basierend auf flüssigem Brennstoff, eingegangen wird. Dieser Prozess umfasst Zerstäubung, Verdampfung und Feinmischung auf Molekularebene. Hier werden die ersten zwei Vorgänge direkt beschrieben und dabei einige relevante thermophysische Eigenschaften des verwendeten Kerosins angegeben. Der Mischvorgang basiert auf den Turbulenzverhältnissen in der Brennkammer und der daraus resultierenden Erhöhung des turbulenten Stoffdiffusionskoeffizienten im Vergleich zum laminaren Stoffwert. Dies begründet somit die Darstellung der Grundlagen der Turbulenztheorie im Unterkapitel 2.2.

Da sich die Turbulenz und die Flammenstruktur gegenseitig beeinflussen, wird eine entsprechende Klassifizierung der Flammen, basierend auf dimensionslosen Kennzahlen, durchgeführt. In diesem Zusammenhang wird auch eine Beschreibung der Vormischflammen und insbesondere des Begriffs der laminaren Flammengeschwindigkeit gegeben. Auf die Rolle der Flammengeschwindigkeit für die Flammenstabilisierung wird anschließend eingegangen.

Im nächsten Unterkapitel werden Drallströmungen hinsichtlich ihrer Kinematik betrachtet und insbesondere ihre Bedeutung für die Flammenstabilisierung erläutert. Hierzu werden Mechanismen zur Stabilisierung durch eine innere Rückströmzone dargestellt. Auf die Rolle der äußeren Rezirkulationszone speziell bei eingeschlossenen Strömungen wird ebenfalls eingegangen.

Eine experimentelle Untersuchung an geometrisch skaliertem Modellhardware wird durch die Vorteile wie präzise Versuchsdurchführung und einfache Versuchsmodifikation im Labormaßstab begründet. Das setzt allerdings Kenntnis über die Übertragungsgesetze der Ergebnisse, durchgeführt an der Modellkonfiguration, voraus. Dieses Thema wird im Unterkapitel 2.7. betrachtet.

2.1. Zur Verbrennung mit flüssigem Kerosin

Verbrennung mit gasförmigen Brennstoffen ist in der Vergangenheit intensiv erforscht worden, wie in letzter Zeit die Arbeiten von [6], [7], [8] und [9] illustrieren. Im Gegensatz zu der Verbrennung einphasiger Gemische charakterisieren zwei zusätzliche Teilvorgänge, nämlich Zerstäubung und Verdampfung, die Verbrennung von flüssigen Brennstoffen. Diese Prozesse können nicht separat betrachtet werden, denn sie verlaufen simultan und beeinflussen sich gegenseitig, was ihre Analyse erschwert. Vielmehr wird versucht, Experimente mit einphasigen Gemischen durchzuführen und die Ergebnisse auf eine reale Konfiguration, d.h. auf einen mit Kerosin betriebenen Brenner, zu übertragen.

Die Zerstäubung spielt eine zentrale Rolle bei der Verbrennung flüssiger Substanzen, weil dadurch eine große Oberfläche geschaffen und damit eine schnelle Verdampfung bewirkt wird. Dadurch werden folgende Einzelschritte nach Günther [4] unterschieden:

- Zerstäubung des Brennstoffstroms zu Einzeltropfen,
- Mischung des Tropfennebels mit dem turbulenten Strom der Verbrennungsluft,
- Erwärmung der Tropfen konvektiv und durch Strahlung,
- Verdampfen der Tropfen, Mischung des Dampfes mit der Luft,

- Zündung des Gemisches,
- Verbrennung von Tropfen.

Insbesondere beim letzten Teilvorgang sind die Strömungs- und Mischungsverhältnisse dafür bestimmend, ob sich eine Flammenhülle um einen Einzeltropfen bildet oder ob eine größere Gruppe von Tropfen von einer an Brennstoffdampf reichen Zone umgeben ist und ähnlich wie ein Gasballen nur an Teilen ihrer Außenfläche brennt.

Nach Warnatz et al. [10] zählen Spraybildung, Tropfenverdampfung, Zündung und Gemischverbrennung als Teilprozesse zu der Verbrennung flüssiger Brennstoffe. Desweiteren wird zwischen Verbrennung eines Einzeltropfens und Sprayverbrennung unterschieden. Die erste Vorstellung wird bevorzugt, wenn die Charakterisierung der grundlegenden physikalisch-chemischen Prozesse – Aufheizung, Verdampfung und Verbrennung – im Mittelpunkt steht. Ist man an der Erforschung eines realen technischen Systems interessiert, wird Modellierung der Sprayverbrennung in Betracht gezogen, die einen sehr großen Rechenaufwand darstellt. Grundlage dafür ist die Bildung des Sprays, der aus Tropfen unterschiedlicher Größen besteht, sowie Verdampfung dieser Tropfen und Entstehung einer brennbaren Mischung, die bei ausreichend hoher Temperatur zündet. Das Modell der Sprayverbrennung ist somit in dünnen und in dichten Sprays unterteilt. Während bei den ersteren die Tropfen separat modelliert werden und Interaktion zwischen diesen ausgeschlossen ist, spielt dies bei den dichten Sprays eine Rolle und folglich bedarf man komplexerer Modelle.

Auch nach [11] ist der Tropfenabstand die für die Sprayverbrennung bestimmende Größe, wobei für sehr große Tropfenabstände Einzeltropfenverbrennung zu erwarten ist. Beck et al. [12] betrachten diesen Fall der Sprayverbrennung und gehen von einer unvollständigen Verdampfung des flüssigen Brennstoffs mit der Begründung aus, dass Tropfengruppierung in mageren Flammen, mit homogener Verteilung der Gas- und Flüssigkeitsphase, unwahrscheinlich ist. Sie untersuchten die Tropfenverbrennungsmodi in mageren, teilweise verdampften drallstabilisierten Sprayflammen. Zwei verschiedene Arten von Tropfenverbrennung werden dabei in Abhängigkeit der Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Luftströmung unterschieden - die „envelope flame“ und die „wake flame“. Erstere stellt eine nahestöchiometrische Diffusionsflamme in der Umgebung des Tropfens dar, die andere ist eine teilvorgemischte, magere Flamme im Tropfennachlauf.

Nach Yule und Bolado [13] werden folgende Sprayverbrennungsmodi unterschieden:

- Einzeltropfenverbrennung mit umschließender Flamme,
- Einzeltropfenverbrennung im Nachlauf,
- Tropfengruppenverbrennung an den Peripherien von Tropfenwolken,
- Schnelle Tropfenverdampfung mit anschließender Verbrennung des Kerosindampfes in einer Diffusionsflamme,
- Oberflächenverbrennung von festen Partikeln nach Verdampfung der flüchtigen Anteile des Brennstoffs.

Die Autoren haben mehrere Sprays untersucht und die Einflüsse des initialen Impulsstroms, Geschwindigkeit und Tropfengrößenverteilung der Sprays auf die Einzeltropfenverbrennung beschrieben. In dieser Quelle werden die verschiedenen Sprayflammen anschaulich dargestellt.

Einen sehr umfangreichen Überblick über dieses Thema bietet Lefebvre [1]. Nach ihm setzt sich die Verweilzeit der Flamme in der Brennkammer τ_{Res} aus den erforderlichen Zeiten für

Verdampfung, Mischung und Reaktion zusammen und der Ausbrand η , d.h. der Reaktionsfortschritt, kann in Abhängigkeit dieser Prozesse ausgedrückt werden:

$\eta \sim \frac{\tau_{Res}}{\tau_{Vap} + \tau_{Mix} + \tau_{Reak}}$	Gleichung 2-1
--	----------------------

Dabei ist der langsamste dieser Teilvorgänge für die maximale Wärmefreisetzung in einer vorgegebenen Brennkammerkonfiguration bestimmend. Bei den in der Praxis verwendeten Brennerkonfigurationen unter stationären Bedingungen wird der Ausbrand von nur einer und nicht gleichzeitig von mehreren Größen bestimmt. Dessen ungeachtet ist diese Annahme für instationäre Vorgänge, z.B. Lastwechsel, nicht zutreffend. Lefebvre betrachtet zuerst den stationären Fall und die Abhängigkeit von jedem einzelnen der aufgeführten Teilprozesse. Im zweiten Schritt geht er auf den instationären Fall ein, wo die Abhängigkeit des Ausbrands von der Reaktions- und Verdampfungszeit betont wird.

Die Zeit, in der ein Tropfen verdampft, hängt nach dem d^2 -Gesetz der Verdampfung quadratisch mit dem Durchmesser des Tropfens zusammen, wie Ballal und Lefebvre [14] zeigten. Dies hebt die Bedeutung der Zerstäubung, d.h. der Spraybildung, hervor. Aus diesem Grund wird die Zerstäubung als ein der Verdampfung vorangehender Prozess gesehen und im nächsten Unterkapitel dargestellt.

2.1.1. Zerstäubung des flüssigen Brennstoffs

Durch einen Zerstäubungsprozess wird eine Flüssigkeitsmenge in eine Vielzahl kleinerer Tropfen umgewandelt. Physikalisch gesehen ist es der Zerfall der integrierenden Wirkung der Oberflächenspannung infolge äußerer und innerer Kräfte. Die dafür benötigte Energie kann vielfältig aufgebracht werden, wobei hier Zerstäubung ausschließlich im Kontext einer zweiphasigen Strömung betrachtet wird. Die Wirkung der äußeren Kräfte ist anhand der Weber-Zahl (We ersichtlich), die das Verhältnis der Trägheitskräfte der Luftströmung zu den Oberflächenkräften ausdrückt. In dieser Gleichung stellen U_{rel} die Relativgeschwindigkeit

$We = \frac{U_{rel}^2 \cdot D_0 \cdot \rho_L}{\sigma}$	Gleichung 2-2
--	----------------------

der Luftströmung zum Flüssigkeitsstrahl, ρ_L die Luftdichte, σ die Oberflächenspannung des Fluiden und D_0 der Düsenaustrittsdurchmesser, wie Bayvel und Orzechowski [15] zeigen, dar. Die inneren Kräfte des Flüssigkeitsstrahls werden durch die Re -Zahl bestimmt:

$Re = \frac{U_{rel} \cdot D_0 \cdot \rho_{liq}}{\mu_{liq}}$	Gleichung 2-3
---	----------------------

Die desintegrierende Wirkung der Kräfte wird nach Hinze [16] erst dann eindeutig definiert, wenn der Einfluss der Viskosität der Flüssigkeit mit einbezogen wird, was durch die Ohnesorge-Zahl (Oh) ausgedrückt werden kann:

$La = \frac{\rho_{liq} \cdot \sigma \cdot D_0}{\mu_{liq}^2}, Oh = \frac{1}{\sqrt{La}} = \frac{\mu_{liq}}{\sqrt{\rho_{liq} \cdot \sigma \cdot D_0}}$	Gleichung 2-4
---	----------------------

In diesem Ausdruck für die *Oh*-Zahl trägt die Laplace-Zahl (*La*) Rechnung für die viskosen und die zusammenhaltenden Kräfte der zu zerstäubenden Flüssigkeit.

In Abhängigkeit davon, wie groß *We* und *Oh* bei einer Zerstäubung ausfallen, kann der Fortschritt der Zerstäubung bestimmt werden, wie Hsiang und Faeth [17] anhand Bild 2-1 zeigen. Es ist aus diesem Bild ersichtlich, dass wenn die Zerstäubungskräfte zu klein sind, gar keine Zerstäubung, sondern nur Deformation der Flüssigkeit stattfindet. Durch eine Erhöhung der *We*-Zahl werden verschiedene Modi durchlaufen – oszillierende Deformation, Abspaltung von groben Fragmenten und schließlich Einsetzen der sekundären Zerstäubung, das sogenannte „shear breakup“. Lefebvre [18] definiert diese Art von Zerstäubung derart, dass oberhalb einer kritischen *We*-Zahl ein Tropfen oder Ligament in weitere kleinere Tropfen zertrennt wird, d.h. die Sekundärzerstäubung wird von alleine aufrechterhalten.

Die Aufteilung des Prozesses nach Primär- und Sekundärzerstäubung wird von Bayvel und Orzechowski [15] und Sojka [19] favorisiert. In den meisten technischen Anwendungen soll eine aus einer Düse ausströmende Flüssigkeit zerstäubt werden, wobei nach dieser Aufteilung die Primärzerstäubung unmittelbar nach dem Düsenaustritt stattfindet. Die Flüssigkeitsmenge wird zunächst in längliche Elemente, nämlich Ligamente, desintegriert.

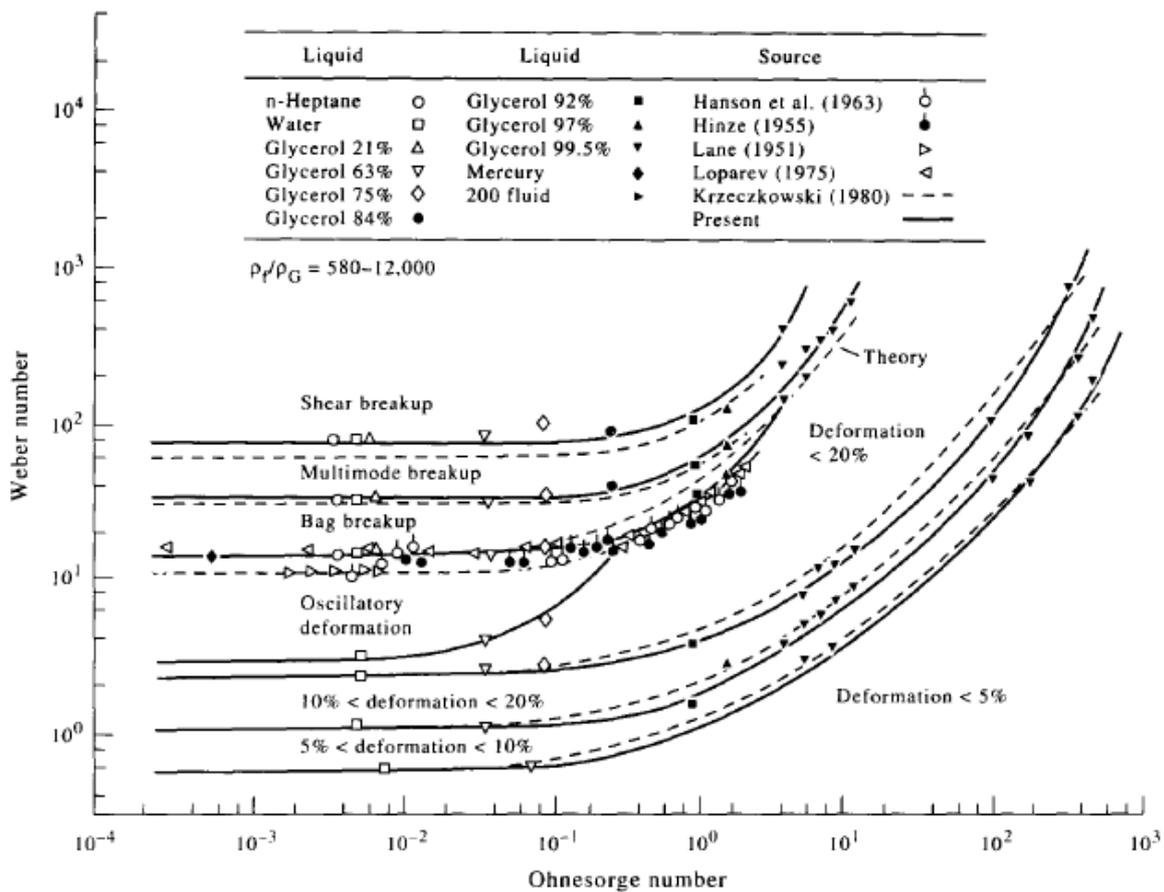


Bild 2-1: Zerstäubungsdiagramm nach Hsiang und Faeth [17]

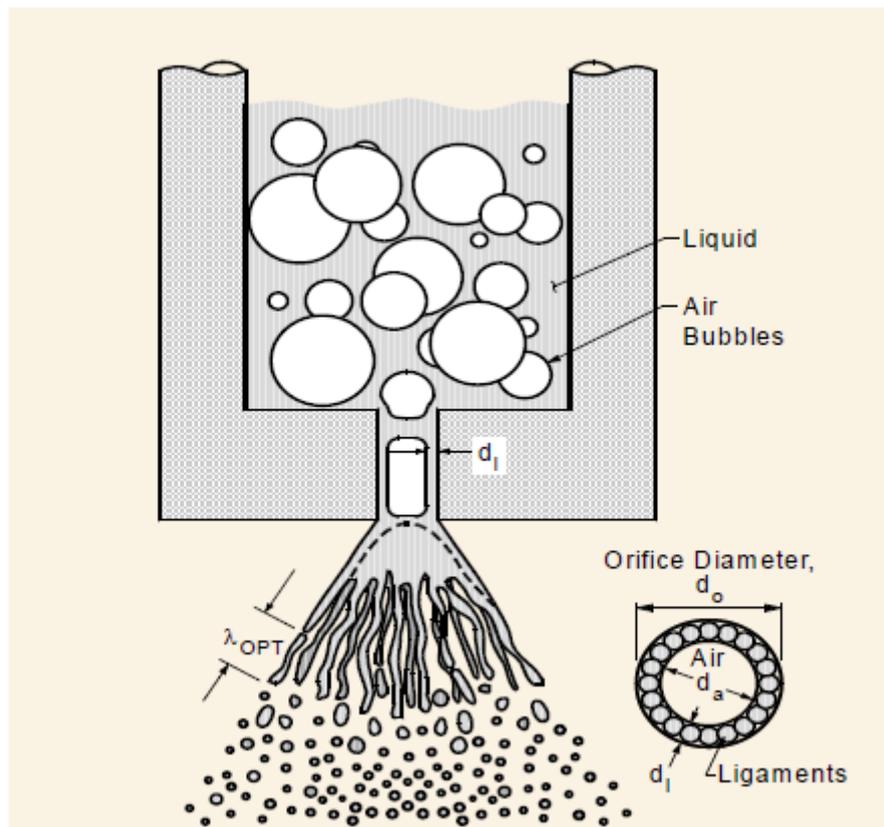


Bild 2-2: Zur Vorstellung des Zerstäubungsprozesses nach Sojka [19]

Durch die weitere Sprayausbreitung und Einwirken der zerstäubenden Kräfte zerfallen die Ligamente in Tropfen, d.h. die Sekundärzerstäubung findet statt, vorausgesetzt We_{krit} ist überschritten.

Diese deskriptive Sicht stellt allerdings eine Vereinfachung der realen Vorgänge dar, da beide Zerstäubungsarten meistens parallel vonstattengehen. Ein Spray besteht somit aus mehreren meistens heterogenen Fluidelementen, d.h. Tropfen unterschiedlicher Größe. Diesen Tropfen, die keineswegs ideal sphärisch sind, werden bei der Spraybeschreibung charakteristische Durchmesser zugeordnet. Insofern, durch die starke Inhomogenität der Elemente, eignet sich eine deterministische Betrachtung eines Sprays eher weniger und es werden daher statistische Methoden zur Spraybeschreibung herangezogen.

Die für die Verbrennung relevante Spraycharakteristik beinhaltet Tropfengröße, Tropfenverteilung, Patternation, Spraykegelwinkel und Spraydurchdringung. Die letzten zwei Größen geben vor allem Aufschluss über die Platzierung des Sprays im Brennraum. Der Begriff Patternation veranschaulicht die Ungleichmäßigkeit der Brennstoffverteilung in Umfangsrichtung in einem konischen Spray. Eine schlechte Patternation bedeutet dabei eine ungleichmäßige Verteilung.

Für die Beschreibung der Tropfengröße wird am häufigsten der Sauter-Durchmesser (SMD) benutzt, dessen physikalischer Sinn sich wie folgt veranschaulichen lässt. Würde man das gesamte Volumen der Partikel einer Schüttung in gleichgroße Kugeln umformen, deren gesamte Oberfläche gleich der gesamten Oberfläche der Partikel ist, dann hätten all diese Kugeln den SMD als Durchmesser. Nach seiner Definition ist:

$$SMD \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\sum d^3}{\sum d^2} \stackrel{\text{def}}{=} d_{32}$$

Gleichung 2-5

Daraus ist auch die Größe d_{10} analytisch ersichtlich, die den arithmetischen Mittelwert der Durchmesser einer Menge kugelförmiger Partikel unterschiedlicher Größe repräsentiert.

Bei der integralen Tropfengrößenverteilung werden die massegewichteten Tropfengrößen (Grenzdurchmesser) betrachtet, die wie folgt definiert werden:

- $d_{10} \stackrel{\text{def}}{=} 10\%$ der Tropfenmasse hat einen Durchmesser kleiner als d_{10}
- $d_{50} \stackrel{\text{def}}{=} 50\%$ der Tropfenmasse hat einen Durchmesser kleiner als d_{50} , auch mittlerer Massendurchmesser (MMD) genannt
- $d_{90} \stackrel{\text{def}}{=} 90\%$ der Tropfenmasse hat einen Durchmesser kleiner als d_{90} .

Bei Modellierung von Sprays wird heutzutage die Rosin-Rammler-Tropfenverteilung, ursprünglich für Anwendung bei Pulversubstanzen von Rosin und Rammler [20] eingeführt, am häufigsten verwendet. Sie hat die Form

$$1 - v = e^{(-b \cdot x)^q}$$

Gleichung 2-6

wo v der Volumenanteil von Tropfen mit einem Durchmesser kleiner als x ist und b, q Konstanten sind. Die Konstante q repräsentiert die Breite der Tropfenverteilung im Spray, d.h. je höher q ist, desto uniformer der Spray ist. Wächst q gegen unendlich, würden alle Tropfen im Spray die gleiche Größe haben. Für die meisten technischen Einspritzsysteme wird ein Wertebereich für diesen Parameter zwischen 2 und 4 angegeben [1].

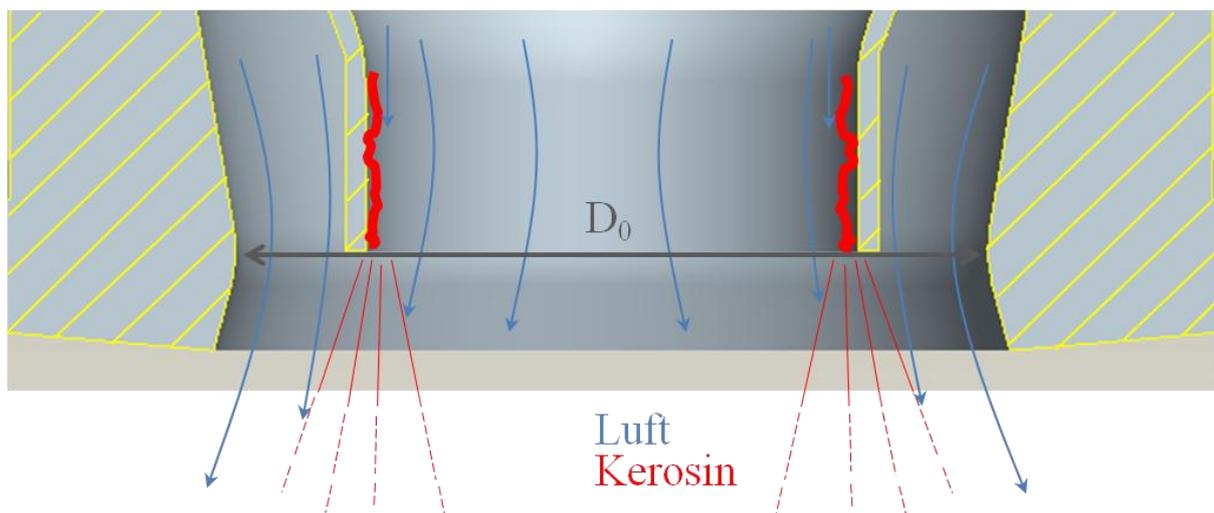


Bild 2-3: Airblastzerstäubung

Die für die Flüssigkeitszerstäubung notwendige Energie in einem Zweiphasengemisch kann vielfältig bewerkstelligt werden. Im Motorenbau kommen Öldruckzerstäuber zur Anwendung, wobei die zu zerstäubende Flüssigkeit unter hohem Druck durch eine Bohrung (Düse) gepresst wird und die erreichte hohe Geschwindigkeit zum Zerfall des Flüssigkeitsfilms und zur Tropfenbildung im Brennraum führt. Dies wird dadurch begründet, dass im Verbrennungsmotor keine kontinuierlich durchströmten Teile vorhanden sind und im Falle der direkten Brenn-

stoffeinspritzung (Dieselverfahren) der Brennstoff in eine ruhende Luftumgebung eingespritzt wird. In sowohl stationären als auch Fluggasturbinen findet die sogenannte Luftzerstäubung Verwendung, deren Arbeitsprinzip im Bild 2-3 dargestellt ist. Der Zerfallsmechanismus dabei besteht aus folgenden Teilvorgängen:

- Das flüssige Kerosin wird auf einen Filmleger innerhalb der Düse aufgebracht,
- Der Flüssigkeitsfilm wird vom Luftstrom über Schubspannungen zum Rand des Filmlegers (Zerstäuberlippe) getrieben,
- Nach Verlassen des Filmlegers unterliegt der Film der Primär- und der Sekundärzerstäubung.

Der prinzipielle Unterschied zu einem Druckzerstäuber besteht darin, dass nicht die Flüssigkeit, sondern die Luft sich mit hoher Geschwindigkeit bewegt, wodurch die zur Zerstäubung notwendige Differenzgeschwindigkeit U_{rel} bereitgestellt wird. Da der normierte Druckverlust $(p_{Pre}-p_{BK})/p_{Pre}$, in der weiteren Darstellung als $\Delta p/p$ bezeichnet, über den gesamten Lastbereich nahezu unverändert ist, ändert sich der absolute Druckverlust mit dem Druck am Verdichteraustritt. Die Qualität der Brennstoffaufbereitung verbessert sich mit steigender Last, da der absolute Druckverlust die Ursache für die Zerstäubung des Brennstoffs darstellt.

Die erste experimentelle Studie über Luftzerstäubung geht auf das Jahr 1939 zurück und wurde von Nukiyama und Tanasawa [21] durchgeführt. Flüssigkeiten mit Eigenschaften in folgenden Bereichen wurden dabei untersucht:

Tabelle 2-1: Flüssigkeitseigenschaften bei der Untersuchung von [21]

Dynamische Viskosität	0,001-0,050 kg/(m·s)
Oberflächenspannung	0,019-0,073 kg/s ²
Dichte	700-1200 kg/m ³

Als Ergebnis dieser Studie konnte die empirische Korrelation

$SMD = \frac{0,585}{U_{rel}} \cdot \left(\frac{\sigma}{\rho_{liq}} \right)^{0,5} + 53 \cdot \left(\frac{\mu_{liq}^2}{\sigma \rho_{liq}} \right)^{0,225} \cdot \left(\frac{\dot{V}_{liq}}{\dot{V}_L} \right)^{1,5}$	Gleichung 2-7
---	----------------------

hergeleitet werden. Diese Beziehung wäre dimensional korrekt, wenn ein Zusatzterm mit der Dimension $(L)^{0,5}$ berücksichtigt wäre, so wie z.B. der Düsenaustrittsdurchmesser. Nach den Autoren besteht keine Abhängigkeit der Tropfengröße vom Düsenaustrittsdurchmesser, somit wäre diese Vereinfachung gerechtfertigt.

Weiss und Worsham [22] bestätigen im Ergebnis ihrer experimentellen Untersuchung flüssiger Strahlen in Luftströmung die Abhängigkeit des SMD von U_{rel} :

$SMD \sim \frac{U_{liq}^{0,08} \cdot D_0^{0,16} \cdot \mu_{liq}^{0,34}}{\rho_L^{0,30} \cdot U_{rel}^{1,33}}$	Gleichung 2-8
--	----------------------

Ähnliches wurde von Wetzel und Marshall [23] beobachtet, die Zerstäubung von Metallschmelzen untersucht haben und folgende Beziehung für den mittleren Massendurchmesser angeben:

$$MMD = 2,0 \cdot U_{rel}^{-1,68} \cdot D_0^{0,35}$$

Gleichung 2-9

Interessant für die vorliegende Arbeit sind allerdings experimentelle Studien des Zerstäubungsverhaltens des Kerosins. Seine Handhabung ist aufgrund seiner Eigenschaften restriktiv und stellt eine Schwierigkeit bei der Vermessung seines Spraybildungsvermögens dar. Dieser flüssige Brennstoff findet Anwendung in der Luftfahrt, wovon 4 Typen (Jet A-1, Jet A, Avtur, JP-8, JP-5) unterschieden werden. Ihre Anwendung ist zweckbestimmt (zivile Luftfahrt, Militär, Einsatz auf Flugzeugträgern, etc.). Der Brennstoff vom Typ Jet A-1 ist am weitesten verbreitet und wird auch in der gegenwärtigen Untersuchung verwendet, folglich beziehen sich alle Angaben darauf.

Nach Guéret [24] bestehen Kerosine aus Kohlenwasserstoffen mit 5 bis 17 Kohlenwasserstoffatomen, die sich im Wesentlichen drei großen Klassen zuordnen lassen:

- Alkane (d.h. Paraffine, gesättigte Kohlenwasserstoffe ohne Ringstruktur),
- Cycloalkane (d.h. Cycloparaffine, gesättigte Kohlenwasserstoffe mit Ringstruktur),
- Aromaten (d.h. Kohlenwasserstoffe mit einem oder mehreren Benzolringen).

Sie sind farblose Mischungen relativ schwerflüchtiger Rohölkomponenten mit einem Siedebereich von etwa 150 °C bis 300 °C und einer Dichte bei Raumtemperatur um 800 kg/m³. In seiner Arbeit bezieht sich Rachner [25] auf unterschiedliche Quellen und gibt u.a. folgende Stoffwerte an:

Tabelle 2-2: Stoffwerte für Kerosin

Summenformel C _X H _Y	X=12, Y=23	Nguyen und Ying [26]
Mittlere Molmasse M _{JetA}	167,31462 [kg/kmol]	Faith et al. [27], Gauthier et al. [28]
Stöchiometrischer Luftbedarf S _{stoch}	14,669 [kg _{Luft} /kg _{Brennstoff}]	Rachner [25]
Unterer Heizwert H _u	43,26·10 ⁶ [J/kg]	Rachner [25]
Verdampfungsenthalpie r(T)	33339,03·(684,26-T) ^{0,38}	Gracia-Salcedo et al. [29]
Oberflächenspannung σ(T)	1,550388·10 ⁻⁵ ·(684,26-T) ^{1,222222}	Spadaccini und TeVelde [30]
Brechungsindex n(23°C) _{Kerosin}	1,451	Drallmeier und Peters [31]

Lefebvre und Miller [32] haben intensiv Kerosin- und Wasserzerstäubung durch Luftzerstäuberdüsen untersucht. Dabei sind sie zu den folgenden qualitativen Schlussfolgerungen gekommen:

- Erhöhte Luftgeschwindigkeit verbessert die Zerstäubungsqualität,
- Variation von ALR (Luft-Flüssigkeitsverhältnis) im Bereich 3,0 – 9,0 hat wenig Einfluss auf die Zerstäubungsqualität,
- Minimale Tropfengröße wird dann erreicht, wenn maximaler Kontakt zwischen Luftströmung und Tropfen existiert,
- Es ist insbesondere wichtig, dass der Flüssigkeitsfilm nach Verlassen der Zerstäuberlippe beidseitig einer hohen Luftgeschwindigkeit ausgesetzt ist,
- Die Dicke des Flüssigkeitsfilms an der Zerstäuberlippe hat großen Einfluss auf die Tropfengröße.

Diese Ergebnisse begründen auch das gegenwärtige Design der Luftzerstäuberdüse, bei der die Verbrennungsluft beidseitig den Kerosinfilmen durch den Primär- und Sekundärluftmassen-

strom umfließt und eine möglichst feine Tropfenbildung antizipiert wird. Ein minimales Maß bezüglich der Stärke der Zerstäubungslippe wird aus diesen Gründen auch realisiert.

2.1.2. Verdampfung des flüssigen Brennstoffs

Die Betrachtung der Tropfenverdampfung basiert auf der Modellvorstellung der Massen- und Wärmebilanz um eine Kugel, die sich im isobaren Luftstrom befindet. Es können bei der Verdampfung zeitlich zwei Phasen unterschieden werden – „früh“ und „später“, wobei das radiale Temperaturprofil und das radiale Profil des Kerosindampfanteils anhand Bild 2-4 dargestellt sind. Die erste Phase ist instationär, die Temperatur steigt aufgrund der von außen zugeführten Wärme vom Tropfeninneren zum Rand. Der Kerosindampfanteil an der Oberfläche des Tropfens steigt ebenfalls bis die Sättigung $Y_{Br,sat}$ erreicht wird. Bis zu diesem Moment kann nur von Verdunstung gesprochen werden, die sich nach dem jeweiligen Kerosindampfanteil am Sphärenrand einstellt.

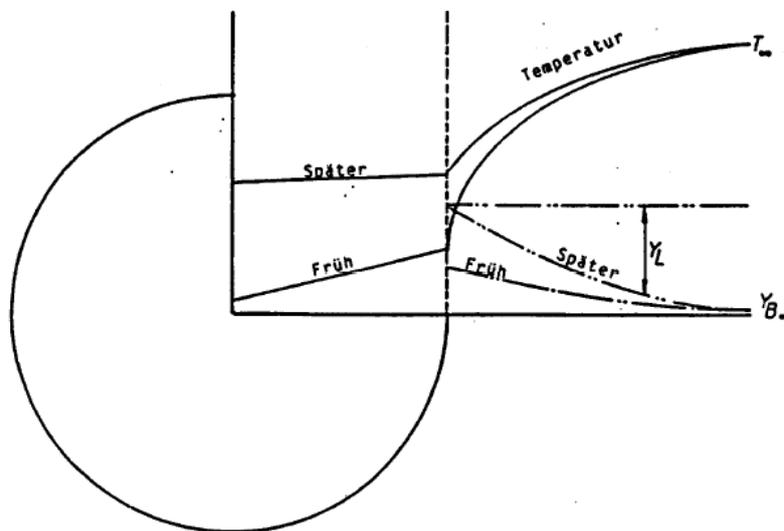


Bild 2-4: Transienter Verdampfungsvorgang an der Oberfläche eines Kerosintropfens [33]

$\dot{m}_{Br,vap} = \dot{m}_{Br,vap} \cdot Y_{Br} - \rho(r) \cdot D(r) \cdot 4\pi r^2 \cdot \frac{dY_{Br}}{dr}$ $\Rightarrow \int_{r_T}^{r_\infty} \frac{\dot{m}_{Br,vap}}{4 \cdot \pi \cdot r^2 D(r) \cdot \rho(r)} \cdot dr = - \int_{Y_{Br,sat}}^{Y_{Br,\infty}} \frac{dY_{Br}}{1 - Y_{Br}}; Y_{Br,\infty} = 0$ $\Rightarrow \frac{\dot{m}_{Br,vap}}{4 \cdot \pi \cdot \bar{D} \cdot \bar{\rho} \cdot r_T} = \ln \left(1 + \frac{Y_{Br,sat}}{1 - Y_{Br,sat}} \right)$	Gleichung 2-10
---	-----------------------

Unmittelbar nach der ersten Phase tritt die zweite stationäre Phase ein, wobei der zufließende Wärmestrom dem Enthalpiestrom der Verdampfung gleicht. Für den in diesem Fall konstanten Kerosindampfanteil $Y_{Br,sat}$ an der Oberfläche lässt sich nach der Wärmebilanz unter Berücksichtigung der Konvektion und Diffusion die Abhängigkeit des abdampfenden Massenstroms $\dot{m}_{Br,vap}$ vom Tropfenradius r_T nach [33] gemäß Gleichung 2-10 darstellen. Unter An-

nahme gleicher Wärme- und Stoffdiffusion ($Le = \frac{\bar{\lambda}}{\rho D c_p} = 1$) und Berücksichtigung der Bedingung

$\dot{m}_{Br,vap} = -\rho_{Br} \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{\pi d_T(t)^3}{6} \right)$	Gleichung 2-11
--	-----------------------

lässt sich das d^2 -Gesetz der Tropfenverdampfung unter stark idealisierten Bedingungen konstanter Verdampfungsrate und konstanten Kerosindampfanteils $Y_{Br,sat}$ an der Tropfenoberfläche formulieren [34]:

$\frac{d}{dt} (d_T^2) = -\frac{8\bar{\lambda}}{\rho_{Br} \bar{c}_p} \ln \left(1 + \frac{Y_{Br,sat}}{1 - Y_{Br,sat}} \right)$	Gleichung 2-12
---	-----------------------

Seine Essenz veranschaulicht, dass die Verkleinerung eines Tropfens infolge des Zerstäubungsprozesses quadratische Auswirkung auf die Zeit der Verdampfung hat.

Ballal und Lefebvre [14], [35] geben empirische Korrelationen für die Verdampfungszeit t_{vap} eines Tropfens in monodispersen und in polydispersen Sprays. In diesen Korrelationen ist die Zeit eine Funktion von den thermophysischen Eigenschaften des Flüssigkerosins und des Kerosindampfes, von der Turbulenz der Luftströmung, von SMD der Tropfengrößenverteilung und von der Breite der Tropfengrößenverteilung. Die Autoren geben eine Proportionalität in der Form

$t_{vap} \sim d_T^n$	Gleichung 2-13
----------------------	-----------------------

wo n einen maximalen Wert von 2 für ruhende Umgebung und einen minimalen Wert von 1,5 für hochturbulente Bewegung annimmt. Desweiteren wird eine geringe Abhängigkeit mit dem Umgebungsdruck festgestellt.

2.2. Turbulenztheorie

In den technischen Anwendungen und speziell bei der Gasturbinenverbrennung überwiegen die turbulenten Strömungen aufgrund ihrer Eigenschaften, somit wird hier ihre Charakterisierung dargestellt. Dadurch soll auch ihre Wichtigkeit bezüglich der Mischung und Flammstabilisierung hervorgehoben werden.

In der Strömungsmechanik wird zwischen laminaren und turbulenten Strömungszuständen unterschieden. Die ersteren zeichnen sich durch eine in Strömungsrichtung geordnete, parallele Strömungsstruktur aus, woher auch der Name dieser Strömungen resultiert (lat. *lamina*). Die zweite Strömungsart wird durch chaotische Wirbel von unterschiedlicher Größe in allen Richtungen charakterisiert und setzt ein, wenn der Strömungsdurchsatz erhöht wird. Während bei den laminaren Strömungen der Impulsaustausch senkrecht zu den Strömungsbahnen nur von der Fluidviskosität bedingt wird, tritt bei turbulenten Strömungen ein weitaus intensiverer Impulstransport ein. Reynolds [36] erkannte 1895, dass das Verhältnis von geschwindigkeitsproportionalen Massenträgheitskräften zu fluidspezifischen Reibungskräften in einer Strömung maßgebend für die Änderung des Strömungszustandes ist. Dieses Verhältnis wird als

Reynoldszahl (*Re*-Zahl) in der dimensionslosen Form aufgefasst (Gleichung 2-14), wo U_{char} und L_{char} charakteristische Geschwindigkeit und Längendimension der Strömung und ν die kinematische Viskosität des Fluiden darstellen.

$Re = \frac{U_{char} \cdot L_{char}}{\nu}$	Gleichung 2-14
--	-----------------------

Bei Erhöhung der *Re*-Zahl überwiegen die Massenträgheitskräfte im Zähler und bei Übersteigen eines kritischen Wertes (2320 für eine Rohrströmung mit Kreisquerschnitt nach der Ausführung im Dubbel [37]) erfolgt ein Strömungsumschlag von laminar zu turbulent.

Die turbulente Strömung kann nicht deterministisch, sondern nur statistisch beschrieben werden, weil sie eine Vielzahl von Wirbeln unterschiedlicher Größe, die nicht separat erfasst werden können, beinhaltet. Für die Veranschaulichung einiger statistischer Größen wird zunächst eine eindimensionale reagierende Strömung betrachtet, die durch die Geschwindigkeit $\vec{u} = \{u\}$ beschrieben werden kann. Gemäß der Reynoldszerlegung [38] lässt sich der momentane Wert der ortsfesten Geschwindigkeit durch einen Mittelwert und durch eine Schwankungsgröße darstellen:

$u(x, t) = U(x) + u'(x, t)$	Gleichung 2-15
-----------------------------	-----------------------

Analog zu Gleichung 2-15 setzen sich die momentanen Werte der Temperatur und des Massenanteils aus einem zeitlichen Mittelwert und aus einem Schwankungswert zusammen, woraus Dichteschwankungen resultieren:

$T(x, t) = \bar{T}(x) + T'(x, t); \quad \rho(x, t) = \bar{\rho}(x) + \rho'(x, t)$ $Y(x, t) = \bar{Y}(x) + Y'(x, t)$	Gleichung 2-16
--	-----------------------

An einem beliebigen Ortspunkt x ist der Mittelwert $U(x)$ gleich dem zeitlich gemittelten Wert der momentanen Geschwindigkeit im Zeitintervall $0 < t < T$ und als statistisches Moment erster Ordnung definiert:

$U(x) = \frac{1}{T} \cdot \int_0^T u(x, t) dt$	Gleichung 2-17
--	-----------------------

Der Mittelwert der Schwankungsgeschwindigkeit verschwindet definitionsgemäß, gleichwohl sind statistische Momente dieser Größe höherer Ordnung, d.h. $n \geq 2$, von Bedeutung für die statistische Beschreibung und können wie folgt zusammengefasst werden:

$\overline{u'^n(x)} = \frac{1}{T} \cdot \int_0^T u'^n(x, t) dt$	Gleichung 2-18
---	-----------------------

$u_{RMS}(x) = \sqrt{\overline{u'^2(x)}} = \sqrt{\frac{1}{T} \cdot \int_0^T u'^2(x, t) dt}$	Gleichung 2-19
--	-----------------------

Für $n=2$ kann die Standardabweichung berechnet werden, die ein Maß für die Breite der statistischen Verteilung darstellt. In der Turbulenztheorie wird der Begriff RMS-Wert (Root-Mean-Square) verwendet und stellt Quadratwurzel der Standardabweichung dar.

Es existieren auch Momente höherer Ordnung, z.B. für $n=3$ (Symmetrie der Geschwindigkeitsverteilung), $n=4$ (Flachheit der Geschwindigkeitsverteilung). In der Statistik beschreiben Momente mit ungeraden Exponenten die Symmetrieeigenschaften, während solche mit geraden Exponenten die Breite einer Verteilung charakterisieren. Diese Überlegungen beziehen sich auch auf die oben erwähnten Temperatur- und Massenanteilsschwankungen.

Zierep [39] geht auf die Korrelationen der Schwankungsgeschwindigkeiten, die sogenannten turbulenten Scheinspannungen, durch Betrachtung die Impulskraft einer zweidimensionalen kalten Strömung (dargestellt im Bild 2-5), ein. Die Hauptströmung hat nur in x-Richtung eine Komponente; die Schwankungsgeschwindigkeiten in x- und in y-Richtung sind entsprechend u' und v' . Im oberen Teil des Bildes steht die Kontrollfläche senkrecht zu der Hauptströmung und die Impulskraft kann angegeben werden als:

$dF = -\rho \bar{u} (\bar{u} \bar{n}) dA$	Gleichung 2-20
---	-----------------------

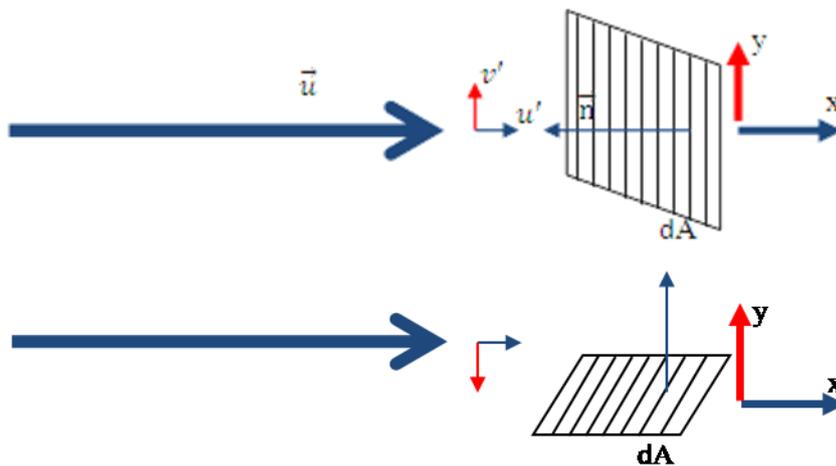


Bild 2-5: Turbulente Scheinspannungen nach Zierep [39]

Die momentane Normalspannung nimmt folglich die Form an:

$\frac{dF}{dA} = \rho u^2$	Gleichung 2-21
----------------------------	-----------------------

Wird das zeitliche Mittel dieser Normalspannung mit Berücksichtigung der Reynolds-Zerlegung berechnet, wie anhand Gleichung 2-22 dargestellt,

$\overline{\rho u^2} = \frac{1}{T} \int_0^T \rho u^2 dt = \rho \overline{(U + u')^2} = \rho \overline{(U^2 + 2Uu' + u'^2)} = \rho(U^2 + \overline{u'^2})$	Gleichung 2-22
---	-----------------------

ist es ersichtlich, dass durch die Schwankungsgröße ein zusätzlicher Anteil der Normalspannung entsteht, nämlich die turbulente Normalspannung $\overline{\rho u'^2}$.

Steht die Kontrollfläche parallel zu der Strömung (unteres Bildteil), ist die Impulskraft als

$dF = -\rho \vec{u}(\vec{v} \cdot \vec{n})dA$	Gleichung 2-23
---	-----------------------

angegeben und die momentane Schubspannung nimmt folgende Form an:

$\frac{dF}{dA} = \rho uv$	Gleichung 2-24
---------------------------	-----------------------

Die Berechnung des zeitlichen Mittels dieser Schubspannung führt zu der Erkenntnis, dass sie nur von den beiden Schwankungsgeschwindigkeiten abhängt gemäß:

$\rho \overline{uv} = \rho \overline{(U + u')v'} = \rho \overline{u'v'}$	Gleichung 2-25
--	-----------------------

Nach dieser Darstellung entsteht eine Schubspannung in der Ebene nur dann, wenn sich Fluidelemente in die negative y-Richtung durch die Ebene bewegen, wodurch diese Schubspannung positiv in x-Richtung ausfällt. Demnach wird die scheinbare Schubspannung definiert als

$\vec{\tau} = -\rho \overline{u'v'}$	Gleichung 2-26
--------------------------------------	-----------------------

Wird diese Betrachtung auf eine dreidimensionale Strömung angewandt, lassen sich die Spannungen in einer Matrix darstellen, die als turbulenter Spannungstensor bezeichnet wird.

$\tau_{ij} = -\rho \begin{pmatrix} \overline{u'^2} & \overline{u'v'} & \overline{u'w'} \\ \overline{v'u'} & \overline{v'^2} & \overline{v'w'} \\ \overline{w'u'} & \overline{w'v'} & \overline{w'^2} \end{pmatrix}$	Gleichung 2-27
---	-----------------------

Dieser dreidimensionale Spannungszustand charakterisiert sich durch die Normalspannungen, d.h. die Diagonalelemente der Matrix, sowie durch die restlichen Schubspannungen. Aus den Momentengleichgewichtsbedingungen um die Achsen folgt nach dem Satz der zugeordneten Schubspannungen, dass $\overline{u'v'} = \overline{v'u'}$, $\overline{u'w'} = \overline{w'u'}$, $\overline{v'w'} = \overline{w'v'}$, d.h. zur vollständigen Beschreibung dieses Spannungszustandes sind drei Normalspannungen und drei Schubspannungen erforderlich. Es kann gezeigt werden, dass im dreiachsigen Spannungszustand stets ein Hauptachsensystem mit drei senkrecht aufeinander stehenden Achsen existiert, so dass der Spannungszustand auf drei Hauptnormalspannungen reduziert werden kann und sämtliche Nichtdiagonalelemente des Spannungstensors verschwinden. Dieser Sachverhalt lässt sich als ein Spannungsellipsoid [8] im Raum beschreiben, dessen Halbachsen die Normalspannungen repräsentieren. Die Spur des turbulenten Spannungstensors

$-\rho (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) = -2\rho k$ $k = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$	Gleichung 2-28
--	-----------------------

veranschaulicht die massespezifische kinetische Energie der Turbulenz, die skalar und transformationsinvariant ist. Durch die Normierung der turbulenten kinetischen Energie mit einer

charakteristischen Geschwindigkeit der Strömung lässt sich der Turbulenzgrad definieren, der die Intensität der Schwankungsbewegung veranschaulicht:

$Tu = \frac{\sqrt{2k/3}}{U_{char}}$	Gleichung 2-29
-------------------------------------	-----------------------

Die Kenntnis des turbulenten Spannungstensors ermöglicht das Herleiten der gemittelten Bewegungsgleichungen, die in Zylinderkoordinaten in Hinblick auf die in dieser Arbeit untersuchten axialsymmetrischen ($\frac{\partial}{\partial \varphi} = 0$), stationären ($\frac{\partial}{\partial t} = 0$) Strömungen angegeben werden, s. Schlichting [40]. Unter diesen Bedingungen und zusätzlich unter der Annahme der Inkompressibilität ($\rho = const$) werden die Massenerhaltungs- und die Impulsgleichungen in den drei Richtungen aufgestellt:

Massenerhaltungsgleichung:

$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial r} + \frac{V}{r} = 0$	Gleichung 2-30
---	-----------------------

Axialer Impulstransport:

$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial}{\partial x} (\tau_{xx}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tau_{xr}) \right)$	Gleichung 2-31
---	-----------------------

Radialer Impulstransport:

$U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial r} - \frac{W^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial}{\partial x} (\tau_{rx}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tau_{rr}) - \frac{\tau_{\varphi\varphi}}{r} \right)$	Gleichung 2-32
---	-----------------------

Tangentialer Impulstransport:

$U \frac{\partial W}{\partial x} + V \frac{\partial W}{\partial r} + \frac{VW}{r} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial}{\partial x} (\tau_{\varphi x}) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \tau_{\varphi r}) \right)$	Gleichung 2-33
--	-----------------------

Der in den Impulserhaltungsgleichungen auftretende effektive Spannungstensor τ_{ij} besteht infolge der Reynoldszerlegung der Geschwindigkeitskomponenten als Summe der Korrelationen der Geschwindigkeitsschwankungen und der viskosen Spannungen:

$\tau_{ij} = \begin{pmatrix} \tau_{xx} & \tau_{xr} & \tau_{x\varphi} \\ \tau_{rx} & \tau_{rr} & \tau_{r\varphi} \\ \tau_{\varphi x} & \tau_{\varphi r} & \tau_{\varphi\varphi} \end{pmatrix}$ $\tau_{ij} = \tau_{ij,t} + \tau_{ij,lam} = -\overline{\rho u'_i u'_j} + \mu_{lam} \left[\left(\frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right]$	Gleichung 2-34
--	-----------------------

Der viskose Spannungstensor entsteht nach dem Ansatz von Stokes [41] aus der Proportionalität zwischen der Deformationsmatrix und dem Spannungstensor mit der dynamischen laminaren Viskosität μ_{lam} als Proportionalitätsfaktor. Der subtraktive Term in der viskosen Spannung berücksichtigt eine isotrope Deformation. Sie resultiert aus der Überlegung, dass eine reversible, sphärisch konzentrische Kompression nur durch den statischen Druck bewirkt werden kann, der separat in den Impulsbilanzgleichungen berücksichtigt worden ist. Insofern ist nur der anisotrope Teil der Deformationsmatrix für Impulstransport verantwortlich. Es

entsteht dadurch ein unbestimmtes Gleichungssystem aus vier Gleichungen (Gleichung 2-30 - Gleichung 2-33) mit zehn Unbekannten, nämlich die drei mittleren Geschwindigkeiten, die sechs Korrelationen der Geschwindigkeitsschwankungen und der statische Druck. Für die Lösung dieses Gleichungssystems müssen Annahmen in Bezug auf die turbulenten Schubspannungen gemacht werden. Solche Annahmen werden als Schließungsansätze oder Turbulenzmodelle bezeichnet und haben rein theoretischen Charakter. Bei der Turbulenzforschung sind daher durch Feldgeschwindigkeitsmessungen gewonnene Messdaten der turbulenten Schubspannungen als Input für eine Strömungssimulation und Modellvalidierung von herausragender Bedeutung.

Die Schließungsansätze basieren auf die Boussinesq-Hypothese [42] und haben als Ziel die Eliminierung der unbekannt turbulenten Schubspannungen und somit die Ermöglichung einer numerischen Lösung der gemittelten Bewegungsgleichungen. Wesentlicher Punkt dieser Theorie ist die Modellierung einer turbulenten Viskosität μ_t , die in Verallgemeinerung der Viskositätstheorie von Stokes, für turbulente Strömungen eingeführt wird:

$\tau_{ij,t} = -\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left[\left(\frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} \frac{\rho}{\mu_t} \delta_{ijk} \right]$	Gleichung 2-35
--	-----------------------

Einsetzen in Gleichung 2-34 liefert anschließend folgenden Ausdruck,

$\tau_{ij} = \mu_t \left[\left(\frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} \frac{\rho}{\mu_t} \delta_{ijk} \right] + \mu_{lam} \left[\left(\frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right]$	Gleichung 2-36
---	-----------------------

wobei für hohe Re -Zahlen die laminare Viskosität in Gleichung 2-36 vernachlässigt werden kann. Die Auflösung der Gleichung 2-36 führt somit zu der Darstellung der turbulenten Spannungen, worin nur die turbulente Viskosität eine Unbekannte ist.

$\tau_{ij} = \mu_t \left(\frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} \rho \delta_{ijk}$	Gleichung 2-37
--	-----------------------

Ist die laminare Viskosität eine reine Stoffgröße, hängt die turbulente Viskosität von der Turbulenzintensität der Strömung ab, weist eine örtliche Abhängigkeit auf und ist somit keine Konstante. Für die Lösung des Gleichungssystems muss folglich die turbulente Viskosität modelliert werden und die Anzahl der Unbekannten reduziert sich, allerdings nur unter Berücksichtigung isotroper Turbulenz. Diese Theorie gewinnt eine physikalische Bedeutung erst im Vergleich mit der kinetischen Gastheorie und dem Mischungswegansatz nach Prandtl, dass von ihm 1925 [43] veröffentlicht und neulich von verschiedenen Autoren beschrieben worden ist, wie z.B. [44], [8], [45]. Gleichwohl stellt die isotrope Betrachtung der Turbulenz dabei eine Schwachstelle dar.

Die Turbulenz zeichnet sich nicht nur durch Impulstransport, sondern auch durch im selben Maße intensivierte Wärme- und Stoffaustausch aus. Für die Beschreibung von Strömungen mit Reaktion kommen zusätzliche Terme für Produktion und Verbrauch an Spezies, bzw. Reaktionswärme hinzu. Analog zu den oben dargestellten turbulenten Spannungen kann der turbulente Energietransport in der Energiegleichung durch die Temperatur-Geschwindigkeitsschwankungen,

$\dot{q}_{t,i} = \rho c_p \overline{T' u'_i}$	Gleichung 2-38
---	-----------------------

sowie der turbulente Stofftransportstrom durch Massenanteil - Geschwindigkeitsschwankungen

$j_{t,i} = \rho \overline{Y' u'_i}$	Gleichung 2-39
-------------------------------------	-----------------------

ausgedrückt werden. Sowohl der turbulente Energie- als auch der turbulente Massendiffusionsstrom sind Vektorgrößen und somit richtungsabhängig. Nach dem Boussinesq - Ansatz lassen sich die Temperatur - Geschwindigkeitskorrelation sowie die Massenanteil - Geschwindigkeitskorrelation mit den Gradienten der Temperatur bzw. des Massenanteils verknüpfen, wie hier exemplarisch in die x-Richtung dargestellt wird:

$\overline{T' u'_x} = a_t \frac{\partial \overline{T}}{\partial x} \vec{e}_x; \quad \overline{Y' u'_x} = D_t \frac{\partial \overline{Y}}{\partial x} \vec{e}_x$	Gleichung 2-40
--	-----------------------

Die Proportionalitätsfaktoren a_t und D_t , die turbulente Temperaturleitzahl und der turbulente Diffusionskoeffizient, sind um Größenordnungen höher als die entsprechenden laminaren Stoffwerte und gleichzeitig strömungsabhängige Feldgrößen. Sie sind mit der turbulenten Viskosität über die turbulente Prandtl- bzw. Schmidt-Zahl verknüpft:

$Pr_t = \frac{\nu_t}{a_t}, \quad Sc_t = \frac{\nu_t}{D_t}$	Gleichung 2-41
--	-----------------------

Hellat [46] gibt einen experimentell ermittelten Wertebereich dieser Größen bei Gasen zwischen 0,6 und 1,4. Modellrechnungen gehen oft von $Pr_t = Sc_t = 1$ aus.

Die wesentliche Erhöhung von Impuls-, Wärme- und Stofftransport ist auf die intensivierete Zusammenwirkung zwischen den Fluidschichten bei einer turbulenten Strömung zurückzuführen. Diese Zusammenwirkung äußert sich in wirbelartigen Strukturen unterschiedlicher Abmessung und Geschwindigkeit aus. Richardson [47] führte dabei das Konzept der Turbulenzkaskade ein, wonach die in den Geschwindigkeitsfluktuationen enthaltene kinetische Energie (s. Gleichung 2-28) stufenweise auf Wirbel immer kleinerer Abmessungen übertragen wird. Am Ende der Turbulenzkaskade befinden sich die kleinsten Kolmogorov- Wirbel [48], die mit den entsprechenden Längenmaß L_η , Geschwindigkeitsmaß u_η und Zeitmaß τ_η charakterisiert werden. Bei diesen kleinsten Wirbeln bilden sich aufgrund hoher Geschwindigkeitsgradienten und der Auswirkung der laminaren Viskosität ausreichend hohe Scherspannungen aus, so dass die kinetische bzw. Rotationsenergie dissipiert wird. Die Dissipationsrate ε ist dabei die Leistung, mit der die kinetische Energie in Wärme des Fluiden umgewandelt wird. Aus der Dimensionsanalyse können die charakteristischen Größen dieser kleinsten Wirbelklasse durch die Dissipationsrate ε und die kinematische Viskosität ν gemäß

$L_\eta \equiv \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon}\right)^{\frac{1}{4}}; \quad u_\eta \equiv (\varepsilon \nu)^{\frac{1}{4}}; \quad \tau_\eta \equiv \left(\frac{\nu}{\varepsilon}\right)^{\frac{1}{2}}$	Gleichung 2-42
--	-----------------------

ausgedrückt werden und als konsequenter Schluss sich für diesen Bereich die Forderung $Re=1$ ergibt.

Die Geschwindigkeitsfluktuationen stellen somit die größte und energieträchtigste Wirbelklasse dar, die Energie von der Hauptströmung bezieht und sich mit dem Makrolängenmaß L_t charakterisieren lässt. Diese Tatsache äußert sich in den Proportionalitäten $L_t \sim L_{char}$ und $u' \sim U$. Gleichwohl wird das turbulente Zeitmaß τ_t aus dem Makrolängenmaß und der Schwankungsgeschwindigkeit abgeleitet.

Im energetischen Transfergleichgewicht steht die Turbulenzproduktion P durch die Hauptströmung mit der Energiedissipation der kleinsten Wirbel im Gleichgewicht, so dass sich der Energietransfer über die Geschwindigkeits- und Längenmaße in der gesamten Turbulenzkaskade veranschaulichen lässt:

$P \sim \frac{u'^3}{L_t} \sim \frac{u_\eta^3}{L_\eta} \sim \varepsilon$	Gleichung 2-43
---	-----------------------

Als Maß für die Erstreckung der Turbulenzkaskade wird die turbulente Reynoldszahl $Re_t = \frac{u' L_t}{\nu}$ herangezogen, folglich können die Verhältnisse der kleinsten Kolmogorov-Skalen zu den größten energietragenden Skalen unter Berücksichtigung von Gleichung 2-42 und Gleichung 2-43 dargestellt als:

$L_\eta/L_t \sim Re_t^{-3/4}; \quad u_\eta/u' \sim Re_t^{-1/4}; \quad \tau_\eta/\tau_t \sim Re_t^{-1/2}$	Gleichung 2-44
--	-----------------------

Ist $Re_t > 100$, d.h. liegt eine vollturbulente Strömung vor, kommt es nach Pope [49] innerhalb der Turbulenzkaskade zur Ausbildung des sogenannten Inertialbereichs, der sich zwischen beiden Skalen der größten und der kleinsten Wirbel befindet. Nach der zweiten Ähnlichkeitshypothese von Kolmogorov [48] können die charakteristischen Geschwindigkeits- und Zeitskalen im Inertialbereich durch den Energietransfer und den entsprechenden Längenmaß L dargestellt werden, so dass die Viskosität keine Rolle in diesem Bereich spielt.

$u(L) = (\varepsilon L)^{1/3} = u_\eta (L/L_\eta)^{1/3} \sim u' (L/L_t)^{1/3}$ $\tau(L) = (L^2/\varepsilon)^{1/3} = \tau_\eta (L/L_\eta)^{2/3} \sim \tau_t (L/L_t)^{2/3}$	Gleichung 2-45
---	-----------------------

Es ist charakteristisch für diesen Inertialbereich, dass dort Energie weder von der Hauptströmung bezogen wird, noch infolge der viskosen Kräfte dissipiert wird. Es findet lediglich Energietransfer von den größeren zu den kleineren Wirbeln statt.

2.3. Charakterisierung der Vormischflammen

Steht ein auf molekularer Ebene brennbares gasförmiges Gemisch zur Verfügung, kann der Verbrennungsprozess nach der Theorie der Vormischflammen betrachtet werden, worüber hier eine kurze Beschreibung und Begriffsklärung abgegeben wird. Als charakteristische Größe einer Vormischflamme wird die Flammengeschwindigkeit S , d.h. die Geschwindigkeit, mit der sich die Flammenfront in einem Gemisch ausbreitet, herangezogen. Für den Fall der Verbrennung laminar strömender Gemische ist die Gleichheit der Flammengeschwindigkeit und

der Anströmgeschwindigkeit notwendige Bedingung für eine ortsfeste Flamme, d.h. $S_{lam}=U_{Ein}$ [4], [5], [50]. Dies ist der Ausgangspunkt für das Herleiten einer Beziehung für die laminare Flammgeschwindigkeit S_{lam} unter vereinfachten Bedingungen, d.h. konstante Gaseigenschaften und vollständige Oxidierung des Brennstoffs über die Flammenzone.

Anhand Bild 2-6 ist der linearisierte Verlauf der Temperatur des Gases in der sehr dünnen (ca. 1 mm) eindimensionalen Flammenzone δ einer Vormischflamme dargestellt. Diese teilt sich in eine Vorwärmezone δ_{Pre} und eine Reaktionszone δ_{Reak} ein, wobei der Hauptanteil der Wärmefreisetzung auf die letztere entfällt.

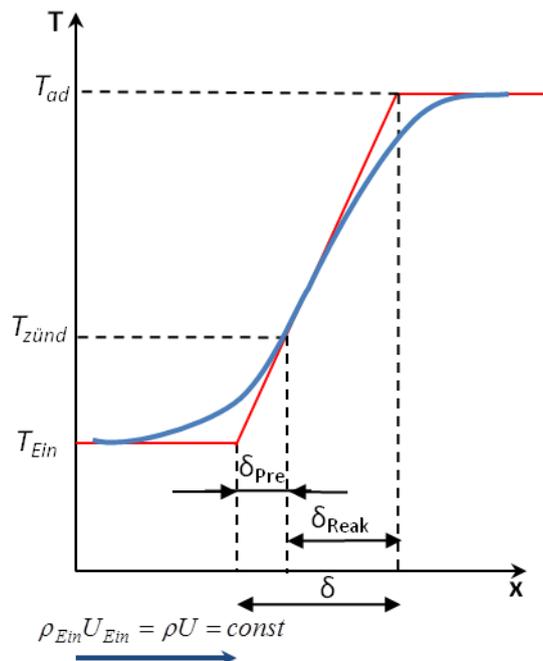


Bild 2-6: Zur laminaren Flammgeschwindigkeit nach Zarzalis [33], Turns [5]

Das Gemisch tritt in die Flammenzone mit der Geschwindigkeit U_{Ein} und der Temperatur T_{Ein} ein und wärmt sich anschließend durch Wärmeleitung von der Reaktionszone auf die Zündtemperatur $T_{zünd}$ auf, wodurch die Reaktion eingeleitet wird. Durch die Wärmefreisetzung erhöht sich die Temperatur der Produkte auf die adiabatische Verbrennungstemperatur T_{ad} . Aus Kontinuitätsgründen ist die Massenstromdichte ρU konstant entlang der Längskoordinate. Es folgt aus der Integration der Wärmebilanz über die Vorwärmezone:

$\rho_{Ein} U_{Ein} c_p (T_{zünd} - T_{Ein}) = \lambda \frac{T_{zünd} - T_{Ein}}{\delta_{Pre}}$ $\Rightarrow \delta_{Pre} = \frac{\lambda}{\rho_{Ein} U_{Ein} c_p} = \frac{a}{U_{Ein}}$	Gleichung 2-46
---	-----------------------

Durch die Annahme gleicher Temperaturgradienten, d.h. $\frac{T_{zünd}-T_{Ein}}{\delta_{Pre}} = \frac{T_{ad}-T_{zünd}}{\delta_{Reak}}$ in den beiden Zonen, lässt sich die Dicke der Reaktionszone bestimmen:

$\lambda \frac{T_{ad} - T_{z\underline{u}nd}}{\delta_{Reak}} = \rho_{Ein} U_{Ein} c_p (T_{z\underline{u}nd} - T_{Ein})$ $\Rightarrow \delta_{Reak} = \frac{a}{U_{Ein}} \cdot \frac{T_{ad} - T_{z\underline{u}nd}}{T_{z\underline{u}nd} - T_{Ein}}$	Gleichung 2-47
--	-----------------------

Aus Gleichung 2-46 und Gleichung 2-47 folgt der Ausdruck für die Dicke der Flammenzone:

$\delta_{Pre} + \delta_{Reak} = \delta = \frac{a}{U_{Ein}} \cdot \left(\frac{T_{ad} - T_{z\underline{u}nd}}{T_{z\underline{u}nd} - T_{Ein}} + 1 \right)$ $\Rightarrow \delta = \frac{a}{U_{Ein}} \cdot \frac{T_{ad} - T_{Ein}}{T_{z\underline{u}nd} - T_{Ein}}$	Gleichung 2-48
--	-----------------------

Die Wärmebilanz über die komplette Flammenzone δ liefert unter Berücksichtigung der mittleren volumenspezifischen Brennstoffabbaurate $\overline{\dot{m}}'''_{Br}$:

$\rho_{Ein} U_{Ein} \cdot c_p \cdot (T_{ad} - T_{Ein}) = -H_u \cdot \delta \cdot \overline{\dot{m}}'''_{Br}$	Gleichung 2-49
--	-----------------------

Turns [5], Zarzalis [50] definieren H_u als:

$H_u = (l_{min} + 1) \cdot c_p \cdot (T_{ad} - T_{Ein})$	Gleichung 2-50
--	-----------------------

Somit folgt für die laminare Flammengeschwindigkeit aus Gleichung 2-48, Gleichung 2-49, Gleichung 2-50:

$U_{Ein} = S_{lam} = \sqrt{-a \cdot (l_{min} + 1) \cdot \frac{\overline{\dot{m}}'''_{Br}}{\rho_{Ein}} \cdot \frac{T_{ad} - T_{Ein}}{T_{z\underline{u}nd} - T_{Ein}}}$	Gleichung 2-51
---	-----------------------

Das Minuszeichen auf der rechten Seite korrespondiert mit dem negativen Wert des $\overline{\dot{m}}'''_{Br}$, da der Brennstoff konsumiert wird. Es ist auch ersichtlich, dass die laminare Flammengeschwindigkeit eine Stoffgröße ist, die zunächst vom Druck, von der Temperatur und der Zusammensetzung des unverbrannten Gemisches abhängt. Egolfopoulos et al. [51] ermitteln experimentell die Abhängigkeit dieser Größe von der Brennstoffzahl Φ anhand eines atmosphärischen Methan-Luft-Gemisches mit 300 K Vorwärmtemperatur, die im Bild 2-7 dargestellt ist. Es wird deutlich, dass das Maximum der Flammengeschwindigkeit in der Nähe der stöchiometrischen Gemischzusammensetzung im fetten Bereich auftritt und etwa 40 cm/s beträgt. Dieses Ergebnis wird auch von Peters [52] insbesondere bezüglich des Maximalwertes bestätigt, was Bild 2-8 veranschaulicht. In dieser Darstellung fällt das Maximum mit etwa 40 cm/s gleich groß wie bei den Untersuchungen von Egolfopoulos aus und ein ähnlicher Abfall des Verlaufs über Φ ist erkennbar.

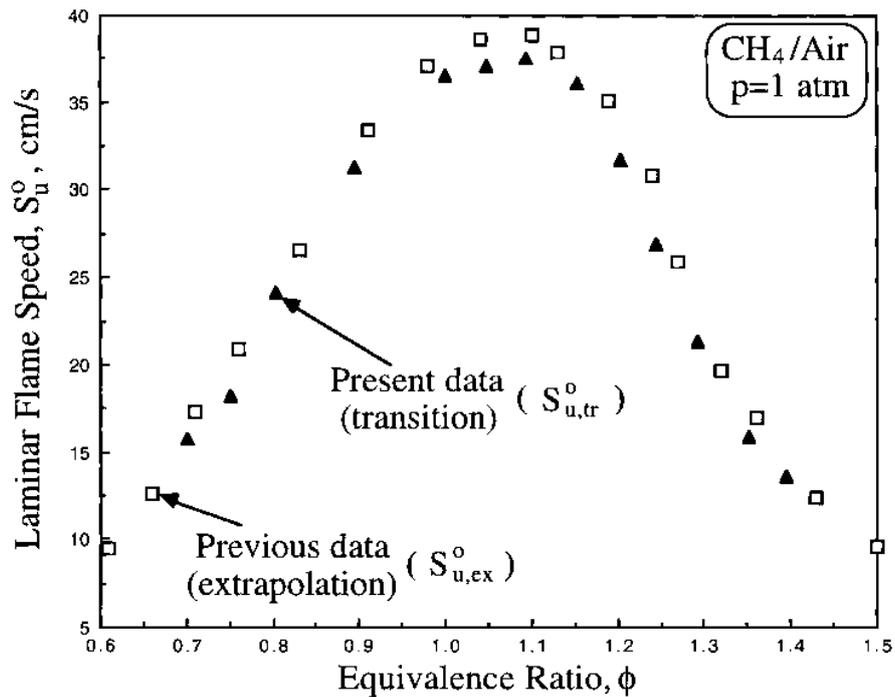


Bild 2-7: Zur laminaren Flammengeschwindigkeit der Methanverbrennung nach Egolfopoulos [51]

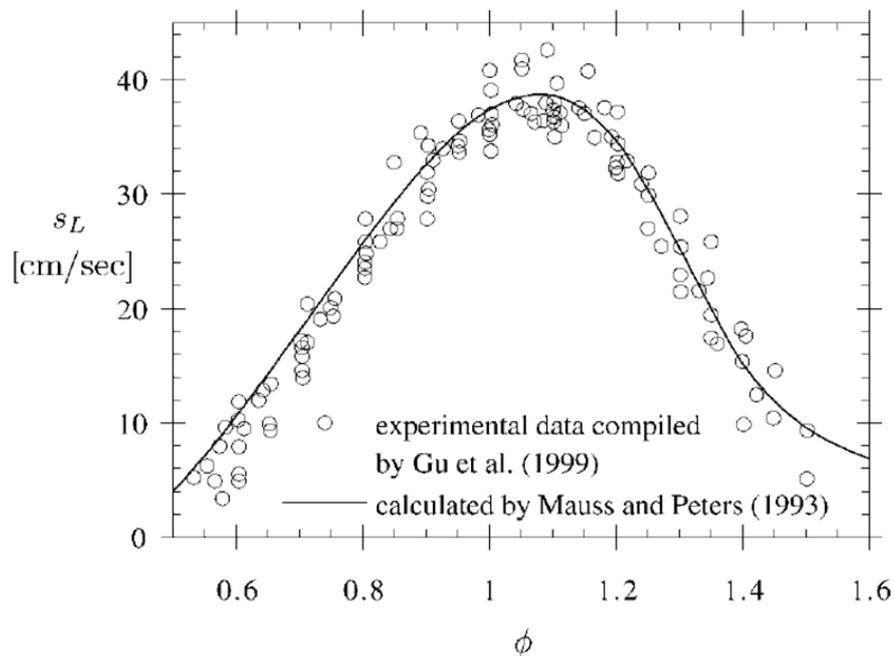


Bild 2-8: Zur laminaren Flammengeschwindigkeit der Methanverbrennung nach Peters [52]

Warnatz, Maas und Dibble [10] betrachten diesen Sachverhalt ebenfalls und geben eine Abhängigkeit der S_{lam} von der Vorwärmtemperatur des stöchiometrischen Methan-Luft Gemisches an, die exponentiell verläuft, s. Bild 2-9.

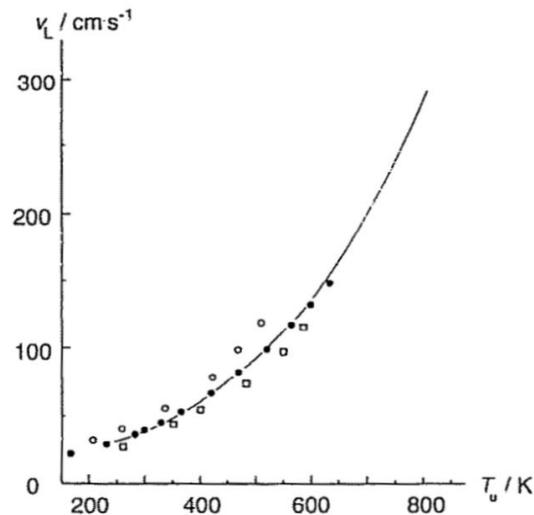


Bild 2-9: Laminare Flammgeschwindigkeit des stöchiometrischen Methan-Luft Gemisches über Vorwärmtemperatur des Gemisches, Warnatz, Maas und Dibble [10]

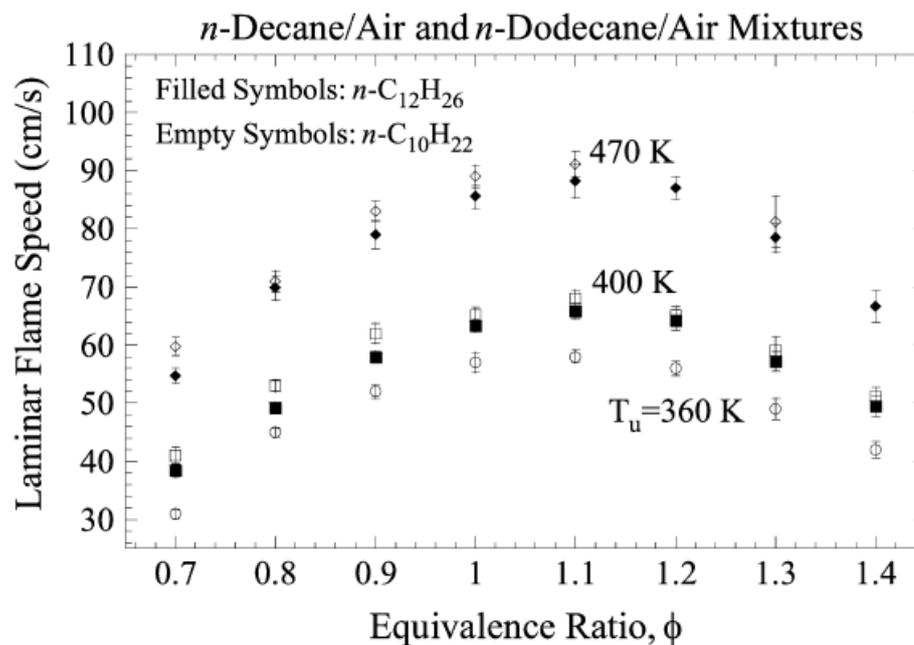


Bild 2-10: Zur laminaren Flammgeschwindigkeit von n-Dekan- und n-Dodekan-Mischungen in Luft, Kumar et al. [53]

Kumar et al. [53], [54] haben Flammen, befeuert durch n-Dekan, n-Dodekan und Kerosin untersucht und die Abhängigkeit der laminaren Flammgeschwindigkeit des Gemisches vom Luft-Brennstoffverhältnis angegeben, was in Bild 2-10 und Bild 2-11 dargestellt ist. Es ist ersichtlich, dass in diesem Fall die maximale laminare Flammgeschwindigkeit ebenfalls in der Nähe der stöchiometrischen Gemischzusammensetzung auftritt und dass die n-Dekan Mischungen über den untersuchten Temperaturbereich gut die Flammeneigenschaften des Kerosins wiedergeben. Der Vergleich zu den Ergebnissen bezüglich der Methanverbrennung lässt die Schlussfolgerung zu, dass die laminare Flammgeschwindigkeit von n-Dekan, bzw. Kerosin mit Maximalwerten von ca. 60 cm/s höher liegt als diese von Methan.

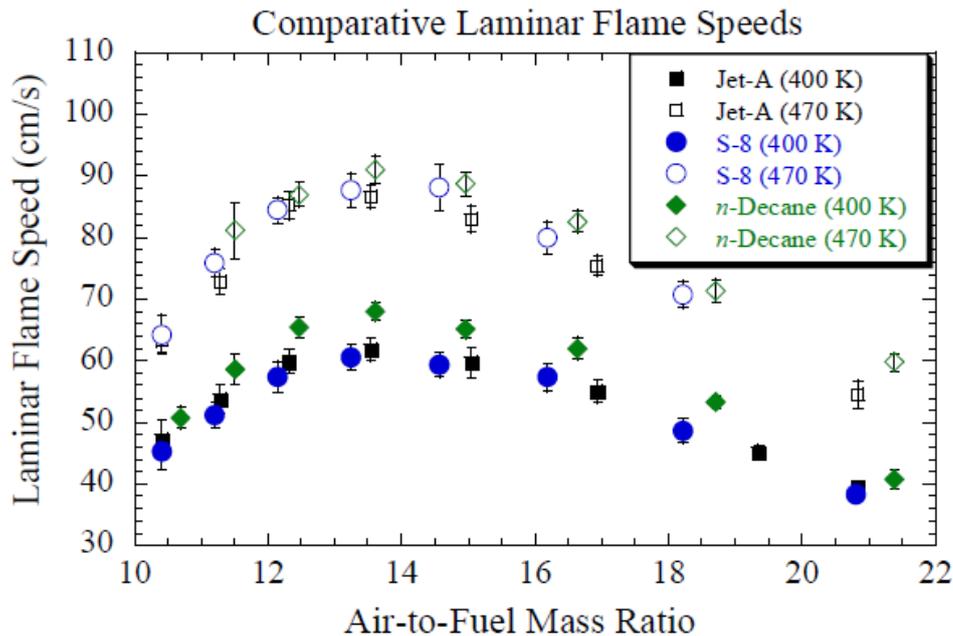


Bild 2-11: Zur laminaren Flammengeschwindigkeit von Kerosinmischung, n-Dekan-Mischung, Kumar et al. [54]

Im Vorgriff der Untersuchungssystematik und der Bedeutung der laminaren Flammengeschwindigkeit für die gegenwärtige Arbeit ist die Kenntnis der Charakteristik der laminaren Flammengeschwindigkeiten von sowohl Methan als auch Kerosin über die Luftzahl bei einer Vorwärmtemperatur von 540 K erforderlich. Somit wurden die Verläufe für Methan- sowie n-Decan-Mischungen in Luft bei einer Vorwärmtemperatur von 540 K durch Simulation ermittelt, die bei der Auswertung der Ergebnisse in der vorliegenden Arbeit herangezogen werden. Es wurden dabei Rechnungen einer planaren, laminaren und somit eindimensionalen Flamme mit dem Open Source Code Cantera [55] gemacht, die die Transportvorgänge von spezifischem Impuls, Energie und Spezies sowie die Kontinuitätsgleichung und die Zustandsgleichung berücksichtigen. Die Rechnungen wurden über eine Reihe Luft-Brennstoffverhältnisse im mageren Bereich durchgeführt, wobei sich die laminare Flammengeschwindigkeit als die Flammenfortpflanzungsgeschwindigkeit ergibt. Die Bildungsgeschwindigkeit von Spezies wurde durch die Reaktionskinetik bestimmt, die im Fall von Methan durch GRI-MECH 3.0 [56] und im Fall von n-Decan durch den Warnatz-Mechanismus [57] vorgegeben ist.

Im Bild 2-12 sind zunächst der simulative Verlauf der laminaren Flammengeschwindigkeit der Methan-Luft-Mischung über das Luft-Brennstoffverhältnis bei 540 K Vorwärmtemperatur, sowie die Gleichung der polynomialen Approximation dieses Verlaufs dargestellt. Desweiteren sind die experimentellen Ergebnisse von Egolfopoulos [51] bei 300 K Vorwärmtemperatur sichtbar. Der Wert für das stöchiometrische LBV von $17,15 \text{ kg}_{\text{Luft}}/\text{kg}_{\text{CH}_4}$ aus dieser Datenreihe wurde nach der Temperaturabhängigkeit von Warnatz [10] auf 540 K hochgerechnet (s. Bild 2-9) und ebenfalls im Diagramm dargestellt. Die Position dieses Punkts auf den berechneten Verlauf spricht für die Aussagekraft des verwendeten Modells im mageren Bereich.

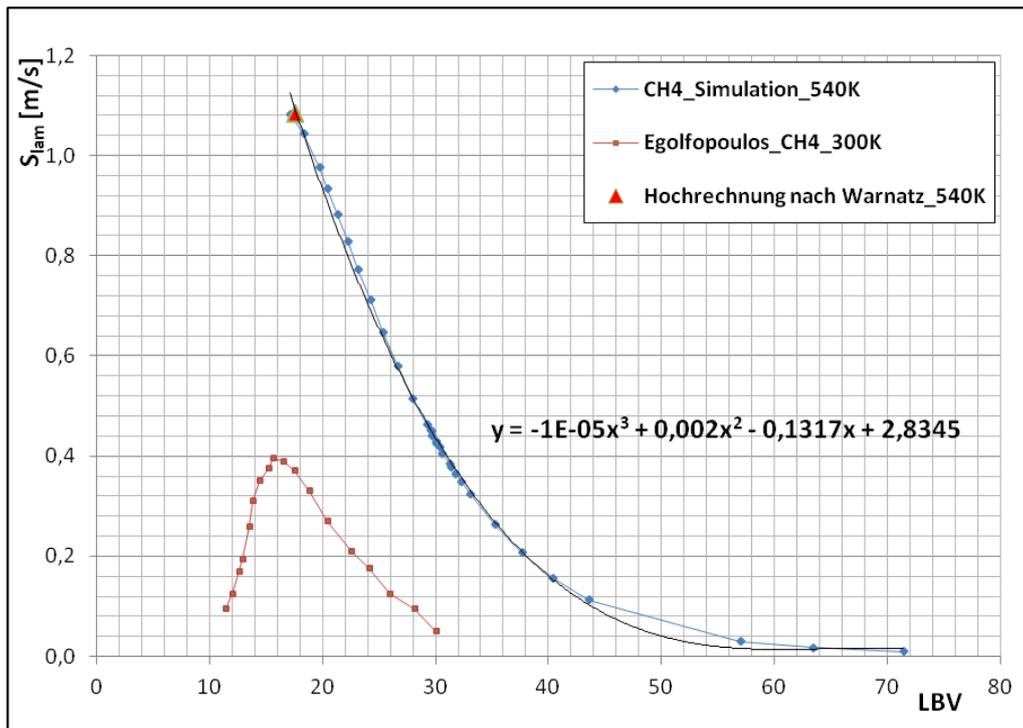


Bild 2-12: Rechnerische Ermittlung der laminaren Flammgeschwindigkeit von Methan-Luft-Mischung bei 540 K Vorwärmtemperatur, Ergebnisse aus [51], [10] über LBV

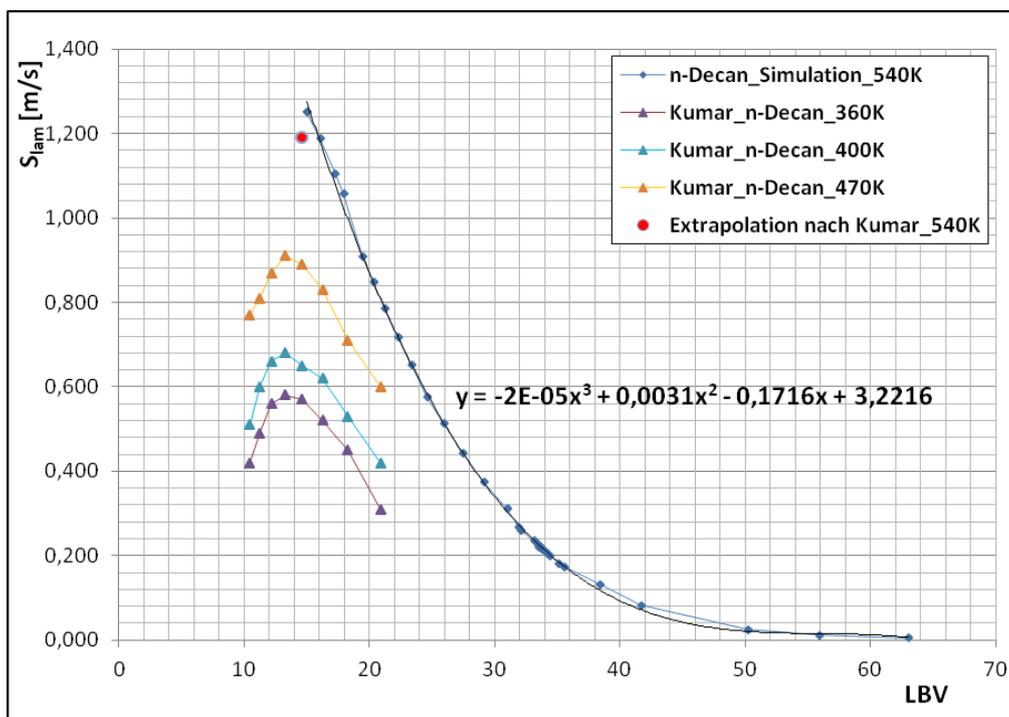


Bild 2-13: Rechnerische Ermittlung der laminaren Flammgeschwindigkeit von n-Dekan-Luft-Mischungen bei 540 K Vorwärmtemperatur, Ergebnisse aus [53], über LBV

Anhand Bild 2-13 ist der rechnerische Verlauf der laminaren Flammengeschwindigkeit der n-Dekan-Luft-Mischung über LBV bei der Vorwärmtemperatur von 540 K dargestellt, der als charakteristisch für Kerosin angenommen wird. Ein Plausibilisieren mit den experimentellen Ergebnissen von Kumar et al. [53] wurde in ähnlicher Weise durchgeführt. Dabei wurde die laminare Flammengeschwindigkeit im stöchiometrischen Punkt aus den vorhandenen Daten auf 540 K exponentiell extrapoliert und im Diagramm dargestellt. Die Position dieses Punkts in der Nähe des berechneten Verlaufs spricht auch in diesem Fall für die Qualität der Simulation. Ähnlich wie im Fall des Methans ist hier die polynomiale Approximation des Verlaufs der laminaren Flammengeschwindigkeit über LBV dargestellt, worauf bei der Auswertung der Messergebnisse zurückgegriffen wird.

Als Bestandteil der Phänomenologie der Vormischflammen wird abschließend der Löschabstand betrachtet. Dieser veranschaulicht den Abstand der Flamme zu der festen Begrenzung des Brennraums, innerhalb dessen keine Verbrennung möglich ist. Die feste Masse nimmt einerseits die freigesetzte Wärme auf und leitet sie anschließend ab, andererseits bewirkt sie den Abbruch der Kettenreaktionen. Dieser Effekt hat eine Bedeutung in der Praxis bei Realisierung von Flammenrückschlagsicherungen, gleichwohl beruht auf ihn die älteste Theorie der Flammenstabilisierung von Lewis und von Elbe [58], worauf später eingegangen wird.

2.3.1. Interaktion von Turbulenz und Reaktion

Aus den bisher dargestellten Überlegungen bezüglich Vormischflammen geht hervor, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flammenfront durch den konvektiven Wärme- und Stofftransport beeinflusst wird. Nach experimentellen Ergebnissen von Hellat [46] sind folgende Mechanismen für die Entstehung von Temperaturschwankungen verantwortlich:

- Zeitliche Schwankungen der Gaskonzentration ziehen zeitliche Temperaturschwankungen nach sich,
- Es existieren von Rauchgaswirbeln umschlossene Bereiche von Frischgemisch, die noch nicht verbrannt sind, s.g. „Taschen“,
- Außerhalb der Reaktionszonen entsteht die Temperaturschwankung aufgrund des turbulenten Wärmetransports, die im Verhältnis zu den ersten beiden Mechanismen hochfrequenter ist.

Es ist deutlich, dass in einer reagierenden turbulenten Strömung die Interaktion von Turbulenz und Verbrennung für die Flammeneigenschaften von wesentlicher Bedeutung ist. Eine qualitative Betrachtung dieses Sachverhalts haben Borghi [59] und Peters [52] dargestellt. Sie beruht auf den charakteristischen Geschwindigkeits- und Längenmaße sowohl der energietragenden Wirbel (u', L_t), als auch der Reaktionszone (S_{lam}, δ) unter der Voraussetzung, dass die wesentlichen Zusammenhänge zwischen Reaktion und Turbulenz allein von diesen vier Größen abhängen. Desweiteren werden die turbulenten Reynoldszahl Re_t , Karlovitz-Zahl Ka_t und Damköhler-Zahl Da_t als Unterscheidungsmerkmale lediglich als Funktionen der dimensionslosen Verhältnisse u'/S_{lam} und L_t/δ in Gleichung 2-52, Gleichung 2-53 und Gleichung 2-54 dargestellt.

Re_t bildet den Bereich der energietragenden Wirbel in Bezug auf die laminare Viskosität ab und ist Unterscheidungskriterium zwischen laminaren und turbulenten Flammen. Der Bereich

laminarer Flammen ist durch $Re_t < 1$ begrenzt und kennzeichnet Auslenkungen der Flammenfront, die kleiner als die Flammendicke sind.

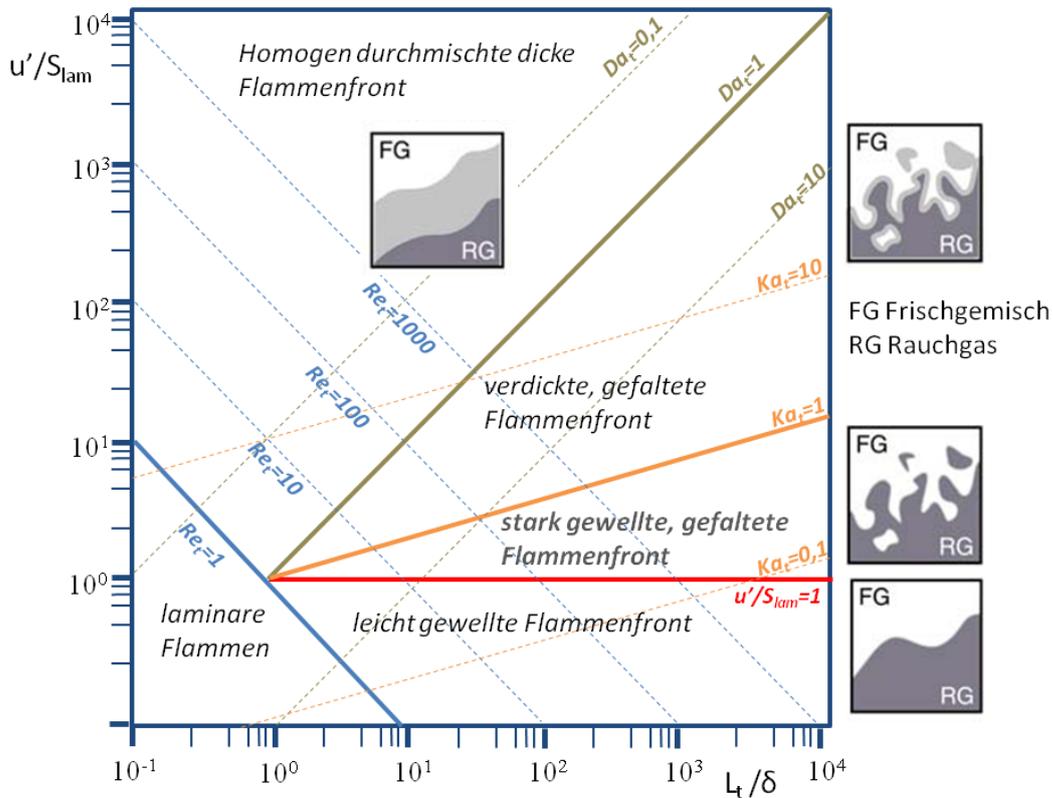


Bild 2-14: Flammenstrukturdiagramm nach Borghi [59]

$Re_t = \frac{u' L_t}{\nu} \approx \frac{u'}{S_{lam}} \frac{L_t}{\delta}$	Gleichung 2-52
---	-----------------------

$Ka_{t,max} = \frac{\tau_{Reak}}{\tau_\eta} = \frac{u_\eta \delta}{L_\eta S_{lam}} = \left(\frac{u'}{S_{lam}}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot \left(\frac{L_t}{\delta}\right)^{-\frac{1}{2}}$ $\Rightarrow \left(\frac{u'}{S_{lam}}\right) = Ka_{t,max}^{2/3} \cdot \left(\frac{L_t}{\delta}\right)^{1/3}$	Gleichung 2-53
---	-----------------------

$Da_t = \frac{\tau_t}{\tau_{Reak}} = \frac{L_t S_{lam}}{u' \delta}$	Gleichung 2-54
---	-----------------------

Ka_t wird für jede im Turbulenzspektrum enthaltene Wirbelklasse als Verhältnis des Zeitmaßes der Wärmefreisetzung zum Zeitmaß der Wirbelklasse definiert und hat demzufolge ihren maximalen Wert bei der kleinsten Wirbelklasse, d.h. bei den Kolmogorov-Wirbeln. Da_t repräsentiert das Verhältnis des Zeitmaßes der größten energietragenden Wirbel zum Zeitmaß der Wärmefreisetzung [60].

Im Bild 2-14 ist das Flammenstrukturdiagramm nach Borghi [59] dargestellt, das Isolinien der oben dargestellten dimensionslosen Zahlen beinhaltet. Die Steigungen der Isolinien sind aus den Gleichungen ersichtlich, d.h. es ergeben sich entsprechend die Steigungen -1, 1/3 und 1

für die Re_t , $Ka_{t,max}$ und Da_t , s. Gleichung 2-55. Die Isolinien dieser Größen grenzen im Diagramm Gebiete spezifischer Flammenfronteigenschaften ab.

$\frac{u'}{S_{lam}} = \left[Re_t \left(\frac{L_t}{\delta} \right)^{-1} \right] = \left[Ka_{t,max}^{2/3} \left(\frac{L_t}{\delta} \right)^{1/3} \right] = \left[Da_t^{-1} \left(\frac{L_t}{\delta} \right) \right]$	Gleichung 2-55
--	-----------------------

Im Bereich der turbulenten Flammen, d.h. $Re_t > 1$, ist die turbulente Flammengeschwindigkeit S_t charakterisierend. Mit dieser Geschwindigkeit bewegt sich die Flammenfront relativ zu der Strömung und für eine ortsfeste Flamme gleicht sie nach Peters [52] der mittleren Strömungsgeschwindigkeit, normal zur Flammenfront. Für den turbulenten Bereich $\frac{u'}{S_{lam}} < 1$ kann zunächst eine leicht gewellte, in sich geschlossene Flammenfront identifiziert werden. In diesem Fall ist die Erhöhung der turbulenten gegenüber der laminaren Brenngeschwindigkeit auf die Oberflächenvergrößerung der Flammenfront zurückzuführen, was der ursprüngliche Betrachtung von Damköhler [60] für den Fall der „grobballigen Turbulenz“ entspricht. Solche Flammenfronten werden als „wrinkled flamelets“ bezeichnet.

Mit zunehmender Schwankungsgeschwindigkeit, d.h. $u'/S_{lam} > 1$, wird die Flammenfront noch intensiver gefaltet und aufgrund schnelleren Wirbel kommt es zu der Ausbildung von einzelnen sogenannten „wrinkled flames with pockets“ von Frischgemisch im Abgas oder umgekehrt.

Wächst u' , wächst auch $Ka_{t,max}$ und ein Überschreiten des Wertes 1 bedeutet, dass das Zeitmaß kleinster turbulenten Strukturen klein gegenüber dem Zeitmaß der Wärmefreisetzung wird. Diese Strukturen dringen somit in die Flammenfront hinein und verursachen durch Erweiterung der Vorwärm- und Diffusionszonen eine Verdickung der Flammenfront. Bei weiterer Steigerung der Turbulenzintensität gelangen in diese immer größere Wirbel und für $Da_t < 1$ gibt es keine großen energietragenden Wirbel mehr, die eine Faltung der Flammenfront bewirken können. Der Prozess wird durch die Verbrennungsreaktion kontrolliert, da die turbulente Mischung schneller erfolgt. In diesem Fall resultiert eine homogen durchmischte Reaktionszone mit homogener Temperaturverteilung.

Die unterschiedlichen Mechanismen der Flammenfrontbildung in diesen Bereichen wurden von Schmid [61] mathematisch erfasst, wobei folgende Beziehung formuliert wurde:

$\frac{S_t}{S_{lam}} = 1 + \frac{u'}{S_{lam}} (1 + Da_t^{-2})^{-1/4}$	Gleichung 2-56
---	-----------------------

Für den durch die Mischung kontrollierten Flameletbereich, d.h. $Da_t \gg 1$, ergibt sich daraus für die turbulente Flammengeschwindigkeit:

$S_t = S_{lam} + u'$	Gleichung 2-57
----------------------	-----------------------

Im Falle eines durch die chemische Reaktion kontrollierten homogenen Reaktors, d.h. $Da_t \ll 1$, resultiert aus Gleichung 2-54 und Gleichung 2-56 die Beziehung für die turbulente Flammengeschwindigkeit, zu der auch Damköhler [60] im zweiten Grenzfall der „feinballigen Turbulenz“ kommt:

$\frac{S_t}{S_{lam}} = \sqrt{\frac{u' \cdot L_t}{S_{lam} \cdot \delta}} \sim \sqrt{Re_t}$	Gleichung 2-58
---	----------------

2.4. Flammenstabilität von Vormischflammen

Der Begriff „Flammenstabilität“ wird als Synonym für Zündstabilität verwendet. In diesem Sinn bezeichnet Günther [4] eine Flamme als stabil, wenn kleine Schwankungen der Flammenparameter wie Luftvorwärmtemperatur, LBV oder Druckverlust die Flamme nicht beeinträchtigen. Der Ort der Flammenstabilisierung charakterisiert sich durch die Existenz eines auf Molekularebene durchmischten und zündfähigen Luft-Brennstoffgemisches, wo die Reaktionspartner auf Zündtemperatur erwärmt werden.

Der zündstabile Betriebsbereich einer Flammenkonfiguration bezüglich des LBV ist durch die magere und die fette Löschgrenze begrenzt. Mit dem Ziel einer NO_x -Reduzierung bei dem gegenwärtigen Konzept der Gasturbinenverbrennung ist der magere Betriebsbereich des untersuchten Brenners von Interesse, folglich wird ausschließlich die magere Löschgrenze betrachtet. Diese kann entweder durch die Erhöhung des Luftmassenstroms bei konstantem Brennstoffstrom oder durch Abmagerung der Flamme bei konstantem Luftmassenstrom überschritten werden. Die in der gegenwärtigen Arbeit experimentell ermittelte Flammenstabilitätscharakteristik beschreibt somit den Verlauf der mageren Löschgrenze über den variierten Luftmassenstrom.

Die früheste Betrachtung der Flammenstabilität für Vormischflammen ist von Lewis und von Elbe [58] durchgeführt worden und wird als Methode des kritischen Geschwindigkeitsgradienten bezeichnet, s. Bild 2-15. Diese Beschreibung gilt für Flammen innerhalb eines Flammenrohres oder für solche die gerade an der Brennermündung ansetzen. Die Bestandteile dieser Theorie sind die Flammengeschwindigkeit, der oben erwähnte Löschabstand, sowie der radiale Gradient der Strömungsgeschwindigkeit.

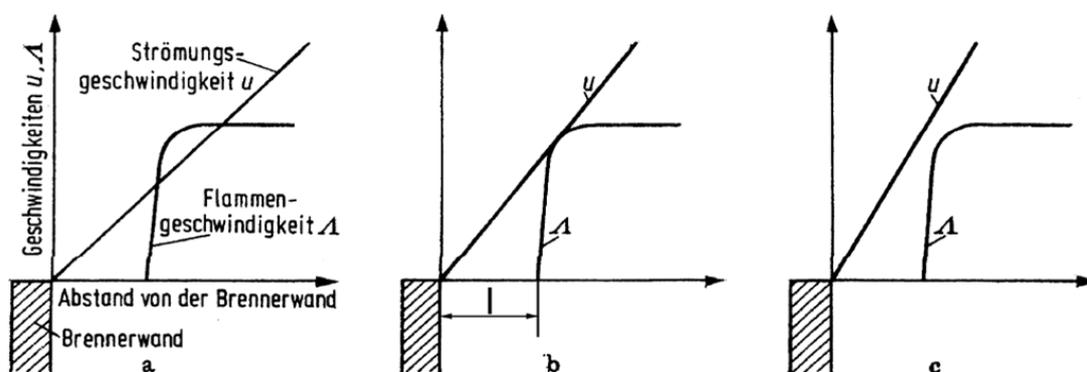


Bild 2-15: Flammenstabilisierung nach Lewis und von Elbe [58]

In diesem Bild sind der axiale Schnitt einer Brennermündung und die radialen Profile der Flammen- und der Strömungsgeschwindigkeiten (A , u) abgebildet. In der Nähe der Wand bilden diese den Löschabstand und die Haftbedingung entsprechend ab, wodurch sie am Rand des Brenners verschwinden. Links am Bild (Teil a) existieren Bereiche mit $A > u$, wodurch die Flamme stromauf wandern, d.h. zurückschlagen kann. Im mittleren Bildteil ist die Strömungsgeschwindigkeit u größer als die Flammengeschwindigkeit A , was zu einer stromabwärts gerichteten Wanderung führt.

mungsgeschwindigkeit gerade so groß, dass das Geschwindigkeitsgleichgewicht zur Strömung im Berührungspunkt erfüllt wird und somit die Flammenstabilitätsbedingung gewährleistet ist. Eine Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit bewirkt einen steileren Gradienten hin zur Wand, wodurch diese stets größer als die Flammengeschwindigkeit ausfällt und ein Abheben der Flamme bedingt.

Ein semi-empirisches Stabilitätsmodell wurde von Putnam und Jensen [62], sowie von Kremer [63] in Bezug auf Vormischflammen formuliert. Diese Betrachtung ist als Peclet-Zahl-Kriterium bekannt und gibt Einblick auf das Stabilitätsverhalten einer Reihe geometrisch ähnlicher Brenner. Für hochturbulente Flammen ($Re_t \gg 1$), für die $Da_t \ll 1$ gilt, kann zu seiner Veranschaulichung die Beziehung in Gleichung 2-58 herangezogen werden. Mit den Proportionalität $L_t \sim D_0$, $u' \sim U_{lim}$ und $\nu \sim a$ und unter Berücksichtigung der Gleichheit der Strömungsgeschwindigkeit bei LBO U_{lim} und der turbulenten Flammengeschwindigkeit S_t im Flammenstabilisierungspunkt, lässt sich diese Gleichung zu

$\frac{S_t}{S_{lam}} = \frac{U_{lim}}{S_{lam}} \sim \sqrt{\frac{U_{lim} \cdot D_0}{a}}$	Gleichung 2-59
---	-----------------------

umschreiben. Der Ausdruck unter der Wurzel stellt die Peclet-Zahl (Pe) dar, die ähnlich zu der Re -Zahl das Verhältnis von konvektivem zu konduktivem Wärmestrom in einer Strömung beschreibt. Eine mathematische Transformation der Gleichung 2-59 liefert die Beziehung von zwei Pe -Zahlen, die entsprechend mit der Anströmgeschwindigkeit U_{lim} und der laminaren Brenngeschwindigkeit S_{lam} gebildet werden und das Gleichgewicht des Wärmetransports an der Flammenzone dabei widerspiegeln. Diese Beziehung lässt sich durch D_0 nicht nur auf eine Reihe geometrisch ähnlicher Brenner generalisieren, sondern berücksichtigt auch Feuerungen unterschiedlicher Brennstoffe, die entsprechende laminare Flammgeschwindigkeiten aufweisen. Auf dieser Weise kann das Stabilitätsverhalten skaliert Brenner bestimmt werden, vorausgesetzt die Flammenstabilitätscharakteristik eines Vertreters der geometrisch ähnlichen Baureihe ist ermittelt, d.h. die Konstanten C, n bekannt sind.

$\frac{U_{lim}^2}{S_{lam}^2} = C \cdot \frac{U_{lim} D_0}{a}, C = const$ $\frac{U_{lim} \cdot D_0}{a} = C \cdot \left(\frac{S_{lam} \cdot D_0}{a} \right)^2$ $\Rightarrow Pe_U = C \cdot (Pe_S)^n, n \cong 2$	Gleichung 2-60
--	-----------------------

2.5. Flammenstabilität durch innere Rückströmung

Die Flammenstabilität ist essenziell für eine stationäre Flamme und soll durch geeignete Maßnahmen bewerkstelligt werden. Die Herausforderung dabei besteht darin, in einer hochturbulenten Luftströmung solche Gebiete zu gewährleisten, wo die Strömungsgeschwindigkeit gleich der turbulenten Brenngeschwindigkeit ist. Ein Abblasen der Flamme, gleichbedeutend mit der mageren Löschgrenze, tritt dann ein, wenn in keinem Punkt des Strömungsfeldes diese Bedingung erfüllt wird.

Bei der Auslegung der Brennerkonfiguration wird die Forderung nach Zündstabilität durch innere Rückströmung berücksichtigt durch:

- Erzeugung von Strömungsgebieten niedriger Geschwindigkeit,
- Erhöhung der turbulenten Flammengeschwindigkeit durch Intensivierung der Turbulenz in diesen Gebieten [64], [65], [66], [67],
- Rezirkulation heißer Reaktionsprodukte, um initiale Zündenergie zu gewährleisten,
- Keinen direkten Kontakt der Gase mit kalten Brennkammerwänden, folglich Auftreten geringerer Wärmeverluste.

Konstruktiv wird diese Forderung oft durch den Einsatz einer Stauscheibe umgesetzt. Dadurch entsteht im Nachlauf der Stauscheibe eine Strömungsrezirkulation, da die Geschwindigkeit dort viel niedriger als die Hauptströmungsgeschwindigkeit ist. Zwischen der Strömungsrezirkulation und der Hauptströmung bildet sich eine Scherschicht hoher Turbulenz aus, wo Wärme- und Stofftransport intensiviert werden und nach Zukoski und Marble [68] das Frischgemisch in der Scherzone von den heißen rezirkulierenden Abgasen gezündet wird. Diese brennende Mischung propagiert stromabwärts in der Scherzone und zündet ihrerseits weitere Ballen mit Frischgemisch. Nachdem die vollständig verbrannten Gase die Scherschicht verlassen, rezirkuliert ein Teil davon, um das propagierende Frischgemisch zu zünden.

Eine weitere Methode, ein Strömungsrezirkulationsgebiet zu erzeugen und die Flamme zu stabilisieren, ist die Anwendung von Drall [69], [70], die hier erläutert wird.

2.5.1. Phänomenologie der verdrallten Strömung

Eine verdrallte Luftströmung in der Brennkammer wird durch die Aufprägung eines Drehmoments durch den Drallerzeuger bedingt, womit sie beim Eintritt in den Brennraum eine dreidimensionale Geschwindigkeit aufweist. Durch die Anwendung von Drall kann eine innere Rezirkulation der Strömung entlang seiner Achse erzeugt und auf dieser Weise erübrigt sich eine Stauscheibe in der Brennerkonfiguration als zusätzliches Bauteil.

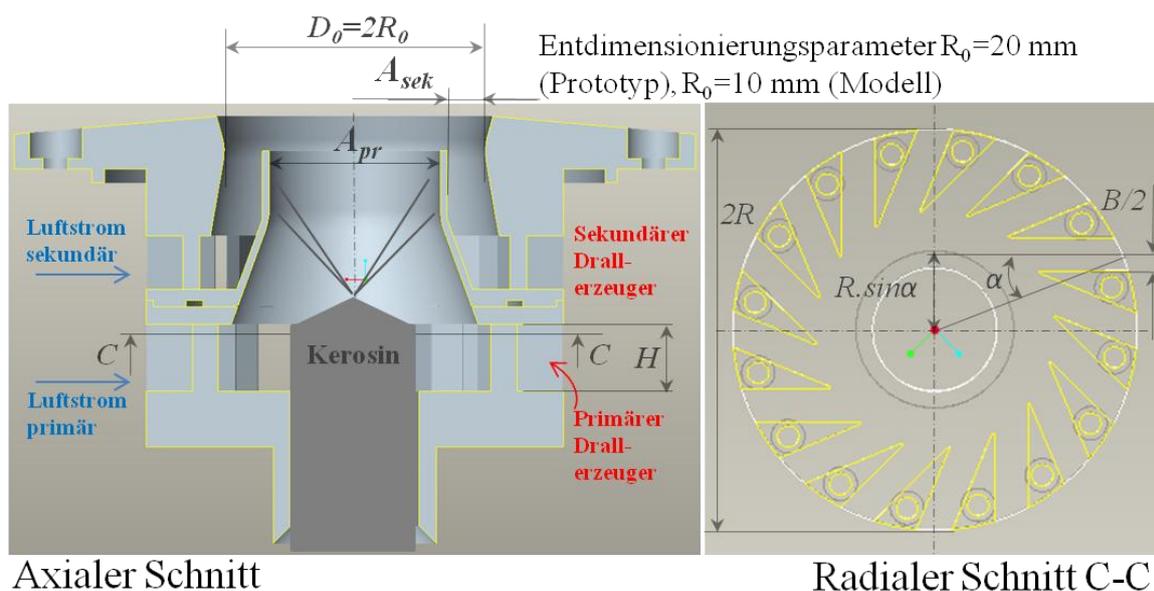


Bild 2-16: Luftzersäuberdüse, axialer Schnitt links, radialer Schnitt rechts

Dies hat nicht nur den Vorteil einer Gewichtreduktion des Apparats, sondern Rußablagerungen auf der Stauscheibe können vermieden sowie die Wartungsintensität verringert werden. Nach Lefebvre [1] weist die drallstabilisierte Konfiguration eine wesentlich bessere Mischung auf, weil durch den Drall intensivere Scherzonen und Turbulenz realisiert werden können.

Um die Bedeutung der verdrallten Strömung auf die Entstehung der inneren Rezirkulationszone und die Bewirkung des Stabilitätsmechanismus hervorzuheben wird hier die Phänomenologie axialsymmetrischer Drallströmungen aus kinematischer Sicht dargestellt. In Vorgriff auf die experimentelle Anordnung werden die beiden Drallerzeuger (primär und sekundär) gezeigt, um einen besseren Einblick auf die Begriffsdefinitionen zu bekommen. Diese sind in die Luftzerstäuberdüse in Form von exzentrischen Luftkanälen integriert, wie im Bild 2-16 dargestellt ist. Rechts im Bild (radialer Schnitt C-C) ist die Anordnung der primären Luftkanäle ersichtlich, die von außen radial mit Luft durchströmt werden und für die Aufprägung der rotierenden Luftbewegung verantwortlich sind. Diese Strömung wird zusätzlich axial beschleunigt, was an der Verjüngung zur primären Austrittsfläche A_{pr} erkannt werden kann. Somit werden auf die einströmende Luft Axial- und Drehimpulse aufgeprägt, deren Verhältnis entdimensioniert mit dem Düsenradius R_{pr} nach Leuckel [71] als Drallzahl S bezeichnet wird und eine maßgebliche Größe für die Charakterisierung von Drallströmungen darstellt:

$S = \frac{\dot{D}}{\dot{I} \cdot R_{pr}}$	Gleichung 2-61
--	-----------------------

Der Axialimpulsstrom und der Drehimpulsstrom werden wie folgt definiert:

$\dot{I} = 2\pi \int_0^{\infty} \left[\rho \left(\overline{(U + u')^2} \right) + (p - p_{\infty}) \right] r dr$	Gleichung 2-62
---	-----------------------

$\dot{D} = 2\pi \int_0^{\infty} \left[\rho \left(\overline{(U + u') \cdot (W + w')} \right) \right] r^2 dr$	Gleichung 2-63
---	-----------------------

Sie sind Erhaltungsgrößen für freie verdrallte Strahlen, wobei die integrale Drallzahl konstant über die axiale Entfernung von der Düse bleibt. Bei eingeschlossenen Strömungen, wie es der Fall bei Brennerkonfigurationen mit zylindrischen Brennkammern ist, hat die Interaktion mit der Wand Einfluss auf den Axialimpulsstrom. Hier liegt auch die Schwierigkeit einer experimentellen Ermittlung der Drallzahl, die aufwändige Feldmessungen nicht nur der axialen und tangentialen Geschwindigkeitskomponente einschließlich der turbulenten Spannungen, sondern auch des statischen Drucks erfordert. Durch die überlagerte Verbrennung resultiert eine Erhöhung des Axialimpulsstroms, wodurch die Drallzahl keine Erhaltungsgröße im reaktiven Feld darstellt. Aus diesen Gründen beschränkt sich die Definition auf eine sogenannte theoretische Drallzahl, die nur von der Geometrie des Drallerzeugers abhängt, wie anhand Gleichung 2-64, Gleichung 2-65 und Gleichung 2-66 zu sehen ist.

$\dot{D}_{theo} = \frac{\dot{m}^2}{\rho \cdot n \cdot B \cdot H} \cdot R \cdot \sin\alpha$	Gleichung 2-64
--	-----------------------

$\dot{I}_{theo} = \frac{\dot{m}^2}{\rho A_{pr}}$	Gleichung 2-65
--	-----------------------

$S_{theo} = \frac{A_{pr} \cdot R \cdot \sin \alpha}{n \cdot B \cdot H \cdot R_{pr}}$	Gleichung 2-66
--	-----------------------

Mit n als Anzahl der Einlasskanäle am Drallerzeuger werden folgende Vereinfachungen nach Leuckel [71] für diese Definition getroffen:

- Vernachlässigung des Beitrags der Geschwindigkeitsschwankungen u' und w' ,
- Vernachlässigung des Beitrags des statischen Drucks zum Axialimpulsstrom,
- Annahme eines Kolbenprofils der Axialgeschwindigkeit über den Austrittsquerschnitt.

Es ist am Bild 2-16 ersichtlich, dass der Brenner aus zwei Reihen Einlasskanäle, bzw. aus zwei Drallerzeugern – primär und sekundär – besteht. Dies ist ein spezifisches Merkmal der untersuchten Düse und ergibt sich einerseits aus den Vorgaben an Betriebsbedingungen für die Verbrennung und verfügbaren Platz in der Brennkammer, andererseits aber soll damit der Spray beiderseits der Luftströmung ausgesetzt und somit eine feinere Zerstäubung erzielt werden.

In Bezug auf den Luftmassenstrom, der durch den sekundären Drallerzeuger einströmt und durch die ringspaltförmige Austrittsfläche A_{sek} austritt, sind die obigen Überlegungen ebenfalls gültig. Unter Einbeziehen der Geometriedaten des sekundären Drallerzeugers lässt sich analog seine theoretische Drallzahl bestimmen. Die resultierende theoretische Gesamtdrallzahl durch die Überlagerung von Primär- und Sekundärluftstrom erfolgt nach Kerr und Fraser [72] durch Addition der einzelnen Impulsströme und durch Normierung mit dem gemeinsamen Düsenradius R_0 , vorausgesetzt beide Drallerzeuger produzieren Drehmoment in der gleichen Richtung:

$S_{theo,ges} = \frac{\dot{D}_{theo,pr} + \dot{D}_{theo,sek}}{R_0(\dot{I}_{theo,pr} + \dot{I}_{theo,sek})} = \frac{S_{theo,pr}}{1 + C} + \frac{S_{theo,sek}}{1 + \frac{1}{C}}$ $C = \frac{A_{pr}}{A_{sek}} \left(\frac{1 - x_{pr}}{x_{pr}} \right)^2 ; x_{pr} = \frac{\dot{m}_{pr}}{\dot{m}_{pr} + \dot{m}_{sek}}$	Gleichung 2-67
---	-----------------------

R_0 wird bei der Ähnlichkeitsbetrachtung in dieser Arbeit als Entdimensionierungsparameter herangezogen und beträgt 20 mm und 10 mm für die Originalausführung und für das Modell entsprechend, wie im Kapitel 3.1 beschrieben wird. Die Massenstromaufteilung x_{pr} könnte bei dieser Betrachtung allein aus dem Verhältnis der effektiven Austrittsflächen des primären und des sekundären Drallerzeugers bestimmt werden. Dadurch werden aber der Einfluss der Rezirkulationszone entlang der Mittellinie und die teilweise Versperrung des primären Kanals nicht berücksichtigt, was zu einer Fehlabschätzung der Gesamtdrallzahl $S_{theo,ges}$ führen würde. Wird hingegen das Massenstromverhältnis $\dot{m}_{pr}/\dot{m}_{ges}$ experimentell ermittelt, kann eine höhere Genauigkeit bei der Bestimmung erzielt werden. Dabei wird aus der folgenden Bedingung ausgegangen:

$\dot{D}_{ges} = \dot{D}_{pr} + \dot{D}_{sek}$	Gleichung 2-68
--	-----------------------

Gleichung 2-64 hat Gültigkeit für beide Drallerzeuger und lässt sich unter Berücksichtigung der Geometrie anhand Bild 2-16 folgendermaßen umformen,

$\dot{D}_{pr,sek} = \frac{\dot{m}_{pr,sek}^2}{\rho} \cdot \left(\frac{R \cdot \sin\alpha}{n \cdot B \cdot H} \right)_{pr,sek} = \frac{\dot{m}_{pr,sek}^2}{\rho} \cdot \left(\frac{l}{A_{eff}} \right)_{pr,sek}$	Gleichung 2-69
---	-----------------------

wobei l die Exzentrizität und A_{eff} die effektive Fläche einer Reihe der sowohl primären als auch sekundären Eintrittskanälen bedeuten. Aus Gleichung 2-68 und Gleichung 2-69 folgt somit der Ausdruck in Gleichung 2-70,

$\dot{D}_{ges} = \frac{l_{pr}}{\rho A_{eff,pr}} \cdot \dot{m}_{pr}^2 + \frac{l_{sek}}{\rho A_{eff,sek}} \cdot \dot{m}_{sek}^2$	Gleichung 2-70
--	-----------------------

der unter Berücksichtigung der Bedingung $\dot{m}_{ges} = \dot{m}_{pr} + \dot{m}_{sek}$ folgende Form annimmt:

$\dot{D}_{ges} = \frac{l_{pr}}{\rho A_{eff,pr}} \cdot \dot{m}_{pr}^2 + \frac{l_{sek}}{\rho A_{eff,sek}} \cdot (\dot{m}_{ges} - \dot{m}_{pr})^2$	Gleichung 2-71
---	-----------------------

Das Gesamtdrehmoment \dot{D}_{ges} der beiden Drallerzeuger, die separat generierten Drehmomente \dot{D}_{pr} und \dot{D}_{sek} der einzelnen Drallerzeuger und somit ihre effektiven Flächen $A_{eff,pr,sek}$ können experimentell ermittelt werden, wie es später dargestellt wird. Aus der Lösung der Gleichung 2-71 können \dot{m}_{pr} und folglich das Massenstromverhältnis $\dot{m}_{pr}/\dot{m}_{ges}$ bestimmt werden.

Eine getrennte Betrachtung der Drallzahl für den isothermen und für den reagierenden Fall wurde von Hillemanns [6] durchgeführt. Unter Vernachlässigung des statischen Drucks gibt er folgende Beziehung an,

$\frac{S_{theo,Reak}}{S_{theo,iso}} = \frac{\dot{I}_{iso}}{\dot{I}_{Reak}} \approx \frac{T_{iso}}{T_{Reak}}$	Gleichung 2-72
--	-----------------------

wobei die Axialimpulsströme und die Temperaturen über den Strömungsquerschnitt integrierte und gemittelte Größen sind.

Eine weitere charakterisierende Größe für die Drallströmung stellt die Wirbelstärke $\vec{\omega}$ dar. Sie ist definiert als Rotation des Geschwindigkeitsvektors \vec{u} und ihre Integration über eine geschlossene Fläche liefert die Zirkulation Γ gemäß Gleichung 2-73, die den massespezifischen Drehimpuls repräsentiert und folglich eine Erhaltungsgröße ist.

$\vec{\omega} = \nabla \times \vec{u} = rot \vec{u}$ $\Gamma = \int_A (\nabla \times \vec{u}) d\vec{A}$	Gleichung 2-73
---	-----------------------

Die einströmende Luft besitzt schon in der Düse ein typisches Tangentialgeschwindigkeitsprofil $w(r)$, dessen idealisierte Form als Rankine-Wirbel bezeichnet wird und im Bild 2-17 dargestellt ist. Für Fluidelemente in einem weiten radialen Bereich verläuft die Tangentialgeschwindigkeit aufgrund der Reibungsfreiheit hyperbolisch über den Radius und stellt den sogenannten Potentialwirbel dar. Mit wachsendem Radius nähert sich die tangentiale Ge-

schwindigkeit asymptotisch gegen Null. Nach diesem Verlauf sollte sie mit verschwindendem Radius gegen unendlich wachsen und dementsprechend unendliche Schubspannungen auf der Achse wegen der Rotationsbewegung erzeugen.

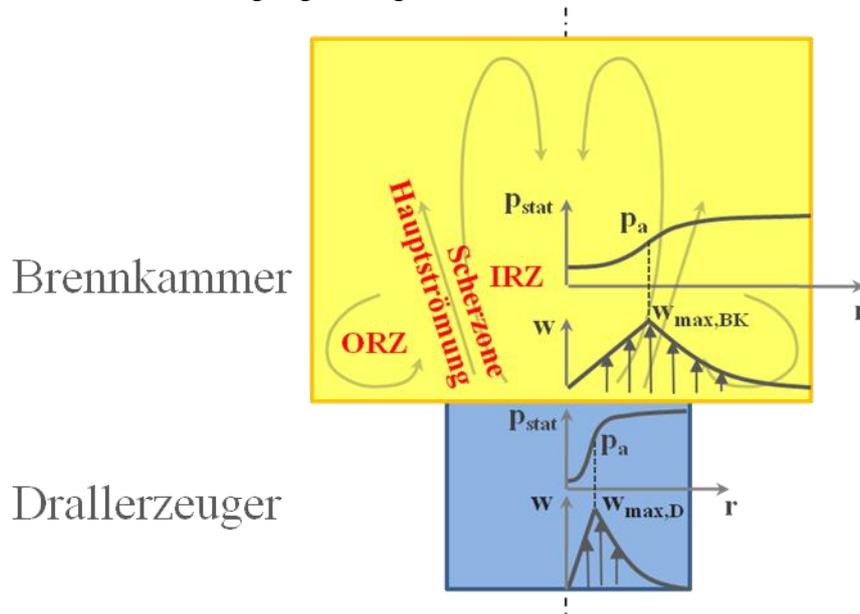
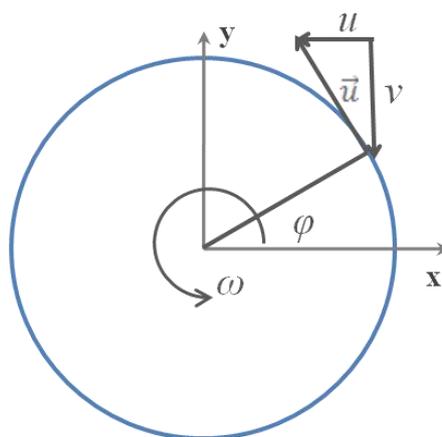


Bild 2-17: Zur Beschreibung des Rankine-Wirbels am Übergang Drallerzeuger-Brennkammer

Nach Zierep [39] stellt sich in ausreichender Nähe der Mittellinie ein Festkörperwirbel ein, wobei die tangentielle Geschwindigkeit proportional mit der Winkelgeschwindigkeit ω dem Radius ist und die Schubspannung in Achsenähe verschwindet. Somit besteht ein isothermer Rankine-Wirbel aus einem Festkörperwirbel im achsnahen Bereich und aus einem Potentialwirbel. Die Wirbelstärke dieser beiden charakteristischen Bereiche kann anhand Bild 2-18 in Betracht gezogen werden.



$$\vec{u} = \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix}; \text{rot}\vec{u} = \nabla \times \vec{u} = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$$

Bild 2-18: Zur Wirbelstärke

Für den Festkörperwirbel ist die Größe des Geschwindigkeitsvektors \vec{u} proportional dem Radius, demnach gilt für die Vektorkomponenten u und v und anschließend für die Rotation des Vektors:

$ \vec{u} = \omega r$ $u = -\omega r \cdot \sin\varphi = -\omega y$ $v = \omega r \cdot \cos\varphi = \omega x$ $\Rightarrow \text{rot}\vec{u} = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} = 2\omega \neq 0$	Gleichung 2-74
---	-----------------------

Im Bereich des Potentialwirbels ist diese Proportionalität reziprok zum Radius, woraus

$ \vec{u} = \frac{\omega}{r}$ $u = -\omega \cdot \frac{\sin\varphi}{r} = -\omega \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}}$ $v = \omega \cdot \frac{\cos\varphi}{r} = \omega \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}}$ $\Rightarrow \text{rot}\vec{u} = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} = 0$	Gleichung 2-75
--	-----------------------

folgt. Es ist ersichtlich, dass die Rotation des Festkörperwirbels nicht gleich Null ist und die lokale Zirkulation einen linearen Anstieg mit dem Radius hat. Analog gilt für den Potentialwirbel Rotationsfreiheit und eine konstante lokale Zirkulation über den Radius.

Das wichtigste Merkmal einer Drallströmung ist die innere Rezirkulationszone (IRZ), die aufgrund des Vortex-Breakdown-Phänomens entsteht und eine besondere Rolle für die Flammenstabilisierung spielt. Mit der Bildung der zentralen Rückströmzone ist eine verstärkte Divergenz der Strömung verbunden, das den axialen Druckgradienten durch konvektiven Drehimpulstransport zusätzlich verstärkt. Zur Erklärung dieses Phänomens haben in der Vergangenheit insbesondere die Übersichtsartikel von Hall [73], Leibovich [74] beigetragen. Die Arbeiten von Schmid [75], Hoffmann [76] und Holzäpfel [77] befassen sich auch damit.

Zu der Betrachtung dieser Erscheinung wird die bereits beschriebene drallerzeugende Düse herangezogen, die in eine zylindrische Brennkammer durch einen scharfen Übergang der Querschnittfläche mündet, so wie anhand Bild 2-17 schematisch dargestellt ist. Für beide Bereiche gilt für das Kräftegleichgewicht in radialer Richtung:

$\frac{w^2}{r} = \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr}$	Gleichung 2-76
--	-----------------------

Für den Potentialwirbel lässt sich das Kräftegleichgewicht entlang eines Stromfadens in tangentialer Richtung unter Berücksichtigung der Reibungsfreiheit aufstellen:

$\frac{\rho w^2}{2} + p = \text{const}$	Gleichung 2-77
---	-----------------------

Die Differentiation dieser Gleichung nach dem Radius liefert anschließend:

$w \frac{dw}{dr} + \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} = 0$	Gleichung 2-78
--	-----------------------

Unter Berücksichtigung der Gleichung 2-76 lässt sich die hyperbolische Abhängigkeit der tangentialen Geschwindigkeit vom Radius herleiten, die anhand Bild 2-17 ersichtlich ist.

$\frac{dw}{w} = -\frac{dr}{r} \Rightarrow \ln(w) = -\ln(r) \Rightarrow w = \frac{\text{const}}{r}$	Gleichung 2-79
--	-----------------------

Desweiteren wird Gleichung 2-76 im Radiusintervall ($r=\text{max}$, r) betrachtet. Anhand Gleichung 2-79 ist es naheliegend, dass $w_{\text{max}} = \frac{\omega}{r_{\text{max}}}$, d.h. der maximalen tangentialen Geschwindigkeit werden r_{max} , p_{max} zugeordnet. Somit gilt:

$\begin{aligned} \frac{\omega^2}{r^3} &= \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} \Rightarrow \frac{\omega^2 dr}{r^3} = \frac{dp}{\rho} \Rightarrow \omega^2 \int_{\text{max}}^r \frac{dr}{r^3} = \frac{1}{\rho} \int_{\text{max}}^r dp \\ &\Rightarrow -\frac{\rho w_{\text{max}}^2 \cdot r_{\text{max}}^2}{2} \left(\frac{1}{r^2} - \frac{1}{r_{\text{max}}^2} \right) = (p(r) - p_{\text{max}}) \\ &\Rightarrow p(r) = p_{\text{max}} + \frac{\rho w_{\text{max}}^2}{2} - \frac{\rho w_{\text{max}}^2 \cdot r_{\text{max}}^2}{2 \cdot r^2} \end{aligned}$	Gleichung 2-80
---	-----------------------

Dies stellt ein Ausdruck für den Gesamtdruck im Bereich des Potentialwirbels dar, woraus es deutlich wird, dass für $r=\text{max}$ diese Größe nicht mehr von der Geschwindigkeit abhängt, d.h. es handelt sich dabei um den thermodynamischen Druck $p_{\text{max}} = p_a$. Für sehr große Radien verschwindet der zweite Term auf der rechten Seite und der Gesamtdruck nähert sich asymptotisch gegen $p_{\text{max}} + \frac{\rho w_{\text{max}}^2}{2}$.

Im Bereich des Festkörperwirbels hat Gleichung 2-76 ebenfalls Gültigkeit. In diesem Bereich ist die Tangentialgeschwindigkeit proportional dem Radius gemäß

$w = \omega \cdot r$	Gleichung 2-81
----------------------	-----------------------

Hier wird analog Gleichung 2-76 im radialen Bereich ($r=0$, max) betrachtet und es gilt:

$\begin{aligned} \frac{w^2}{r} &= \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} \Rightarrow \rho \omega^2 \cdot r dr = dp \Rightarrow \rho \omega^2 \int_r^{\text{max}} r dr = \int_r^{\text{max}} dp \\ &\Rightarrow \frac{\rho \omega^2 (r_{\text{max}}^2 - r^2)}{2} = (p_{\text{max}} - p(r)) \Rightarrow p(r) = p_{\text{max}} + \frac{\rho \omega^2 r^2}{2} - \frac{\rho \omega^2 r_{\text{max}}^2}{2} \end{aligned}$	Gleichung 2-82
---	-----------------------

Daraus wird deutlich, dass der statische Druck auf der Mittellinie, d.h. bei $r=0$, einen minimalen Wert von $p_{\text{max}} - \frac{\rho \omega^2 r_{\text{max}}^2}{2}$ annimmt. An der Stelle $r=\text{max}$ ist der Gesamtdruck gleich dem statischen Umgebungsdruck $p_{\text{max}} = p_a$. Erfährt die Strömung eine scharfe Querschnittserweiterung, so wie beim Übergang von der Düse in die Brennkammer im Bild 2-17, reduziert sich aufgrund der Zirkulationserhaltung der Betrag von w_{max} . Dies hat auch zur Folge, dass der Betrag des Gesamtdrucks p auf der Achse in der Brennkammer höher als in der Düse ausfällt, s. Gleichung 2-82. Somit stellt sich entlang der Mittellinie ein in Richtung Düse abfallender

Druckgradient, der folglich eine Strömungsrezirkulation in diese Richtung erzwingt. Ihr axialer Impuls hängt von der Drallintensität, d.h. von der Drallzahl ab. Maier [78] hat gezeigt, dass eine Strömungsrezirkulation erst ab einer kritischen Drallzahl größer 0,5 stattfinden kann, und die Rezirkulationsintensität mit zunehmender Drallzahl steigt (Bild 2-19).

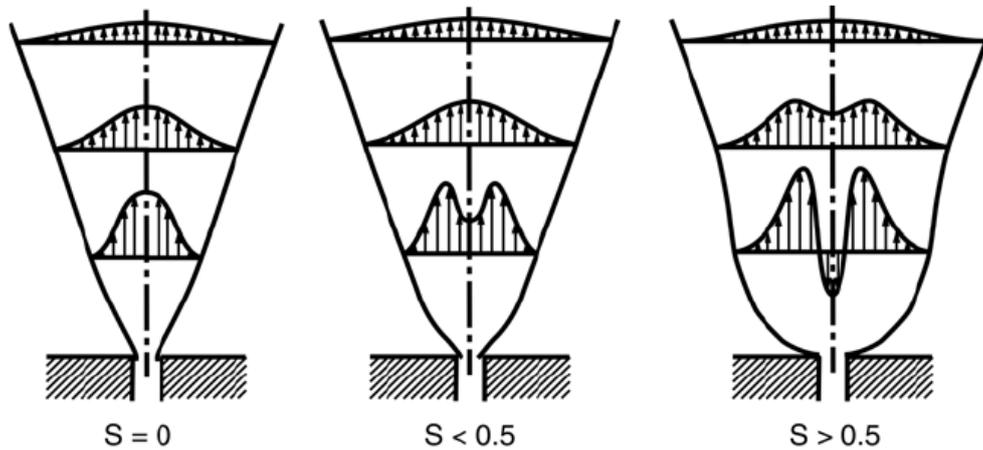


Bild 2-19: Zur Entstehung der inneren Rezirkulationszone [78]

Im Falle einer reagierender Strömung ist das Impulsverhältnis des axial eingeführten Brennstoffstrahls zum rezirkulierenden Luftmassenstrom für die Flammenform maßgebend. Nach Schmittl [7] werden zwei unterschiedliche Flammentypen definiert, nämlich Typ I und Typ II. Während die Typ II Flamme eine kurze und buschige Flamme darstellt und der Brennstoffstrom das Rezirkulationsgebiet nicht durchströmt, ist die Flamme von Typ I eine lange und schlankere Flamme und der Brennstoffstrom durchströmt in diesem Fall die zentrale Rezirkulationszone.

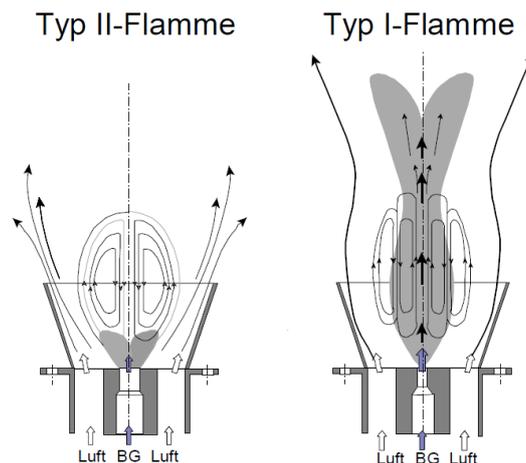


Bild 2-20: Typisierung der zwei Flammen [7]

Eine Konfiguration vom Typ II, die für Gasturbinenverbrennung wegen der hohen Reaktionsdichte typisch ist, wurde experimentell von Hellat [46] untersucht. In dieser Arbeit, bezogen auf Gas-Diffusionsflammen, wurde folgende Beziehung zwischen Flammenlänge, Drall, Luftzahl und Düsenaustrittsdurchmesser angegeben:

$\frac{L_{Fl}}{D_0} = \frac{C}{\lambda(S_{theo} + 1)}$	Gleichung 2-83
--	-----------------------

Die Konstante C in dieser Gleichung ist von der Art der Brennstoffzufuhr (radial, axial) abhängig. Die umgekehrte Proportionalität der Flammenlänge mit der Drallzahl führt zum Schluss, dass eine intensivere Verdrallung die Flamme verkürzt. Die reziproke Abhängigkeit der Flammenlänge von der Luftzahl bei gleichbleibendem Flammendurchmesser bedeutet im Fall der Abmagerung eine kürzere Flamme, d.h. weniger Brennstoff muss gemischt werden.

2.5.2. Betrachtungen zur Flammenstabilisierung

Dieses Unterkapitel umfasst die Beschreibung von Mechanismen zur Stabilisierung von Drallflammen, die sowohl von der Diffusionsflammentheorie als auch von der Vormischflammentheorie herrühren. Merkle [8] betrachtete die Auswirkung des Drehsinns zweier einander konzentrisch umschließender Verbrennungsluftströme auf die Zündstabilität eingeschlossener, gasbefuerter Diffusionsflammen, die eine ähnliche Brennerkonfiguration wie die gegenwärtige darstellten. Im isothermen Fall der Gegendrallkonfiguration zeigt sich trotz der geringeren Gesamtdrallzahl eine Intensivierung der inneren Rezirkulationszone, die in eine Zunahme des rezirkulierenden Massenstroms resultiert. Als Grund dafür wird der stärkere axiale Druckgradient gesehen, der aus dem schnelleren Abbau der Maxima in den Profilen der Tangentialgeschwindigkeit resultiert. Im Fall der überlagerten Verbrennung ergibt sich für beide Strömungssysteme eine Einschränkung des zentral rezirkulierenden Massenstroms, bedingt durch die thermische Expansion. Von den Messungen in [8] geht hervor, dass die Gegendrallkonfiguration stärker von diesem Effekt betroffen ist, so dass in deren zentralen Rezirkulationszone ein geringerer Massenstrom rezirkuliert wird.

Bei der Gegendrallkonfiguration kann jedoch eine wesentliche Erweiterung des stabilen Betriebsbereichs erreicht werden. Als Grund nennt der Autor den gedämpften turbulenten Austausch in radialer Richtung, welcher seinerseits ein inhomogeneres Mischungsfeld mit räumlich größeren Bereichen nahestöchiometrischer Gemischzusammensetzung zur Folge hat. Dementsprechend ist im Falle der Gegendralldüse der Überlappungsbereich strömungsmechanisch und reaktionskinetisch zündgünstiger Bedingungen im Vergleich zur Gleichdralldüse infolge der Inhomogenität stark erweitert, was zu einer besseren Flammenstabilität führt. Diese Argumentation beruht auf das sogenannte Rayleigh-Stabilitätskriterium [79] für die Bewegung von Körpern auf einer Kreisbahn und gelangt im Kontext des Rankine-Wirbels, bestehend aus Festkörper- und Potentialwirbel, eine besondere Bedeutung. Bei dieser Betrachtung besitzt ein rotierendes Massenelement (s. Bild 2-21) auf seiner Umlaufbahn mit dem Radius r_1 den Drehimpuls D_1 und die Zentrifugalkraft F_1 :

$D_1 = \rho_1 \Gamma_1 dV$ $F_1 = \rho_1 \frac{\Gamma_1^2}{r_1^3} dV$	Gleichung 2-84
---	-----------------------

Wird es demnach von seiner Umlaufbahn aufgrund einer Störung auf die nächstgelegte Umlaufbahn mit dem Radius r_2 umgelenkt, so besitzt dieses im Vergleich zu den anderen sich dort befindenden Massenpunkten wegen der Drehimpuls- und entsprechend Zirkulationserhal-

tung eine Zentrifugalkraft, die sich von der Zentrifugalkraft der restlichen Teilchen auf der Umlaufbahn r_2 unterscheidet.

$F_1^* = \rho_1 \frac{\Gamma_1^2}{r_2^3} dV \neq F_2 = \rho_2 \frac{\Gamma_2^2}{r_2^3} dV$	Gleichung 2-85
--	-----------------------

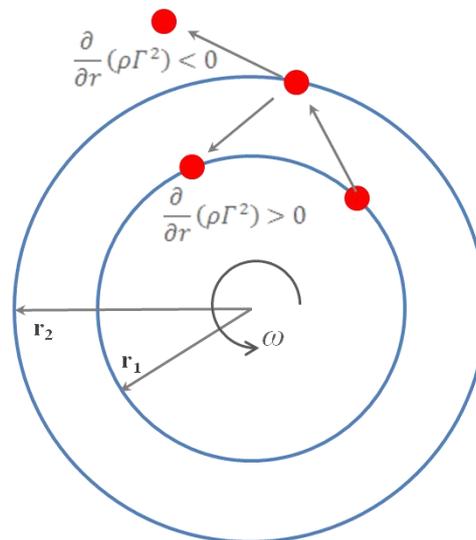


Bild 2-21: Zum Rayleigh-Stabilitätskriterium

Ist $F_1^* < F_2$, d.h. $\rho_1 \Gamma_1^2 < \rho_2 \Gamma_2^2$, wird das Element auf seine ursprüngliche Bahn zurückgelenkt, bei Gleichheit herrscht ein indifferenten Zustand und im dritten Fall $F_1^* > F_2$ erfolgt eine weitere Auslenkung nach außen. Somit besagt das Rayleigh-Kriterium im allgemeinen Fall, dass eine Drehströmung

- stabil, wenn $\frac{\partial}{\partial r}(\rho\Gamma^2) > 0$,
- indifferent, wenn $\frac{\partial}{\partial r}(\rho\Gamma^2) = 0$,
- instabil, wenn $\frac{\partial}{\partial r}(\rho\Gamma^2) < 0$

ist. Im Falle einer isothermen Strömung kann gezeigt werden, dass der erste Fall ($\frac{\partial \Gamma^2}{\partial r} > 0$) den Festkörperwirbel und der zweite ($\frac{\partial \Gamma^2}{\partial r} = 0$) den Potentialwirbel repräsentieren. Daraus folgt, dass die Mischung im Bereich des Festkörperwirbels verhindert wird und der Potentialwirbel in dieser Hinsicht neutral wirkt. Tritt jedoch ein steilerer Abfall der tangentialen Geschwindigkeit als den hyperbolischen Verlauf im Potentialwirbel auf, so bewirkt dies einen negativen Zirkulationsgradienten und ist fördernd für Austausch von Wärme, Impuls und Stoff, wie Experimente von Leuckel und Fricker belegen [80].

Eine Erweiterung des Gebietes zündgünstiger Bedingungen kann auch dadurch bewerkstelligt werden, dass mehrere koaxiale, verdrahlte Teilströme verwendet werden, wie Gupta et al. [81] darstellen. Während sich bei konventionellen Drallflammen das Gebiet maximaler Turbulenzintensität entlang der inneren Rezirkulationszone einstellt, kann durch mehrfache Luftstromanordnung eine Verteilung der Geschwindigkeitsfluktuationen über den gesamten Brennerquerschnitt erreicht werden. Gleichzeitig ist eine radial gestufte Brennstoffzufuhr sinnvoll, um

eine Vielzahl nahestöchiometrischer Zündzonen zu erzeugen. Ein solches Brennerkonzept zeichnet sich durch gute Zündstabilität aus, stellt aber beträchtliche Schwierigkeiten bezüglich Design und Handhabung dar.

Ateshkadi et al. [82], [83] haben drallstabilisierte, ölbefeuerte Flammen untersucht und sind auch zum Schluss gekommen, dass eine gegendrallige Anordnung bei relativ niedrigen Temperaturen sich positiv in Bezug auf die Flammenstabilität auswirkt. Gründe dafür sind die Verkleinerung der Tropfengröße und somit Gewährleistung einer besseren Mischung und Brennstoffzufuhr zu der inneren Rezirkulationszone. Bei Erhöhung der Luftvorwärmtemperatur auf 477 K intensiviert sich die Verdampfung, wodurch der Mischungsprozess für die Verweilzeit bestimmend wird. Somit wird für diese Situation eine Erhöhung des Gesamtdralls und Intensivierung der inneren Rezirkulationszone in Bezug auf die Verbesserung der Flammenstabilität von den Autoren favorisiert.

In der Vergangenheit wurden auch Vormischflammen, stabilisiert durch innere Rezirkulation der Gase, untersucht. Die grundlegende Theorie über Flammenstabilisierung solcher Konfigurationen ist von Spalding [84] entwickelt und von Zukoski und Marble [68] experimentell bestätigt worden. Demnach wird die magere Löschgrenze dadurch erzwungen, dass die Verweilzeit des Frischgemisches nicht ausreicht, so dass die Zündung durch die rezirkulierenden heißen Gase erfolgen kann. Nach [68] tritt die magere Löschgrenze ein, wenn die Zündverzugszeit der Verweilzeit des Gemisches in der Nähe der Rezirkulationszone gleicht.

$\frac{U_{lim} \cdot \tau_{ZV}}{L} = 1$	Gleichung 2-86
---	-----------------------

In diesem Ausdruck repräsentiert U_{lim} die Fluidgeschwindigkeit bei der Flammenverlöschung in der Nähe der Rezirkulationszone, τ_{ZV} die Zündverzugszeit und L die Länge der Kontaktzone für den Wärmeaustausch, d.h. der Rezirkulationszone.

Andrews et al. [85] geben eine sehr umfangreiche Übersicht über Flammenstabilisierungen verschiedener Brennerkonfigurationen. Ihren Schlussfolgerungen nach ändert sich die Flammenform kurz vor der mageren Löschgrenze, die sich im Zuge der Abmagerung nach der Änderung durch niedrigen Ausbrand kennzeichnet und über einen bestimmten Bereich der Luftzahl aufrechterhalten werden kann. Der wichtigste Beitrag zur Flammenstabilisierung besteht demnach darin, genug Turbulenz im Brennraum zu erzeugen, d.h. ausreichend hohe turbulente Brenngeschwindigkeit durch geeignete Geometrie der Düse zu realisieren. Möglichkeiten dazu bieten z.B. die Anzahl der Kanäle des Drallerzeugers, der Neigungswinkel der Kanäle und die Form ihres Querschnitts.

Kiesewetter [86] untersucht in seiner numerischen Studie die Interaktion der Verbrennung mit der verdrallten Strömung anhand Vormischbrennerkonfigurationen. Aus dieser Interaktion resultiert ein mittig angeordnetes, kegelförmig wirkendes baroklines Drehmoment, das auf der Achse zusätzlich zum kalten Wirbelaufplatzen zur Strömungsrezirkulation beiträgt und die besondere „trichterartige“ Form der Flammenfront einer Drallflamme bewirkt. Zur Veranschaulichung des baroklinen Moments zieht der Autor die Wirbeltransportgleichung für kompressible, reibungsfreie Strömungen heran:

$\frac{\partial}{\partial t}(\vec{\omega}) + (\vec{u} \cdot \nabla)\vec{\omega} = -\vec{\omega}(\nabla \cdot \vec{u}) + \frac{1}{\rho^2}(\nabla\rho \times \nabla p) + (\vec{\omega} \cdot \nabla)\vec{u}$	Gleichung 2-87
--	-----------------------

In dieser Gleichung steht auf der linken Seite die substantielle Ableitung der Wirbelstärke $\vec{\omega}$ als Rotation des Geschwindigkeitsvektors. Der erste Term auf der rechten Seite beschreibt die Änderung der Wirbelstärke infolge der Dilatation, der zweite Term $\nabla\rho \times \nabla p$ stellt die Produktion von Wirbelstärke aufgrund des baroklinen Drehmoments dar und der dritte repräsentiert die Entwicklung der Wirbelstärke durch Streckung bzw. Umorientierung.

Ein übersichtlicher Vergleich über empirisch hergeleitete Stabilisierungsmechanismen auf Basis des Peclet-Zahl-Kriteriums findet sich bei Schmittl [7]. Seine Untersuchungen an drallstabilisierten, mit Gas befeuerten Typ II Flammen haben gezeigt, dass die aerodynamischen Austrittsbedingungen am Brenner entscheidend die Zündstabilität beeinflussen. Der Autor konnte zeigen, dass sich die Flamme am Rand der Rückströmungszone stabilisiert, wo dafür günstige Bedingungen, wie Luftzahl nah an dem stöchiometrischen Wert, höchste Temperatur und niedrigste Strömungsgeschwindigkeit existieren. Anhand von Feldmessungen ergibt sich, dass die turbulenten Strömungs- und Mischungsfelder der Flammen vom Luftdurchsatz unabhängig sind. Eine Steigerung des Luftvolumenstroms führt zu einer Erhöhung der mittleren Geschwindigkeit in der Zündzone, das Gleichgewicht zwischen der turbulenten Brenngeschwindigkeit und der Anströmgeschwindigkeit ist nicht mehr erfüllt und die Flamme kann nicht mehr stabilisieren. Eine Steigerung der Drallzahl hat eine Senkung der mageren Löschgrenze aufgrund gesteigerter Mischungintensität zur Folge. Dadurch werden relativ kalte Gase aus höheren Entfernungen zurückgeführt, was zu höheren Reaktionszeitmaßen führt.

2.6. Flammenstabilität durch äußere Rückströmung

Die Flammenstabilisierung kann nicht nur durch die innere, sondern auch durch die äußere Rückströmung bewerkstelligt werden, die durch konvektive Wärmeübertragung an das Frischgemisch einen wesentlichen Beitrag dazu leistet.

In der Literatur [85], [87] wird die Bedeutung der äußeren Rezirkulationszone (ORZ) für die Flammenstabilisierung eingeschlossener Flammen betont. Die in dem rezirkulierenden Abgasmassenstrom vorhandene Wärme ist demnach für die Erwärmung der Verbrennungsluft und des Kerosins und anschließend für die Verdampfung des flüssigen Brennstoffs, aber auch für die Zündung des Gemisches von Nutzen. Sie wird stromabwärts in der Nähe der Reaktionszone der Hauptströmung entzogen und durch die Rezirkulation stromaufwärts der Hauptströmung und somit dem Frischgemisch hinzugefügt. Durch die Rezirkulation der Gase erfolgt eine Absenkung ihrer Geschwindigkeit, wodurch dort für die Verbrennung günstige Bedingungen entstehen können, vorausgesetzt dass auch zündfähiges Gemisch und eine ausreichend hohe Temperatur vorhanden sind.

Wird hingegen ein freibrennender verdrallter Vormischbrenner untersucht, findet lediglich ein Ansaugen von Umgebungsluft statt. Es geht aus den Untersuchungen von Bafuwa und Maccallum [88] und von Beltagui und Maccallum [89] hervor, dass eine Verschiebung der Flammenlöschgrenze zu kleineren Luftzahlen mit zunehmendem Drall resultiert. Dieser Effekt wird mit steigendem Ansaugen von Umgebungsluft mit zunehmendem Drall erklärt, was auch von Hoffmann [76] experimentell bestätigt wurde.

Maier [78] hat experimentell das Ansaugvermögen verdrallter isothermer Freistrahlen untersucht, woraus folgende Beziehung für den angesaugten Luftmassenstrom \dot{m} in Abhängigkeit der Drallzahl bei einer axialen Position x resultiert:

$$\frac{\dot{m}_x}{\dot{m}_0} = \left(0,32 \frac{x}{D_0} + 4,4 \cdot S - 1\right)$$

Gleichung 2-88

Nach seinen Erkenntnissen ist der Beitrag des zusätzlichen, drallbedingten Ansaugens von Luft jedoch nur im düsenahen Kernbereich x_{Kern} beschränkt, dessen Länge auch von der Drallzahl abhängig ist:

$$\frac{x_{Kern}}{D_0} = 10 \cdot e^{-0,3 \cdot S}$$

Gleichung 2-89

Die äußere Rückströmung stellt ein Phänomen eingeschlossener Strömungen dar, das zuerst von Thring und Newby [90] beschrieben wurde und anhand Bild 2-22 erläutert wird. In dieser Darstellung stellt nach Beer et al. [70] die Abszisse den axialen Abstand dar. Das obere Bildteil veranschaulicht den Rezirkulationsmassenstrom \dot{m}_{rez} , das untere Bildteil bildet die Düse-Kammer-Konfiguration mit den Stromlinien, den Geschwindigkeitsvektoren und den relevanten Bezeichnungen ab.

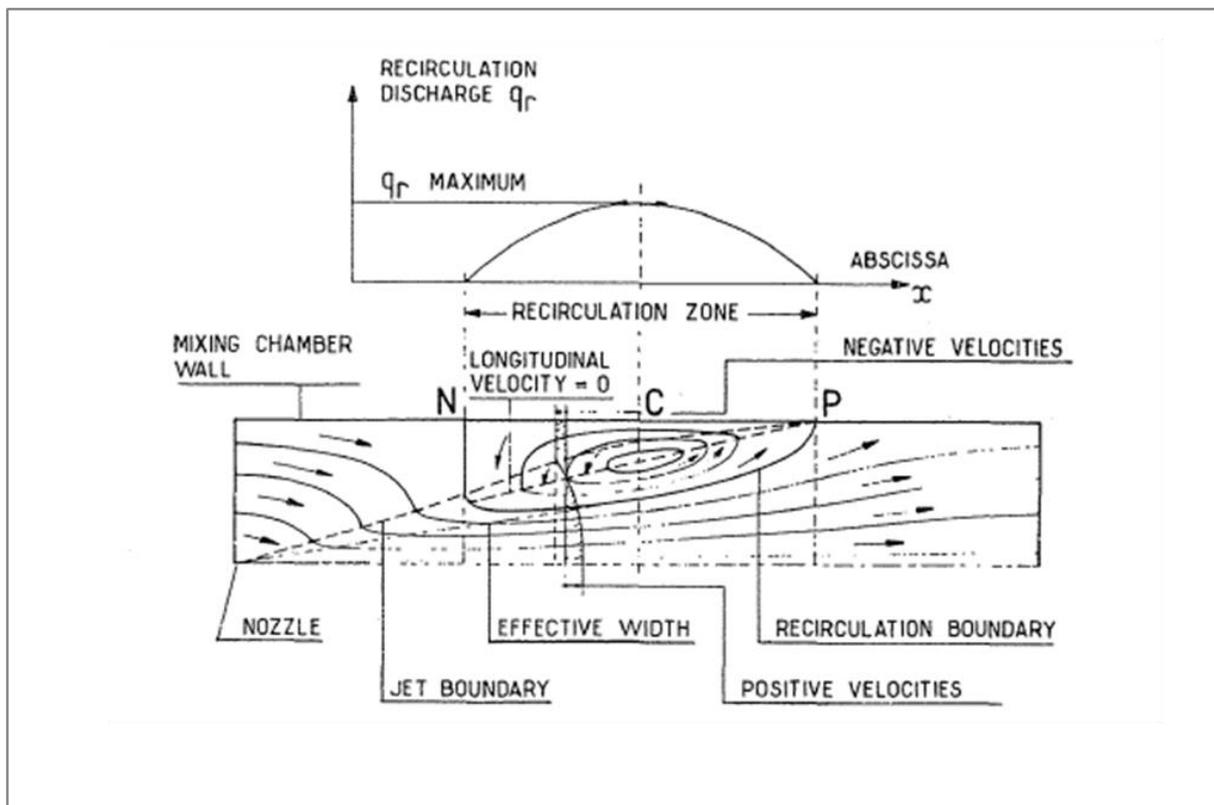


Bild 2-22: Zum Ansaugmechanismus in der äußeren Rückströmung, Quelle Beer et al. [70]

Die Autoren [70] befassen sich mit der Entstehung der Rezirkulation, basiert auf der Freistrahtheorie und geben für den Massenstrom an einer beliebigen axialen Position x für einen Winkel des Strahls zur Mittellinie von ca. 9° folgende Beziehung:

$$\frac{\dot{m}_x}{\dot{m}_0} = 0,32 \frac{x}{D_0} \sqrt{\frac{\rho_a}{\rho_0}} - 1$$

Gleichung 2-90

Dabei handelt es sich um eine eingeschlossene Strömung, die am Punkt P an der Brennkammerwand trifft. Der axiale Abstand x_P lässt sich unter Berücksichtigung dieses Winkels angeben als

$x_P = 2,92d_{BK}$	Gleichung 2-91
--------------------	-----------------------

Der aus dem Brenner kommende Luftstrahl \dot{m}_0 saugt Umgebungsluft, die sich in der Kammer befindet. Im Sonderfall des eingeschlossenen Einzelstrahls ($x_N=0$) kann wegen den Wänden keine Außenluft nachströmen, der Austauschmechanismus am Strahlrand bleibt jedoch erhalten, wodurch der Druck in der Brennkammer absinkt. Dies hat zur Folge, dass am Strahlrand, wo aufgrund der geringen Impulsstromdichte eine Beeinflussung der Strömung leicht möglich ist, Substanz zum Strahlanfang zurückgesaugt wird, die an anderer Stelle durch Impulsaustausch wieder in den Strahl gelangt. Es bildet sich ein ringförmiger Rückstromwirbel aus, der in diesem Sonderfall bis zum Strahlanfang reicht. Das Ansaugen endet bei axialer Position C, im Zentrum des gebildeten Wirbels. Die Autoren [70] berechnen den axialen Abstand von der Düse bis zum Punkt C anhand Gleichung 2-92:

$x_C = \frac{1}{2} \left[x_P + \frac{D_0}{0,32} \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_a}} \right]$	Gleichung 2-92
--	-----------------------

Desweiteren wird der Ähnlichkeitsparameter θ nach Thring und Newby definiert, der den maximalen rezirkulierenden Massenstrom $\dot{m}_{rez,max}$ bestimmt.

$\theta = \frac{D_0}{d_{BK}} \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_a}}$	Gleichung 2-93
--	-----------------------

Somit lässt sich Gleichung 2-92 unter Berücksichtigung von Gleichung 2-91 und Gleichung 2-93 umschreiben zu

$x_C = \frac{1}{2} \left[x_P + \frac{d_{BK}\theta}{0,32} \right] = \frac{d_{BK}}{2} \left[2,92 + \frac{\theta}{0,32} \right]$	Gleichung 2-94
---	-----------------------

Stromabwärts der axialen Position C gibt der Strahl Masse ab, wodurch sich aus Gleichung 2-90 für den rezirkulierten Massenstrom \dot{m}_{rez} zwischen den Punkten N und C folgende Beziehung ergibt:

$\frac{\dot{m}_{rez}}{\dot{m}_0} = \frac{0,32}{\theta} \frac{x_C}{d_{BK}} - 1 = \frac{0,16}{\theta} \left(2,92 + \frac{\theta}{0,32} \right)$	Gleichung 2-95
--	-----------------------

Das Expansionsverhältnis $\frac{D_0}{d_{BK}}$ als Bestandteil von θ ist ausschlaggebend für die Struktur der Strömung, wie in den Arbeiten von Fu et al. [91], Fanaca et al. [92] gezeigt worden ist. Letztere haben herausgefunden, dass wenn dieses Verhältnis groß genug ist (nach ihren Untersuchungen $\frac{d_{BK}}{D_0} = 2,42$), die Brennkammerwände keine große Auswirkung haben und die Strömung ähnlich zu einer freien Strömung ist. Diese Betriebsart wird folglich als „Free Jet Regime“ betrachtet. Wird hingegen das Expansionsverhältnis verkleinert, tritt bei Unterschreiten

eines kritischen Werts $\left(\frac{d_{BK}}{D_0}\right)_{krit}$ ein Umschlag der Strömung in das sogenannte „Wall Jet Regime“ auf, das durch kleine äußere Rezirkulationszonen und hohe Geschwindigkeiten in Wandnähe gekennzeichnet wird. Die Autoren zeigen, dass der Umschlag der Strömungsstruktur einen Einfluss auf die Flammeneigenschaften hat und betonen seine Wichtigkeit, wenn die Ergebnisse eines Experiments in Labormaßstab bei Änderung der Randbedingungen auf eine reale Anwendung übertragen werden. Sie berechnen nach Gleichung 2-88 das Verhältnis des rezirkulierenden Massenstroms zum ausströmenden Massenstrom im Fall der Untersuchungen von Fu et al. und zeigen über die Kontinuität, dass:

$\left(\frac{u_0^2}{u_{rez}^2}\right)_{krit} = \left(\frac{\dot{m}_0}{\dot{m}_{rez}} \cdot \frac{d_{BK}^2}{D_0^2}\right)^2$ $\left(\frac{d_{BK}}{D_0}\right)_{krit}^2 = K \cdot \frac{\dot{m}_{rez}}{\dot{m}_0}, K = const$	Gleichung 2-96
---	-----------------------

In diesem Fall ermitteln sie K zu 1,56 und basierend auf den Ergebnissen von Maier [78], s. Gleichung 2-88 und Gleichung 2-89, geben anschließend die Abhängigkeit des kritischen Flächenverhältnisses von der Drallzahl an:

$\left(\frac{d_{BK}}{D_0}\right)_{krit}^2 = 1,56 \cdot \left(0,32 \frac{x_{Kern}}{D_0} + 4,4 \cdot S - 1\right)$	Gleichung 2-97
--	-----------------------

Eine Quantifizierung des Anteils des rezirkulierenden Massenstroms in einem Feldpunkt kann mithilfe der Stromfunktion Ψ nach Zierep [39] durchgeführt werden. Mit Kenntnis des Strömungsfeldes kann für zwei beliebige Punkte in einer gegebenen Querschnittebene in der Brennkammer

$\dot{V}_{12} = \int_1^2 d\dot{V} \int_1^2 (u dy - v dx) = \int_1^2 \left(\frac{\partial \Psi}{\partial y} dy + \frac{\partial \Psi}{\partial x} dx\right) = \int_1^2 d\Psi = \Psi_2 - \Psi_1$	Gleichung 2-98
--	-----------------------

berechnet werden. Wird zusätzlich die Dichte des Fluiden mit einbezogen, kann die ortsabhängige normierte Stromfunktion als Verhältnis des bis zum Radius r integrierten Massenstroms zum Gesamtmassenstrom berechnet und das Stromfunktionsfeld konstruiert werden:

$\psi_{r,x} = \frac{\int_0^r \rho_{r,x} U_{r,x} r dr}{\int_0^R \rho_{r,x} U_{r,x} r dr}$	Gleichung 2-99
--	-----------------------

Die Punkte konstanter Stromfunktion stellen die Stromlinien im Feld dar.

2.7. Ähnlichkeitsbetrachtung von Brennerkonfigurationen

Der Forscher von Verbrennungssystemen ist auf Experimente angewiesen, da ein analytischer Ansatz zur Erklärung von technischen Phänomenen oft nicht ausreicht. Die Experimente können direkt an der praxisrelevanten Hardware im Originalmaß, d.h. am Prototyp, durchgeführt werden, was oft problematisch bei der Untersuchung im Labormaßstab ist, oder an einem in kleinerem Maß skalierten Modell, was im Labormaßstab wesentlich schneller und präziser bewerkstelligt werden kann. Um die Aussagefähigkeit der damit gewonnenen Ergebnisse auf die praxisrelevante Konfiguration übertragen zu können, ist die Kenntnis der Skalierungsgesetze erforderlich. Ein weiterer Vorteil durch diese Kenntnis besteht darin, dass sich die Ergebnisse der Untersuchungen einer spezifischen Konfiguration generalisieren lassen und die Wahrscheinlichkeit zur Korrelationsbildung mit den maßgeblichen physikalischen Größen sich erhöht.

Nach Beer [93] kann die Ähnlichkeit entweder durch Dimensionsbetrachtung nach dem Buckingham π Theorem oder durch Betrachtung der zugrundeliegenden Differentialgleichungen analysiert werden. Die erstere Methode hat den Nachteil, dass durch die Bildung dimensionsloser Gruppen die physikalische Kenntnis der Prozesse oft nicht hervorgeht. Die Differentialgleichungen stellen in der Regel Bilanzen dar und beinhalten somit Glieder gleicher Dimension. Durch Normalisieren mit charakteristischen Größen können die Gleichungen dimensionslos gemacht werden. Ihr Vorteil gegenüber der Dimensionsanalyse besteht darin, dass sie die Physik transparent abbilden.

Nach Günther [4] liegt dann vollständige physikalische Ähnlichkeit zwischen Modell und Originalausführung (Prototyp) vor, wenn die zugrundeliegenden dimensionslosen Differentialgleichungen identisch sind. Dies äußert sich in folgenden Aspekten:

- **geometrische Ähnlichkeit** – erfordert Einhaltung der Längenverhältnisse aller Bestandteile der Brennerkonfiguration,
- **kinematische Ähnlichkeit** - erfordert gleiche Geschwindigkeitsverhältnisse und ähnliche Geschwindigkeitsprofile aller Strömungseinlässe bzw. Strömungsauslässe,
- **dynamische Ähnlichkeit** – erfordert gleiche Fluidichteverhältnisse aller Strömungseinlässe bzw. Strömungsauslässe, sowie Gleichheit ihrer Massen- und Impulsstromverhältnisse. Hierzu zählt auch die Reynoldsähnlichkeit, d.h. gleiche Re und somit gleiches Verhältnis von Trägheitskräften zu Viskositätskräften von Modell und Prototyp,
- **thermische Ähnlichkeit** – erfordert Ähnlichkeit der lokalen Temperaturverteilung, sowie gleiches Verhältnis von Wärmefreisetzung zu Wärmeübertragung an jedem Feldpunkt,
- **chemische Ähnlichkeit** – erfordert Ähnlichkeit der lokalen Konzentrationsverteilung der an der Verbrennungsreaktion teilnehmenden Stoffe und Verbindungen.

Die Anwendung dieser Ähnlichkeitsgesetze setzt ein vollturbulentes Strömungsfeld, nach Spalding [94] $Re > 25000$, voraus. Die gleichzeitige Einhaltung der Ähnlichkeitsgesetze ist praktisch nicht machbar, wodurch sich die Realisierung einer partialen Ähnlichkeit ableitet. Letzteres stellt insofern eine Herausforderung dar, bewusst Teilprozesse zu vernachlässigen und eine Abschätzung durchzuführen, welche Faktoren den Gesamtprozess am stärksten beeinflussen. Insbesondere liegt es im Ermessen des Forschers zu entscheiden, welche Ähnlichkeiten er bei der Modellierung befolgt und welche für den jeweiligen physikalischen Vorgang

von untergeordneter Bedeutung sind. Wird somit nur eine partielle Modellierung realisiert, kann eine wesentliche Vereinfachung bei der Experimentdurchführung erreicht werden.

Nach diesen Überlegungen werden hier einige Ähnlichkeitsaspekte betrachtet, die relevant für die gegenwärtige Untersuchung sind. Die geometrische Ähnlichkeit der skalierten Brennerkonfigurationen soll gewährleisten, dass die dimensionslosen Strömungsfelder weitestgehend identisch sind und eine Vergleichsbasis der Konfigurationen darstellen. Dabei stellen die über den Brenneraustritt gemittelte axiale Geschwindigkeit U_0 und der Brenneraustrittsdurchmesser D_0 eine geeignete Auswahl als Normierungsparameter dar.

Im Falle eingeschlossener Drallflammen spielt die innere Rezirkulationszone, wie in den vorherigen Unterkapiteln ausgeführt, eine entscheidende Rolle für die Flammenstabilisierung. Für ihre Modellierung, d.h. ihre Abbildung in einem skalierten System, empfiehlt Beer [93] die Erhaltung der Drallzahl. Ihre experimentelle Ermittlung gestaltet sich jedoch aufgrund der notwendigen Kenntnis des statischen Druckfeldes schwierig, zusätzlich ist diese Größe für reagierende Strömungen keine Erhaltungsgröße. Aus diesem Grund ist die Betrachtung der theoretischen Drallzahl sinnvoll, die anhand Gleichung 2-66 erläutert wurde. Zusätzlich kann der reduzierte Drall in Betracht gezogen werden,

$C = \frac{\dot{D} \cdot \rho}{\dot{m}^2}$	Gleichung 2-100
--	------------------------

wodurch die Einflussgrößen Druck und Temperatur der Luftströmung eliminiert werden. Es ist dennoch ersichtlich, dass diese Größe nicht dimensionslos ist, sondern die Einheit m^{-1} hat. Ihre Definition ist allerdings dadurch berechtigt, dass sie ein geometrisches Verhältnis zwischen der Exzentrizität der Lufteinlasskanäle und ihrer Eintrittsfläche darstellt und somit unabhängig von den Betriebsbedingungen ist. Dies wird anhand folgenden Herleitens in Gleichung 2-101 veranschaulicht, wobei $l = R \cdot \sin\alpha$ als Exzentrizität der Kanäle nach Bild 2-16 gilt:

$\begin{aligned} \dot{D} &= \dot{m} \cdot l \cdot w \\ \Rightarrow \dot{D}_{pr,sek} &= \dot{m}_{pr,sek} \cdot l_{pr,sek} \cdot \frac{\dot{V}_{pr,sek}}{A_{eff,pr,sek}} = \rho \cdot \dot{m}_{pr,sek}^2 \cdot \frac{l_{pr,sek}}{A_{eff,pr,sek}} \end{aligned}$	Gleichung 2-101
---	------------------------

Diese Betrachtungsweise wurde auch bei der analytischen Bestimmung der Luftmassenstromaufteilung zwischen dem primären und dem sekundären Lufteinlasskanal angewendet (Gleichung 2-64 - Gleichung 2-67).

Die maximal realisierbare Drallzahl wird durch das frontale Flächenverhältnis A_{fr} begrenzt. A_{fr} repräsentiert das Verhältnis der Austrittsfläche des Brenners zu seiner Stirnfläche und kann anhand der im Bild 2-16 dargestellten Größen gemäß

$A_{fr} = \frac{R^2}{R_0^2}$	Gleichung 2-102
------------------------------	------------------------

nachvollzogen werden. Dieses Verhältnis beinhaltet Information über die aus geometrischer Sicht maximal realisierbare Exzentrizität l der Kanäle und somit über den maximal möglichen Drall, der auf die Luftströmung aufgeprägt werden kann [95]. Die Limitierung in dieser Hinsicht resultiert aus dem begrenzt zur Verfügung stehenden Platz in der Brennkammer der Gas-

turbine und stellt zugleich eine Limitierung des Außendurchmessers R und demzufolge der maximal möglichen Drallzahl dar. Im Kontext des gegenwärtigen Konzepts, das sich durch eine besonders große Austrittsfläche des Brenners charakterisiert, ist diese Limitierung kritisch.

In Bezug auf die äußere Rezirkulationszone soll an dieser Stelle hinsichtlich der untersuchten eingeschlossenen Flammen das Expansionsverhältnis erwähnt werden, das eine qualitative Vorhersage über den rezirkulierenden Massenstrom in der äußeren Rezirkulationszone liefert. Dieses stellt somit für die gegebene Hardwaregeometrie ein Aspekt der geometrischen Ähnlichkeit dar.

Eine Ähnlichkeitsbetrachtung beschränkt sich nicht nur auf dimensionslose Größen, wie anhand des reduzierten Dralls ersichtlich wurde. Die Beladung der Brennkammer nach Gleichung 2-103, formuliert von Deacon [96], repräsentiert in ihrer ursprünglichen Formulierung die auf das Brennkammervolumen und auf den Betriebsdruck bezogene freigesetzte Wärmemenge:

$\dot{q}_{V,bar} = \frac{\dot{Q}}{V \cdot p}; \quad \dot{q}_{A,bar} = \frac{\dot{Q}}{A \cdot p}$	Gleichung 2-103
--	------------------------

Es ist sinnvoll, diese Größe auf den Querschnitt des Brennraums zu beziehen, wenn einzelne Bereiche der Brennkammer kritisch bezüglich der thermischen Belastung zu beurteilen sind und nicht der Bezug auf das gesamte Volumen von Interesse ist. Dies ist beim hier untersuchten Verbrennungskonzept der Fall, der durch die hohe Luftmassenstromdichte in der Primärzone gekennzeichnet ist.

Bei der Skalierung von Brennern zur Erschließung weiterer Leistungsbereiche werden nach einem Übersichtsartikel von Weber [97] meistens zwei Ähnlichkeitskriterien angewandt – das Kriterium konstanter Austrittsgeschwindigkeit U_0 aus dem Brenner und das Kriterium konstanter Verweilzeit $\tau_{Res} = \frac{D_0}{U_0}$ im Brennraum, wobei in beiden Fällen die geometrische Ähnlichkeit eingehalten wird. Die thermische Leistung \dot{Q} von Flammen, skaliert nach konstanter Austrittsgeschwindigkeit U_0 , lässt sich in Abhängigkeit des Luftmassenstroms, sowie des unteren Heizwerts und des LBV des Betriebspunktes angeben als

$\dot{Q} \sim K \cdot \rho_0 U_0 D_0^2, \quad K = \frac{Hu}{LBV}$	Gleichung 2-104
---	------------------------

woraus ersichtlich wird, dass diese Größe entsprechend $\dot{Q} \sim D_0^2$ skaliert. Die Verweilzeit im Brennraum τ_{Res} ändert sich nur mit dem Brenneraustrittsdurchmesser, woraus sich im Fall der Skalierung in kleinerem Maß ihre Reduzierung ergibt. Dies impliziert eine Reduzierung der Zeitmaße für Verdampfung, Mischung und Wärmefreisetzung, wie aus Gleichung 2-1 hervorgeht.

Analog zu der Definition in [96] kann hier die auf das Flammenvolumen bezogene Leistung \dot{q}_{Fl} , d.h. die spezifische thermische Leistung, betrachtet werden. Zur Begründung dieser Betrachtung kann das Werk von Hawthorne et al. [98] herangezogen werden, woraus hervorgeht, dass die Flammenlänge turbulenter Diffusionsflammen allein vom Brenneraustrittsdurchmesser gemäß $L_{Fl} \sim 200 \cdot D_0$ abhängt. Durch Beibehalten des Expansionsverhältnisses d_{BK}/D_0 und die Skalierung der Brennkammerdimensionen gibt Zarzalis [33] folgende Proportionalität:

$$V_{Fl} \sim D_0^2 \cdot L_{Fl} \sim D_0^3$$

Gleichung 2- 105

Somit folgt für \dot{q}_{Fl} aus Gleichung 2-104 und Gleichung 2- 105:

$$\dot{q}_{Fl} = \frac{\dot{Q}}{V_{Fl}} \sim \frac{U_0 D_0^2}{D_0^3} \sim \frac{U}{D_0}$$

Gleichung 2- 106

woraus ersichtlich wird, dass \dot{q}_{Fl} reziprok zu der Verweilzeit τ_{Res} ist und sich für die kleinere Modellkonfiguration erhöht. Leuckel [99] zeigt, dass das Stabilitätsverhalten geometrisch skalierten Konfigurationen von der spezifischen thermischen Leistung abhängig sein kann:

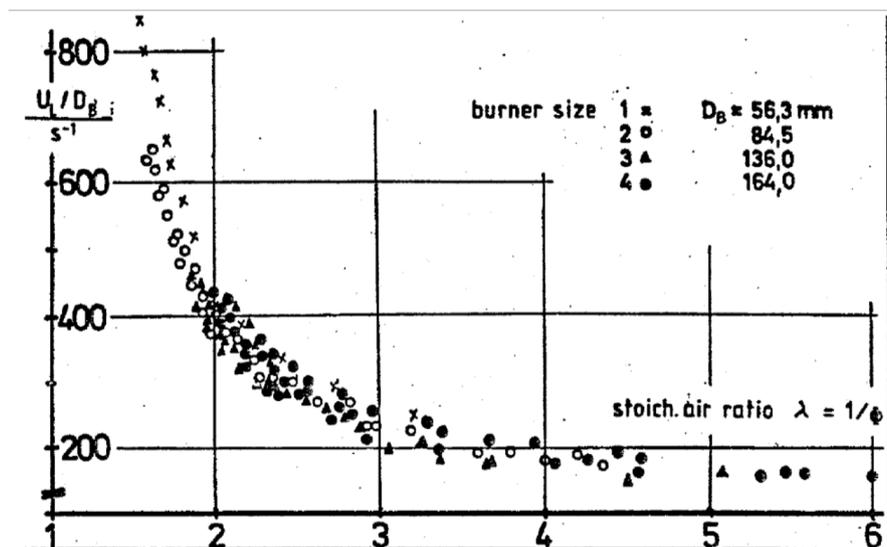


Bild 2-23: Hyperbolische Abhängigkeit des LBO von der spezifischen thermischen Leistung nach Leuckel [99]

Das Prinzip der Skalierung nach konstanter Verweilzeit besteht in der Beibehaltung des Verhältnisses D_0/U_0 , d.h. die thermische Leistung \dot{Q} der Brennerkonfiguration ist entsprechend Gleichung 2-107 proportional zu der dritten Potenz des Brennerdurchmessers.

$$\dot{Q} \sim K \cdot \rho_0 U_0 D_0^2; \frac{D_0}{U_0} = const \Rightarrow \dot{Q} \sim D_0^3$$

Gleichung 2-107

Durch das konstante konvektive Zeitmaß der Strömung $\tau_{Res} = \frac{D_0}{U_0}$ bei einer solchen Skalierung bleibt das Zeitmaß der Makromischung τ_t unverändert. Für isotrope Turbulenz vertreten Sadakata und Hirose [100] die Ansicht, dass auch das Mikromischungszeitmaß konstant bleibt. Hawthorne et al. [98] haben die Hypothese aufgestellt, dass der Mischungsbruch des Brennstoffs in jedem Feldpunkt im Brennraum proportional zum entdimensionierten Abstand x/D_0 stromabwärts vom Brenner ist. Basierend auf dieser Hypothese ziehen Smart et al. [101] den Schluss, dass in kleinerem Maß skalierte Brennerkonfigurationen mit identischem Zeitmaß und Mikromischung als kontrollierender Mechanismus sich durch identische Reaktionsintensitätsverteilung auszeichnen.

Bei diesen beiden Skalierungsmöglichkeiten – nach konstanter Austrittsgeschwindigkeit oder nach konstanter Verweilzeit – ist die Betrachtung an einem mit flüssigem Brennstoff befeuerten Brenner aufgrund der zusätzlich stattfindenden Zerstäubung und Verdampfung weitaus komplexer. Weber [97] setzt dabei besonderen Wert auf die Einhaltung der Impulsströme von Luft und Brennstoff, wenn Skalierungen an schwerölbefeuerten Brennern durchgeführt werden sollen. In Hinsicht auf die Zerstäubung des flüssigen Brennstoffs soll die Untersuchung von Hsiang und Faeth [17] erwähnt werden, die ein quantitatives Maß anhand dimensionsloser Parameter, d.h. die *We*-Zahl und die *Oh*-Zahl, bezüglich der Zerstäubung flüssiger Substanzen liefert.

Die Grenzen des stabilen Betriebsbereichs werden durch die Flammenstabilitätscharakteristik vorgegeben und ihre Bestimmung für eine Reihe geometrisch ähnlicher Konfigurationen, z.B. durch dimensionslose Parameter, ist von besonderem Interesse bei einer Skalierung. Dadurch kann einerseits gezeigt werden, welche Parameter das Flammenstabilitätsverhalten bestimmen, andererseits werden dadurch Grenzen für die Brennerskalierung vorgegeben.

In der Vergangenheit gab es zahlreiche Studien, in denen das Stabilitätsverhalten von skalierten Gasflammen generalisiert wurde. Kalghatgi [102] untersuchte nicht-vorgemischte Freistrahlflammen unterschiedlicher gasförmiger Brennstoffe, sowie Brenner mit unterschiedlichen Durchmessern und konnte die experimentellen Ergebnisse der Flammenstabilitätscharakteristika durch eine Linie darstellen. Dabei hat er sich auf die Proportionalität zwischen S_f und S_{lam} , ähnlich wie das Ergebnis von Schmid [61] in Gleichung 2-59 bezogen, und konnte eine „universale Formel“ für die Beschreibung der Flammenstabilität herleiten.

Feikema et al. [103] betrachten die *Da*-Zahl als Ähnlichkeitsparameter, der die Stabilität drallstabiler nicht-vorgemischter Flammen gasförmiger Brennstoffe beschreibt. Eine *Da*-Zahl repräsentiert das Verhältnis eines konvektiven Zeitmaßes zum Zeitmaß der Wärmefreisetzung gemäß

$Da = \frac{\tau_{Res}}{\tau_{Reak}}$	Gleichung 2- 108
---------------------------------------	-------------------------

Nach den Autoren tritt die Löschgrenze ein, wenn die lokale *Da*-Zahl auf der Achse an der Flammenposition unterhalb eines kritischen Wertes abfällt. Das lokale konvektive Zeitmaß wird durch Ähnlichkeitsbetrachtungen auf die Düsenaustrittsbedingungen zurückgeführt, das Zeitmaß der Wärmefreisetzung wird durch S_{lam} und a , d.h. die Temperaturleitzahl, bestimmt. Dies führt zu der folgenden Stabilitätsbedingung, die die lineare Beziehung zweier *Da*-Zahlen mit der Drallzahl S als Proportionalitätsfaktor abbildet:

$\frac{U_{Br} \cdot a}{S_{lam}^2 \cdot D_0} = C_1 + S \cdot \frac{U_{lim} \cdot a}{S_{lam}^2 \cdot D_0} \cdot C_2 \quad C_1, C_2 = const$	Gleichung 2- 109
---	-------------------------

Eine Reihe von Autoren [104], [105], [106], [76], [107], aufgeführt in [7], versuchten durch geeignete Wahl und Parametrisierung von U_{lim} , D_0 , C , n die Stabilitätsbeziehung anhand Gleichung 2-60 (Peclet-Kriterium) auf verschiedene Brennersysteme, befeuert mit gasförmigem Brennstoff, anzupassen. Schwierigkeiten bei der Anwendung dieses Stabilitätskriteriums resultieren bei nicht-vorgemischten Drallflammen, da die Forderung nach Ähnlichkeit der Strömungsfelder und vor allem nach Ähnlichkeit der Reaktionsfelder besteht. Die Anwendung dieses Kriteriums, das das Stabilitätsverhalten von Flammen geometrisch ähnlicher

Brennerkonfigurationen sowie unterschiedlicher Brennstoffe berücksichtigt, eignet sich besonders für die gegenwärtige Untersuchung.

3. Untersuchungsmethodik und Messtechnik

Im Gegensatz zu der Vielfalt an Untersuchungen von Flammen gasförmiger Brennstoffe, existieren wenige Arbeiten, die das Verhalten von Kerosinflammen beschreiben. Der erste Schwerpunkt liegt somit bei der Untersuchung einer kerosinbefeuerten, realen Brennerkonfiguration mit erhöhter Beladung der Primärzone.

Die Auswirkung der Zerstäubung und der Verdampfung des Kerosins auf die Flammeneigenschaften wird durch den Vergleich zu einer identischen Brennerkonfiguration, befeuert mit gasförmigem Methan bei fast identischen Betriebsbedingungen, untersucht. Dieser Ansatz stellt ein Ähnlichkeitsaspekt und somit einen weiteren Schwerpunkt der Arbeit dar.

Inwieweit die Zerstäubung des flüssigen Brennstoffs, seine Verdampfung und die daraus resultierenden Flammeneigenschaften durch eine Skalierung beeinflusst werden, ist weitestgehend unklar und begründet den dritten Schwerpunkt der gegenwärtigen Arbeit. Der Vergleich der Flammeneigenschaften wird dabei anhand der geometrisch skalierten Konfigurationen durch Erhaltung der Austrittsgeschwindigkeit und der restlichen Betriebsparameter durchgeführt.

Die Ergebnisse dieser Untersuchungen werden in Bezug auf die magere Löschgrenze einer Ähnlichkeitsbetrachtung unterzogen. Ein Beitrag dabei stellt die Ermittlung einer dimensionslosen Flammenstabilitätscharakteristik dieser Brennerkonfigurationen dar. Die Ähnlichkeitsbetrachtung umfasst somit das Stabilitätsverhalten der Kerosin- und der Methanflamme anhand identischer Hardware, sowie das Stabilitätsverhalten beider Kerosinflammen anhand skalierten, geometrisch ähnlicher Hardware.

Die Untersuchungsmethodik leitet sich aus den Schwerpunkten der Arbeit ab und wird in diesem Kapitel beschrieben. Sie beinhaltet somit:

- Untersuchung der Stabilität und der Eigenschaften einer im mageren Bereich brennenden, kerosinbefeuerten Flamme mit Einsatz des realen Prototypenbrenners,
- Vergleich dieser Ergebnisse mit den Flammeneigenschaften und der Stabilitätscharakteristik des gleichen Prototypenbrenners mit Einsatz von gasförmigem Methan als Brennstoff,
- Vergleich der Ergebnisse des Prototypenbrenners mit den Flammeneigenschaften und der Stabilitätscharakteristik eines skalierten, kerosinbefeuerten Modellbrenners.

Die Betriebsbedingungen - Druckverlust und Luftvorwärmtemperatur - werden im Zuge der Entwicklung des gesamten Aggregats definiert und vorgegeben. Während der normierte Druckverlust $\Delta p/p$ über den gesamten Lastbereich nahezu konstant bleibt, entspricht die Vorwärmtemperatur in dieser Untersuchung dem niedrigsten Lastzustand der Maschine, dem Leerlauf, bei dem das Verlöschen der Flamme überhaupt ein kritisches Thema darstellt. Verbrennungsdrücke im Bereich 3-5 bar, entsprechend dem Leerlauf der Maschine, können am verwendeten Prüfstand nicht realisiert werden, somit werden sämtliche Untersuchungen bei atmosphärischem Druck durchgeführt.

Ein besonderes Augenmerk ist in diesem Kapitel der Beschreibung der verwendeten Messtechnik gewidmet. Eine Abschätzung der Qualität der Messergebnisse mit Angabe möglicher Störfaktoren bei der Versuchsdurchführung wird zum Schluss durchgeführt.

3.1. Untersuchungsmethodik

Es wurde bereits dargestellt, dass ein inneres Strömungsrezirkulationsgebiet entscheidenden Beitrag zur Flammenstabilität leistet und dass dies in einer Brennerkonfiguration aerodynamisch durch eine Drallströmung realisiert werden kann. Die Verdrallung der Luftströmung und gleichzeitig die Zerstäubung des flüssigen Brennstoffs werden von der Luftzerstäuberdüse bewerkstelligt, in der die beiden Drallerzeuger integriert sind und deren Geometrie im vorigen Kapitel anhand Bild 2-16 erläutert wurde. Die Düse mündet durch den erwähnten scharfen Übergang in die verwendete zylindrische Brennkammer, die im Bild 3-1 ersichtlich ist. Die Form der Brennkammer – ob zylindrisch oder segmentförmig wie im Fall des Ausschnitts einer Ringbrennkammer – hat einen wesentlichen Einfluss auf die Flammenstruktur, wie Fanaca et al. [92] in ihrer Arbeit dargestellt haben. In dieser Hinsicht stellt die Wahl der zylindrischen Brennkammer ein Kompromiss zwischen optischer Zugänglichkeit und Aussagekraft in Bezug auf eine reale Anwendung.

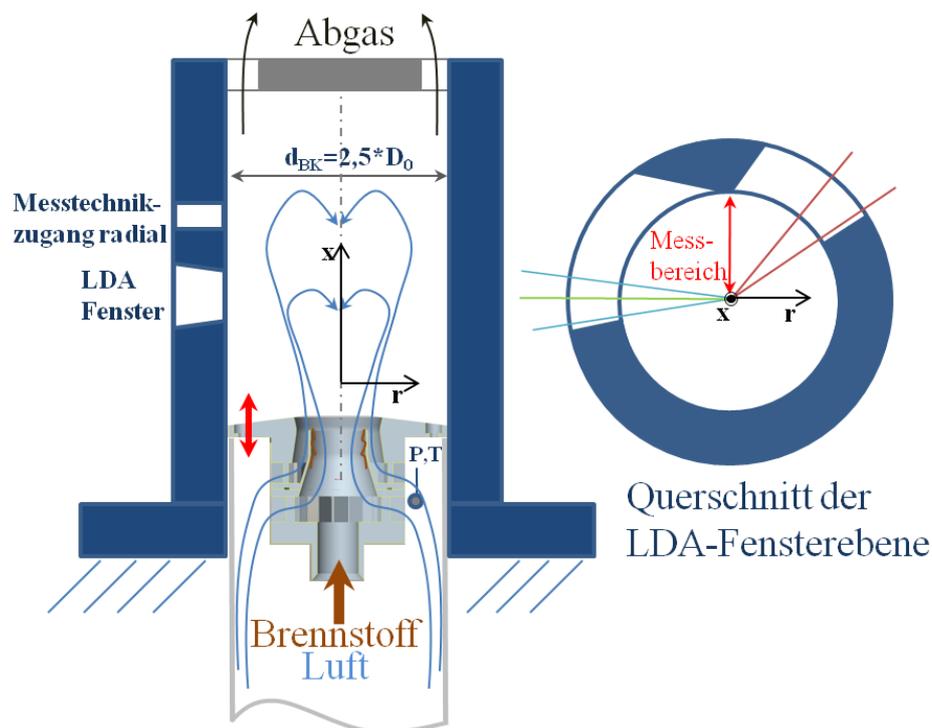


Bild 3-1: Brennkammer, links axialer Schnitt, rechts radialer Querschnitt des optischen Zugangs

Die Brennkammerwände sind mit Keramik isoliert, so dass sie der Flammentemperatur standhalten können. Es sind Öffnungen zwecks optischen Zugangs vorgesehen, wodurch LDA- und PDA-Messungen ermöglicht werden. Bei dem Konzept des optischen Zugangs ist ein Kompromiss zwischen Gewährleistung des Messbereichs und Strömungsbeeinträchtigung getroffen, wodurch optische Messungen nur von der Mittellinie bis zum Rand möglich sind. Der Vorteil dabei ist, dass nur minimale Ausschnitte in der Keramik notwendig sind, um gerade

die fokussierten Strahlen der beiden Sendeoptiken durchzulassen. Dabei wird die Flamme minimal thermisch und strömungsmäßig beeinträchtigt.

Desweiteren ist am Bild 3-1 die radiale Bohrung in der Brennkammerwand zu sehen, durch die Sonden zur Temperatur- und Gaskonzentrationsmessungen in den Brennraum eingeführt werden können. Diese Messungen werden auch nur von der Mittellinie bis zum Rand durchgeführt, um etwaige Flammenstörung zu minimieren. Somit beruhen alle Feldmessungen auf der Symmetrieannahme bezüglich der Mittellinie der Brennkammer und sämtliche Ergebnisse bilden den Radialbereich von 0 bis $2,5 \cdot R_0$ ab. In axialer Richtung erstreckt sich die Felduntersuchung bis $x=6 \cdot R_0$. Als weitere Vereinfachung wird das Druckprofil in der Brennkammer vernachlässigt und es wird dort einheitlich der Umgebungsdruck für sämtliche Berechnungen verwendet.

Diese Brenner-Kammer-Konfiguration ist in früheren Arbeiten beschrieben, wie z.B. in [8] und [45]. Die Düse ist auf einem Düsenhalter montiert, der gleichzeitig den Raum vor der Düse in Luftströmungsrichtung, das Plenum, darstellt und ist anhand Bild 3-2 ersichtlich. In diesem werden der statische Druck und die Vorwärmtemperatur der Verbrennungsluft gemessen, so dass ihre thermischen Bedingungen vor der Düse bestimmt sind. Die Verbrennungsluft wird von einem Zentrifugalkompressor geliefert, wobei der Volumenstrom durch einen KROHNE Wirbelzähler vom Typ Optiswirl 4070C gemessen wird. Die Einstellung des erforderlichen Druckverlusts über die Düse erfolgt manuell. Das Luftvorwärmen wird durch einen elektrischen Erhitzer bewerkstelligt, dabei wird die Luftvorwärmtemperatur durch einen Eurotherm Regler auf den Sollwert geregelt. Eine Zufuhrleitung für MgO als Tracer für LDA (s. Kapitel 3.2.2) ist ebenfalls sichtbar.

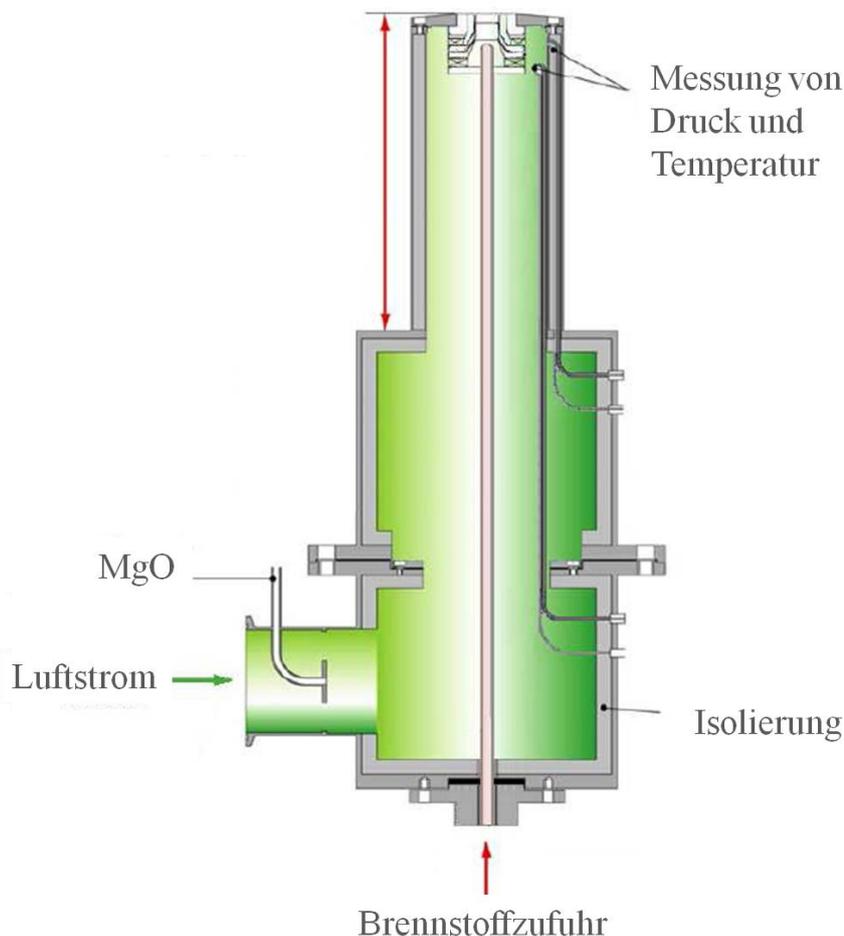


Bild 3-2: Düsenhalter mit oben eingebauter Düse, Stoffströme, Messpunkte für Druck und Temperatur

Als besonderes Merkmal dieser Konfiguration ist hervorzuheben, dass der Verbund Düsenhalter-Düse axial in die Brennkammer verschiebbar ist, wodurch Feldmessungen in unterschiedlichem Abstand von der Düsenmündung ohne axiale Bewegung der Messtechnik ermöglicht werden.

Für die drei untersuchten Düse-Kammer Konfigurationen werden in der Tabelle 3-1 die geometrischen Größen wie das frontale Flächenverhältnis A_{fr} nach Gleichung 2-102, Düsenaustrittsradius R_0 und das Expansionsverhältnis, sowie die flächenbezogene Beladung $\dot{q}_{A,bar}$ bei $\lambda=1$ angegeben.

Tabelle 3-1: Charakteristische Größen der untersuchten Konfigurationen

Brenner	A_{fr} [-]	R_0 [mm]	d_{BK}/D_0 [-]	Beladung $\left[\frac{kW}{m^2 \cdot kPa}\right]$	theoretische Drallzahl [-]	effektive Fläche [mm ²]
Prototypenbrenner Kerosin	0,22	20	2,5	155,2	0,76	640
Prototypenbrenner Gas	0,22	20	2,5	160,5	0,76	640
Modellbrenner Kerosin	0,22	10	2,5	155,2	0,74	166

Im Vorgriff der Ergebnisse werden die theoretische Gesamtdrallzahl und die aerodynamisch resultierte effektive Austrittsfläche der Düse ebenfalls dargestellt, um an dieser Stelle die Dimension der Untersuchung zu verdeutlichen. Für das gegenwärtige Konzept der mageren Verbrennung wird die Luftzerstäuberdüse mit großer effektiver Fläche ausgelegt, woraus eine hohe Luftmassenstromdichte in der Primärzone der Brennkammer resultiert, was bezüglich der Flammenstabilität im mageren Betriebsbereich kritisch ist. Es ist folglich essentiell, die Flammenstabilitätscharakteristik der Düse zu ermitteln. Diese besteht aus einer Reihe von LBO-Messungen, die die Variation des Luftmassenstroms bei konstanter Luftvorwärmtemperatur repräsentieren. Bei jedem Messpunkt wird der Luftstrom konstant gehalten und der Brennstoffstrom sukzessiv reduziert, d.h. die Flamme wird abgemagert. Das Auftreten der mageren Löschgrenze ist ein transients Prozess und wird mit dem plötzlichen Anstieg der globalen Konzentration des Kohlenmonoxids am Brennkammeraustritt assoziiert [9].

Im Vorgriff auf die Ergebnisse muss gesagt werden, dass ein Flammenumwandlungsphänomen im Zuge der Abmagerung stattfindet. Für die Untersuchung der Feldeigenschaften und der Flammenstabilisierungsmechanismen wird somit ein Referenzbetriebspunkt im mageren Bereich mit ausreichender Entfernung zur Stabilitätsgrenze definiert, der als „**stabil**“ gekennzeichnet wird. Zusätzlich wird ein zweiter Betriebspunkt nah an der Stabilitätsgrenze bestimmt, der die geänderte Flammenstruktur nach der Umwandlung repräsentiert und als „**semi-stabil**“ referenziert wird. Ähnlich wie die Flammenstabilitätscharakteristik wird die Flammenumwandlungscharakteristik ebenfalls über den Druckverlust bestimmt.

Tabelle 3-2: Betriebsbedingungen der Felduntersuchungen

	Kerosin Prototyp			Gasdüse	Kerosin skaliert (Modell)	
	isotherm	reagierend		reagierend	isotherm	reagierend
		stabil	semi-stabil			
T_{Pre} [K]	540	540	540	540	540	540
$\Delta p/p$ [%]	3,5	3,5	3,5	3,5	3,5	3,5
LBV	-	27	31	29	-	27

Die Betriebsbedingungen für diese Felduntersuchungen werden in Tabelle 3-2 zusammenfassend dargestellt. Sie umfassen Messungen der Geschwindigkeit, Temperatur und Speziesvolumenkonzentration der gasförmigen Phase, sowie Geschwindigkeit und Tropfengrößenverteilung der flüssigen Phase. Diese Felddaten werden separat erfasst, was in Bezug auf die Einhaltung und Aufrechterhaltung der Betriebspunkte von großer Bedeutung für die Datenkonsistenz ist, weil ihre Überlagerung Erkenntnisse über den Stabilisierungsmechanismus der Flamme liefert. Diese Forderung stellt somit einen besonderen Anspruch an die Versuchsdurchführung.

Bei den reagierenden Strömungen wird der Brennstoff nicht vorgewärmt, sondern auf Standardbedingungen temperiert; eine Variation dieser Größe wird nicht vorgenommen und ihre Auswirkung auf das Stabilitätsverhalten der Düse wird hier nicht untersucht.

Zusätzlich zu diesen zwei reagierenden Fällen werden Messungen sowohl im isothermen als auch im kalten Zustand durchgeführt. Ersteres bedeutet, dass ohne Flamme gemessen wird, der Luftstrom jedoch die Betriebsvorwärmtemperatur hat. Dies wird unter anderem bei der Ermittlung des Strömungsfeldes mit dem Ziel gemacht, die Messmethode zu validieren und Auswertungen in Bezug auf die Drallzahl und Form der Rezirkulationszonen bei dem vorgegebenen Druckverlust zu ermöglichen.

Im kalten Zustand, d.h. mit Luftstrom bei Raumtemperatur, werden die Drallmessung und die Messung der effektiven Fläche durchgeführt. Dies ist bei der Bestimmung des reduzierten Dralls berechtigt, weil diese Größe mit der Dichte der Luft und mit dem Luftmassenstrom normiert wird, sodass die Temperatur und der Druckverlust als Einflussparameter eliminiert werden können, vgl. Kapitel 2.5.1.

Im zweiten Schritt der Arbeit wird dieser Brenner bei identischer Geometrie (Drallzahl und effektive Fläche) auf den Betrieb mit Methan adaptiert, was anhand Bild 3-3 oben rechts ersichtlich ist.

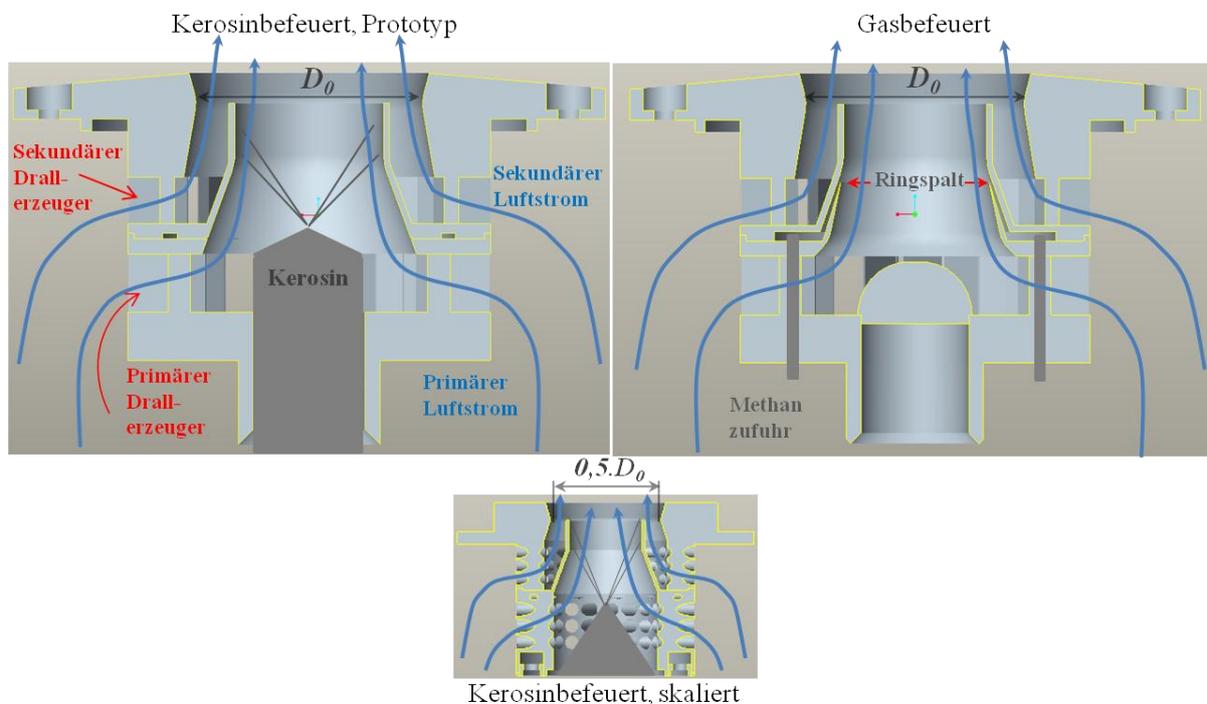


Bild 3-3: Axiale Schnitte der untersuchten Düsen

Die gasbefeuerte Düse weist eine minimale Modifizierung der kerosinbefeierten Düse auf. Damit sollen ihre strömungsmechanischen Eigenschaften weitestgehend unverändert bleiben, was konstruktiv durch einen Ringspalt bewerkstelligt wird, der gerade am Ansatz der Zerstäuberlippe mündet. Entlang der Zerstäuberlippe strömt Gas aus dem Ringspalt und verlässt die Düse in Richtung Brennkammer. Diese Konfiguration soll bei möglichst gleichen Bedingungen wie der stabile Betriebspunkt der kerosinbefeierten Düse untersucht werden. Dies impliziert die Auslegung des Ringspaltes derart, dass die volumetrischen Austrittsgeschwindigkeiten von Gas und Luft gleich sind. Wird die magere Löschgrenze dieser Konfiguration ungefähr bei einer Luftzahl von 2,0 erwartet, d.h. bei einem volumetrischen Methananteil von 5%, ist folglich der Gasvolumenstrom bekannt und der Durchmesser dieses Spaltes kann bestimmt werden. Für diese Auslegung sprechen zwei Gründe, die im Vorgriff auf die Ergebnisse hier erläutert werden sollen. Erstens ist der untersuchte Betriebspunkt in dem erwähnten Luftzahl-Bereich zu erwarten, zweitens geht aus der Spray-Untersuchung der Kerosinflamme hervor, dass der Brennstoff in der Brennkammer weitestgehend von dem Luftstrom geführt wird. Durch diesen Ausgleich der Austrittsgeschwindigkeiten von Luft und Gas sollen auch mögliche Mischungseffekte in der Düse eliminiert werden, die bei der Luftzerstäubung des Kerosins nicht antizipiert werden und nicht im Fokus dieser Untersuchung stehen.

Die gasbefeuerte Konfiguration wird ebenfalls hinsichtlich der Flammenstabilitätscharakteristik untersucht. Im Vorgriff auf die Ergebnisse muss gesagt werden, dass sie eine geringere Flammenstabilität als die kerosinbefeuerte aufweist, so dass das Luft-Brennstoffverhältnis des definierten stabilen Punktes außerhalb des Betriebsbereichs liegt und kein direkter Vergleich beider Konfigurationen in dieser Hinsicht zulässt. Diese Tatsache führt zur erneuten Festlegung des LBV durch Gleichsetzung der adiabatischen Flammentemperaturen in den beiden Fällen, wodurch sich ein Luft-Brennstoff Verhältnis von 29 bei der Gasverbrennung ergibt. Unter Berücksichtigung der stöchiometrischen Luft-Brennstoffverhältnisse von 14,6 und 17,15 für die Verbrennung mit Kerosin und Methan entsprechend resultieren Luftzahlen von 1,84 für die Kerosinverbrennung und 1,69 für die Methanverbrennung. Der Druckverlust und die Luftvorwärmtemperatur bleiben bei dem Referenzbetriebspunkt der Gasflamme unverändert.

Im dritten Schritt werden die skalierte Version des Kerosinbrenners sowie die entsprechend skalierte Brennkammer bezüglich ihrer Stabilitätscharakteristika und der Flammeneigenschaften des stabilen Betriebspunktes untersucht. Da das LBV von 27 des untersuchten Betriebspunktes innerhalb des Stabilitätsbereichs der skalierten Konfiguration fällt, kann dieser Wert zu den Felduntersuchungen herangezogen werden, wodurch die Modelldüse bei den gleichen Betriebsbedingungen betrachtet wird.

Der Skalierungsfaktor für die Längendimensionen beträgt **0,5**, wodurch sich ein Faktor von **0,25** in Bezug auf die Flächen ergibt. In diesem Fall wird eine Skalierung mit Erhaltung der volumetrischen Geschwindigkeit am Brenneraustritt realisiert, was einer Erhaltung des Druckverlusts und der Luftvorwärmtemperatur gleichkommt.

Die Modelldüse wird mit Kerosin betrieben und ist im Bild 3-3 unten sichtbar. Es ist auffällig, dass die Lufteinlasskanäle zylindrisch und jeweils dreireihig angeordnet sind, was ein Unterschied zu den rechteckigen Konterparts der beiden anderen Düsen darstellt. Dies hat eine fertigungstechnische Begründung, gleichwohl ist die Skalierung der Lufteintrittsfläche um den Faktor 0,25 exakt eingehalten.

Eine weitere Unvollkommenheit beim Skalierungskonzept ist die konstruktionsbedingt unveränderte Brennkammerlänge, d.h. lediglich der Brennkammerdurchmesser kann skaliert werden. Es ist jedoch davon auszugehen, dass im Ausbrandsegment der Brennkammer keine Tem-

peratur- und Geschwindigkeitsprofile mehr existieren, d.h. die Nichteinhaltung der Brennkammerlänge hat keinen wesentlichen Einfluss auf die reagierende Strömung.

3.2. Messtechnik

In diesem Abschnitt soll ein Überblick über die verwendete Messtechnik gegeben werden. Die Messungen werden generell in zwei Kategorien unterteilt – globale Messungen und Feldmessungen, die aus einer Reihe Feldpunktmessungen bestehen. Erstere umfassen Drall-, Flammenstabilitätsmessungen und Aufnahmen mit der Hochgeschwindigkeitskamera, auf die andere Kategorie entfallen alle restlichen Messungen.

3.2.1. Drallmessung

Die Drallmessung wird im kalten Strömungszustand durchgeführt. Das Messgerät, ersichtlich anhand Bild 3-4, besteht aus einem Rotor, der eine Stirnfläche mit wabenförmiger Struktur aufweist und drehbar in einem Stativ gelagert ist. Die verdrehte Luft, die aus dem Brenner ausströmt, tritt axial in diesen Verbund ein und übt somit ein Moment auf den Rotor aus. Durch die wabenförmige Struktur kann keine axiale Kraft auf den Rotor übertragen werden. Am oberen Ende des Messgeräts findet allerdings eine Umlenkung der Luftströmung statt und sie tritt an dieser Stelle aus. Eine Rotationsbewegung des Rotors setzt jedoch nicht ein, da er selbst in tangentialer Richtung durch einen Anschlag an einem Dehnmessstreifen (DMS) blockiert ist.

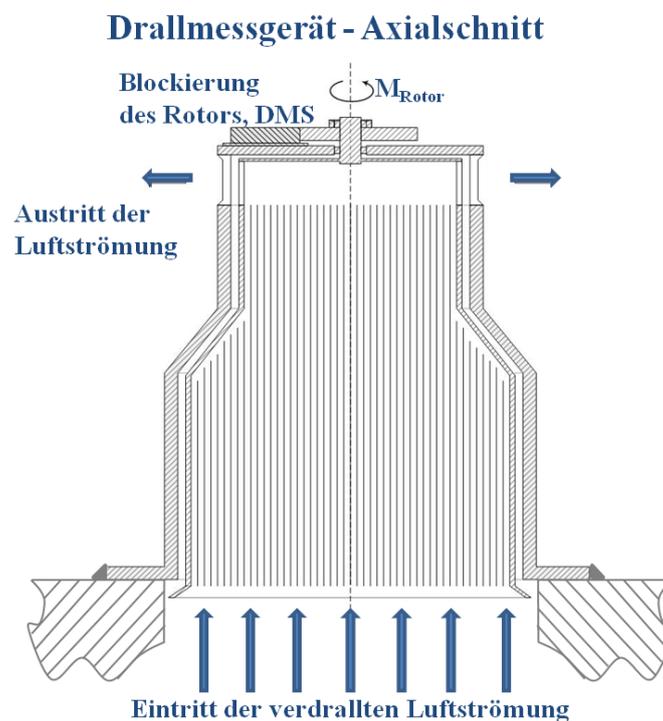


Bild 3-4: Axialer Schnitt des Drallmessgeräts

Durch die Kraft an dem DMS und mit Kenntnis der radialen Position des Anschlags kann das Drehmoment an dem Rotor gemessen werden, das den Tangentialimpulsstrom der verdrehten Luftströmung nach Gleichung 3-1 widerspiegelt. Das DMS hat ein Auflösungsvermögen von

1/10 g im Messbereich von 500 g. Das Signal wird elektronisch in einem 5-kHz-Messverstärker vom Typ KWS 3073 des Herstellers HBM bearbeitet und dargestellt.

$\frac{dD}{dt} = \dot{D} = M_{Rotor}$	Gleichung 3-1
---------------------------------------	----------------------

Durch die Darstellung des reduzierten Dralls (vgl. Gleichung 2-100) und somit seine Unabhängigkeit von den Betriebsbedingungen, kann diese Messung kalt durchgeführt werden. Auf dieser Weise wurde das Messgerät einfacher konstruiert, was seiner Messgenauigkeit, Handhabung und Zuverlässigkeit zugutekommt. Durch diese Methode kann sowohl der Gesamtdrall der Düse, sowie durch adäquate Blockierung einer jeweiligen Reihe von Eintrittskanälen der separate Drall des primären bzw. des sekundären Drallerzeugers bestimmt werden, woraus nach Gleichung 2-67 die Massenstromaufteilung $\dot{m}_{pr}/\dot{m}_{ges}$ und folglich die theoretische Gesamtdrallzahl berechnet werden können.

3.2.2. Geschwindigkeitsmessung

Die Messung von Fluidgeschwindigkeiten ist für die Flammenuntersuchung unerlässlich, da aus der Kenntnis des Strömungszustandes, d.h. des mittleren Geschwindigkeitsfeldes und der Turbulenzcharakteristika, wichtige Informationen gewonnen werden können. Die dadurch erhaltenen Aussagen reichen von volumetrischen Durchflussmessungen über Impulsmessungen bis hin zu detaillierten Angaben von ein- oder mehrphasigen Ausbreitungs- und Transportvorgängen.

Die Geschwindigkeitsmessungen in der vorliegenden Arbeit werden mittels LDA (Laser Doppler Anemometrie) bewerkstelligt. Sie stellt eine berührungslose, punktuelle laseroptische Methode zur Geschwindigkeitsmessung von Fluiden dar. Nach Ruck [108] basiert sie auf die Detektion des Überlagerungssignals zweier an einer bewegten Phasengrenze gestreuter kohärenter Lichtwellen, die Geschwindigkeitsinformation enthalten. Dafür können im Fluiden suspendierte Teilchen (Tracer), Tropfen, natürliche Verunreinigungen, aber auch mitgeführte Bläschen genutzt werden. Sofern diese 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 Geschwindigkeit der Strömung entspricht.

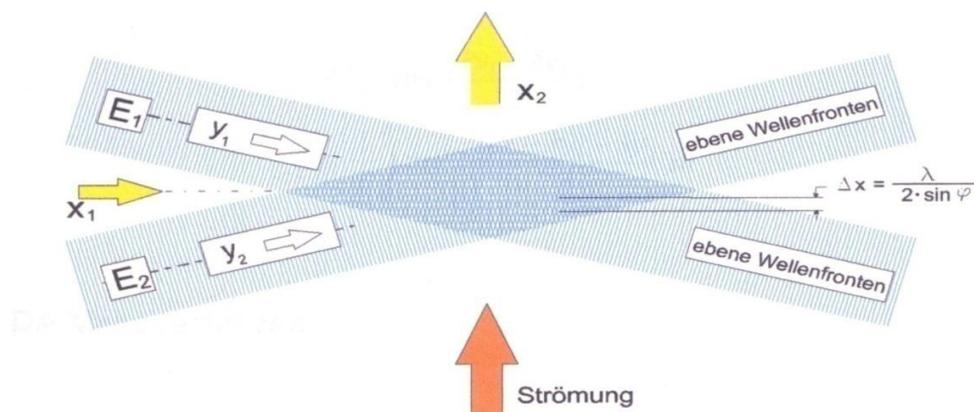


Bild 3-5: Zum LDA-Interferenzstreifenmodell

Die Realisierung von Laser-Doppler-Anemometern ging Hand in Hand mit der Entwicklung von Lasern in Serienreife. Kurz nach der Erfindung des Lasers durch Maiman [109], [110] im Jahr 1960 und hierauf basierende Arbeiten, z.B. die Realisierung kontinuierlich arbeitender Gaslaser (cw-Laser) durch Javan et al. [111], wurde dieses Verfahren zur Messung von Fluidgeschwindigkeiten entwickelt. Erstmals Yeh et al. [112] konnten 1964 die Geschwindigkeit einer Wasserströmung bestimmen, in der Teilchen kleinster Abmessung suspendiert sind. Bald darauf wurde von Foreman et al. [113] 1965 über die Bestimmung von Strömungsgeschwindigkeiten in Gasen, basierend auf dem gleichen Messprinzip, berichtet.

Die Vorteile von LDA bestehen zum einen in der guten Fokussierbarkeit des Laserstrahls, die das räumliche Auflösungsvermögen der Messmethode begünstigt. Zum anderen werden ablaufende Vorgänge in der Strömung, wie z.B. Verbrennung, nicht durch das Einbringen einer Sonde gestört. Hinzu kommt, dass LDA-Systeme mit zusätzlichen optoelektronischen Komponenten versehen werden, die eine Diskretisierung der Strömungsrichtung zulassen. Dies ist ein wesentlicher Vorteil im Vergleich zu konventionellen Systemen, wie z.B. Hitzdrahtanemometrie, insbesondere in Strömungsgebieten mit Rezirkulationszonen. Ein weiterer Vorteil besteht darin, dass sich Kalibrieren erübrigt, da sich das Messsystem auf bekannte physikalische Konstanten und Systemparameter zurückführen lässt.

Neben der Doppler-Beschreibung, die unten ausgeführt wird, lässt sich die Messmethode vereinfacht durch das Interferenzstreifenmodell beschreiben, vgl. Bild 3-5. Dieses Modell postuliert am Überlagerungsort zweier Laserstrahlen mit den Intensitäten E_1 und E_2 das Vorhandensein von Interferenzstreifen, deren Abstand Δx eine Funktion des Überlagerungshalbwinkels φ und der Lichtwellenlänge λ darstellt. Danach reflektiert ein Teilchen, das von einer Strömung bewegt wird, die Hell-Dunkel-Abschnitte (Interferenzstreifen) im Messvolumen. Ein Detektor im Raum empfängt diese Frequenzen, die zu der Geschwindigkeitskomponente u_{\perp} senkrecht zu den Interferenzstreifen proportional sind.

$\Delta f = \frac{u_{\perp}}{\Delta x} = u_{\perp} \frac{2 \sin \varphi}{\lambda}$ $\Rightarrow u_{\perp} = \Delta f \frac{\lambda}{2 \sin \varphi}$	Gleichung 3-2
--	----------------------

Sie ist dann über einen Proportionalitätsfaktor, der vom optischen Aufbau abhängt, zu Δf proportional. Diese Schwebungsfrequenz wird in der Laser-Doppler-Anemometrie als Signalfrequenz oder auch als Doppler-Frequenz bezeichnet.

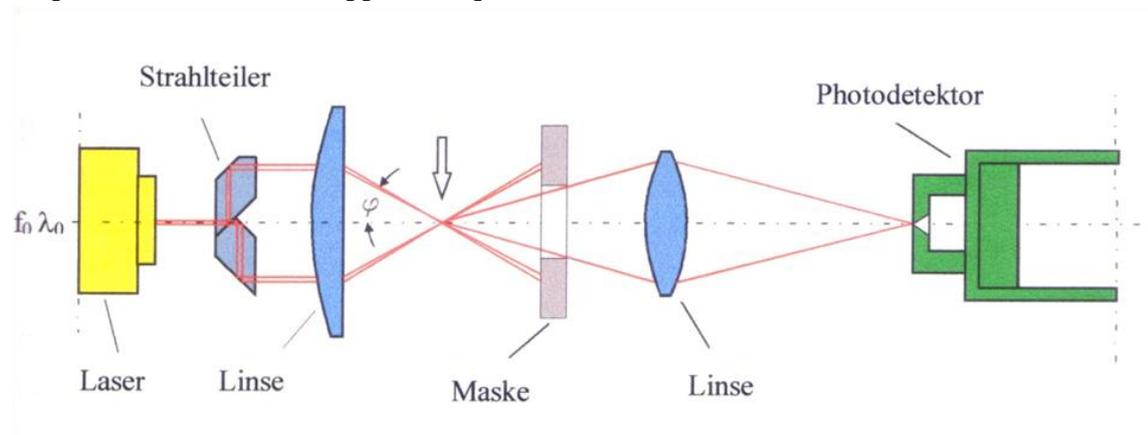


Bild 3-6: Zur wellentheoretischen Erklärung des LDA-Prinzips

Eine wichtige Voraussetzung für die Realisierung des LDA-Messsystems ist das Vorhandensein des TEM₀₀-Mode des Laserstrahls, d.h. eine Gauß'sche Intensitätsverteilung über den Laserquerschnitt. Dadurch ergibt sich die Form des Messvolumens als Rotationsellipsoid und das typische Messsignal, der sogenannte „burst“. Ruck [108] gibt in seinem Buch eine wellentheoretische Erklärung dieses Messprinzips, die anhand Bild 3-6 ersichtlich ist. Der Lichtstrahl eines cw-Lasers wird durch eine geeignete Strahlteilungsoptik in zwei Partialstrahlen aufgespalten. Diese werden mit einer Konvexlinse fokussiert und am Brennpunkt der Linse zum Schnitt gebracht, was auch das Messvolumen darstellt. Ein durch das Messvolumen durchfliegendes Teilchen nimmt zwei Frequenzen f_1' und f_2' nach dem Dopplereffekt wahr, wo f_0 die Laserlichtfrequenz, $\vec{u}\vec{l}_1$ das Skalarprodukt aus Teilchengeschwindigkeitsvektor und Richtungsvektor der Lichtstrahlausbreitung des beleuchtenden Laserstrahls und c die Lichtgeschwindigkeit bedeuten.

$f_{1,2}' = f_0 \left[1 - \frac{\vec{u}\vec{l}_{1,2}}{c} \right]$	Gleichung 3-3
--	----------------------

Der Detektor, der auch auf das Messvolumen fokussiert wird, nimmt die Überlagerung zweier Doppler-verschobenen Lichtfrequenzen f_{D1} und f_{D2}

$f_{D1,2} = f_0 \frac{\left[1 - \frac{\vec{u}\vec{l}_{1,2}}{c} \right]}{\left[1 - \frac{\vec{u}\vec{l}_D}{c} \right]}$	Gleichung 3-4
--	----------------------

als Schwebefrequenz wahr.

$\Delta f = f_{D1} - f_{D2} \approx f_0 \left[\frac{\vec{u}\vec{l}_2 - \vec{u}\vec{l}_1}{c} \right]$	Gleichung 3-5
---	----------------------

Nach Lösung der Skalarprodukte und mit $\frac{f_0}{c} = \frac{1}{\lambda}$ ergibt sich für die Frequenz:

$\Delta f = \frac{ \vec{u} [\cos(\psi - \varphi) - \cos(\psi + \varphi)]}{\lambda}$	Gleichung 3-6
--	----------------------

und nach anschließender trigonometrischen Umformung:

$\Delta f = \vec{u} \sin \psi \frac{2 \sin \varphi}{\lambda}$	Gleichung 3-7
---	----------------------

Die dargestellte LDA-Anordnung lässt sich als LDA-Zweistrahilverfahren in Vorwärtslichtstreuung klassifizieren. Sie wird dadurch gekennzeichnet, dass beide das Messvolumen bildenden Laserstrahle gleiche Lichtleistungen aufweisen, was durch den Strahlteiler erzielt wird. Unter dem Begriff „Vorwärtslichtstreuung“ versteht man die Anordnung des Photodetektors, der der Senderseite gegenübersteht und Streulicht detektiert, das nach vorne in Laserstrahlausbreitungsrichtung gestreut wird. Die wesentlichen Vorteile dabei bestehen in der Rich-

tungsabhängigkeit des Signals für die Detektion und die sich wegen der gleichen Intensität beider Streustrahlen ergebenden Signale besser Durchmodulation, insbesondere bei kleinen Kreuzungswinkeln. Eine theoretische Begründung dafür liefert die Arbeit von Mie [114] bezüglich der Streulichtausbeute an kugelförmigen Teilchen aus dem Jahr 1908 und trägt seinen Namen, die Mie-Theorie. Sie beschreibt die Lichtstreuung an einer Kugel in einer ebenen, monochromatischen Welle. Die räumliche Verteilung des Streulichtes, das vom Teilchen erzeugt wird, weist richtungsabhängige, unterschiedliche Intensitätsverläufe auf, was im folgenden Bild 3-7 veranschaulicht wird.

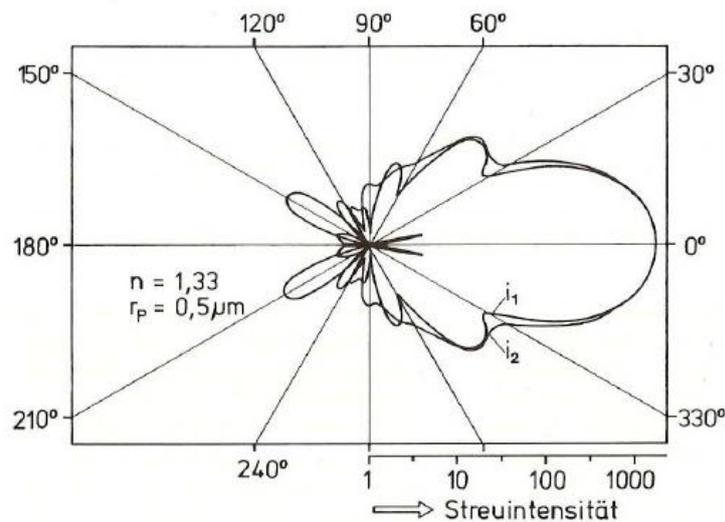


Bild 3-7: Richtungsabhängige Streuintensitätsverteilung (Mie-Theorie), Quelle Ruck [108]

Es ist ersichtlich, dass die Streuintensität der Vorwärtslichtstreuung um Größenordnungen größer ist als der Rückwärtslichtstreuung. Aus diesem Grund ist die empfangene Streulichtleistung von entscheidender Bedeutung für die Güte der Modulationstiefe.

Die Aufgabe des Detektors ist die Umwandlung der auffallenden Lichtleistung in ein elektrisches Signal, seine Digitalisierung und Zufuhr zum Signalprozessor. In diesem werden die zeitlich diskontinuierlichen Signale ausgewertet und die Mittelwerte sowohl der Geschwindigkeitskomponenten, als auch der zentralen Momente nach

$$U_i(x) = \frac{1}{N} \sum_0^N u_i(x, n)$$

Gleichung 3-8

$$\overline{u_i'^2(x)} = \frac{1}{N} \sum_0^N u_i'^2(x, n)$$

Gleichung 3-9

$$\overline{u_i' u_j'(x)} = \frac{1}{N} \sum_0^N u_i'(x, n) \cdot u_j'(x, n)$$

Gleichung 3-10

gebildet. Die Richtungsabhängigkeit der gemessenen Signale kann durch das Einbeziehen einer Frequenzverschiebung (frequency shifting) bewerkstelligt werden, wobei, mit Δf_E als Bragg-Zellen-Differenzfrequenz, sich die Geschwindigkeit wie folgt ausdrücken lässt:

$$u_{\perp} = \frac{\lambda(\Delta f - \Delta f_E)}{2 \sin \varphi}$$

Gleichung 3-11

Die Bragg-Zelle ist ein optoakustischer Modulator, der zwischen dem Strahlteiler und der fokussierenden Linse an einem der beiden Laserstrahlen geschaltet ist. Er bewirkt eine Verschiebung der Laserfrequenz dieses Strahls um etwa 40 MHz, was dazu führt, dass das Interferenzgitter der zu messenden Geschwindigkeit in Bewegung versetzt und dadurch die Auflösung negativer Geschwindigkeiten ermöglicht wird. Die Auswahl der Shiftfrequenz ist auf die optischen Parameter und die zu erwartenden maximalen negativen Geschwindigkeiten bedacht.

Diese Überlegungen sind auf die Messung aller drei Geschwindigkeitskomponenten mit der Forderung nach zeitlicher und räumlicher Konsistenz übertragbar. Somit kann ein LDA-System, wie in der hier beschriebenen Anwendung, mehrdimensional eingesetzt werden. Daraus folgt, dass alle sechs LDA-Strahlen sich in einem Punkt, im Messvolumen, kreuzen. Da für jede Geschwindigkeitskomponente ein separater Prozessor zur Verfügung steht, werden die erzeugten Signale selektiv in den jeweiligen Prozessor eingespeist. Um die Koinzidenz und somit die zeitliche Konsistenz der Signale zu gewährleisten, werden statistische Größen nur aus solchen Signalen, die in allen drei Prozessoren innerhalb eines Zeitfensters vorliegen, gebildet.

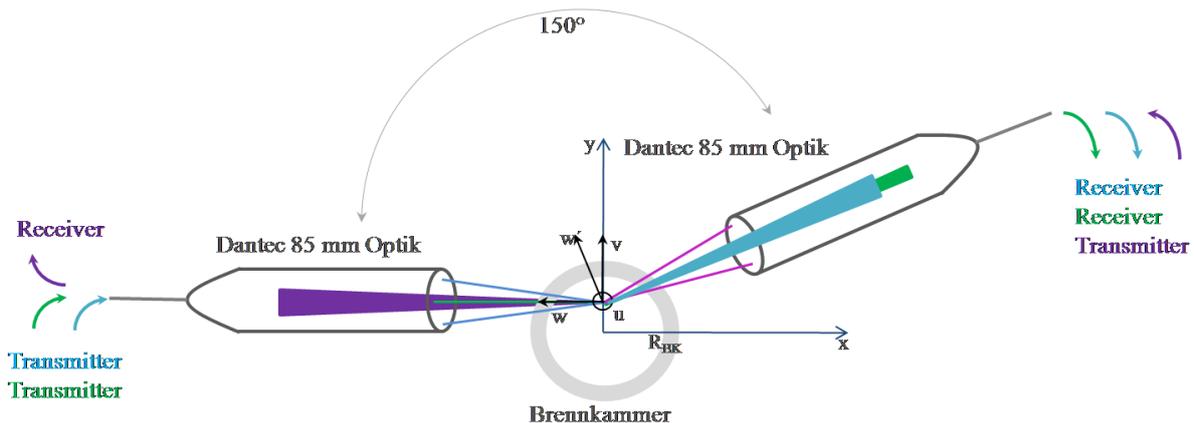


Bild 3-8: LDA-Anordnung

Apparativ umfasst die Messtechnik eine Dantec-Fiberoptics-LDA-Anlage, die schon in früheren Arbeiten, z.B. [8] und [45], beschrieben ist. Die Anlage besteht aus einem Farbtrenner, zwei 85 mm Dantec Optiken, drei Photomultiplier und drei Signalprozessoren. Das vom Laser ausgestrahlte Licht wird im Farbtrenner in drei monochromatischen Strahlen aufgeteilt, womit die drei Geschwindigkeitskomponenten erfasst werden. Darin befinden sich auch drei Strahlteiler und entsprechend drei Bragg-Zellen. Die entstandenen sechs Strahlen werden mittels optischer Leiter zu den Dantec [115] Optiken geleitet, womit sie auf das Messvolumen fokussiert werden. Ihre Anordnung um die Brennkammer ist als Draufsicht anhand Bild 3-8 dargestellt. Aus dieser Darstellung kommt der wesentliche Vorteil der verwendeten Optiken zum Vorschein, dass sie neben dem Strahlentransmitter auch einen Streulichtreceiver integrieren. Dies erlaubt eine kompakte Anordnung in Vorwärtslichtstreuung, wodurch nicht nur die maximale Streulichtintensität zur Auswertung benutzt, sondern auch die räumliche Konsistenz der 3 gemessenen Signale gewährleistet werden kann. Somit ist die im Bild 3-8 links dargestellte Optik Receiver für violettes Licht, das von der anderen Optik ausgestrahlt wird.

Die Optik rechts ist gleichzeitig Receiver für grünes und blaues Licht, das von der linken Optik ausgestrahlt wird.

Es ist ersichtlich, dass die Optiken nicht koaxial positioniert sind, wie die Anordnung in Vorwärtsstreurichtung vermuten lassen würde. Wäre dies der Fall, so könnte mit violetterem Licht nicht die tangentielle Geschwindigkeitskomponente w , sondern redundant die radiale Geschwindigkeitskomponente v gemessen werden, die direkt mit blauem Licht erfasst wird. Eine direkte Messung von w wäre nur bei rechtwinkliger Anordnung der beiden Optiken möglich, wobei das detektierte Streulicht verglichen mit der koaxialen Anordnung wesentlich schwächer wäre und dadurch die Signalqualität beeinträchtigen würde. Aus diesen Überlegungen stellt die realisierte Anordnung ein Kompromiss dar, wodurch die tangentielle Geschwindigkeit w indirekt über die gemessene Geschwindigkeit V bestimmt wird. Diese beinhaltet Information sowohl über die radiale, als auch über die gesuchte tangentielle Geschwindigkeitskomponente. Nach einer trigonometrischen Umformung unter Berücksichtigung des Winkels von 150° ergibt sich folgender Ausdruck für w :

$$w = 2 \cdot V - 1,732 \cdot B$$

Gleichung 3-12

Dieser Sachverhalt wird durch die folgende Transformationsmatrix, die die direkt gemessenen (G, B, V) Geschwindigkeitskomponenten in die gesuchten Komponenten u, v, w in Zylinderkoordinaten umwandelt, veranschaulicht:

$$\begin{pmatrix} u(x, n) \\ v(x, n) \\ w(x, n) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1,732 & 2 \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} G \\ B \\ V \end{pmatrix}$$

Gleichung 3-13

Dadurch steht für jeden gemessenen Feldpunkt ein Kollektiv momentaner Geschwindigkeitswerte zur Verfügung, woraus statistische Berechnungen, sowie dynamische Analyse des Signals ermöglicht werden.

Als Tracer für das gegenwärtige LDA-System werden MgO-Teilchen in der Größe 0,7-1,2 μm aufgrund seiner thermischen Beständigkeit und gefahrenloser Handhabung verwendet. Diese Teilchen werden der Luftströmung am Eintritt des Plenums beigemischt (s. Bild 3-2).

3.2.3. Tropfengrößenverteilung im Kerosinspray

Eine Erweiterung des oben beschriebenen LDA-Systems stellt die PDA (Particle Dynamics Analysis) dar [115]. Sie ist eine punktuelle, berührungslose Messmethode und liefert Information über die Größenverteilung, Geschwindigkeit und daraus berechneten Konzentrationen transparenter kugelförmiger Partikel in einer Zweiphasenströmung, die Sprayuntersuchungen in Düsenhöhe eines Brennersystems erlaubt.

Zur Funktionserklärung dieser Messtechnik im Brechungsmodus erster Ordnung kann das Interferenzstreifenmodell wieder herangezogen werden. Durchläuft demzufolge ein sphärischer Tropfen das Messvolumen, werden die hellen Streifen an der Phasengrenze Luft-Tropfen einmal gebrochen, propagieren durch das Tropfen und werden an der Phasengrenze Tropfen-Luft ein zweites Mal gebrochen. Der dafür zugrundeliegende Brechungsindex ist eine Eigenschaft des flüssigen Kerosins und wird in der Arbeit von Rachner [25] angegeben.

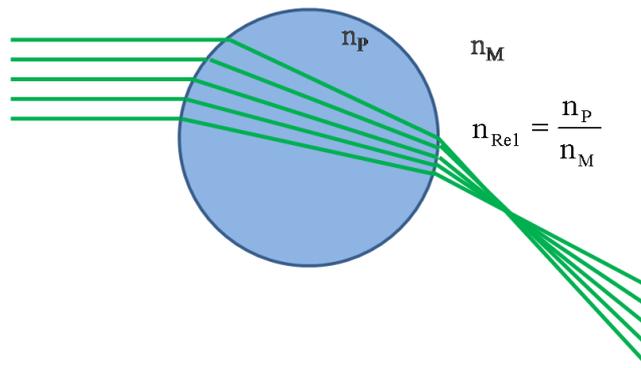


Bild 3-9: PDA-Prinzip

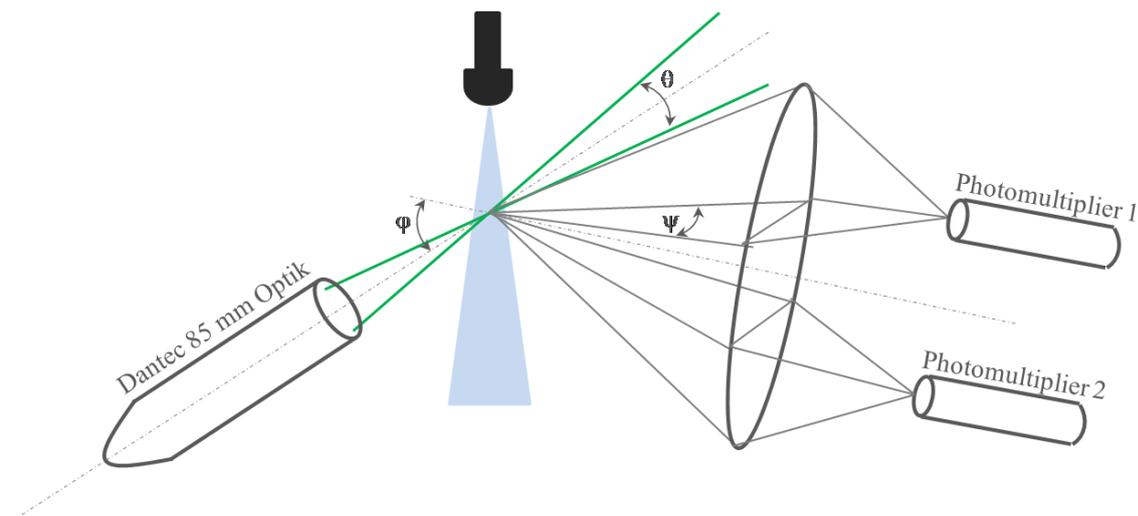


Bild 3-10: PDA-Anordnung

Die ursprünglich parallelen Strahlen im Interferenzgitter werden aufgrund der Tropfenwölbung in unterschiedlichen Richtungen gebrochen und werden in einem Empfänger, der aus mindestens zwei Photomultiplier besteht, registriert. Die beiden Photomultiplier sehen eine Phasendifferenz, die aus der unterschiedlichen Brechungsrichtung resultiert.

Anhand Bild 3-10 ist der optische Aufbau mit den in die Berechnung einbezogenen Winkeln dargestellt. Desweiteren ist die Beziehung zwischen gemessener Phasendifferenz Φ und Tropfendurchmesser, basiert auf dem relativen Brechungsindex, anhand Gleichung 3-14 ersichtlich.

$\phi = \frac{-2\pi D_T}{\lambda} \frac{n_{rel} \sin\theta \sin\psi}{\sqrt{2(1 + \cos\theta \cos\psi \cos\phi)(1 + n_{rel}^2 - n_{rel} \sqrt{2(1 + \cos\theta \cos\psi \cos\phi)})}}$	Gleichung 3-14
---	-----------------------

Somit besteht eine Beziehung zwischen Phasenverschiebung und Tropfendurchmesser, wonach für jeden zur Auswertung herangezogenen Tropfen ein Durchmesserwert zugeordnet werden kann. Die zweidimensionale Tropfengeschwindigkeit wird aus dem Dopplersignal an einem der drei Photomultiplier bestimmt. Für jeden Feldmesspunkt wird auf diese Weise ein Kollektiv von Durchmesser- und Geschwindigkeitswerten erstellt, das groß genug für eine statistische Auswertung sein muss. Diese umfasst in der gegenwärtigen Auswertung die Berechnung des SMD und der axialen Massenstromdichte, die aussagekräftig in Bezug auf die

Spraydichte ist. Eine sehr ausführliche Beschreibung dieser Messtechnik geben Albrecht et al. [116] in ihrer Arbeit.

3.2.4. High Speed Imaging

Zusätzlich zu PDA bietet eine hochfrequente Bildaufnahme des Sprays in der Brennkammer die Vorteile der Visualisierung sämtlicher relevanter Flüssigkeitsfragmente, sowie die Erforschung ihres zeitlichen Verhaltens [117] an. Anhand Bild 3-11 ist diese Messanordnung dargestellt. Der Lichtstrahl eines *cw*-Lasers (Argon Ion Laser) mit einer Ausgangsleistung von 6 W propagiert durch eine Zylinderlinse und erzeugt somit einen Lichtschnitt, der in einer Glaszylinderkammer die Messebene bildet.

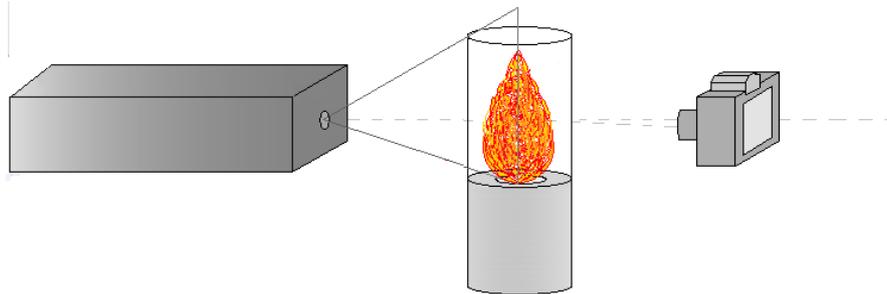


Bild 3-11: HSI-Anordnung

Elemente des Sprays können in dieser Ebene beleuchtet werden und das von ihnen gestreute Licht wird von einer CCD Kamera aufgenommen. Die Kamera ist vom Typ Photron Ultima APS-RS, die durch eine Auflösung von 512x512 Pixeln im Bereich 3000 – 10000 Hz und 512x256 Pixeln im Bereich 10000 – 30000 Hz charakterisiert wird. Die Bilder werden mit einem Sigma APO MACRO Objektiv (180 mm, 1:2,8) aufgenommen.

Die Kamera ist nicht senkrecht zum Lichtschnitt ausgerichtet, sondern unter einem Winkel zu der Laserachse, wie im Bild 3-11 dargestellt. Diese Tatsache wird durch die begrenzt zur Verfügung stehende Lichtmenge begründet und stellt ein Kompromiss zwischen der einerseits für die hohe Aufnahme Frequenz erforderliche kurze Verschlusszeiten (30 μ s), d.h. kurze Belichtungszeiten, und der andererseits nach der Mie-Theorie vorhandenen maximalen Intensität des Streulichts in Vorwärtsrichtung der Beleuchtung dar. Aus diesem Grund ist ein Puls laser, der einzelne Lichtimpulse mit einer 100-fachen Lichtintensität des Dauerstrichlasers ausstrahlt, aufgrund der begrenzten Pulsfrequenz zur Auswertung dynamischer Vorgänge weniger geeignet.

Durch die schräge Anordnung der Bildebene zum Laserlichtschnitt und durch die minimale Schärfentiefe, bedingt durch die maximale Blendenöffnung, entsteht ein weiterer Nachteil. Die gesamte Bildbreite kann nicht scharf fokussiert werden, so dass zur dynamischen Auswertung nur Bilder der Sprayhälfte herangezogen werden, die gut fokussierbar sind.

Aus einzelnen in Sequenz aufgenommenen Bildern können wiederholende Muster erkannt und mit Kenntnis der Aufnahme rate dominante Frequenzen des Sprays bestimmt werden. Werden sie pixelweise gemittelt, steht ein zeitlich gemittelt Bild zur Verfügung, das die Eigenschaften des Sprays veranschaulicht – Spraywinkel, Position und Zerstäubungsverhalten.

3.2.5. Gaskonzentrationsmessung

Die Gaskonzentrationsmessung spielt eine wichtige Rolle bei der Erforschung der Flammeneigenschaften, weil daraus Informationen über Flammenstabilität, Flammenposition und Reaktionsfortschrittsverlauf im Feld gewonnen werden können. Bei den Messungen im Brennraum handelt es sich um punktuelle Volumenkonzentrationsmessungen mit einer wassergekühlten Absaugsonde, die anhand Bild 3-12 mit ihren relevanten Abmessungen dargestellt ist. Die Abgassonde ist an den Abgasanalysator angeschlossen, der eine Absaugpumpe integriert, wodurch das Messgas im Brennraum angesaugt werden kann. Die Wasserkühlung dient zum einen zum Kühlen der Sonde, so dass sie nicht in der Flamme beschädigt wird. Zum anderen soll das angesaugte Messgas rasch abgekühlt werden, so dass ablaufende Reaktionen in der Sonde unterdrückt und die Spezieszusammensetzung am Messort wiedergegeben werden.

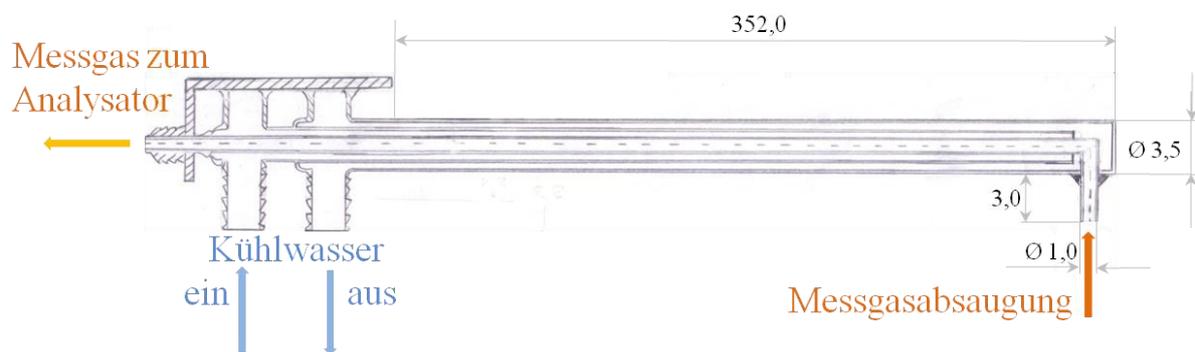


Bild 3-12: Abgassonde

Durch den Einsatz dieser Messtechnik findet ein rasches Quenching ($\Delta T/\Delta t = 150\text{K/ms}$) statt, wie Brutscher [118] in seiner Arbeit festgestellt hat. Ein wesentlicher Nachteil bei ihrer Anwendung auf verdrahlte Flammen besteht allerdings darin, dass die Absaugung des Messgases nicht isokinetisch erfolgt.

In der gegenwärtigen Arbeit werden Volumenkonzentrationen von O_2 , CO_2 , CO und unverbrannten Kohlenwasserstoffen (UHC) untersucht. Während die ersten drei trocken gemessen werden (Hartmann und Braun, Modell URAS14 und MAGNOS 14), werden die UHC nass mittels eines FID (Flammenionisationsdetektor) gemessen. Die Trocknung des Abgases erfolgt in einem vorgeschalteten Kondensator, der mit einem beheizten Schlauch mit der Probenentnahme verbunden ist. Dieser verhindert die vorzeitige Kondensation des Wassers und der unverbrannten Kohlenwasserstoffe im Abgas. In der Analyseanlage wird das getrocknete Proben gas nach dem Prinzip der Infrarotabsorption auf CO_2 und CO analysiert. Die Bestimmung des Sauerstoffgehaltes erfolgt nach dem Prinzip des Paramagnetismus. Die Messungen durch den Flammenionisationsdetektor (Gaschromatograph) basieren auf der Leitfähigkeit einer Knallgasflamme zwischen zwei Elektroden. Die zu analysierende Substanz wird mit einem Trägergasstrom in die Flamme transportiert und dort thermisch ionisiert. Die Messung erfolgt an den freiwerdenden Elektronen, die aufgefangen und aufgezeichnet werden.

Aus den jeweiligen gemessenen Volumenkonzentrationen resultiert für jeden Feldpunkt die Berechnung des Luft-Brennstoff-Verhältnisses nach der SAE Vorschrift ARP1533 (Aerospace Recommended Practice) [119]:

$LBV = \left\{ \left[\frac{M_C + \alpha M_H}{M_{Luft}} \right] \left[\frac{(1+h)([CO] + [CO_2] + [C_xH_y]) - T}{1 - \left(\frac{\alpha}{4}\right)([CO] + [CO_2] + [C_xH_y])} \right] \right\}^{-1}$	Gleichung 3-15
---	-----------------------

Hier bedeuten h die absolute Luftfeuchtigkeit, α das Verhältnis von H- zu C-Atomen im Brennstoffmolekül, M_i die jeweilige molare Masse und $T = 0,00032$ den Molanteil von CO_2 in der Luft, der als konstant angenommen werden kann. Die Brennstoffeigenschaften werden der Untersuchung von Rachner [25] entnommen, wie im Kapitel 2.1.1 angegeben ist. Desweiteren kann aus den gemessenen Daten eine Reaktionsfortschrittsvariable in der Form

$C = \frac{T_{UHC} - T_{Pre}}{T_{Theo} - T_{Pre}}$	Gleichung 3-16
--	-----------------------

für jeden Feldpunkt berechnet werden [120] und nimmt den Wertebereich zwischen Null und Eins an. Hier bedeuten:

- T_{Pre} die Luftvorwärmtemperatur,
- T_{UHC} die aus den gemessenen Spezies berechnete Verbrennungstemperatur nach dem Gleichgewicht der Totalenthalpie der Edukte und der Produkte,
- T_{Theo} die theoretische Verbrennungstemperatur bei dem nach Gleichung 3-15 berechneten LBV unter Berücksichtigung eines vollständigen Brennstoffumsatzes.

Die theoretische Verbrennungstemperatur berücksichtigt das Reaktionsgleichgewicht mit einem Maximum an Entropie, d.h. die Unmöglichkeit eines weiteren Reaktionsablaufs. Folglich gibt der Bezug auf diese Größe Aufschluss darüber, inwieweit die Reaktion im Feld abgeschlossen ist. Findet überhaupt keine Reaktion statt, verschwindet C . Wird im Idealfall der gesamte Brennstoff umgesetzt, so wird die theoretische Verbrennungstemperatur erreicht und C nimmt den Wert Eins an.

Bei den Flammenstabilitätsmessungen handelt es sich um globale Volumenkonzentrationsmessungen auf der Achse am Austritt der Brennkammer, wobei die oben beschriebene Messtechnik verwendet und das Eintreten des LBO anhand der Erhöhung der CO-Konzentration ermittelt wird.

3.2.6. Temperaturmessung

Das Temperaturfeld liefert Information über die Flammentopologie, die zusätzlich zu dem Gaskonzentrationsfeld hilfreich für die Ergebnisinterpretation ist. Die Temperaturfeldmessung wird mit Hilfe eines Thermopaars, das aus 100 μm dicken legierten Drähten PtRh6/PtRh30 besteht und nach DIN-EN 605 84-1 [121] als Typ „B“ bezeichnet wird, durchgeführt. Diese Drähte sind stumpfgeschweißt, wodurch die Schweißstelle den Messpunkt bildet. Wie im Kapitel 3.1 gezeigt (vgl. Bild 3-1), wird das Thermopaar radial in die Brennkammer eingeführt, womit die Temperaturerfassung ermöglicht wird. Aus den Messpunkten ergibt sich das Temperaturfeld.

Diese Messtechnik ist insbesondere dadurch charakterisiert, dass zeitlich aufgelöste Werte aufgenommen werden können. Dafür sprechen in erster Linie die dünnen Drähte, die schnell genug auf die Temperaturänderungen reagieren können. Weitere Vorteile bestehen in den erhöhten räumlichen Auflösung und Messgenauigkeit, da aufgrund des kleinen Messpunkts

mit einem Durchmesser von etwa 100 μm die Strahlungswirkung vernachlässigt werden kann. In Kauf genommen werden muss jedoch die erhöhte Ausfallgefahr durch Zerreißen des Thermoelements, insbesondere bei erhöhter Temperatur und bei Messungen in Zweiphasenströmungen.

Um eine möglichst hohe Abtastrate beim jeweiligen Messpunkt zu ermöglichen, wird dem Thermopaar ein Eckfrequenzverstärker vorgeschaltet mit dem Ziel, das Übertragungsverhalten der Messstrecke bis hin zu höheren Frequenzen zu verschieben. Der Eckfrequenzverstärker muss den lokalen Wärmeübertragungsbedingungen, d.h. für jeden gemessenen Feldpunkt, entsprechend kalibriert werden. Dies wird durch eine Kalibrierungsprozedur durchgeführt, wobei Heizimpulse zum Thermopaar gesendet und die Antwort in Form von einer Abkühlkurve entsprechend den lokalen Strömungsverhältnissen aufgezeichnet werden. Die Charakteristik der Abkühlkurve ist für die Parametrierung des Eckfrequenzverstärkers ausschlaggebend.

Dieses Messsystem liefert somit für jeden Feldmesspunkt ein Signalkollektiv, woraus die mittlere Temperatur, sowie der Schwankungswert berechnet werden können. Eine detaillierte Beschreibung dieser Messtechnik findet sich in der Arbeit von Prade [105].

3.3. Qualität der Messdaten

Das Ziel, den wahren Wert einer Messgröße zu finden, kann infolge der vielfältigen Einflüsse bei Messungen grundsätzlich nicht erreicht werden - es treten immer Messabweichungen auf. Sie werden in zufällige und systematische Messabweichungen unterteilt. Die zufällige Messabweichung kann deterministisch nicht erfasst, sondern über statistische Methoden abgeschätzt werden. Die systematische Messabweichung setzt sich aus bekannten und unbekanntem Anteilen zusammen, wobei die ersteren, wenn sinnvoll, korrigiert werden können. Nach [122] ist das Ergebnis stets in folgender Form anzugeben:

$$\text{Messergebnis} = \text{Messwert} \pm \text{Messunsicherheit}$$

Durch die Messunsicherheit wird die Streuung der durch die einzelnen Messungen erhaltenen Schätzwerte für die Messgröße gekennzeichnet. Sie setzt sich additiv aus den systematischen und den zufälligen Messabweichungen zusammen und ist ein Parameter für die Genauigkeit der Messung. Das Ausmaß der Übereinstimmung eines Messwertes mit dem wahren Wert der Messgröße wird durch die Begriffe Richtigkeit und Präzision gekennzeichnet. Der erste Begriff gibt Aufschluss über die Übereinstimmung des Mittelwertes eines Messwertkollektivs mit dem wahren Wert der Messgröße. Die Präzision liefert Information über die Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen unabhängiger Messungen.

Die Bestimmung der Messunsicherheiten erfolgt nach dem internationalen Leitfaden [123] durch zwei Methoden:

- Typ A: Methode zur Ermittlung der Standardmessunsicherheit durch statistische Analyse von Messreihen
- Typ B: Methode zur Ermittlung der Standardmessunsicherheit

Die Typ A-Methode wird durch statistische Auswertung einer Reihe n unabhängiger Einzelmesswerte x_i hinsichtlich des arithmetischen Mittelwerts und der Standardabweichung charakterisiert:

$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i$ $s = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}$	Gleichung 3-17
--	-----------------------

Werden systematische Messabweichungen von vornherein ausgeschlossen, ist der Mittelwert ein geeigneter Schätzwert für die Messgröße, deren Standardunsicherheit durch

$u(\bar{x}) = \frac{s}{\sqrt{n}}$	Gleichung 3-18
-----------------------------------	-----------------------

angegeben werden kann. Sind dagegen für einen Referenzwert x nur ein Mindestwert x_{min} und ein Höchstwert x_{max} bekannt, wird die Typ B-Methode angewandt. Sind dabei die Werte in diesem Intervall alle gleichwahrscheinlich, so können für den Referenzwert und seine Standardunsicherheit $u(x)$ der Mittelwert und die Standardabweichung der Rechteckverteilung entsprechend verwendet werden.

$\bar{x} = \frac{x_{max} + x_{min}}{2}$	Gleichung 3-19
---	-----------------------

$u(\bar{x}) = \frac{x_{max} - x_{min}}{\sqrt{12}}$	Gleichung 3-20
--	-----------------------

Ist hingegen anzunehmen, dass Werte in der Mitte des Intervalls wahrscheinlicher sind als Werte am Rand, so kann hinsichtlich der Standardunsicherheit anstelle der Rechteckverteilung eine symmetrische Dreieckverteilung gewählt werden.

$u(\bar{x}) = \frac{x_{max} - x_{min}}{\sqrt{24}}$	Gleichung 3-21
--	-----------------------

Ein Messergebnis als Funktion mehrerer unabhängiger Messgrößen $y = f(A, B \dots)$ unterliegt in Bezug auf die gesamte Messunsicherheit unter Berücksichtigung der Messunsicherheiten der einzelnen Messgrößen dem Fortpflanzungsgesetz für Messunsicherheiten nach Gauß:

$u(y) = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial A} u(A)\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial B} u(B)\right)^2 + \dots}$	Gleichung 3-22
---	-----------------------

Die Qualität der Messergebnisse äußert sich jedoch nicht nur in der ständigen Angabe einer Messunsicherheit und der Strebung nach ihrer Minimierung [124]. Bei dieser Beurteilung sollen die Einstellgenauigkeit der Betriebsparameter, die durch die Messtechnik bedingten Betriebsstörungen, den Störeinfluss der Messstrecke auf die Messergebnisse, sowie die zeitliche und räumliche Konsistenz der Messergebnisse neben der Messunsicherheit des Messgeräts in Betracht gezogen werden.

Da die Schlussfolgerungen in dieser Arbeit auf Auswertung gemessener Felder beruhen, liegt besondere Bedeutung auf ihrer Qualitätsbeurteilung. Ein qualitativ hochwertiges Feld zeichnet sich in erster Linie dadurch aus, dass keine unstetigen Stellen im Verlauf der Messgröße vorhanden sind. Eine besondere Herausforderung dabei stellt die Notwendigkeit dar, konstante Betriebsbedingungen über längere Zeit aufrechtzuerhalten. Weitere wesentliche Schwierigkeit bei der Felderfassung besteht darin, dass der Flammenbetrieb an bestimmten Stellen besonders stark durch die Messtechnik beeinflusst wird, wie dies z.B. in der Nähe des Düsenaustritts der Fall ist. In dieser Hinsicht werden berührungslose Messtechniken, wie die Lasermesstechnik, durch besondere Vorteile gekennzeichnet.

Eine systematische Quantifizierung aller Messunsicherheiten ist sehr aufwendig und ist nicht im Fokus dieser Arbeit. Nach einer Abschätzung liegt die Richtigkeit der einzelnen Messergebnisse im Bereich 15-20% des gemessenen Wertes in Bezug auf die theoretisch richtige Größe, wenn alle beschriebenen Störfaktoren berücksichtigt werden. Die Präzision der Ergebnisse äußert sich primär in der Konsistenz der Messfelder. In diesem Fall kann ein engerer Bereich von 5-6% in Bezug auf berührungsbehafte Messtechniken angegeben werden, da sich hier die meisten Störeinflüsse gleich auf die Messgenauigkeit auswirken und lediglich die unterschiedliche Beeinflussung des Betriebs durch die Messtechnik eine Rolle spielt. In Bezug auf die berührungslosen Messmethoden wie LDA, PDA kann ein noch engerer Präzisionsbereich von 2-3% angegeben werden, der den Angaben des Herstellers entspricht.

4. Ergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Versuchsdurchführung nach der ausgeführten Untersuchungssystematik dargestellt und gleichzeitig diskutiert. Zuerst konzentriert sich die Betrachtung auf den kerosinbefeuerten Prototypenbrenner, wobei die Flammenstabilitätscharakteristik bestimmt und auf das Umwandlungsphänomen durch Vergleich der Feldeigenschaften eingegangen wird.

Im zweiten Teil finden sich die Untersuchungsergebnisse der gasbefeuerten Konfiguration. Diese umfassen die Feldeigenschaften am Vergleichsbetriebspunkt sowie die Bestimmung der Flammenstabilitätscharakteristik und ihre Gegenüberstellung zu der Kerosinflamme. Darauf basierend erfolgt die Ähnlichkeitsbetrachtung beider Flammen.

Im dritten Teil sind die Untersuchungsergebnisse des skalierten Brenners dargestellt. Die ermittelten Feldeigenschaften am Referenzbetriebspunkt sowie die Flammenstabilitätscharakteristik werden den Ergebnissen des Prototypenbrenners gegenübergestellt. Dies erfolgt ebenfalls durch dimensionslose Ähnlichkeitsparameter.

Die Darstellungen bilden die Messdaten ab, die über den radialen Bereich erfasst wurden, s. Kapitel 3.1. Aufgrund der angenommenen axialen Symmetrie werden sie als repräsentativ für den gesamten Querschnitt der Brennkammer betrachtet.

Als Faktoren sämtlicher normierten Darstellungen werden die volumetrische Austrittsgeschwindigkeit U_0 , sowie der Düsenaustrittsradius R_0 herangezogen. Erstere kann aus dem gemessenen Massenstrom und aus der geometrischen Austrittsfläche berechnet werden, ihr Wert ist 50 m/s und sie ist bei den untersuchten Konfigurationen konstant. Der Düsenaustrittsradius R_0 beträgt für beide Prototypen 20 mm und für das Modell 10 mm, s. Tabelle 3-1.

4.1. Kerosinbefeuerte Konfiguration, Prototyp

Im Zug der Betrachtung der untersuchten Prototypenkonfiguration werden zunächst die grundlegenden Konfigurationsparameter Drallzahl und effektive Fläche dargestellt. Die theoretische Drallzahl ist eine geometrieabhängige Größe und somit Designparameter. Für die Berechnung der theoretischen Gesamtdrallzahl nach Gleichung 2-67 sind die Kenntnis der theoretischen Drallzahlen des primären und sekundären Drallerzeugers, sowie ihr Massenstromverhältnis erforderlich. Das Massenstromverhältnis $\dot{m}_{pr}/\dot{m}_{sek}$ resultiert aus einer Drallmessung der einzelnen Kanäle, wie bereits beschrieben (Kapitel 3.2.1). Die erforderlichen Daten sind in Tabelle 4-1 erfasst, woraus sich eine theoretische Gesamtdrallzahl von 0,76 ergibt. Die effektive Fläche A_{eff} , experimentell ermittelt nach der Formel für den Ausfluss kompressibler Fluide von Saint Venant und Wantzell [40] durch Messung des Luftmassenstroms, der Lufttemperatur und des Druckverlustes (Gleichung 4-1), beträgt 640 mm^2 , was unter Berücksichtigung der geometrischen Fläche von 1023 mm^2 in einen Durchflussbeiwert c_v von 0,62 resultiert.

Tabelle 4-1: Drallparameter der untersuchten Düse

$S_{theo,pr}$	$S_{theo,sek}$	χ_{pr}	$S_{theo,Ges}$
0,56	0,88	0,44	0,76

$\dot{m}_{mess} = \rho \cdot A_{eff} \cdot U$ $U = \sqrt{\left(1 - \left(\frac{p_{BK}}{p_{Pre}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right) \cdot T_{Pre} \cdot \frac{2\kappa}{\kappa-1} \cdot R_{ind}}$	Gleichung 4-1
--	----------------------

4.1.1. Phänomenologie der untersuchten Betriebspunkte

Die Erforschung des Flammenverhaltens in der Nähe der mageren Löschgrenze bedingt zunächst die Bestimmung des stabilen Betriebsbereiches der Brennerkonfiguration. Anhand Bild 4-1 ist die Stabilitätscharakteristik über den variierten Luftmassenstrom bei konstanter Luftvorwärmtemperatur von 540 K ersichtlich. Um eine Praxisrelevanz der Untersuchung zu erlangen, werden die Referenzbetriebspunkte mit 3,5% normierter Druckverlust realitätsnah definiert. Der stabile Betriebspunkt, charakterisiert durch ein LBV von 27 ($\Phi=0,54$), liegt in ausreichender Entfernung von der Stabilitätsgrenze. Der semi-stabile Betriebspunkt, repräsentiert durch LBV von 31 ($\Phi=0,47$) befindet sich sehr nah an der Stabilitätsgrenze. Diese Wahl wird durch den prinzipiellen Unterschied beider Flammen in Bezug auf die Flammenstruktur bedingt, den Bild 4-2 illustriert. Somit repräsentieren die Betriebspunkte diese zwei Flammenerscheinungsformen, die auf den beiden Seiten der Charakteristik der Umwandlung liegen, ebenfalls dargestellt im Bild 4-1. Beide Charakteristika zeigen einen Trend zur Einschränkung des stabilen Betriebsbereichs mit Erhöhung von $\Delta p/p$.

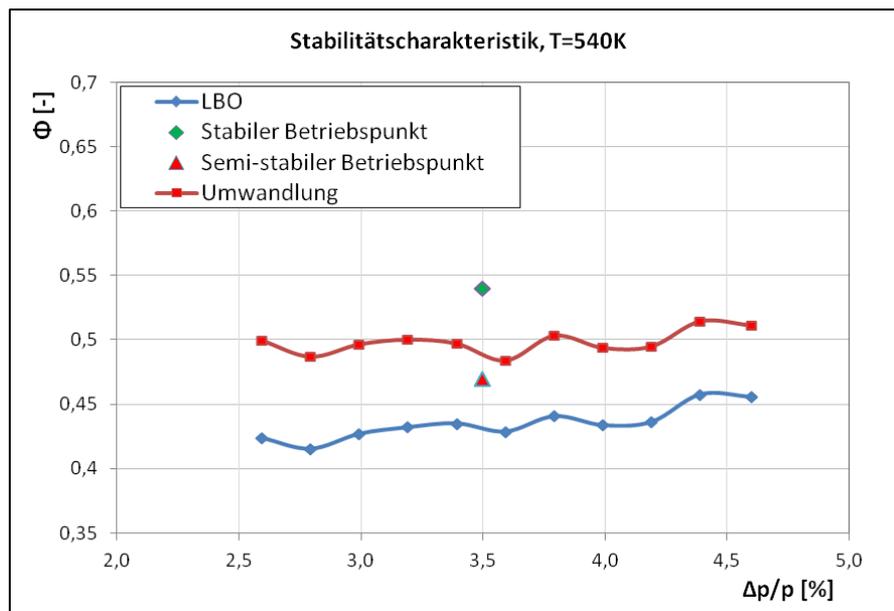


Bild 4-1: Stabilitätscharakteristik, Umwandlungscharakteristik des kerosinbefeuerten Prototyps

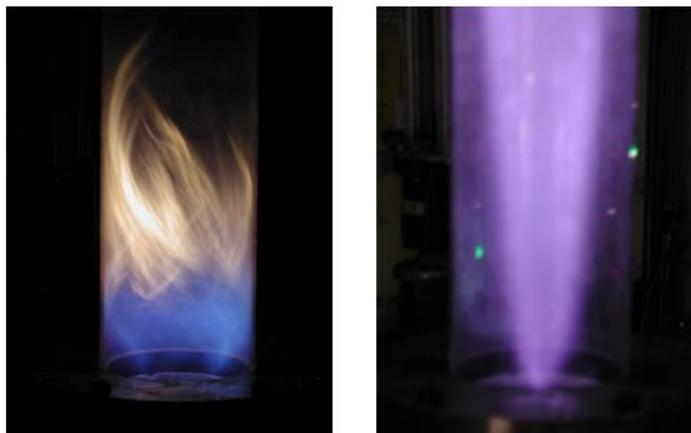


Bild 4-2: Prinzipieller Unterschied zwischen der stabilen (links) und der semi-stabilen (rechts) Flamme

4.1.2. Betrachtung der mittleren Strömungsfelder

Die Flammen werden systematisch durch Felduntersuchungen auf ihre Eigenschaften erforscht. Im Bild 4-3 sind zunächst die entsprechenden durch LDA gemessenen Strömungsfelder bezüglich der mittleren axialen Geschwindigkeit dargestellt, wo sich zusätzlich das isotherme Strömungsfeld dieser Konfiguration findet. An den Bildern sind die Isolinien verschwindender mittleren axialen Geschwindigkeit, sowie die aus der radialen und der axialen Komponente für jeden Feldpunkt gebildeten Geschwindigkeitsvektoren zu sehen. Die axiale Expansion der Strömung fällt am stärksten für den stabilen Fall (Mitte) aus. Dies ist konsistent, da dabei die höchste Feldtemperatur und somit der höchste Volumenstrom existiert. Aufgrund der erhöhten axialen Geschwindigkeit steigt der axiale Impulsstrom im Feld, was zu einer lokalen Absenkung der Drallzahl führt. Dadurch bedingt, schließt die innere Rezirkulationszone im stabilen reagierenden Fall nach 3,6 Düsenradien. In den anderen beiden Fällen fällt die Drallzahl aufgrund der niedrigeren Feldtemperatur hoch genug aus, wodurch die Re-

zirkulation im gesamten axialen Messbereich erhalten bleibt. Die Struktur der ORZ, bedingt durch die eingeschlossene Strömung, ist weitestgehend unverändert.

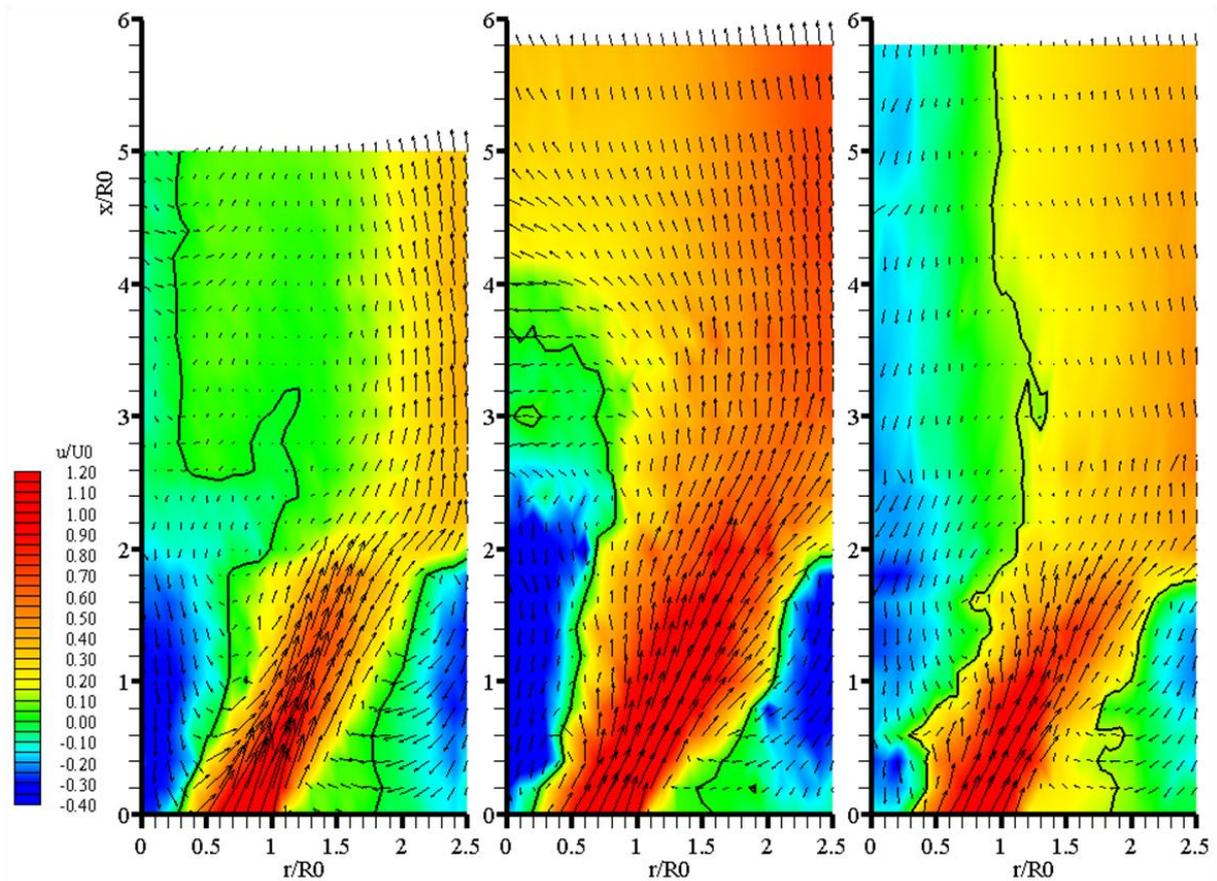


Bild 4-3: Normierte Strömungsfelder mit Isolinien $u/U_0=0$, $\bar{u}(u, v)$. Isotherm links, stabil reagierend Mitte, semi-stabil reagierend rechts

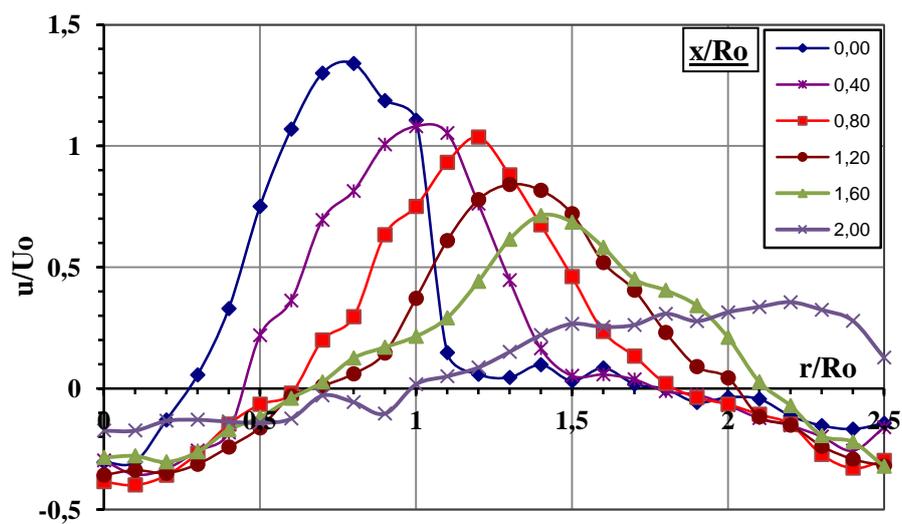


Bild 4-4: Radiale Profile der normierten mittleren axialen Geschwindigkeit der isothermen Strömung

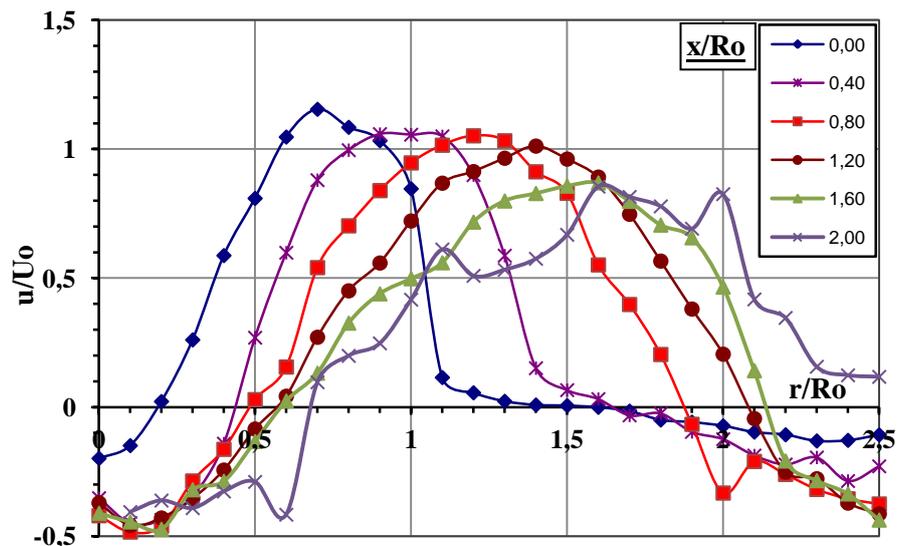


Bild 4-5: Radiale Profile der normierten mittleren axialen Geschwindigkeit der stabil reagierenden Strömung

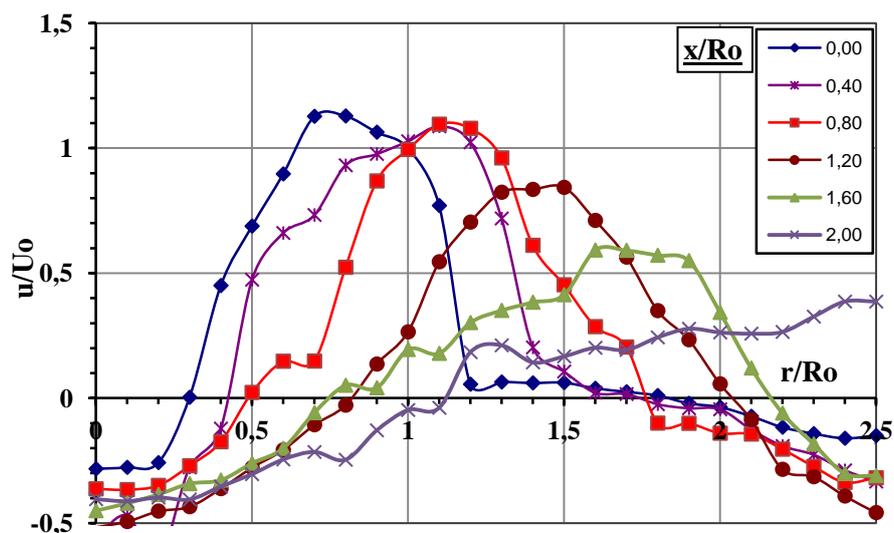


Bild 4-6: Radiale Profile der normierten mittleren axialen Geschwindigkeit der semi-stabil reagierenden Strömung

Anhand Bild 4-4, Bild 4-5 und Bild 4-6 sind die radialen Profile der mittleren axialen Geschwindigkeit an ausgewählten axialen Positionen für diese Fälle (isotherm, stabil, semi-stabil) zu sehen. Direkt am Düsenaustritt fällt das Maximum im isothermen Fall am höchsten aus. Es verringert sich mit steigendem Düsenabstand aus Kontinuitätsgründen, da das Massenstrommaximum durch die Strömungsumlenkung zu größeren Radien wandert. Im gesamten dargestellten Bereich sind die negativen Werte in der Nähe der Mittellinie sichtbar, die von der IRZ herrühren. Analog ist auch die äußere Rezirkulationszone anhand der Profile bis zwei Düsenradien stromabwärts ersichtlich. Bei den reagierenden Strömungen ist das Maximum des Geschwindigkeitsprofils am Düsenaustritt kleiner als im isothermen Fall. Eine mög-

liche Ursache dafür wäre die Übertragung von Axialimpuls an den flüssigen Brennstoff. Hinzu kommt eine Verringerung der Rückströmung auf der Achse, die durch den Axialimpuls der strömenden flüssigen Tropfen bedingt wird und wegen der Kontinuität das Geschwindigkeitsmaximum im Hauptströmungsgebiet vermindert. Die Maxima der Profile weiter stromabwärts verringern sich nicht so stark. Insbesondere bei der stabil reagierenden Strömung bewirkt die Wärmeentwicklung durch die Verbrennung eine thermische Expansion, woraus weiter stromabwärts eine Erhöhung der Geschwindigkeitsmaxima erfolgt.

Bei der semi-stabilen Verbrennung ist die thermische Expansion schwächer. Sie bedingt auch die Verschiebung der Maxima zu höheren Radien, aber der Betrag des Maximums bleibt ungefähr gleich wie beim isothermen Fall. In allen drei Fällen sind die steilen Gradienten zum Maximum, insbesondere am Profil am Düsenaustritt, auffallend. Auf der rechten Seite fällt dieser Gradient mit der radialen Position $r/R_0=1$, d.h. mit dem Austrittsradius der Düse, zusammen. Mit steigendem axialem Abstand flacht dieser Gradient für die isotherme und semi-stabilen Strömung stärker als für die stabile Strömung ab. Ähnliches Verhalten zeigt auch der Gradient auf der linken Seite.

Aus den gemessenen Profilen der axialen Geschwindigkeit und im Vorgriff auf die Temperaturfelder der beiden untersuchten reagierenden Strömungen kann der radiale Verlauf des Massenstroms anhand der Stromfunktion nach Gleichung 2-98 Gleichung 2-99 dargestellt werden. Die erforderliche Dichte wird nach der allgemeinen Zustandsgleichung lediglich aus den Feldtemperaturwerten beider Flammen und aus dem Umgebungsdruck ermittelt. Für den isothermen Fall wird eine konstante Felddichte entsprechend der Vorwärmtemperatur antizipiert. Die Massenstromintegration über den Querschnitt der Brennkammer kann für alle untersuchten axialen Positionen durchgeführt werden. Die Datenqualität dabei wird anhand der Angabe des relativen Fehlers zu dem gemessenen Luftmassenstrom \dot{m}_{mess} gemäß Gleichung 4-2 im Bild 4-7 über die untersuchten axialen Positionen dargestellt.

$f = \frac{\dot{m}_{int} - \dot{m}_{mess}}{\dot{m}_{mess}} \cdot 100\%$	Gleichung 4-2
---	----------------------

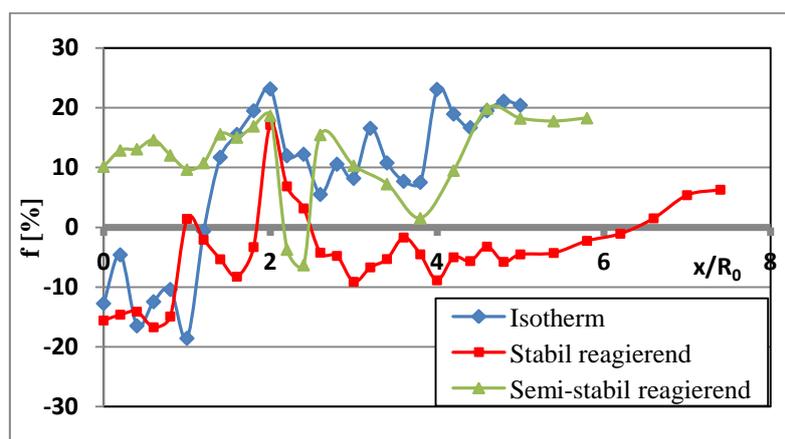


Bild 4-7: Axialer Verlauf des relativen Fehlers der Massenbilanz

Dieser Darstellung kann entnommen werden, dass der Fehler innerhalb eines Toleranzbereichs von 25% liegt. Angesichts der Messunsicherheiten der drei Messgrößen, nämlich globaler Massenstrom \dot{m}_{mess} , lokale dreidimensionale Geschwindigkeit und Temperatur, unter-

liegt dieser Wert dem Fortpflanzungsgesetz für Messunsicherheiten und bestätigt die antizipierte Richtigkeit der Messergebnisse.

Das normierte Stromfunktionsfeld ist anhand Bild 4-8 zu sehen, wobei als Normierungsparameter der über den Gesamtquerschnitt der Brennkammer integrierte Wert der Stromfunktion dient. Somit fließt der oben diskutierte Fehler nicht in diese Betrachtung ein und der Wert von Ψ am Rand stets Eins beträgt. Die Gebiete negativer Werte in dieser Darstellung charakterisieren das innere Rückströmgebiet der Strömung. Sie fällt nicht mit der Stagnationsisolinie der axialen Geschwindigkeit zusammen, sondern ist aufgrund der Massenstromintegration über den Querschnitt zum Rand der Brennkammer versetzt, wie ein Vergleich von Bild 4-3 und Bild 4-8 zeigt.

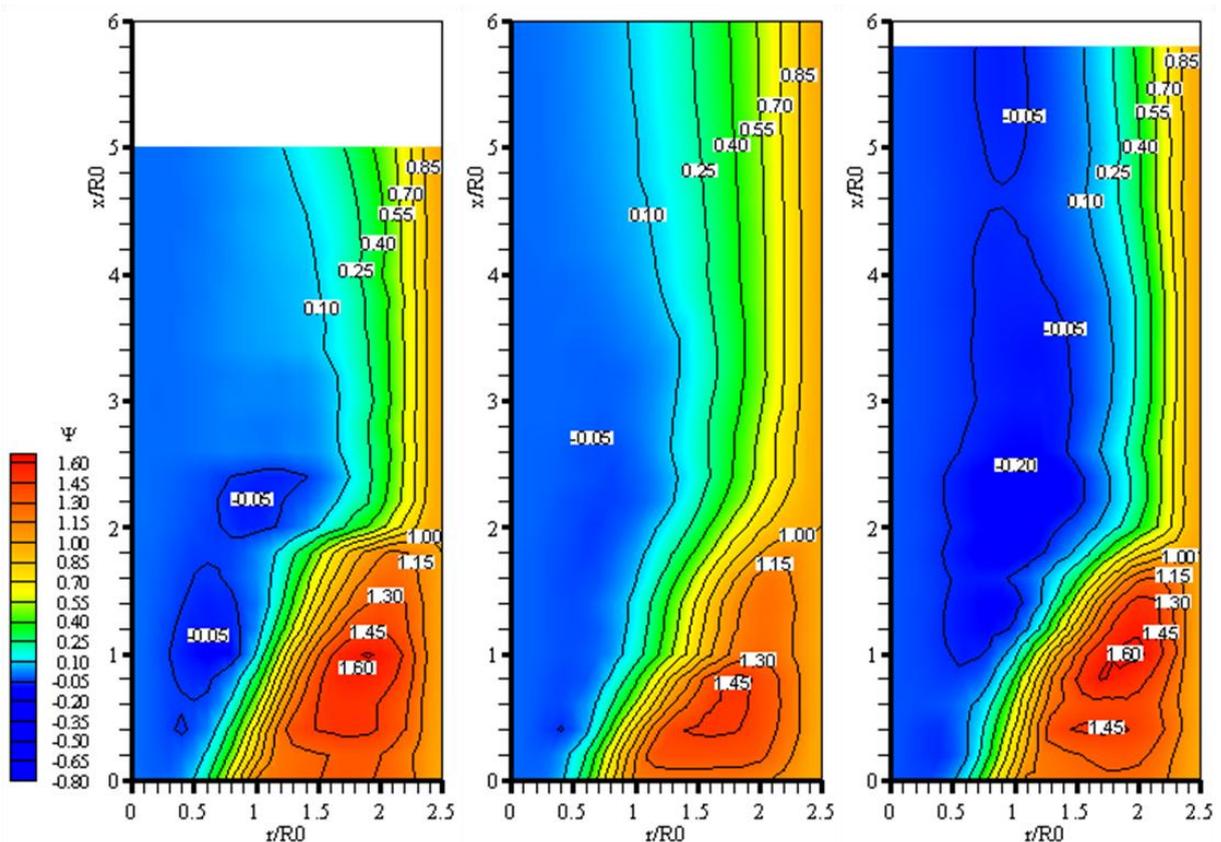


Bild 4-8: Normiertes Stromfunktionsfeld mit Isolinien. Isotherm links, stabil reagierend Mitte, semi-stabil reagierend rechts

Nach zwei Düsenradien stromabwärts findet aus Kontinuitätsgründen ein steiler Anstieg der axialen Geschwindigkeit hin zum Rand statt, was durch die dichten Stromlinien verdeutlicht wird. Das bereits beschriebene Ansaugen nach der Freistahltheorie bewirkt eine Rezirkulation in diesem Feldbereich, nämlich die ORZ. Ebenfalls aus Kontinuitätsgründen erfolgt eine Erhöhung der normierten Stromfunktion auf Werte größer Eins, die den rezirkulierenden Massenstromanteil dort repräsentieren (äußeres Rückströmgebiet).

Wie bereits diskutiert, ist die Größe der äußeren Rezirkulationszone für die untersuchten Fälle unverändert, lediglich der rezirkulierende Anteil dort ändert sich. Für isotherm und semi-stabil reagierend rezirkulieren 60% des Massenstroms in diesem Bereich. Für die stabil reagierende Strömung reduziert sich dieser Anteil auf 45%, wie Bild 4-8 entnommen werden kann. Die Ursachen dafür könnten eine verminderte Dichte oder verminderte Strömungsge-

schwindigkeit dort sein. Anhand der im Bild 4-3 dargestellten mittleren axialen Geschwindigkeiten ist für den stabil reagierenden Fall eine betragsmäßig erhöhte Geschwindigkeit der Rezirkulationsströmung zu sehen, was hier für die erstere Ursache spricht. Die geringere Dichte deutet auf Flammenexistenz in diesem Gebiet hin, wie sich durch die späteren Ergebnisse zeigen wird. Die Betrachtung des Dichteverhältnisses $\sqrt{\rho_a/\rho_0}$ anhand Gleichung 2-93 unterstützt ebenfalls diese Überlegung. Die Reaktion in der ORZ der stabilen Flamme bedingt eine thermische Expansion, die einerseits die erhöhte Strömungsgeschwindigkeit in diesem Fall, andererseits die niedrigere Dichte ρ_a und somit den niedrigeren rezirkulierenden Massenstromanteil prägt.

Die Strömungsrezirkulation in der inneren Rezirkulationszone ist mit einem Anteil von 20% am intensivsten für den semi-stabilen Fall, wie die dargestellten Felder zeigen. Hier ist eine betragsmäßig niedrigere axiale Geschwindigkeit entlang der Mittellinie in Düsenähe zu sehen, die, verglichen zu den anderen Feldern, stromabwärts bei größeren Abständen erhalten bleibt. Somit ist es naheliegend, dass der höhere Massenstrom durch eine erhöhte Dichte infolge der kälteren Flamme impliziert wird. Als Gegeneffekt zu der Schließung der IRZ bei der stabilen Verbrennung ist für den gemessenen Bereich ein breiteres Rezirkulationsgebiet zu sehen. Aufgrund der weniger intensiven Verbrennung steigt der axiale Impulsstrom in diesem Fall nicht so stark an und die Drallzahl im Feld sinkt nicht ab. Die breitere IRZ der semi-stabilen Flamme im düsenfernen Feld bedingt die enger verlaufenden Stromlinien hin zum Rand.

In Bild 4-9, Bild 4-10 und Bild 4-11 sind die Profile der mittleren tangentialen Geschwindigkeiten bei ausgewählten axialen Positionen für entsprechend isotherme, stabil reagierende und semi-stabil reagierende Strömungen dargestellt. Die Profile am Düsenaustritt, d.h. bei $x/R_0 = 0$, ähneln dem Verlauf des Rankine-Wirbels. Daran können die Anstiege (Festkörperwirbelbereiche) und anschließend die Abfälle (Potentialwirbelbereiche) der Umfangsgeschwindigkeiten erkannt werden. Die Übergänge zwischen ihnen fallen mit den Profilmaxima zusammen. Desweiteren ist zu sehen, dass sich ihre Beträge mit steigendem Düsenabstand reduzieren und sich zu größeren Radien verlagern.

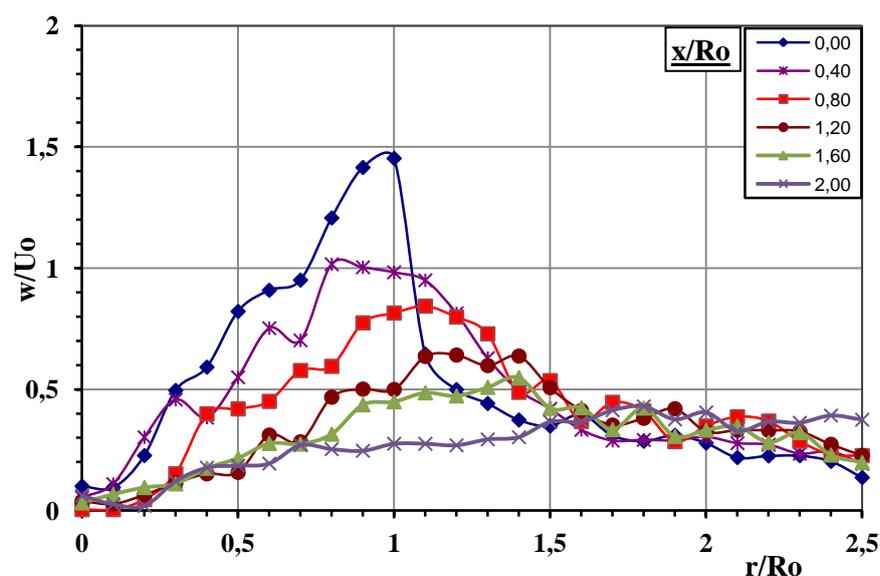


Bild 4-9: Radiale Profile der normierten mittleren tangentialen Geschwindigkeit der isothermen Strömung

Dieser Sachverhalt resultiert aus dem Aufplatzen der Strömung infolge des aufgeprägten Dralls, wodurch der Drehimpulsstrom zum Rand der Brennkammer transportiert wird. Der Maximalwert der tangentialen Geschwindigkeit verringert sich bei größeren Radien gemäß der Zirkulationserhaltung. Dieser prinzipielle Verlauf kann in den drei Fällen erkannt werden. Durch die unterschiedliche Flammenstruktur der stabilen und der semi-stabilen Flamme und insbesondere durch die fehlende Flamme bei der isothermen Strömung sind jedoch unterschiedliche Dichtefelder vorhanden, was die erkennbaren Profilunterschiede bewirkt. Es ist auffallend, dass das Profilmaximum am Düsenaustritt im isothermen Fall, verglichen mit den beiden reagierenden Fällen, höher ausfällt, und somit einen höheren Drehimpulsstrom bewirkt.

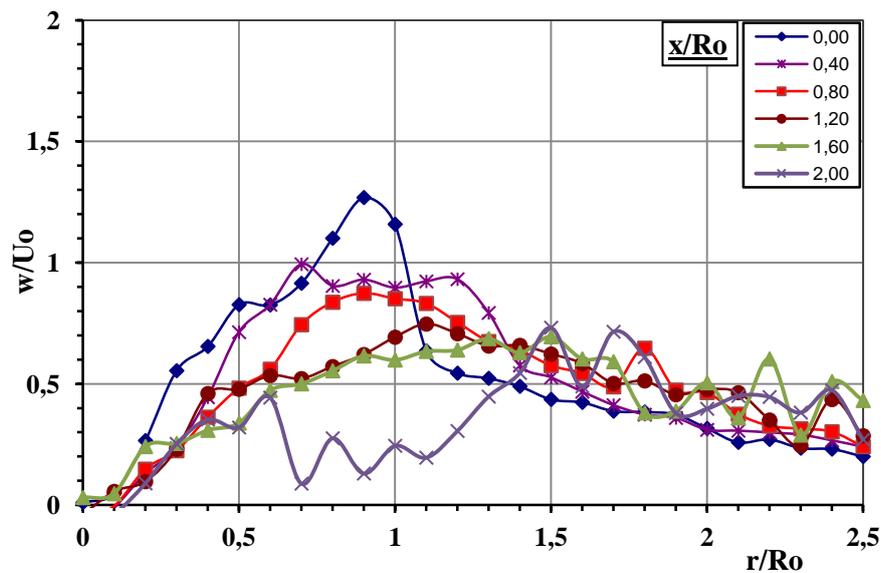


Bild 4-10: Radiale Profile der normierten mittleren tangentialen Geschwindigkeit der stabil reagierenden Strömung

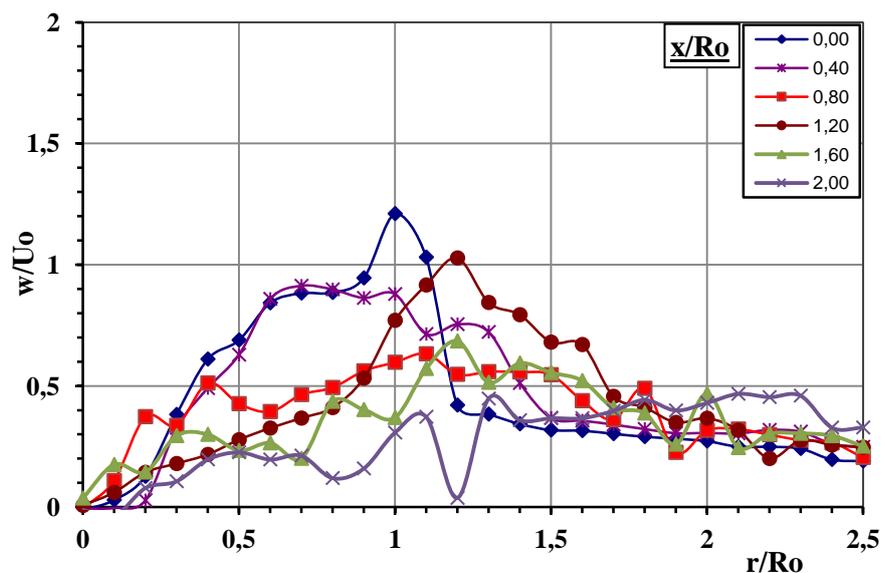


Bild 4-11: Radiale Profile der normierten mittleren tangentialen Geschwindigkeit der semi-stabil reagierenden Strömung

Diese Differenz resultiert aus dem zusätzlich vorhandenen Kerosinmassenstrom bei den reagierenden Messungen, der durch die Luftströmung transportiert wird. Folglich wird an ihn Drehimpuls übertragen, was zu der Verringerung der gemessenen maximalen tangentialen Geschwindigkeit führt und die obige Feststellung bezüglich der axialen Geschwindigkeit unterstützt. Der Vorgang findet bereits in der Düse statt, so dass es schnell zu einem Geschwindigkeitsausgleich der Luft- und Kerosinströme kommt und dieser Effekt nach 0,40 Düsenradien stromabwärts nicht mehr festzustellen ist. Generell zeigt sich allerdings, dass die tangentiale Geschwindigkeit durch die Verbrennung weniger beeinflusst wird, vielmehr macht sich die thermische Expansion in axialer Richtung bemerkbar.

Mit Kenntnis der isothermen Profile der mittleren axialen und tangentialen Geschwindigkeiten und im Vorgriff der mittleren Schwankungsgeschwindigkeitskorrelationen am Düsenaustritt kann eine Verifizierung der Drallzahl dort nach Gleichung 2-61, Gleichung 2-62 und Gleichung 2-63 vorgenommen werden. Diese Auswertung ergibt einen Wert von 0,82, eine sehr gute Übereinstimmung zu der ermittelten Drallzahl nach der bereits beschriebenen Methode nach Gleichung 2-67. Dabei macht sich natürlich der Anteil des statischen Drucks als Fehlerquelle bemerkbar, d.h. weiter stromabwärts sinkt der dynamische Druck in Gleichung 2-62 auf Kosten des statischen Drucks, der für diese komplexe dreidimensionale Strömung schwierig experimentell zu ermitteln ist. Für eingeschlossene Drallströmungen geht Drehimpuls durch Reibung an den Wänden verloren, ein Faktor, der auch nicht exakt quantifiziert werden kann. Somit ist die Drallzahl für eingeschlossene isotherme Drallströmungen keine Erhaltungsgröße über das Feld und ihre Bestimmung, basierend auf eine dreidimensionale Geschwindigkeitsmessung, ist nur in Düsennähe sinnvoll. Wie bereits erwähnt ist eine derartige Berechnung der Drallzahl im Falle einer reagierenden zweiphasigen Strömung durch die Erhöhung des Axialimpulses infolge der Verbrennung nicht zweckmäßig, da in diesem Fall die Drallzahl keine Erhaltungsgröße im Feld darstellt.

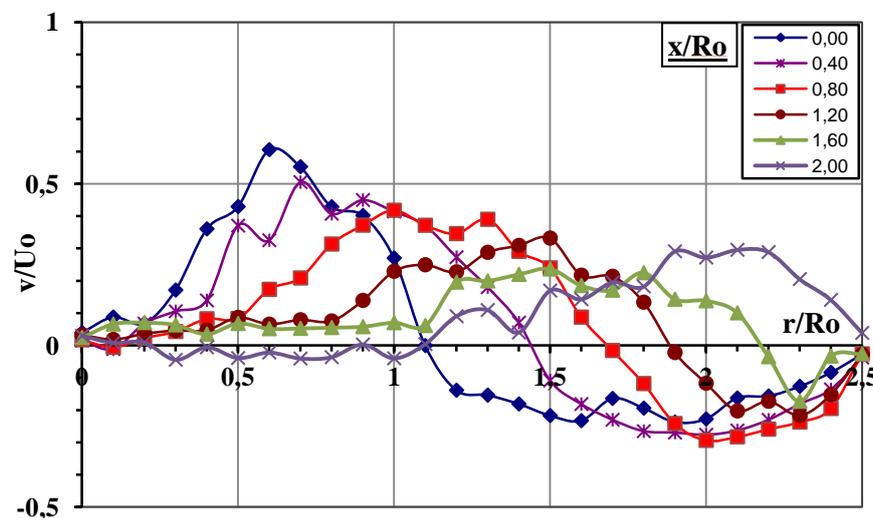


Bild 4-12: Radiale Profile der normierten mittleren radialen Geschwindigkeit der isothermen Strömung

In Bild 4-12, Bild 4-13 und Bild 4-14 sind die Profile der mittleren radialen Geschwindigkeiten entsprechend für isotherm, stabil reagierend und semi-stabil reagierend gezeigt. An den Verläufen der Profile direkt am Düsenaustritt sind ein positiver Gradient in der Nähe der Achse und ein Maximum für alle Bedingungen ersichtlich. Sie veranschaulichen das Aufplatzen

der Strömung in der Brennkammer und fallen gleich groß aus, da der Einfluss der Verbrennung noch nicht so stark ist. Im weiteren radialen Verlauf sind negative Werte zu sehen, die die äußere Rezirkulationszone und somit den zurückströmenden Massenstrom repräsentieren. Weiter stromabwärts flachen die Profile ebenfalls ab, der negative Bereich sowie das Maximum verschieben sich hin zu größeren Radien.

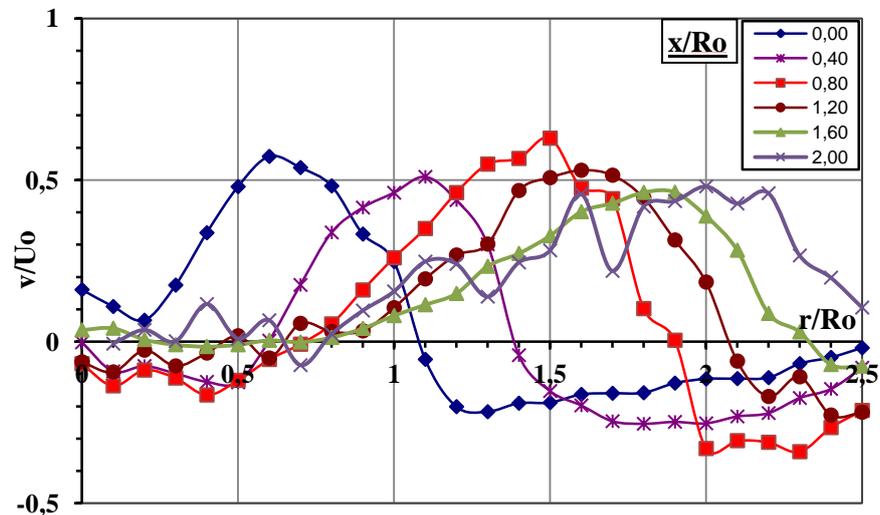


Bild 4-13: Radiale Profile der normierten mittleren radialen Geschwindigkeit der stabil reagierenden Strömung

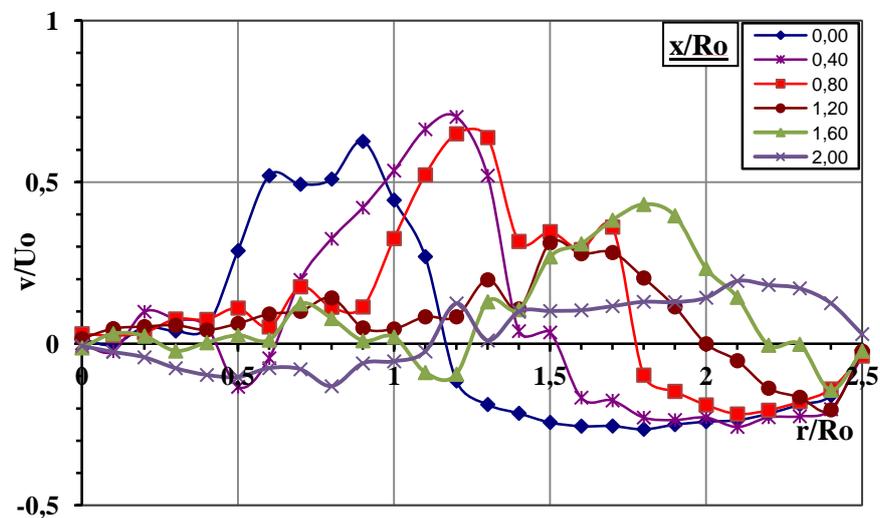


Bild 4-14: Radiale Profile der normierten mittleren radialen Geschwindigkeit der semi-stabil reagierenden Strömung

Aufgrund der thermischen Expansion fällt das Maximum der stabil reagierenden Strömung bei größeren Radien am höchsten aus, dieses Maximum ist am kleinsten erwartungsgemäß bei der isothermen Strömung. Mit der Schließung der ORZ findet sich keine negative radiale Geschwindigkeit in diesen Feldbereichen.

Nach der Annahme einer rotationssymmetrischen Strömung ist zu erwarten, dass die mittleren radialen und tangentialen Geschwindigkeiten auf der Mittellinie verschwinden. Anhand der Verläufe der mittleren radialen Geschwindigkeiten im isothermen und semi-stabil reagierenden Fall ist es ersichtlich, dass diese Bedingungen erfüllt sind. Bei der stabilen Flamme tritt im Gegensatz eine Streuung der Werte auf der Achse und am Rand auf. Letzteres ist auf die thermische Expansion im Randbereich, gekoppelt mit dem Störeinfluss der optischen Zugänge dort, zurückzuführen. Die Streuung der Werte auf der Achse ist bei den dargestellten axialen Positionen gleichmäßig um den Nullpunkt verteilt und schließt somit einen systematischen Fehler aus. Als Ursache dieses Sachverhalts kann im stabil reagierenden Fall die zeitlich instabile Lage der Flammenachse bezüglich der geometrischen Achse herangezogen werden.

4.1.3. Betrachtung der turbulenten Schwankungsbewegungen

Zu der Turbulenzbetrachtung werden zunächst die Darstellungen in Bild 4-15, Bild 4-16 und Bild 4-17 herangezogen, die die Profile der normierten massespezifischen turbulenten kinetischen Energie der untersuchten Fälle veranschaulichen. Es ist daraus ersichtlich, dass das Maximum dieser Größe in der Scherzone zwischen der Hauptströmung und der IRZ, d.h. bei den radialen Positionen der steilsten Geschwindigkeitsgradienten in Bild 4-4, Bild 4-5 und Bild 4-6, auftritt. In Bezug auf ihre axiale Position kann gesagt werden, dass dies in Düsennähe bis 1,2 Düsenradien der Fall ist. Diese Erkenntnis steht somit im Gegensatz zu der Hypothese [85], [92], dass die Turbulenz bereits innerhalb der Düse formiert würde und die Geometrie der Einlasskanäle für die Schwankungsintensität bestimmend wäre, weil in diesem Fall die Energiedissipation in Düsennähe die Energieproduktion überwiegen würde und eine stetige Verminderung der Profilmaxima sichtbar wäre. Zusätzlich wandern sie gemäß der Strömungsaufweitung zu größeren Radien hin. Betragsmäßig finden sich die größten Werte bei der isothermen Strömung, da die lokale Gastemperatur und die Viskosität am niedrigsten, und entsprechend die Re-Zahl und die Turbulenzintensität am höchsten ausfallen.

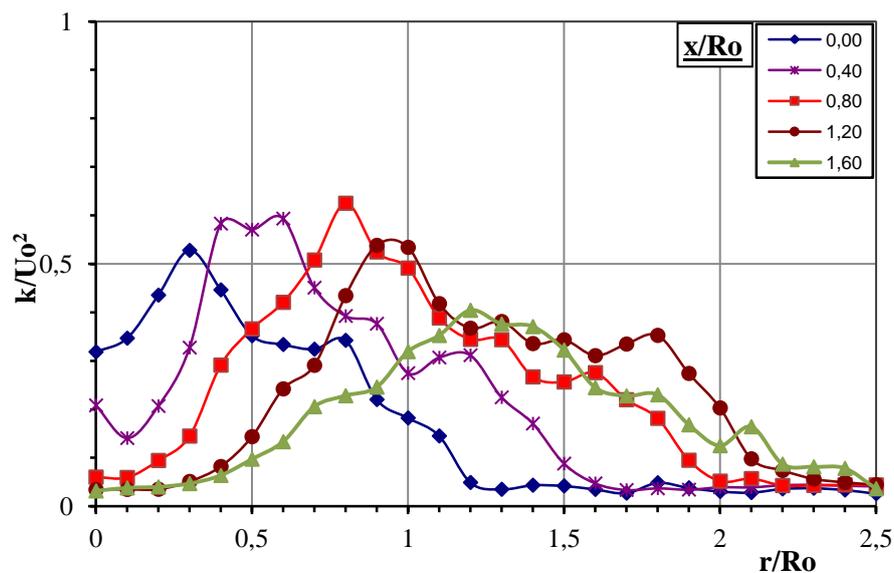


Bild 4-15: Radiale Profile der normierten massespezifischen turbulenten kinetischen Energie der isothermen Strömung

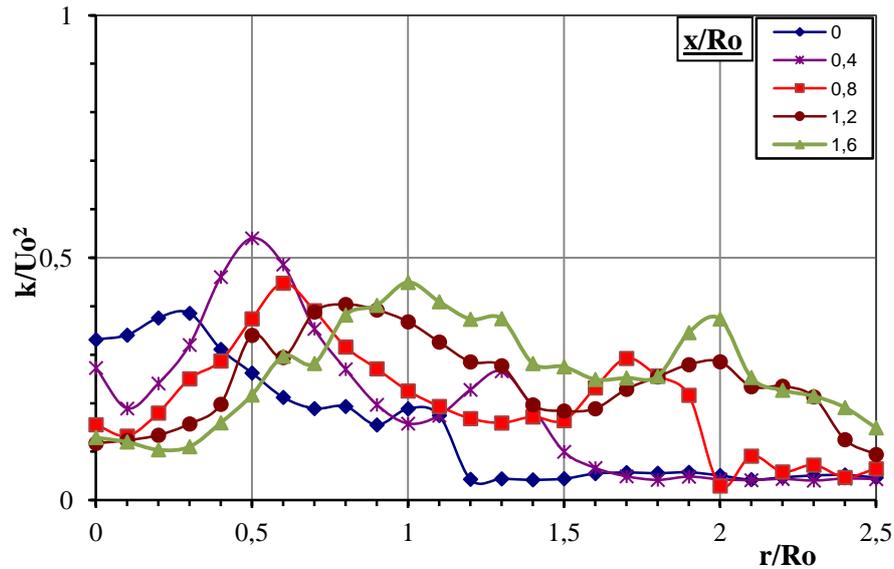


Bild 4-16: Radiale Profile der normierten massesepezifischen turbulenten kinetischen Energie der stabil reagierenden Strömung

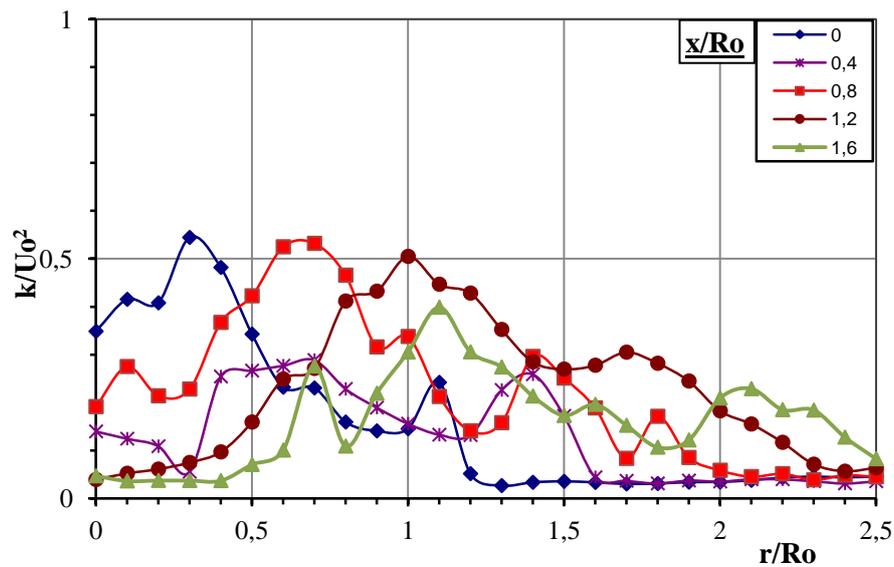


Bild 4-17: Radiale Profile der normierten massesepezifischen turbulenten kinetischen Energie der semi-stabil reagierenden Strömung

Eine Erkenntnis in Bezug auf die Isotropie der Turbulenz liefert der Vergleich der Schwankungsgeschwindigkeiten in den drei Richtungen, die mit der volumetrischen Geschwindigkeit dimensionslos zunächst für die isotherme Strömung im Bild 4-18 dargestellt sind. In Düsen-nähe verlaufen die Profile weitestgehend ähnlich. Die Verringerung hin zu größeren Radien fällt bei der axialen Schwankungsgeschwindigkeit am steilsten aus. Die tangentialen Schwankungsgeschwindigkeiten zeichnen sich durch lokale Maxima im Bereich zwischen 1,5 und 2,0 Radien aus, d.h. im Bereich des Potentialwirbels. Dieser Sachverhalt ist konsistent mit dem bereits diskutierten Rayleigh-Mechanismus, wonach der reibungsfreie Potentialwirbel ein instabiles Verhalten aufweist.

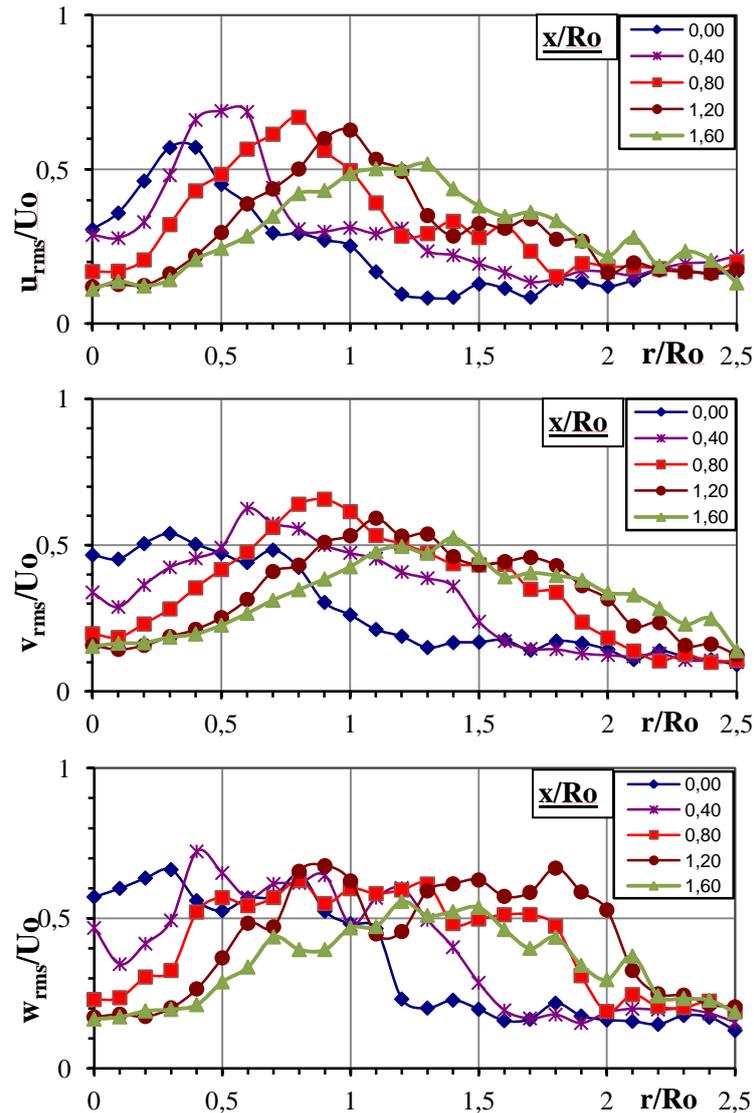


Bild 4-18: Radiale Profile der normierten Schwankungsgeschwindigkeiten der isothermen Strömung

Die Verhältnisse in Düsenähe für den stabil reagierenden Fall ändern sich nicht, wie anhand Bild 4-19 dargestellt wird. Aufgrund der erhöhten Temperatur und Viskosität der Gasphase fallen die maximalen Turbulenzen in axialer und radialer Richtung etwas kleiner aus. Dadurch ist der Abfall der Profile hin zum Rand flacher, noch dazu ist die turbulente Schwankungsbewegung axial und radial in der ORZ in diesem Fall stärker ausgeprägt.

Für die tangentielle Schwankungsgeschwindigkeit ist fast ein konstanter Verlauf über den Radius in einem weiten Bereich zu beobachten, d.h. die tangentielle turbulente Schwankungsbewegung in ORZ ist auch hier besonders intensiv. Die Maxima hier bleiben unverändert durch die Verbrennung, dadurch ist die Turbulenz für die stabil reagierende Strömung weniger anisotrop verglichen mit der isothermen Strömung.

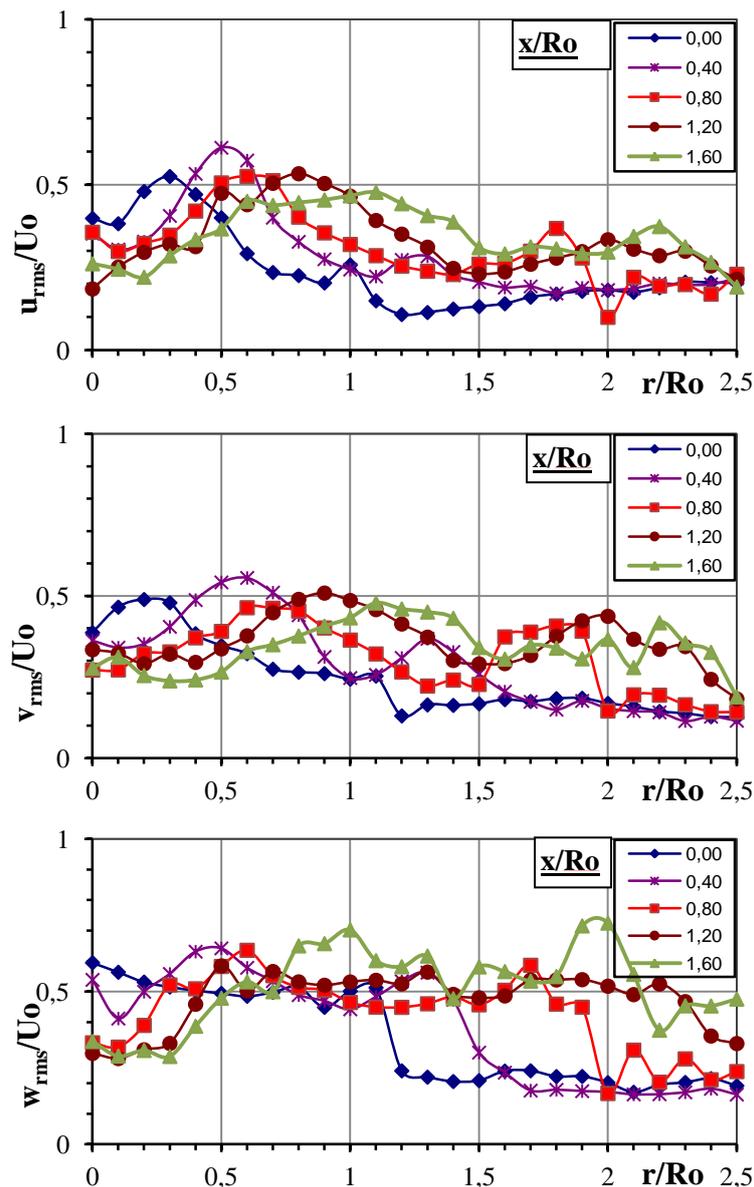


Bild 4-19: Radiale Profile der normierten Schwangungsgeschwindigkeiten der stabil reagierenden Strömung

Im Bild 4-20 sind die Profile der Schwangungsgeschwindigkeiten für den semi-stabil reagierenden Fall dargestellt, wofür die oben ausgeführten Überlegungen ebenfalls gelten. In axialer und radialer Richtung reduziert sich die turbulente Schwangungsbewegung in der ORZ und ähnelt der isothermen Strömung, ein typischer Unterschied zwischen den beiden reagierenden Betriebsbedingungen, auf den im Laufe der weiteren Darstellung der Ergebnisse eingegangen wird. Die Profile der tangentialen Schwangungsgeschwindigkeit bleiben unverändert. Es bestätigt sich die obige Schlussfolgerung, dass die tangentiale Geschwindigkeit eher von den Eintrittsbedingungen (Druck, Temperatur) abhängt und weniger von der Verbrennung beeinflusst wird. Die Instabilität in tangentialer Richtung, die durch den Rayleigh-Mechanismus beschrieben ist, ist in allen untersuchten Fällen erkennbar.

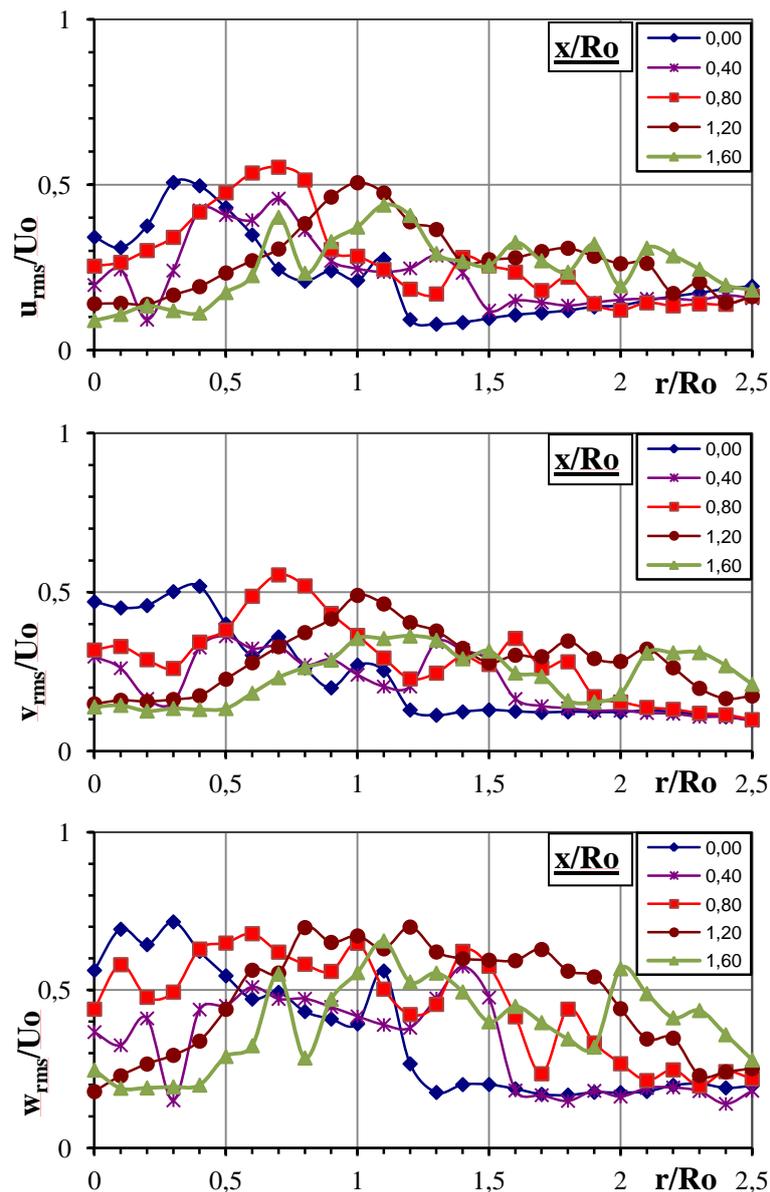


Bild 4-20: Radiale Profile der normierten Schwangungsgeschwindigkeiten der semi-stabil reagierenden Strömung

4.1.4. Charakterisierung der Reaktionsfelder

Zu den Stabilitätsbetrachtungen der Flamme tragen die Erkenntnisse der Temperatur- und Gaskonzentrationsmessungen im Feld wesentlich bei. Zunächst werden die reagierenden Strömungen mit den dazugehörigen Verteilungen des Luft-Brennstoffverhältnisses anhand Bild 4-21 dargestellt, die nach der SAE-Methode [119] berechnet wurden. Hierzu werden die entsprechenden Strömungsfelder überlagert, um eine bessere Übersicht zu erzielen. Es ist zunächst sichtbar, dass in der ORZ des stabilen Falls im Gegensatz zu dem semi-stabilen Fall aufgrund des niedrigen Luft-Brennstoffverhältnisses eine Ausbrandzone vorhanden ist. Außerdem zeichnet sich das Feld der stabilen Verbrennung durch ein breites kegelförmiges Gebiet niedrigen LBV aus, das als Hauptausbrandzone angesehen werden könnte. Die semi-stabile Verbrennung besitzt ebenfalls ein solches, wesentlich schmäleres Gebiet innerhalb der IRZ. Gleichzeitig repräsentieren die Zonen höchsten LBV-Gradienten die mischungsinten-

sivsten Zonen für Luft und gasförmiges Kerosin. Es ist ersichtlich, dass sich diese in der Nähe der Stagnationslinien der axialen Geschwindigkeit bilden, wo die Turbulenz am intensivsten ist. Die Felder dieser beiden mit flüssigem Kerosin befeuerten Flammen sind dadurch charakterisiert, dass in Düsennähe im Verlauf der Hauptströmung hauptsächlich flüssiger Brennstoff existiert. Hier steht noch kein zündfähiges Gasgemisch zur Verfügung, wovon die aus der Gasanalyse berechneten hohen Luft-Brennstoffverhältnisse zeugen.

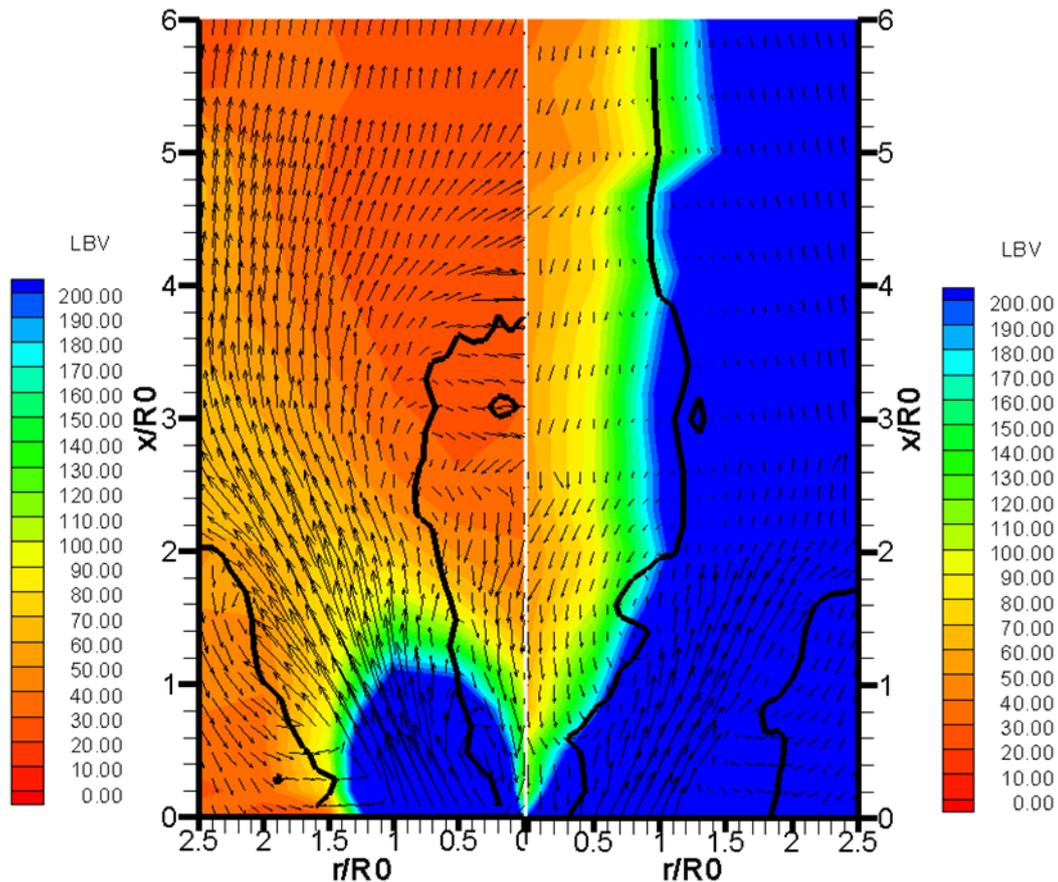


Bild 4-21: LBV-Verteilungen beider Flammen, überlagerte Strömungsfelder mit Isolinien $u/U_0=0$, $\vec{u}(u, v)$. Stabil links und semi-stabil rechts

Die höchsten Temperaturen sind erst nach 2,5 Düsenradien zu finden, wenn die meisten Kohlenwasserstoffe genug Zeit haben, um vollständig zu CO_2 zu oxidieren, was Bild 4-22 und Bild 4-23 veranschaulichen. Die gemessene Temperaturverteilung korrespondiert mit der aus der Abgasanalyse ermittelten LBV-Feldverteilung und bestätigt die Hypothese bezüglich der Existenz der Hauptausbrandzone. Diese ist durch die Reaktionszone umschlossen, wie die CO -Feldkonzentration anhand Bild 4-24 belegt. Die Maxima der CO -Konzentration bilden sich deutlich im oberen Teil der IRZ (nach zwei Düsenradien) und bilden eine Linie schräg bis zu der Wand. Dieser Verlauf ist typisch für die Drallflamme, denn die Reaktionszone unterliegt aufgrund des radialen Druckgradienten der Wirkung der bereits beschriebenen Baroklinität.

Im Vorgriff auf die Betrachtung der flüssigen Phase, sind die Ergebnisse der Spraymessung durch PDA in Form von Isolinien konstanter axialer Massenstromdichte in überlagerter Form zu dem CO -Konzentrationsfeld dargestellt. Die radiale Ausbreitung des Sprays und die Tatsache, dass er der Hauptströmung folgt, sind daraus ersichtlich. Nach 2,4 Düsenradien können

keine flüssigen Elemente mehr gemessen werden. Da die Hauptreaktionszone weiter stromabwärts existent ist, kann gefolgert werden, dass die Verbrennung dort homogen ausschließlich in der Gasphase stattfindet, d.h. die Verdampfung und die Hauptreaktionszone weitestgehend örtlich getrennt sind. Der Begriff „Verdampfung“ wird in dieser Arbeit verallgemeinernd verwendet, da die Überführung des Kerosins in gasförmigen Zustand aus Verdampfung und Verdunstung besteht und die Beiträge dieser einzelnen Prozesse aufgrund der unbekanntenen lokalen Temperatur der Kerosintropfen nicht quantifiziert werden können.

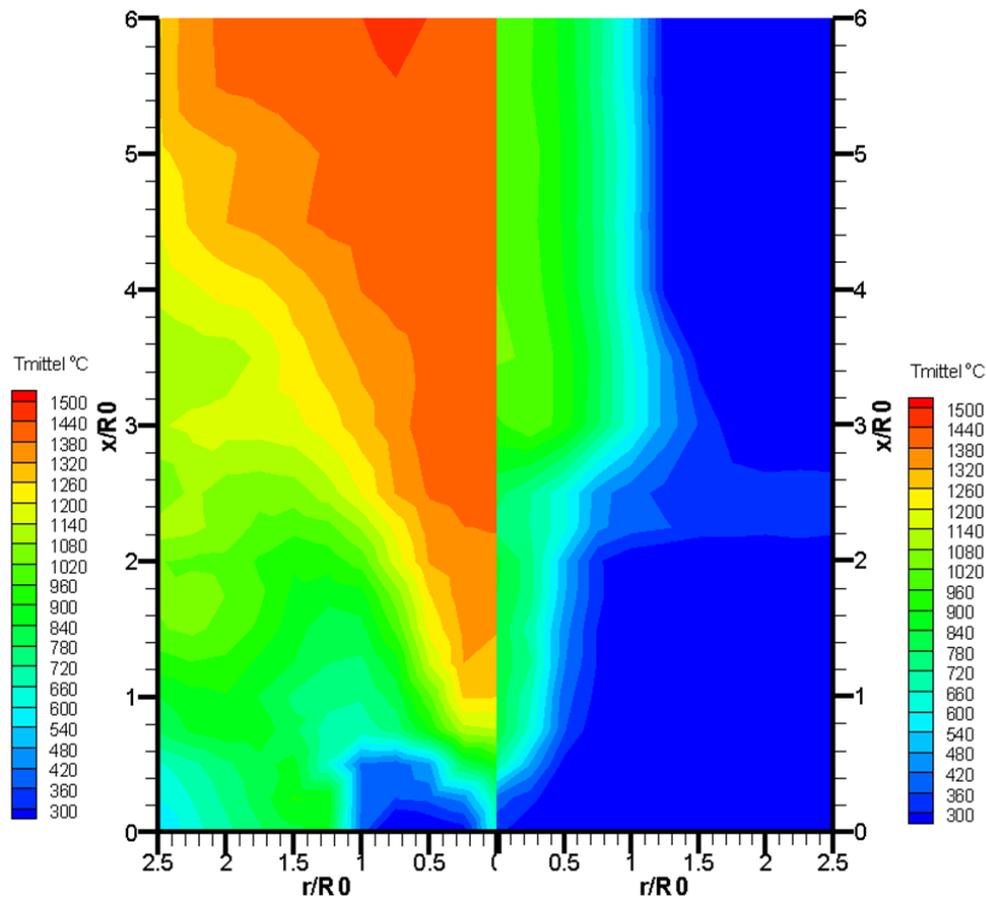


Bild 4-22: Verteilungen der mittleren Temperaturen beider Flammen – stabil links und semi-stabil rechts

Entlang seiner Bewegung, der Hauptluftströmung folgend, verdünnt sich der Spray, weil von der Hauptausbrandzone die notwendige Wärme für die Verdampfung und somit für Aufbereitung zündfähigen Gemisches durch turbulenten Wärmetransport der Scherzone bereitgestellt wird. Im Feldverlauf stromabwärts erhöhen sich die Temperatur und entsprechend der gasförmige Kerosinanteil, wodurch mehr zündfähige Gase zur Verfügung stehen, was sich am sinkenden LBV bemerkbar macht. In der Nähe des Randes bei zwei Düsenradien stromabwärts rezirkuliert durch die Wirkung der ORZ zündfähiges Gemisch von der Hauptströmung. Das Gemisch verbrennt dort bei einer Temperatur von ca. 900°C, wie es den Bildern zu entnehmen ist. Es ist eine Erhöhung der CO-Konzentration sichtbar, die für eine Reaktionszone dort spricht. Außerdem kann ebenfalls ein Ausbrandbereich anhand erhöhter CO₂-Konzentrationen lokalisiert werden. Somit existiert im stabilen Fall noch ein Wärmefreisetzungsgebiet, wodurch zusätzlich Wärme zu der Hauptströmung übertragen und der Prozess der Gemischaufbereitung intensiviert wird. Wird die Flamme abgemagert, sinkt die Verbrennungstemperatur und weniger Wärme kann zum Kerosinspray durch die IRZ übertragen wer-

den. Somit wird die Überführung des Kerosins in gasförmigen Zustand verhindert, wodurch auch die Rezirkulation an zündfähiges Gemisch in ORZ sinkt. Wird ein kritischer Temperaturwert unterschritten, d.h. wird die Flamme ausreichend abgemagert, findet keine Verbrennung mehr in der ORZ statt.

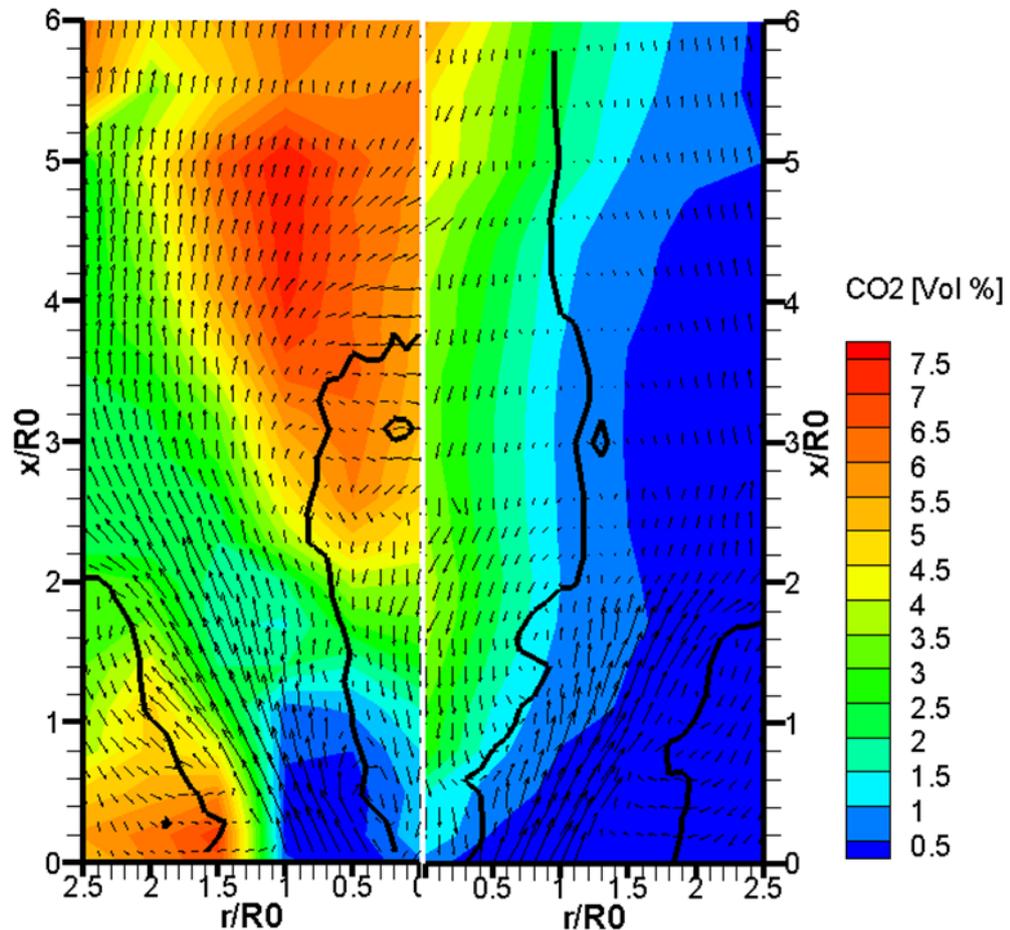


Bild 4-23: Verteilungen der CO_2 -Volumenkonzentration beider Flammen, überlagerte Strömungsfelder mit Isolinien $u/U_0=0$, $\vec{u}(u, v)$. Stabil links und semi-stabil rechts

Im semi-stabilen Fall kann als Wärmequelle demzufolge nur das schmalere innere Gebiet herangezogen werden, eine Verbrennung in der ORZ fehlt. In diesem Betriebspunkt sind die Maximalwerte und der Gradient der CO-Emissionen lediglich innerhalb der IRZ zu sehen, was eine Bestätigung dafür ist, dass die Verbrennung ausschließlich in der Nähe der Mittellinie stattfindet und somit von einem unterschiedlichen Flammenstabilisierungsmechanismus zeugt. Aufgrund der mageren Verbrennung nahe der Löschgrenze sinken die Verbrennungstemperatur und damit auch die Reaktionsgeschwindigkeit der CO-Oxidationskinetik. Die Verweilzeit in der Ausbrandzone reicht nicht mehr aus, um das CO zu CO_2 zu oxidieren. Deswegen steigen die CO-Emissionen insgesamt für den semi-stabilen Betriebspunkt. Somit können die Unterschiede bezüglich der Flammenerscheinung, dargestellt im Bild 4-2, auf die unvollständige Oxidation und auf die fehlende Verbrennung in der ORZ zurückgeführt werden.

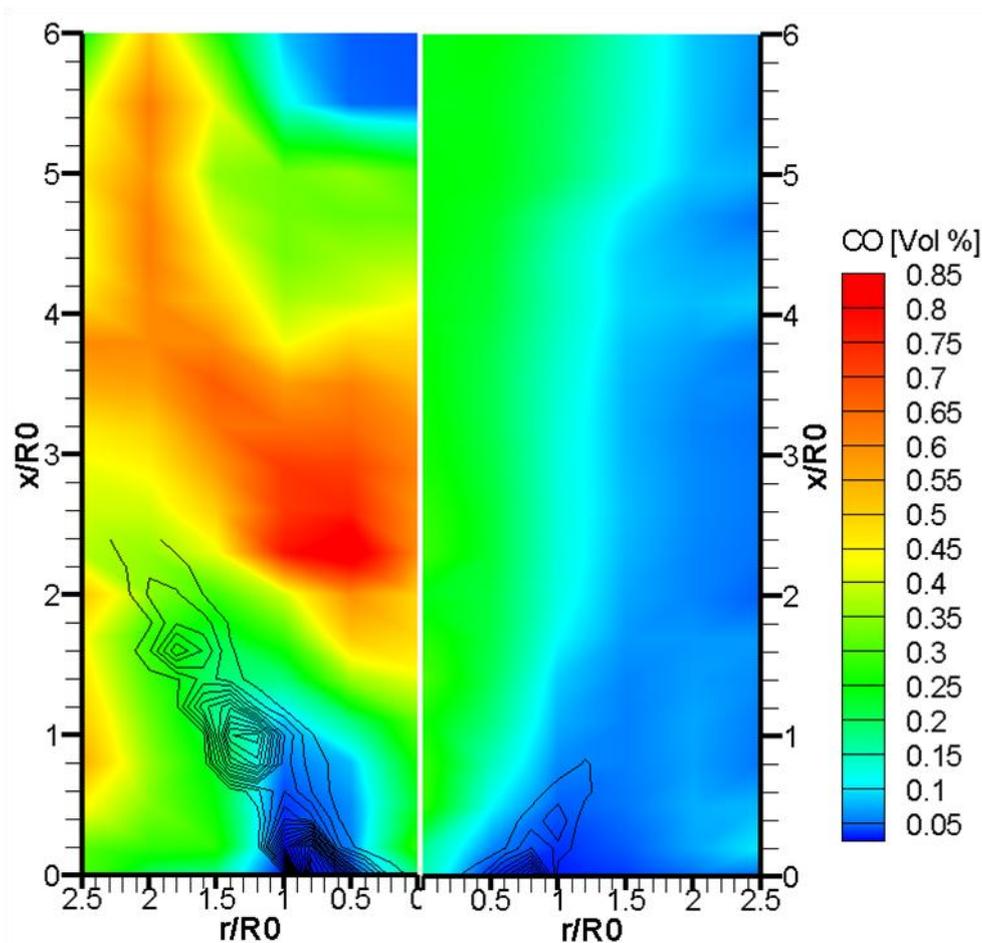


Bild 4-24: Verteilungen der CO-Volumenkonzentration beider Flammen, qualitative Isolinien der Massenstromdichten beider Kerosinsprays. Stabil links und semi-stabil rechts

4.1.5. Charakterisierung der flüssigen Phase

Die Ergebnisse, gewonnen durch die PDA-Messtechnik, liefern Aufschluss über die Sprayeigenschaften in Form von Tropfengröße, Tropfenverteilung und Massenstromdichteverteilung. Diese Messtechnik kann aufgrund der damit verbundenen Restriktionen dort sinnvoll eingesetzt werden, wo eine weitestgehend fortgeschrittene Sekundärzerstäubung stattgefunden hat. Da die Primär- und die Sekundärzerstäubung in den meisten Fällen parallel verlaufen, insbesondere in der Nähe des Düsenaustritts, ist die Aussagekraft der PDA-Ergebnisse begrenzt. Eine zusätzliche Erfassung der Primärzerstäubung, wie in dieser Arbeit durch High Speed Imaging, vervollständigt wesentlich die Spraybeschreibung.

Der Kerosinspray weist für beide untersuchten Fälle ähnliche Trajektorien auf, da er von der unveränderten Hauptluftströmung geführt wird, fällt aber für semi-stabil aufgrund des reduzierten Kerosinmassenstroms wesentlich dünner aus. Im Bild 4-25 sind die Profile der gemessenen SMD direkt am Düsenaustritt und am Sprayende dargestellt, die quantitative Information über die Luftzerstäubung liefern. In den beiden untersuchten Betriebspunkten finden sich Maxima im Verlauf des SMD bei radialer Position 13-14 mm, die den Spraykern am Düsenaustritt kennzeichnen. Von der unveränderten Qualität der Zerstäubung zeugt ein Vergleich beider Datensätze am Ende des Sprays. Für stabil bedeutet Sprayende eine axiale Position von 48 mm ($x/R_0=2,4$), für semi-stabil beträgt sie 16 mm ($x/R_0=0,8$). Die radialen SMD-Profile

verlaufen konstant über den Radius bei einem Wert von $25 \mu\text{m}$, d.h. der Spray hat sich homogenisiert. Dabei verkleinert sich die Tropfengröße erwartungsgemäß aufgrund der Verdampfung.

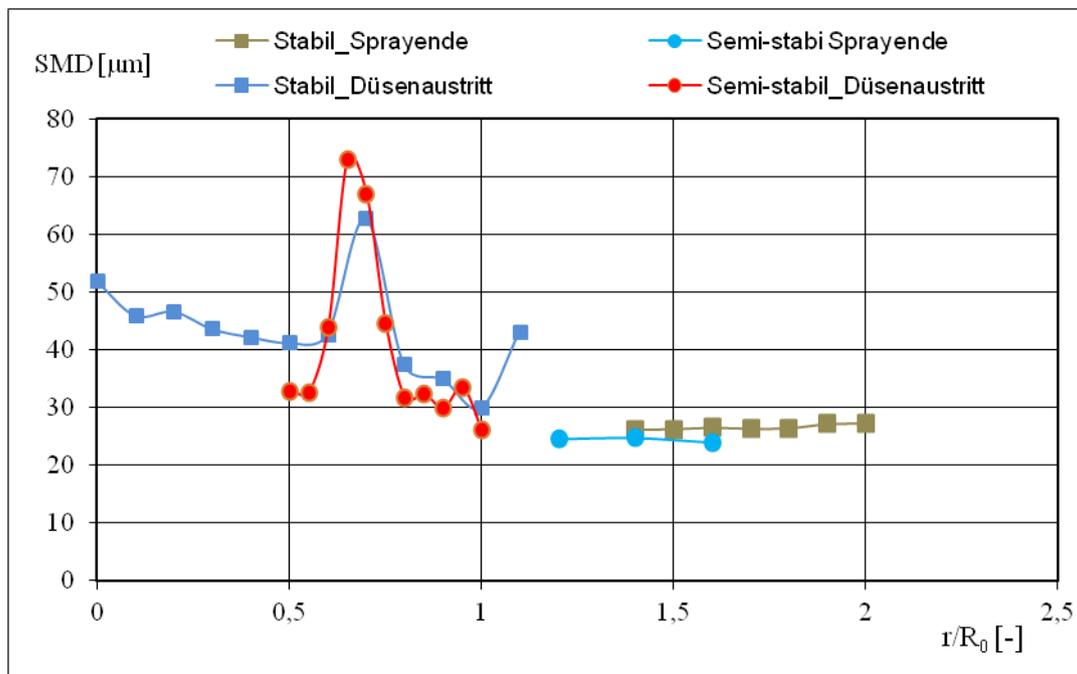


Bild 4-25: Radiale Profile des ermittelten SMD der Kerosintropfen am Düsenaustritt und am Sprayende des Prototyps

Bei der Betrachtung der Isolinien der Massenstromdichte des Sprays im stabilen Fall anhand Bild 4-24 lässt sich eine Periodizität erkennen, d.h. längs des Sprayverlaufs existieren periodisch Maxima und Minima. Die Ursache dieser Diskontinuitäten lässt sich auf eine helikale Struktur des Sprays zurückführen, die bei der 2D-Erfassung des Sprays in einer axialen Ebene nicht dargestellt werden kann. Da die Flüssigkeit der Bewegung der Lufthauptströmung folgt, wird diese Periodizität bei der primären Zerstäubung am Lippenende von der Luftströmung auf den Spray aufgeprägt. Diese Hypothese impliziert eine dynamische Analyse der Luftströmung und anschließend ihren Vergleich zum Spray. Durch eine FFT des Zeitsignalkollektivs einer Geschwindigkeitsmessung an der Position $r=6 \text{ mm}$, $x=0 \text{ mm}$ über dem primären Kanal können dominierende Systemfrequenzen identifiziert werden. Dies wird zunächst für die stabil reagierende Strömung anhand Bild 4-26 in Form von Energiespektrum der axialen Geschwindigkeit gezeigt, wobei die dominante Systemfrequenz von 1400 Hz zu sehen ist. Wenn das dynamische Systemverhalten aus Sicht der Strouhal-Theorie [125] betrachtet wird, können der gemessenen Frequenz charakteristische Geschwindigkeit und Länge zugrunde gelegt und eine charakteristische Sr -Zahl berechnet werden. Dabei hängt die Geschwindigkeit von den thermodynamischen Bedingungen ab, die Längendimension wird durch die Düsengeometrie bestimmt.

Das oszillierende Verhalten der Strömung, das das Sprayverhalten prägt, war in der Vergangenheit Objekt der Untersuchungen und kann in der Literatur [126], [127], [128], [129] als PVC (Precessing Vortex Core) angetroffen werden. PVC stellt eine helikale kohärente Struktur dar, die ihren Ursprung im primären Drallerzeuger hat und die Eigenschaften des Festkörperwirbels der Drehbewegung besitzt.

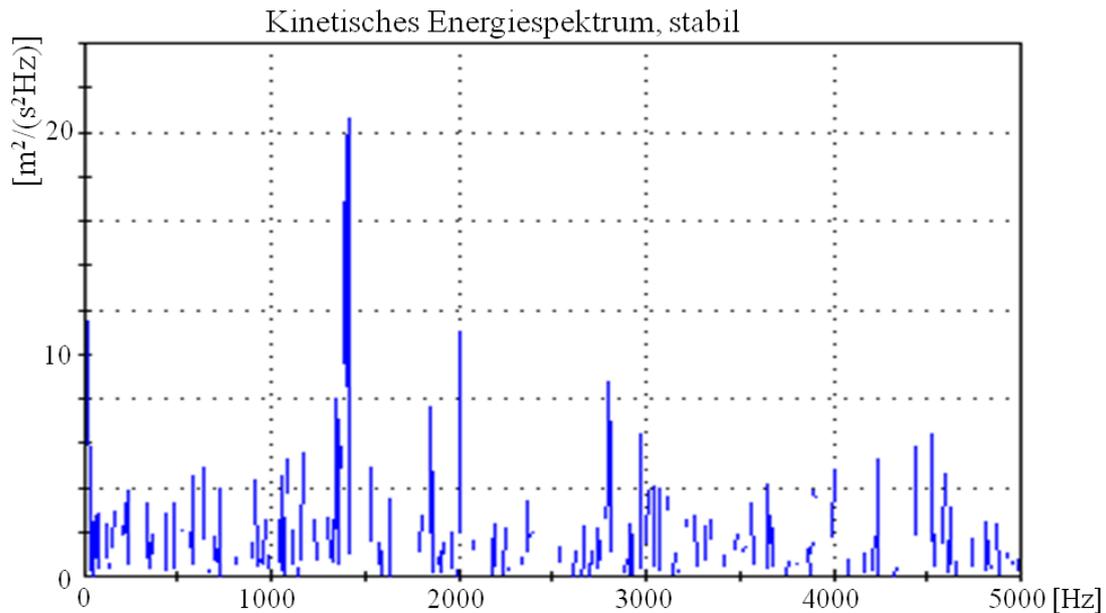


Bild 4-26: Energiespektrum des Zeitsignals der axialen Geschwindigkeit der stabil reagierenden Strömung

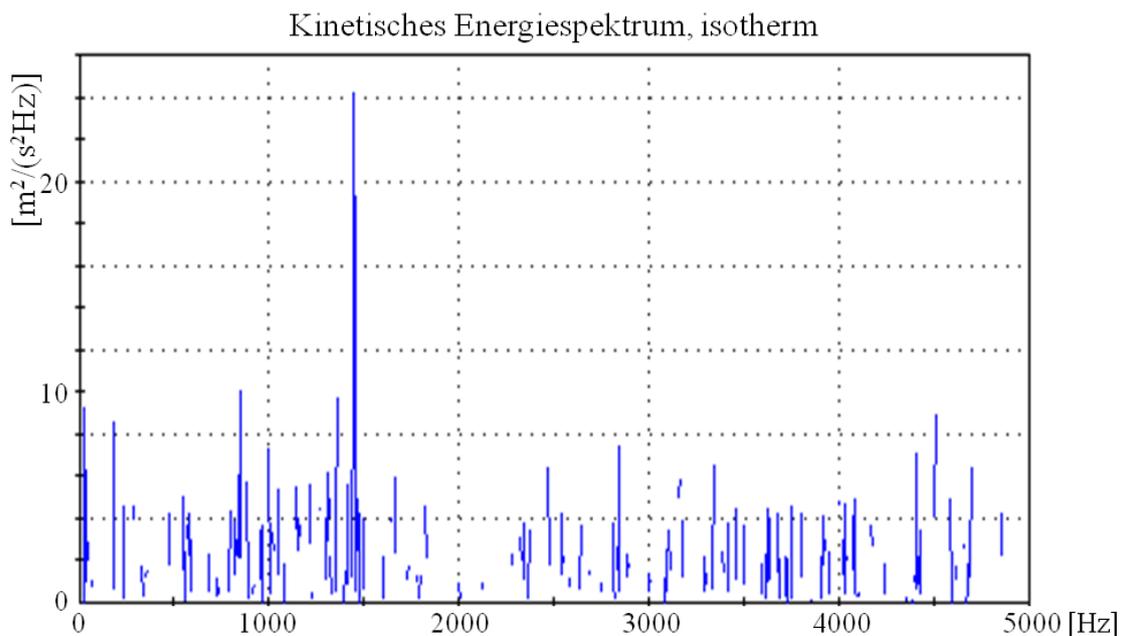


Bild 4-27: Energiespektrum des Zeitsignals der axialen Geschwindigkeit der isothermen Strömung

Gouldin [127] untersuchte das Verhalten dieser Strömungsstruktur in isothermen und reagierenden Strömungen und fand heraus, dass die Frequenz unverändert bleibt und vermutete, dass diese Instabilität hydrodynamischer Natur ist und durch die Primärströmung hervorgerufen wird. Froud et al. [128] und Fick et al. [130] haben die helikale Struktur in ihren Arbeiten durch PIV visualisiert. Syred et al. [126] geben einen breiten Überblick über Forschungsarbeiten, die sich mit diesem Thema befassen.

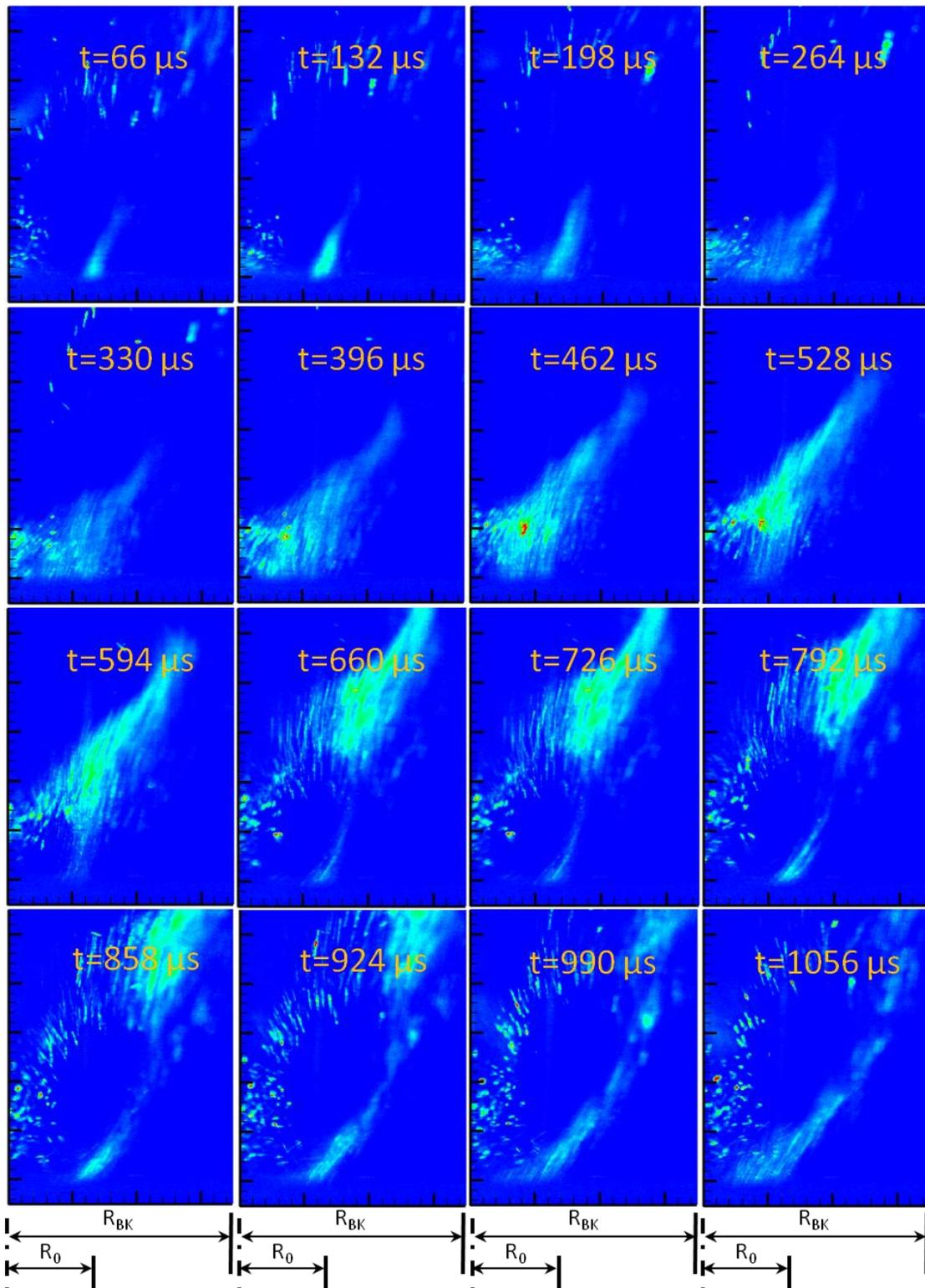


Bild 4-28: Bildersequenz des Kerosinsprays der stabilen Flamme in der Brennkammer am Düsenaustritt, Zeitabstand vom Beginn der Aufnahme, Aufnahmefrequenz 15 kHz, Blende 2,8

Fokaides et al. [129] haben gezeigt, dass PVC unabhängig von der Strömungsberandung ist – ob frei oder eingeschlossen – und linear vom Volumenstrom abhängt. Ein wichtiges Ergebnis dieser Arbeit in Bezug auf Doppeldralldüsen ist, dass PVC nur vom primären Drallerzeuger

beeinflusst wird und die Sr -Zahl ein Ähnlichkeitsparameter für die Beschreibung des dynamischen Verhaltens darstellt.

Diese Ergebnisse können hier bestätigt werden. Die Frequenz von 1400 Hz ist nur über einen begrenzten radialen Bereich über dem primären Drallerzeuger feststellbar und beschränkt sich somit nur auf den Anteil des Festkörperwirbels der rotierenden Luftströmung. Sie ändert sich nicht mit der Strömungsbedingung – ob isotherm (s. Bild 4-27) oder reagierend – und eine Sr -Zahl, gebildet mit charakteristischen Geschwindigkeit und Längenmaß, kann als Ähnlichkeitsparameter herangezogen werden, wie die weitere Betrachtung im Kapitel 4.3 zeigen wird.

Basierend auf dem Prinzip der Luftzerstäubung soll die aufgestellte Hypothese anhand einer dynamischen Analyse des Sprayverhaltens überprüft werden. Aufschluss über die Dynamik der Flüssigkeitszerstäubung liefert die High Speed Imaging (HSI) Messtechnik, wodurch Sequenzen zeitlich aufgelöster Bilder aufgenommen werden. Für den stabilen Fall ist eine solche Periodizität anhand Bild 4-28 ersichtlich. Hier lässt sich die Bewegung der flüssigen Struktur in der Nähe des Düsenaustritts verfolgen, woraus eine Frequenz von ca. 1250 Hz ($800 \mu\text{s}$) erkannt werden kann, d.h. das Muster zum Zeitpunkt $t=264 \mu\text{s}$ taucht wieder zum Zeitpunkt $t=1056 \mu\text{s}$ auf.

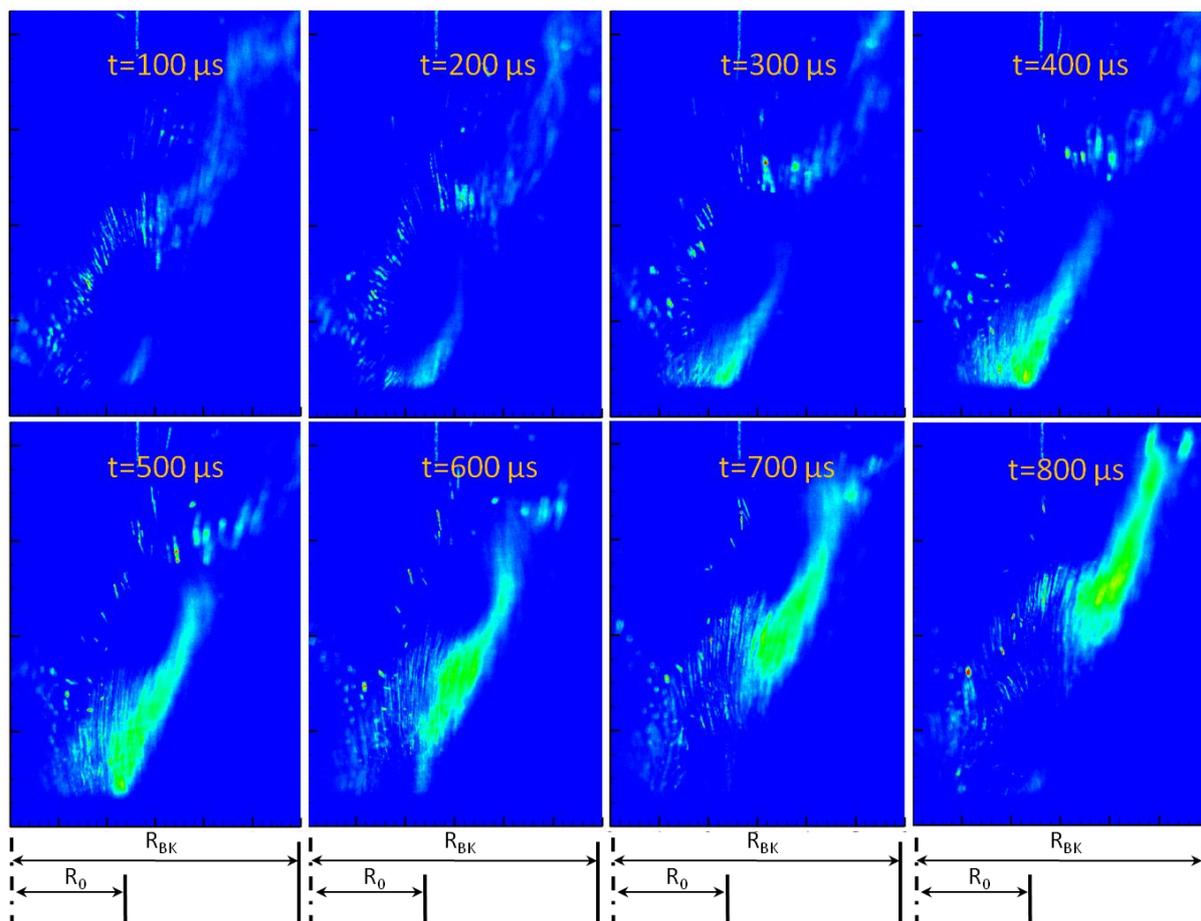


Bild 4-29: Bildersequenz des Kerosinsprays der semi-stabilen Flamme in der Brennkammer am Düsenaustritt, Zeitabstand vom Beginn der Aufnahme, Aufnahme­frequenz 10 kHz, Blende 2.8

Dieses Verhalten ändert sich für die semi-stabile Flamme nicht, wie anhand Bild 4-29 gezeigt werden kann, d.h. die Ausbreitungsfrequenz von 1250 Hz bleibt erhalten. Sie kann mit der Frequenz der Luftströmung assoziiert werden, wo 1400 Hz ermittelt wurden. Die Tatsache, dass diese ermittelte Frequenz nicht exakt mit der Frequenz der Luftströmung übereinstimmt, zeugt von einem Verzug im Folgevermögen des Sprays, insbesondere der größeren Flüssigkeitsstrukturen, die der Gasströmung nicht exakt folgen können. Daraus ergibt sich eine reduzierte Geschwindigkeit und entsprechend eine reduzierte Frequenz. Diese Sequenzen können statistisch, z.B. durch eine pixelweise Mittelung mehrerer Bilder, bearbeitet werden. Das so entstandene Bild 4-30 visualisiert den Spray und kann komplementär zu den PDA-Ergebnissen herangezogen werden. Anhand dieser Darstellung bestätigt sich die Vermutung, dass der Spray in der Scherzone zwischen der Hauptströmung und IRZ im Bereich der maximalen turbulenten kinetischen Energie erzeugt wird. Am selben Bild kann anhand des integralen Außenrands des Sprays auch der Spraywinkel zu der Horizontale bestimmt werden. Hier wird ein Winkel im Bereich 59° - 63° bestimmt, der sich für beide Flammen nicht ändert und sich gut anhand der PDA-Ergebnisse, dargestellt im Bild 4-24, nachweisen lässt.

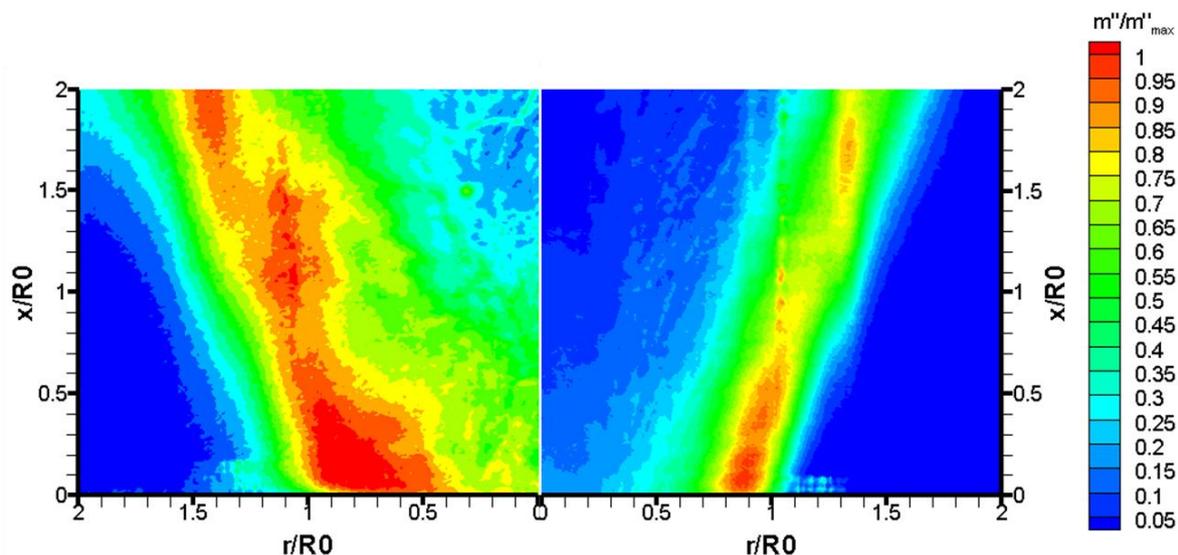


Bild 4-30: Qualitative Darstellung der bezogenen Kerosinmassenstromdichte m''/m''_{max} anhand der pixelweisen Mittelung aus 20 sequentiellen Bildern, stabile Flamme (links) und semi-stabile Flamme (rechts)

4.2. Gasbefeuerte Konfiguration

In diesem Unterkapitel werden die Untersuchung der gasbefeuerter Konfiguration, sowie der Vergleich der Ergebnisse zu den bereits diskutierten Ergebnissen am stabilen Betriebspunkt der Kerosindüse, betrachtet. Daraus resultiert im Kapitel 4.2.4 die Diskussion der Flammenstabilität.

Der Brenner der gasbefeuerter Konfiguration weist eine leichte Modifizierung der bereits dargestellten Kerosindüse (vgl. axialen Schnitten anhand Bild 3-3) auf. Dadurch wird ermöglicht, dass der gasförmige Brennstoff axial entlang der Zerstäuberlippe hinzugefügt wird. Die grundlegenden Parameter – effektive Fläche und Drallzahl – sind durch den Umbau unverändert. Das Expansionsverhältnis d_{BK}/D_0 ist ebenfalls konstant und beträgt 2,5.

4.2.1. Bestimmung des Referenzbetriebspunkts

Zunächst wird die magere Löschgrenze (LBO) vergleichsmäßig zu der ursprünglichen Konfiguration anhand Bild 4-31 dargestellt, die nach der bereits beschriebenen Methode des Anstiegs der globalen CO-Konzentration experimentell ermittelt wird. Sowohl bei der Verbrennung mit Kerosin als auch bei der Verbrennung mit Methan wird die Brennstoffzahl zu diesem Vergleich herangezogen. Daraus ist es ersichtlich, dass die Verbrennung mit Gas einen eingeschränkteren stabilen Bereich, d.h. eine schlechtere Stabilität, aufweist. Es fällt auf, dass durch die Verschiebung der Stabilitätsgrenze der stabile Punkt der kerosinbefeuerten Konfiguration außerhalb des stabilen Bereichs der gasbefeuerten Konfiguration gerät und bedingt die Bestimmung eines anderen Betriebspunktes. Dazu wird der Ansatz der Abgleichung der globalen theoretischen Verbrennungstemperaturen in den beiden Fällen gewählt. Die Verbrennungstemperatur des stabilen Punktes der kerosinbefeuerten Konfiguration wird auf Basis der Enthalpiebilanz ermittelt und beträgt 1792 K. Danach kann iterativ ein globales Luft-Brennstoffverhältnis der Methanverbrennung ermittelt werden, das für die Verbrennung mit Methan unter Berücksichtigung des stöchiometrischen Massenverhältnisses von 17,15 und der Vorwärmtemperatur von 540 K eine Brennstoffzahl von 0,59 (LBV 29) ergibt. Der auf dieser Weise ermittelte Referenzpunkt befindet sich im stabilen Bereich der gasförmigen Konfiguration und wird für ihre weitere Untersuchung herangezogen.

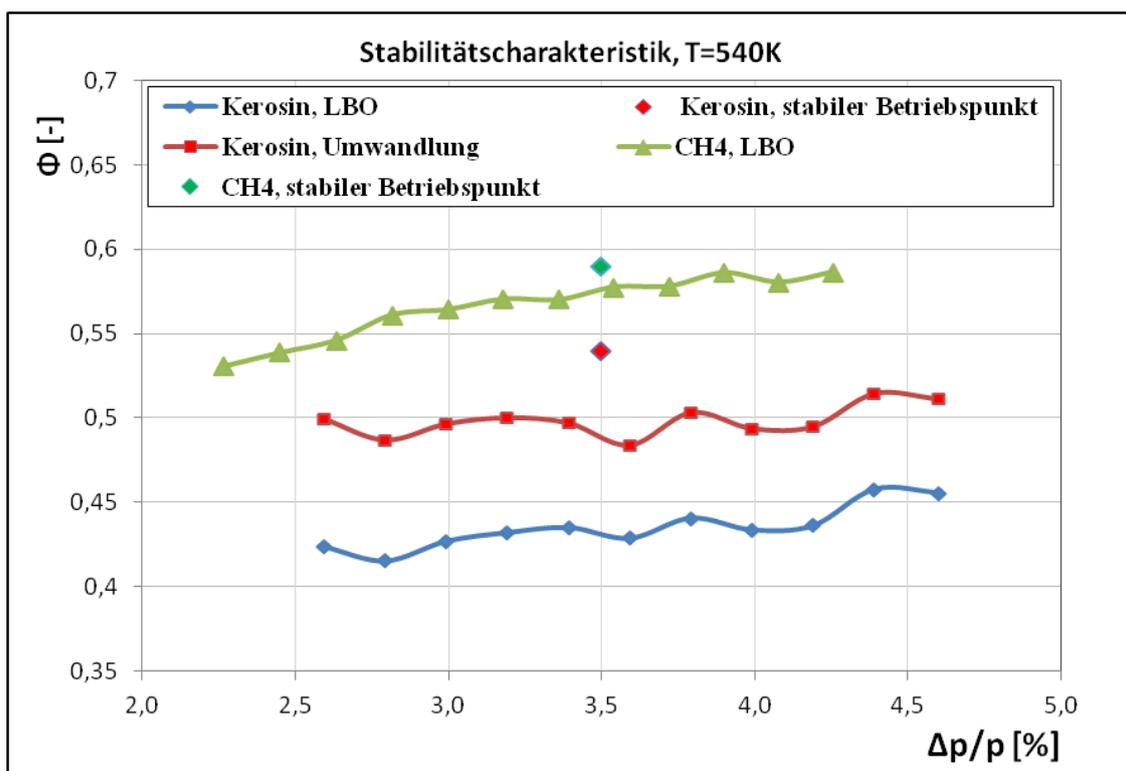


Bild 4-31: LBO-Charakteristika, Umwandlungscharakteristik, Referenzbetriebspunkte des Prototyps

Die Flamme an diesem Referenzbetriebspunkt hat eine ähnliche Erscheinung wie die stabile Kerosinflamme. Eine weitere Abmagerung der Gasflamme resultiert ohne Umwandlung im Erlöschen, d.h. bei der gasbefeuerten Konfiguration existiert keine semi-stabile Flamme. Der Vergleich beider stabilen Referenzpunkte bewirkt somit den Vergleich des Stabilitätsverhal-

tens der Gasflamme zu der Umwandlungscharakteristik bei der Kerosinflamme, die ebenfalls im Bild dargestellt ist.

4.2.2. Betrachtung des Strömungsfeldes

Anhand Bild 4-32 werden die axialen Strömungsfelder der referenzierten Betriebspunkte bei den Konfigurationen – gasbefeuert und kerosinbefeuert - gegenübergestellt. Dabei wird die Konvention der Darstellung beibehalten.

Die Strömungsrichtung der Hauptströmung und die Struktur der äußeren Rezirkulationszone sind weitestgehend unverändert, was die antizipierte unveränderte Drallzahl bestätigt. Die Hauptströmung fällt bei der Gasflamme schmaler aus und spricht für eine weniger intensive Expansion in diesem Bereich. Die IRZ verläuft in beiden Fällen zunächst schlank, ab 1,6 Düsenradien erweitert sie sich bei der gasbefeierten Flamme stärker. Sie hat für beide Flammen prinzipiell einen ähnlichen Verlauf und schließt stromabwärts aufgrund der thermischen Expansion, wie bereits beschrieben. Während die Hauptströmung und somit die thermische Expansion bei der Kerosinflamme die IRZ äußerlich umschließt, findet ein Teil der Expansion bei der Gasflamme entlang der Mittellinie statt, was die unterschiedliche Form der IRZ im zentralen Bereich bewirkt.

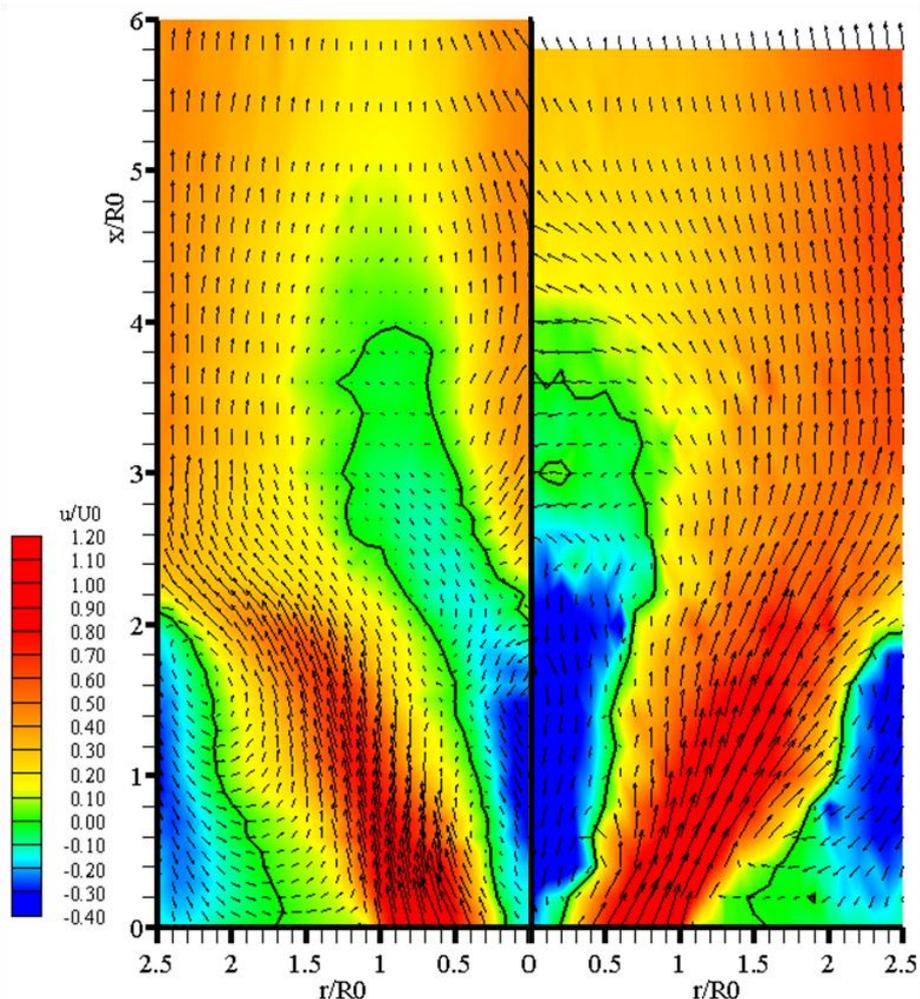


Bild 4-32: Normierte Strömungsfelder mit Isolinien $u/U_0=0, \vec{u}(u, v)$. Reagierend mit Methan links, stabil reagierend mit Kerosin rechts

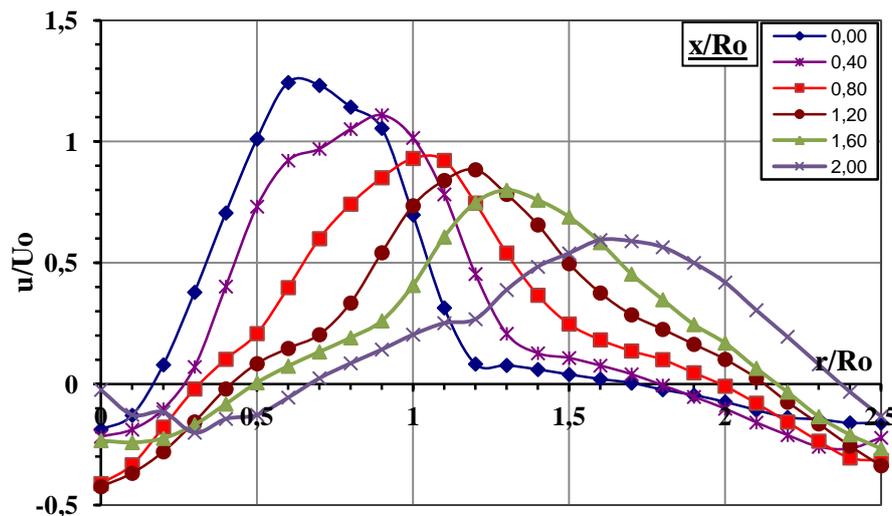


Bild 4-33: Radiale Profile der normierten mittleren axialen Geschwindigkeit bei der Methanverbrennung

Im Bild 4-33 sind die Profile der mittleren axialen Geschwindigkeiten für diese Konfiguration dargestellt. Anhand der Isolinien verschwindender axialer Geschwindigkeit sind die negativen Bereiche in der Nähe der Mittellinie und des Randes zu sehen, die die Rezirkulationszonen verdeutlichen. Die Maxima der Profile finden sich infolge der Aufplattung der Strömung mit steigendem axialen Abstand bei größeren radialen Positionen. Somit verringert sich aus Kontinuitätsgründen der Maximalbetrag der Geschwindigkeit stromabwärts.

Mit Kenntnis des Feldes der axialen Geschwindigkeit und im Vorgriff auf das Temperaturfeld kann die Dichteverteilung im Feld nach dem idealen Gasgesetz berechnet werden. Folglich wird die normierte Stromfunktion berechnet, die im Bild 4-34 im Vergleich zu der bereits dargestellten normierten Stromfunktion im Fall der stabilen Kerosinverbrennung ersichtlich ist. Eine Fehlerbetrachtung wie im Unterkapitel 4.1 wird hier nicht explizit angegeben, da sich der relative Fehler ähnlich wie im beschriebenen Fall der Kerosinverbrennung innerhalb eines 20% Toleranzbandes befindet. Als Normierungsfaktor dient der über den Querschnitt integrierte Massenstrom, somit beträgt der Wert der Stromfunktion am Rand Eins. An diesem Bild sind beide inneren Rückströmgebiete ersichtlich, die weitestgehend ähnlich verlaufen. Sie weisen ebenfalls gleiche rezirkulierende Anteile auf. Die Form des äußeren Rückströmgebietes der Methanflamme fällt größer und intensiver aus. In diesem Fall rezirkulieren 60% des Massenstroms dort, ähnlich wie beim semi-stabilen Fall der Kerosinverbrennung. Dies ist auf eine relativ hohe Dichte zurückzuführen und legt die Vermutung nahe, dass diese untersuchte gasbefeuerte Konfiguration einen ähnlichen Reaktionsverlauf im Feld wie die semi-stabile Flamme hat, d.h. es findet keine Verbrennung in der ORZ statt. Der erhöhte rezirkulierende Anteil dort kann auch durch die erhöhte Dichte ρ_a der Umgebungssubstanz in der ORZ im Dichteverhältnisterm $\sqrt{\rho_a/\rho_0}$ anhand Gleichung 2-93 nachvollzogen werden.

Die mittleren radialen Geschwindigkeitsprofile der Gasflamme sind für ausgewählte axiale Positionen im Bild 4-35 angegeben. Bei einem Vergleich mit den im Bild 4-13 dargestellten Profilen der mittleren radialen Geschwindigkeit der stabilen Kerosinflamme lassen sich prinzipiell ähnliche Verläufe feststellen, d.h. die Maxima wandern zum Rand mit steigendem axialen Abstand aufgrund der Aufweitung der Strömung.

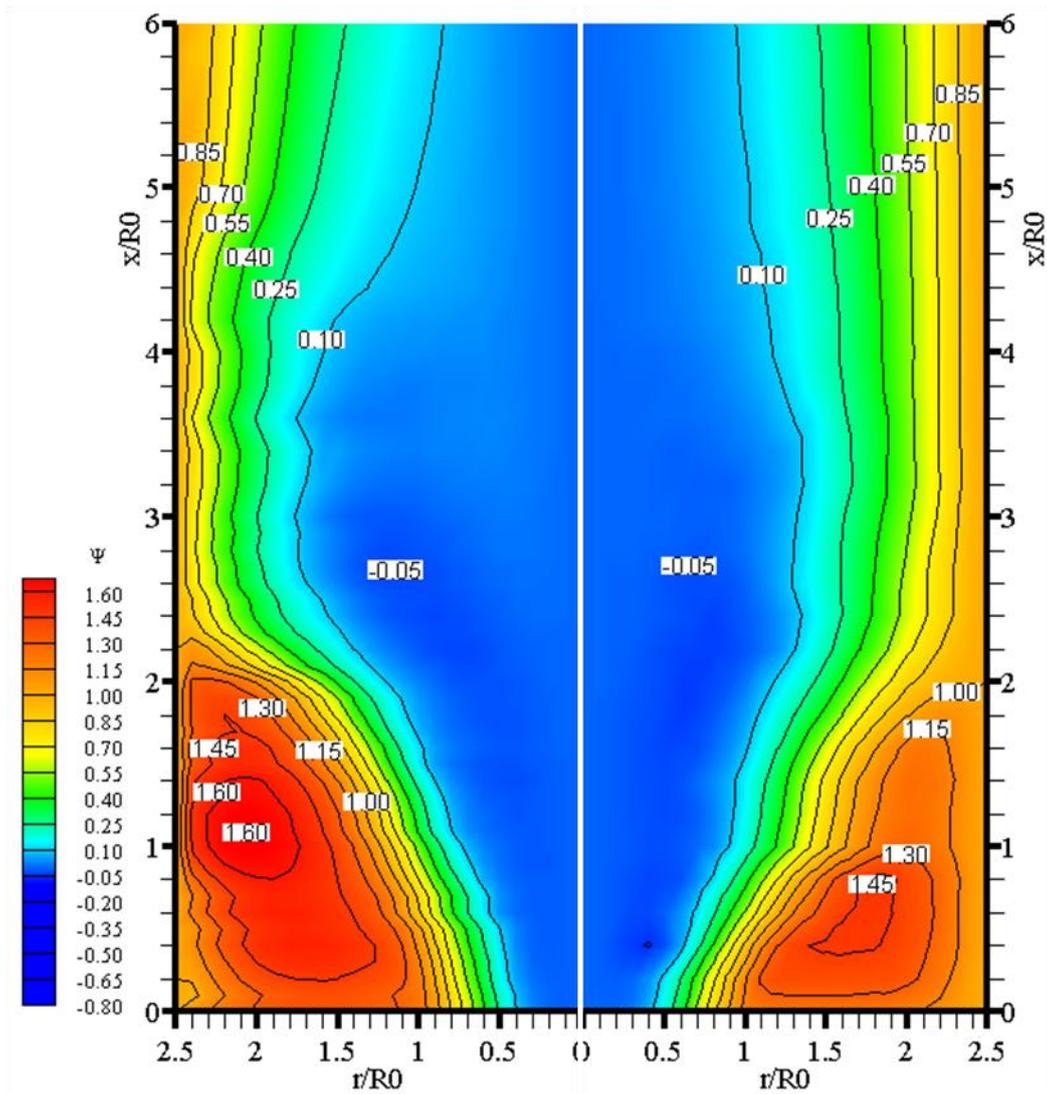


Bild 4-34: Normiertes Stromfunktionsfeld mit Isolinien. Verbrennung mit Methan links, Verbrennung mit Kerosin rechts

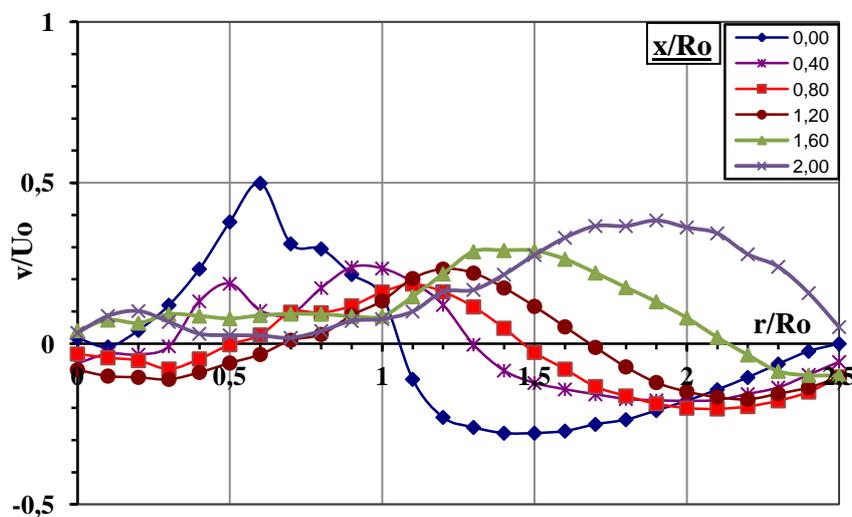


Bild 4-35: Radiale Profile der normierten mittleren radialen Geschwindigkeit bei der Methanverbrennung

Die Werte sind jedoch geringer und widerspiegeln in diesem Fall die weniger intensive thermische Expansion. In der Düsenähe ist die äußere Rezirkulationszone durch die negativen Werte ebenfalls abgebildet. Die Forderung verschwindender radialen Geschwindigkeiten auf der Achse und am Rand ist in ähnlichem Maße erfüllt wie im Fall der Kerosinverbrennung. Die Streuung am Rand, resultierend aus der Expansion der Strömung und dem Einfluss der optischen Zugänge, ist allerdings geringer.

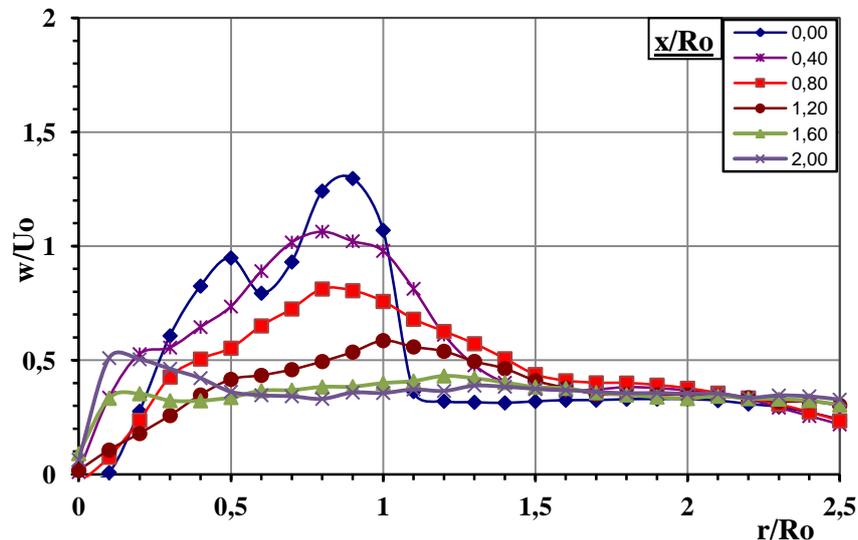


Bild 4-36: Radiale Profile der normierten mittleren tangentialen Geschwindigkeit bei der Methanverbrennung

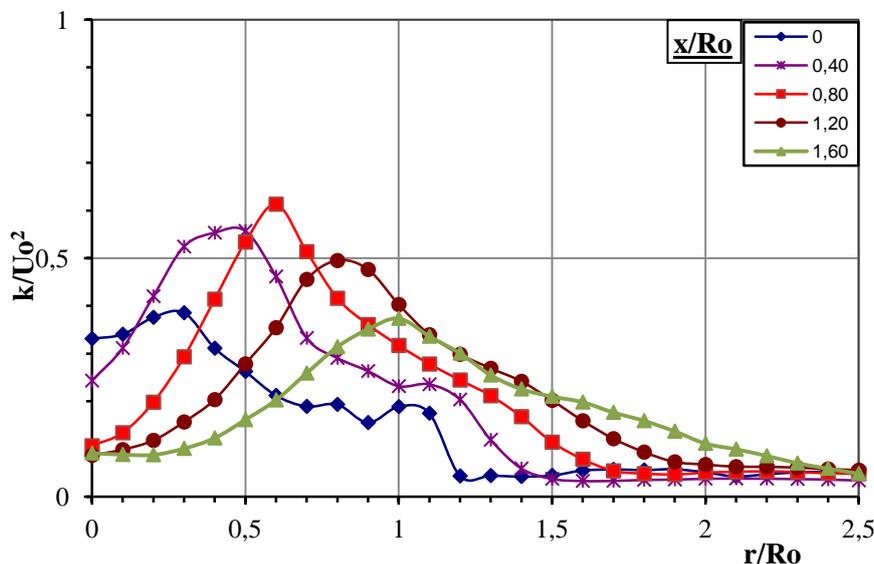


Bild 4-37: Radiale Profile der normierten massenspezifischen turbulenten kinetischen Energie bei der Methanverbrennung

Die Profile der mittleren Tangentialgeschwindigkeit der Gasflamme sind anhand Bild 4-36 dargestellt. Es ist ersichtlich, dass sie direkt am Düsenaustritt bezüglich dem Maximalbetrag weitestgehend unverändert im Vergleich zu der Kerosinflamme ausfällt. Hier ist besonders deutlich der Beitrag beider Kanäle der Düse zum Geschwindigkeitsprofil anhand des lokalen Minimums bei 0,6 Radien zu erkennen, das den Strömungsnachlauf durch die Zerstäuberlippe der Düse abbildet. Die beiden unterschiedlich großen Profilmaxima bei 0,5 und 0,8 Radien

sind konsistent mit der Auslegung der Düse, wonach der sekundäre Kanal mit seiner höheren Drallzahl eine stärkere Verdrallung bewirkt.

Im Bild 4-37 lässt sich der Verlauf der turbulenten kinetischen Energie bei ausgewählten axialen Positionen verfolgen. Wie bei dem schon beschriebenen Fall der Verbrennung mit Kerosin entwickelt sich das Feldmaximum der Größe erst nach 0,8 Düsenradien stromabwärts und repräsentiert die Scherschicht zwischen der Hauptströmung und der IRZ, was anhand der Verläufe der axialen Geschwindigkeitsgradienten erkannt werden kann. Ein lokales Maximum ist in der Düsenaustrittsebene bei radialer Position 1,1 erkennbar, d.h. im Bereich des Potentialwirbels. Dieser Sachverhalt lässt sich mit dem Rayleigh-Mechanismus erklären und ist bei den Verläufen der tangentialen Schwankungsgeschwindigkeiten unten sichtbar.

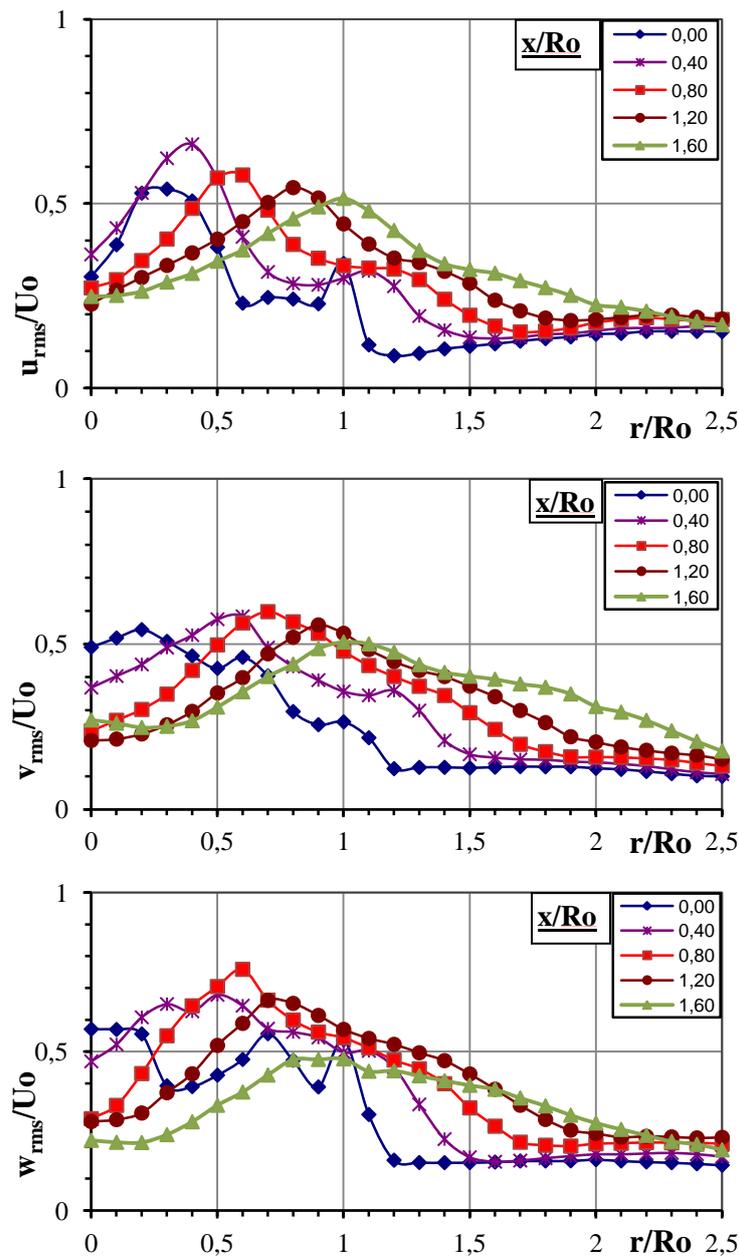


Bild 4-38: Radiale Profile der normierten Schwankungsgeschwindigkeiten bei der Methanverbrennung

Im Gegensatz zu der Kerosinverbrennung findet ein eher konstanter Verlauf der turbulenten kinetischen Energie im Randbereich statt, was auf niedrige Turbulenzintensität bei der Gasverbrennung dort hindeutet. Dies wird unterstützt durch die fehlenden Gradienten der Profile der mittleren Geschwindigkeiten in diesem Bereich.

Die Auswertung der Schwankungsgeschwindigkeiten, dargestellt im Bild 4-38 in normierter Form, bekräftigt diese Schlussfolgerung und zeugt von einer weitestgehend isotropen Turbulenz. Die maximalen Werte korrespondieren mit der Scherschicht zwischen der Hauptströmung und IRZ, wo aufgrund der höchsten Geschwindigkeitsgradienten die Turbulenzgenerierung zu erwarten ist.

4.2.3. Charakterisierung des Reaktionsfeldes

Im Bild 4-39 ist eine Gegenüberstellung der zwei untersuchten Fälle in Bezug auf die Feldverteilung des Luft-Brennstoffverhältnisses mit den überlagerten Geschwindigkeitsvektoren der axialen und radialen Komponenten und Stagnationsisolinien in einheitlicher Darstellung des Größenbereichs gezeigt. Das lokale LBV wurde bei der Methanverbrennung ebenfalls aus den Volumenkonzentrationswerten von CO, CO₂, UHC nach der SAE-Vorschrift [119] berechnet. Es fallen zunächst in Düsenähe die zwei Gebiete hohen LBV auf, die entsprechend den Primär- und Sekundärluftmassenstrom in Düsenähe repräsentieren. Zwischen ihnen strömt Methan aus dem Luftspalt (vgl. Bild 3-3 oben rechts) aus.

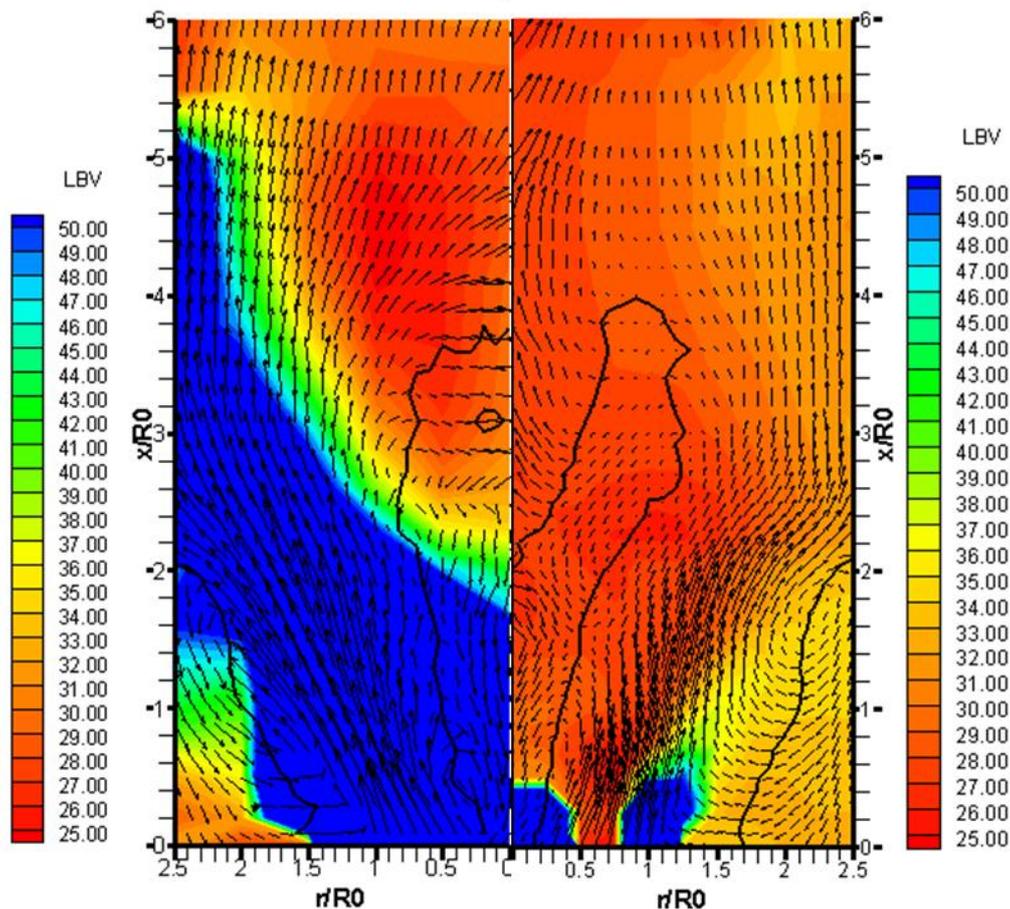


Bild 4-39: LBV-Felder, überlagerte Strömungsfelder mit Isolinien $u/U_0=0$, $\vec{u}(u, v)$, Verbrennung mit Kerosin links und Verbrennung mit Methan rechts

Von der schnellen Makromischung zeugen die steilen Gradienten des LBV in Düsennähe, die eine Reduzierung des lokalen LBV von Werten über 50 auf solche im Bereich 25-30 verdeutlichen. Gleichwohl kann dabei der wesentliche Unterschied zu der Kerosinflamme erkannt werden, bei welcher die Zerstäubung und die Verdampfung der flüssigen Phase den Mischungsprozess bestimmen und die große magere Zone entlang der Hauptströmung bedingen, wie im Kapitel 4.1.4 erkannt wurde. Somit charakterisiert sich die Methanverbrennung durch ein wesentlich homogeneres Mischungsfeld. Es muss jedoch betont werden, dass ausschließlich die Gasphase der Kerosinflamme zu diesem Vergleich herangezogen wird.

Die Flammenfront ist, wie bei den bereits dargestellten Ergebnissen mit Kerosin, anhand der erhöhten CO-Emissionen gekennzeichnet, was im Bild 4-40 vergleichsweise für beide untersuchten Konfigurationen visualisiert wird. Es kann das kegelförmige Profil der Flammenfront auch im Fall der Methanverbrennung erkannt werden, das um die Mantelfläche der IRZ existent ist. Die IRZ schließt in beiden Fällen (Kerosin und Methan) auf der Mittellinie in Folge der thermischen Expansion, die man am steil abfallenden axialen Gradienten der CO-Konzentration erkennen kann.

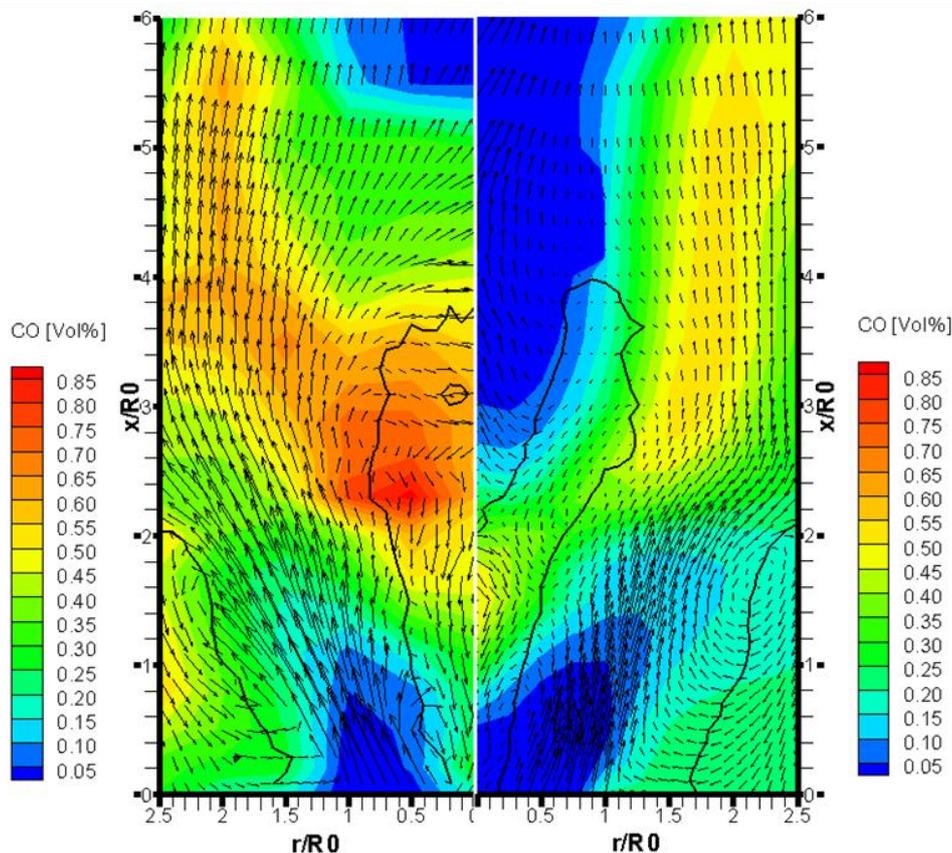


Bild 4-40: Feldverteilung der CO-Volumenkonzentration, überlagerte Strömungsfelder mit Isolinien $u/U_0=0$, $\bar{u}(u, v)$. Kerosinflamme (links), Methanflamme (rechts)

Im Gegensatz zu der Kerosinflamme kann keine Erhöhung der CO-Konzentration im Bereich des Eckenwirbels beobachtet werden. Somit kann als einzige Reaktionszone der methanbefeuerten Drallflamme in dieser eingeschlossenen Konfiguration die Scherzone zwischen IRZ und Hauptströmung identifiziert werden, wie oft in der Literatur [4], [7], [8], [45], [131] beschreiben.

Die Darstellung der Verteilung der volumetrischen CO_2 -Konzentration anhand Bild 4-41 korrespondiert mit dieser Schlussfolgerung und verdeutlicht den prinzipiellen Unterschied in Bezug auf das Reaktionsfeld beider Flammen. In den Ausbrandzonen erfolgt im Strömungsverlauf eine vollständige Oxidierung von CO zu CO_2 , dessen Höchstwerte dort zu finden sind. Diese sind für die Kerosinverbrennung die zwei erwähnten Zonen – die zentrale kegelförmige und die ORZ. Im Fall der Methanverbrennung hingegen hat dieser Mechanismus nur im zentralen kegelförmigen Bereich Bestand.

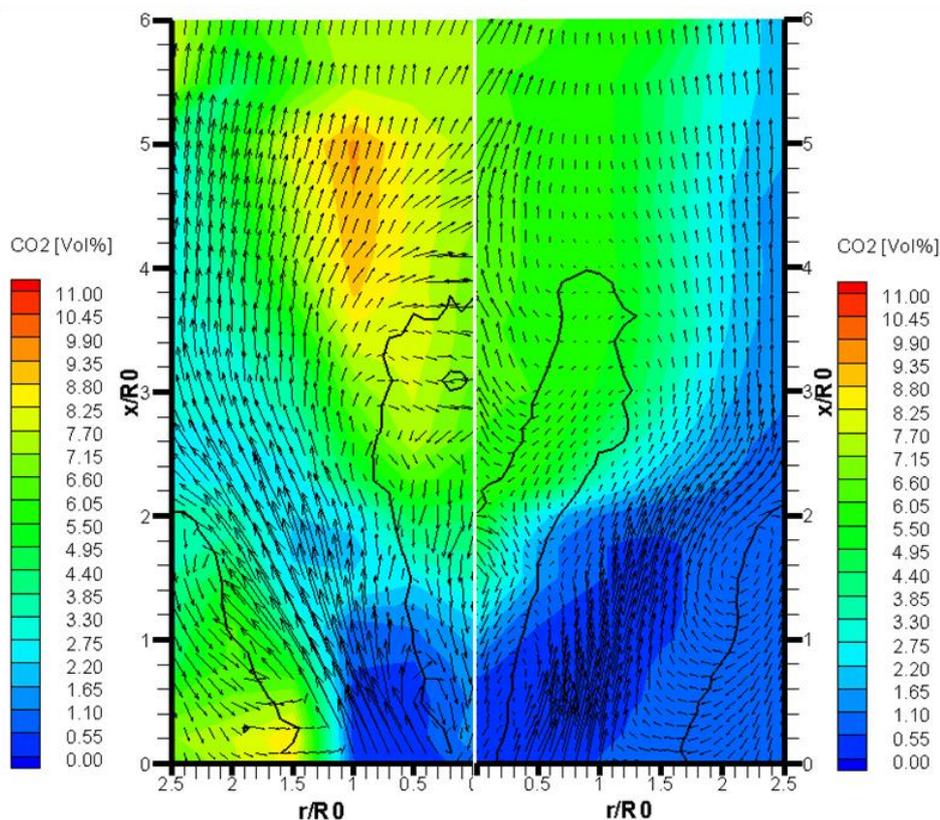


Bild 4-41: Feldverteilung der CO_2 -Volumenkonzentration, überlagerte Strömungsfelder mit Isolinien $u/U_0=0$, $\vec{u}(u, v)$. Kerosinverbrennung (links) und Methanverbrennung (rechts)

Aus den Daten der Konzentrationsmessung kann für jeden Feldpunkt eine Auswertung des Reaktionsfortschritts nach Gleichung 3-16 durchgeführt werden. Die theoretische Verbrennungstemperatur gemäß dem lokalen LBV in dieser Gleichung berücksichtigt das Reaktionsgleichgewicht mit einem Maximum an Entropie, d.h. die Unmöglichkeit einer weiteren Reaktionsführung und somit Wärmefreisetzung. Die Temperatur im Feld T_{UHC} wird aus den gemessenen Spezies O_2 , CO , CO_2 und UHC nach der Enthalpiebilanz bestimmt. Somit repräsentiert die Reaktionsfortschrittsvariable den lokalen Ausbrand in der Brennkammer, der für beide untersuchten Flammen im Bild 4-42 dargestellt ist. Für die Kerosinverbrennung variiert die Reaktionsfortschrittsvariable C im ganzen gemessenen Feld im Bereich 0,8-1,0, d.h. im oberen Wertebereich. Da die Bestimmung dieser Größe auf gasförmigen Spezies beruht, bedeutet dies, dass das Gemisch Luft-Brennstoffdampf sehr schnell das Reaktionsgleichgewicht erreicht. Daraus kann gefolgert werden, dass das Zeitmaß der Verdampfung, bzw. der Verdunstung des flüssigen Brennstoffs τ_{vap} größer ist als das Zeitmaß der Verbrennung τ_{Reak} .

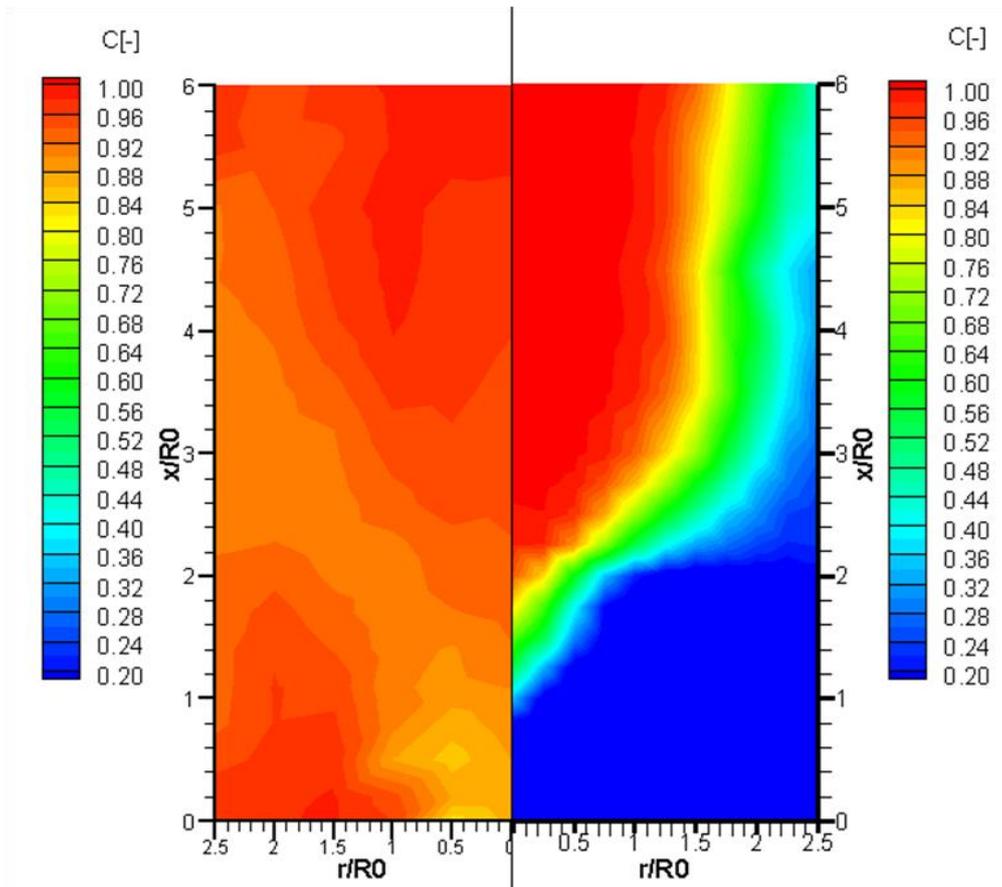


Bild 4-42: Reaktionsfortschrittsverlauf – links Kerosinverbrennung, rechts Methanverbrennung

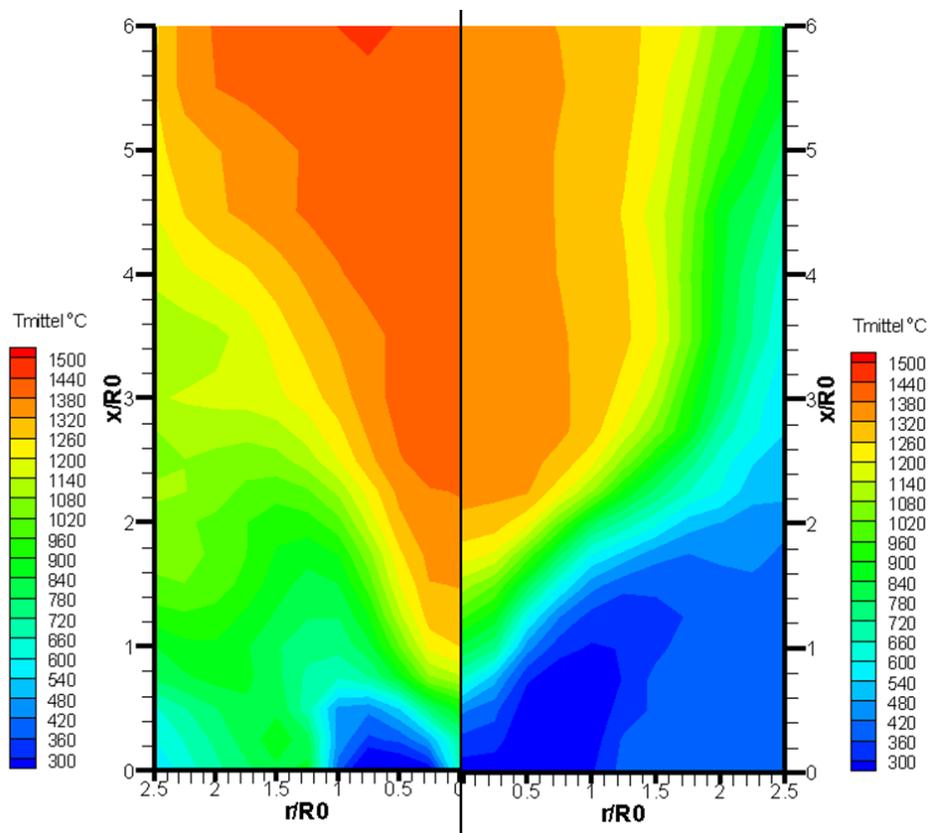


Bild 4-43: Mittlere Feldtemperatur – links Kerosinverbrennung, rechts Methanverbrennung

Für den Gesamtprozess der Verbrennung des flüssigen Brennstoffs, der durch die Zeitmaße der Verdampfung, Mischung und Reaktion bestimmt wird, bedeutet das, dass die Verdampfung der zeitlich limitierende Faktor darstellt.

Im Fall Methan erkennt man eine dicke Reaktionszone, worin die Reaktionsfortschrittsvariable Werte zwischen 0,5 und 1 annimmt. Da die Reaktionsgeschwindigkeiten für beide Brennstoffe sich nicht stark unterscheiden, kann in diesem Fall als Ursache der Unterschied zwischen Makro- und Mikromischung herangezogen werden. Obwohl beide Flammen nicht-vorgemischte Flammen sind, wird anhand dieser Ergebnisse deutlich, dass die Methanflamme mehr einer Vormischflamme ähnelt.

Dieser Unterschied im Reaktionsfeld für die beiden Brennstoffe hat Konsequenzen für die Modellierung des Verbrennungsprozesses. Im Falle der Kerosinverbrennung ist die genaue Erfassung des Verdampfungsprozesses viel wichtiger als eine komplizierte Verbrennungsrechnung. Diese kann durch ein sehr einfaches Flammenhautmodell, das auf der Annahme „gemischt = verbrannt“ basiert, erfolgen. Im Falle der Methanverbrennung ist die Erfassung der Wechselwirkung zwischen Wärmefreisetzung und Turbulenz für eine realitätsnahe Wiedergabe des Reaktionsfortschritts von großer Bedeutung.

Das in Bild 4-43 dargestellte Temperaturfeld korrespondiert mit den Feldmessungen der Verbrennungsprodukte und bestätigt die getätigten Schlussfolgerungen. Der steile Gradient im Verlauf der Feldtemperatur veranschaulicht die Reaktionszone. Konform zu den bisherigen Überlegungen werden in der ORZ der Gasflamme niedrige Temperaturen gemessen, womit der prinzipielle Unterschied in Bezug auf die Reaktionsfelder verdeutlicht wird.

4.2.4. Ähnlichkeit der Flammenstabilität durch Brennstoffvariation

Das Ziel der gegenwärtigen Ähnlichkeitsbetrachtung ist, generalisierte Schlussfolgerungen bezüglich des Stabilitätsverhaltens beider Konfigurationen herzuleiten. In Anbetracht der dargestellten Phänomenologie der Kerosinflamme, die im mageren Bereich durch zwei Erscheinungsformen charakterisiert ist, wurde ein spezieller Fokus auf ihre Umwandlungscharakteristik gesetzt. Im Gegensatz dazu konnte bei der Methanflamme kein solches Phänomen beobachtet werden, d.h. es existiert in diesem Fall nur eine stabile Flamme.

Die Feldeigenschaften der Methanflamme wurden im Vergleich zu der stabilen Kerosinflamme diskutiert. Insbesondere durch die Ähnlichkeit der Strömungsfelder wird die Einbeziehung der Flammenstabilitätscharakteristik der Methanflamme und der Umwandlungscharakteristik der Kerosinflamme bei der Ähnlichkeitsbetrachtung gerechtfertigt. Dabei wird vorausgesetzt, dass die Feldeigenschaften durch die weitere Abmagerung qualitativ unverändert bleiben und somit für die Analyse der Flammenstabilität repräsentativ sind. Das Strömungsfeld der semi-stabilen Kerosinflamme weicht hingegen wesentlich von dieser Ähnlichkeit ab, wodurch ein direkter Vergleich beider Stabilitätscharakteristika nicht möglich ist. In diesem Fall greift ein geänderter Stabilisierungsmechanismus, der die Flammenform und somit das Strömungs- und Reaktionsfeld total verändert.

Im Zuge des Vergleichs der Gasflamme und der stabilen Kerosinflamme wurden unterschiedliche Reaktionsfelder durch die zusätzliche Reaktion in ORZ bei der Kerosinflamme festgestellt. In beiden Fällen wird jedoch die zentrale kegelförmige Flammenzone als Hauptstabilisierungsmechanismus angesehen. Aus der Forderung nach dem Gleichgewicht der lokalen Strömungsgeschwindigkeit und Flammengeschwindigkeit stellt sich diese im Falle der Methanverbrennung bei gleichen Turbulenzfeldern (gleiche Re_t) weiter stromabwärts bei niedri-

geren lokalen Geschwindigkeiten ein als bei der Kerosinflamme, wie anhand Bild 4-40 und Bild 4-43 erkannt werden kann, und korrespondiert somit mit der höheren laminaren Flammgeschwindigkeit von Kerosin [4], [54], [132].

Durch die Betrachtung der Flammgeschwindigkeit wird die Anwendung des Peclet-Stabilitätskriteriums impliziert, angesprochen im Kapitel 2.4, das die Ähnlichkeit der Strömungsfelder voraussetzt. Das Pe -Kriterium beschreibt das Gleichgewicht zwischen dem konvektiven und dem konduktiven Wärmestrom an der Reaktionszone als Voraussetzung für die Flammenstabilisierung. Darauf basierend lässt sich eine physikalisch besser begründete Kennzahl zur Beschreibung des Flammenlöschens herleiten, die als Da -Zahl das Verhältnis der Verweilzeit in der Stabilisierungszone τ_{Res} und des Zeitmaßes der Wärmefreisetzung τ_{Reak} darstellt:

$\frac{U_{lim} \cdot D_0}{a} = C \cdot \left(\frac{S_{lam} \cdot D_0}{a} \right)^2 ; C = const$ $\Rightarrow \frac{S_{lam}^2(\Phi_{LBO})}{a(T_{Pre})} \sim \frac{U_{lim}}{D_0} ; \frac{S_{lam}^2}{a} = \frac{1}{\tau_{Reak}} ; \frac{U_{lim}}{D_0} = \frac{1}{\tau_{Res}}$ $\tau_{Reak} \sim \tau_{Res}$	Gleichung 4-3
---	----------------------

Diese Umformung basiert auf der Ähnlichkeit der Strömungs- und der Reaktionsfelder und beinhaltet den Düsenaustrittsdurchmesser D_0 als charakteristisches Längenmaß, das bei dieser Ähnlichkeit proportional zu der Länge der Stabilisierungszone ist. Die Berechnung der laminaren Flammgeschwindigkeit erfolgt bei der Luftzahl an der mageren Löschgrenze nach den Angaben im Bild 2-12 für Methan und im Bild 2-13 für n-Decan, das repräsentativ für Kerosin herangezogen wird. Die Temperaturleitzahl a ist eine Funktion der Temperatur, die bei den steilen Temperaturgradienten in der Reaktionszone große Unterschiede auf ihren beiden Seiten aufweist. Hier wurde diese Größe bei der Vorwärmtemperatur, d.h. auf der Seite des Frischgemisches, aus den Angaben in Incropera und DeWitt [133] berechnet, was einen systematischen Fehler bei der Berechnung auf der Flammenseite bedingt. Gleichwohl ist zu erwarten, dass dies die qualitative Abhängigkeit beider Zeitmaße nicht beeinträchtigen wird, da diese Vorgehensweise bei allen Betriebspunkten angewendet wurde.

Für die beiden untersuchten Konfigurationen wird U_{lim} aus den Experimentdaten als volumetrische Geschwindigkeit am Düsenaustritt betrachtet, wobei diese im Fall der Gasflamme das LBO und im Fall der Kerosinflamme die Umwandlung repräsentiert. Auf dieser Weise können die Zeitmaße τ_{Res}, τ_{Reak} berechnet werden, deren Abhängigkeit im Bild 4-44 dargestellt ist. Der Verlauf grenzt den jeweiligen stabilen Betriebsbereich ein, der entweder durch Erhöhung des LBV, oder durch Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit verlassen werden kann. Im ersten Fall erhöht sich infolge der reduzierten laminaren Flammgeschwindigkeit das Zeitmaß der Wärmefreisetzung τ_{Reak} , während im zweiten Fall die Verweilzeit τ_{Res} der Gase in der Brennkammer und somit in der Stabilisierungszone verringert wird. Oben im Diagramm ist die Stabilitätscharakteristik der semi-stabilen Kerosinflamme ersichtlich, die einen wesentlich breiteren Bereich eingrenzt und über die Ähnlichkeitsbetrachtung hinausgeht. Ihre stärkere Abhängigkeit von der Verweilzeit kann erkannt werden, was für ihren Diffusionsflammencharakter spricht. Es sind im unteren Teil die Verläufe der LBO-Charakteristik der Methanflamme und der Umwandlungscharakteristik der Kerosinflamme sichtbar, die weitestgehend übereinstimmen. Das etwas größere Gebiet, eingegrenzt durch die Umwandlungscharakteristik der Kerosinflamme, lässt sich auf die zusätzliche Flammenstabilisierungszone in

ORZ und somit auf die Verlängerung der resultierenden Stabilisierungszone im Brennraum zurückführen.

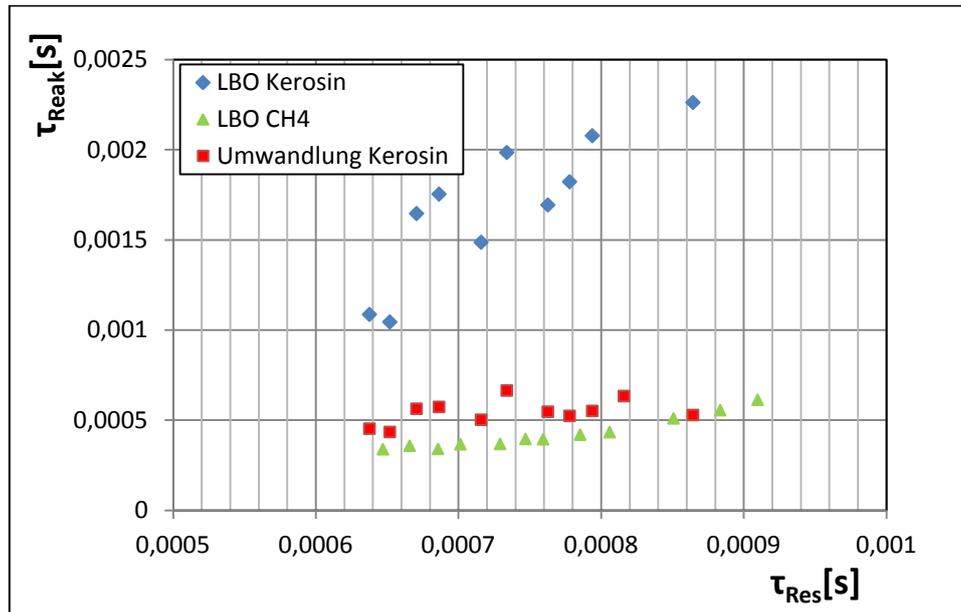


Bild 4-44: Stabilitätsbereich des Prototyps, Darstellung anhand Zeitmaß der Wärmefreisetzung vs. konvektives Zeitmaß

Diese Charakteristika ergeben sich aus der Variation des Druckverlusts über die Düse und somit aus der Austrittsgeschwindigkeit. Aus der Voraussetzung ähnlicher Strömungsfelder zieht die Reduzierung der Verweilzeit in der Stabilisierungszone eine Reduzierung des zulässigen Zeitmaßes der Wärmefreisetzung nach sich. Basierend auf den Flammenstabilitätsmessungen können die Da -Zahlen für die Messpunkte berechnet werden; sie sind im Bereich 1,1 und 1,6 für die Kerosinflamme und im Bereich 1,4 und 1,9 für die Methanflamme. Dadurch wird die Bedeutung der Ähnlichkeit der Strömungsfelder für die generalisierte Betrachtung der Stabilitätscharakteristik hervorgehoben. Gleichzeitig wird gezeigt, dass die Ähnlichkeit der Reaktionsfelder ebenfalls eine notwendige Bedingung dafür ist. Dieses Ergebnis zeugt in Hinblick auf das Flammenstabilitätsverhalten, dass im Falle der Brennstoffvariation anhand identischer Hardware die Da -Zahl als Ähnlichkeitsparameter dafür herangezogen werden kann.

4.3. Kerosinbefeuerte Konfiguration, skaliertes Brenner

Der dritte Schwerpunkt dieser Arbeit umfasst die Untersuchung einer in kleinem Maßstab skalierten Brennerkonfiguration, die zu der Prototypenkonfiguration geometrisch ähnlich ist und ebenfalls mit Kerosin befeuert wird. Dies äußert sich in die Skalierung aller Längendimensionen mit einem Faktor von 0,5.

Eine vollkommene geometrische Ähnlichkeit ist fertigungstechnisch kaum realisierbar. Dies macht sich anhand der im Bild 3-3 ersichtlichen geänderten Geometrie der Lufteinlässe der Modelldüse bemerkbar, die, im Gegensatz zu den rechteckigen Einlasskanälen der Prototypendüse, runde Einlasskanäle besitzt. Im Vorgriff auf die Ergebnisse der Stabilitätsuntersu-

chung dieser Düse kann hier angegeben werden, dass gleiche Betriebsbedingungen wie diese des Prototypenbrenners erforscht werden, weil der stabile Betriebspunkt der Prototypenkonfiguration innerhalb des stabilen Bereichs der Modellkonfiguration fällt.

Die Systematik der Darstellung der Ergebnisse kann in diesem Fall nur bedingt eingehalten werden. Es ist aufgrund des kleineren Maßstabs der Untersuchung dieser Konfiguration unmöglich, Gaskonzentrationsmessungen mit der vorhandenen Messgassonde ohne beträchtliche Flammenstörung durchzuführen und die Überlegungen bezüglich der Flammenposition durch die Darstellung der LBV-, CO- und CO₂-Felder zu unterstützen.

Zunächst wird auf die Skalierungseffekte eingegangen, anschließend werden die Flammenstabilität und die Felduntersuchungen vergleichsweise zu der Prototypenkonfiguration angegeben und diskutiert. Im letzten Unterkapitel werden die Schlussfolgerungen zum Ähnlichkeitsverhalten der untersuchten Brennerkonfigurationen dargestellt.

4.3.1. Globale Betrachtung und Skalierungseffekte

Die charakteristische *Re*-Zahl für die Prototypenkonfiguration bei den untersuchten Bedingungen am Brenneraustritt beträgt 50000 und es kann somit von einem hochturbulenten Feld ausgegangen werden. Durch die skalierungsbedingte Halbierung der Längenmaße der Modellkonfiguration halbiert sich bei identischen Bedingungen ($\Delta p/p$, T_{pre}) *Re* auf 25000. Diese ist hoch genug, um Ähnlichkeitsbetrachtungen im Feld durchführen zu können. Das Expansionsverhältnis von 2,5 bleibt konstant, da der Brennkammerdurchmesser auch entsprechend skaliert wurde, wodurch eine ähnliche Strömungsstruktur zu erwarten ist.

Die experimentelle Ermittlung der effektiven Austrittsfläche A_{eff} der Düse, die auf der Ausflussformel kompressibler Fluide von Saint Venant und Wantzell (vgl. Gleichung 4-1) basiert, ergibt einen Wert von 166 mm², der, bezogen auf die geometrische Fläche von 255,8 mm², in einen Durchflussbeiwert von 65% resultiert. Der Durchflussbeiwert des Modells ist somit vergleichbar zu dem des Prototyps.

Die Drallparameter werden in der Tabelle 4-2 als Ergebnis der Drallmessung dargestellt, woran erkannt werden kann, dass die skalierte Düse eine kleinere theoretische Gesamtdrallzahl von 0,74, verglichen zu 0,76 der ursprünglichen Konfiguration aufweist.

Tabelle 4-2: Drallparameter der skalierten Düse aus der Drallmessung

$S_{theo,pr}$	$S_{theo,sek}$	χ_{pr}	$S_{theo,Ges}$
0,56	0,88	0,46	0,74

Die experimentelle Ermittlung der Drallzahl aus der isothermen Geschwindigkeitsmessung direkt am Düsenaustritt nach Gleichung 2-62 und Gleichung 2-63 resultiert in einen Wert von 0,68. Im Fall des Prototyps ergibt sich nach dieser Methode eine Drallzahl von 0,82. Bemerkenswert dabei ist die Tatsache, dass in den beiden Fällen die Abweichung etwa 8% gegenüber dem theoretischen Wert, jedoch in der entgegengesetzten Richtung, beträgt. Dadurch wird ein quantitatives Maß für die Genauigkeit der präsentierten Ergebnisse geliefert, andererseits wird gezeigt, dass sich die Drallzahl im Fall des Modells reduziert. Dieser Sachverhalt, bewirkt vermutlich durch die geänderte Geometrie der Einlasskanäle der Modelldüse, hat eine schmalere IRZ zur Folge. Sie bedingt eine geringere Versperrung der Düsenaustrittsflä-

che, was mit der Vergrößerung der effektiven Fläche über den Skalierungsfaktor hinaus auf 166 mm^2 im Einklang steht.

Eine Ähnlichkeitsbetrachtung kann anhand des reduzierten Dralls C als Ergebnis der Drallmessungen durchgeführt werden, s. Gleichung 2-100. Dort wurde gezeigt, dass diese Größe nicht dimensionslos ist und ein Verhältnis der Exzentrizität des Drallerzeugers zu der Eintrittsfläche der Einlasskanäle darstellt. Somit wird bei vollständiger Ähnlichkeit eine Verdopplung des reduzierten Dralls durch die geometrische Skalierung erwartet. Dies ist jedoch nicht der Fall, sondern die Erhöhung findet nur zu 70% statt (13 m^{-1} für die Originaldüse, 18 m^{-1} für die skalierte Düse).

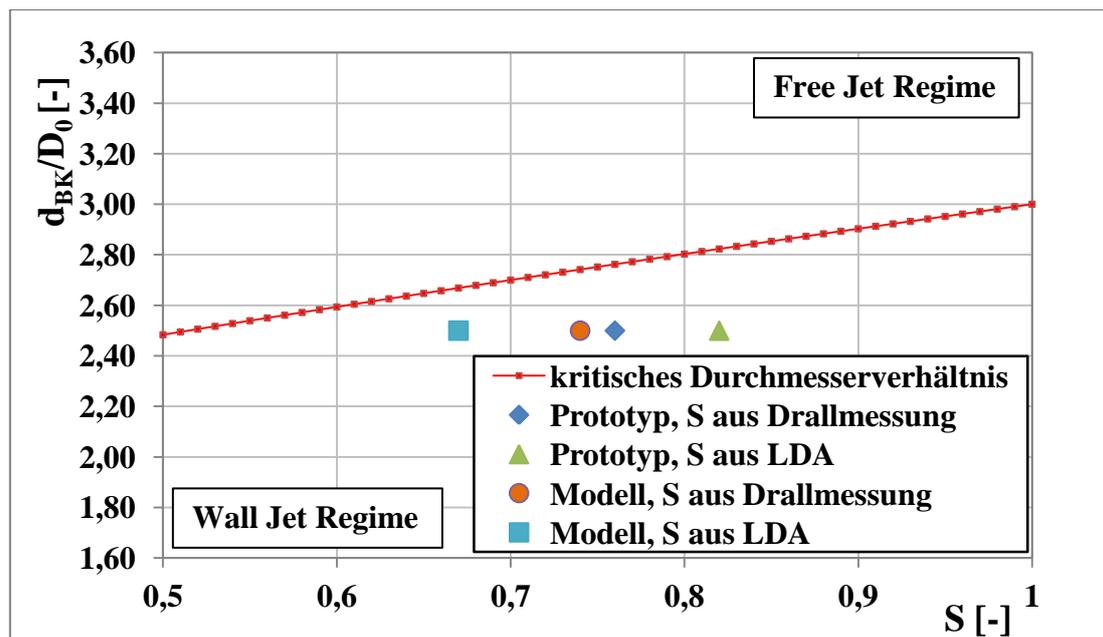


Bild 4-45: Kritisches Durchmesser- und Drallverhältnis vs. Drallzahl nach Fanaca et al. [92], Zuordnung der untersuchten Konfigurationen

Die geänderte Drallzahl beeinflusst das Strömungsfeld nach den Erkenntnissen von [91] und [92], dargestellt bei den Ausführungen im Kapitel 2.6. Demzufolge ist das kritische Expansionsverhältnis, bei dem ein Umschlag des Strömungsmusters stattfindet, eine Funktion der Drallzahl. Dieses kritische Verhältnis ist für die untersuchten Konfigurationen nach Gleichung 2-97 ausgewertet und in der Tabelle 4-3 für die theoretische und für die experimentell ermittelte Drallzahl angegeben.

Tabelle 4-3: Auswertung des kritischen Expansionsverhältnisses d_{BK}/D_0

Brenner Prototyp	Brenner Modell
$S_{\text{theo}}=0,76 \rightarrow d_{BK}/D_0=2,76$	$S_{\text{theo}}=0,74 \rightarrow d_{BK}/D_0=2,69$
$S_{\text{LDA}}=0,82 \rightarrow d_{BK}/D_0=2,82$	$S_{\text{LDA}}=0,68 \rightarrow d_{BK}/D_0=2,66$

Es ist anhand Bild 4-45 ersichtlich, dass mit dem untersuchten Expansionsverhältnis von 2,5 beide Konfigurationen im „Wall Jet Regime“ liegen, eine Tatsache, die für die Ähnlichkeit

der Strömungsfelder spricht. Die skalierte Version nähert sich wegen der Reduzierung der Drallzahl dem Umschlagpunkt zum „Free Jet Regime“ (Freistrah) an.

Die Flammenstabilitätscharakteristik dieser Brennerkonfiguration, als Ergebnis der Messung des Anstiegs der globalen CO-Emission am Austritt der Brennkammer, ist vergleichsweise zu der kerosinbefeuerten Prototypenkonfiguration im Bild 4-46 dargestellt.

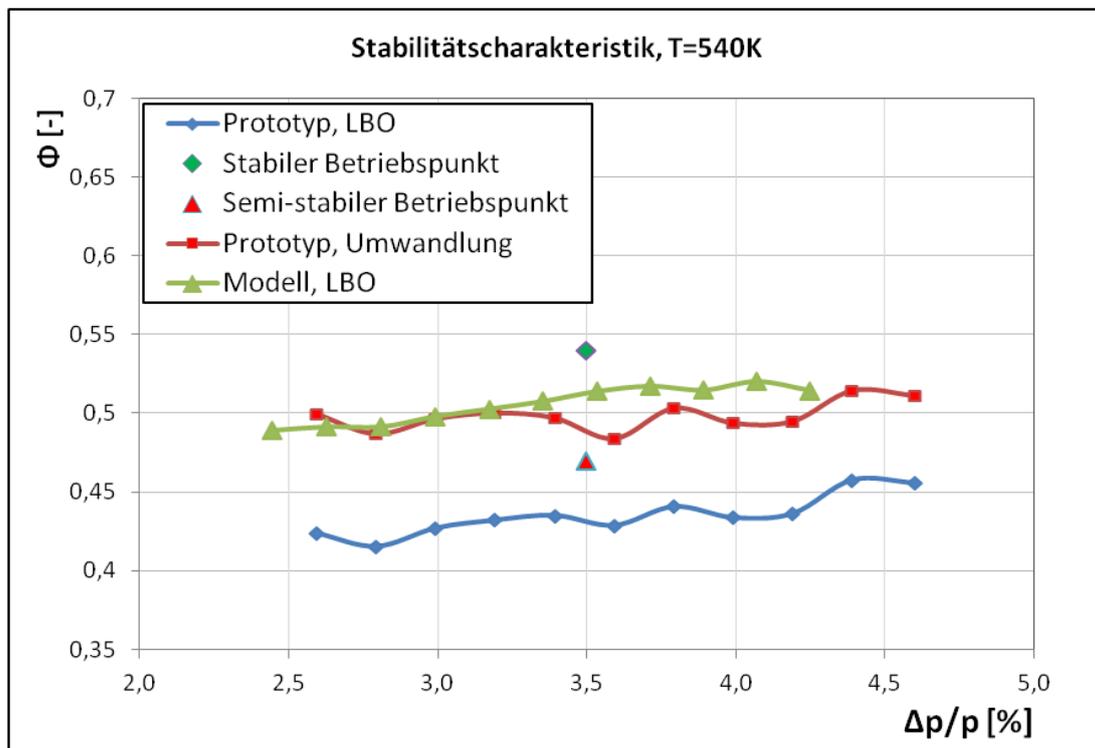


Bild 4-46: Flammenstabilitätsverläufe am Prototyp und Modell, Betriebspunkte, Umwandlungscharakteristik am Prototyp

Aus dem Vergleich der LBO-Charakteristika ist es ersichtlich, dass die skalierte Düse durch eine geringere Flammenstabilität als der kerosinbefeuerte Prototyp gekennzeichnet wird. Der bereits beschriebene stabile Referenzbetriebspunkt des Prototyps bei einem Luft-Brennstoffverhältnis von 27 ($\Phi = 0,54$), einer Luftvorwärmtemperatur von 540 K und einem normierten Druckverlust $\Delta p/p$ von 3,5% befindet sich innerhalb des stabilen Bereichs. Somit können diese Betriebsbedingungen bei der Untersuchung des Modells als Referenz übernommen werden und begründen einen direkten Vergleich der Feldeigenschaften beider kerosinbefeuerten Flammen.

Im selben Bild ist auch die Umwandlungscharakteristik des Prototyps, die die zwei Flammenerscheinungsformen trennt, eingetragen. Auffallend ist, dass die Flammenstabilitätscharakteristik der Modellkonfiguration mit der Umwandlungscharakteristik des Prototyps in guter Übereinstimmung ist. Für die Modellkonfiguration führt eine weitere Abmagerung der Flamme an dem Referenzbetriebspunkt ohne Umwandlung zum Erlöschen, wodurch die Tatsache widerspiegelt wird, dass keine semi-stabile Flamme bei der Modellkonfiguration existiert.

4.3.2. Betrachtung des Strömungsfeldes und des Temperaturfeldes

Der Vergleich der isothermen Strömungsfelder des Prototyps und des Modells ist nach der bereits dargestellten Konvention am Bild 4-47 zu sehen.

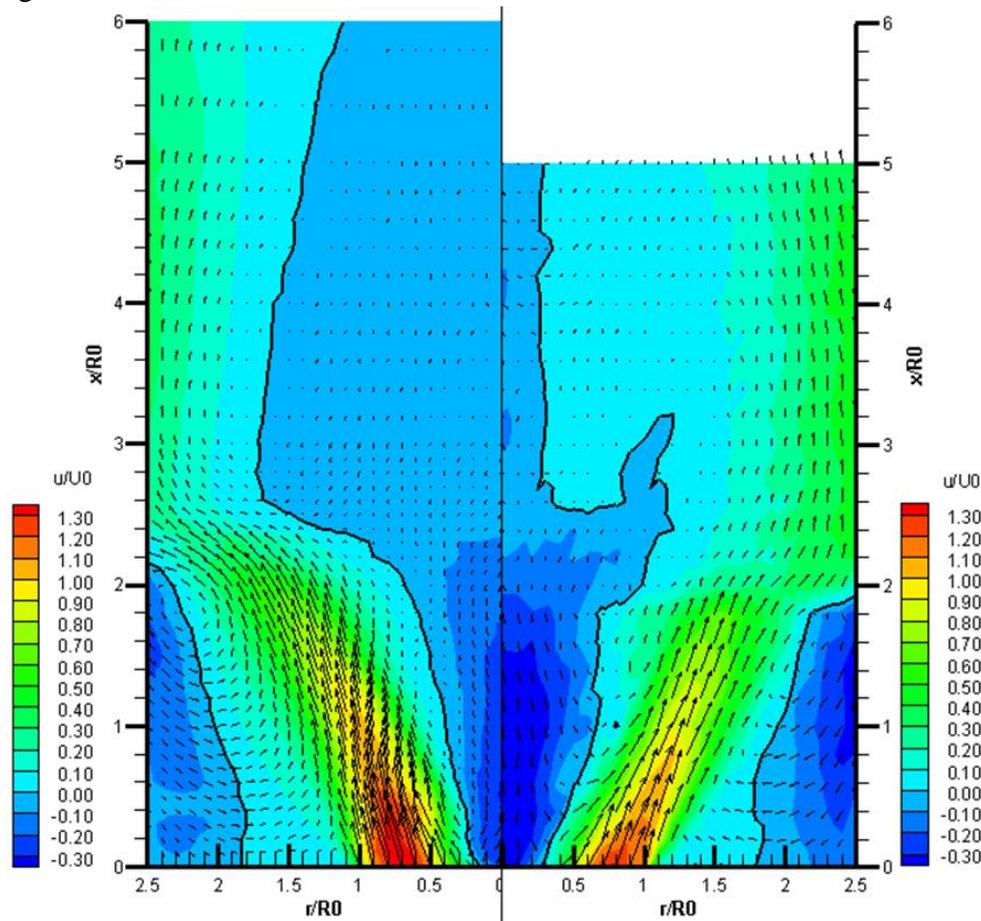


Bild 4-47: Normierte Strömungsfelder der isothermen Strömungen mit Isolinien $u/U_0=0$, $\vec{u}(u, v)$. Links Modell, rechts Prototyp

Links im Bild sind die Hauptströmung, IRZ und ORZ im Strömungsfeld der skalierten Düse ersichtlich. Auffallend ist dabei die ausgeweitete IRZ im düsenfernen Feld, deren Form den Erkenntnissen von [92] für große Expansionsverhältnisse, d.h. im „Free Jet Regime“, entspricht. Die Hauptströmung trifft auf die Wand nach 2,1 Düsenradien, gemessen an der Stagnationslinie im Bereich der ORZ. Daran macht sich die Reduzierung der Drallzahl in diesem Fall bemerkbar, so dass die Strömung nicht so sehr aufplatzt. Im Fall des Prototyps beträgt dieser Wert 1,9 Radien, wie am Bild rechts zu sehen ist. Für den Fall der Modeldüse fällt die axiale Geschwindigkeit in ORZ betragsmäßig geringer aus.

Die reagierenden Strömungsfelder beider Konfigurationen sind vergleichsweise anhand Bild 4-48 dargestellt. Es ist zunächst ersichtlich, dass die Felder weitestgehend ähnlich sind. Die obigen Überlegungen in Bezug auf die geänderte Drallzahl sind hier übertragbar und es wird deutlich, wie diese Änderung die Länge der ORZ beeinflusst. Im Fall reagierender, eingeschlossener Strömungen ist jedoch ein komplexerer Mechanismus des Luftansaugens zu erwarten, weil das Dichteverhältnis des angesaugten Mediums zum Strahl in Betracht gezogen werden muss.

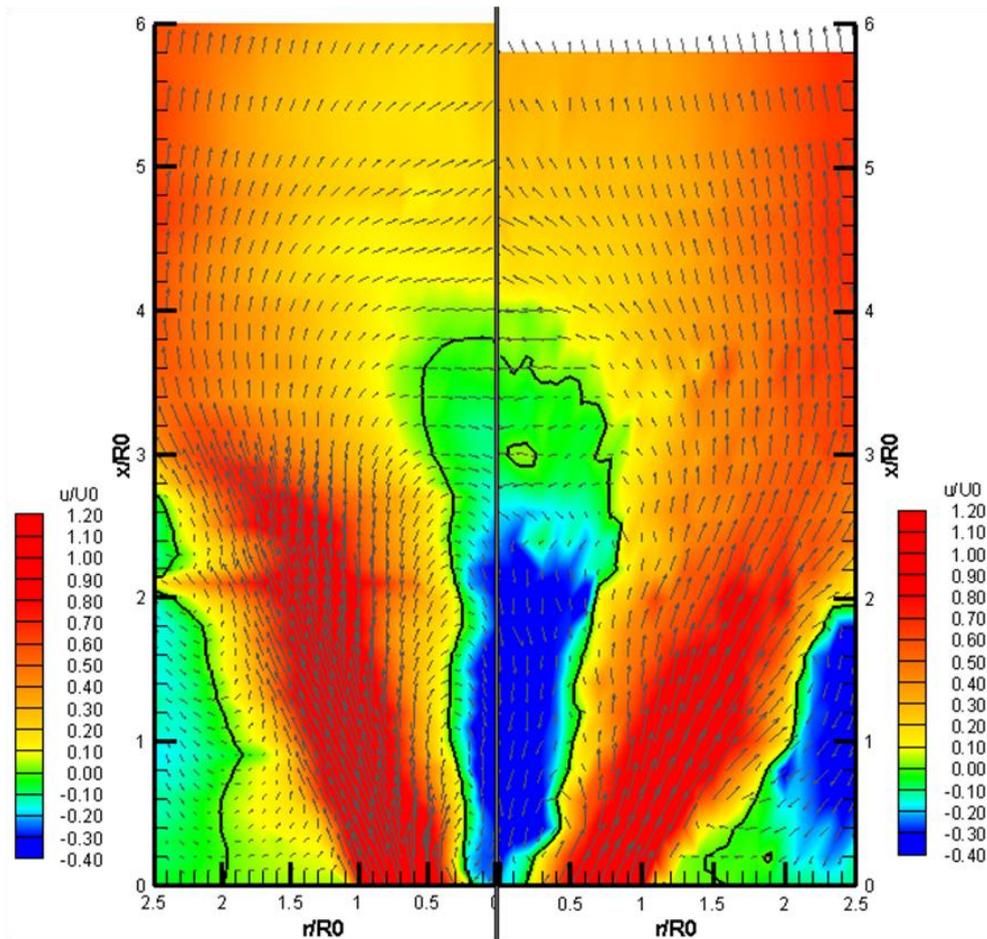


Bild 4-48: Normierte Strömungsfelder der reagierenden Strömungen mit Isolinien $u/U_0=0$, $\vec{u}(u, v)$. Links Modell, rechts Prototyp

Als Ergebnis der thermischen Expansion schließt IRZ in beiden Fällen nach 3,6-3,8 Düsenradien, wobei sich die Prototypenkonfiguration mit intensiveren IRZ und ORZ auszeichnet. Bemerkenswert bei diesem Vergleich beider reagierenden Felder ist die Länge der inneren Rezirkulationszone, die direkt dem Skalierungsfaktor unterliegt und folglich in dieser normierten Darstellung gleich groß ausfällt. Insbesondere sind die axialen Negativgeschwindigkeiten in der ORZ der Prototypenkonfiguration betragsmäßig wesentlich höher, was auf eine höhere Massenrezirkulation dort hindeutet.

Der bisherigen Systematik der Darstellung der Ergebnisse folgend werden die Profile der mittleren axialen Geschwindigkeiten anhand Bild 4-49 betrachtet. Analog wie bei dem stabilen Punkt der Prototypenkonfiguration findet sich der negative Bereich in der Nähe der Achse, der die innere Rezirkulationszone veranschaulicht. Die Profilmaxima, die die Hauptströmung repräsentieren, fallen ähnlich groß aus und verringern sich mit steigendem axialen Abstand vom Brenner. Die ORZ ist durch betragsmäßig kleinere negative Geschwindigkeiten gekennzeichnet, was sich auf den antizipierten kleineren rezirkulierenden Massenstromanteil zurückführen lässt.

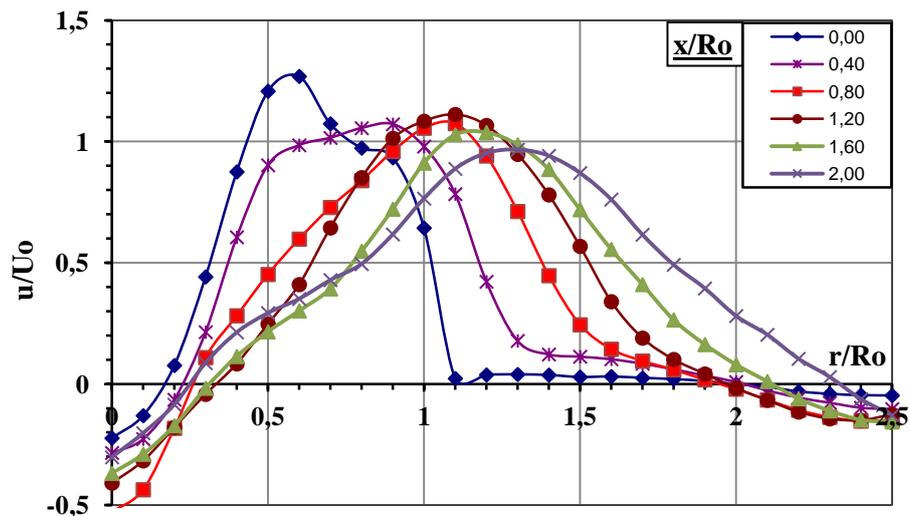


Bild 4-49: Radiale Profile der normierten mittleren axialen Geschwindigkeit der reagierenden Strömung bei der Modellkonfiguration

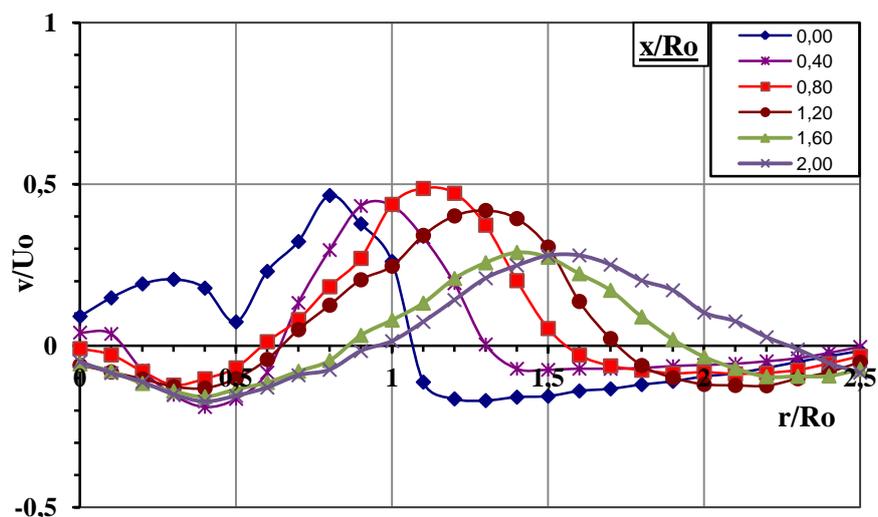


Bild 4-50: Radiale Profile der normierten mittleren radialen Geschwindigkeit der reagierenden Strömung bei der Modellkonfiguration

Die radialen Verläufe der mittleren radialen Geschwindigkeiten für ausgewählte axiale Positionen werden anhand Bild 4-50 dargestellt. Der Feldverlauf charakterisiert sich dadurch, dass sich die Profilmaxima erst nach 0,8 Düsenradien formieren und in Richtung Brennkammerwand verschieben, ähnlich zu den Verläufen bei der Prototypenkonfiguration, dargestellt im Bild 4-13. Die Forderung nach verschwindender mittlerer radialer Geschwindigkeit auf der Achse und am Rand kann auch bei dieser Untersuchung nicht vollständig erfüllt werden. Aufgrund der Tatsache, dass die Fläche der optischen Zugänge der Brennkammer auf ein Viertel verringert ist, fällt der Störeinfluss am Rand wesentlich geringer aus, wie einem Vergleich zu den entsprechenden Profilen der Prototypenkonfiguration entnommen werden kann.

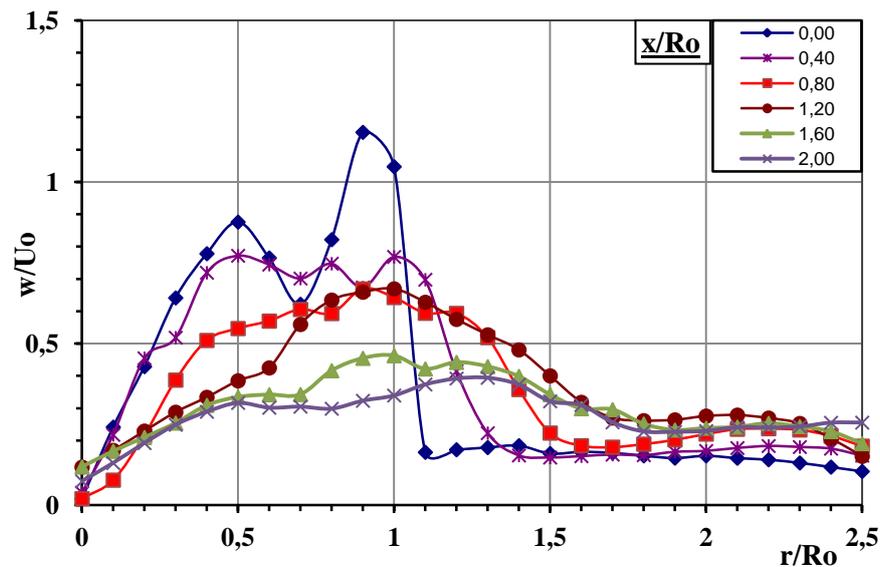


Bild 4-51: Radiale Profile der normierten mittleren tangentialen Geschwindigkeit der reagierenden Strömung bei der Modellkonfiguration

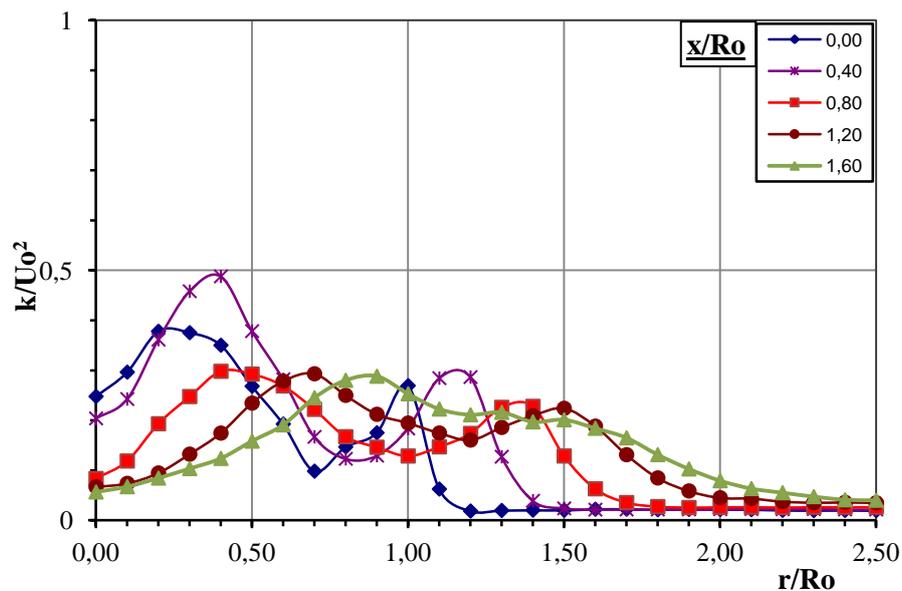


Bild 4-52: Radiale Profile der normierten massenspezifischen turbulenten kinetischen Energie der reagierenden Strömung bei der Modellkonfiguration

Die Profile der mittleren tangentialen Geschwindigkeit, veranschaulicht im Bild 4-51, weisen ein Profilmaximum direkt nach dem Düsenaustritt auf. Hier ist der Einfluss beider Drallkanäle anhand des lokalen Minimums ähnlich wie bei dem Prototyp deutlich zu sehen. Eine Abflachung des Profils bei größeren Radien ist ebenfalls sichtbar und verdeutlicht die Reduzierung der Drallzahl bei dieser Konfiguration. Mit steigendem axialen Abstand baut sich das Profilmaximum ab. Im zentralen Bereich sind betragsmäßig keine Unterschiede zu der Prototypenkonfiguration festzustellen. Im Bereich der ORZ fallen die mittleren Geschwindigkeiten jedoch betragsmäßig kleiner aus und im radialen Bereich von 1,5 bis 2,0 ist ein eher konstanter Verlauf zu beobachten.

Im Zug der Turbulenzbetrachtung der skalierten Konfiguration ist der Feldverlauf der turbulenten kinetischen Energie der reagierenden Strömung anhand Bild 4-52 ersichtlich. Durch einen Vergleich zu dieser Größe im Fall des Prototypenbrenners, vgl. Bild 4-16, können ähnliche Verläufe festgestellt werden. Die Maxima resultieren aus den höchsten Gradienten der mittleren Geschwindigkeiten und fallen mit dem radialen Verlauf der Scherzone zwischen der Hauptströmung und IRZ zusammen.

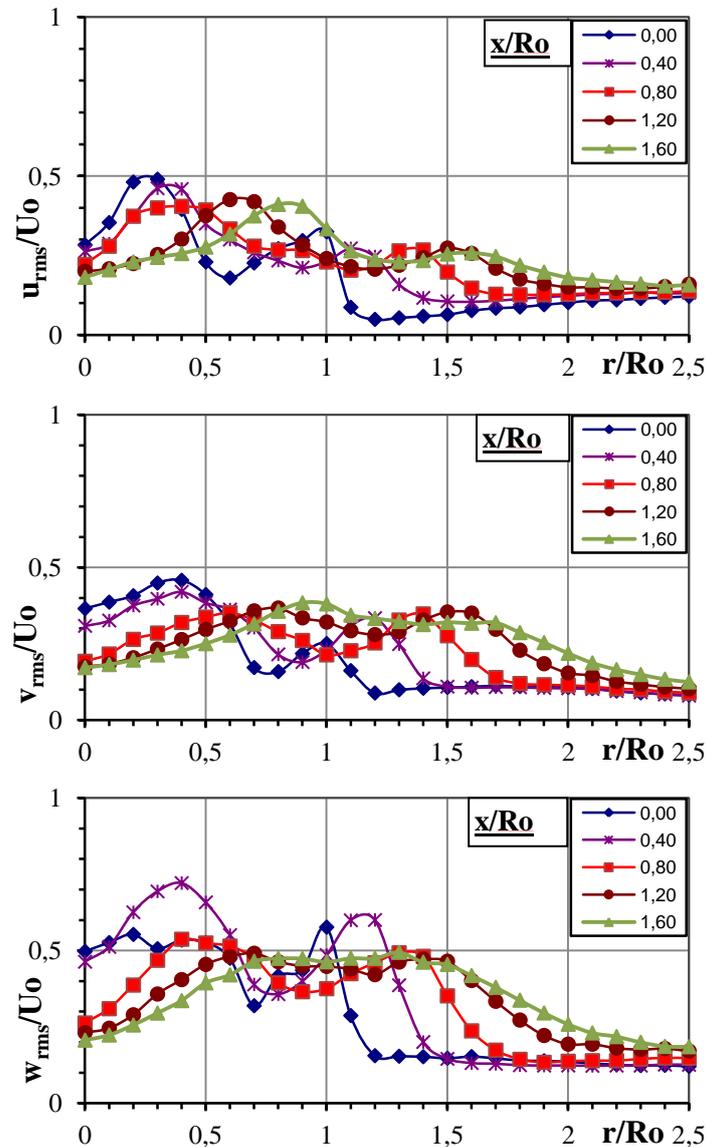


Bild 4-53: Radiale Profile der normierten Schwankungsgeschwindigkeiten der reagierenden Strömung bei der Modellkonfiguration

Dieser Sachverhalt wird auch von den normierten Schwankungsgeschwindigkeiten, dargestellt im Bild 4-53, wiedergegeben. Die Schwankungsgeschwindigkeiten in radialer und in axialer Richtung fallen gleich groß aus. Die Werte der tangentialen Schwankungsgeschwindigkeit in Düsennähe im Bereich des Potentialwirbels bei den radialen Positionen 1 und 1,2 sind aufgrund des steileren Gradienten und infolge der durch den Rayleigh-Mechanismus entfachten Turbulenz höher. Letzteres ist deutlich im obigen Verlauf der turbulenten kinetischen Energie für die axialen Positionen 0 und 0,4 abgebildet.

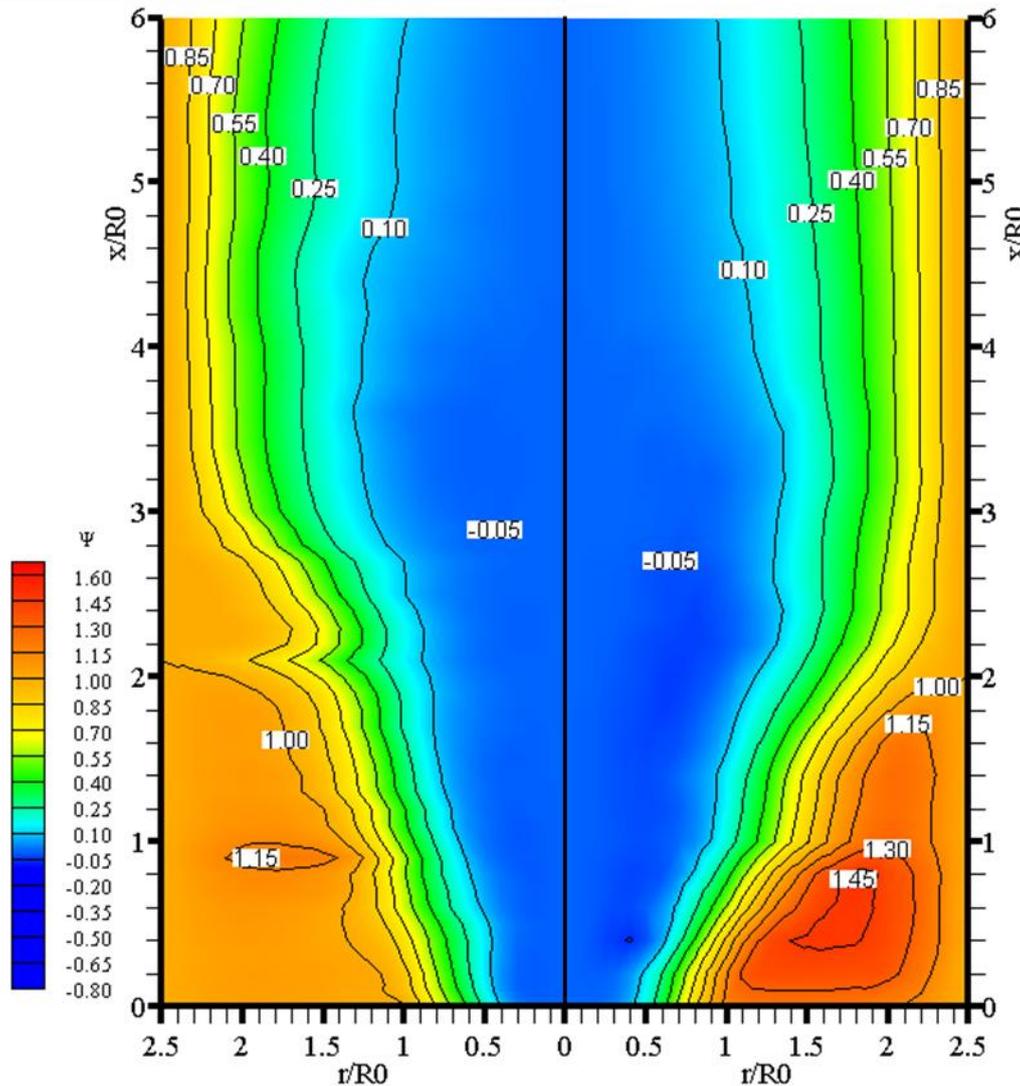


Bild 4-54: Normiertes Stromfunktionsfeld, Isolinien. Modell (links), Prototyp (rechts)

Im Vorgriff auf die Ergebnisse der Felddichtemessung wird die Felddichte bestimmt und mit Kenntnis der mittleren axialen Geschwindigkeitsprofile kann die normierte Stromfunktion berechnet werden, die anhand Bild 4-54 dargestellt ist. Da die IRZ in den beiden normierten Darstellungen gleich groß ist und gleiche Geschwindigkeiten dort gemessen werden, rezirkuliert der gleiche Massenstromanteil von 5% dort. In der ORZ der Modellkonfiguration sind ein wesentlich geringer Massenstromanteil von 15% und entsprechend flachere Gradienten der Stromlinien zu sehen. Diese Tatsache rührt zunächst von der kleineren Rezirkulationsgeschwindigkeit, sichtbar am isothermen Feld (Bild 4-47), her. Zusätzlich wird für diese Konfiguration suggeriert, dass die Verbrennung in der ORZ wesentlich intensiver erfolgt und eine niedrigere Dichte dort resultiert. Das Dichteverhältnis $\sqrt{\rho_a/\rho_0}$ fällt in diesem Fall dementsprechend geringer aus und impliziert somit nach Gleichung 2-93 den kleineren rezirkulierenden Massenstrom in der ORZ.

Ein weiterer Nachweis dazu liefert die Darstellung im Bild 4-55, die den Feldverlauf der mittleren Temperatur vergleichsweise zu der Prototypenkonfiguration veranschaulicht. Es ist zu sehen, dass die ORZ der skalierten Version wesentlich heißer ist. Diese Tatsache legt die Vermutung nahe, dass die in der ORZ stattfindende Verbrennung fetter als bei der Prototy-

penkonfiguration abläuft. An der weiteren Feldtemperaturverteilung kann festgestellt werden, dass die zentrale Zone höherer Temperatur bei dem Prototyp näher zum Düsenaustritt stromaufwärts reicht. Das Feld des Modellbrenners ist kälter im düsenahen zentralen Bereich, sowie im Bereich der Hauptströmung. Das Gebiet höchster Temperatur befindet sich für das skalierte Feld näher zur Wand und auch weiter stromabwärts, ein Indiz dafür, dass die Flamme weiter stromabwärts stabilisiert. Dieser Ausbrandbereich charakterisiert sich auch durch einen flacheren radialen Dichtegradienten und folglich durch ein kleineres Baroklinmoment. Dieser Sachverhalt hat somit als Folge, dass die Linie der größten Temperaturgradienten im Feld der skalierten Düse, d.h. die Reaktionszone, einen größeren Winkel zur Mittellinie schließt.

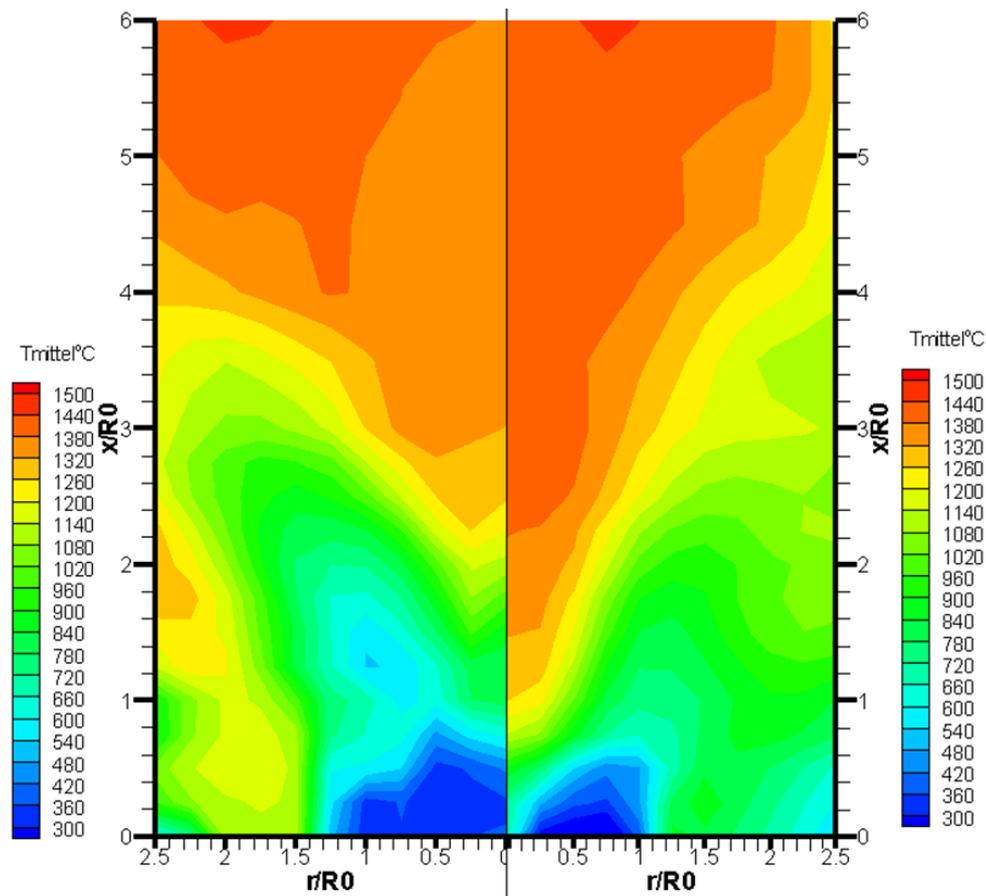


Bild 4-55: Mittlere Feldtemperatur – links Modell, rechts Prototyp

4.3.3. Charakterisierung der flüssigen Phase

Desweiteren wird das Zerstäubungsverhalten des flüssigen Brennstoffs der skalierten Konfiguration anhand der PDA-Ergebnisse und der Aufnahmen mit der Hochgeschwindigkeitskamera dargestellt und diskutiert. Am Bild 4-56 sind die Verläufe der statistisch berechneten SMD aus den Signalkollektiven der untersuchten Konfigurationen direkt am Düsenaustritt und am Ende des messbaren Sprays ersichtlich. Wie bereits bei der Betrachtung des Prototypenbrenners im Kapitel 4.1 erwähnt, befindet sich das Sprayende bei axialer Position $x/R_0=2,4$ und $x/R_0=0,8$ für die stabile und semi-stabile Konfiguration entsprechend. Für den stabilen Betriebspunkt des Modellbrenners beträgt diese Größe $x/R_0=1,9$. Es ergibt sich in diesem Fall ein flaches Profil am Düsenaustritt, das bei einem doppelten SMD-Wert als die

Werte des Prototyps liegt. Am Sprayende zeigt sich eine geringfügige Reduzierung des SMD und im Gegensatz zu dem Profil der Prototypenkonfiguration resultiert dort ein stärker ausgeprägtes Profil.

Die Erhöhung der SMD-Werte bei dieser Untersuchung deutet auf eine gröbere Sekundärzerstäubung hin. Die We -Zahl wurde anhand der Oberflächenspannung, der Luftgeschwindigkeit am Düsenaustritt über der Lippe, der aus PDA ermittelten Tropfengeschwindigkeit und der Dichte der vorgewärmten Luft berechnet. Sie halbiert sich von 322 auf 160 (vgl. Bild 4-57) für die Modellkonfiguration, da der Düsenaustrittsdurchmesser als Längenmaß in diese dimensionslose Größe herangezogen wird. Somit ist dies konsistent mit der gröberen Zerstäubung im Fall des Modells. Die We -Zahl kann folglich als ein das Sprayverhalten beschreibender Parameter geometrisch ähnlicher Systeme betrachtet werden, dessen Wert nicht konstant bleibt, sondern dem Skalierungsfaktor unterliegt.

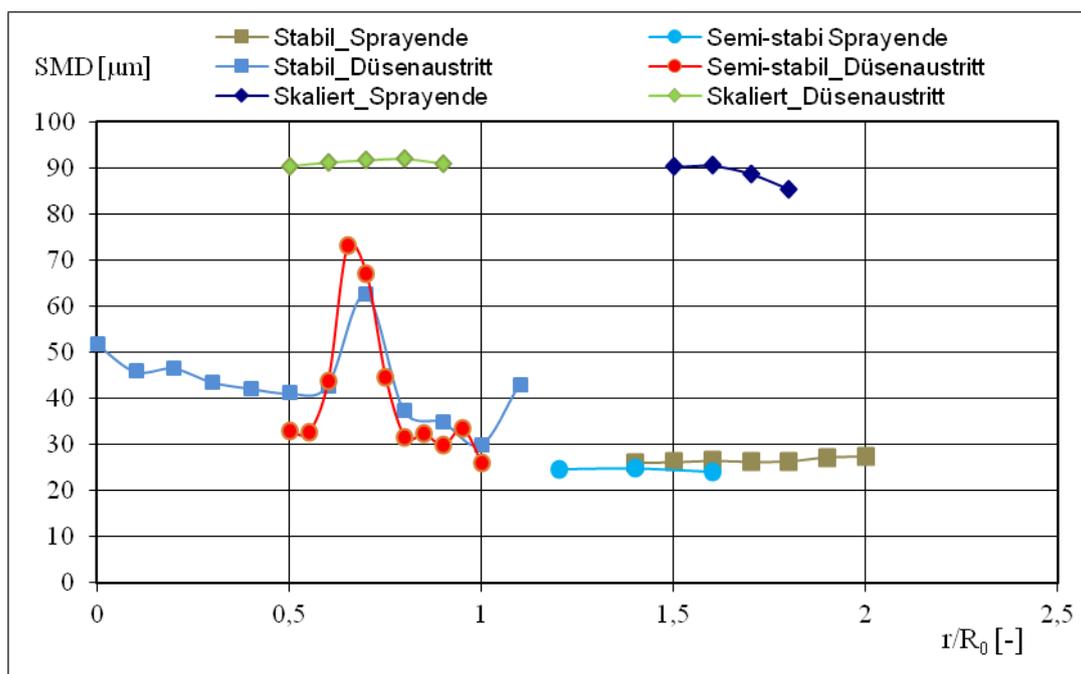
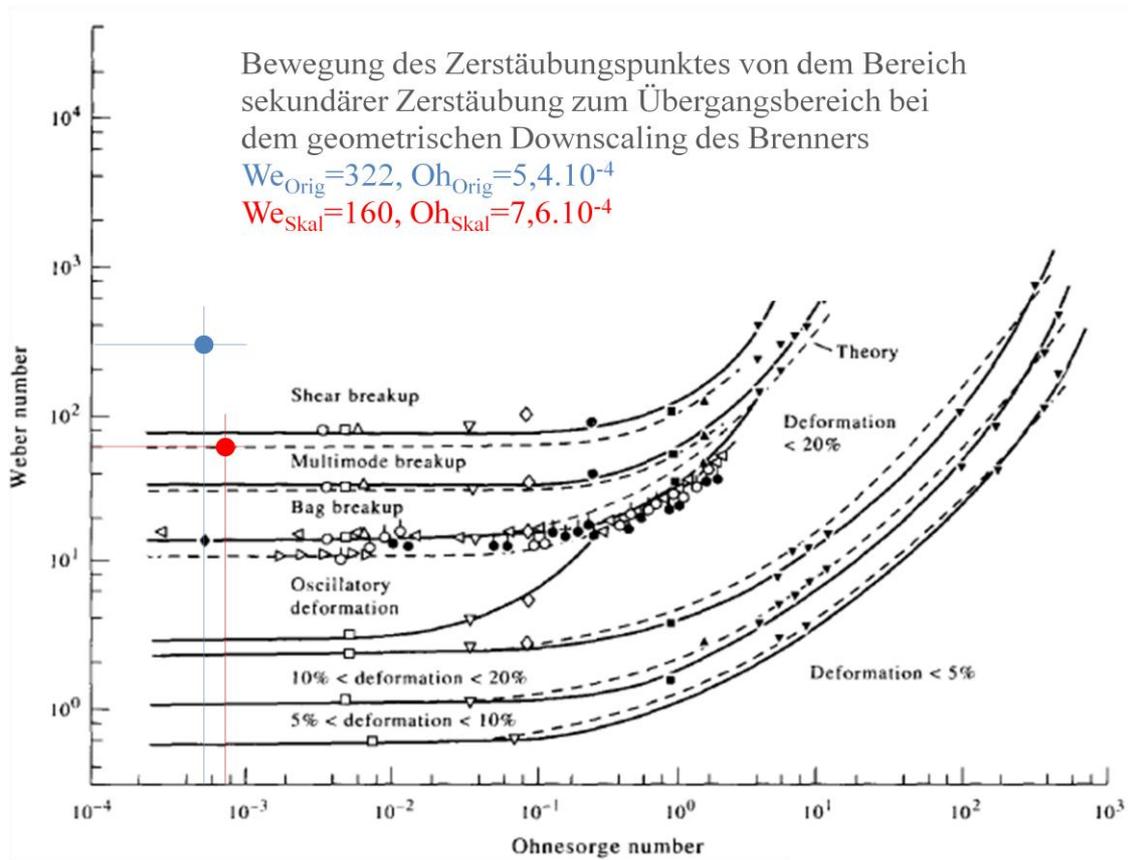


Bild 4-56: Radiale Profile des ermittelten SMD der Kerosintropfen am Düsenaustritt und am Sprayende beider kerosinbefeuerten Konfigurationen

Die Oh -Zahl wird ebenfalls für die zwei untersuchten Systeme berechnet und mit der We -Zahl in Bild 4-57 eingetragen. Aufgrund der geometrisch bedingten Änderung dieser zwei Ähnlichkeitsparameter verschiebt sich der Zerstäubungspunkt vom Bereich ausgeprägter Sekundärzerstäubung im Fall des Prototyps zum Übergangsbereich im Fall des Modells im Hsiang-und-Faeth-Diagramm.



Quelle:Hsiang und Faeth, 1995

Bild 4-57: Zerstäubungsbetriebspunkte beider Konfigurationen im Hsiang-und-Faeth-Diagramm [17]

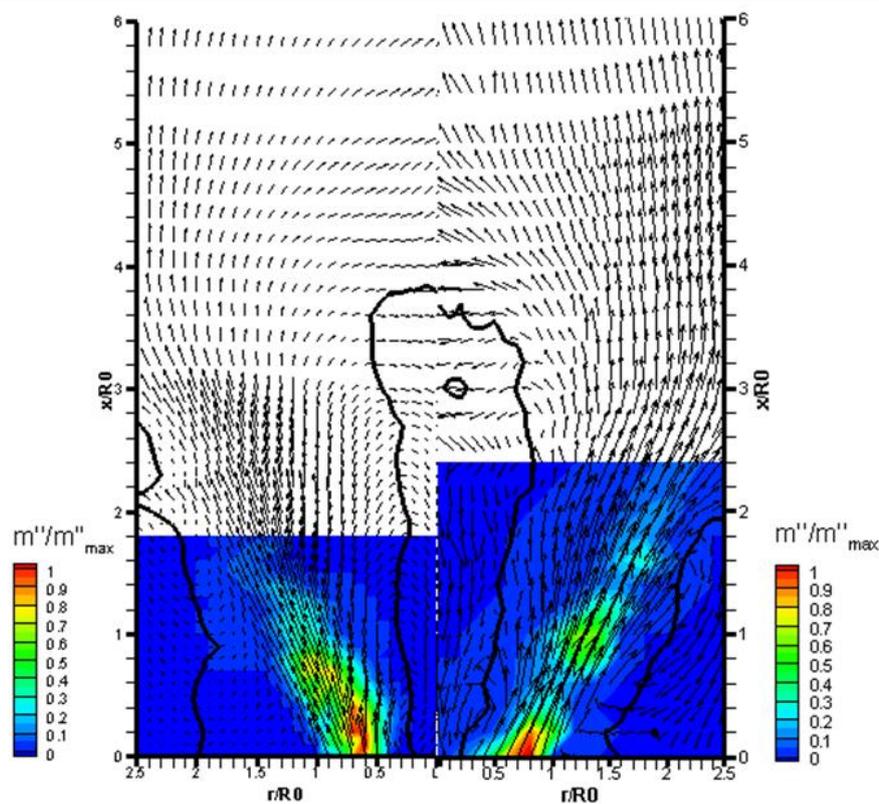


Bild 4-58: Qualitativer Vergleich der bezogenen Kerosinmassenstromdichten m''/m''_{max} anhand der PDA-Ergebnisse, überlagerte Strömungsfelder mit Isolinien $u/U_0=0, \vec{u}(u, v)$ – links skalierte Konfiguration, rechts Prototyp

Am Bild 4-58, das die Ergebnisse der PDA-Felduntersuchung veranschaulicht, kann die angegebene axiale Position beider Sprayenden (Modell und Prototyp) abgeschätzt werden, woraus die Erkenntnis deutlich ist, dass der Spray der skalierten Düse kürzer und gleichzeitig radial breiter ist. Am selben Bild links ist keine axiale Periodizität erkennbar, was vermutlich auf eine Verdopplung dieser Frequenz durch die Halbierung des Längenmaßes und demzufolge auf die Unmöglichkeit seiner Auflösung zurückgeführt werden könnte. Durch die Überlagerung der Information der Spraydichte mit dem Gasgeschwindigkeitsfeld kann schlussfolgert werden, dass die Spraybahn auch in diesem Fall von der Hauptströmung bestimmt und folglich ihre Eigenschaften auf den Spray übertragen werden.

Das dynamische Verhalten des Sprays kann anhand der Untersuchungen mittels High Speed Imaging, vgl. Bild 4-59, erörtert werden. Hier werden drei Wiederholungsmuster des Sprays in einer Bildersequenz dargestellt. Die Aufnahmezeit ist dabei hoch genug, um die erwartete Frequenzerhöhung auflösen zu können. Es ist ersichtlich, dass eine Frequenz von ca. 3 kHz, d.h. eine Frequenzverdopplung gegenüber den dargestellten Ergebnissen (vgl. Bild 4-28, Bild 4-29) im Fall des Prototypenbrenners, resultiert. Die Frequenzverdopplung bei gleichen thermodynamischen Bedingungen und halbierten Längenmaßen bestätigt einerseits die konstante Sr -Zahl nach Gleichung 4-4 als Ähnlichkeitsparameter, andererseits den Wirkmechanismus des PVC, wie bereits diskutiert.

$Sr = \frac{L \cdot f}{U}$	Gleichung 4-4
----------------------------	----------------------

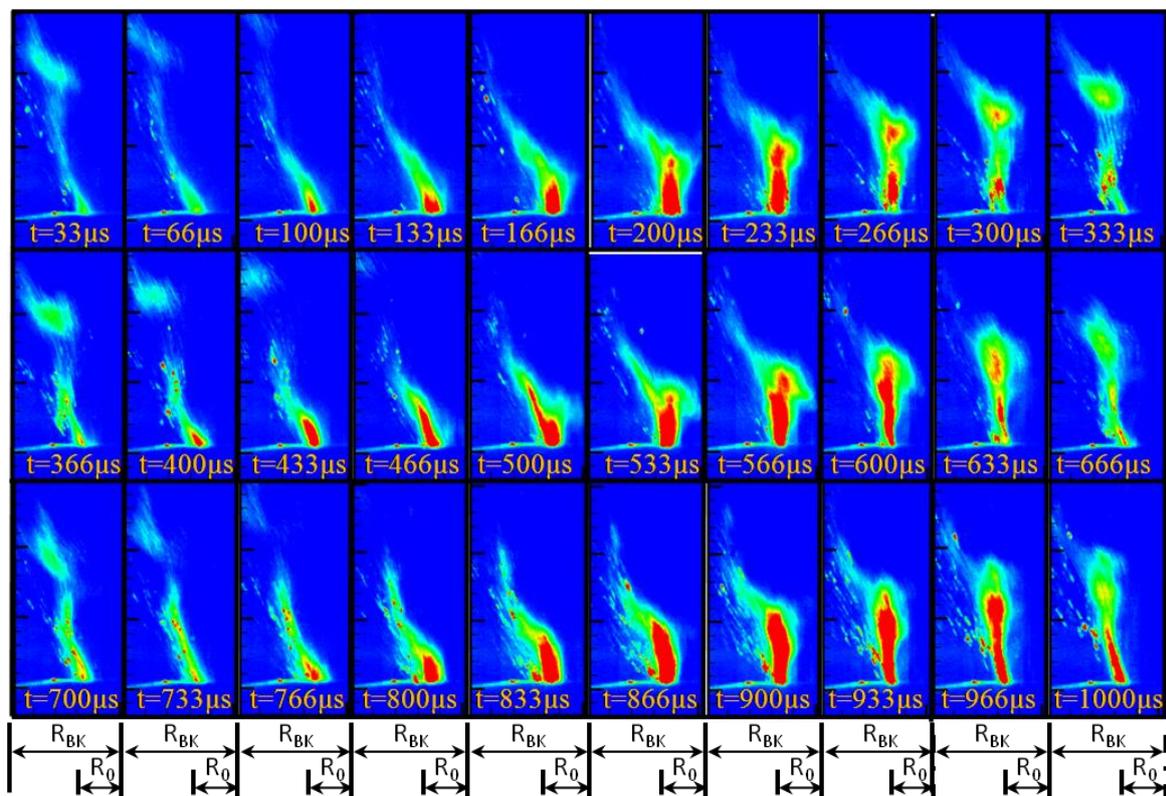


Bild 4-59: Bildersequenz des Kerosinsprays der skalierten Flamme in der Brennkammer am Düsenaustritt, Zeitabstand vom Beginn der Aufnahme, Aufnahmezeit 30 kHz, Blende 2,8

Als Nachweis dieses Sachverhalts wird hier das Energiespektrum der axialen Geschwindigkeit des Verbrennungsluftstroms am Düsenaustritt an der Position $r=3\text{ mm}$, $x=0\text{ mm}$ über dem primären Drallerzeuger der reagierenden Modellkonfiguration herangezogen, vgl. Bild 4-60. Zu sehen ist die charakteristische Frequenz des PVC von 3 kHz, die eine Verdopplung und somit eine direkte Skalierung gegenüber dieser Frequenz im Fall des Prototypenbrenners darstellt. Die unvollkommene geometrische Skalierung der Einlasskanäle, d.h. die Nichteinhaltung des Kanalprofils, spielt in Bezug auf die Ähnlichkeit des dynamischen Verhaltens der Strömung keine Rolle. Auch bei dieser Untersuchung lässt sich diese charakteristische Frequenz nur mit dem primären Drallerzeuger und damit mit dem Festkörperwirbel in Verbindung bringen.

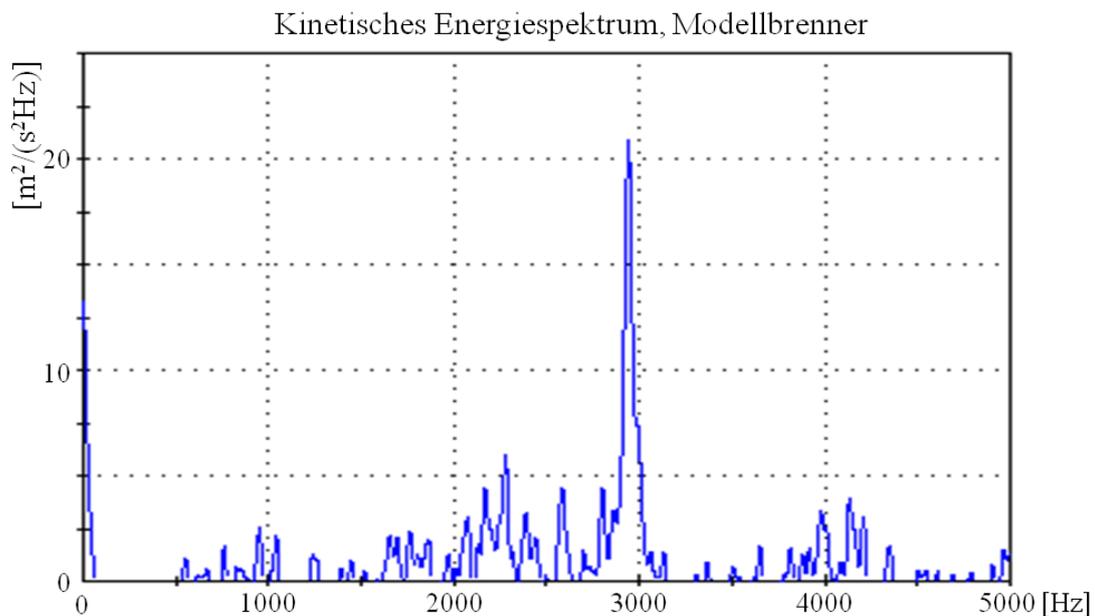


Bild 4-60: Energiespektrum des Zeitsignals der axialen Gasgeschwindigkeit, Modellkonfiguration, reaktiv

Das geänderte Zerstäubungsverhalten macht sich auch anhand der Bildsequenzmittelung des Sprays, dargestellt im Bild 4-61, bemerkbar. Verglichen mit dem gemittelten Bild der stabilen Verbrennung der Originaldüse (s. Bild 4-30), resultiert für die skalierte Konfiguration ein in radialer Richtung breiterer Spray, was auch anhand der PDA-Ergebnisse (s. Bild 4-58) erkannt wurde. Diese Sprayverdickung veranschaulicht die Wirkung der Zentrifugalkraft auf den Kerosintropfen in der Nähe des Düsenaustritts. Durch die Nichteinhaltung der dynamischen Ähnlichkeit resultiert im skalierten Fall eine höhere Zentrifugalbeschleunigung $\frac{w^2}{r_{BK}}$, bedingt durch die Verkleinerung des Radius der Brennkammer und durch die weitestgehend gleiche mittlere tangentielle Geschwindigkeit, vgl. Bild 4-10 und Bild 4-51. Dadurch geraten die flüssigen Kerosinteilchen vermehrt in die ORZ, was durch die gröbere Zerstäubung im skalierten Fall und folglich höhere Zentrifugalkraft $\frac{\rho_{Br} V_T w^2}{r_{BK}}$ verstärkt wird. Dieser Sachverhalt erklärt den geänderten Außenrand des Sprays, verglichen zum Prototyp, vgl. Bild 4-30. Durch die in der ORZ transportierten Flüssigkeitsfragmente wird diese fetter, d.h. heißer. Letzteres ist anhand der Temperaturmessung zu sehen, vgl. Bild 4-55. Das Sprayverhalten in axialer Richtung bei der skalierten Konfiguration ändert sich ebenfalls und unterliegt den bereits beschriebenen Effekten. Durch die anfänglich größeren Tropfen

infolge der Zerstäubung und durch die reduzierte Verweilzeit in der Brennkammer resultieren gemäß dem d^2 -Gesetz der Verdampfung am Ende des messbaren Sprays bei axialer Position 1,9 Radien wesentlich größere Tropfen, detektierbar durch PDA. Die Verkleinerung dieser axialen Position gegenüber der Prototypenkonfiguration (Sprayende bei $r/R_0=2,4$) kann dadurch erklärt werden, dass einerseits der flüssige Brennstoff in Kontakt mit der heißen ORZ tritt, wodurch eine rasche Verdampfung herbeigeführt wird und eine nicht mehr detektierbare Größe der Brennstofftropfen resultiert.

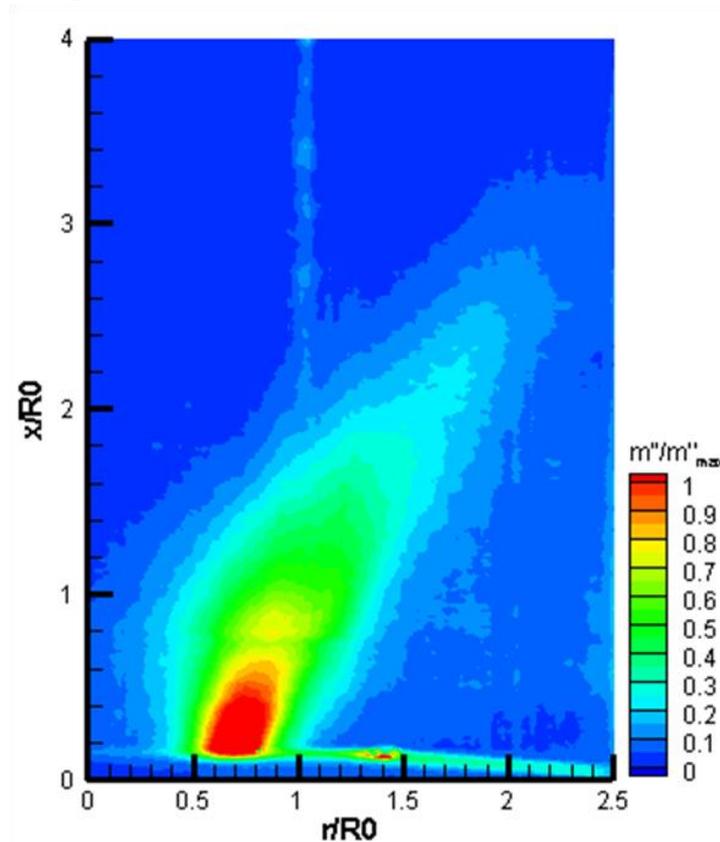


Bild 4-61: Qualitative Darstellung der bezogenen Kerosinmassenstromdichte m''/m''_{max} bei der skalierten Konfiguration anhand der pixelweisen Mittelung aus 50 Bildern, Aufnahme mit Hochgeschwindigkeitskamera, 6 kHz, Blendenwert $f/5,6$, Objektiv $f=180\text{mm}$

Andererseits unterliegt der Spray verstärkt der Wirkung der Zentrifugalkraft, wodurch seine Massenstromdichte in axialer Richtung sinkt und die Datenrate der PDA-Messung auch sinkt. Bei Unterschreitung eines kritischen Wertes kann die PDA-Messtechnik keine Information mehr auswerten, was auch als Fehlen jeglicher Tropfen gedeutet wird. Die axiale Position der letzten detektierbaren Tropfen ist jedoch in guter Übereinstimmung mit der Darstellung der gemittelten Sequenzbildern anhand Bild 4-61, woran die Ausdünnung des Sprays stromabwärts beobachtet werden kann.

4.3.4. Flammenstabilität bei der Brennerskalierung

Für die Beschreibung des Flammenstabilitätsverhaltens der untersuchten Konfigurationen wird aus der LBO-Charakteristik der Modellkonfiguration, sowie aus der Umwandlungscharakteristik der Prototypenkonfiguration ausgegangen, weil die semi-stabile Flamme bei der

ersteren nicht existent ist. Die dargestellte Untersuchung beider Referenzbetriebspunkte zeigt eine weitestgehende Ähnlichkeit sowohl der Strömungsfelder, als auch der Temperaturfelder. Für die gegenwärtige Betrachtung wird angenommen, dass sich die Feldeigenschaften im Zuge der weiteren Abmagerung des untersuchten Betriebspunktes qualitativ nicht ändern und werden somit in Hinsicht auf das Flammenlöschen in Betracht gezogen. Insbesondere ist die gleiche skalierte Länge der IRZ bei der Betrachtung der Strömungsfelder hervorzuheben (vgl. Bild 4-48), deren Scherzone zu der Hauptströmung als Hauptstabilisierungszone angesehen werden kann.

Für die Ähnlichkeit der Reaktionsfelder sprechen die gemittelten Temperaturfelder (Bild 4-55). Die Position der Hauptflammenzone der Modellkonfiguration, erkennbar an den steilen Temperaturgradienten, befindet sich etwas weiter stromabwärts als bei der Prototypenkonfiguration. Es ist jedoch bemerkbar, dass diese mit dem Strömungsfeld skaliert und sich im oberen Teil der IRZ befindet. Durch die Betrachtung nach der Theorie der Vormischflammen, wonach die Gleichheit zwischen der lokalen Strömungsgeschwindigkeit und der Flammengeschwindigkeit besteht, folgt für die Stabilitätsbedingung:

$S_t = u(x, r)$	Gleichung 4-5
-----------------	----------------------

Für hochturbulente Vormischflammen wurde die Beziehung von Schmid [61] anhand Gleichung 2-58 betrachtet, wonach $\frac{S_t}{s_{lam}} = \sqrt{Re_t}$ gilt. Daraus folgt für die lokale Strömungsgeschwindigkeit, bei der die Stabilisierung stattfindet:

$u(x, r) = S_t = s_{lam} \cdot \sqrt{Re_t} = s_{lam} \cdot \sqrt{\frac{u' L_t}{\nu}}$	Gleichung 4-6
---	----------------------

Es kann in Gleichung 4-6 erkannt werden, dass die turbulente Flammengeschwindigkeit bei ähnlichem Turbulenzfeld vom integralen Längenmaß L_t abhängt. Letzteres ist proportional dem Düsendurchmesser D_0 und folglich für die Modellkonfiguration kleiner. Somit kann geschlossen werden, dass für die Modellkonfiguration die Flammenstabilisierung näher am Stagnationspunkt der IRZ liegen würde, d.h. weiter stromabwärts bei niedrigeren lokalen Strömungsgeschwindigkeiten, was mit der Feststellung anhand des Vergleichs der Temperaturfelder korrespondiert.

Diese Betrachtungsweise erklärt auch das Einsetzen des Flammenverlöschens durch weitere Abmagerung des stabilen Betriebspunktes. Dies bedeutet eine Senkung von S_{lam} und entsprechend von $u(x, r)$, wodurch die Flamme immer weiter stromabwärts stabilisiert. Wird ein kritischer Wert unterschritten, kann keine Stabilisierung durch diesen Mechanismus mehr erfolgen, folglich tritt LBO ein. Für die mehr abgehobene Flamme der Modellkonfiguration bedeutet dies, dass der Abstand des untersuchten Betriebspunktes zum LBO kleiner ist, d.h. letzteres tritt bei brennstoffreicheren Bedingungen ein, was anhand Bild 4-46 ersichtlich ist.

Die skalierte Länge der IRZ bedeutet jedoch bei gleicher Düsenaustrittsgeschwindigkeit eine Reduzierung der Verweilzeit τ_{Res} des Frischgemisches in dieser Stabilisierungszone. Diese Überlegung impliziert eine Gegenüberstellung der berechneten Zeitmaße τ_{Res} und τ_{Reak} für die Messpunkte beider Charakteristika, die anhand Bild 4-62 diskutiert werden. Die Berechnung dieser Größen für die Modellkonfiguration erfolgt dabei nach den gleichen Überlegungen hinsichtlich der Temperaturleitzahl und der laminaren Flammengeschwindigkeit, wie

bereits im Unterkapitel 4.2.4 ausgeführt. Im Bild 4-62 sind zunächst die diskutierten Verläufe der Stabilitätscharakteristik des gasbefeuerten Prototyps, sowie der Umwandlungscharakteristik des kerosinbefeuerten Prototyps zu erkennen, die sich durch die gleiche Verweilzeit $\tau_{Res} = \frac{D_0}{U_{lim}}$ charakterisieren. Im oberen Bildteil ist die Erweiterung des Stabilitätsbereichs durch die semi-stabile Flamme sichtbar, die sich in die Vergrößerung des zulässigen Zeitmaßes für Wärmefreisetzung der Flamme τ_{Reak} äußert. Im linken Bildteil ist der LBO-Verlauf der Modellkonfiguration dargestellt, der durch eine Reduzierung der Verweilzeit τ_{Res} gekennzeichnet ist.

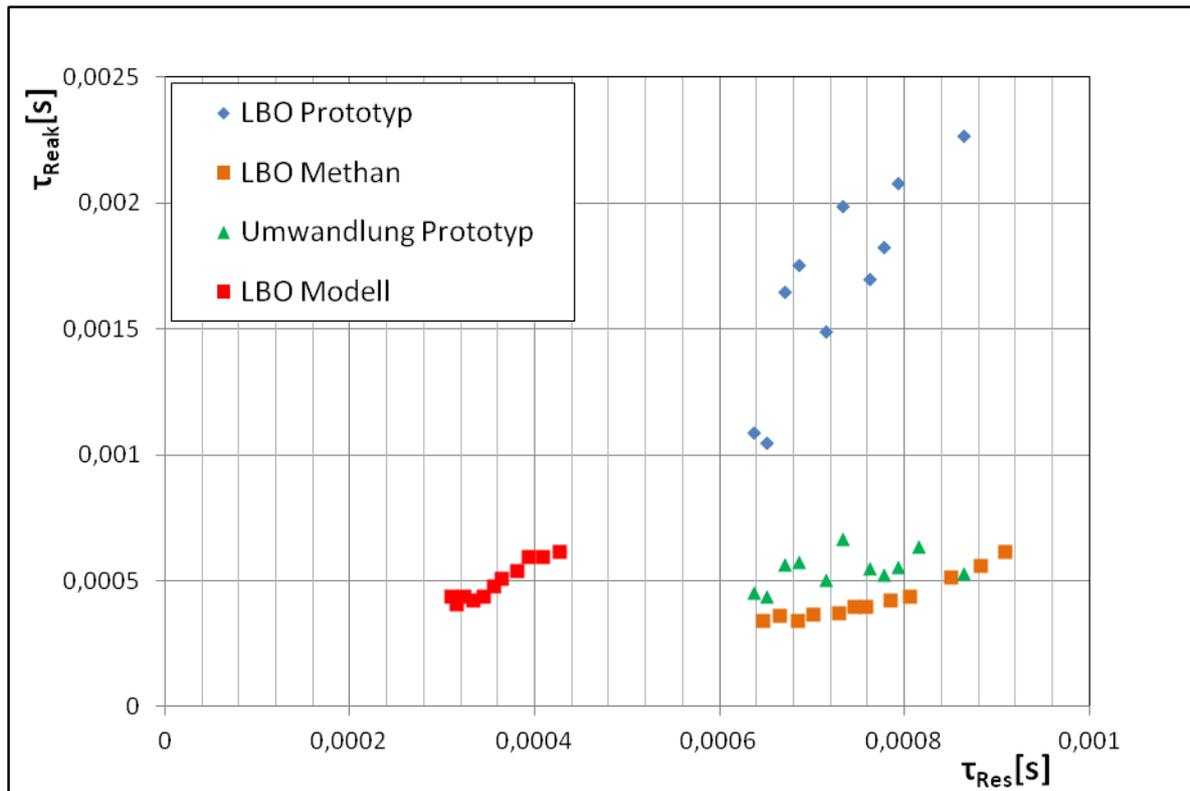


Bild 4-62: Flammenstabilitätsbereiche der untersuchten Konfigurationen, Darstellung anhand Zeitmaß der Wärmefreisetzung vs. konvektives Zeitmaß

Das Zeitmaß der Wärmefreisetzung bleibt dabei in den gleichen Grenzen, d.h. der Stabilisierungsmechanismus der untersuchten Flamme wird durch die Skalierung nicht beeinträchtigt. Diese Tatsache spricht dafür, dass die Verweilzeit der Gase in der Stabilisierungszone der Modellkonfiguration ausreicht, damit die Flamme aufrechterhalten werden kann, d.h. sie ist nicht der bestimmende Faktor bei den untersuchten Bedingungen.

Die Flammenstabilitätscharakteristik des Modellbrenners zeigt eine Abhängigkeit von der Verweilzeit, ähnlich nach den Überlegungen, dargestellt im Kapitel 4.2.4. In diesem Fall resultiert eine kleinere $Da = \frac{\tau_{Res}}{\tau_{Reak}}$ im Bereich 0,69 - 0,79 und wiedergibt die reduzierte Verweilzeit infolge der Skalierung. Für die einheitliche Darstellung wird dadurch die Entdimensionierung der Achsen dieses Diagramms impliziert, was zur Anwendung des Pe -Kriteriums (Gleichung 2-60) führt. Demzufolge sind die Stabilitätscharakteristika der kerosinbefeuerten Modellkonfiguration und der gasbefeuerten Prototypenkonfiguration, sowie die Umwand-

lungsscharakteristik der kerosinbefeuerten Prototypenkonfiguration anhand Bild 4-63 dargestellt, die sich dabei weitestgehend durch eine Linie beschreiben lassen. Für diesen Vergleich sprechen zunächst die ähnlichen Strömungsfelder. Die Reaktionsfelder beider kerosinbefeuerten Konfigurationen sind weitestgehend ähnlich, was von der Aussagekraft dieses Kriteriums zeugt. Es ist erkennbar, dass folgende Abhängigkeit besteht:

$$Pe(U_{lim}) = 1,6 \cdot Pe(S_{lam})^{1,8}$$

Gleichung 4-7

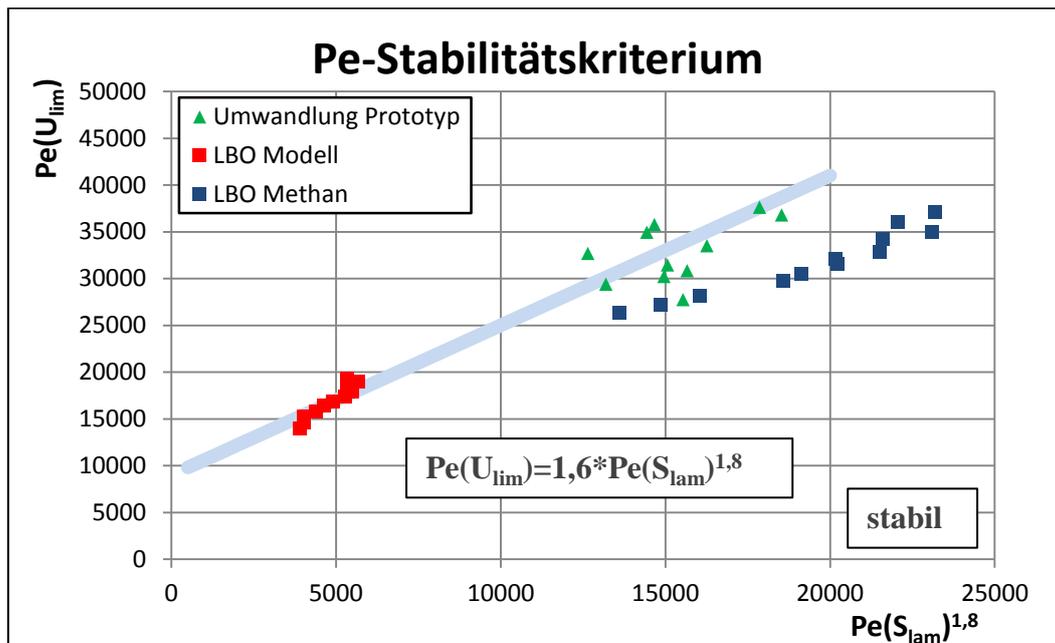


Bild 4-63: Flammenstabilitätscharakteristik der untersuchten Konfigurationen nach dem Pe -Kriterium

Der Exponent von 1,8 in dieser Gleichung wiedergibt die unterschiedlichen Da -Zahlen beider Konfigurationen infolge der geänderten Verweilzeit und steht im Einklang zu den Werten, angegeben in früheren Arbeiten:

Tabelle 4-4: Werte des Exponenten aus der Literatur:

Autor	Exponent
Schmittl [107]	2,00
Hoffmann [76]	2,00
Prade [105]	2,00
Rawe [106]	1,615

Es ist sichtbar, dass die Charakteristik der gasbefeuerten Konfiguration durch die fehlende Reaktion in ORZ von dieser Ähnlichkeit etwas abweicht, wie bereits diskutiert. Diese Tatsache deutet bei der Anwendung des Pe -Kriteriums auf die Bedeutung nicht nur der Ähnlichkeit der Strömungsfelder, sondern auch der Reaktionsfelder hin.

Es geht aus diesen Überlegungen hervor, dass sich die LBO-Charakteristik der Modellflamme ähnlich zu der Umwandlungscharakteristik der Prototypenflamme verhält. Diese Ähnlichkeit schließt jedoch nicht die semi-stabile Flamme bei dem Prototyp mit ein, denn sie wird durch

unterschiedliche Feldeigenschaften charakterisiert. Ein Ansatzpunkt für ihre Erklärung ist die erwähnte Reduzierung der Verweilzeit in der Brennkammer im Fall des Modells, wodurch eine Reduzierung der Zeitmaße für Verdampfung, Vermischung und Wärmefreisetzung impliziert ist. Dies bedeutet, dass die Flammenstabilitätsgrenze des Prototyps durch die Existenz der semi-stabilen Flamme erweitert wird. Wie sich diese Verweilzeitreduzierung auf die Verdampfung und die Gemischaufbereitung auswirkt, könnte das Thema einer weiteren Untersuchung sein. Unklar dabei ist auch die Rolle des geänderten Zerstäubungsverhaltens im Fall der Modelldüse, d.h. es stellt sich die Frage nach dem Zusammenhang der semi-stabilen Flamme mit der feineren Kerosinzerstäubung.

5. Zusammenfassung

Mit dem Ziel der Reduzierung der NO_x -Produktion in der Fluggasturbinenbrennkammer wurde ein neuartiges Einspritzsystem entwickelt, das durch eine vergrößerte Brenneraustrittsfläche, einen erhöhten Luftmassenstrom durch den Brenner und folglich eine magere Primärzone mit erhöhter Beladung charakterisiert ist. Die vorliegende Arbeit basiert auf dem Prototyp dieses Brenners in realem Maß und befasst sich mit experimenteller Untersuchung eingeschlossener, aerodynamisch durch Drall stabilisierter nicht-vorgemischter Flammen hinsichtlich der mageren Verlöschgrenze bei atmosphärischen Bedingungen. Sie hat als Ziel die Erforschung der Ähnlichkeit dieses Aspekts in Bezug auf geometrisch skalierte Brennerkonfigurationen sowie Variabilität des eingesetzten Brennstoffs.

Diese Untersuchung gliedert sich in drei Teilen. Im **ersten Teil** wurde das kerosinbefeuerte Prototyp betrachtet, aus dessen ermittelten Flammenstabilitätscharakteristik zwei Referenzbetriebspunkte nahe der mageren Stabilitätsgrenze identifiziert und erforscht wurden. Die Unterscheidung dieser Betriebspunkte erfolgte aufgrund eines Flammenumwandlungsphänomens, das im Zuge der Abmagerung der Flamme zustande kommt und sich anhand des Flammerscheinungsbildes bemerkbar macht. Die zwei resultierenden Flammen - eine im stabilen Bereich, die andere an der Stabilitätsgrenze (semi-stabil) - weisen unterschiedliche Flammenstrukturen auf, die anhand Feldmessungen von Temperatur, Geschwindigkeit und Gaskonzentration nachgewiesen werden konnten. Die stabile Flamme wird primär in der Scherzone der inneren Rezirkulationszone (IRZ) zu der Hauptströmung stabilisiert. Zusätzlich kommt es dabei zu einer weiteren Stabilisierungszone in der äußeren Rezirkulationszone (ORZ), die für eingeschlossene Strömungen typisch ist. Diese zweite Stabilisierungszone liefert zusätzliche Wärme für die Hauptströmung und trägt somit zur Erweiterung des Stabilitätsbereichs bei. Durch sukzessive Abmagerung der Flamme fällt diese zusätzliche Flammenstabilisierungszone aus und bedingt das Einsetzen der semi-stabilen Flamme; dieses Phänomen wird durch die Umwandlungscharakteristik beschrieben. Die semi-stabile Flamme zeichnet sich durch eine Flammenzone innerhalb der IRZ aus, d.h. der Stabilisierungsmechanismus ist in diesem Fall unterschiedlich. Eine weitere Abmagerung der semi-stabilen Flamme führt zum Erlöschen, was die Flammenstabilitätscharakteristik dieser Konfiguration kennzeichnet.

Beide Flammen – stabil und semi-stabil – unterscheiden sich hinsichtlich ihrer Strömungsfelder. Für die stabile Flamme ist stromabwärts eine geschlossene innere Rezirkulationszone erkennbar, die durch die thermische Expansion bedingt wird. Im Fall der semi-stabilen Flam-

me ist diese im gemessenen Feldbereich stromabwärts offen, d.h. ähnlich zu der isothermen Strömung.

An beiden Flammen der Prototypenkonfiguration wurden Spraymessungen durchgeführt. Erwartungsgemäß resultiert wegen des niedrigeren Brennstoffmassenstroms ein kompakterer Spray bei der semi-stabilen Flamme, dessen Eindringtiefe in die Brennkammer auch geringer ist. Gleichwohl bleibt der Spraywinkel, der durch den Impuls der gasförmigen Phase geprägt wird, mit der Abmagerung der Flamme unverändert. In Bezug auf sein dynamisches Verhalten weist der Spray eine charakteristische oszillierende Bewegung auf, die durch Inhomogenität in der Feldverteilung der Massenstromdichte der flüssigen Phase erkennbar ist. Die Frequenz dieser Bewegung wurde durch High Speed Imaging analysiert und mit dem dynamischen Verhalten der Luftströmung am Düsenaustritt im Bereich des Festkörperwirbels in Zusammenhang gebracht. Letzteres ist in der Literatur als „Precessing Vortex Core - PVC“ zu finden und konnte hier nachgewiesen werden. Es kann eine charakteristische Sr -Zahl als Ähnlichkeitsparameter definiert werden, deren Frequenz nur von der Längendimension der Hardwarekonfiguration und der Austrittsgeschwindigkeit abhängt. Die Fokussierung zukünftiger Forschungsarbeiten auf die Vermeidung dieses Phänomens könnte zur weiteren Homogenisierung des Gemisches führen und damit einen Beitrag zu einer weiteren Reduzierung der NO_x -Emissionen leisten.

Der zweite Schwerpunkt der Arbeit umfasst die Erforschung der Flammeneigenschaften dieser Brennerkonfiguration, die mit gasförmigem Methan befeuert ist, sowie ihren Vergleich zu der Kerosinflamme. Da während der Abmagerung der Methanflamme kein Umwandlungsphänomen festgestellt werden kann, wurde nur ein Referenzbetriebspunkt, der dem stabilen Betriebspunkt der Kerosinflamme entspricht, ausgewählt. Die vorliegende Untersuchung umfasst somit einen Vergleich beider Flammen anhand von gleichen thermischen Bedingungen und gleicher Hardware hinsichtlich der Feldeigenschaften, woraus Schlüsse über das Stabilitätsverhalten durch Ähnlichkeitsparameter hergeleitet werden.

Die Strömungsfelder in beiden untersuchten Fällen sind weitestgehend ähnlich, was insbesondere die Länge der IRZ betrifft. Da das Strömungsfeld der semi-stabilen Flamme von dieser Ähnlichkeit abweicht, wurde dadurch ein Vergleich des Flammenstabilitätsverhaltens der Methanflamme zu der Umwandlungscharakteristik der Kerosinflamme impliziert.

Wie im Fall der Verbrennung mit Kerosin, wurde die Stabilisierungszone anhand von Feldkonzentrations- und Feldtemperaturmessungen detektiert. Die Analyse der ermittelten Versuchsdaten zeigt, dass sich im Falle der Methanverbrennung die Stabilisierungszone in der Scherschicht zwischen der Hauptströmung und der IRZ befindet, weil dort für die Verbrennung günstige Bedingungen vorhanden sind. Im Bereich der ORZ findet im Gegensatz zu der Kerosinfeuerung aus zwei Gründen keine Reaktion statt. Erstens werden im Fall der Kerosinflamme Brennstofftropfen aufgrund der Zentrifugalkraft und der turbulenten Dispersion in die Region der ORZ transportiert und dort zündfähige Mischung gebildet. Zweitens wird die Zündung durch die niedrigere Zündtemperatur des Kerosins begünstigt.

Der Vergleich der Temperaturfelder veranschaulicht, dass die Methanflamme abgehobener brennt. Dies steht im Zusammenklang mit der niedrigeren laminaren Flammgeschwindigkeit des Methans, wodurch sich bei konstanter Re_t eine Gleichheit zwischen der Flammgeschwindigkeit und der lokalen Strömungsgeschwindigkeit weiter stromabwärts bildet.

Die Gegenüberstellung der Verläufe des konvektiven Zeitmaßes τ_{Res} und des Zeitmaßes der Wärmefreisetzung τ_{Reak} , basierend auf den Flammenstabilitätsmessungen in beiden Fällen, ergibt eine weitestgehende Übereinstimmung und spricht für ihre Ähnlichkeit. Die zusätzliche Reaktion in ORZ im Fall der Kerosinflamme macht sich in dieser Hinsicht bemerkbar, wo-

durch ein etwas größeres Stabilitätsgebiet resultiert. Durch die erweiterte Stabilisierungszone in der Brennkammer fällt ihre Länge größer aus und lässt sich nicht alleine aus der Länge der IRZ und somit aus der Ähnlichkeit der Strömungsfelder bestimmen. Auf Grund der geringfügigen Abweichung kann jedoch der Schluss getätigt werden, dass das Stabilitätsverhalten nicht-vorgemischter, eingeschlossener Flammen einer Hardwarekonfiguration unabhängig von der Brennstoffart durch die *Da*-Zahl als Ähnlichkeitsparameter beschrieben werden kann. Ein weiterer und vor allem für die Modellierung der reaktionsbehafteten Strömung wichtiger Unterschied bei der Verbrennung mit den beiden Brennstoffen besteht in der Berechnung des Reaktionsfortschritts (s. Gleichung 3-16), die aus den Daten der Emissionsmessungen erfolgt. Diese Größe bezieht die berechnete Verbrennungstemperatur im jeweiligen Feldpunkt unter Berücksichtigung der UHC durch die Gleichsetzung der Totalenthalpie der Produkte und der Edukte auf die theoretische Verbrennungstemperatur. Letztere bildet das chemische Gleichgewicht ab. Somit liefert diese Größe eine Aussage darüber, inwieweit die Reaktion im Feld abgeschlossen ist. Aufgrund der Tatsache, dass sämtliche Emissionen gasförmig gemessen werden, bezieht sich die Aussage der Reaktionsfortschrittsvariablen auf die gasförmige Phase. Durch den Vergleich beider Feuerungen (s. Bild 4-42) wird es deutlich, dass im Falle der Kerosinflamme die Reaktionsfortschrittsvariable Werte nahe Eins annimmt. Diese Tatsache zeugt davon, dass die Reaktion gegenüber der Verdampfung des flüssigen Brennstoffs sehr schnell abläuft. Diese Erkenntnis bedeutet für die Modellierung, dass die Wärmefreisetzung in diesem Fall mit einem einfachen Flammenhautmodell, basierend auf der Annahme „gemischt = verbrannt“, wiedergegeben werden kann. Viel wichtiger erscheint in diesem Fall die realitätsnahe Modellierung des Verdampfungsprozesses, da dieser den Gesamtprozess steuert. Bei der Methanverbrennung hingegen ist in der Reaktionszone von der Breite eines halben Düsenradius ein Anstieg des Reaktionsfortschritts von 0,2 auf 1,0 zu erkennen. In diesem Fall kann man die Wärmefreisetzung nicht durch ein einfaches Flammenhautmodell berechnen. Es existiert ein Zeitverzug zwischen Makro- und Mikromischung, der durch die Modellierung der Wechselwirkung zwischen Wärmefreisetzung und Turbulenz, erfasst werden sollte.

Der dritte Schwerpunkt der Arbeit umfasst die Erforschung der geometrisch in kleinerem Maß skalierten Brennerkonfiguration und ihren Vergleich zum Prototyp. Es wurde eine Skalierung mit Erhaltung des Druckverlusts am Brenneraustritt realisiert, wobei der Skalierungsfaktor 0,5 bezüglich der Längendimensionen beträgt. Der Modellbrenner wird ebenfalls mit Kerosin befeuert.

Da bei der skalierten Konfiguration kein Umwandlungsphänomen der Flamme festgestellt werden kann, wurde nur ein Referenzbetriebspunkt definiert, der mit dem stabilen Betriebspunkt des Prototypenbrenners übereinstimmt. Durch die unveränderte Austrittsgeschwindigkeit verringert sich die charakteristische *Re*-Zahl am Düsenaustritt von 50000 auf 25000. Ungeachtet dessen ist eine vollkommene geometrische Skalierung praktisch kaum zu realisieren, da die Störfaktoren vielfältig sind und die resultierenden Effekte nicht gänzlich kompensiert werden können. Es kommt zu geringfügiger Abweichung in der Drallzahl, das Strömungsfeld ist jedoch weitestgehend ähnlich. Im reagierenden Strömungsfeld der Modellhardware zeigt sich, dass die IRZ ebenfalls stromabwärts schließt. Dabei skaliert ihre Länge entsprechend dem Skalierungsfaktor, so dass sie im dimensionslosen Vergleich gleich groß ausfällt.

Die Realisierung geometrisch ähnlicher Hardwarekonfigurationen bedingt ein geändertes Zerstäubungsverhalten des flüssigen Kerosins. In Bezug auf die Sekundärzerstäubung liefern die PDA-Ergebnisse einen SMD-Wert für die Tropfen, der doppelt so hoch ist als für die Tropfen der Prototypenkonfiguration. Die *We*-Zahl, als Maß für die Aufrechterhaltung der Sekundärzerstäubung von Kerosin, halbiert sich aufgrund des halbierten Durchmessers. In diesem Fall

führt dieser Effekt zu einer Verschiebung des Betriebspunkts im Hsiang-und-Faeth-Diagramm (s. Bild 4-57) vom Bereich ausgeprägter Sekundärzerstäubung zum Übergangsbereich, was die gröbere Zerstäubung bei der Modellkonfiguration impliziert. Die größeren Kerosintropfen und der kleinere Radius der Brennkammer begünstigen, dass mehr Brennstoff in die äußere Rezirkulationszone gelangt. Dadurch läuft die Verbrennung dort fetter ab, wie der Vergleich der Temperaturfelder zeigt.

Die Frequenz der oszillierenden Bewegung (PVC) am Düsenaustritt des Modellbrenners verdoppelt sich aufgrund der Halbierung des Längenmaßes und kann basierend auf den Messergebnissen mit dem dynamischen Verhalten der Luftströmung am Düsenaustritt im Bereich des Festkörperwirbels in Verbindung gebracht werden. Gleichwohl kann gezeigt werden, dass die charakteristische Sr -Zahl der Konfiguration von den thermischen Eintrittsbedingungen abhängt und ein konstanter Ähnlichkeitsparameter im Zug der geometrischen Skalierung darstellt.

Die Ähnlichkeit der Strömungsfelder der verglichenen Betriebspunkte und die nicht existierende semi-stabile Flamme bei der Modellkonfiguration implizieren auch in diesem Fall den Vergleich ihrer Flammenstabilitätscharakteristik mit der Umwandlungscharakteristik des Prototyps. Die Position der Flammenstabilisierung sowie die Ausbrandzone können im skalierten Fall nicht durch Konzentrationsmessungen belegt werden, weil es durch die verkleinerten Abmessungen der Brennkammer zu einer wesentlichen Störung der Flamme durch die Messsonde kommt. Aufgrund der gemessenen Temperaturfelder werden in den beiden Fällen ähnliche Reaktionsfelder suggeriert. Desweiteren ist den Gradienten im Temperaturfeld der Modellhardware zu entnehmen, dass die axiale Position der Hauptreaktionszone dem Skalierungsfaktor unterliegt, sie befindet sich jedoch etwas weiter stromabwärts im Feld. Diese Tatsache korrespondiert mit der verringerten turbulenten Flammengeschwindigkeit S_t in diesem Fall, die mit dem Quadratwurzel des integralen Längenmaß, bzw. des Brennerdurchmessers

skaliert, d.h. $S_t \sim \sqrt{Re_t} = \sqrt{\frac{L_t u'}{v}} \sim \sqrt{\frac{D_0 U_0}{a}}$. Die für die Flammenstabilisierung notwendige Geschwindigkeitsgleichheit stellt sich bei ähnlichen Strömungsfeldern weiter stromabwärts bei verringerten lokalen Strömungsgeschwindigkeiten ein. Eine weitere Abmagerung bedingt die Senkung der laminaren Flammengeschwindigkeit, somit tritt das LBO bei brennstoffreicheren Bedingungen ein.

Die Verringerung des Austrittsdurchmessers bei der Ähnlichkeitsbetrachtung durch Erhaltung der Strömungsgeschwindigkeit impliziert die Reduzierung der Verweilzeit in der Brennkammer des Modells gemäß $\tau_{Res} \sim \frac{D_0}{U_0}$. Die Gegenüberstellung beider Zeitmaße τ_{Res} und τ_{Reak} zeigt, dass das Stabilitätsverhalten durch die Reduzierung von τ_{Res} nicht beeinträchtigt wird. Die Auftragung der Stabilitätskurve nach dem Peclet-Kriterium, basierend auf der laminaren Flammengeschwindigkeit, der Düsenaustrittsgeschwindigkeit an der Stabilitätsgrenze, sowie dem Düsenaustrittsdurchmesser und der Temperaturleitzahl des Frischgemisches liefert die Korrelation $Pe(U_{lim}) = 1,6 \cdot Pe(S_{lam})^{1,8}$ für diese Klasse geometrisch ähnlicher Brenner. Somit wird gezeigt, dass geometrisch skalierte, mit flüssigem Kerosin befeuerte, nicht-vorgemischte, eingeschlossene und durch Drall stabilisierte Flammen dimensionslos hinsichtlich der Flammenstabilitätscharakteristik beschrieben werden können. In diese dimensionslose Charakteristik werden zusätzlich die Ergebnisse der Stabilitätsmessung der Methanflamme eingeordnet, wodurch die Aussagekraft des Kriteriums bestätigt wird. Das geänderte Reaktionsfeld in diesem Fall bedingt eine geringfügige Abweichung vom Ähnlichkeitsverhalten,

wodurch die Rolle der ähnlichen Reaktionsfelder für die dimensionslose Stabilitätscharakteristik, insbesondere im Fall der komplexen eingeschlossenen Drallflammen, verdeutlicht wird. Die Rolle des geänderten Zerstäubungsverhaltens auf die Flammenstabilität sollte weiter erforscht werden. Ob die feinere Kerosinzerstäubung im Fall der Modellkonfiguration das Einsetzen der semi-stabilen Flamme bedingt, könnte das Thema einer weiteren Untersuchung werden.

Von praktischem Interesse sind Kenntnisse über die Stabilisierungsmechanismen bei erhöhtem Verbrennungsdruck. Ergebnisse durch eine Reihe von Stabilitätsmessungen anhand der vorhandenen Modellhardware könnten mit den hier gewonnenen Ergebnissen in Verbindung gebracht werden. Insbesondere Felduntersuchungen bei Betriebsbedingungen, ähnlich zu den hier beschriebenen, durchgeführt durch berührungslose laseroptische Messtechnik, würden wertvolle Erkenntnisse über das Strömungsfeld und das Zerstäubungsverhalten und somit über den Stabilisierungsmechanismus liefern.

6. Abbildungsverzeichnis

Bild 2-1: Zerstäubungsdiagramm nach Hsiang und Faeth [17].....	13
Bild 2-2: Zur Vorstellung des Zerstäubungsprozesses nach Sojka [19].....	14
Bild 2-3: Airblastzerstäubung	15
Bild 2-4: Transienter Verdampfungsvorgang an der Oberfläche eines Kerosintropfens [33]	18
Bild 2-5: Turbulente Scheinspannungen nach Zierep [39].....	21
Bild 2-6: Zur laminaren Flammengeschwindigkeit nach Zarzalis [33], Turns [5]	27
Bild 2-7: Zur laminaren Flammengeschwindigkeit der Methanverbrennung nach Egolfopoulos [51]	29
Bild 2-8: Zur laminaren Flammengeschwindigkeit der Methanverbrennung nach Peters [52].....	29
Bild 2-9: Laminare Flammengeschwindigkeit des Gemisches, Warnatz, Maas und Dibble [10]	30
Bild 2-10: Zur laminaren Flammengeschwindigkeit von n-Dekan- und n-Dodekan-Mischungen	30
Bild 2-11: Zur laminaren Flammengeschwindigkeit von Kerosinmischung.....	31
Bild 2-12: Rechnerische Ermittlung der laminaren Flammengeschwindigkeit von Methan-Luft-Mischung	32
Bild 2-13: Rechnerische Ermittlung der laminaren Flammengeschwindigkeit von n-Dekan-Luft-Mischung	32
Bild 2-14: Flammenstrukturdiagramm nach Borghi [59].....	34
Bild 2-15: Flammenstabilisierung nach Lewis und von Elbe [58]	36
Bild 2-16: Luftzersäuberdüse, axialer Schnitt links, radialer Schnitt rechts	38
Bild 2-17: Zur Beschreibung des Rankine-Wirbels am Übergang Drallerzeuger-Brennkammer	42
Bild 2-18: Zur Wirbelstärke	42
Bild 2-19: Zur Entstehung der inneren Rezirkulationszone [78]	45
Bild 2-20: Typisierung der zwei Flammen [7].....	45
Bild 2-21: Zum Rayleigh-Stabilitätskriterium	47
Bild 2-22: Zum Ansaugmechanismus, Quelle Beer et al. [70].....	50
Bild 2-23: Hyperbolische Abhängigkeit des LBO von der spezifischen thermischen Leistung	56
Bild 3-1: Brennkammer, links Draufsicht des optischen Zugangs, rechts axialer Querschnitt nach Merkle [8]...	59
Bild 3-2: Düsenhalter mit oben eingebauter Düse, Stoffströme, Messpunkte für Druck und Temperatur.....	60
Bild 3-3: Axiale Schnitte der untersuchten Düsen	62
Bild 3-4: Axialer Schnitt des Drallmessgeräts	64
Bild 3-5: Zum LDA-Interferenzstreifenmodell	65
Bild 3-6: Zur wellentheoretischen Erklärung des LDA-Prinzips	66
Bild 3-7: Richtungsabhängige Streuintensitätsverteilung (Mie-Theorie), Quelle Ruck [108]	68
Bild 3-8: LDA-Anordnung.....	69
Bild 3-9: PDA-Prinzip	71
Bild 3-10: PDA-Anordnung	71
Bild 3-11: HSI-Anordnung	72
Bild 3-12: Abgassonde.....	73
Bild 4-1: Stabilitätscharakteristik, Umwandlungscharakteristik des kerosinbefeuerten Prototyps	79
Bild 4-2: Prinzipieller Unterschied zwischen der stabilen (links) und der semi-stabilen (rechts) Flamme.....	79
Bild 4-3: Normierte Strömungsfelder, isotherm, stabil reagierend, semi-stabil reagierend	80
Bild 4-4: Normierte mittlere axiale Geschwindigkeit der isothermen Strömung	80
Bild 4-5: Normierte mittlere axiale Geschwindigkeit der stabilen reagierenden Strömung.....	81
Bild 4-6: Normierte mittlere axiale Geschwindigkeit der semi-stabilen reagierenden Strömung	81
Bild 4-7: Axialer Verlauf des relativen Fehlers der Massenbilanz.....	82
Bild 4-8: Normiertes Stromfunktionsfeld isotherm, stabil reagierend, semi-stabil reagierend	83
Bild 4-9: Normierte mittlere tangentielle Geschwindigkeit der isothermen Strömung	84
Bild 4-10: Normierte mittlere tangentielle Geschwindigkeit der stabilen reagierenden Strömung	85
Bild 4-11: Normierte mittlere tangentielle Geschwindigkeit der semi-stabilen reagierenden Strömung	85
Bild 4-12: Normierte mittlere radiale Geschwindigkeit der isothermen Strömung.....	86
Bild 4-13: Normierte mittlere radiale Geschwindigkeit der stabilen reagierenden Strömung	87
Bild 4-14: Normierte mittlere radiale Geschwindigkeit der semi-stabilen reagierenden Strömung.....	87
Bild 4-15: Normierte massespezifische turbulente kinetische Energie der isothermen Strömung.....	88
Bild 4-16: Normierte massespezifische turbulente kinetische Energie der stabil reagierenden Strömung	89
Bild 4-17: Normierte massespezifische turbulente kinetische Energie der semi-stabil reagierenden Strömung...	89
Bild 4-18: Normierte Schwankungsgeschwindigkeiten der isothermen Strömung	90
Bild 4-19: Normierte Schwankungsgeschwindigkeiten der stabil reagierenden Strömung	91

Bild 4-20: Normierte Schwankungsgeschwindigkeiten der semi-stabil reagierenden Strömung.....	92
Bild 4-21: LBV-Verteilungen beider Flammen, überlagerte Strömungsfelder, stabil und semi-stabil	93
Bild 4-22: Verteilungen der mittleren Temperaturen beider Flammen - stabil und semi-stabil	94
Bild 4-23: Verteilungen der CO ₂ -Konzentration beider Flammen, Strömungsfelder, stabil und semi-stabil	95
Bild 4-24: CO-Konzentration beider Flammen, Massenstromdichten beider Sprays. Stabil und semi-stabil.....	96
Bild 4-25: Radiale Profile des ermittelten SMD am Düsenaustritt und am Sprayende des Prototyps	97
Bild 4-26: Energiespektrum des Zeitsignals der axialen Geschwindigkeit der stabil reagierende Strömung	98
Bild 4-27: Energiespektrum des Zeitsignals der axialen Geschwindigkeit der isothermen Strömung	98
Bild 4-28: Bildersequenz des Kerosinsprays der stabilen Flamme am Düsenaustritt	99
Bild 4-29: Bildersequenz des Kerosinsprays der semi-stabilen Flamme am Düsenaustritt	100
Bild 4-30: Kerosinmassenstromflussdichte anhand HSI, stabile Flamme, semi-stabile Flamme	101
Bild 4-31: LBO-Charakteristika, Umwandlungscharakteristik, Referenzbetriebspunkte des Prototyps	102
Bild 4-32: Normierte Strömungsfelder, reagierend mit Methan, stabil reagierend mit Kerosin	103
Bild 4-33: Radiale Profile der normierten mittleren axialen Geschwindigkeit bei der Methanverbrennung	104
Bild 4-34: Normiertes Stromfunktionsfeld, Verbrennung mit Methan, Verbrennung mit Kerosin	105
Bild 4-35: Normierte mittlere radiale Geschwindigkeit bei der Methanverbrennung	105
Bild 4-36: Normierte mittlere tangentielle Geschwindigkeit bei der Methanverbrennung	106
Bild 4-37: Normierte massespezifische turbulente kinetische Energie bei der Methanverbrennung	106
Bild 4-38: Normierte Schwankungsgeschwindigkeiten bei der Methanverbrennung	107
Bild 4-39: LBV-Felder, überlagerte Strömungsfelder, Kerosin und Methan	108
Bild 4-40: Verteilung der CO-Konzentration, überlagerte Strömungsfelder, Kerosinflamme, Methanflamme ..	109
Bild 4-41: Verteilung der CO ₂ -Konzentration, überlagerte Strömungsfelder, Kerosinflamme, Methanflamme	110
Bild 4-42: Reaktionsfortschrittsverlauf, Kerosinverbrennung, Methanverbrennung	111
Bild 4-43: Mittlere Feldtemperatur – Kerosinverbrennung, Methanverbrennung	111
Bild 4-44: Stabilitätsbereich des Prototyps anhand Zeitmaß der Wärmefreisetzung vs. konvektives Zeitmaß ..	114
Bild 4-45: Kritisches Durchmesser Verhältnis vs. Drallzahl, Zuordnung der untersuchten Konfigurationen	116
Bild 4-46: Flammenstabilitätsverläufe, Betriebspunkte, Umwandlungscharakteristik am Prototyp	117
Bild 4-47: Normierte Strömungsfelder der isothermen Strömungen, Modell, Prototyp	118
Bild 4-48: Normierte Strömungsfelder der reagierenden Strömungen, Modell, Prototyp	119
Bild 4-49: Normierte mittlere axiale Geschwindigkeit der reagierenden Strömung am Modell.....	120
Bild 4-50: Normierte mittlere radiale Geschwindigkeit der reagierenden Strömung am Modell	120
Bild 4-51: Normierte mittlere tangentielle Geschwindigkeit der reagierenden Strömung am Modell	121
Bild 4-52: Normierte massespezifische turbulente kinetische Energie der reagierenden Strömung am Modell.	121
Bild 4-53: Normierte Schwankungsgeschwindigkeiten der reagierenden Strömung am Modell.....	122
Bild 4-54: Normiertes Stromfunktionsfeld, Modell, Prototyp	123
Bild 4-55: Mittlere Feldtemperatur – Modell, Prototyp	124
Bild 4-56: Radiale Profile des ermittelten SMD am Düsenaustritt und am Sprayende, Modell, Prototyp	125
Bild 4-57: Zerstäubungsbetriebspunkte beider Konfigurationen im Hsiang-und-Faeth-Diagramm [17].....	126
Bild 4-58: Qualitativer Vergleich der Kerosinmassenstromdichten anhand PDA – Model, Prototyp	126
Bild 4-59: Bildersequenz des Kerosinsprays der skalierten Flamme am Düsenaustritt	127
Bild 4-60: Energiespektrum des Zeitsignals der axialen Gasgeschwindigkeit, Modellkonfiguration, reaktiv	128
Bild 4-61: Kerosinmassenstromflussdichte am Modell anhand HSI.....	129
Bild 4-62: Flammenstabilitätsbereich, Zeitmaß der Wärmefreisetzung vs. konvektives Zeitmaß	131
Bild 4-63: Flammenstabilitätscharakteristik der untersuchten Konfigurationen nach dem Pe -Kriterium	132

7. Literaturverzeichnis

- [1] Lefebvre, A.H. *Gas Turbine Combustion*. McGraw-Hill, 1983.
- [2] Huang, Y., Yang, V. *Dynamics and stability of lean-premixed swirl-stabilized combustion*. Progress in Energy and Combustion Science, 2009. S. 293-364.
- [3] Zeldovich, Ya. B., Sadvnikov, P. Y., Frank-Kamenetski, D. A. *Oxidation of Nitrogen in Combustion*. Moscow: Academy of Sciences of the USSR, 1947.
- [4] Günther, R. *Verbrennung und Feuerungen*. Berlin, Heidelberg: Springer, 1974.
- [5] Turns, S. *An Introduction to Combustion*. Second Edition: McGraw-Hill, 1993.
- [6] Hillemanns, R. *Das Strömungs- und Reaktionsfeld sowie Stabilisierungseigenschaften von Drallflammen unter dem Einfluss der inneren Rezirkulationszone*. Karlsruhe: Dissertation, Universität Karlsruhe (TH), 1988.
- [7] Schmittl, P. *Untersuchungen zum Stabilisierungsmechanismus von eingeschlossenen turbulenten Flammen mit innerer Rezirkulationszone*. Aachen: Dissertation, Shaker, 2001.
- [8] Merkle, K. *Einfluss gleich- und gegensinniger Drehrichtung der Verbrennungsluftströme auf die Stabilisierung turbulenter Doppeldrall-Diffusionsflammen*. Karlsruhe: Dissertation, Universitätsverlag Karlsruhe, 2006.
- [9] Fokaides, P. and Zarzalis, N. *Lean Blowout Dynamics of a Lifted Stabilized, Non-Premixed Swirl Flame*. Proceedings of European Combustion Meeting, 2007. Bde. vol. 7-2.
- [10] Warnatz, J., Maas, U., Dibble, R.W. *Verbrennung*. Heidelberg: Springer-Verlag, 1997.
- [11] Chiu, H.H., Liu, T.M.: *Group Combustion of Liquid Droplets*. Combustion Science and Technology, 1977, Bd. 17, S. 127-142.
- [12] Beck C.H., Koch R., Bauer H.-J. *Identification of droplet burning modes in lean, partially prevaporized swirl-stabilized spray flames*. Proceedings of the Combustion Institute, 2009. S. 2195–2203. Bd. 32.
- [13] Yule, A.J., Bolado, R. *Fuel Spray Burning Regime and Initial Conditions*. Combustion and Flame, 1984. S. 1-12. Bd. 55.
- [14] Ballal, D.R., Lefebvre, A.H. *Flame Propagation in Heterogeneous Mixtures of Fuel Droplets, Fuel Vapor and Air*. Eighteenth Symposium (International) on Combustion, Pittsburgh, 1980. S. 321-328.
- [15] Bayvel, L.P., Orzechowski, Z. *Liquid Atomization*. Taylor & Francis, 1993. S. 252-266.

- [16] Hinze, J.O. *Fundamentals of the Hydrodynamic Mechanism of Splitting in Dispersion Processes*. AIChE J, 1955. S. 289-295. Bd. 1.
- [17] Hsiang, L.-P., Faeth, G.M. *Drop Deformation and Breakup Due to Shock Wave and Steady Disturbances*. International Journal of Multiphase Flow, 1995. S. 545-560. Bd. 21.
- [18] Lefebvre, A.H. *Atomization and Sprays*. Hemisphere Publishing Corporation, 1989.
- [19] Sojka, P. *Sprays*. Vorlesung an der Universität Karlsruhe, Institut für thermische Strömungsmaschinen, 2008.
- [20] Rosin, P., Rammler, E. *The Laws Governing the Fineness of Powdered Coal*. Inst. Fuel, 1933. S. 29-36. Bd. 7.
- [21] Nukiyama, S., Tanasawa, Y. *Experiments on the Atomization of Liquids in an Airstream*. Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, 1939. S. 68-75. Bd. 5.
- [22] Weiss, M.A., Worsham, C.H. *Atomization in High Velocity Air-Streams*. ARS J., 1959. S. 252-259. Bd. 29.
- [23] Wetzel, R.H., Marshall, W.R. *Venturi Atomization*. AIChE National Meeting, 1954.
- [24] Guerét, C. *Elaboration d'un modele cinétique pour l'oxydation du kerosene et d'hydrocarbures représentatifs*. Université d'Orleans: These de Doctorat, 1989.
- [25] Rachner, M. *The Properties of Kerosene Jet A-1*. Institut für Antriebstechnik des DLR, Köln: DLR-Mitteilung 98-01, 1998.
- [26] Nguyen, H.L., Ying, S.-J. *Critical Evaluation of Jet-A spray combustion using propane chemical kinetics in gas turbine combustion simulated by KIVA-II*. AIAA-90-2439, Orlando, Florida, July 16-18, 1990.
- [27] Faith, L.E., Ackerman, G.H., Henderson, H.T. *Heat sink capability of Jet A fuel: heat transfer and coking studies*. NASA CR-72951, 1971.
- [28] Gauthier, J.E.D., Bardon, M.F., Rao, V.K. *Combustion characteristics of multi-component fuels under cold starting conditions in a gas turbine*. ASME91-GT-109, Orlando, Florida, June 3-6, 1991.
- [29] Gracia-Salcedo, C.M., Brabbs, T.H., McBride, B.J. *Experimental verification of the thermodynamic properties for a Jet-A fuel*. NASA TM 101475, 1988.
- [30] Spadaccini, L.J., TeVelde, J.A. *Autoignition characteristics of aircraft-type fuels*. Combustion and Flame, 1982. S. 283-300. Bd. 46.
- [31] Drallmeier, J.A., Peters, J.E. *Optical constants of liquid isooctane at 3.39 μm* . Applied Optics, 1990. S. 1040-1045. Bd. 29.

- [32] Lefebvre, A.H., Miller, D. *The Development of an air Blast Atomizer for Gas Turbine Application*. CoA-Report-AERO-193: College of Aeronautics, Cranfield, England, 1966.
- [33] Zarzalis, N. *Angewandte Verbrennungstechnik, Skriptum zur Vorlesung*. Universität Karlsruhe (TH), 2010.
- [34] Strehlow. *Combustion Fundamentals*. New York : McGraw-Hill, 1985.
- [35] Ballal, D.R., Lefebvre, A.H. *Ignition and Flame Quenching at Flowing Heterogeneous Fuel-Air Mixtures*. Combustion and Flame, 1979. S. 155-168. Bd. 35.
- [36] Reynolds, O. *On the Dynamical Theory of Incompressible Viscous Fluids and the Determination of the Criterion*. Philosophical Transactions of the Royal Society, 1895. S. 123-164. Bd. 186.
- [37] Lackmann, J. *Eindimensionale Strömungen zäher Newtonscher Flüssigkeiten (Rohrhydraulik)*. 20. Auflage. Dubbel Taschenbuch für den Maschinenbau : Springer. S. B49. Bd. 6.
- [38] Hinze, J.O. *Turbulence*. McGraw-Hill, 1975.
- [39] Zierep, J. *Grundzüge der Strömungslehre*. Karlsruhe : Verlag G.Braun, 1982.
- [40] Schlichting, H., Gersten, K. *Grenzschicht-Theorie*. 9. Auflage. Springer-Verlag, 1997.
- [41] Hirschfelder, J.O., Curtiss, C.F., Bird, R.B. *Molecular Theory of Gases and Liquids*. Wiley, 1964.
- [42] Boussinesq, J. *Théorie de l'écoulement tourbillant*. Mém. Prés. Acad. Sci., 1877. S. 46. Bd. 22.
- [43] Prandtl, L. *Bericht über Untersuchungen zur ausgebildeten Turbulenz*. Zeitschrift über angewandte Mathematik und Mechanik, 1925. S. 136-139. Bd. 5.
- [44] Hirsch, C. *Ein Beitrag zur Wechselwirkung von Turbulenz und Drall*. Universität Karlsruhe (TH): Dissertation, 1995.
- [45] Fokaides, P.A. *Experimentelle Analyse der Stabilisierungseigenschaften von abgehobenen eingeschlossenen nicht-vorgemischten Drallflammen*. Universität Karlsruhe (TH): Dissertation, 2009.
- [46] Hellat, J. *Turbulente Strömung und Mischung in Erdgas-Diffusionsflammen mit Luftdrall*. Universität Karlsruhe (TH): Dissertation, 1979.
- [47] Richardson, L.F. *Weather Prediction by Numerical Process*. Cambridge: Cambridge University Press, 1922.

- [48] Kolmogorov, A.N. *The local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds Numbers*. Series A. Proceedings of the Royal Society of London, 1991. S. 9-13. Bd. 434.
- [49] Pope, S.B. *Turbulent Flows*. Cambridge University Press, 2000.
- [50] Zarzalis, N. *Skript zur Vorlesung "Auslegung einer Gasturbinenbrennkammer"*. Karlsruhe: Universität Karlsruhe (TH), 2009.
- [51] Vagelopoulos, C.M., Egolfopoulos, F.N. *Direct Experimental Determination of Laminar Flame Speeds*. Twenty-Seventh Symposium (International) on Combustion, 1998. pp. 513-519.
- [52] Peters, N. *Turbulent Combustion*. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2004.
- [53] Kumar, K., Sung, C.J. *Laminar flame speeds and extinction limits of preheated n-decane/O₂/N₂ and n-dodecane/O₂/N₂ mixtures*. Combustion and Flame, 151, pp. 209-224, 2007.
- [54] Kumar, K., Sung, C.J., Hui, X. *Laminar Flame Speeds and Extinction Limits of Conventional and Alternative Jet Fuels*. 47-th AIAA Aerospace Science Meeting, AIAA 2009-991, 2009.
- [55] Kern, M. *persönliche Mitteilung*. Cantera Source Code. [Online] 24.10.2010 <http://code.google.com/p/cantera/downloads/list>.
- [56] Kern, M. *persönliche Mitteilung*. GRI-MECH 3.0. Gregory P. Smith, David M. Golden, Michael Frenklach, Nigel W. Moriarty, Boris Eiteneer, Mikhail Goldenberg, C. Thomas Bowman, Ronald K. Hanson, Soonho Song, William C. Gardiner, Jr., Vitali V. Lissianski, and Zhiwei Qin http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/. [Online] 24.10.2010
- [57] Warnatz, J., Muharama, Y. *Kinetic modelling of the oxidation of large aliphatic hydrocarbons using an automatic mechanism generation*. Physical Chemistry Chemical Physics. 31 (9) 4218–4229, 2007.
- [58] Lewis, B., von Elbe, G. *Stability and Structure of Burner Flames*. The Journal of Chemical Physics, 1943. S. 75-97.
- [59] Borghi, R. *On the Structure and Morphology of Turbulent Premixed Flames*. Recent advances in the aerospace sciences, S. 117-138. New York, Plenum Press, 1985
- [60] Damköhler, G. *Der Einfluss der Turbulenz auf die Flammgeschwindigkeit in Gasgemischen*. Zeitschrift für Elektrochemie und Angewandte Physikalische Chemie, 1940. S. 601-652. Bd. 11.
- [61] Schmid, H.P. *Ein Verbrennungsmodell zur Beschreibung der Wärmefreisetzung von vorgemischten turbulenten Drallflammen*. Universität Karlsruhe (TH): Dissertation, 1995.

- [62] Putnam, A.A., Jensen, R.A. *Application of Dimensionless Numbers to Flash-back and Other Combustion Phenomena*. 3rd Symposium (International) on Combustion, 1949. S. 369-375.
- [63] Kremer, H. *Kennzahlen zur Beurteilung der Stabilität von Vormischflammen*. Gaswärme International, 1971. S. 101-106. Bd. 20.
- [64] Liu, Y. *Untersuchung zur stationären Ausbreitung turbulenter Vormischflammen*. Universität Karlsruhe (TH): Dissertation, 1991.
- [65] Leisenheimer, B. *Zum Ausbreitungsverhalten von Deflagrationsfronten in laminaren und turbulenten Brenngas/Luft-Gemischen innerhalb geschlossener Behälter*. Universität Karlsruhe (TH): Dissertation, 1997.
- [66] Ziegler, M. *Untersuchungen zur Ausbreitung stationärer, turbulenter Vormischflammen unter besonderer Berücksichtigung bevorzugter Diffusion*. Universität Karlsruhe (TH): Dissertation, 1998.
- [67] Brutscher, T. *Experimentelle und theoretische Untersuchungen zur Entflammung und Flammenausbreitung bei funkgezündeten Brenngas-Luft-Gemischen unter besonderer Berücksichtigung bevorzugter Diffusion*. Universität Karlsruhe (TH): Dissertation, 2003.
- [68] Zukoski, E.E., Marble, F.E. *Experiments Concerning the Mechanism of Flame Blowoff from Bluff Bodies*. Proceedings of the Gas Dynamics Symposium on Aerothermochemistry, 1956.
- [69] Syred, N., Chigier, J.A., Beer, J.M. *Flame Stabilization in Recirculation Zones of Jets with Swirl*. 13th Symposium (International) on Combustion, 1970. S. 617-624.
- [70] Beer, J.M., Chigier, N.A. *Combustion Aerodynamics*. London: Applied Science Publishers, 1972.
- [71] Leuckel, W. *Swirl Intensities, Swirl Types and Energy Losses of Different Swirl Generating Devices*. IFRF-Doc. No. G02/a/16, 1967.
- [72] Kerr, N.M., Fraser D. *Swirl Part I: Effect on Axissymmetrical Turbulent Jets*. 1965. Journal of the Institute of Fuel. S. 519-526.
- [73] Hall, M.G. *Vortex Breakdown*. Annual Review of Fluid Mechanics, 1972. S. 195-217. Bd. 4.
- [74] Leibovich, S. *Vortex Stability and Breakdown: Survey and Extension*. AIAA Journal, 1984. S. 1192-1206. Bd. 22.
- [75] Schmid, C. *Drallbrenner-Simulation durch Starrkörperwirbel-Strömungen unter Einbeziehung von drallfreier Primärluft und Verbrennung*. Universität Karlsruhe (TH): Dissertation, 1991.

- [76] Hoffmann, S. *Untersuchungen des Stabilisierungsverhaltens und der Stabilitätsgrenzen von Drallflammen mit innerer Rückströmzone*. Universität Karlsruhe (TH): Dissertation, 1994.
- [77] Holzäpfel, F. *Zur Turbulenzstruktur freier und eingeschlossener Drehströmungen*. Universität Karlsruhe (TH): Dissertation, 1996.
- [78] Maier, P. *Untersuchung turbulenter isothermer Drallstrahlen und turbulenter Drallflammen*. Universität Karlsruhe (TH): Dissertation, 1967.
- [79] Lord Rayleigh *On the Dynamics of Revolving Fluids*. Proceedings of the Royal Society, 1916. 93, pp. 148-154.
- [80] Leuckel, W., Fricker, N. *Further experiments on turbulent exchange in swirling flows through air annular channel*. IFRF Doc. Nr. G02/a/19, 1970.
- [81] Gupta, A.K., Beer, J.M., Swithenbank, J. *Concentric Multi-Annular Swirl-Burners: Stability Limits and Emission Characteristics*. 16th Symposium (International) on Combustion, 1976. S. 79-91.
- [82] Ateshkadi, A., McDonell, V.G., Samuelson, G.S. *Effect of Hardware Geometry on Gas and Drop Behavior in a Radial Mixer Spray*. 27th Symposium (International) on Combustion, 1998. S. 1985-1992.
- [83] Ateshkadi, A., McDonell, V.G., Samuelson, G.S. *Lean Blowout Model for a Spray-Fired Swirl-Stabilized Combustor*. Proceedings of the Combustion Institute, 2000. S. 1281-1288. Bd. 28.
- [84] Spalding, D.B. *Theoretical Aspects of Flame Stabilization*. Aircraft Engineering: Journal of the Aeronautical Engineering, 1953. S. 264-268. Bd. 25.
- [85] Andrews, G.E., Ahmed N.T., Phylaktou, R., King, P. *Weak Extinction In Low NO_x Gas Turbine Combustion*. Proceedings of ASME Turbo Expo 2009: Power for Land, Sea and Air, 2009.
- [86] Kiesewetter, F. *Modellierung des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens in Vormischbrennern*. TU München: Dissertation, 2005.
- [87] Kasabov, P. *Pressure Dependence of the Stability Limits and the NO_x Exhaust Gas Concentrations in Case of Swirl-Stabilized, Diffusion Flames Burning in a Lift-off Regime*. Proceedings of ASME Turbo Expo 2009: Power for Land, Sea and Air, 2009.
- [88] Bafuwa, G.C., Maccalum, R.L. *Flame Stabilization in Swirl Jets*. European Symposium of the Combustion Institute, 1973. S. 565-570.
- [89] Beltagui, S.A., Maccallum, N.R.L. *Stability Limits of Free Swirling Premixed Flames: Part II. Theoretical Prediction*. Journal of the Institute of Energy, 1986.

- [90] Thring, M. W. and Newby, M. P. *Combustion Length of Enclosed Turbulent Jet Flames*. 1953. S. 785-796.
- [91] Fu, Y., Cai, J., Jeng, S.-M., Mongia, H. *Confinement Effects on the Swirling Flow of a Counter-Rotating Swirl Cup*. Proceedings of GT2005 ASME Turbo Expo 2005: Power for Land, Sea and Air, 2005.
- [92] Fanaca, D. *Comparison of the Flow Field of a Swirl Stabilised Premixed Burner in an Annular and a Single Burner Combustion Chamber*. Proceedings of ASME Turbo Expo 2009: Power for Land, Sea and Air, 2009.
- [93] Beer, J.M. *The Significance of Modelling*. Journal of the Institute of Fuel, 1966.
- [94] Spalding, D.B. *The Art of Partial Modeling*. 9th Symposium (International) on Combustion, 1962. S. 833-843.
- [95] Zarzalis, N. *persönliche Mitteilung*, 2010.
- [96] Deacon, W. *A survey of the current state of the art in gas turbine combustion chamber design*. Institution of Mechanical Engineers: Technical Advances in Gas Turbine Design, 1969.
- [97] Weber, R. *Scaling Characteristics of Aerodynamics, Heat Transfer, and Pollutant Emissions in Industrial Flames*. 26th Symposium (International) on Combustion, 1996. S. 3343-3354.
- [98] Hawthorne, W.R., Wedell, D.S., Hottel, H.C. *Mixing and Combustion in Turbulent Gas Jets*. Third Symposium (International) on Combustion, Pittsburgh, 1949. S. 226.
- [99] Leuckel, W.: *Hochtemperatur-Verfahrenstechnik*, Vorlesungs Nr. 22-605 der Universität Karlsruhe, 1994
- [100] Sadakata, M. Hirose, Y. *Scaling law for emission of pollutant from combustion furnace*. Fuel, 1994. S. 1338. Bd. 73.
- [101] Smart J.P., Weber, R. *Reduction of NO_x and optimisation of burnout with an aerodynamically air-staged burner and an air-staged precombustor burner*. Journal of the Energy Institute, 1989. S. 62-237.
- [102] Kalghatgi, G. *Blow-Out Stability of Gaseous Jet Diffusion Flames. Part I: In Still Air*. Combustion Science and Technology, 1981, pp. 233-239.
- [103] Feikema, D., Chen, R.-H., Driscoll, J.F. *Enhancement of flame blowout limits by the use of swirl*. Combustion and Flame, 1990, p. 183, Vol. 80.

- [104] Minx, E. *Über die Staukörperstabilisierung turbulenter Diffusionsflammen an Brennern mit zentraler Brenngas- und ringförmiger Luftzufuhr*. RWTH Aachen: Dissertation, 1969.
- [105] Prade, B. *Experimentelle und theoretische Untersuchung zum Ablaseverhalten von turbulenten Stauscheibendiffusionsflammen*. Universität Karlsruhe (TH): Dissertation, 1993.
- [106] Rawe, R. *Über die Drallstabilisierung frei brennender turbulenter Diffusionsflammen mit zentraler, radialer Gaszufuhr*. Ruhr Universität Bochum: Dissertation, 1978.
- [107] Schmittel, P., Lenze, B., Leuckel, W. *Messungen zur Stabilität turbulenter, eingeschlossener Drallflammen unter Variation der Einflußgrößen*. Deutsch-Niederländischer Flammentag, VDI-Bericht 1313, 1997. S. 121-126.
- [108] Ruck, B. *Laser-Doppler-Anemometrie*. Stuttgart: AT-Fachverlag GmbH, 1987.
- [109] Maiman, T. H.,. *Stimulated optical radiation in ruby*. Nature, 1960. S. 493-494.
- [110] Maiman, T.H. *Optical maser action in ruby*. British Communications & Electronics, 1960. S. 674-675.
- [111] Javan, A., Bennet, W.R., Herriot, D.R. *Population inversion and continuous optical maser oscillation in a gas discharge containing a HeNe mixture*. Physical Review Letters, 1961. S. 106-110.
- [112] Yeh, Y., Cummins, H.H. *Localized Fluid Flow Measurements with a HeNe Laser Spectrometer*. Applied Physics Letters, Vol. 4, No. 10, 1964. S. 176-178.
- [113] Foreman, J.W.Jr., George, E.W., Lewis, R.D. *Measurement of localized flow velocities in gases with a laser doppler flowmeter*. Applied Physics Letters, 1965. S. 77-80. Bd.7.
- [114] Mie, G. *Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen*. Annalen der Physik, 4. Folge, Band 25, 1908.
- [115] Dantec. www.dantecdynamics.com. [Online] 28.10.2009.
- [116] Albrecht, H.-E., Borys, M., Damaschke, N., Tropea, C. *Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques*. Berlin, Heidelberg: Springer, 2003.
- [117] Marinov, S., Zarzalis, N., Turrini, F., Peschiulli, A. *Spray Characteristic Investigation of a Kerosene Fuelled Swirl Flame*. SPEIC10 Towards sustainable combustion, Tenerife 16-18 June 2010.
- [118] Brutscher, T., Lenze, B. *Einfluß der Probenahmemessetechnik bei der NOx Messung mit gekühlten Meßsonden*. Gaswärme International, 1998. S. 466-472. Bd. 139.

- [119] APR1533, SAE. *Procedure for the calculation of gaseous emissions from aircraft turbine engines*. SAE, 1994.
- [120] Marinov, S., Kern, M., Zarzalis, N., Merkle, K., Peschiulli, A., Turrini, F., Sara, O.N. *On Swirl Stabilized Flame Characteristics Near the Weak Extinction Limit*. Proceedings of ASME Turbo Expo 2010: Power for Land, Sea and Air, 2010.
- [121] EN 60584-1, German Version (IEC 584-1:1995). *Thermopaare, Teil 1: Grundwerte der Thermospannungen*, 1995.
- [122] 1319-4, DIN. *Grundlagen der Messtechnik, Teil 4: Auswertung von Messungen, Messunsicherheit*, Februar 1999.
- [123] ISO, International Organization of Standardization. *Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement*. Genf, 1993.
- [124] Czichos, H. *Messtechnik*. 20. Auflage. Dubbel Taschenbuch für den Maschinenbau: Springer, W4.
- [125] Strouhal, V. *Über eine besondere Art der Tonerregung*. Annalen der Physik und Chemie, 1878. S. 216-251.
- [126] Syred, N. *A review of oscillation mechanisms and the role of the precessing vortex core (pvc) in swirl combustion systems*. Progress in Energy and Combustion Science, 2006. S. 93-161. Bd. 32.
- [127] Gouldin, F., Halthore, R. N., Vu, B.T. *Periodic oscillations observed in swirling flows with and without combustion*. 20th Symposium (International) on Combustion, 1984. S. 269-276.
- [128] Froud, D., O'Doherty, T., Syred, N. *Phase averaging of the precessing vortex core in a swirl burner under piloted and premixed combustion conditions*. Combustion and Flame, 1995. Bd. 100.
- [129] Fokaides, P., Weiß, M., Kern, M. Zarzalis, N. *Experimental and numerical investigation of swirl induced self-excited instabilities at the vicinity of an airblast nozzle*. Flow, Turbulence and Combustion, 2009. S. 511-533. Bd. 83.
- [130] Fick, W., Griffiths, A.J., O'Doherty, T. *Visualisation of the precessing vortex core in an unconfined swirling flow*. Optical Diagnostics in Engineering, 1997. S. 19-31. Bd. 2.
- [131] Gupta, A., K., Lilley, D., G., Syred, D. *Swirl Flows*. Cambridge: Abacus Press, 1984.
- [132] Vukadinovic, V., Habisreuther, P. Zarzalis, N. *Experimentall Study On The Influence Of Pressure And Temperature On The Burning Velocity And Markstein Number Of JET A-1 Kerosene*. Proceedings of ASME Turbo Expo 2010: Power for Land, Sea and Air, 2010.

- [133] Incropera, F., DeWitt, D. *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*. John Wiley & Sons, 4th edd., 1996.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name Svetoslav Mladenov Marinov
Geburtstag 21.11.1974
Geburtsort Sofia, Bulgarien
Familienstand verheiratet, 2 Kinder

Schulausbildung

1981-1988 Grundschule in Sofia
1988-1993 91. Gymnasium mit Deutschunterricht „Prof. Konstantin Galabov“ in Sofia
Abschluss Abitur

Studium

1993-1997 Studium des Maschinenbaus an der TU Sofia, FDIBA (Fakultät für Deutsche Industrie- und Betriebswirtschafts-ausbildung)
1997-2001 Studium des Maschinenbaus an der Universität Karlsruhe (TH)
Abschluss Diplom (Dipl.-Ing.)

Berufliche Tätigkeit

2001-2006 Ingenieur im Bereich Automatisierung bei Robert Bosch GmbH, Stuttgart
2006-2010 Wissenschaftlicher Mitarbeiter an KIT, Engler-Bunte-Institut, Bereich Verbrennungstechnik, Karlsruhe
Seit 2011 Ingenieur im Bereich Kraftwerktechnik, Siemens AG

