

Experimentelle und theoretische Untersuchung der Stabilität von turbulenten vorgemischten Strahlflammen

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

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

**genehmigte
Dissertation**

von

M. Sc.

Alexander Schwagerus

aus Talgar

Tag der mündlichen Prüfung:
Erstgutachter:
Zweitgutachter:

29.08.2025
Prof. Dr.-Ing. Nikolaos Zarzalis
Prof. Dr.-Ing. Dieter Stapf

Abstract

In recent decades, swirl-stabilized flames have been widely employed in gas turbine combustion systems due to their superior aerodynamic stabilization compared to bluff-body and simple jet flames. However, expanding the stable operating range of such systems requires exploring alternative burner designs. This study investigates an array of non-swirling jet flames, referred to as a matrix burner, as a potential alternative configuration.

Flame dynamics and flow field behavior are examined using a combination of computational fluid dynamics (CFD) simulations and experimental methods. In this configuration, the interaction between adjacent flames is crucial for understanding the underlying mechanisms of flame stabilization. The research focuses on identifying lean blowout limits and assessing the impact of key thermodynamic and geometric parameters. Several nozzle geometries, differing in selected design aspects, are evaluated. A validated CFD framework is developed to accurately predict blowout behavior under various operating conditions. Additionally, analytical correlations are formulated to relate blowout limits to influencing parameters.

The results enhance the understanding of flame stability mechanisms in multi-jet configurations and offer practical insights for optimizing and designing modern gas turbine combustion system designs.

Kurzfassung

In den vergangenen Jahrzehnten wurden drallstabilisierte Flammen aufgrund ihrer aerodynamischen Stabilisierungseigenschaften im Vergleich zu staukörperstabilisierten Flammen oder einfacher Strahlflammen häufig in Gasturbinenbrennkammern eingesetzt. Die Erweiterung des stabilen Betriebsbereichs solcher Systeme erfordert jedoch die Untersuchung alternativer Brennerkonzepte. Die vorliegende Studie untersucht eine Anordnung nicht-verdrallter Strahlflammen, im Folgenden als Matrixbrenner bezeichnet, als potenzielle alternative Konfiguration.

Die Flammendynamik sowie das Strömungsverhalten dieses Matrixbrenners werden mittels einer Kombination aus numerischen Strömungssimulationen (CFD) und experimentellen Methoden analysiert. In dieser Konfiguration ist die Wechselwirkung zwischen benachbarten Flammen von zentraler Bedeutung für das Verständnis der zugrunde liegenden Stabilisationsmechanismen. Der Forschungsschwerpunkt liegt dabei auf der Bestimmung der mageren Abblasegrenze sowie der Analyse des Einflusses zentraler thermodynamischer und geometrischer Parameter. Dazu werden verschiedene Düsenkonfigurationen untersucht, die sich in charakteristischen geometrischen Parametern unterscheiden. Zur präzisen Vorhersage des Abblasverhaltens unter variierenden Betriebsbedingungen wird ein CFD-Setup entwickelt und validiert. Zuletzt werden analytische Korrelationen abgeleitet, die die Abblasgrenzen mit fundamentalen Einflussgrößen verknüpfen.

Die Ergebnisse tragen zum vertieften Verständnis der Stabilitätsmechanismen in Mehrstrahlbrennern bei und liefern fundierte Erkenntnisse für die Optimierung und Auslegung moderner Gasturbinenbrennkammern.

Danksagung

Zunächst möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Nikolaos Zarzalis für die Betreuung meiner wissenschaftlichen Tätigkeit und für die Möglichkeit zur Promotion bedanken. Insbesondere für das mir entgegengebrachte Vertrauen und die interessante Aufgabenstellung, die einen wichtigen Beitrag zum Gelingen der Arbeit geleistet hat, möchte ich mich herzlich bedanken. Herrn Prof. Dieter Stapf danke ich für sein Interesse an meiner Arbeit und für die Übernahme des Korreferats.

Allen Mitarbeitern der Verbrennungstechnik am Engler-Bunte-Institut danke ich für die herzliche und kollegiale Atmosphäre, aus der ich eine Vielzahl an schönen Erinnerungen in mein Leben mitnehme.

Besonderer Dank gilt Peter Habisreuther, der mich bei meinem Projekt direkt unterstützt hat, immer ein offenes Ohr für Anliegen aller Art hatte und mit seinem breiten Wissensschatz stets interessante Denkanstöße lieferte.

Auch Feichi Zhang und Christof Weis möchte ich für ihre Diskussionsfreude und das Teilen ihres unerschöpflichen Wissens über die Solver danken. Dadurch konnte ich die typischen Stolpersteine der Numerik schnell überwinden und schon früh gute Ergebnisse erzeugen.

Weiterhin auch ein Danke an all die Leute im "Hintergrund", die es uns überhaupt erst ermöglichen uns auf die Wissenschaft zu konzentrieren. Dabei sind insbesondere Walter Pfeffinger, Patricia Pfeifle, Annika Wolf, als auch alle Mitarbeiter der Werkstatt zu erwähnen.

Zu guter Letzt möchte ich mich bei meinen Eltern bedanken, die mich ermutigt haben, diesen Weg einzuschlagen und mich immer unterstützt haben.

Inhaltsverzeichnis

Abstract	i
Kurzfassung	iii
Danksagung	v
Notation	xi
1 Einleitung	1
1.1 Motivation	1
1.2 Zielsetzung dieser Arbeit	3
2 Erhaltungsgleichungen der Strömungsmechanik	5
2.1 Grundgleichungen der CFD	5
2.1.1 Erhaltung der Gesamtmasse	5
2.1.2 Bilanz des Impulses	6
2.1.3 Bilanzgleichung der Speziesmassen	7
2.1.4 Erhaltung der Energie	8
3 Grundlagen der Modellierung turbulenter Strömungen	11
3.1 Beschreibung der Turbulenz	11
3.2 Turbulenztheorie nach Kolmogorov	13
3.3 Bestimmung des integralen Längenmaßes der Turbulence	15
3.4 Turbulenzmodellierung	17
3.5 Favre-Filterung der Transportgleichungen	19
3.6 Wirbelviskositätsmodelle	20

3.6.1	Das klassische Smagorinsky Modell	21
3.6.2	WALE Modell	22
3.6.3	LES Filter	23
3.6.4	Modellierung der Einlassturbulenz mithilfe eines Turbulenzgenerator	23
4	Grundlagen der Verbrennungsmodellierung	27
4.1	Allgemeine Flammentheorie und Flammengeschwindigkeit	28
4.2	Chemische Längen- und Zeitskala	34
4.3	Löschabstand	36
4.4	Flammen in turbulenten Geschwindigkeitsfeldern	38
4.5	Flammenstabilität	42
4.6	Grundlagen der Reaktionskinetik	48
4.7	Reduktion der reaktiven Gleichungen mithilfe eines Modellsystems	50
4.8	Modellreaktoren	53
4.8.1	Idealer Satzreaktor	53
4.8.2	Eindimensionale, laminare Vormischflamme	54
4.8.3	Gegenstromdiffusionsflamme	55
4.9	Erstellung der chemischen Tabellen	56
4.10	Turbulent flamespeed closure	57
4.10.1	Flammenoberflächendichte-Modelle	58
4.10.2	Zimont Modell	59
4.10.3	Kolmogorov-Petrovsky-Piscounov Theorem	60
4.11	Verbundwahrscheinlichkeitsdichtemodell	65
4.11.1	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen	66
5	Brennersystem	73
5.1	Düsen des Matrixbrenners	73
5.2	Beschreibung des untersuchten Brennersystems	75
6	Messtechnik	79
6.1	Laser-Doppler-Anemometrie	79
6.2	Abgasuntersuchung	84

7	Numerischer Aufbau	87
7.1	Allgemeines numerisches Setup	87
7.2	Beschreibung des numerischen Rechengebietes	89
8	Allgemeine Charakteristiken des Matrixbrenners	93
8.1	Nicht-reaktives Strömungsfeld und Reynoldsähnlichkeit	93
8.2	Allgemeines Erscheinungsbild der Flamme	103
8.2.1	Verhalten der Flammenform unter Nutzung des TFC-Modells	104
8.2.2	Verhalten der Flammenform unter Nutzung des JPDF-Modells	106
8.3	Bestimmung der Flammenform	109
9	Untersuchung der Flammenstabilität	115
9.1	Messung der Flammenstabilitätsgrenzen	115
9.2	Numerische Berechnung der Abblasegrenzen	119
9.2.1	Flammenphänomenologie nahe des Abblasens	120
9.2.2	Numerische Bestimmung des Abblasepunktes	124
10	Analytische Korrelation der Flammenstabilität	131
10.1	Korrelation der mageren Abblasegrenzen	131
10.1.1	Korrelation der experimentellen bestimmten Abblasegrenzen	133
10.1.2	Vergleich der numerisch berechneten Abblaserechnungen mit den Experimenten	136
10.2	Korrelation zur Vorhersage des Flammenumschlages	141
11	Zusammenfassung	145
	Literatur	151

Nomenklatur

Lateinische Variablen

A	$[m^2]$	Fläche
A_{Zim}	$[-]$	Parameter im Zimont-Modell
a	$[m^2 s^{-1}]$	Temperaturleitfähigkeit
B	$[n.d.]$	Frequenzfaktor
b	$[-]$	Filterkoeffizient
C	$[-]$	Konstante
C	$[mol\ m^{-3}]$	auch: Molare Spezieskonzentration
c	$[-]$	Reaktionsfortschritt
c_p	$[J\ kg^{-1}K^{-1}]$	Isobare spezifische Wärmekapazität
D	$[m^2 s^{-1}]$	Diffusionskoeffizient
DR	$[-]$	Versperrungsverhältnis
d_L	$[m]$	Löschabstand
e	$[J\ kg^{-1}]$	Spezifische innere Energie
E_A	$[J\ mol^{-1}]$	Aktivierungsenergie
\mathcal{F}	$[-]$	Verteilungsfunktion
f	$[-]$	Mischungsbruch
f_D	$[s^{-1}]$	Dopplerfrequenz
g	$[s^{-1}]$	Wandnaher Geschwindigkeitsgradient
h	$[J\ kg^{-1}]$	Spezifische Enthalpie
h_u	$[J\ kg^{-1}]$	Unterer Heizwert

j	$[kg\ m^{-2}s^{-1}]$	Diffusionsstromdichte
j^q	$[W\ m^{-2}]$	Energiestromdichte
$j^{q,c}$	$[W\ m^{-2}]$	Konvektive Energiestromdichte
$j^{q,d}$	$[W\ m^{-2}]$	Massendiffusive Energiestromdichte
k	$[n.d.]$	Reaktionsgeschwindigkeitskoeffizient
i,j,k,n	$[-]$	auch: Laufvariablen
L_η	$[m]$	Kolmogorov Längenmaß
L_t	$[m]$	Integrales turbulentes Längenmaß
M	$[kg\ mol^{-1}]$	Molare Masse
\dot{m}	$[kg\ s^{-1}]$	Massenstrom
n	$[-]$	Konstante
\mathcal{P}	$[-]$	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion
p	$[Pa]$	Druck
\dot{q}	$[W]$	Wärmestrom
\mathcal{R}	$[J\ mol^{-1}K^{-1}]$	Universelle Gaskonstante
R_{uu}	$[-]$	Autokorrelation
r	$[m]$	Radius
r_{RND}	$[-]$	Zufälliger Datensatz
S	$[m\ s^{-1}]$	Flammengeschwindigkeit
S_{ij}	$[s^{-1}]$	Deformationstensor
T	$[K]$	Temperatur
T	$[s]$	auch: Messdauer
TKE	$[m^2s^{-2}]$	Turbulente kinetische Energie
t	$[s]$	Zeit
t_{CPU}	$[s]$	Rechenzeit
u	$[m\ s^{-1}]$	(Axiale) Geschwindigkeit
u'	$[m\ s^{-1}]$	Geschwindigkeitsfluktuation
u_0	$[m\ s^{-1}]$	Volumetrische Bohrungsgeschwindigkeit
u_k	$[m\ s^{-1}]$	Konvektionsgeschwindigkeit

v	$[m\,s^{-1}]$	Transversale Geschwindigkeitskomponente
V	$[m^3]$	Volumen
\dot{V}	$[m^3s^{-1}]$	Volumenstrom
w	$[m\,s^{-1}]$	Transversale Geschwindigkeitskomponente
x	$[m]$	Räumliche Koordinate
Y	$[-]$	Massenbruch
Y_c	$[-]$	charakteristischer Massenbruch
Z	$[-]$	Elementmassenbruch

Griechische Variablen

α	$[-]$	Parameter der Beta-PDF
α	$[s^{-1}]$	auch: Initialsteigung der KPP-Gleichung
α	$[-]$	auch: Winkel des LDA-Aufbaus
β	$[-]$	Parameter der Beta-PDF
Δ	$[m]$	Filterweite
δ	$[m]$	Dicke
δ_{ij}	$[-]$	Einheitstensor
ϵ	$[m^2s^{-3}]$	Turbulente Dissipationsrate
Θ	$[-]$	Winkel
Φ	$[-]$	Brennstoffzahl
ϕ	$[n.d.]$	Beispielhaftes Skalar
Γ	$[-]$	Gamma-Funktion
γ	$[-]$	Parameter der Beta-PDF
κ	$[m^{-1}]$	Wellenzahl
Λ	$[m\,s^{-1}]$	Ausbreitungsgeschwindigkeit
λ	$[-]$	Luftzahl
λ	$[W\,m^{-1}K^{-1}]$	auch: Wärmeleitfähigkeit

λ_L	$[m]$	Wellenlänge des Lasers
μ	$[kg\,m^{-1}s^{-1}]$	Dynamische Viskosität
ν	$[m^2s^{-1}]$	Kinematische Viskosität
Ξ	$[-]$	Faltungsfaktor
ρ	$[kg\,m^{-3}]$	Dichte
Σ	$[m^{-1}]$	Flammenoberflächendichte
τ	$[s]$	Charakteristisches Zeitmaß
τ_{ij}	$[N\,m^{-3}]$	Viskoser Spannungstensor
$\dot{\omega}$	$[kg\,m^{-3}s^{-1}]$	Reaktionsrate

Subskripte

0	Bei Einlass
<i>Bk</i>	Brennkammer
<i>Br</i>	Brennstoff
<i>b</i>	im verbrannten Zustand
<i>C</i>	Chemisch
<i>char</i>	Charakteristisch
<i>d</i>	Doppler
<i>eff</i>	effektiv
<i>F</i>	Fringe
<i>f</i>	im Frischgas
<i>i</i>	Zündung (Ignition)
<i>L</i>	Luft, auch laminar
<i>Large</i>	großer Bohrungsdurchmesser
<i>l</i>	Laminar
<i>i,j,k,l</i>	auch: Laufvariablen
<i>R</i>	Reaktion

<i>Ref</i>	Referenz
<i>RMS</i>	Mittlere quadratische Abweichung
<i>t</i>	turbulent
<i>SGS</i>	Subgrid-Scale
<i>Small</i>	kleiner Bohrungsdurchmesser
stöch	stöchiometrisch
<i>v</i>	der Verbrennungszone
<i>W</i>	Wand
<i>WL</i>	Wärmeleitung

Dimensionslose Kennzahlen

<i>Da</i>	Damköhler-Zahl
<i>Ka</i>	Karlovitz-Zahl
<i>Pe</i>	Peclet-Zahl
<i>Re</i>	Reynolds-Zahl
<i>Sc</i>	Schmidt-Zahl

Abkürzungen

<i>CFD</i>	Computational Fluid Dynamics
<i>DNS</i>	Direkte numerische Simulation
<i>FGM</i>	Flame-Generated-Manifold
<i>FSD</i>	Flame-Surface-Density
<i>HAB</i>	Height above burner
<i>JPDF</i>	Joint-presumed-Probability-Density-Function
<i>KPP</i>	Kolmogorov-Petrovsky-Piscounov
<i>LBO</i>	Lean-Blow-Out

<i>LDA</i>	Laser-Doppler-Anemometrie
<i>LES</i>	Large-Eddy-Simulation
<i>PDF</i>	Probabilty-Density-Function
<i>TCI</i>	Turbulenz-Chemie-Interaktion
<i>TFC</i>	Turbulent-Flamespeed-Closure
<i>RANS</i>	Reynolds Averaged Navier-Stokes
<i>SGS</i>	Subgrid-Scale
<i>WALE</i>	Wall-Adapting Local Eddy Viscosity

1 Einleitung

1.1 Motivation

Die Verbrennung fossiler Brennstoffe ist eine Schlüsseltechnologie in der Energietechnik der Menschheit. Dabei stellen jedoch die ausgestoßenen Gase ein Problem dar, die für eine Verstärkung des Treibhauseffektes auf der Erde und damit für einen ungewollten Klimawandel sorgen. Um den Ausstoß dieser Klimagase zu reduzieren, werden immer mehr erneuerbare Energiequellen ausgebaut. Dies ist in der energetischen Entwicklung ausgewählter erneuerbarer Energiequellen in Deutschland nach Abb. 1.1 zu erkennen. Besonderer Bedeutung wird der Windkraft und der Solarenergie beigemessen. Ein großer Nachteil dieser Technologien ist jedoch, dass die Energieerzeugung intermittierend erfolgt und selten mit dem benötigten Energiebedarf übereinstimmt. Aktuell wird das Problem weitestgehend mithilfe auf Gasturbinen basierender Kraftwerke gelöst, die aufgrund ihrer schnellen Anlaufzeit ein solches Energiedefizit überbrücken können und damit die zuverlässige Verfügbarkeit

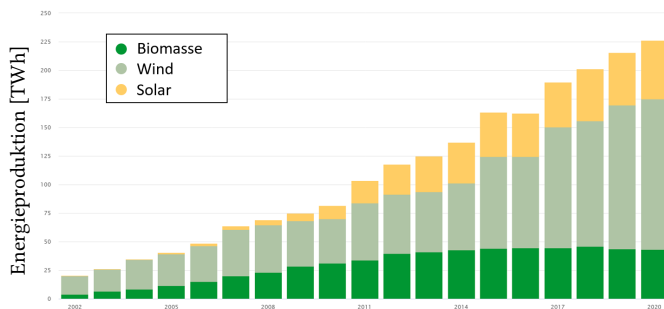


Abbildung 1.1: Jährliche Energieproduktion ausgewählter erneuerbarer Energiequellen in Deutschland [ISE21]

von elektrischer Energie in der Gesellschaft sicherstellen. Aus diesem Grund wird die Gasturbinentechnologie auch von der EU-Kommission als essenzielle Brückentechnologie eingestuft [Bal] und wird mit der Verbrennung von Wasserstoff auch in Zukunft von Interesse bleiben. Der Ausbau der erneuerbaren Energien fordert jedoch von modernen Gasturbinen eine flexiblere Betriebsweise. Hierbei ist weitere Forschung erforderlich, um sicherzustellen, dass dabei das gleiche Niveau an Effizienz, Zuverlässigkeit und Lebensdauer der Gasturbinen erhalten bleibt.

In den letzten Jahrzehnten wurde die drallstabilisierte Flamme bei der Verbrennung in Gasturbinen aufgrund ihrer aerodynamischen Stabilisierung gegenüber der staukörperstabilisierten Flamme und der einfachen Strahlflamme bevorzugt. Kommerzielle Gasturbinen neigen jedoch aufgrund der Wechselwirkung zwischen den natürlichen akustischen Moden der Geometrie und der Verbrennung zu Druckschwankungen im mageren Bereich, die zum Erlöschen der Flamme und zur Zerstörung der nachgeschalteten Turbine führen können und somit den stabilen Betriebsbereich einschränken

[Lie05]. Um den stabilen Betriebsbereich zu erweitern, ist es daher notwendig, den Einsatz anderer Brennerkonzepte zu untersuchen. Als Alternative zur Drallflamme wird im EU-Forschungsprojekt *TurboReflex* [21] die Verwendung einer Gruppierung von unverdrallten Strahlflammen in Betracht gezogen. Diese können in einer Rohrringbrennkammer verwendet werden und sind im Vergleich zu einer Ringbrennkammer einfacher auszulegen, da lediglich ein einzelnes Segment untersucht werden muss. Zwar wird auch bei einer Ringbrennkammer in der Regel nur ein einzelnes Brennersegment getestet, jedoch gestaltet sich die Übertragung dieser Testergebnisse auf das Verhalten der gesamten Brennkammer als problematisch. Dies liegt darin begründet, dass in einer Ringbrennkammer aerodynamische Wechselwirkungen zwischen den Drallflammen der einzelnen Brennersegmente auftreten können.

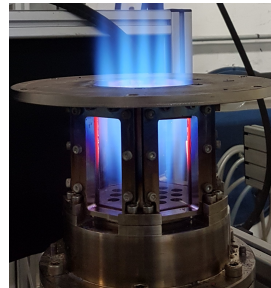


Abbildung 1.2: Foto des hier untersuchten Matrixbrenners

Diese Wechselwirkungen können zu unerwarteten Phänomenen führen, wie etwa Schwingungen, die im schlimmsten Fall ein frühzeitiges Flammenabblasen zur Folge haben können. Die Vorhersage solcher Phänomene stellt bis heute eine erhebliche Herausforderung dar.

Für den hier untersuchten Matrixbrenner, wie er in Abb. 1.2 dargestellt ist, ist die Interaktion benachbarter Flammen von grundlegender Bedeutung. Im Vergleich zu den gut untersuchten Verbrennungssystemen einer einzelnen Strahlflamme sind die Auswirkungen der Geometrie und der thermodynamischen Parameter auf die Eigenschaften der Verbrennung im Matrixbrennersystem jedoch noch nicht im Detail untersucht worden. Insbesondere die Kenntnis über die Einflüsse der verschiedenen Parameter auf die Stabilitätsgrenzen ist für eine Auslegung und Skalierung eines solchen Matrixbrenners zwingend erforderlich.

1.2 Zielsetzung dieser Arbeit

Das Ziel dieser Studie besteht darin, die Grundlagenforschung zum Flammenverhalten im Matrixbrenner voranzutreiben. Der Fokus liegt dabei auf der Untersuchung der Flammenstabilität, insbesondere in Bezug auf die magere Abblasegrenze, die für die Auslegung eines solchen Brenners von fundamentaler Bedeutung ist. Die magere Abblasegrenze resultiert aus dem Zusammenspiel der thermodynamischen Eingangsparameter mit dem komplexen Strömungsfeld. Speziell der Einfluss geometrischer Parameter auf das Strömungsfeld und dessen Auswirkungen auf die Flammenstabilität wurden in der Literatur noch nicht umfassend erforscht. Um dieses Verständnis zu verbessern, wurden eine Reihe von experimentellen und numerischen Untersuchungen durchgeführt.

Die Ziele dieser Arbeit lauten wie folgt:

- Untersuchung der Flammendynamik und des Strömungsfeldes mithilfe numerischer CFD-Strömungsberechnungen und Experimenten.
- Ermittlung der Einflüsse grundlegender thermodynamischer und geometrischer Parameter auf die Abblasegrenze. Dazu werden

verschiedene Düsen untersucht, die sich in ausgewählten geometrischen Parametern unterscheiden.

- Entwicklung und Validierung eines numerischen CFD-Aufbaus, der die Berechnung der mageren Abblasegrenzen ermöglicht.
- Entwicklung analytischer Korrelationen der Abblasegrenzen in Abhängigkeit von grundlegenden Einflussgrößen.

2 Erhaltungsgleichungen der Strömungsmechanik

2.1 Grundgleichungen der CFD

Für die Modellierung einer strömenden Fluidphase werden die Bilanzgleichungen der Erhaltungsgrößen Masse, Impuls und Energie genutzt. In diesem Kapitel werden die zugrundeliegenden Gleichungen kurz eingeführt und in den folgenden Kapiteln eine numerische Modellierung dieser vorgestellt. Auf Herleitungen und Ausführungen wird auf die in der Literatur reichlich vorhandenen Werke verwiesen [Sch06, Poi05, Pop05].

2.1.1 Erhaltung der Gesamtmasse

Die Erhaltungsgleichung der Gesamtmasse eines kompressiblen Mediums lässt sich mithilfe der Indexschreibweise in folgender Form darstellen:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1)$$

In dieser Gleichung beschreibt der erste Term die zeitliche Änderung der lokalen Dichte aufgrund des durch den zweiten Term beschriebenen konvektiven Flusses der Masse.

2.1.2 Bilanz des Impulses

Drei weitere Erhaltungsgleichungen ergeben sich aus der Erhaltung des Impulses für jede Raumrichtung, die sich aus dem Gleichgewicht der auf ein Volumenelement wirkenden Kräfte ergibt. Dieser Gleichungssatz wird häufig als Navier-Stokes-Gleichungen bezeichnet und lautet wie folgt:

$$\frac{\partial \rho u_j}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_i} = -\frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij,l}) + f_j \quad (2.2)$$

Im Term f_j sind alle Volumenkräfte, wie beispielsweise die Gravitationskraft beschrieben. Die viskosen Spannungskräfte sind durch den Tensor $\tau_{ij,l}$ beschrieben, der für ein newton'sches Medium durch folgende Gleichung gegeben ist:

$$\tau_{ij,l} = \mu \left(2 S_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \quad (2.3)$$

Hierbei stellt δ_{ij} den Einheitstensor dar und S_{ij} den Deformationstensor, der folgendermaßen definiert ist:

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.4)$$

Aufgrund der hohen Temperaturabhängigkeit der Dichte und der Viskosität besitzt die Verbrennung einen direkten Einfluss auf die Impulsgleichung.

2.1.3 Bilanzgleichung der Speziesmassen

Im Falle technischer Verbrennungen liegt ein Gemisch verschiedenster Komponenten vor, deren Konzentrationen sich mit fortschreitender Reaktion ändern. Zur Beschreibung des Gemisches werden Bilanzierungsgleichungen einzelner Spezies genutzt. Für eine Spezies k kann so der Massenanteil Y bilanziert werden:

$$\frac{\partial \rho Y_k}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i Y_k)}{\partial x_i} = -\frac{\partial j_i}{\partial x_i} + \dot{\omega}_k \quad (2.5)$$

Der erste Term beschreibt die zeitliche Änderung und der zweite Term den konvektiven Transport. Auf der rechten Seite der Gleichung beschreibt der erste Term den diffusiven Transport in Form des Flusses j_i und der letzte Term den Reaktionsquellterm, für den ein reaktionskinetischer Ansatz genutzt wird. Der Fluss im Diffusionsterm kann unter Vernachlässigung der Thermophorese nach dem Fick'schen Gesetz der Diffusion beschrieben werden:

$$j_i = -\frac{\mu_l}{Sc_k} \frac{\partial Y_k}{\partial x_i} \quad (2.6)$$

Dieser Ausdruck enthält die dimensionslose Schmidtzahl Sc_k , die das Verhältnis des diffusiven Impulstransports zum diffusivem Stofftransport beschreibt:

$$Sc_k = \frac{\mu_l}{\rho D_k} \quad (2.7)$$

Da die Summe aller Speziesmassen eins ergibt, wird für ein System, das aus N Spezies besteht, $N - 1$ Speziesgleichungen zur vollständigen Beschreibung benötigt.

2.1.4 Erhaltung der Energie

Bei reagierenden Strömungen findet durch die Wärmefreisetzung der Reaktion eine Erhöhung der Temperatur statt, die über den ersten Hauptsatz der Thermodynamik beschrieben werden kann. Dieser beschreibt, dass die innere Energie e nur durch verrichtete Arbeit und zu- und abgeführte Wärmeströme verändert werden kann:

$$\frac{\partial \rho e}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i e)}{\partial x_i} = -\frac{\partial j_i^q}{\partial x_i} + (\tau_{ij,l} - p\delta_{ij})\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \dot{q}_R \quad (2.8)$$

Der erste Term auf der linken Seite beschreibt die zeitliche Änderung der inneren Energie, während der zweite Term den konvektiven Transport darstellt. Auf der rechten Seite steht der diffusive und konduktive Transport, sowie ein Term, der die durch Reibungskräfte verrichtete Arbeit beschreibt. Im letzten Term \dot{q}_R sind mögliche Quell- bzw. Senkenterme zusammengefasst.

In strömenden Systemen wird anstatt der inneren Energie häufig die Enthalpie bilanziert, welche durch folgenden Zusammenhang mit der inneren Energie verknüpft ist:

$$h = e + \frac{p}{\rho} \quad (2.9)$$

Durch das Einsetzen von Gl. 2.9 in Gl. 2.8 kann folgende Transportgleichung erhalten werden:

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i h)}{\partial x_i} = \frac{Dp}{Dt} - \frac{\partial j_i^q}{\partial x_i} + (\tau_{ij,l} - p\delta_{ij})\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \dot{q}_R \quad (2.10)$$

Hierbei beschreibt $\frac{D}{Dt}$ die substantielle Ableitung und umfasst daher sowohl lokale als auch konvektive Beiträge. Die spezifische Enthalpie h kann für ideale Gase mithilfe der spezifischen Enthalpie der N_k Spezies berechnet werden:

$$h = \sum_{k=1}^{N_k} h_k Y_k \quad (2.11)$$

Die spezifische Enthalpie h_k setzt sich aus der spezifischen Bildungsenthalpie h_k^0 bei der Referenztemperatur T^0 und der fühlbaren Wärme zusammen:

$$h_k = h_k^0 + \int_{T^0}^T c_{p,k}(T) dT \quad (2.12)$$

In dieser Gleichung beschreibt $c_{p,k}$ die spezifische Wärmekapazität bei isobarer Zustandsänderung der Spezies k . Die Enthalpie h_k stellt im Laufe einer Reaktion eine Erhaltungsgröße dar und kann nur durch äußere Energiezufuhr bzw. -abfuhr geändert werden.

Der Wärmestrom j_i^q kann in einen konduktiven ($j_i^{q,c}$) und einen massendifusiven Wärmestrom ($j_i^{q,d}$) unterteilt werden:

$$j_i^q = j_i^{q,c} + j_i^{q,d} \quad (2.13)$$

Der konduktive Wärmestrom kann durch das Fourier'sche Gesetz der Wärmeleitung mithilfe des Temperaturgradienten und der Wärmeleitfähigkeit λ beschrieben werden:

$$j_i^{q,c} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (2.14)$$

Die Berechnung des massendiffusiven Wärmestroms erfolgt ebenfalls mithilfe des Fick'schen Gesetzes (Gl. 2.6):

$$j_i^{q,d} = \sum_{k=1}^{N_k} h_k j_i \quad (2.15)$$

Analog zur Diffusionsstromdichte lässt sich auch hier eine dimensionslose Kennzahl einführen, die eine Analogie zwischen Wärme- und Impulstransport beschreibt. Diese Kennzahl ist als Prandtl-Zahl bekannt:

$$Pr = \frac{\mu c_p}{\lambda} \quad (2.16)$$

Durch Einsetzen dieser Gleichungen in Gl. 2.13 und Umformen kann folgende äquivalente Form erhalten werden:

$$j_i^q = -\frac{\mu}{Pr} \left[\frac{\partial h}{\partial x_i} + \sum_{k=1}^{N_k} \left(\frac{Pr}{Sc_k} - 1 \right) h_k \frac{\partial Y_k}{\partial x_i} \right] \quad (2.17)$$

Die Lewis-Zahl $Le_k = \frac{Sc_k}{Pr}$ beschreibt die Analogie zwischen Wärme- und Stofftransport. Eine häufige Annahme in der Verbrennungsmodellierung ist $Le = 1$, wodurch der zweite Term in Gl. 2.17 entfällt.

3 Grundlagen der Modellierung turbulenter Strömungen

3.1 Beschreibung der Turbulenz

In der Strömungsmechanik wird zwischen laminaren und turbulenten Strömungen unterschieden. Während erstere durch eine geordnete, parallele Strömungsführung charakterisiert ist, die im Falle stationärer Umgebungsbedingungen in jedem Punkt zeitunabhängig ist, beinhaltet die turbulente Strömung chaotische Wirbel verschiedenster Größen. Diese führen selbst im Falle stationärer Umgebungsbedingungen zu einer Zeitabhängigkeit der Strömungsgrößen. Andererseits bewirken diese Wirbel im Vergleich zur laminaren Strömung einen stark erhöhten Impulstransport senkrecht zur Strömungsrichtung, was zu einer deutlich verbesserten Durchmischung führt. Dieser Umstand kann je nach technischer Applikation sowohl erwünscht als auch unerwünscht sein. Bei Anwendungen, bei denen eine erhöhte Vermischung oder Wärmeübertragung vorteilhaft ist, kann die Turbulenz die erforderliche Größe der Systeme erheblich verringern, jedoch führt die Turbulenz auch zu erhöhten Reibungsverlusten, was beispielsweise bei Pumpenanwendungen zu einer höheren nötigen Pumpenleistung führen kann. Im Falle technischer Verbrennungen, insbesondere im Bereich der Gasturbinen, ist die Bedeutung der erhöhten Vermischung dominant und daher die turbulente Strömungsführung die Norm.

Reynolds erkannte, dass das Verhältnis der Massenträgheitskraft zu den Reibungskräften der Strömung maßgeblich für die Beschreibung des Strömungszustandes ist [Rey95]. Dieses Verhältnis wird durch die dimensionslose Reynoldszahl (*Re*-Zahl) beschrieben:

$$Re = \frac{u_{char} \cdot L_{char}}{\nu} \quad (3.1)$$

Hierbei stellen u_{char} und L_{char} ein charakteristisches Geschwindigkeits- und Längenmaß der Strömung dar und ν die kinematische Viskosität des Fluids. Bei niedrigen Werten der Re -Zahl führen die strömungsstabilisierenden Reibungskräfte zu einer laminaren Strömung, während bei ausreichend hohen Werten der Re -Zahl die destabilisierenden Massenträgheitskräfte überwiegen, wodurch ein Umschlag zu einer turbulenten Strömung erfolgt. Die kritische Re -Zahl, bei der dieser Umschlag erfolgt, ist abhängig von der Strömungsgeometrie.

Im Falle turbulenter Strömungen ist eine deterministische Beschreibung mithilfe lokaler Erhaltungsgleichung möglich, jedoch oft nicht sinnvoll, da bereits kleinste Änderungen der Randbedingungen massive Auswirkungen auf die aktuelle Verteilung der Feldgrößen der Strömung haben und in vielen Fällen nur zeitlich gemittelte Größen von Interesse sind. Eine nützlichere Beschreibung ist daher mithilfe der zugrundeliegenden Statistik möglich, die beispielsweise durch die Reynoldszerlegung [\[Hin75\]](#) gegeben ist und die die temporale Funktion der Geschwindigkeit in einen Mittelwert \bar{u} und eine Schwankungsgröße u' unterteilt:

$$u(x,t) = \bar{u}(x) + u'(x,t) \quad (3.2)$$

Der Mittelwert \bar{u} stellt das statistische Moment erster Ordnung dar und ist eine Kennzahl für die mittlere Strömung. Diese kann mithilfe einer zeitlichen Mittelung einer temporalen Geschwindigkeitsmessung bestimmt werden, wobei für den exakten Wert die Messzeit T gegen unendlich gehen müsste:

$$\bar{u}(x) = \frac{1}{T} \int_0^T u(x,t) dt \quad (3.3)$$

Die Schwankungsgröße u' kann zur Charakterisierung der Turbulenz genutzt werden. Hierbei wird häufig das statistische Moment zweiter Ordnung, die mittlere Abweichung (eng. Root-Mean-Square, RMS) genutzt, die vergleichbar zum Mittelwert über eine Integration des Quadrats der Schwankungsgeschwindigkeit erhalten werden kann:

$$u_{RMS}(x) = \sqrt{\overline{u'^2}(x)} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T u'^2(x,t) dt} \quad (3.4)$$

Mithilfe des RMS-Wertes der Geschwindigkeit lässt sich auch eine Energiedichte der Turbulenz, die turbulente kinetische Energie TKE definieren. Mithilfe der RMS-Werte der drei Geschwindigkeitskomponenten u , v und w lässt sich diese nach folgender Gleichung berechnen:

$$TKE = \frac{1}{2} (u_{RMS}^2 + v_{RMS}^2 + w_{RMS}^2) \quad (3.5)$$

3.2 Turbulenztheorie nach Kolmogorov

Kolmogorov beschrieb bereits 1941, dass die Turbulenz durch eine Vielzahl von Wirbeln unterschiedlicher Längenskalen beschrieben werden kann, in denen Energie von großen Wirbeln zu kleineren Wirbeln übertragen wird [Kol91, Kol41]. Diese Enegiekaskade beginnt bei der Größenskala des integralen Längenmaßes und vollzieht sich bis zum kleinsten Längenmaß, dem sogenannten Kolmogorov-Längenmaß, in dem die dissipativen Kräfte überwiegen und die Energie in Wärme dissipiert wird. Dazwischen befindet sich

eine Spanne verschiedenster Größenskalen, die in Abhängigkeit der Re-Zahl mehrere Größenordnungen umfassen kann. In diesem Bereich, dem Inertialbereich, sind die dissipativen Kräfte gegenüber den inertialen Kräften vernachlässigbar, und ermöglichen so einen Energietransfer von großen Wirbeln auf die kleineren. Mithilfe einer Dimensionsanalyse leitete Kolmogorov ein sogenanntes 5/3-Gesetz vor um die spezifische turbulente kinetische Energie $E(\kappa)$ im Inertialbereich als Funktion der Wellenzahl κ zu beschreiben. Eine typische Verteilung der kinetischen Energie einer isotropen Turbulenz ist in Abb. 3.1 dargestellt. Der Großteil der Energie befindet sich hierbei in den großskaligen Wirbeln (Produktionsbereich), wird im Inertialbereich übertragen und zuletzt im Bereich der Kolmogorovlänge dissipiert.

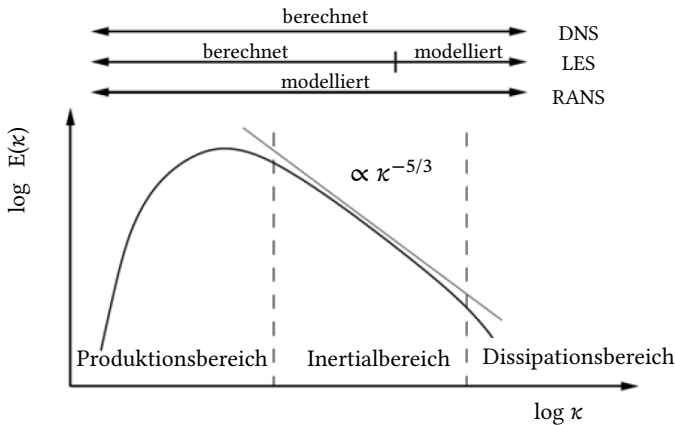


Abbildung 3.1: Energiespektrum einer isotropen Turbulenz [Wil06]

Kolmogorov postulierte, dass für eine ausgebildete Turbulenz die kleinen Wirbel eine Isotropie aufweisen, da diese durch den größenunabhängigen Prozess der Energiekaskade entstehen. Dies steht im großen Gegensatz zu den großskaligen Wirbeln, die durch die umgebende Geometrie beeinflusst werden und damit eine hohe Anisotropie aufweisen können. Kolmogorov schlug vor die kleinskaligen Wirbel durch ihre Viskosität ν und ihrer Dissipation ϵ zu beschreiben. Die Dissipation ist mithilfe des Deformationstensors S_{ij} durch folgende Formel definiert [Pop05]:

$$\epsilon = 2\nu S_{ij}S_{ij} \quad (3.6)$$

Mithilfe einer Dimensionsanalyse lässt sich das Kolmogorov Längenmaß definieren:

$$L_\eta = (\nu^3/\epsilon)^{\frac{1}{4}} \quad (3.7)$$

Dieses Längenmaß stellt die untere Grenze der Turbulenzkaskade dar und damit auch die kleinsten Wirbel der turbulenten Strömung, unterhalb dessen die Dissipation der turbulenten kinetischen Energie in thermischer Energie erfolgt.

Nach Anderson gilt für das Verhältnis des Maßes der kleinen Kolmogorov Wirbeln L_η zu dem großen integralen Längenmaß L_t folgender Zusammenhang [\[And04\]](#):

$$\frac{L_\eta}{L_t} \propto Re^{-3/4} \quad (3.8)$$

Da das integrale Längenmaß von der Geometrie abhängt und in erster Näherung von der Strömung unabhängig ist, bedeutet dies, dass mit steigender Turbulenz die kleinsten Skalen immer kleiner werden.

3.3 Bestimmung des integralen Längenmaßes

Wie in den vorherigen Kapiteln vorgestellt wurde ist die Berechnung der charakteristischen Längenskalen turbulenter Strukturen von entscheidender Bedeutung für die Analyse verschiedener Strömungsphänomene und den Entwurf technischer Systeme.

Ein Ansatz zur Bestimmung der integralen Längenskala ist die Analyse der Autokorrelationsfunktion von Geschwindigkeitsschwankungen. Diese Methode nutzt die statistischen Eigenschaften der turbulenten Fluktuationen, um Informationen über die räumliche Ausdehnung der turbulenten Strukturen zu gewinnen.

Die Autokorrelationsfunktion quantifiziert die Korrelation zwischen einem Signal und einer zeitlich verschobenen Version dieses Signals. Im Zusammenhang mit turbulenten Strömungen sind die Geschwindigkeitsschwankungen an einem bestimmten Punkt im Raum mit ihren Werten zu verschiedenen Zeiten korreliert. Mathematisch ist die Autokorrelationsfunktion R_{uu} definiert als:

$$R_{uu}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u'(t)u'(t + \tau)dt \quad (3.9)$$

Wird die Autokorrelationsfunktion normiert und integriert lässt sich ein integrales Makrozeitmaß der Turbulenz τ_t bestimmen:

$$\tau_t = \frac{1}{u_{RMS}^2} \int_0^\infty R_{uu}(\tau)d\tau \quad (3.10)$$

Unter der Annahme, dass die mittlere Strömungsgeschwindigkeit \bar{u} bedeutend höher ist als die Fluktuationsgeschwindigkeit u_{RMS} ist, kann angenommen werden, dass die Wirbel die Messstelle „eingefroren“ überströmen, womit in dieser Zeit keine Veränderung der Wirbeln erfolgt. Nach dieser Taylor'schen Hypothese [Tay35] kann das integrale Zeitmaß mit einer Konvektionsgeschwindigkeit u_k multipliziert werden um das integrale Längenmaß L_t zu erhalten:

$$L_t = \tau_t \cdot u_k \quad (3.11)$$

Für niedrige Turbulenzgeschwindigkeiten kann als Konvektionsgeschwindigkeit die mittlere Strömungsgeschwindigkeit gewählt werden. Um auch den Einfluss verstärkter Turbulenz zu berücksichtigen kann nach L'Vov folgende Formel für die Konvektionsgeschwindigkeit genutzt werden [Lvo99]:

$$u_k = \sqrt{\bar{u}^2 + u_{RMS}^2} \quad (3.12)$$

3.4 Turbulenzmodellierung mithilfe einer Grobstruktursimulation

Die in Kapitel 2.1 eingeführten Transportgleichungen können sowohl für die Berechnung einer laminaren als auch einer turbulenten Strömung genutzt werden.

Die Methode, die Erhaltungsgleichungen direkt zu lösen, wird als direkte numerische Simulation (DNS) bezeichnet und verzichtet auf eine Modellierung der Turbulenz, da hier alle turbulenten Skalen aufgelöst werden. Dies bietet die höchste physikalische Genauigkeit in der Turbulenzdarstellung. Für die Berechnung wird die zu untersuchende Strömungsdomäne in eine Vielzahl an Zellen unterteilt. Eine Einschränkung dieser präzisen Methode stellt jedoch die benötigte Rechenzeit dar. Diese ist maßgeblich von der Anzahl der Zellen und der Größe des Zeitschrittes der transienten Rechnung abhängig. Wie bereits in Kapitel 3.2 diskutiert wurde, sinkt mit steigender Reynoldszahl die Größe der kleinsten Mikrowirbel und damit die Anforderungen an die räumliche Auflösung des genutzten numerischen Gitters. Da weiterhin bei einer Verfeinerung des Gitters auch der Zeitschritt zur Einhaltung der Courant-Friedrichs-Lewy-Stabilitätsbedingung näherungsweise linear verringert werden muss, kann folgende Abhängigkeit der benötigten Rechenleistung t_{CPU} von der Reynolds-Zahl bei einem 3D-Rechengitter hergeleitet werden [Frö06]:

$$t_{CPU} \propto Re_t^3 \quad (3.13)$$

Somit führt die starke Abhängigkeit der Reynolds-Zahl bei der Nutzung der DNS für stark turbulente Strömungen zu einem sehr hohen rechnerischen Aufwand, den auch moderne Hochleistungsrechner kaum bewältigen können. Daher beschränkt sich die Nutzung der DNS weitestgehend auf akademische Fälle und ist auch in absehbarer Zeit nicht für industrielle Anwendungen geeignet.

Die Alternative zur DNS ist es die turbulenten Skalen nicht oder nur zum Teil aufzulösen und ihre Effekte auf die Strömung durch statistische Methoden zu berücksichtigen. Dies führt jedoch zu der Einführung weiterer unbekannter Variablen, für die zusätzliche Modelle zur Schließung benötigt werden. So eine Alternative kann durch Mittelung der Transportgleichungen erhalten werden und wird als *Reynolds averaged Navier-Stokes* (RANS) bezeichnet. Bei dieser Turbulenzmodellierung werden alle Skalen der Turbulenzkaskade modelliert, wodurch nur die mittlere Strömung aufgelöst werden muss. Obwohl der Rechenaufwand im Vergleich zur DNS massiv reduziert wird, liefert die klassische RANS-Modellierung nur Informationen der zeitlich gemittelten Größen und die transiente Beschreibung geht verloren. Die RANS-Modellierung wird deshalb für die Berechnung stark instationärer Strömungen nicht empfohlen.

Im Vergleich zu den DNS-Modellen, in denen keine Modellierung der Turbulenz erfolgt und den RANS-Modellen, in denen alle Turbulenzskalen modelliert werden, wurde in den 60er Jahren von Smagorinsky ein Mittelweg vorgeschlagen: ein sogenannter Grobstrukturansatz (engl. *Large Eddy Simulation*, LES) [Sma63], bei dem nur der kleinskalige Teil der Turbulenz modelliert wird. Dadurch umgeht die LES das Problem der schwierigen Modellierung der großskaligen Turbulenzwirbel, die maßgeblich durch die Geometrie beeinflusst werden und daher häufig anisotrop und inhomogen sind. Im Gegensatz dazu neigen die kleineren Turbulenzwirbel, die durch die in Kapitel 3.3 beschriebene Turbulenzkaskade erzeugt werden, zur Homogenität und Isotropie, was deren Modellierung vereinfacht. Zudem beinhalten die kleinen

Wirbel nur einen vergleichsweise geringen Anteil der gesamten kinetischen Energie. Die LES-Modellierung berechnet somit die großskaligen Wirbel direkt, während der Einfluss der Wirbel unterhalb einer bestimmter Filtergröße mithilfe sogenannter *Subgrid Scale* Modelle (kurz SGS-Modelle) erfasst wird. Mit dieser Vorgehensweise liefert die LES-Modellierung Informationen über das zeitaufgelöste, dreidimensionale Strömungsfeld.

3.5 Favre-Filterung der Transportgleichungen

Grundlage der Grobstruktursimulation ist die sogenannte Favre Filterung. Da in der Verbrennungsmodellierung große Dichtegradienten auftreten, die es nicht mehr erlauben die Korrelation der Dichteschwankungen mit anderen fluktuierenden Größen zu vernachlässigen, hat sich die Nutzung dichtegemittelter Größen etabliert. Favre schlug hierzu folgende Mittelung für ein Skalar ϕ vor [Fav65]:

$$\tilde{\phi} = \frac{\overline{\rho\phi}}{\overline{\rho}} \quad (3.14)$$

Bei der Favre Filterung wird auf Basis einer Skalentrennung die Variable ϕ in einen aufgelösten Anteil (*grid scale*) $\tilde{\phi}$ und einen nicht aufgelösten Anteil (*subgrid-scale*) ϕ''_{SGS} aufgeteilt:

$$\phi = \tilde{\phi} + \phi''_{SGS} \quad (3.15)$$

Durch Anwendung dieser Filteroperation ergeben sich folgende Transportgleichungen:

Erhaltung der Masse

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \tilde{u}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (3.16)$$

Erhaltung des Impulses

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_i} [\overline{\tau_{ij,l}} - \bar{\rho} \tilde{\tau}_{ij}^{SGS}] + \bar{f}_i \quad (3.17)$$

mit

$$\tau_{ij}^{SGS} = \widetilde{u_i u_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j \quad (3.18)$$

Erhaltung der Energie

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{h}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{h})}{\partial x_i} = -\frac{\overline{Dp}}{Dx_j} - \frac{\partial \overline{j_i^q}}{\partial x_i} + \overline{\tau_{ij,l} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} - \frac{\partial \bar{\rho}(\widetilde{u_i h} - \tilde{u}_i \tilde{h})}{\partial x_i} \quad (3.19)$$

In diesen Gleichungen beschreiben Überstriche $\overline{}$ Favre-gemittelte Größen und Tilden $\tilde{}$ Favre-gefilterte Größen. Die Filterungsoperation erzeugt neue Unbekannte in der Impuls- und in der Energietransportgleichung in Form der Mischterme $\widetilde{u_i u_j}$ (auch als Reynoldsspannung bezeichnet) und $\widetilde{u_i h}$. Diese Korrelationsterme benötigen eine zusätzliche Modellierung.

3.6 Wirbelviskositätsmodelle

Grundlage der Wirbelviskositätsmodelle ist die Boussinesq-Annahme [Mal77]. Hierbei wird eine Ähnlichkeit der Reynoldsspannungen und der molekularen Schubspannungen angenommen. Analog zur laminaren

Viskosität μ_l wird eine scheinbare turbulente Viskosität (häufig auch als Wirbelviskosität bezeichnet) μ_t bzw. μ_{SGS} eingeführt, die nach dem Stoke'schen Reibungssatz zur Berechnung der Reynoldsspannung genutzt werden kann. Im Gegensatz zur laminaren Viskosität stellt die turbulente Viskosität keine Stoffgröße dar, sondern ist eine Funktion der Strömungsbedingungen. So ergibt sich für die Berechnung des Spannungstensors folgende Gleichung:

$$\tau_{ij}^{SGS} = -\mu_t 2\tilde{S}_{ij} + \frac{1}{3}\delta_{ij}\tilde{\tau}_{kk} \quad (3.20)$$

Der zweite Term auf der rechten Seite der Gleichung entspricht einem Pseudo-Druck und wird oft mit dem Druck zusammengefasst. Das Problem des unbekannten Spannungstensors kann damit auf die Berechnung einer einzigen Wirbelviskosität reduziert werden. Zu deren Berechnung wurden von verschiedenen Autoren Berechnungsvorschriften vorgeschlagen und weiterentwickelt.

3.6.1 Das klassische Smagorinsky Modell

Einer der ersten Versuche zur Berechnung der Wirbelviskosität wurde von Smagorinsky unternommen. Diese Berechnungsmethode lässt sich über eine Dimensionsanalyse herleiten:

$$\mu_t \propto \bar{\rho} \cdot L_t \cdot u_t \quad (3.21)$$

Wird folgender Ansatz für das Geschwindigkeitsmaß u_t gewählt

$$u_t = \Delta ||\tilde{S}|| \quad \text{mit} \quad ||\tilde{S}|| = \sqrt{\tilde{S}_{ij}\tilde{S}_{ij}} \quad (3.22)$$

und das Längenmaß L_t dem Filtermaß Δ gleichgesetzt, folgt für die Wirbelviskosität:

$$\mu_{SGS} = C_S^2 \Delta^2 \sqrt{2\tilde{S}_{ij}\tilde{S}_{ij}} \quad (3.23)$$

Hierbei stellt C_S die Smagorinsky Konstante dar und kann beispielsweise mithilfe der isotropen Turbulenz auf den Wert $C_S = 0,18$ abgeschätzt werden [Lil67]. Diese Konstante ist von der Art der Strömung abhängig, wodurch von Autoren verschiedene Werte vorgeschlagen und genutzt werden. Das klassische Smagorinsky-Modell ist aufgrund seiner Simplitzität auch noch heute verbreitet, jedoch wird in diesem Modell in Anwesenheit eines Geschwindigkeitsgradienten immer eine Wirbelviskosität größer als Null berechnet. Dies führt insbesondere in wandnahen Regionen zu einer zu hohen Dissipation [Poi05].

3.6.2 WALE Modell

Eine Weiterentwicklung von Ducors et al., die insbesondere das Problem der erhöhten Dissipation in Wandnähe zu lösen versucht, ist das sogenannte *Wall-Adapting Local Eddy Viscosity* (WALE) Modell [Duc98]. Im Vergleich zum Smagorinsky-Modell wird nicht nur der Betrag des Spannungstensors zur Berechnung der Wirbelviskosität verwendet, sondern auch der symmetrische Teil des Spannungstensors S_{ij}^* zur Verringerung der Dissipation genutzt:

$$\mu_{SGS} = \bar{\rho} \Delta^2 C_W^2 \frac{(\tilde{S}_{ij}^* \tilde{S}_{ij}^*)^{3/2}}{(\tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij})^{5/2} + (\tilde{S}_{ij}^* \tilde{S}_{ij}^*)^{5/4}} \quad (3.24)$$

Der spurlose symmetrische Teil des Geschwindigkeitsgradiententensors S_{ij}^* kann über folgende Gleichung berechnet werden:

$$S_{ij}^* = \frac{1}{2} (\bar{g}_{ij}^2 + \bar{g}_{ji}^2) - \frac{1}{3} \delta_{ij} \bar{g}_{kk}^2 \quad (3.25)$$

mit $\bar{g}_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$. Für die Konstante wird von Nicoud et al. ein Wert von $C_W = 0,5$ vorgeschlagen [Nic99].

3.6.3 LES Filter

Zur Nutzung der LES müssen die Größen gefiltert werden. Dies kann entweder im spektralen oder im physischen Raum geschehen. Für diese Arbeit wird das Rechengitter für die Filterung genutzt. Nach Daerdorf errechnet sich die Filterweite Δ mithilfe des Zellvolumens V_{Zelle} nach folgender Formel [Dea73]:

$$\Delta = (V_{Zelle})^{\frac{1}{3}} \quad (3.26)$$

3.6.4 Modellierung der Einlassturbulenz mithilfe eines Turbulenzgenerator

Neben der Wahl der geeigneten numerischen Modelle ist auch die Wahl passender Randbedingungen von großer Bedeutung für die korrekte Berechnung der Strömungsfelder. Im Falle einer LES stellt der Strömungseinlass eine besondere Herausforderung dar, für den eine zeitaufgelöste Vorgabe des turbulenten Geschwindigkeitsprofils nötig ist. Um dies zu umgehen, wird in der Numerik oft der Einlass weit vor den zu untersuchenden Bereich gelegt, sodass sich die Turbulenz selbständig einstellen kann. Diese Erweiterung der numerischen Domäne ist jedoch nicht immer möglich, insbesondere wenn die Brennergeometrie sehr komplex oder die Düse nur sehr kurz ist. Um die Turbulenz weiterhin genügend aufzulösen, wird eine ausreichende Zellauflösung in der Domänenerweiterung benötigt, was oft zu einem stark erhöhten numerischen Rechenaufwand führt. Eine elegantere Methode ist die Nutzung periodischer Randbedingungen, indem beispielsweise das turbulente Geschwindigkeitsprofil stromab entnommen wird und als Einlassprofil genutzt wird. Diese Methode ist jedoch nur für sehr einfache Geometrien, wie Rohrströmungen, anwendbar und nimmt weiterhin eine unendliche

Verlängerung dieser Geometrie an, was zu einer vollständig ausgebildeten Strömung führt. Während diese Methoden zu physikalisch realen Turbulenzstrukturen führt, beeinträchtigt die Einschränkungen bezüglich Geometrie und Rechenaufwand die Anwendbarkeit für reale Systeme.

Die Alternative ist die Verwendung sogenannter Turbulenzgeneratoren. Diese erfordern die Vorgabe relevanter Turbulenzparameter und berechnen daraus synthetisch generierte turbulente Geschwindigkeitsfelder. Die einfachste Art, turbulente Strömungsdaten zu erzeugen, besteht darin, ein mittleres Geschwindigkeitsprofil mit einer einfachen Zufallsschwankung zu überlagern. Bei reinen Zufallsdaten führt dies jedoch dazu, dass die Energie des Signals gleichmäßig über den gesamten Wellenzahlbereich verteilt wird, was im starken Kontrast zur Verteilung realer turbulenter Strömungen steht. Das Resultat ist eine verstärkte Dissipation im kleinen Wellenzahlbereich, was zu einer Laminarisierung der Strömung im Vergleich zu einer realen Turbulenz führt. Um dieses Problem zu lösen, wurde von Klein et al. [Kle03] ein Verfahren entwickelt, das eine physikalisch realistische Turbulenzverteilung erzeugt, welches auch für diese Arbeit angewendet wurde. Diese Methode basiert auf der Filterung einer Serie an unkorrelierten, zufälligen Daten, um korrelierte turbulente Felder der gewünschten Eigenschaften zu erhalten. Grundlage ist ein zufälliger Datensatz r_{RND} , der einen Mittelwert von Null und einer Standardabweichung von Eins aufweist. Mithilfe einer Faltung zwischen dem zufälligen Datensatz r_{RND} und eines Satzes an Filterkoeffizienten b kann die gewünschte örtliche und zeitliche Verteilung der Geschwindigkeit u erhalten werden:

$$u_m = \sum_{n=-N}^N b_n r_{RND,m+n} \quad (3.27)$$

Wird eine Zwei-Punkt-Korrelation bezüglich der Geschwindigkeit durchgeführt, kann die Autokorrelation R_{uu} erhalten werden:

$$R_{uu}(k) = \frac{\overline{u_m u_{m+k}}}{\overline{u_m u_m}} = \frac{\sum_{j=-N+k}^N b_j b_{j-k}}{\sum_{j=-N}^N b_j^2} \quad (3.28)$$

Zur Bestimmung der Filter-Koeffizienten wird die Form der Autokorrelation mithilfe einer analytischen Formfunktion vorgegeben:

$$R_{uu}(x) = \exp\left(-\frac{\pi x^2}{4L_t^2}\right) \quad (3.29)$$

In dieser Funktion beschreibt x den Abstand der zwei betrachteten Punkte und L_t das integrale Längenmaß. Wenn diese beiden Größen mithilfe der Zellgröße Δx ausgedrückt werden, d.h. $x = k\Delta x$ und $L_t = n\Delta x$ kann folgender Ausdruck erhalten werden:

$$R_{uu}(k) = \exp\left(-\frac{\pi k^2}{4n^2}\right) \quad (3.30)$$

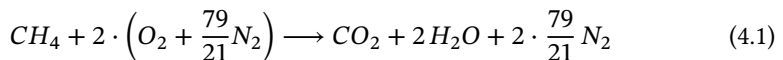
Die Filterkoeffizienten können im Anschluss durch die Nutzung einer multi-dimensionalen Newton-Methode bestimmt werden [Kle03]:

$$b_k = \tilde{b}_k / \left(\sum_{j=-N}^N \tilde{b}_j^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{mit} \quad \tilde{b}_k = \exp\left(-\frac{\pi k^2}{4n^2}\right) \quad (3.31)$$

Diese Methode der Generierung der Einlassturbulenz wurde in OpenFOAM implementiert [Gal20] und wurde für diese Arbeit genutzt. Für genauere Details bezüglich der Herleitung und der Implementierung dieser Randbedingung sei auf die Arbeit von Klein et al. verwiesen [Kle03].

4 Grundlagen der Verbrennungsmodellierung

Die technische Nutzung der Verbrennung ist wohl einer der bedeutendsten Fortschritte in der Geschichte der Menschheit. Unter der Verbrennung versteht man eine exotherme chemische Reaktion zwischen einem Brennstoff und einem Oxidator. In der heutigen Energieindustrie hat die Verbrennung von Kohlenwasserstoffen eine besondere Bedeutung. Die Umwandlung der Edukte in die oxidierten Produkte lässt sich durch Globalreaktionen oder einen Satz an Elementarreaktionen beschreiben. Die vollständige stöchiometrische Verbrennung des einfachsten Kohlenwasserstoffs Methan mit Luft lässt sich hierbei durch folgende globale Verbrennungsgleichung beschreiben:



In technischen Verbrennungen werden oft keine stöchiometrischen Gemische verwendet, sondern das Luft-Brennstoff-Verhältnis wird an die angestrebten Ziele angepasst. Falls weniger Sauerstoff zugeführt wird, als für die vollständige Verbrennung notwendig ist, spricht man von einer fetten Verbrennung, während man bei einem Sauerstoffüberschuss von einer mageren Verbrennung spricht. Das Gemischverhältnis kann dabei durch die Luftzahl λ beschrieben werden, die das Verhältnis des tatsächlichen vorliegenden Luftstroms (\dot{V}_L) zum stöchiometrisch notwendigen Luftstrom ($\dot{V}_{L,\text{stöch}}$) beschreibt:

$$\lambda = \frac{\dot{V}_L}{\dot{V}_{L,\text{st\"och}}} \quad (4.2)$$

In der englischen Literatur wird anstatt der Luftzahl λ häufig die Brennstoffzahl Φ verwendet, die dem Kehrwert der Luftzahl entspricht:

$$\Phi = \frac{1}{\lambda} \quad (4.3)$$

Im Falle einer stöchiometrischen Verbrennung liegt eine Luftzahl von $\lambda = 1$ vor, während für eine fette Verbrennung $\lambda < 1$ und für eine magere Verbrennung $\lambda > 1$ gilt. Die Flammentemperatur ist dabei eng verknüpft mit der Luftzahl. Je weiter die Luftzahl vom stöchiometrischen Wert $\lambda = 1$ abweicht, desto mehr thermischer Ballast in Form nicht umsetzbarer Edukte wird mitgetragen. Dies senkt die Flammentemperatur und somit die Reaktionsgeschwindigkeit. Bei Überschreitung kritischer Mischungsverhältnisse, der sogenannten Zündgrenzen, wird die Reaktion so stark verlangsamt, dass keine stabile Flamme mehr entstehen kann.

4.1 Allgemeine Flammentheorie und Flammengeschwindigkeit

Neben der Luftzahl stellt die laminare Flammengeschwindigkeit S_L eine weitere Kenngröße der technischen Verbrennung dar. Dabei beschreibt die Flammengeschwindigkeit S_L die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer ebenen Flammenfront in ein ruhendes und brennbares Gemisch [Gün74]. Die laminare Flammengeschwindigkeit ist eine Funktion des Brennstoffes, der Gemischzusammensetzung, der Frischgastemperatur und des Druckes. Eine Flamme stabilisiert sich an Orten, an denen die Strömungsgeschwindigkeit gleich groß und entgegengerichtet der Flammengeschwindigkeit ist,

wodurch die Flammengeschwindigkeit maßgeblich zur Beschreibung der Flammenstabilisierung ist.

Eine vereinfachte Beschreibung der Abhängigkeiten und die Berechnung der Flammengeschwindigkeit ermöglicht das Modell von *Mallard und Le Chatelier* [Mal83]. Dieses Modell betrachtet eine unendlich ausgedehnte, ebene und laminare Flamme. Hierfür ist in Abb. 4.1 exemplarisch das Temperaturprofil einer stationären Flammenfront skizziert. In dieser Darstellung strömt das brennbare Gemisch von links nach rechts. Zur einfacheren Berechnung wird eine Linearisierung des Temperaturprofils vorgenommen. Entspricht die Strömungsgeschwindigkeit der Flammengeschwindigkeit, stellt sich eine stationäre Flammenzone ein, die durch einen Temperaturanstieg von der Eingangstemperatur T_0 zur Flammentemperatur T_f gekennzeichnet ist. Die Verbrennung wird dabei in zwei Zonen unterteilt: Zum einem in eine Vorwärmzone, in der das Gasgemisch von der Umgebungstemperatur T_0 auf eine in diesem Modell anzunehmende Selbstzündungstemperatur T_i vorgewärmt wird. Ab dieser Temperatur finden die exothermen Verbrennungsreaktionen statt, womit in der nachfolgenden Zone im Wesentlichen die Wärmeproduktion stattfindet.

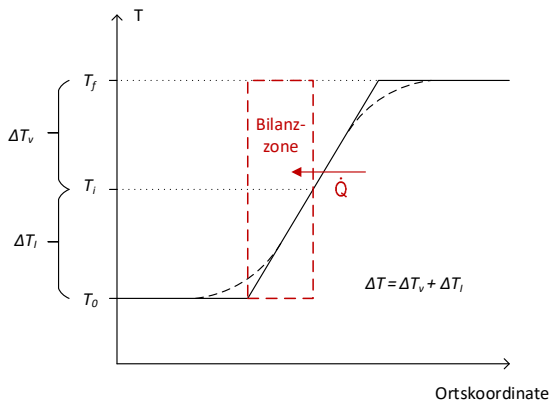


Abbildung 4.1: Bilanzierung der Vorwärmzone zur Bestimmung der Flammengeschwindigkeit nach *Mallard und Le Chatelier* [Mal83]

Diese Reaktionszone erstreckt sich in diesem Diagramm bis zum Erreichen der Flammentemperatur T_f . Zur Berechnung der laminaren Flammengeschwindigkeit wird eine Enthalpiebilanz der Vorwärmzone durchgeführt, wobei angenommen wird, dass der Temperaturanstieg dieser Zone nur durch Wärmeleitung aus der Reaktionszone entgegen der Strömungsrichtung gegeben ist.

Als Enthalpiebilanz der Vorwärmzone ergibt sich:

$$A \cdot u \cdot \rho \cdot c_p (T_i - T_0) = \lambda \frac{(T_i - T_0)}{\delta_V} A \quad (4.4)$$

In dieser Gleichung beschreibt δ_V die Dicke der Vorwärmzone, λ die Wärmeleitfähigkeit in der Flammenzone, c_p die spezifische Wärmekapazität unter isobaren Zustandsveränderungen und ρ die Dichte des Frischgasgemisches. Wird weiterhin die Stationaritätsbedingung $u = S_L$ angewendet kann folgendermaßen nach der Dicke der Vorwärmzone aufgelöst werden:

$$\delta_V = \frac{\lambda}{\rho c_p} \frac{1}{S_L} \quad (4.5)$$

In diesem Modell wird ein linearer Temperaturgradient angenommen, wodurch die Dicke der Vorwärmzone δ_V , die Dicke der Reaktionszone δ_R und die Gesamtdicke der Flamme δ durch die Temperaturdifferenzen verknüpft sind:

$$\frac{T_f - T_i}{\delta_R} = \frac{T_i - T_0}{\delta_V} = \frac{T_f - T_0}{\delta} \quad (4.6)$$

Durch Einsetzen von Gl. 4.6 in Gl. 4.4 kann folgender Ausdruck für die Flammengeschwindigkeit erhalten werden:

$$S_L = \frac{\lambda}{\rho \cdot c_p \cdot \delta} \frac{(T_f - T_i)}{(T_i - T_0)} = \frac{\lambda}{\rho \cdot c_p \cdot \delta} \frac{\Delta T_V}{\Delta T_I} = \frac{a}{\delta} \frac{\Delta T_V}{\Delta T_I} \quad (4.7)$$

Somit besteht auch für die gesamte Flammendicke folgende Abhängigkeit:

$$\delta \propto \frac{a}{S_L} \quad (4.8)$$

Ein Ausdruck für die Flammendicke δ kann nun durch eine Enthalpiebilanz um die gesamte Flammenzone bestimmt werden:

$$\dot{m} c_p \Delta T = -h_u \delta A \bar{\omega}_{Br} \quad (4.9)$$

Hierbei beschreibt \dot{m} den Massenstrom an Frischgas, h_u den unteren Heizwert und $\bar{\omega}_{Br}$ die mittlere volumetrische Brennstoffumsatzrate. Mithilfe einer Massenerhaltungsbetrachtung (Gl. 4.10) lässt sich der Heizwert nach Gl. 4.11 definieren [Joo06]. Der Massenstrom kann nach Gl. 4.12 mithilfe der Strömungsgeschwindigkeit ausgedrückt werden.

$$1 \text{ kg Br} + \epsilon \text{ kg Luft} \rightarrow (\epsilon + 1) \text{ kg Produkte} \quad (4.10)$$

$$h_u = (1 + \epsilon) c_p \Delta T \quad (4.11)$$

$$\dot{m} = \dot{V} \cdot \rho = u \cdot A \cdot \rho = S_L \cdot A \cdot \rho \quad (4.12)$$

Das Einsetzen von Gl. 4.9, Gl. 4.11 und Gl. 4.12 in Gl. 4.7 ergibt:

$$S_L = \sqrt{-\frac{\lambda}{\rho \cdot c_p} (\epsilon + 1) \frac{\bar{\omega}_{Br}}{\rho} \frac{\Delta T}{\Delta T_V}} \quad (4.13)$$

Für den Quotienten der Temperaturen kann für viele Verbrennungen näherungsweise $\frac{\Delta T}{\Delta T_V} = 2$ angenommen werden [Tur00]. Da nun ein Ausdruck für S_L bekannt ist, kann dieser wieder in Gl. 4.7 eingesetzt werden und es ergibt sich für die Flammendicke folgender Ausdruck:

$$\delta = \sqrt{-\frac{2 \lambda}{c_p (\epsilon + 1) \bar{\omega}_{Br}}} \quad (4.14)$$

Weiterhin ist in einer stationären Flamme der Massenstrom an Brennstoff mit der Flammengeschwindigkeit und der Reaktionsrate verknüpft. Diese kann mithilfe einer Integration der Transportgleichung des Brennstoffanteils hergeleitet werden. Hierbei kann folgender Sachverhalt zwischen der Flammengeschwindigkeit und der Reaktionsrate hergeleitet werden:

$$\rho_0 S_L Y_{Br} = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{\omega}_{Br} dx = \bar{\omega}_{Br} \cdot \delta \quad (4.15)$$

So gilt in einer stationären Flamme, in dem der eintretenden Brennstoffmassenstrom (linke Seite der Gleichung) durch die Flammenfront tritt (mittlere Gleichung) und innerhalb des Flammenvolumens ($V_{Flamme} = \delta \cdot A_{Flamme}$) vollständig umgesetzt wird (rechte Seite der Gleichung), folgender Zusammenhang:

$$\dot{m}_{Br} = A_{Flamme} \rho_0 u_0 Y_{Br} = \bar{\omega}_{Br} \delta A_{Flamme} \quad (4.16)$$

Aufgrund ihrer Bedeutung für die Verbrennungsmodellierung und für die Auslegung eines Brenners ist die Bestimmung der Flammengeschwindigkeit und die Abhängigkeit von anderen Parameter bis heute Teil der Forschung. In Abb. 4.2 sind gemessene Werte der laminaren Flammengeschwindigkeit gegen die Brennstoffzahl abgebildet. Der Trend ist deutlich sichtbar: Die Flammengeschwindigkeit erreicht für ein leicht fettes Gemisch ihr Maximum und nimmt von dort aus in beide Richtungen stetig ab. Für die meisten Kohlenwasserstoffe liegt die laminare Flammengeschwindigkeit unter Standardbedingungen im Bereich von 0,2 bis 0,6 m/s. Gasturbinenbrennkammer werden meist unter erhöhten Druckbedingungen und Temperaturen betrieben. Eine erhöhte Vorwärmtemperatur führt durch die gesteigerte Reaktionsgeschwindigkeit zu einer Erhöhung der laminaren Flammengeschwindigkeit. Andrews und Bradley, die experimentell Methan-Luft-Flammen untersuchten, konnten folgende quadratische Abhängigkeit von der Vorwärmtemperatur feststellen [And72]:

$$S_L [cm/s] = 10 + 3,71 \cdot 10^{-4} \cdot (T_0 [K])^2 \quad (4.17)$$

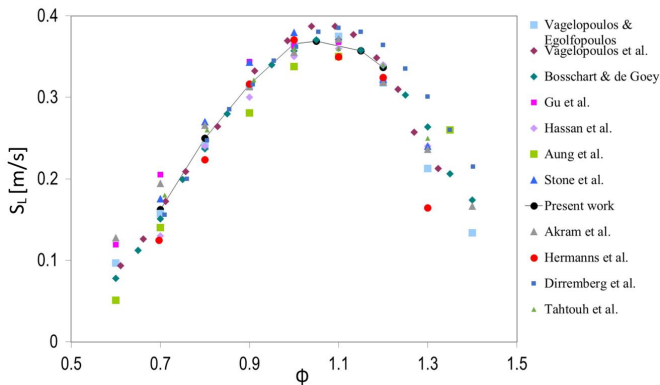


Abbildung 4.2: Vergleich der gemessenen Flammengeschwindigkeit verschiedener Autoren für Methan-Luft Gemische bei 0,1 MPa und 300 K [Rey18]

Der Einfluss des Druckes ist komplexer und steht im engen Zusammenhang mit dem zugrunde liegenden Reaktionsnetzwerk des Brennstoffes. Bei der Verbrennung von Methan kann eine Verringerung der laminaren Flammgeschwindigkeit mit steigendem Druck beobachtet werden. Für Drücke größer als 5 atm konnten Andrews und Bradley folgende Abhängigkeit für Methan-Luft-Flammen beobachten [And72]:

$$S_L[cm/s] = 43 \cdot (p[atm])^{-0,5} \quad (4.18)$$

4.2 Chemische Längen- und Zeitskala

In der Verbrennungsmodellierung wird zur Kategorisierung der Flammen häufig ein Vergleich verschiedener Längen- und Zeitskalen herangezogen. Auch für eine vorgemischte laminare Flamme lassen sich solche Skalen mithilfe einer Dimensionsanalyse fundamentaler Flammengrößen herleiten. Als charakteristisches Längenmaß wird häufig die Flammendicke δ herangezogen, für die wie bereits hergeleitet folgende Relation zur Flammengeschwindigkeit besteht:

$$\delta \propto \frac{a}{S_L} = \frac{\lambda}{\rho c_p S_L} \quad (4.19)$$

Mithilfe dieser charakteristischen Länge lässt sich ein chemisches Zeitmaß τ_C als Verhältnis der Flammendicke und der Flammengeschwindigkeit definieren:

$$\tau_C \propto \frac{\delta}{S_L} = C_W^2 \frac{a}{S_L^2} \quad (4.20)$$

Hierbei ist C_W ein dimensionsloser Proportionalitätsfaktor, der vom Brennstoff abhängt [Sch95]. Dieser kann durch die Berechnung des Zeitmaßes der Wärmefreisetzung bestimmt werden:

$$\tau_C(x) = T(x) \cdot \left(\frac{\partial T(x)}{\partial t} \right)^{-1} \quad (4.21)$$

Durch Einsatz folgender Umformung für die zeitliche Ableitung der Temperatur

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial T}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t} = \frac{\partial T}{\partial x} \cdot u \quad (4.22)$$

kann folgender Ausdruck erhalten werden:

$$\tau_C(x) = T(x) \cdot \left(\frac{\partial T(x)}{\partial x} \cdot u \right)^{-1} \quad (4.23)$$

Zur Berechnung des chemischen Zeitmaßes τ_C werden nach dieser Methode nur das Temperaturfeld und die lokale Strömungsgeschwindigkeit u benötigt. Eine exemplarische Auswertung für eine magere Methan-Luft-Flamme ist in Abb. 4.3 gegeben, in der das mit Gl. 4.23 berechnete chemische Zeitmaß τ_C gegen die lokale Temperatur aufgetragen ist. Es ist zu sehen, dass das chemische Zeitmaß für sehr niedrige und sehr hohe Temperaturen sehr steil ansteigt und dazwischen ein näherungsweise konstantes Plateau bildet. Das hohe Zeitmaß der niedrigen Temperaturen kann auf die langsame Bildung der Radikale zurückgeführt werden, während das hohe Zeitmaß der hohen Temperaturen mithilfe der langsamen Umsetzung von CO auf CO_2 erklärt werden kann, die in diesen hohen Temperaturbereichen die Reaktion dominiert. Da für die Flammenausbreitung das kürzeste Zeitmaß der Wärmefreisetzung von

Interesse ist, ist es sinnvoll als charakteristisches chemische Zeitmaß das niedrigste vorliegende Zeitmaß als charakteristisches Zeitmaß zu wählen. Diese Analyse wurde von Schmid für mehrere thermodynamische Anfangszustände und Brennstoffe durchgeführt und er schlug für Methan-Luft-Flammen den konstanten Wert $C_W = 1,2$ und für Wasserstoff-Luft-Flammen den Wert $C_W = 2,4$ vor [Sch95].

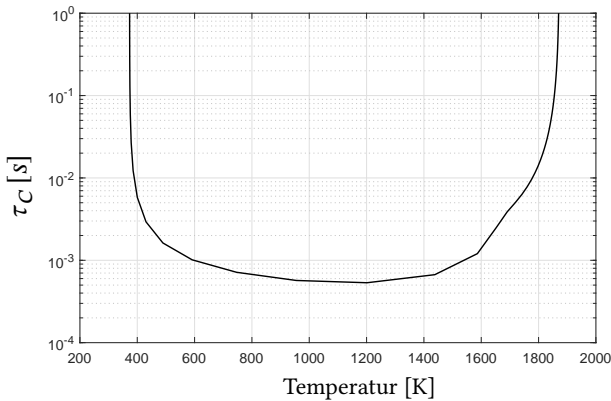


Abbildung 4.3: Auswertung des chemischen Zeitmaßes für eine atmosphärische Methan-Luft-Flamme bei $\lambda = 1,5$ und $T_0 = 373$ K

4.3 Löschabstand

In der Regel sind die Wände, die eine Flamme umgeben, deutlich kühler als diese, was zu einem Wärmetransport führt. Ist der Abstand zur Wand zu gering, kann der Wärmeverlust so groß sein, dass eine Flamme erlischt. Dieser Abstand wird als Löschabstand bezeichnet und ist beispielsweise für die Funktion einer Flammensperre von grundlegender Bedeutung. Der Löschabstand d_L ist eine Funktion der Temperatur und kann durch die in Abb. 4.4 dargestellte Wärmebilanz durch Gleichsetzen des durch die Reaktion erzeugten Wärmestroms \dot{Q}_R und des durch die Wand geleiteten Wärmetransports \dot{Q}_{WL} abgeschätzt werden:

$$\underbrace{-\bar{m}_{Br} h_u d_L \delta L}_{\dot{Q}_R} = \underbrace{\lambda 2 \delta L \frac{dT}{dr}}_{\dot{Q}_{WL}} \quad (4.24)$$

Der Temperaturgradient kann nach Gl. 4.25 approximiert werden:

$$\frac{dT}{dr} = b \cdot \frac{T_{AB} - T_W}{d} \quad (4.25)$$

Der Parameter b ist ein Wert größer zwei, der dazu dient, den höheren Temperaturgradienten, bedingt durch das Temperaturplateau in der Mitte, zu berücksichtigen. Nach Umformen und Einsetzen der Definition von h_u (Gl. 4.11) ergibt sich die Formel für den Löscharstand d_L :

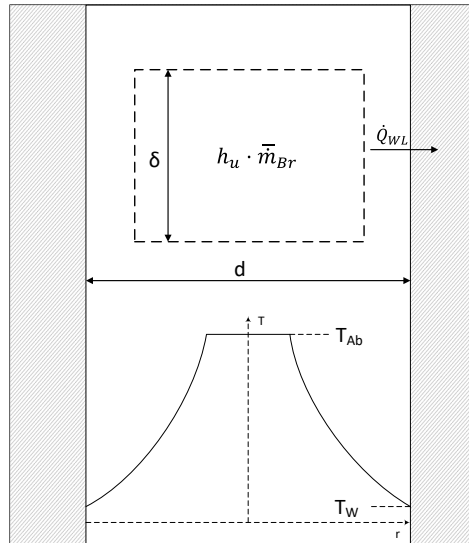


Abbildung 4.4: Bestimmung des Löscharstandes zwischen zwei Wänden

$$d_L = \sqrt{-\frac{2 \lambda b}{c_p (\epsilon + 1) \bar{\omega}_{Br}}} \quad (4.26)$$

Ein Vergleich mit der Flammendicke δ (Gl. 4.14) ergibt:

$$d_L = \sqrt{b} \delta \quad (4.27)$$

Die bisherigen Betrachtungen beschränken sich weitestgehend auf laminare Strömungen. Technische Verbrennungen hingegen nutzen zumeist turbulente Strömungsbedingungen, in denen die Verbrennungsreaktionen intensiviert werden können. Die folgenden Kapitel geben einen Einstieg in die vielfältige Turbulenz-Chemie-Interaktion.

4.4 Flammen in turbulenten Geschwindigkeitsfeldern

Wie alle chemische Reaktionen erfordert die Verbrennung zum einen eine ausreichend hohe Temperatur und zum anderen die Mischung der benötigten Reaktanten auf molekularer Ebene. Laminare Strömungen beruhen hierbei auf der vergleichsweise langsamen Stoffdiffusion. In der technischen Verbrennung wird der durch die Turbulenz intensivierte konvektive Wärme- und Stofftransport der Turbulenz zur Erhöhung der Umsatzrate genutzt. Wie in Kapitel 3.2 beschrieben wurde, bildet die Turbulenz im Prozess der Turbulenzkaskade Wirbel unterschiedlicher Größenklassen aus. Je nach Verhältnis der charakteristischen Längenabmessungen der turbulenten Wirbel zur charakteristischen Abmessung der Flamme, kommt es zu diversen mikroskopischen, sowie makroskopischen Interaktionen der Turbulenz mit der Flamme, die zu einer Vielzahl an Flammenstrukturen führen kann.

Die Unterteilung in verschiedene Flammenregionen in Abhängigkeit turbulenter und flammenspezifischer Größen ist von vielen Autoren untersucht

worden, wodurch eine Vielzahl an Theorien entwickelt wurden. Ein Vorschlag ist dabei die Einteilung anhand eines Vergleichs der Zeit- und Längenskalen der chemischen Reaktion und der turbulenten Strömung durchzuführen. Für die charakteristischen Größen der chemischen Reaktion können das in Kapitel 4.2 beschriebene charakteristische Zeitmaß τ_C und die Flammendicke δ als charakteristisches Längenmaß genutzt werden, die für diese Betrachtungen als unabhängig von der Turbulenz betrachtet werden. Für die Turbulenz sind zwei Längenmaße von Interesse: das integrale Längenmaß der energietragenden großen Wirbel L_t und das Kolmogorovlängenmaß L_η , welches die kleinsten Wirbel charakterisiert. Mithilfe dieser Größen lassen sich mehrere dimensionslose Kennzahlen definieren, die eine Einteilung in unterschiedliche turbulente Flammenregionen ermöglicht:

$$Da = \frac{\tau_t}{\tau_C} = \frac{L_t/u'}{\delta/S_l} \quad (4.28)$$

$$Ka = \frac{\tau_C}{\tau_\eta} = \frac{\delta/S_l}{L_\eta/u_\eta} = \frac{\delta^2}{L_\eta^2} \quad (4.29)$$

Auf Basis der zuvor definierten Damköhler- und Karlovitz-Zahl hat Borghi [Bor85, Bor88] eine Einteilung von vorgemischten turbulenten Flammen vorgeschlagen, die von Peters [Pet99, Pet88] weiterentwickelt wurde. Diese Einteilung ist in Abb. 4.5 abgebildet und unterscheidet folgende Flammenbereiche:

Flamelet Bereich ($Da > 1$, $Ka < 1$)

In diesem Bereich sind selbst die kleinsten turbulente Längenmaße größer als die Flammendicke, wodurch die interne Flammenstruktur nicht von der Turbulenz beeinflusst wird. Die Flammenoberfläche wird durch die Turbulenzwirbel gewellt, wodurch sich eine gefaltete Flamme ergibt, deren vergrößerte Flammenoberfläche zu einer erhöhten Reaktivität führt. Eine Skizze, die exemplarisch die instantane und gemittelte

Flammenfront einer flachen Flamme darstellt, ist in Abb. 4.6 gegeben. Durch Gleichsetzen des Massenstromes durch die beiden Flächen lässt sich zeigen, dass der Anstieg der turbulenten Flammengeschwindigkeit durch das Verhältnis der Flächen beschrieben werden kann:

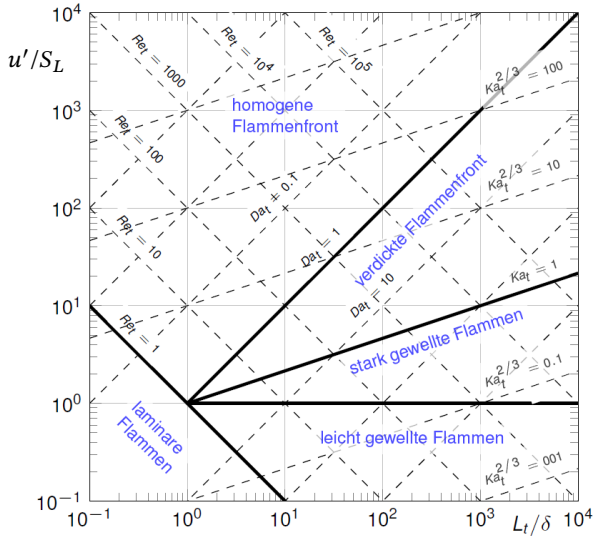


Abbildung 4.5: Flammenregime Diagramm nach Borghi (entnommen aus [Zar19])

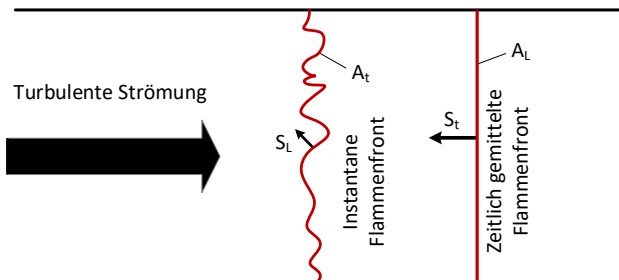


Abbildung 4.6: Faltung einer Flammenfront durch Turbulenz

$$\frac{S_t}{S_L} = \frac{A_t}{A_L} \quad (4.30)$$

Wird weiter angenommen, dass die Erhöhung der Flammenoberfläche proportional zur Turbulenz ist, kann schlussendlich folgender Ausdruck für die Flammengeschwindigkeit hergeleitet werden:

$$S_t = S_L + u' \quad (4.31)$$

Verdickte Flamme ($Da > 1$, $Ka > 1$)

In der verdickten Flamme können die kleinsten turbulente Längenmaße in die Flammenfront eindringen und die Vermischung innerhalb der Flammenfront erhöhen, sodass diese im Vergleich zu einer laminaren Flamme eine erhöhte Diffusivität aufweist. Die höheren turbulenten Längenmaße führen weiterhin zu einer Faltung der Flamme. Die im Kolmogorov-Bereich induzierten Wirbel können hohe Streckungsraten aufweisen und sogar die kritische Flammenstreckungsrate übersteigen, was zu einem lokalen Erlöschen der Flamme führen kann [Poi05].

Homogene turbulente Flammenfront ($Da < 1$, $Ka > 1$)

Die Turbulenz ist so intensiv, dass die chemische Zeitskala viel größer ist als das dissipative Zeitmaß der größten Makrowirbel. Die Durchmischung ist daher so stark, dass die Reaktion nur noch durch die Reaktionskinetik limitiert ist. Dies führt zu einer näherungsweise homogenen Reaktionsstruktur. Die resultierende Flammengeschwindigkeit kann durch die Erhöhung der effektiven Diffusivität a_{eff} erklärt und mithilfe folgender Gleichungen korreliert werden [Dam40]:

$$S_L \propto \sqrt{a_l} \quad (4.32)$$

$$S_t \propto \sqrt{a_{eff}} = \sqrt{a_l + a_t} = \sqrt{a_l + u' \cdot L_t} \quad (4.33)$$

Diese Gleichungen können zu folgender Abhängigkeit verknüpft werden:

$$\frac{S_t}{S_L} = \sqrt{1 + \frac{u' \cdot L_t}{a}} = \sqrt{1 + Re_t} \quad (4.34)$$

bzw. für eine ausgebildete Turbulenz ($Re_t \gg 1$):

$$\frac{S_t}{S_L} \propto \sqrt{Re_t} \quad (4.35)$$

4.5 Flammenstabilität

Der Ort der Stabilisierung einer stationären Flamme ist wie bereits in Kapitel 4.1 beschrieben einem Gleichgewicht zwischen der lokalen Strömungsgeschwindigkeit und der Flammengeschwindigkeit zuzuschreiben. Wird jedoch mithilfe eines Ansteigens der Luftzahl die Flammentemperatur und damit die Flammengeschwindigkeit zu sehr abgesenkt, verschiebt sich der Flammenstabilisierungspunkt der Flamme, wodurch diese stromabwärts getragen wird. Falls die Flamme nicht in einer abgehobenen Position stabilisiert werden kann, kommt es zu einem Flammenerlöschen in der Brennkammer, was als mageres Abblasen (engl. Lean-Blow-Out, LBO) bezeichnet wird. Die Kenntnis unter welchen Betriebsbedingungen dieses Ereignis stattfindet ist grundlegend für die Auslegung neuer Brenner, da ein unkontrolliertes Abblasen der Flamme gravierende Schäden an den Bauteilen verursachen kann. Da das Strömungsfeld in der Regel nicht uniform ist und die Flammengeschwindigkeit sowohl von der lokalen Turbulenz, als auch von Wärmeströmen durch beispielsweise Rückströmzonen stark beeinflusst wird, sind Korrelation der mageren Abblasegrenzen in Abhängigkeit fundamentaler geometrischer und thermodynamischer Parameter von besonderem Interesse.

Eine der ersten systematischen Untersuchungen der Flammenstabilität von Vormischflammen wurde von Lewis und von Elbe durchgeführt, die den Zeitpunkt des Abblasen für vorgemischte Strahlflammen, mit einem kritischen

Geschwindigkeitsgradienten in Verbindung brachten [Lew43]. In ihrer Studie beschrieben sie, dass an einer bestimmten Stelle, an der die Flammengeschwindigkeit und die Strömungsgeschwindigkeit des Gemisches identisch sind, die Flamme stabilisiert. Bei einer Erhöhung des Volumenstroms verschiebt sich die Flamme stromabwärts des Brenners und bei Überschreitung eines kritischen Volumenstroms übersteigt die Strömungsgeschwindigkeit die Flammengeschwindigkeit an allen Orten und führt zum Abblasen der Flamme. Sie formulierten eine Beziehung, die einen entsprechenden kritischen Geschwindigkeitsgradienten an der Grenze zum Abblasen mit der laminaren Flammengeschwindigkeit verknüpft. 1948 erweiterten Putnam und Jensen das Gradientenprinzip von Lewis und von Elbe auf zwei dimensionslose Peclet-Zahlen und wendeten sie auf bereits vorhandene Flammenrückschlag-Daten in der Literatur an und zeigten auch die Anwendung dieses Korrelationsansatzes für die magere Abblasegrenze [Put48].

Das Gradientenprinzip betrachtet eine vorgemischte laminare Flamme am Ende eines Flammenrohres, die gerade an der Brennermündung ansetzt. Eine zugehörige Skizze ist in Abb. 4.7 dargestellt. Hierbei sind die radialen Profile der Flammengeschwindigkeit und der Strömungsgeschwindigkeit am Austritt des Rohres eingezeichnet. Aufgrund der Haftbedingung ist die Strömungsgeschwindigkeit direkt an der Wand Null und lässt sich aufgrund der Wandgrenzschicht in guter Näherung mithilfe eines linearen Geschwindigkeitsgradienten g approximieren. Die Flammengeschwindigkeit ist in Wandnähe

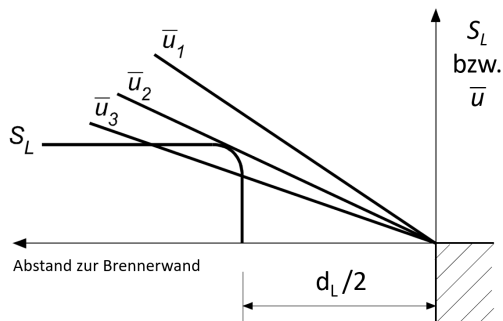


Abbildung 4.7: Beschreibung der Flammenstabilität anhand des kritischen Geschwindigkeitsgradientens

bis zum Löschabstand d_L ebenfalls Null und nimmt danach einen konstanten Wert an. In Abhängigkeit des vorliegenden Geschwindigkeitsgradientens können nun drei Fälle unterschieden werden.

Für den Geschwindigkeitsverlauf 1 ist die Strömungsgeschwindigkeit an jedem Ort größer als die Flammengeschwindigkeit, wodurch die Flamme stromabwärts wandert. Falls die Flamme nicht abgehoben stabilisieren kann, führt dies zu einem Abblasen der Flamme. Bei dem Geschwindigkeitsverlauf 3 liegen Gebiete vor, in denen die Flammengeschwindigkeit größer ist als die Strömungsgeschwindigkeit. Dies führt bei Vormischflammen zu einem Zurückschlagen der Flamme in die Zuleitung und muss aus sicherheitstechnischen Gründen vermieden werden. Für den Geschwindigkeitsverlauf 2 gibt es exakt einen Ort, an dem die Geschwindigkeit der Flammengeschwindigkeit entspricht. Dort bildet sich eine Flammenoberfläche, die sich senkrecht zur Strömungslinie ausbildet. An allen anderen Punkten ist die Flammenoberfläche um einen Winkel β geneigt, sodass die Bedingung $S_L = u \cdot \sin(\beta)$ erfüllt ist. In dieser Modellvorstellung ist dies die einzige Konfiguration, in der eine stabile Flamme vorliegt.

Mithilfe dieses kritischen Geschwindigkeitsgradienten lässt sich auch das Peclet-Stabilitäts-Kriterium herleiten. Für den Fall einer stabilen Flamme lässt sich mit dem Geschwindigkeitsgradienten g und dem Löschabstand d_L folgende Stabilitätsbedingung formulieren:

$$S_L = u = g \cdot \frac{d_L}{2} \quad (4.36)$$

Daraus folgt mithilfe von $d_L \propto \delta \propto \frac{a}{S_L}$ (Gl. 4.27 und Gl. 4.7), dem Geschwindigkeitsgradienten für eine laminare Rohrströmung in Gl. 4.37 [Gün74] und Umformung der Brüche das in Gl. 4.38 dargestellte Peclet-Kriterium.

$$g = \left. \frac{du}{dr} \right|_{r=R} = 8 \frac{\bar{u}}{d} \propto \frac{u}{d} \quad (4.37)$$

$$\left(\frac{u \cdot d}{a}\right) \propto \left(\frac{S_L \cdot d}{a}\right)^2 \quad (4.38)$$

$$Pe_u \propto Pe_{S_L}^2 \quad (4.39)$$

Es wird das Peclet-Kriterium genannt, weil beide Seiten der Gleichung jeweils eine Peclet-Zahl darstellen (Gl. 4.39), einmal gebildet mit der Strömungsgeschwindigkeit und einmal mit der Flammengeschwindigkeit. Die mit der Strömungsgeschwindigkeit gebildeten Peclet-Zahl Pe_u gibt das Verhältnis von konvektiven zu diffusiven Wärmetransport an. Die mit der laminaren Flammengeschwindigkeit gebildeten Peclet-Zahl kann als Verhältnis der charakteristischen Länge der Geometrie zur Flammendicke interpretiert werden.

Das hier dargestellte Kriterium wurde zunächst unter der Annahme einer laminaren Rohrströmung hergeleitet. Im Folgenden wird gezeigt, dass das Peclet-Kriterium auch im Falle turbulenter Flammen hergeleitet werden kann. Dazu wird Gl. 4.35 genutzt, die für eine homogene turbulenten Flammenfront ($Da < 1$) gilt. Diese liefert folgende Beziehung zwischen der Flammengeschwindigkeit und der Strömungsgeschwindigkeit:

$$\frac{S_T}{S_L} \propto \sqrt{Re_t} = \sqrt{\frac{u' \cdot L_t}{\nu}} \quad (4.40)$$

Da die turbulente kinetische Energie ihre Energie aus der mittleren kinetischen Energie der Strömung bezieht, kann die Schwankungsgeschwindigkeit mit einer charakteristischen Geschwindigkeit der mittleren Strömung korreliert werden ($u' \propto u_{char}$). Weiterhin ist das integrale Längenmaß L_t der Turbulenz, wie beispielsweise *Horstmann* in seinen Messungen in einer turbulenten Rohrströmung zeigte [Hor99], proportional zum Rohrdurchmesser. Das integrale Längenmaß kann somit mit einem charakteristischen Längenmaß

der Brennergeometrie korreliert werden ($L_t \propto d_{char}$). Weiterhin gilt für eine stationäre turbulente Flamme im Mittel $S_T = u$. Mit diesen drei Beziehungen (Gl. 4.41) folgt aus Gl. 4.40 wieder das Peclet-Kriterium in Gl. 4.38.

$$\left. \begin{array}{l} \frac{S_T}{S_L} \propto \left(\frac{u' \cdot L_t}{a} \right)^{\frac{1}{n}} \\ u' \propto u_{char} \\ L_T \propto d_{char} \end{array} \right\} \frac{S_T}{S_L} \propto \left(\frac{u_{char} \cdot d_{char}}{a} \right)^{\frac{1}{n}} ; n = 2 \quad (4.41)$$

$$Pe_u = C \cdot Pe_{S_L}^n \quad (4.42)$$

$$\left(\frac{u_{char} \cdot d_{char}}{a} \right) \propto \left(\frac{S_L \cdot d_{char}}{a} \right)^n \quad (4.43)$$

Hier wurde gezeigt, dass das Peclet-Kriterium unter Nutzung der Korrelation der turbulenten Flammengeschwindigkeit und der allgemeinen Stabilitätsbedingung hergeleitet werden kann und somit auch für turbulente Flammen anwendbar ist. Allerdings wurde für die Herleitung angenommen, dass $Da < 1$ vorliegt, was nicht für jede turbulente Flamme gilt. Für andere Flammen ändert sich der Exponent bei Pe_{S_L} . Um dies zu berücksichtigen wird der Exponent variabel erklärt, wobei dieser Wert für Flammen des Typs homogener Flammenfront Werte nahe 2 annehmen sollte. Für den Fall der Flamelet-Flammen ($Da > 1$) besteht nach Gl. 4.31 ein linearer Zusammenhang zwischen der turbulenten Geschwindigkeit und der Turbulenz. Daher wird in diesem Bereich ein Peclet-Exponent von $n = 1$ erwartet. Mithilfe des Peclet-Stabilitätskriteriums in Gl. 4.42 mit den zwei Parametern C und n , die einmalig für einen Brenner bestimmt werden müssen, können die Abblasegrenzen aller geometrisch ähnlichen Brenner skaliert werden, was fundamental für

die Auslegung dieser ist. Es gilt, dass ein Betriebspunkt der unterhalb dieser Peclet-Kurve liegt (aufgetragen Pe_u über Pe_{S_L}), stabil brennt. Eine ähnliche Betrachtung und damit eine ähnliche Form des Peclet-Kriteriums kann auch für die Vorhersage des Flammenrückschlags hergeleitet werden. Für diese Arbeit liegt jedoch der Fokus auf der Vorhersage der mageren Abblasegrenze.

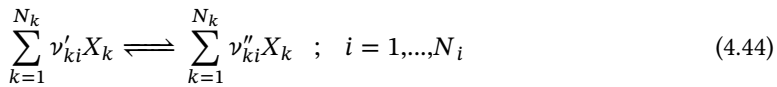
Das Peclet-Kriterium wurde bereits mehrfach zur Korrelation der Abblasegrenze verwendet und ihre Anwendung beschränkt sich nicht nur auf einfache vorgemischte Bunsenbrennerflammen.

Hoffmann et al. waren wohl einer der ersten, die das Peclet-Kriterium für turbulente Drallflammen verwendeten, indem sie die Tangentialgeschwindigkeit als geeigneten Parameter für die charakteristische Geschwindigkeit verwendeten [Hof94] [Hof98]. Weiterhin nutzten Giles et al. das Peclet Kriterium um die Abblasegrenzen eines vorgemischten Drallbrenners, betrieben mit Methan und anderen Prozessgasen der Stahlindustrie, zu korrelieren [Gil16]. Die Autoren nahmen einen konstanten Wert des Exponenten $n = 2$ an und untersuchten den Einfluss auf die Konstante C . Dabei beobachteten die Autoren eine Abhängigkeit vom verwendeten Brennstoff und konnten auch eine Abhängigkeit von der Drallzahl feststellen. Prade et al. untersuchte ebenfalls einen Drallbrenner, der jedoch als Diffusionsflamme betrieben wurde [Pra92]. Auch hier untersuchten die Autoren die potenzielle Korrelation der Abblasegrenzen mithilfe des Peclet-Kriteriums. Die Autoren konnten dabei ihre Ergebnisse verbessern, indem sie für die Peclet-Korrelation das Blockierverhältnis (engl. Dump Ratio, DR) zur mit der Strömungsgeschwindigkeit gebildeten Pecletzahl Pe_u hinzumultiplizierten und weiterhin anstatt der laminaren Flammengeschwindigkeit S_L die turbulente Flammengeschwindigkeit S_t nutzten, die sie mithilfe einer semi-empirische Korrelation berechneten. Zuletzt wurde das Abblasen eines Multi-Injektor Brenners betrieben mit Synthesegas von Sarker et al. [Sar14] untersucht, die die Einflüsse des untersuchten Designs auf die Flammenstabilität und die NOx-Schadstoffemission untersuchten. Auch diese Autoren nutzten die Peclet-Korrelation, um die Abblasegrenzen zu korrelieren und stellten eine leichte Abhängigkeit der Korrelationskonstanten C von der Synthesegaszusammensetzung fest.

Das Peclet-Kriterium wurde somit im Bereich der industriellen Verbrennung weitestgehend für einzelne Drallflammen getestet. Ob eine Anwendung für die Vorhersage der Abblasegrenzen des hier genutzten Multi-Strahlflammenbrenners möglich ist, ist noch zu testen. Weiterhin wurde nach Wissen des Autors noch keine Studie zur Anwendbarkeit des Peclet-Kriteriums unter Varianz fundamentaler geometrischer Parameter durchgeführt. Diese Arbeit hat das Ziel diese Wissenslücken zu schließen.

4.6 Grundlagen der Reaktionskinetik

Die Verbrennung kann durch eine Aneinanderreihung und Überlagerung einer Reihe an Elementarreaktionen beschrieben werden. Diese finden auf unterschiedlichen Zeitskalen statt und stehen oft in Konkurrenz. Während die Thermodynamik unter Vorgabe der thermodynamischen Bedingungen den Gleichgewichtszustand beschreiben kann, ermöglicht die Reaktionskinetik den zeitlichen Verlauf von Spezieskonzentrationen zu beschreiben. Das reaktionskinetische System kann durch einen Reaktionsmechanismus beschrieben werden. Ein Reaktionsmechanismus enthält N_k Spezies X_k , die mithilfe einer Anzahl an N_i Elementarreaktionen verknüpft sind. Eine Elementarreaktion kann folgendermaßen beschrieben werden:



Daraus lässt sich die Bildungsrate einer Spezies k mithilfe der stöchiometrischen Koeffizienten und den individuellen Reaktionsraten r_i berechnen:

$$\dot{\omega}_k = \sum_{i=1}^{N_i} (\nu'_{ki} - \nu''_{ki}) \cdot r_i \quad ; \quad i = 1, \dots, N_i \quad (4.45)$$

Diese Bildungsrate stellt den Quellterm von Gl. 2.5 dar. Die enthaltenen Reaktionsraten sind abhängig von den Spezieskonzentrationen C_k multipliziert mit einem Satz an Reaktionsgeschwindigkeitskoeffizienten für die Hin- und Rückreaktion ($k_{i,f}$ und $k_{i,b}$):

$$r_i = k_{i,f} \prod_{k=1}^{N_k} C_k^{\nu'_{ki}} - k_{i,b} \prod_{k=1}^{N_k} C_k^{\nu''_{ki}} \quad (4.46)$$

Die Reaktionsgeschwindigkeitskoeffizienten werden häufig mithilfe eines erweiterten Arrhenius-Ansatzes berechnet, in dem die starke Temperaturabhängigkeit der Reaktion berücksichtigt wird:

$$k_{i,(f,b)} = B_{i,(f,b)} T^{b_{i,(f,b)}} e^{-\frac{E_{A,(f,b)}}{RT}} \quad (4.47)$$

In dieser Gleichung stellt B den Frequenzfaktor dar, ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, dass es zu einem Stoß der beteiligten Spezies kommt. Die Aktivierungsenergie E_A ist ein Maß für die benötigte Energie der chemischen Reaktion. Die in dieser Gleichung enthaltenen Konstanten können aus der Stoßtheorie hergeleitet werden, werden jedoch aufgrund der Abweichung zur Realität häufig experimentell bestimmt. Ist das zugrundeliegende Reaktionsnetzwerk aus Elementarreaktionen einschließlich der kinetischen Konstanten für ein chemisches Phänomen bekannt, kann der zeitliche bzw. örtliche Verlauf des thermodynamisch-chemischen Zustands berechnet werden.

4.7 Reduktion der reaktiven Gleichungen mithilfe eines Modellsystems

Die Verbrennung von Kohlenwasserstoffen lässt sich durch ein Reaktionsnetz an Elementarreaktion unter Beteiligung vieler Zwischenprodukte beschreiben. Jedoch benötigt ein detaillierter Reaktionsmechanismus selbst für die Verbrennung des einfachsten Kohlenwasserstoffs Methan Hunderte an Reaktionen und eine Vielzahl an Spezies. Beispielsweise beinhaltet der GRI 3.0 Mechanismus, ein häufig genutzter Mechanismus zur Beschreibung der Verbrennung von Methan unter mageren Bedingungen, 325 Elementarreaktionen mit 53 involvierten Spezies [Smi]. Da für die Lösung eines solchen detaillierten Mechanismus für jede involvierte Spezies eine Transportgleichung gelöst werden muss, kann diese durch den hohen rechnerischen Aufwand oft nicht auf 3D-Systeme angewendet werden. Für die numerische Vorhersage der Flammeninstabilität ist aufgrund des instationären und stochastischen Charakters des Ausblasens eine lange Simulationszeit erforderlich. Daher ist es entscheidend, die Anzahl der zu berechnenden Transportgleichungen so weit wie möglich zu reduzieren, ohne essentielle kinetische Informationen des Reaktionsmechanismus zu vernachlässigen.

Zur Bewältigung dieses Problems haben sich zwei Hauptstrategien entwickelt: Eine Reduktion des Reaktionsmechanismus auf die geschwindigkeitslimitierenden Reaktionen und involvierten Spezies, wie das beispielsweise bei der *Intrinsic Low-Dimensional Manifold* (ILDM) Methode [Maa92], bzw. ihrer Weiterentwicklung der *Reaction-Diffusion Manifold* (REDIM) Methode genutzt wird [Byk07, Byk09]. Zum Anderen kann mithilfe eines Modellreaktors die Anzahl der möglichen Reaktionspfade limitiert werden. Auf der letzteren Strategie basiert die von van Oijen et al. vorgeschlagene und in dieser Arbeit genutzten *Flame Generated Manifold* (FGM) Methode [Van01].

Die Grundidee der FGM-Methode ist es unter Anwendung des detaillierten Reaktionsmechanismus an einem einfachen idealisierten Modellreaktors eine Ergebnistabelle zu generieren, die alle für die reaktive Strömungssimulation benötigten chemischen und thermodynamische Werte enthält. Diese Tabelle

kann unter Nutzung einer Reihe an Kontrollparametern, wie Reaktionsfortschrittsvariablen und Mischungsbrüchen ausgelesen werden. Eine mögliche Definition der Reaktionsfortschrittvariable c kann nach folgender Gleichung erfolgen:

$$c = \frac{Y_c - Y_{c,f}}{Y_{c,b} - Y_{c,f}} \quad (4.48)$$

Die Gleichung beinhaltet einen charakteristischen Massenbruch Y_c und wird mit den Werten im Frischgas (Subskript f) und im verbrannten Zustand (Subskript b) entdimensioniert. Der Reaktionsfortschritt ist damit auf den Wertebereich zwischen 0 (unverbrannt) und 1 (thermodynamisches Gleichgewicht) beschränkt. Bei der Wahl einer passenden Variablen für die charakteristischen Variable Y_c ist es wichtig, dass diese den Fortschritt der Reaktion eindeutig beschreibt. Dies kann nur geschehen, falls diese Variable im Laufe der Reaktion monoton steigt oder fällt, um die Eindeutigkeit zu gewährleisten.

In der Literatur wurden bereits verschiedene thermodynamischen Parameter für Y_c vorgeschlagen und genutzt. Hierbei wurden häufig die Temperatur oder der Massenbruch an Sauerstoff genutzt [Hab02, Pie04, Ihm05]. Aber auch die Summe von charakteristischen Massenbrüchen wurde in der Vergangenheit von mehreren Forschern erfolgreich verwendet [Fio05, Kue11]. Für diese Arbeit werden die Hauptprodukte der Kohlenstoffoxidation genutzt:

$$Y_c = Y_{CO_2} + Y_{CO} \quad (4.49)$$

Eine weitere Größe wird bei der Verbrennung von nicht-vorgemischten Flammen benötigt, welche die lokale Vermischung quantifiziert. Dies erfolgt mithilfe des Mischungsbruches f , einem entdimensionierten Elementmassenbruch, der mittels seiner Zustände im Oxidator (Ox) und im Brennstoff

(Br) normiert ist. Bei der Verbrennung von Kohlenwasserstoffen ist es sinnvoll, den Elementmassenbruch über Kohlenstoff Z_C und Wasserstoff Z_H zu definieren.

$$f = \frac{Z_j - Z_{j,Ox}}{Z_{j,Br} - Z_{j,Ox}} \quad , \quad Z_j = Z_C + Z_H \quad (4.50)$$

Der Mischungsbruch kann Werte zwischen 0 (reiner Oxidator) und 1 (reiner Brennstoff) annehmen. Der Zusammenhang zwischen den Elementmassenbrüchen und den Komponentenmassenbrüchen ist durch folgende Gleichung gegeben:

$$Z_j = \sum_{k=1}^{N_k} \nu_{k,j} \frac{\overline{M}_j}{\overline{M}_k} Y_k \quad (4.51)$$

Für den Reaktionsfortschritt und den Mischungsbruch lassen sich Transportgleichungen herleiten, die während einer Strömungssimulation gelöst werden können, um den aus der chemischen Reaktion resultierenden thermodynamischen Zustand zu beschreiben. Unter der Anwendung der Favre-Filterung ergibt sich folgende Gleichung für den Reaktionsfortschritt c

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{c}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_i \bar{c})}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \widetilde{u_i c} - \bar{\rho} \tilde{u}_i \bar{c}) = - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{\frac{\mu_t}{Sc_t} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_j}} \right) + \bar{\omega}_c \quad (4.52)$$

bzw. für den charakteristischen Massenbruch Y_c

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{Y}_c}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_i \bar{Y}_c)}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \widetilde{u_i Y_c} - \bar{\rho} \tilde{u}_i \bar{Y}_c) = - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{\frac{\mu_t}{Sc_t} \frac{\partial \bar{Y}_c}{\partial x_j}} \right) + \bar{\omega}_{Y_c} \quad (4.53)$$

Für den Mischungsbruch f lässt sich unter der Annahme identischer Lewis-Zahlen für alle Spezies nachfolgende Gleichung herleiten. Hierbei entfällt der Quellterm, da der Mischungsbruch als Erhaltungsgröße nicht durch die Reaktion verändert wird.

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{f}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{f})}{\partial x_i} = - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{Sc_t} \frac{\partial \tilde{f}}{\partial x_j} \right) \quad (4.54)$$

4.8 Modellreaktoren

Modellreaktoren werden verwendet, um die thermodynamischen Größen der Flamme, wie Temperatur und Massenanteile, mit der Reaktionsfortschrittsgröße zu korrelieren. Es gibt verschiedene Systeme, die sich in den berücksichtigten physikalischen Phänomenen unterscheidet. Diese Modellreaktoren haben in der Regel nur eine Raum- oder Zeitkoordinate und erlauben daher die Verwendung von detaillierten Reaktionsmechanismen. So können mit geringem Rechenaufwand chemische Tabellen erstellt werden, die für spätere Simulationen mit den gewählten Kontrollparametern ausgelesen werden können. Im Folgenden werden die drei bedeutendsten Modellreaktoren vorgestellt:

4.8.1 Idealer Satzreaktor

Der ideale Satzreaktor stellt das simpelste Reaktionssystem dar, in dem die Reaktion ausschließlich durch die Reaktionskinetik definiert ist. Der ideale Satzreaktor ist ein adiabates und geschlossenes System. Das System wird zu einem Zeitpunkt t_0 mit einem unverbrannten Eduktgemisch initialisiert und der zeitliche Verlauf der thermodynamischen Größen wird berechnet. Da das System ideal gemischt ist, werden keine örtlichen Dimensionen benötigt. Dies bedeutet weiterhin, dass auch keine Wärme- oder Stofftransportprozesse berücksichtigt werden. Zur Lösung dieses System muss entweder der Druck p oder

das Volumen V konstant gehalten werden. Da technische Verbrennungssysteme oft unter näherungsweise isobaren Bedingungen stattfinden, wird häufig der isobare Satzreaktor gewählt. Die Gesamtenthalpie bleibt hier nach dem ersten Hauptsatz konstant, während die Temperatur, die Spezieskonzentration und das Volumen als Folge der exothermen Reaktion als Funktion der Zeit berechnet werden können:

$$\frac{\partial Y_k}{\partial t} = \dot{\omega}_k \bar{M}_k v \quad (4.55)$$

$$V(t) = \frac{n(t) \mathcal{R} T(t)}{p} \quad (4.56)$$

$$n(t) = \frac{m}{\bar{M}(t)} \quad (4.57)$$

In diesen Gleichungen beschreibt v das spezifische Volumen des Reaktors.

4.8.2 Eindimensionale, laminare Vormischflamme

Die eindimensionale laminare Vormischflamme berücksichtigt im Vergleich zum Satzreaktor nicht nur die reine Reaktionskinetik, sondern zusätzlich noch den Einfluss von Wärme- und Stofftransport. Dazu wird in diesem Reaktionssystem eine räumliche Koordinate genutzt, während die Flamme als stationär angenommen wird. Angelehnt ist diese Modellflamme an die reale laminare, planare Vormischflamme, die für die Messung der laminaren Flammgeschwindigkeit genutzt wird. Zur Lösung des Flammenprofils werden Bilanzgleichungen für die Masse (Gl. 4.58), die Energie (Gl. 4.59) und die Speziesmassenbrüche (Gl. 4.60) gelöst:

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x} = 0 \quad (4.58)$$

$$\rho u c_p \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \sum_{k=1}^{N_k} j_x c_{p,k} \frac{\partial T}{\partial x} + \sum_{k=1}^{N_k} \dot{\omega}_k \bar{M}_k = 0 \quad (4.59)$$

$$\rho u \frac{\partial Y_k}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho Y_k V_k) = \dot{\omega}_k \bar{M}_k \quad (4.60)$$

$$\rho = \frac{p \bar{M}}{\mathcal{R} T} \quad (4.61)$$

Hierbei beschreibt V_k die Diffusionsgeschwindigkeit. Eine genauere Beschreibung dieses Modells kann beispielsweise bei *Kee et al.* [Kee05] gefunden werden.

4.8.3 Gegenstromdiffusionsflamme

Dieser Modellreaktor ist ebenfalls an eine experimentell untersuchte Flamme angelehnt. Hierbei strömen Brennstoff und Oxidator aufeinander, wodurch sich nahe des Staupunktes eine Flamme ausbildet. Die Umlenkung führt zu einer Streckung der Flamme, die von den Geschwindigkeiten der Eduktströme abhängt. Unter der Annahme der Rotationssymmetrie kann die Gegenstromdiffusionsflamme durch das folgende System an Differentialgleichungen beschrieben werden [Pet00, Tur00]:

$$\frac{\partial \rho u}{\partial z} + 2\rho V = 0 \quad (4.62)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial V}{\partial z} \right) - \Lambda - \rho u \frac{\partial V}{\partial z} - \rho V^2 = 0 \quad (4.63)$$

$$\rho u c_p \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \sum_{k=1}^{N_k} j_z c_{p,k} \frac{\partial T}{\partial z} + \sum_{k=1}^{N_k} \dot{\omega}_k \bar{M}_k h_k = 0 \quad (4.64)$$

$$\rho u \frac{\partial Y_k}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho Y_k V_k) = \dot{\omega}_k \bar{M}_k \quad (4.65)$$

Die Streckung beeinflusst durch den veränderten Stoff- und Wärmetransport die laminare Flammengeschwindigkeit und kann ab einer kritischen Streckungsrate zu einem Verlöschen der Flamme führen. Daher besteht ein berechtigtes Interesse, die Streckung zu berücksichtigen. Im Falle der FGM-Modellierung erlaubt die Gegenstromdiffusionsflamme die Streckung als zusätzlichen Kontrollparameter in die Tabellierung mit aufzunehmen. Solche Ansätze neigen jedoch dazu, den Streckungseffekt zu überschätzen, da der Einfluss für stationäre Flammen berechnet wird. Wie aus Untersuchungen bekannt ist, ist die Streckung in turbulenten Strömungen auf die turbulente Zeitskala begrenzt und daher nicht so stark wie im Falle einer stationären Flamme [Zha17]. Für die Lösung dieser Problematik ist noch weitere Forschung notwendig.

4.9 Erstellung der chemischen Tabellen

Zur Reduzierung der Chemie wurden für diese Arbeit chemische Tabellen erstellt. Hierzu wurde die 1-dimensionale Flamme bei allen untersuchten Mischungsbrüchen und Vorwärmtemperaturen mithilfe des GRI 3.0 Mechanismus [Smi] in der Python-Bibliothek *Cantera* gelöst. Zur Definition des Reaktionsfortschrittes c wurde die Summe der Massenanteile der Spezies

CO_2 und CO genutzt. Eine beispielhafte Tabellierung des Quellterms $\dot{\omega}_{Y_C}$ für eine atmosphärische Erdgas-Luft Flamme bei einer Vorwärmtemperatur $T_0 = 100\text{ }^\circ\text{C}$ ist in Abb. 4.8 dargestellt.

Im Falle einer laminaren Simulation kann diese Tabelle direkt angewendet werden, um den Quellterm für die Transportgleichung des Reaktionsfortschrittes c zu bestimmen. Bei den hier genutzten LES-Simulationen führt die nicht aufgelöste Turbulenz, bedingt durch den erhöhten Wärme- und Stofftransport, zu einer gesteigerten Umsatzrate. Für diese Turbulenz-Chemie-Interaktion (TCI) wird zusätzliche Modellierung benötigt. Im Rahmen dieser Arbeit werden zwei TCI-Modelle genutzt und hinsichtlich ihrer Fähigkeit zur Berechnung des Abblasevorgangs verglichen.

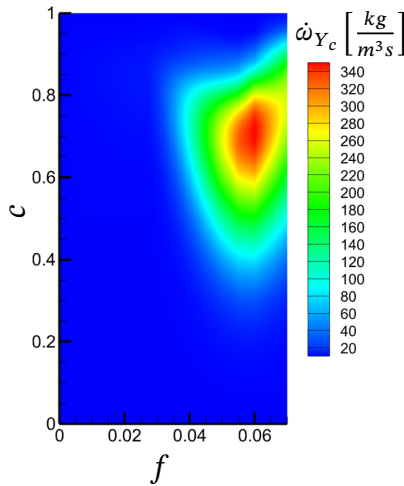


Abbildung 4.8: Beispielhafte chemische Tabelle für den Reaktionsquellterm für eine Erdgas-Luft-Flamme bei $T_0 = 100\text{ }^\circ\text{C}$

4.10 Turbulent flamespeed closure Modelle

Die Erforschung turbulenter Flammen ist bis heute Thema der Forschung. Die gesteigerte mittlere Reaktionsrate im Vergleich zu Flammen in laminaren

Strömungsfeldern wird dabei häufig mithilfe der vergrößerten Flammenoberfläche und der erhöhten turbulenten Flammengeschwindigkeit korreliert. Wie bereits in Kapitel 4.1 diskutiert und beispielsweise in Gl. 4.15 dargestellt wurde, besteht ein direkter Zusammenhang zwischen der mittleren Reaktionsrate und der Flammengeschwindigkeit. Diese Beobachtung ist Grundlage der Modelle dieses Kapitels, die die erhöhte turbulente Reaktionsrate mithilfe analytischer bzw. semiempirischer Korrelationen der Flammenoberflächendichte, bzw. der turbulenten Flammengeschwindigkeit berechnen.

4.10.1 Flammenoberflächendichte-Modelle

Ein Ansatz, der unter der Flamelet-Annahme gerechtfertigt ist, besteht darin, den reaktiven Quellterm über eine Betrachtung der Flammenoberfläche zu beschreiben. In der Regel ist die Flammenfront zu dünn, um die Flammenfront in einem numerischen Gitter im Detail aufzulösen. Daher enthält eine Rechenzelle oft eine gefaltete Flammenoberfläche, die im Vergleich zu einer flachen Flamme einen erhöhten Quellterm besitzt. Diese Modelle werden oft als Flammenoberflächendichte-Modelle (engl. Flame Surface Density, FSD) bezeichnet. Wird angenommen, dass jedes Flammenelement sich mit der Flammengeschwindigkeit S_L in das Frischgasgemisch ausbreitet, lässt sich folgende Gleichung aufstellen.

$$\rho_u S_L A_L = \bar{\omega}_c V_f \quad (4.66)$$

Diese Gleichung lässt sich nach der Reaktionsrate auflösen:

$$\bar{\omega}_c = \rho_u S_L \frac{A_L}{V_f} = \rho_u S_L \Sigma = \rho_u S_L \Xi |\nabla c| \quad (4.67)$$

In dieser Gleichung beschreibt A_L die instantane Flammenoberfläche, V_f das betrachtene Flammenvolumen und Σ die Flammenoberflächendichte, welche

die vorhandene Flammenoberfläche pro Volumen mit der Einheit $[m^2/m^3]$ bezeichnet. Die Flammenoberflächendichte ist ein Maß für die Faltung der Flamme als Resultat der turbulenten Strömung. Eine weitere Form dieses Modells kann erhalten werden, wenn die Flammenoberflächendichte mithilfe eines Faltungsfaktor $\Xi = A_L/A_t$ verknüpft mit einem Gradientenansatz ersetzt wird. Eine verstärkte Turbulenz erhöht die Faltung der Flamme, wodurch auch der Quellterm vergrößert wird. Durch diesen Zusammenhang ist in diesem Modell die Turbulenz-Chemie-Interaktion gegeben. Die Herausforderung dieses Modells ist eine Berechnungsvorschrift für die Flammenoberflächendichte Σ zu liefern. Dies kann mithilfe einfacher algebraischer Gleichungen erfolgen, als auch mittels zusätzlicher Transportgleichungen.

4.10.2 Zimont Modell

Das Zimont-Modell wurde ursprünglich von Zimont und Lipatnikov vorgeschlagen [Zim95] und lässt sich aus Gl. 4.67 der FSD-Modellierung herleiten, wenn der Faltungsfaktor Ξ mithilfe des Verhältnisses der Flammengeschwindigkeiten im laminaren und im turbulenten Zustand umgeschrieben wird:

$$\Xi = \frac{A_L}{A_t} = \frac{S_t}{S_L} \quad (4.68)$$

Dieser Sachverhalt ist wie bereits in Kapitel 4.4 beschrieben für Flammen im Flamelet-Bereich gerechtfertigt und erlaubt eine Substitution des Faltungsfaktors in Gl. 4.67, wodurch folgende Gleichung erhalten werden kann [Pet00]:

$$\dot{\omega}_c = \rho S_c = \rho_u S_t |\nabla c| \quad (4.69)$$

Im Gegensatz zum FSD-Modell wird der Turbulenzeinfluss auf den reaktiven Quellterm nicht über die Flammenoberflächendichte modelliert, sondern direkt über die turbulente Flammengeschwindigkeit S_t . Da in vielen Studien

der Einfluss verschiedener Parameter auf die turbulente Flammengeschwindigkeit S_t bereits intensiv untersucht wurde, wird dieser Parameter in der Verbrennungsmodellierung bevorzugt.

Mithilfe der Transportgleichung einer Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Temperatur und der Geschwindigkeit konnte Kuznetsov unter der Annahme einer dünnen Reaktionsfront Gl. 4.70 herleiten, die auch Zimont et al. mithilfe einer Dimensionsanalyse erhielt. Die Herleitungen gingen dabei von turbulente Flammen im Bereich der homogenen Flammenfront aus [Zim00, Kuz76].

$$S_t = A_{Zim}(u')^{3/4} S_L^{1/2} a^{-1/4} L_t^{1/4} \quad (4.70)$$

In dieser Gleichung stellt A_{Zim} eine Modellkonstante dar, die vom Flammentyp abhängt und die in der Größenordnung Eins liegt [Zim98].

4.10.3 Kolmogorov-Petrovsky-Piscounov Theorem

Eine weitere Möglichkeit der Schließung der Gleichungen ist durch das sogenannte Kolmogorov-Petrovsky-Piscounov-Theorem (KPP-Theorem) gegeben [Kol37]. Diese Forscher untersuchten die Eigenschaften der Lösung einer Diffusions-Transportgleichung mit einem Quellterm für den Transport einer genormte Biomassendichte c nach Gl. 4.71:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \frac{\partial^2 c}{\partial x_j^2} + \dot{\omega}_c \quad (4.71)$$

Kolmogorov und seine Kollegen konnten nachweisen, dass sich bei der Lösung dieser Differentialgleichung nach kurzer Einlaufzeit eine konstant ausbreitenden Front ausbildet, falls folgende Eigenschaften für den Quellterm erfüllt sind:

$$\begin{aligned}
\dot{\omega}_c|_{c=0} &= \dot{\omega}_c|_{c=1} = 0 \\
\dot{\omega}_c &> 0 \quad \text{für} \quad 0 < c < 1 \\
\dot{\omega}'_c|_{c=0} &= \alpha > 0 \quad ; \quad \dot{\omega}'_c|_{c>0} < \alpha
\end{aligned} \tag{4.72}$$

Hierbei stellt $\dot{\omega}'_c$ die Ableitung der Reaktionsrate nach c dar. Sind diese Bedingungen erfüllt bildet sich eine konstant ausbreitende Front, deren Ausbreitungsgeschwindigkeit Λ mithilfe der Diffusionskonstante D und der Initialsteigung α nach folgender Gleichung berechnet werden kann:

$$\Lambda = 2\sqrt{D\alpha} \tag{4.73}$$

Von Kolmogorov et al. wurde folgende Formfunktion für die Reaktionsrate vorgeschlagen, die alle drei Kriterien in Gl. 4.72 erfüllt [Kol37]:

$$\dot{\omega}_c = \alpha \cdot c (1 - c) \tag{4.74}$$

Da die untersuchte Transportgleichung eine beliebige skalare Größe beschreibt, die auf den Wertebereich zwischen 0 und 1 beschränkt ist, können diese Ergebnisse auch für die Transportgleichung des Reaktionsfortschrittes verwendet werden. So entspricht Gl. 4.71 dem Fall einer Flammenausbreitung in einem ruhenden Medium. Dies motivierte Forscher bereits in den 80er Jahren dieses Theorem auch für Verbrennungsprobleme anzuwenden [Hak85, Zel80]. Schmid et al. entwickelten basierend auf diesen Arbeiten ein numerisches Modell zur Simulation von Vormischflammen [Sch98]. Eine fundamentale Gleichung dieser Modellierung kann auf Basis von Gl. 4.73 und Gl. 4.74 erhalten werden wobei die Ausbreitungsgeschwindigkeit Λ mit der turbulenten Flammengeschwindigkeit S_t gleichgesetzt wird. Damit kann folgende Gleichung für den Quellterm des Reaktionsfortschrittes hergeleitet werden:

$$\dot{\omega}_c = \frac{\rho_u}{4} \frac{S_t^2}{D_t} \cdot c(1 - c) \quad (4.75)$$

Hiermit wird eine direkte Berechnung des Quellterms durch eine einzelne analytische Gleichung ermöglicht. Der Turbulenzeinfluss wird hier mithilfe der turbulenten Flammengeschwindigkeit S_t und mit einem geringeren Einfluss durch die turbulente Diffusivität D_t erreicht. Für die turbulente Flammengeschwindigkeit wird eine Korrelation in Abhängigkeit lokaler Turbulenzparameter benötigt. Der Vorteil dieses Modells ist die einfache Erweiterbarkeit der Gleichung. Da hier die turbulente Flammengeschwindigkeit direkt genutzt wird, ist die Implementierung einer der zahlreichen experimentellen Korrelationen aus der Literatur, die den Einfluss weiterer Parameter wie Streckung oder Wärmeverlust auf die Flammengeschwindigkeit beschreiben, sehr simpel. So hat beispielsweise Zhang, der sich mit der numerischen Simulation von turbulenten Verbrennungslärm beschäftigte, weitere Modelle eingeführt, welche die Verringerung der Flammengeschwindigkeit durch lokale Streckung berücksichtigen [Zha14]. Weiterhin erweiterte er das hier beschriebene Modell durch die Einführung eines Mischungsbruches auch für die Anwendung für nicht-vorgemischte Flammen.

Für die Anwendung des KPP-Theorems müssen die in Gl. 4.72 dargestellten mathematischen Bedingungen erfüllt sein. Unter Anwendung von Gl. 4.75, die diese Bedingungen erfüllt, wird immer die gleiche parabolische Verteilung der Reaktionsrate berechnet, die sich in Abhängigkeit des thermodynamischen Anfangszustandes nur in ihrer Amplitude ändert. Dies ist im Kontrast zu einer realen Reaktionsratenverteilung, die beispielsweise mit einem detaillierten Reaktionsmechanismus berechnet wird. Dazu ist in Abb. 4.9 beispielhaft der aus Gl. 4.75 (im Folgenden als KPP-Gleichung bezeichnete) berechnete Reaktionsratenverlauf mit dem Reaktionsratenverlauf einer 1-dimensionalen laminaren Vormischflamme, berechnet mit dem detaillierten GRI 3.0 [Smi] Mechanismus für eine magere Methan-Luft-Flamme abgebildet.

Zwei grundlegende Unterschiede sind zu erwähnen: Einerseits wird bei der Nutzung der KPP-Gleichung das Maximum des Quellterms immer bei $c = 0,5$

modelliert, wobei das reale Maximum, berechnet mit dem detaillierten Mechanismus, deutlich näher zum Ende der Flamme vorliegt. Zum anderen ist die KPP-Verteilung deutlich breiter, wodurch für nahezu alle Werte des Reaktionsfortschrittes zumindest moderate Reaktionsraten berechnet werden. Die reale Verteilung ist deutlich enger, wodurch das Maximum einen höheren Wert aufweist und für niedrige Werte des Reaktionsfortschrittes zu Reaktionsraten nahe Null führt. Auch wenn der exakte Verlauf der Lösung des detaillierten Mechanismus von dem thermodynamischen Anfangszustand und der Wahl des Modellreaktors abhängen, sind diese grundlegenden Unterschiede in vielen Flammen vorzufinden. Der Verlauf der KPP-Gleichung wird in Abhängigkeit des thermodynamischen Zustands nur in ihren Absolutwerten gestreckt, wobei der qualitative Verlauf immer erhalten bleibt.

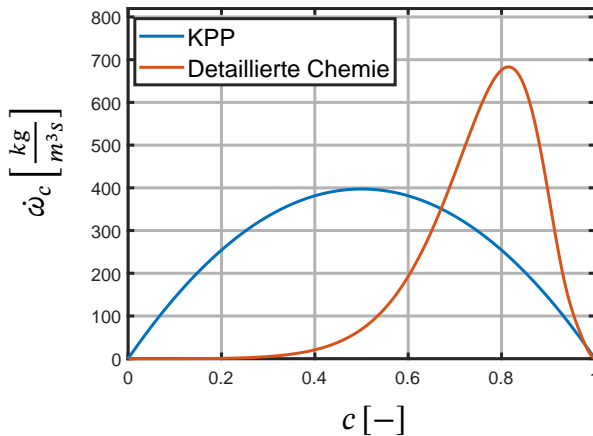


Abbildung 4.9: Vergleich des Quelltermverlaufs zwischen dem KPP-Theorem und eines detaillierten Mechanismus für eine 1D vorgemischte Methan-Luft Flamme

An dieser Rechnung ist gut zu sehen, dass die in Gl. 4.72 dargestellten mathematischen Bedingungen des KPP-Theorems für eine reale Flamme nicht erfüllt sind. Wie in Abb. 4.9 zu sehen ist, sind im Grenzfall einer laminaren Flamme die ersten beiden Bedingungen in sehr guter Näherung erfüllt. Jedoch stellt die dritte Bedingung, einen maximalen Gradienten bezüglich der Reaktionsrate zu Beginn der Reaktion, im starken Kontrast zur realen Flamme,

die dort einen Gradienten nahe Null aufweist. Während die korrekte Wiedergabe der Flammengeschwindigkeit mathematisch im Modell inbegriffen ist, kann der Unterschied im Verlauf der Reaktionsrate starke Unterschiede in der Flammendicke hervorrufen. Im Falle der Nutzung innerhalb einer RANS-Modellierung, für die es ursprünglich entwickelt wurde, können integral die unterschiedlichen Verläufe der Reaktionsrate zumindest teilweise ausgeglichen werden. Im Falle einer LES-Modellierung mit ihrer feineren Auflösung haben diese lokalen Unterschiede der Reaktionsrate einen größeren Einfluss und es ist zu erwarten, dass der Einfluss mit steigender Auflösung weiter zunimmt. Angesichts der großen Unterschiede in der Zuordnung der Reaktionsrate zum Reaktionsfortschritt ist die Validität der Nutzung der chemischen Tabellierung mithilfe dieser Modellierung fraglich, wird aber aufgrund der einfachen Modellierung und Erweiterbarkeit zur Berechnung der Flammstabilitätsgrenzen untersucht.

Zur Schließung des Modells wird eine Korrelation der turbulenten Flammengeschwindigkeit S_t benötigt. Wie bereits in Kapitel 4.4 besprochen wurde, sind hier in Abhängigkeit des Flammenregimes unterschiedliche Flammen-Turbulenz-Interaktionen vorzufinden und damit verschiedene Korrelationen der turbulenten Flammengeschwindigkeit von der Turbulenz. Schmid untersuchte diese Abhängigkeiten und entwickelte eine Korrelation, die das Verhalten der Turbulenz-Flammen-Interaktion der verschiedenen Bereiche zusammenfasst, indem er die Damköhlerzahl Da in die Korrelation einführte [Sch95]:

$$\frac{S_t}{S_L} = 1 + \frac{u'}{S_L} (1 + Da^{-2})^{-1/4} \quad (4.76)$$

In dieser Gleichung sind die für den Flamelet-Bereich ($Da \gg 1$, Gl. 4.31) und die der homogenen Flammenfront ($Da \ll 1$, Gl. 4.35) gültigen Abhängigkeiten als Grenzfälle enthalten.

Für die Berechnung der Damköhlerzahl wurde von Schmid folgende Gleichung vorgeschlagen [Sch95]:

$$Da^{-1} = \frac{\tau_c}{\tau_t} = \frac{c_W^2 \frac{a}{S_L^2}}{c_\epsilon \frac{L_t}{u'}} \quad (4.77)$$

In dieser Gleichung beschreibt c_W die Proportionalitätskonstante für das chemische Zeitmaß, welche für Methan-Luft-Flammen den Wert $c_W = 1,2$ annimmt (siehe Kapitel 4.2) und c_ϵ eine Proportionalitätskonstante, die aus einer Betrachtung der spektralen Dissipationsrate hergeleitet werden kann. Für diesen Wert empfiehlt Schmid den Wert $c_\epsilon = 0,09$ [Sch95].

4.11 Verbundwahrscheinlichkeitsdichtemodell

Die Turbulenz führt zu einer zeitlichen Schwankung aller relevanter thermodynamischer Größen und damit auch für den Reaktionsfortschritt und den Massenbruch. Da in einer LES üblicherweise nicht alle turbulenten Strukturen aufgelöst werden, ist auch die durch die Schwankung verursachte statistische Verteilung der Größen, die den Reaktionsfortschritt bestimmen, nicht bekannt. Falls diese Verteilung der Größen, die den Reaktionsfortschritt bestimmen, jedoch bekannt wäre, lässt sich der resultierende turbulente Reaktionsquellterm über eine Integration aller Wahrscheinlichkeiten berechnen. Diese Vorgehensweise wird in der Literatur als Wahrscheinlichkeitsdichteansatz bezeichnet und beruht, wie der Name andeutet, auf der Berechnung einer Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (engl. Probability Density Function, PDF). Wenn die Mischung mithilfe des Mischungsbruchs f und der Fortschritt der Verbrennung mit der Reaktionsfortschrittsvariablen c beschrieben wird, wird für jede dieser beiden Variablen eine PDF benötigt. Obwohl die Verteilung der PDF stark vom betrachteten Verbrennungssystem abhängt, wird oft die Vereinfachung verwendet, dass diese durch eine analytische Funktion beschrieben werden kann, deren Ausbildung mithilfe einer oder

mehrerer turbulenter Kontrollgrößen gesteuert werden kann. Ein solches Modell der angenommenen Verbundwahrscheinlichkeitsdichte (engl. presumed Joint-Probability-Density-Function, JPDF) wurde am Engler-Bunte-Institut, Teilbereich Verbrennungstechnik, von Kern in das Open-Source-Framework OpenFOAM implementiert [Ker13] und von verschiedenen Forschern weiterentwickelt und zur Untersuchung diverser Brennerphänomene genutzt [Hof01, Gro03, Bru06, Wet06, Ker09, Pra12, Cun16, Sed19, Eib18].

4.11.1 Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen

Im Falle turbulenter Strömungen unterliegen alle Feldgrößen einer unregelmäßigen Fluktuation um einen Mittelwert. Die stochastische Verteilung eines Skalars ϕ als Funktion von Ort und Zeit lässt sich vollständig durch eine Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $\mathcal{P}(\phi, x, t)$ beschreiben. Die PDF beschreibt dabei die Wahrscheinlichkeit, die betrachtete Größe in einem Definitionsbereich vorzufinden.

Die Beschreibung einer fluktuierenden Größe mithilfe einer PDF ist grafisch in Abb. 4.10 dargestellt. Im linken Diagramm ist ein zeitlicher Verlauf des Skalars ϕ abgebildet mit einem Mittelwert $\bar{\phi}$. Hieraus lässt sich eine kumulative Verteilungsfunktion \mathcal{F} herleiten (mittleres Diagramm), welche beschreibt mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Wert $\varphi < \phi$ vorliegt und auf den Wertebereich zwischen Null und Eins beschränkt ist:

$$\mathcal{F}(\varphi) = \text{Prob}(\phi < \varphi) \quad (4.78)$$

Mithilfe dieser Verteilungsfunktion lässt sich die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion \mathcal{P} als Ableitung der Verteilungsfunktion definieren:

$$\mathcal{P}(\varphi) = \frac{d\mathcal{F}(\varphi)}{d\varphi} \quad (4.79)$$

Nach dieser Definition lässt sich die Wahrscheinlichkeit, die Variable im Bereich $[\varphi, \varphi + d\varphi]$ zu finden, berechnen durch:

$$\text{Prob}(\varphi < \phi < \varphi + d\varphi) = \mathcal{P}(\varphi)d\varphi \quad (4.80)$$

Durch die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion lassen sich wichtige Kenngrößen der Verteilung in Form der statistischen Momente herleiten. Für eine Verteilung $Q(\varphi)$ lässt sich der Erwartungswert, das zentrale Moment erster Ordnung, über die Integration über die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion bestimmen:

$$\bar{Q}(\varphi) = \int_{-\infty}^{\infty} Q(\varphi)\mathcal{P}(\varphi)d\varphi \quad (4.81)$$

Die Breite der Verteilung, das zentrale Moment zweiter Ordnung, ergibt sich mithilfe der quadrierten Abstände zum Mittelwert:

$$\overline{Q'^2}(\varphi) = \int_{-\infty}^{\infty} (Q(\varphi) - \bar{Q})^2 \mathcal{P}(\varphi) d\varphi \quad (4.82)$$

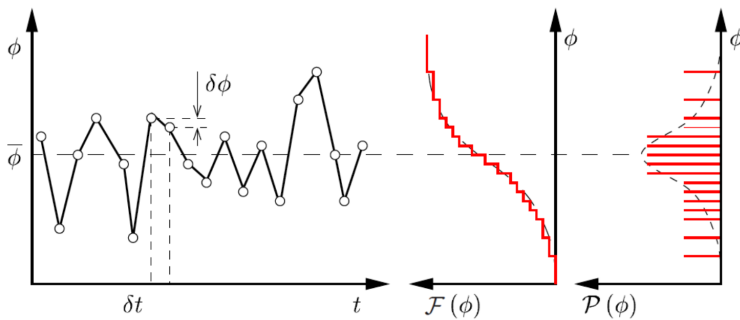


Abbildung 4.10: Beschreibung einer fluktuierenden Größe mithilfe einer Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (von Hoffmann [Hof04])

Neben diesen Momenten gibt es noch höhere Momente, die beispielsweise Aussagen über die Symmetrie der Verteilung geben. Diese werden in der Turbulenzmodellierung nur selten angewendet und werden deshalb hier nicht weiter erläutert. Wie beispielhaft an Gl. 4.81 und 4.82 zu sehen ist erlaubt die Kenntnis der PDF \mathcal{P} die Berechnung aller statistischen Momente. Eine detaillierte Rekonstruktion der PDF bei Kenntnis einer endlichen Anzahl an statistischer Momente ist jedoch nicht möglich [Pop05].

Zur Bestimmung des gefilterten Quellterms ist die Berechnung der PDF erforderlich. Zur Vereinfachung der Modellierung ist eine häufige Annahme, dass die prinzipielle Form der PDF für den ganzen betrachteten Bereich durch eine vordefinierte Funktion beschreibbar ist, die eine endliche Anzahl Parameter zur exakten Beschreibung benötigt. Diese Parameter sind in der Regel von der lokalen Turbulenz abhängig. Eine mögliche Funktion zur Modellierung der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion ist die sogenannte Beta-Funktion [Poi05]. Diese Funktion benötigt die Vorgabe zweier Parameter: dem Mittelwert und einer Varianz. Für ein Skalar ϕ hat die β -PDF folgende Form:

$$\mathcal{P}(\phi) = \frac{\Gamma(\alpha + \beta)}{\Gamma(\alpha)\Gamma(\beta)} \phi^{\alpha-1} (1 - \phi)^{\beta-1} \quad (4.83)$$

Hierbei beschreibt \mathcal{P} die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion, Γ die Gammafunktion und für die Parameter α und β gelten folgende Zusammenhänge:

$$\alpha = \tilde{\phi} \gamma \quad (4.84)$$

$$\beta = (1 - \tilde{\phi}) \gamma \quad (4.85)$$

wobei $\tilde{\phi}$ den Mittelwert von ϕ beschreibt und γ mithilfe der Varianz ϕ'' der Größe ϕ folgendermaßen berechnet werden kann:

$$\gamma = \frac{\tilde{\phi}(1 - \tilde{\phi})}{\phi''} - 1 \quad (4.86)$$

In dem hier genutzten JPDF-Modell wird der Turbulenzeinfluss auf die beiden Kontrollgrößen, dem charakteristischen Massenbruch (zur Bestimmung des Reaktionsfortschrittes) und dem Mischungsbruch berücksichtigt. Für beide Größen müssen unter Nutzung der β -Funktion zur Beschreibung der PDF jeweils ein Mittelwert und eine Varianz berechnet werden.

Der Mittelwert des charakteristischen Massenbruchs kann über die LES-gefilterte Transportgleichung berechnet werden:

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}_c}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{Y}_c)}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \widetilde{u_i Y_c} - \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{Y}_c) = - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\overline{\frac{\mu_t}{Sc_t} \frac{\partial Y_c}{\partial x_j}} \right) + \bar{\dot{\omega}}_{Y_c} \quad (4.87)$$

Für die Varianz Y_C'' wird ein analytischer Ansatz von Pierce und Moin [Pie04, Pie98] genutzt, der analog zum Standard-Smagorinsky Modell auf einem Gradientenansatz basiert:

$$Y_C'' = C_{Y_C''} \Delta^2 \left(\frac{\partial \tilde{Y}_c}{\partial x_i} \right)^2 \quad (4.88)$$

Für die hier benötigte Konstanten werden die Werte $C_{Y_C''} = 0,1$ und $Sc_t = 0,7$ genutzt.

Analog kann für den gefilterten Massenbruch f folgende Transportgleichung gelöst werden:

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{f}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{f})}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{f} - \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{f}) = - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu_t}{Sc_t} \frac{\partial \tilde{f}}{\partial x_j} \right) \quad (4.89)$$

Auch hier wird eine Gleichung für die Varianz f'' benötigt, für den analog zum charakteristischen Massenbruch ein Gradientenansatz genutzt werden kann:

$$f'' = C_{f''} \Delta^2 \left(\frac{\partial \tilde{f}}{\partial x_i} \right)^2 \quad (4.90)$$

Da sowohl für den Reaktionsfortschritt als auch für den Massenbruch eine PDF berechnet wird und gleichzeitig für die Reaktionsrate genutzt werden muss, wird eine sogenannte Verbundwahrscheinlichkeitsdichtefunktion (engl. Joint Probability Density Function, JPDF) benötigt. Durch eine JPDF \mathcal{P}_{12} kann die Wahrscheinlichkeit angegeben werden zwei Zufallsgrößen ϕ_1 und ϕ_2 in einem Stichprobenraum φ_1 und φ_2 zu finden durch:

$$Prob(\varphi_1 < \phi_1 < \varphi_1 + d\varphi_1, \varphi_2 < \phi_2 < \varphi_2 + d\varphi_2) = \mathcal{P}_{12}(\varphi_1, \varphi_2) d\varphi_1 d\varphi_2 \quad (4.91)$$

Unter der Annahme der statistischen Unabhängigkeit der beiden Zufallsgrößen ϕ_1 und ϕ_2 , kann die JPDF durch das Produkt der einzelnen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen berechnet werden:

$$\mathcal{P}_{12}(\varphi_1, \varphi_2) = \mathcal{P}_1(\varphi_1) \cdot \mathcal{P}_2(\varphi_2) \quad (4.92)$$

Alle für die Rechnungen benötigten favre-gefilterten Größen können hier-nach folgendermaßen bestimmt werden:

$$\tilde{\phi}(\tilde{f}, f'', \tilde{c}, c'') = \int_0^1 \int_0^1 \phi(f, c) \mathcal{P}_f \mathcal{P}_c df dc \quad (4.93)$$

So folgt für die Berechnung des gefilterten Quellterms $\tilde{\omega}_{Y_C}$:

$$\tilde{\omega}_{Y_C}(\tilde{f}, f'', \tilde{c}, c'') = \bar{\rho}(\tilde{f}, f'', \tilde{c}, c'') \int_0^1 \int_0^1 \frac{\dot{\omega}_{Y_C}(f, c)}{\rho(f, c)} \mathcal{P}_f \mathcal{P}_c df dc \quad (4.94)$$

Die Integration erfolgt mit dem Algorithmus von Liu et al. [Liu02], deren Anwendung beispielsweise in [Sed19] genauer erklärt ist. Zur Reduzierung des Rechenaufwandes wird die Integration des Quellterms vor der Hauptsimulation durchgeführt und in Abhängigkeit der Kontrollgrößen $\tilde{c}, c'', \tilde{f}, f''$ tabelliert.

5 Brennersystem

Für die experimentelle Untersuchung des Multi-Strahlflammen-Brenners (im Folgenden als Matrixbrenner bezeichnet) wurde eine Versuchsanlage am Engler-Bunte-Institut in Kooperation mit Siemens konstruiert und in Betrieb genommen. In diesem Kapitel wird der experimentelle Aufbau vorgestellt. Hierbei werden die geometrischen Unterschiede der untersuchten Düsen vorgestellt und die genutzte Messtechnik erläutert.

5.1 Düsen des Matrixbrenners

Ein Hauptfokus dieser Studie ist die Untersuchung des Einflusses geometrischer Variationen auf das Strömungsfeld und damit den Stabilitätsbereich der Flamme. Die untersuchten Düsen bestehen aus einem Array an unverdrallten, zur Strömungsrichtung parallelen Bohrungen. Dabei unterscheiden sich die Düsen im Lochdurchmesser der Bohrungen $d_{Bohrung}$ und im Versperrungsverhältnis (engl. Dump Ratio, DR). Das Versperrungsverhältnis ist über das Verhältnis der Brennkammerquerschnittsfläche A_{BK} zur Summe der durchströmten Querschnittsfläche der Bohrungen nach folgender Formel definiert:

$$DR = \frac{A_{BK}}{\Sigma A_{Bohrung}} \quad (5.1)$$

Der Einfluss der beiden geometrischen Parameter $d_{Bohrung}$ und des Versperrungsverhältnisses DR auf das Strömungsfeld und die Flamme wurde mithilfe

mehrerer Düsen untersucht. Eine schematische Skizze der untersuchten Düsen ist in Abb. 5.1 gegeben, während Details der geometrischen Parametern Tabelle 5.1 zu entnehmen sind.

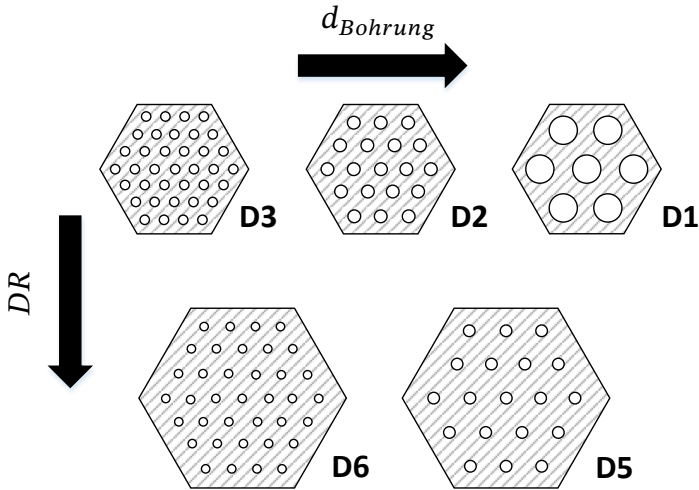


Abbildung 5.1: Skizze der untersuchten Düsen

Tabelle 5.1: Geometrische Parameter der untersuchten Düsen

Düsen- bezeichnung	Anzahl Bohrungen	Bohrungsdurch- messer $d_{Bohrung}$	Versperrungs- verhältnis DR
D ₁	7	$d_{Large} = 1,65 \cdot d_{Ref}$	2,8
D ₂	19	d_{Ref}	2,8
D ₃	37	$d_{Small} = 0,72 \cdot d_{Ref}$	2,8
D ₅	19	d_{Ref}	6
D ₆	37	d_{Small}	6

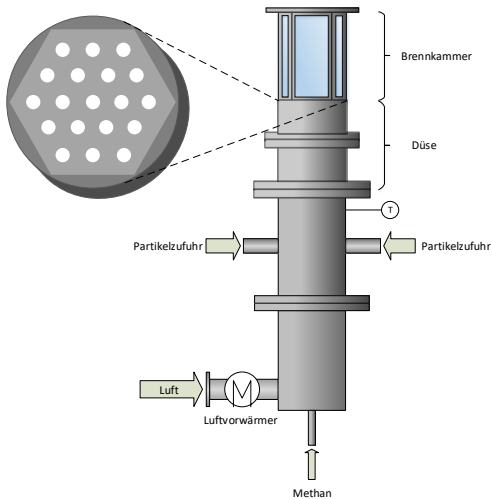
Die Bohrungen sind so angeordnet, dass ein konstanter minimaler Abstand zu benachbarten Bohrungen bzw. im Fall der äußersten Bohrungen auch zur Brennkammerwand vorliegen. Der auf den Bohrungsdurchmesser bezogene

minimale Abstand zwischen den Bohrungen ist für die Düsen eines konstantes DR im Rahmen der Fertigungstoleranzen identisch. Dies bedeutet, dass die Düsen eines konstanten Versperrungsverhältnisses, normiert auf den Lochdurchmesser eine lokal geometrische Ähnlichkeit aufweisen.

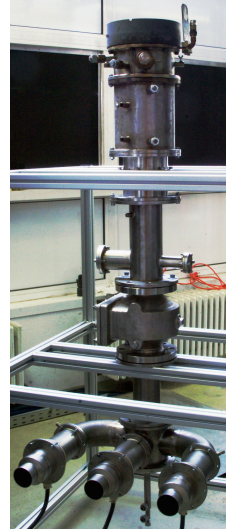
5.2 Beschreibung des Brennersystems

Eine schematische Skizze, als auch eine Foto der Anlage sind in 5.2a und 5.2b abgebildet. Hierbei wird die Verbrennung von vorgemischten und vorgewärmten Luft-Erdgas-Gemischen unter atmosphärischen Druckbedingungen untersucht. Die Luft durchströmt dafür einen Luftvorwärmer, der Vorwärmtemperaturen bis zu 400 °C ermöglicht. Nach Durchlaufen einer Mischungsstrecke, deren Länge eine vollständige Vermischung von Brennstoff und Luft garantiert, wurde direkt vor Eintritt in die Düse die Vorwärmtemperatur T_0 mithilfe eines Thermoelementes bestimmt. Optional erfolgt zudem die Zufuhr von Partikeln, die für die Messung des Strömungsfeldes benötigt werden. Danach erfolgt der Eintritt in die im vorherigen Abschnitt beschriebenen Düsen, wodurch eine Vielzahl an unverdrallten Strömungsstrahlen erzeugt werden. Anschließend gelangt das Gemisch in eine Brennkammer, die einen hexagonalen Querschnitt aufweist. Hierbei wurden zwei unterschiedliche Brennkammern verwendet: Zum einen eine thermisch isolierte Brennkammer, die innen mit einer ungeglühten Keramik ausgestattet und von einer Metallhülle ummantelt ist. Die Kühlung erfolgte mithilfe eines Glykol-Wasserkreislaufs im Metallmantel. Zum Anderen wurde eine optisch zugängliche Brennkammer mit integrierten Quarzglas-Fenster gefertigt, die eine Untersuchung mithilfe optischer Messmethoden ermöglicht. Bilder der beiden Brennkammern sind in Abb. 5.2c und 5.2d abgebildet. Ein großer Unterschied in der Nutzung der beiden Brennkammern besteht in der Ausprägung der Wärmeverluste. Wie insbesondere im Bild der optisch zugänglichen Brennkammer zu sehen ist, treten hier hohe Wärmeverluste aufgrund von Strahlung durch die Fenster, als auch konduktiv durch die vergleichsweise dünne Brennkammerwand auf. Daher wurde die keramische Brennkammer aufgrund ihrer geringen Wärmeverluste für die Messungen der mageren Abblasegrenzen genutzt.

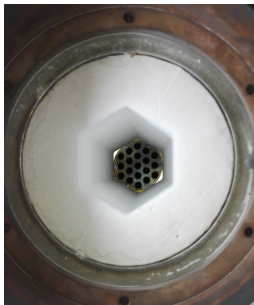
Nach der Brennkammer wurde eine gekühlte Abgassonde im Abgasstrom positioniert.



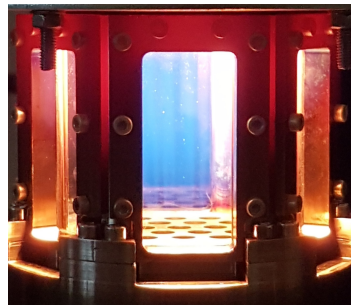
(a) Schematischer Aufbau der Versuchsanlage



(b) Foto der untersuchten Anlage



(c) Sicht von oben auf die keramische Brennkammer



(d) Bild der optisch zugänglichen Brennkammer im Betrieb

Erdgas kann sich je nach Herkunft stark in seiner Zusammensetzung unterscheiden. Die Zusammensetzung des für diese Untersuchung verwendeten

Erdgases wurde mithilfe der Gaschromatographie ermittelt und ist in Tabelle 5.2 dargestellt. Diese Zusammensetzung wurde sowohl zur Bestimmung aller notwendiger thermodynamischen Größen, als auch für die Durchführungen der numerischen Simulationen dieser Arbeit genutzt. Die Verbrennung wurde unter hochturbulenten Strömungsbedingungen untersucht. Die Reynolds-Zahl bezogen auf die Rohrströmung in den Bohrungen befand sich in den Messungen im Bereich zwischen 15 000 und 400 000.

Tabelle 5.2: Gemessene Zusammensetzung des verwendeten Erdgases

Spezies	CH_4	C_2H_6	C_3H_8	CO_2
Massen-%	84.3	9.2	2.4	4.1

6 Messtechnik

6.1 Laser-Doppler-Anemometrie

Zur Beschreibung technischer Verbrennungen sind Kenntnisse über das zugrundeliegende turbulente Geschwindigkeitsfeld essenziell. Um einen Einfluss auf die Strömung zu vermeiden, sind berührungslose Messverfahren von besonderem Interesse. Eines dieser Messmethoden ist die sogenannte Laser-Doppler-Anemometrie (LDA), die im Vergleich zu anderen Methoden durch ihre hohe räumliche Auflösung hervorsteicht.

Das LDA-Verfahren ist ein optisches Messsystem zur berührungslosen Bestimmung von Geschwindigkeitskomponenten. Diese Methode nutzt den Dopplereffekt, der darauf beruht, dass Lichtwellen, die von bewegten Oberflächen gestreut werden, eine Frequenzverschiebung erfahren, die proportional zur Geschwindigkeit der bewegten Oberfläche ist [Alb03]. Als Quelle für das kohärente Licht wird in der Regel ein Laser verwendet. Außerdem werden Streuzentren benötigt, die mit Hilfe von vorbeiströmenden Partikeln erzeugt werden. Es gibt eine sehr große Auswahl an Materialien, die zu diesem Zwecke dispergiert oder zerstäubt werden können. Zu den wichtigsten Faktoren bei der Auswahl der Partikel gehören das Strömungsfluid, die Strömungsbedingungen und die Temperatur. Häufig werden feine Tröpfchen oder, bei hohen Temperaturen, kleine Feststoffpartikel verwendet, in manchen Fällen können aber auch Flüssigkeitsverunreinigungen oder Luftblasen als Dispersionszentrum dienen. Wichtig ist, dass die Partikel oder Tröpfchen groß genug sind, um detektiert werden zu können, aber gleichzeitig klein genug sind, um ihre Trägheit zu minimieren und damit das Folgevermögen zu maximieren.

Es gibt mehrere Grundaufbauten für LDA-Systeme, wobei sich das sogenannte Zweistrahlverfahren bewährt hat [Ruc87]. Ein solcher Aufbau ist in Abb. 6.1 dargestellt. Bei diesem Aufbau wird ein Laserstrahl durch einen Strahlteiler in zwei gleich starke Teilstrahlen aufgespalten, die durch eine Linse in einen Punkt refokussiert werden. Aufgrund der gaußförmigen Intensitätsverteilung des Laserstrahls bildet sich im Fokuspunkt ein ellipsoidisches Messvolumen aus. Die Empfangsoptik kann beim Zweistrahlverfahren prinzipiell in jedem Winkel positioniert werden, wobei zwischen Vorwärts- und Rückwärtsstreuung unterschieden wird. Bei Vorwärtsstreuung ist der Photodetektor gegenüber der Sendeoptik positioniert und detektiert somit „vorwärts“ gestreutes Licht. Die Anordnung der Rückwärtsstreuung ist analog definiert.

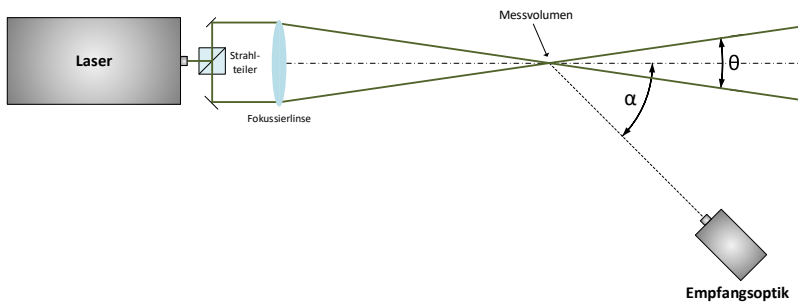


Abbildung 6.1: Aufbau eines LDA-Systems in Vorwärtsstreuung

Die Physik hinter einem LDA-System kann vollständig durch die Formeln des Doppler-Effektes beschrieben werden. Zur Erklärung wird hier auf das anschaulichere Interferenzstreifenmodell zurückgegriffen. Diesem Modell zufolge erzeugen die kohärenten Laserstrahlen ein Interferenzmuster aus abwechselnd hoher und niedriger Lichtintensität im Schnittvolumen. Eine Skizze dieser Betrachtung ist in Abb. 6.2 zu sehen. Diese Ebenen hoher Lichtintensitäten werden als „Fringes“ bezeichnet, deren Abstände d_F sich mithilfe der eingestellten Parameter des Lasers und der optischen Anordnung nach Gl. 6.1 berechnet werden können [Ruc87].

$$d_F = \frac{\lambda_L}{2 \cdot \sin(\Theta/2)} \quad (6.1)$$

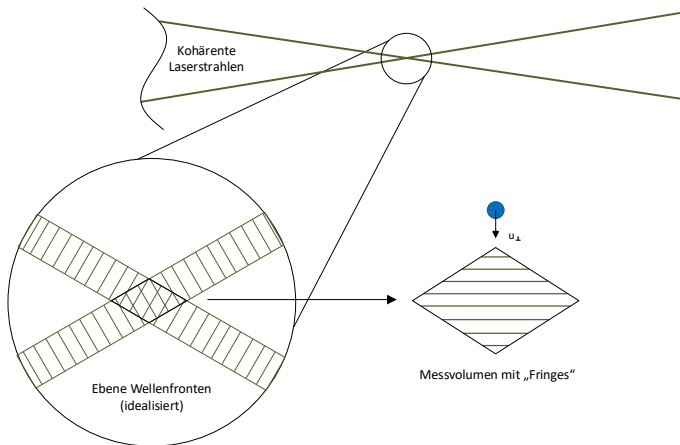


Abbildung 6.2: Visualisierung des Interferenzstreifenmodells

In dieser Formel beschreibt λ_L die Wellenlänge des Lasers und Θ den Kreuzungswinkel der Laserstrahlen nach Abb. 6.1.

Wenn ein Teilchen dieses Streifenmuster durchläuft, führt die Streuung des Lichts an der Empfangsoptik zu einem Signal, das durch äquidistante Peaks unterschiedlicher Intensität gekennzeichnet ist. Die charakteristische Form eines solchen Signales kann Abb. 6.3 entnommen werden. Die unterschiedlich hohen Maxima werden durch die Gauß'sche Intensitätsverteilung des Lasers verursacht, wodurch in der Mitte des Messvolumens die höchste Intensität vorliegt und zum Rand hin exponentiell abnimmt. Die für die Messung entscheidende Größe ist jedoch die Frequenz dieses Burstsignals, welche auch als Dopplerfrequenz bezeichnet wird. Aufgrund der Proportionalität der Dopplerfrequenz mit der Geschwindigkeit, wird das Burst-Signal bei hohen Geschwindigkeiten gestaucht, und bei langsamen gestreckt. Bedingt durch die

Messmethode, wird nur die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zu diesem Interferenzstreifenmuster gemessen.

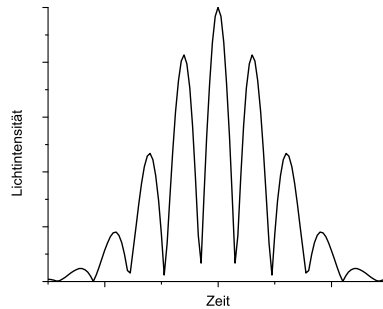


Abbildung 6.3: Charakteristisches Burstsignal in der Empfangsoptik bei Durchgang eines Partikels durch das Messvolumen

Aus dem Burstsignal kann die Dopplerfrequenz f_d bestimmt werden, die es erlaubt die Geschwindigkeitskomponente durch folgende Gleichung zu berechnen:

$$u_{\perp} = d_F \cdot f_d \quad (6.2)$$

Hier beschreibt f_d die Dopplerfrequenz des Burst-Signales. Gleichung 6.1 ergibt eingesetzt in Gl. 6.2 folgende Gleichung, die es erlaubt mithilfe der bekannten Parameter des LDA-Aufbaus und der gemessenen Dopplerfrequenz die Geschwindigkeitskomponente des Partikels zu berechnen:

$$u_{\perp} = \frac{\lambda_L \cdot f_d}{2 \cdot \sin(\Theta/2)} \quad (6.3)$$

Mit dem bisher beschriebenen Aufbau ist es nicht möglich, das Vorzeichen der gemessenen Geschwindigkeitskomponente zu bestimmen, und es ist auch schwierig, sehr langsame Teilchen zu erkennen. Um dieses Problem zu lösen, wird die Frequenz eines der beiden Laserstrahlen mit Hilfe einer Bragg-Zelle verschoben. Im Sinne des Interferenzstreifenmodells bewegen sich die Streifen nun mit einer konstanten Geschwindigkeit. Die Auswertung der Dopplersignale mit und ohne Frequenzverschiebung ist in Abb. 6.4 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass bei der Verwendung einer Bragg-Zelle positive und negative Geschwindigkeiten unterschiedlichen Dopplerfrequenzen zugeordnet werden können und somit unterscheidbar sind. Unterhalb einer kritischen Geschwindigkeit können mehrere mögliche Zuordnungen auftreten. Aufgrund dieses Umstandes muss vor der Messung eine Abschätzung der größten negativen Geschwindigkeiten vorgenommen werden, um eine eindeutige Geschwindigkeitszuordnung zu gewährleisten. Für die korrekte Erkennung positiver Geschwindigkeiten bestehen dann keine Einschränkungen mehr.

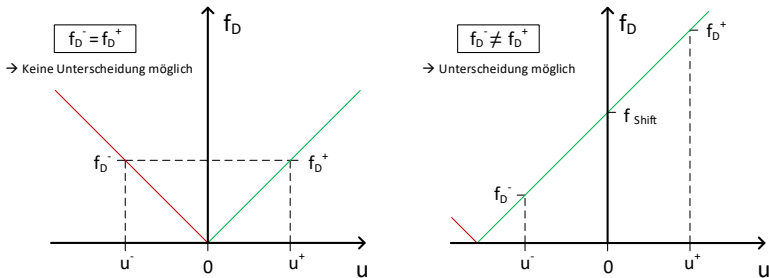


Abbildung 6.4: Zuweisung der Geschwindigkeit einer Dopplerfrequenz ohne (links) und mit Frequenzverschiebung (rechts)

Um eine weitere Geschwindigkeitskomponente zu messen, wird ein weiterer Laserstrahl einer anderen Wellenlänge aufgespalten, um 90° gedreht und über die gleiche Linse auf das Messvolumen fokussiert. Im Prozessor der Empfangsoptik können die beiden Lichtsignale mit geeigneten Filtern getrennt ausgewertet werden.

In dieser Arbeit wurden zur Erfassung der 2D-Geschwindigkeitskomponenten zwei Laserstrahlen mit den Wellenlängen $\lambda_L = 532 \text{ nm}$ und 561 nm verwendet. Die Leistung jedes Strahls am Laserausgang betrug 180 mW , so dass etwa 100 mW im Messvolumen fokussiert werden konnten. Dem Luftstrom wurden Tropfen von Di-Ethyl-Hexyl-Sebacath (DEHS) zugeführt, die mit einem Zerstäuber erzeugt wurden. Nach Angaben des Herstellers des Partikelgenerators beträgt der durchschnittliche Durchmesser der Tropfen $0,5 \mu\text{m}$. Zur Optimierung des Signal-Rausch-Verhältnisses wurde eine Konfiguration im Vorwärtsstreuungsmodus gewählt. Es wurde eine Bragg-Zelle mit einer Frequenzverschiebung von 80 MHz genutzt, die die Messung negativer Geschwindigkeiten von bis zu 280 m/s ermöglicht und damit den erwarteten Geschwindigkeitsbereich in der Brennkammer abdeckt. Mittlere Geschwindigkeiten und die zugehörigen RMS-Komponenten wurden durch 20000 Einzelmessungen pro Messort ermittelt.

6.2 Abgasuntersuchung

Der Verlauf einer Reaktion ist, wie in Kapitel 4.7 beschrieben, durch eine Veränderung der Stoffkonzentrationen charakterisiert. Falls die Edukte nicht vollständig oxidiert werden können entstehen Zwischenprodukte wie Kohlenstoffmonoxid oder unverbrannten Kohlenwasserstoffen. Falls im Abgas solche Zwischenprodukte in signifikanter Menge detektiert werden, ist keine vollständige Verbrennung gegeben und kann als Indikator genutzt werden, dass die Flamme kurz vor dem Verlöschen ist.

Zur Bestimmung der Konzentration von Kohlenstoffdioxid und Kohlenstoffmonoxid kann das individuelle Absorptionsspektrum der Moleküle genutzt werden. Da die Abgasbestandteile der Verbrennung bekannt sind, können hierbei diskrete Wellenlängen analysiert werden. Die charakteristischen Wellenlängen sind in Tabelle 6.1 dargestellt.

Da das Wasser ein breites Absorptionsspektrum nicht weit von den Absorptionslinien von Kohlenstoffmonoxid besitzt, muss dieses zunächst in einem Kondensator entfernt werden. Im nachfolgenden Schritt kann das

restliche trockene Gas in einem nichtdispersiven Infrarotsensor (NDIR) untersucht werden. Das Gas wird dabei von einer Infrarotquelle in verschiedenen Messkammern mit individuellen Wellenlängen bestrahlt. Hinter den Messkammern ist ein Strahlungssensor angebracht, der mit einem Referenzgas gefüllt ist. Der Sensor erwärmt sich durch den vom Messgas nicht absorbierten Anteil der Strahlung, die in Form einer Membranausdehnung gemessen werden kann.

Tabelle 6.1: Charakteristische Absorptionswellenlängen verschiedener Moleküle

Spezies	H_2O	CH_4	CO_2	CO
Wellenlänge in nm	breit um 5000	3311	4257	4668

7 Numerischer Aufbau

Die numerische Simulation der mageren Abblasegrenze stellt eine große Herausforderung dar, da sowohl eine detaillierte Beschreibung des Turbulenzfeldes, als auch geeignete Verbrennungsmodelle benötigt werden, welche alle relevanten Flammenlöschmechanismen berücksichtigen. Von besonderem Interesse für die zukünftige Anwendungen für industrielle Geometrien sind die in Kapitel 4.7 beschriebenen Modelle aus dem Bereich der Flame-Generated-Manifold. Mit dieser Art der Modellierung lässt sich die Anzahl der erforderlichen Reaktionsgleichungen und damit die benötigte Rechenleistung stark reduzieren und steht deshalb im Fokus dieser Arbeit. Diese Art der Modellierung wurde bisher nur vereinzelt für die numerische Berechnung der mageren Abblasegrenze genutzt [Akh18, Nas19, Ma19] und wurde zumeist nur für die Berechnung der Abblasegrenzen einzelner Betriebspunkte verwendet. Ein umfassender Vergleich über eine Vielzahl an Betriebspunkten, als auch eine Anwendbarkeit für einen Multi-Strahlflammen-Brenner wurde nach Wissen des Autors noch nicht gezeigt. Diese Untersuchung hat das Ziel diese Wissenslücke zu schließen.

Dieses Kapitel stellt dabei den genutzten numerischen Aufbau vor. Zunächst wird das entworfene Gitter, sowie die Randbedingungen vorgestellt und Details der Verbrennungsmodellierung aufgezeigt.

7.1 Allgemeines numerisches Setup

Die hier durchgeführten Simulationen wurden mithilfe des nicht-kommerziellen Programmpakets OpenFOAM durchgeführt, in dem die nötigen Differentialgleichungen mithilfe eines Finite-Volumen-Ansatzes gelöst werden. In diesem

werden die in Kapitel 3.5 vorgestellten kompressiblen Erhaltungsgleichungen von Masse und Impuls unter Anwendung einer LES-Turbulenzmodellierung berechnet. Die gekoppelten Druck- und Geschwindigkeitsgleichungen werden mithilfe der *PIMPLE*-Methode berechnet, einer Koppelung des *PISO*- und des *SIMPLE*-Algorithmuses die beispielsweise in [Hol16] erläutert ist. Für die Berechnung der Wirbelviskosität wurde das in Kapitel 3.6 beschriebene WALE-Modell genutzt. Für die Diskretisierung der zeitlichen als auch der räumlichen Ableitungen wurden Diskretisierungsverfahren zweiter Ordnung verwendet.

Da der Matrixbrenner unter stark turbulenten Bedingungen untersucht wurde, wird weiterhin eine Modellierung der Chemie-Turbulenz-Interaktion benötigt, für das zwei verschiedene Modelle integriert und bezüglich der Vorhersage der Flammenstabilitätsgrenzen verglichen wurden.

Zum Einen wurde das in Kapitel 4.11 beschriebene JPDF-Modell genutzt, in dem die Gleichungen für den Mittelwert (Gl. 4.87) und der Varianz (Gl. 4.88) des charakteristischen Massenbruches Y_c berechnet werden. Da ein vorge-mischter Brenner untersucht wird, ist eine Berechnung des Mischungsbruches f nicht nötig. Daher wurden die Transportgleichung des Mischungsbruches nicht gelöst, womit der mittlere Mischungsbruch im Laufe der Simulation konstant bleibt, während die zugehörige Varianz auf Null gesetzt wurde.

Zum Anderen wird das in Kapitel 4.10.3 beschriebene TFC-Modell unter Anwendung des KPP-Theorems genutzt. Hierbei wird die Transportgleichung des Reaktionsfortschrittes direkt gelöst. Die Berechnung des Quellterms erfolgt mithilfe des aus dem KPP-Theorem hergeleiteten Ausdruckes (Gl. 4.75), wobei die turbulente Flammengeschwindigkeit mit der von Schmid vorgeschlagenen Korrelation (Gl. 4.76) berechnet wird. Die Konstanten zur Berechnung der Damköhlerzahl wurden auf die aus der Literatur empfohlenen Werten von $c_W = 1,2$ und $c_\epsilon = 0,09$ gesetzt.

In beiden eingesetzten TCI-Modellen ist der Einfluss von Wärmeverlusten, als auch der Einfluss der Streckung auf den Quellterm nicht durch explizite Modelle berücksichtigt.

Die zugrunde liegenden Tabellen wurden mithilfe der Python-Bibliothek *Cantera* erstellt, welche die in Kapitel 4.8.2 dargestellten Erhaltungsgleichungen der 1-dimensionalen, vorgemischten Flamme löst. In allen Simulationen wurde ein mageres Erdgas-Luft-Gemisch genutzt, wobei Erdgas die in Tabelle 5.2 experimentell bestimmten Spezieskonzentrationen beinhaltet. Als zugrundeliegender Reaktionsmechanismus wurde der GRI 3.0 Mechanismus verwendet [Smi].

7.2 Beschreibung des numerischen Rechengebietes

Für jede untersuchte Düse wurde ein Rechengebiet definiert und diskretisiert. Beispielhaft ist das für die Düse D_2 genutzte Gitter in Abb. 7.1 dargestellt. Das Fluid strömt dabei von links in die Domäne ein, die in drei Teilgebiete unterteilt werden kann: Zunächst ein Einlass, der einen kurzen Abschnitt der Bohrungen umfasst, danach in die hexagonale Brennkammer führt und anschließend in einem würfelförmigen Ausströmgebiet endet. Obwohl das Verhalten der Strömung in dem Ausströmgebiet für diese Untersuchungen nicht von Interesse ist, reduziert die Inklusion dieser Domäne das Risiko potentieller numerischer Druckreflektionen zurück in die Brennkammer. Diese können ein numerisch induziertes Abblasen der Flamme verursachen und sind daher zu vermeiden. Das Gitter wurde mithilfe von hexaedrischen Zellen mit einer Zellgröße von 1 mm im Einlass- und Brennkammerbereich und 4 mm im Ausströmbereich diskretisiert. Eine zusätzliche Vergröberung des Gitters im Bereich der Brennkammer konnte nicht durchgeführt werden, da sich die Position der Flamme zum Abblasen hin stark verändert, so dass überall in der Brennkammer eine feine Auflösung erforderlich ist. Daraus ergibt sich eine Gesamtzahl von etwa 1,3 Millionen Zellen für das gesamte Rechengebiet. Gitter dieses Aufbaus wurden für die Strömungssimulationen der Düsen D_1 , D_2 , D_3 und D_5 erstellt.

Für die Rechendomäne liegen drei Berandungen vor, für die geeignete Randbedingungen festgelegt werden müssen: Die Einlässe zu Beginn der Bohrungen, die Wand im Bereich der Bohrungen und in der Brennkammer und der Auslass in alle Richtungen des Ausströmgebietes. Die definierten Randbedingungen der berechneten Größen Geschwindigkeit, Druck und Reaktionsfortschritt sind in Tabelle 7.1 aufgeführt. Im Falle des Auslasses wird der Gesamtdruck p_{tot} vorgegeben, der mithilfe des statischen Druckes p_{stat} und der Geschwindigkeit nach Gl. 7.1 berechnet wird.

$$p_{tot} = p_{stat} + \frac{\rho}{2} u^2 \quad (7.1)$$

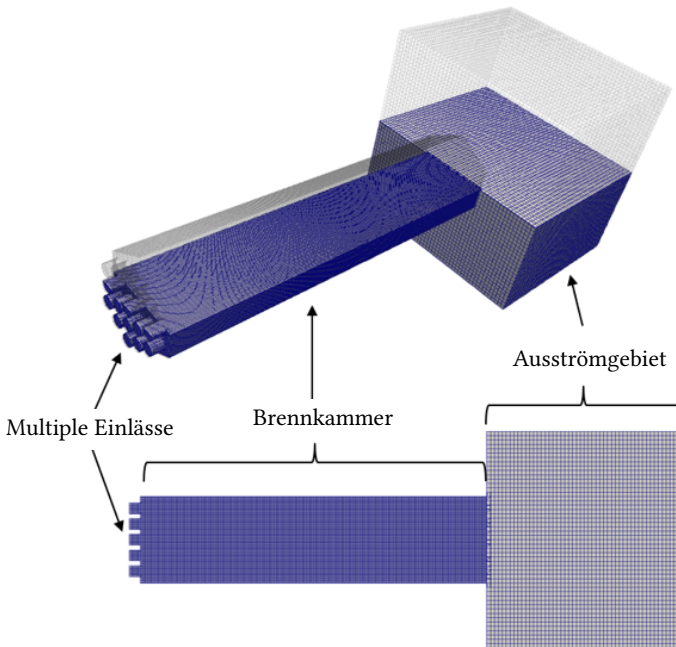


Abbildung 7.1: Seitenansicht und Querschnitt des Gitters für die Simulation der Düse D_2

Tabelle 7.1: Genutzte Randbedingungen für die numerische Rechnungen

Variable	Geschwindigkeit u	Druck p	Reaktionsfortschritt c
Einlass	Turbulenzgenerator	$\nabla = 0$	0
Wand	0	$\nabla = 0$	$\nabla = 0$
Auslass	$\nabla = 0$	$p_{tot} = 1013 \text{ mbar}$	$\nabla = 0$

Da eine LES-Simulation die zeitaufgelöste Beschreibung der eingehenden turbulenten Strukturen am Domänen einlass erfordert, wurde der in Kapitel 3.6.4 beschriebene Turbulenzgenerator genutzt. Hierzu wird die Vorgabe des mittleren Geschwindigkeitsprofils benötigt. Für eine Rohrströmung lässt sich das parabolische Geschwindigkeitsprofil nach Gl. 7.2 angeben. Hierfür wird eine Angabe der Maximalgeschwindigkeit u_{max} und des Exponenten n_{fit} benötigt. Die verschiedenen Düsen haben alle eine identische Länge, aber unterscheiden sich in ihrem Bohrungsdurchmesser. Ob sich ein voll ausgebildetes Strömungsprofil ausbildet, ist eine Funktion des Verhältnisses der Rohrlänge zum Durchmesser. Als Abschätzung für viele turbulenten technische Anwendungen wird beispielsweise von Cengel ein minimales Längen zu Durchmesser Verhältnis von 10 empfohlen [Çen06], wobei andere Autoren noch höhere Werte vorschlagen, wie zum Beispiel Nikuradse, der ein minimales Verhältnis von 40 empfiehlt [Nik32]. Da das Verhältnis der Länge zum Durchmesser bei allen untersuchten Düsen kleiner als 10 ist, kann nicht von der Entstehung einer voll ausgebildeten Rohrströmung ausgegangen werden. Für jede Düse wird daher ein individuelles Geschwindigkeitsprofil erwartet. Dies wurde in dieser Arbeit berücksichtigt, indem für die drei vorliegenden Lochdurchmesser hochaufgelöste LES-Simulationen einer Rohrströmung, bei einem für das Experiment üblichen Volumenstrom, durchgeführt wurden und das Geschwindigkeitsprofil bei der experimentellen Bohrlochlänge ausgewertet wurde. An diese Profile wurde der Fitparameter n_{fit} angepasst. Ein Einfluss der Reynoldszahl wurde nicht weiter berücksichtigt. Die hierdurch erhaltenen Werte für n_{fit} sind in Tabelle 7.2 aufgelistet und wurden für die Simulationen nicht weiter geändert. Der Parameter u_{max} kann im Anschluss angepasst werden, um den gewünschten Volumenstrom einzustellen.

$$u(r) = u_{max} \cdot \left(1 - \frac{r}{r_{Bohrung}}\right)^{n_{fit}} \quad (7.2)$$

Tabelle 7.2: Parameter des mittleren Geschwindigkeitsprofils für den Turbulenzgenerator

Düse	D_1	D_2, D_5	D_3
n_{fit}	35,67	14,14	8,86

8 Allgemeine Charakteristiken des Matrixbrenners

Dieses Kapitel stellt allgemeine Charakteristiken des Strömungsfeldes und der resultierenden Flamme im Matrixbrenner vor. Hierzu wird zunächst das gemessene Strömungsfeld unter nicht-reaktiven Bedingungen vorgestellt. Danach wird die sich in diesem Strömungsfeld bildende Flamme und ihr Verhalten auf die Veränderung verschiedener Betriebsparameter untersucht.

8.1 Nicht-reaktives Strömungsfeld und Reynoldsähnlichkeit

Grundlegend für das Verständnis der Verbrennungsphänomene in einem Brennersystem ist die Kenntnis des zugrunde liegenden Strömungsfeldes. Zur Beschreibung der Flammenstabilität ist es wichtig, die Strömungsführung innerhalb der Brennkammer zu untersuchen, die einerseits zu Effekten wie Rezirkulationszonen führt und andererseits maßgeblich für die Bildung von Turbulenz ist. Diese Phänomene werden zunächst im reaktionsfreien Strömungsfeld untersucht. Hierbei wird auch das Verhalten auf Geschwindigkeitsveränderungen, sowie der Einfluss der geometrischen Parameter der Düsen analysiert. Hierzu wird neben der mittleren Geschwindigkeit auch die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit in Form der turbulenten kinetischen Energie verglichen.

Zur Untersuchung des reaktionsfreien Strömungsfeldes wurde die Brennkammer mit vorgewärmter Luft durchströmt und mit einer LDA-Messeinrichtung unter Nutzung eines diodengepumpten Festkörperlaser vermessen. In der

vorliegenden Arbeit wurden die axiale Geschwindigkeitskomponente u (Hauptströmungsrichtung) und eine transversale Geschwindigkeitskomponente v bestimmt. Aufgrund der Beschränkung durch den Strahlenwinkel der Laser im LDA-Messaufbau konnten jedoch Geschwindigkeitsprofile unterhalb eines Düsenabstands von HAB_{Min} nicht gemessen werden. Darüber hinaus war der Messbereich durch den hexagonalen Aufbau auf den zentralen Bereich der Brennkammer beschränkt, so dass keine Geschwindigkeiten in der Nähe der Wände erfasst werden konnten.

Die Geschwindigkeitsmessungen fokussierten sich dabei auf die in Abb. 8.1 markierten Messlinien, die punktweise vermessen wurden. Die beiden Linien stellen Extremfälle in Bezug auf den Bohrungsabstand in der Düse dar. Auf der S_{Min} -Linie ist der minimale Abstand benachbarter Bohrungen vorzufinden, während die S_{Max} -Linie eine gute Erfassung des Bereichs zwischen den Bohrungen ermöglicht, in der potentielle Rückströmzonen erwartet werden. Die Geschwindigkeit ist entlang dieser Linien bei verschiedenen Höhen über der Brennerplatte (engl. height above burner, HAB) gemessen worden. Zudem ist die Richtung der transversalen Geschwindigkeit v in Abb. 8.1 verzeichnet.

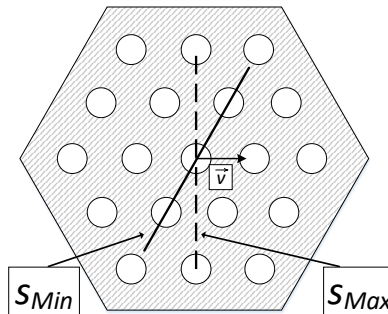


Abbildung 8.1: Die beiden vermessenen Messlinien der Geschwindigkeitsuntersuchung mithilfe des LDA-Systems

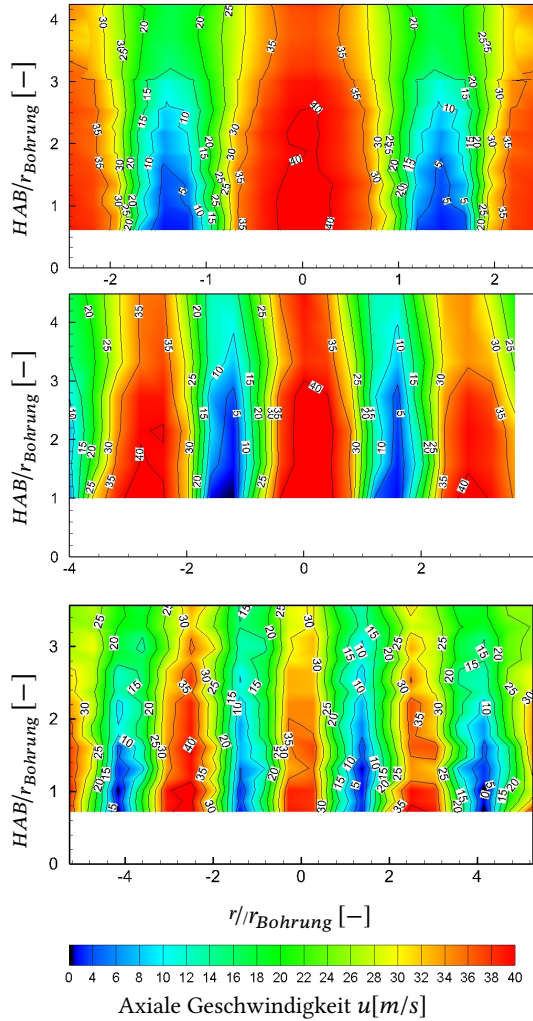


Abbildung 8.2: Axiales Geschwindigkeitsfeld u der reaktionsfreien Strömung der Düsen (von oben: D_1 , D_2 und D_3) auf der S_{Min} -Messlinie

Zunächst sind gemessene mittlere axiale Strömungsgeschwindigkeiten der drei Düsen D_1 , D_2 und D_3 entlang der S_{Min} -Messlinie in Abb. 8.2 in Abhängigkeit des mit dem individuellen Bohrungsdurchmesser normierten HAB und des normierten Radius dargestellt. Es ist zu sehen, dass sich bei jeder Düse ein Geschwindigkeitsmaximum über jeder Bohrung ergibt. Rückströmzonen (markiert als schwarze Bereiche) werden auf dieser Messlinie bei der Düse D_1 nicht beobachtet und bei den Düsen D_2 und D_3 nur an einzelnen Messpunkten. Insgesamt fällt bereits eine optische Ähnlichkeit dieser Geschwindigkeitsfelder auf, deren Verhalten im Folgenden genauer analysiert wird.

Ein Vergleich der beiden gemessenen Geschwindigkeitskomponenten, der axialen Geschwindigkeitskomponenten u und der transversalen Komponenten v , ist in Abb. 8.3 abgebildet. Links ist dabei das Profil entlang der S_{Max} -Linie abgebildet, das wie bereits vorgestellt, parabolische Geschwindigkeitsprofile mit Geschwindigkeitsmaxima über den Bohrungen ausbildet und dazwischen Geschwindigkeiten nahe Null erreicht. Rechts ist die Geschwindigkeitsverteilung der S_{Max} -Linie dargestellt, in der zentral wieder ein Geschwindigkeitsmaximum vorliegt, jedoch im Bereich zwischen den Bohrungen zusätzlich eine signifikante Rezirkulationszone aufweist. In diesen werden negative axiale Geschwindigkeiten von etwa 5 bis 10 % der mittleren volumetrischen Bohrungsgeschwindigkeit u_0 gemessen. In den Abbildungen ist im Vergleich die transversale Geschwindigkeit v aufgetragen. Es ist zu

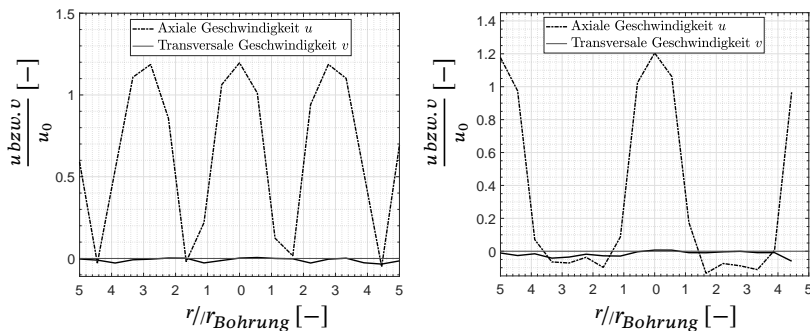


Abbildung 8.3: Vergleich der beiden gemessenen Geschwindigkeitskomponenten u und v der Düse D_3 bei $u_0 = 35$ m/s auf der S_{Min} - (links) und S_{Max} -Messlinie (rechts) bei HAB_{Min}

sehen, dass für beide Messlinien diese weniger als 5 % der mittleren volumetrischen Geschwindigkeit beträgt und in allen Bereichen betragsmäßig sehr viel geringer ist als die axiale Geschwindigkeit. Da der Energiegehalt der Strömung im transversalen Geschwindigkeitsfeld sehr viel geringer ist, als das des axialen Geschwindigkeitsfeldes wird diese Strömungskomponente im Weiteren nicht genauer untersucht.

Im weiteren Verlauf wurde untersucht, wie sich die Geschwindigkeitsprofile bei einer Veränderung des Volumenstroms verhalten. Hierzu sind in Abb. 8.4 Geschwindigkeitsverteilungen der beiden Messlinien der Düse D_3 bei verschiedenen Volumenströmen dargestellt. In den Abbildungen sind die axialen Geschwindigkeitsprofile, normiert mit der volumetrischen Austrittsgeschwindigkeit u_0 bei verschiedenen Volumenströmen abgebildet. Es ist zu sehen, dass bei Normierung mit der Austrittsgeschwindigkeit sich nahezu identische Profile ergeben. Die Profile skalieren somit mit dem eintretenden Volumenstrom. Dies wird für beide Messlinien beobachtet. Insbesondere wird beobachtet, dass der Betrag der Rezirkulationsgeschwindigkeit auch mit dem Volumenstrom skaliert.

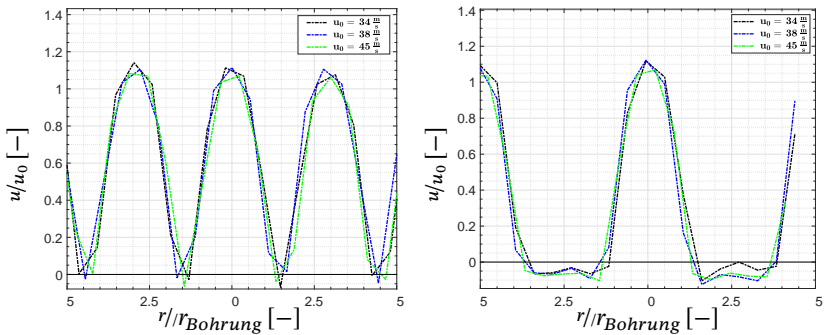


Abbildung 8.4: Gemessene normierte axiale Geschwindigkeiten u der Düse D_3 bei verschiedenen Volumenströmen entlang der S_{Min} - (links) und S_{Max} -Messlinie (rechts) bei HAB_{Min}

Eine zentrale Größe in der turbulenten Verbrennungsmodellierung ist das integrale Längenmaß der Turbulenz L_t . Dieses wurde aus den experimentellen LDA-Messungen mittels der in Kapitel 3.3 beschriebenen Methode bestimmt.

Die Messpunkte befanden sich düsennah, mit einem HAB von etwa ein bis zwei Lochdurchmesser und sind in Tab. 8.1 für verschiedene Betriebspunkte dargestellt. Hierbei können zwei Schlussfolgerungen gezogen werden: Zunächst ist im untersuchten Bereich keine eindeutige Abhängigkeit des integralen Längemaßes von der Geschwindigkeit und der Vorwärmtemperatur zu beobachten. Weiterhin liegen die gemessenen normierten integrale Längemaße weitestgehend im Bereich von 0,4 bis 0,5 Bohrungsdurchmesser, was sich auch mit Messungen turbulenter Rohrströmungen aus der Literatur deckt [Hor99].

Tabelle 8.1: Experimentell bestimmte integrale Längenmaße der Turbulenz L_t nahe des Düsenaustrittes für verschiedene Düsen und Betriebsbedingungen

Düse	D1			D2			D3		
$T_0[^\circ C]$	50	100	200	50	100	200	50	100	200
$u_0[m/s]$	33	38	48	33	38	48	33	38	48
$L_t/d_{Bohrung}$	0,42	0,43	0,53	0,41	0,48	0,58	0,30	0,29	0,64

Auch wurde die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit untersucht. Hierzu wurde die turbulente kinetische Energie TKE nach Gl. 3.5 verglichen. Zur Berechnung dieser wurde angenommen, dass die dritte nicht gemessene RMS-Geschwindigkeitskomponente dieselben Werte annimmt, wie die der gemessenen transversale Geschwindigkeit v . Diese Annahme ist gerechtfertigt, da die transversale Geschwindigkeit sehr viel niedriger ist als die axiale Geschwindigkeit. Resultierende TKE -Profile der Düse D_1 sind in Abb. 8.5 für verschiedene Volumenströme abgebildet. Die Profile der TKE bilden zu jeder Seite zwei Spitzen aus. Diese befinden sich an den Wendepunkten der Profile der mittleren Geschwindigkeit und damit an den höchsten Gradienten der Geschwindigkeit, wo die stärksten Scherkräfte wirken, die diese Turbulenz erzeugen.

Im Zentrum, in dem der Geschwindigkeitsgradient ein Minimum ausbildet, wird auch ein Minimum der TKE beobachtet. Da die Turbulenz in der Turbulenzkaskade ihre Energie aus der mittleren Strömung bezieht wird hier eine Normierung mithilfe des Quadrats der Düsenaustrittsgeschwindigkeit u_0

vorgeschlagen. Mithilfe dieser Normierung ist zu sehen, dass sich identische Profile ausbilden, in denen die Lokalisierung als auch die Beträge der Minima und der Maxima gut übereinstimmen. Die leichten Differenzen sind der höheren Ungenauigkeit der Messung der Geschwindigkeitsfluktuationen zuzuschreiben. Somit skaliert sowohl das mittlere Geschwindigkeitsfeld als auch die erzeugte Turbulenz mit dem Volumenstrom, was als Reynoldsähnlichkeit des Strömungsfeldes bezeichnet wird.

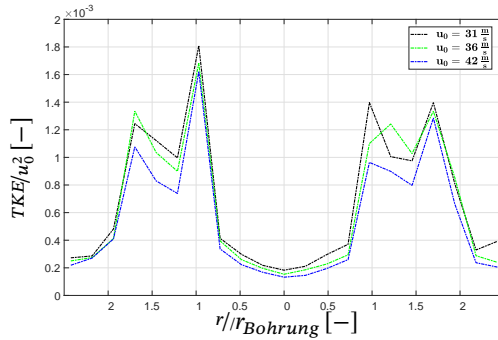


Abbildung 8.5: Gemessene normierte Verläufe der turbulenten kinetischen Energie TKE der Düse D_1 bei verschiedenen Volumenströmen auf der S_{Min} -Messlinie bei $HAB = 0,7 \cdot d_{Bohrung}$

Im vorherigen Abschnitt wurde die Abhängigkeit des erzeugten Strömungsfeldes vom Eingangsvolumenstrom untersucht. Weiterhin ist von Interesse, ob die Düsen der verschiedenen Bohrungsdurchmesser, die zueinander eine lokale geometrische Ähnlichkeit aufweisen, auch ähnliche Strömungsfelder ausbilden. Die bereits gezeigten Schnittbilder in Abb. 8.2 ließen eine Ähnlichkeit der Strömungsfelder vermuten, die sich nur in der axialen und radialen Ausdehnung unterscheiden. Zur Überprüfung ist ein Vergleich der Geschwindigkeitsprofile normiert mit dem Bohrungsradius der verschiedenen Düsen in Abb. 8.6 abgebildet. Das Strömungsprofil stimmt bei den Düsen gut überein, wodurch sich ein quasi identischer Verlauf entwickelt. Das mittlere Geschwindigkeitsfeld skaliert somit sowohl mit dem Bohrungsdurchmesser als

auch mit dem Volumenstrom. Es besteht somit eine geometrische Ähnlichkeit der Düsen, die zu ähnlichen Strömungsfelder führt. Weiterhin wird eine Reynoldsähnlichkeit der Strömung beobachtet.

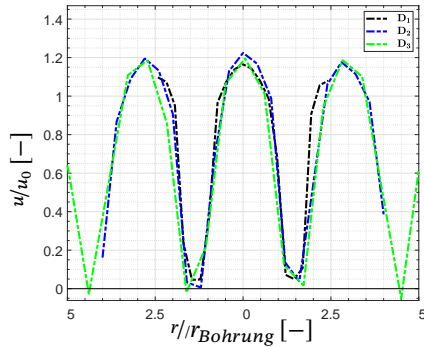


Abbildung 8.6: Gemessene normierte Verläufe der mittleren Geschwindigkeit u der Düsen bei $u_0 = 38 \text{ m/s}$ auf der S_{Min} -Messlinie bei $HAB = 0,7 \cdot d_{Bohrung}$

Im Folgenden wird untersucht, wie sich die geometrischen Veränderungen der Verteilung und der Größe der Bohrungen auf die Erzeugung der Turbulenz auswirkt. Da die LDA-Messungen auf den zentralen Bereich der Brennkammer beschränkt sind, wird hier auf die numerische Strömungssimulation zurückgegriffen, die Turbulenzwerte für die gesamte Brennkammer liefert. Solche nicht-reaktiven Strömungssimulationen wurden für die Düsen D_1 und D_3 bei einer Düsenaustrittsgeschwindigkeit von $u_0 = 35 \text{ m/s}$ durchgeführt. Durch eine Analyse der zeitlich fluktuierenden Geschwindigkeitsfelder wurden die RMS-Komponenten der Geschwindigkeit bestimmt und daraus die turbulente kinetische Energie TKE berechnet. In Abb. 8.7 ist die numerische berechnete Verteilung der TKE der Düsen D_1 und D_3 in einem Schnittbild dargestellt. Es ist zu sehen, dass die Turbulenzbildung konusförmig über jeder Bohrung stattfindet. Das größte Maximum befindet sich bei beiden Düsen in Wandnähe. Dies lässt sich durch die starke äußere Rezirkulation in Wandnähe erklären, die durch die hohen negativen axialen Geschwindigkeiten zu einem starken Geschwindigkeitsgradienten führen. Die maximale negative Geschwindigkeit ist bei beiden Düsen hierbei nahezu identisch (hier nicht gezeigt), was bei den

kleineren geometrischen Abmessungen der Düse D_3 zu einem höheren Geschwindigkeitsgradienten führt. Für die zentralen Bohrungen wird eine erhöhte Turbulenzproduktion der Düse D_1 beobachtet, in dem nahezu doppelt so hohe TKE -Werte beobachtet werden.

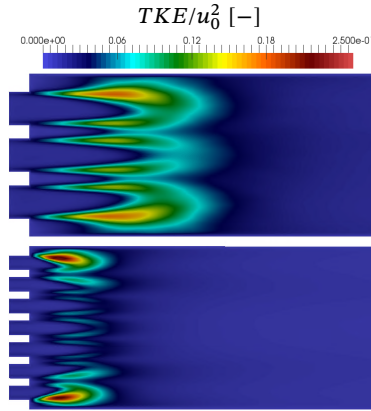


Abbildung 8.7: Numerisch berechnete Verteilungen der normierten TKE der Düsen D_1 (oben) und D_3 (unten) bei $u_0 = 35$ m/s

Um die globale Turbulenzproduktion der beiden Düsen zu vergleichen, sind in Abb. 8.8 die in Abb. 8.7 dargestellten Simulationen in Form einer über die Querschnittsfläche normal zur Hauptströmungsrichtung gemittelten TKE als Funktion des auf den jeweiligen Bohrungsdurchmesser normierten axialen Abstandes zur Düse dargestellt. Beide Düsen bilden einen qualitativ ähnlichen Verlauf: Dieser steigt zu Beginn der Düse steil an und bildet bei beiden Düsen nach einem Abstand von etwa drei Bohrungsdurchmessern ein Maximum der TKE aus. Diese fällt dann wieder rasch ab und nimmt nach etwa 10 Bohrungsdurchmessern ein Minimum an, um dann bis zum Ende der Brennkammer vergleichsweise schwach zuzunehmen. Es fällt auf, dass die erzeugte Turbulenz in Form der TKE der Düse D_1 stetig höher ist als die der Düse D_3 . Es besteht somit eine Abhängigkeit der Turbulenzerzeugung vom Bohrungsdurchmesser.

Zur Erklärung dieses Phänomens können die einzelnen Freistrahlen betrachtet werden, die mit ihrer Umgebung interagieren, indem sie Impuls austauschen und dabei die Strömungsprofile angleichen. Im Rahmen dieses Ausgleichsprozesses kommt es zu einer Reduktion der Geschwindigkeitsgradienten, welche als primäre Ursache für die Entstehung von Turbulenzen identifiziert werden können. Der Austauschprozess ist abhängig von der turbulenten Diffusion, den Geschwindigkeitsgradienten sowie der Austauschfläche. Letztere wird durch den konischen Bereich um den Freistrahls definiert. Bei einem konstanten Blockierungsverhältnis zeigt sich, dass die Austauschfläche umgekehrt proportional zum Durchmesser des Lochs ist, was impliziert, dass der Austauschprozess bei kleineren Lochdurchmessern beschleunigt verläuft. Weiterhin ist auch ein Unterschied in der turbulenten Dissipationsrate zu erwarten: Wie in Kapitel 3.3 beschrieben wurde ist die turbulente Dissipation umgekehrt proportional zum integralen turbulenten Längemaß L_t . Dementsprechend ist bei der Düse D_3 eine höhere Dissipation der Turbulenz zu erwarten als bei der Düse D_1 .

Da sich mit zunehmender Turbulenz die Flammgeschwindigkeit erhöht, ist zu erwarten, dass der stabile Betriebsbereich der Flamme mit zunehmendem Bohrungsdurchmesser erweitert wird.

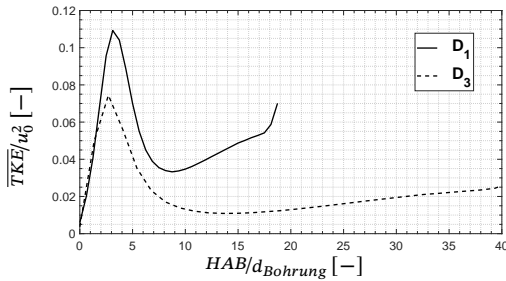


Abbildung 8.8: Simulierte normierte Verläufe der über die Querschnittsfläche gemittelten TKE der Düsen D_1 und D_3 bei $u_0 = 35$ m/s über den axialen Verlauf

8.2 Allgemeines Erscheinungsbild der Flamme

In diesem Kapitel wird zunächst die numerische Wiedergabe der Flammenform unter Nutzung der beiden TCI-Modelle präsentiert als auch der Einfluss der Betriebsbedingungen diskutiert.

Dazu sind in Abb. 8.9 numerisch berechnete Schnittbilder des Reaktionsverlaufs für einen leicht mageren Betriebspunkt der Düse D_2 dargestellt. Hier strömt das unverbrannte Gemisch von links durch die Bohrungen nach rechts in die Brennkammer. Bei diesen Betriebsbedingungen berechnen beide Modelle über jeder Bohrung eine einzelne Flamme, deren Frischgasbereiche (blaue Zone) optisch deutlich von denen der benachbarten Flammen getrennt ist. Allerdings ist ein sehr großer Unterschied in der Flammenlänge zu beobachten, in dem das TFC-Modell im Vergleich zum JPDF-Modell fast die doppelte Flammenlänge berechnet. Darüber hinaus besteht eine große Diskrepanz in der Darstellung der Flammendicke, die insbesondere in den Momentenaufnahmen gut erkennbar ist. Während das JPDF Modell sehr dünne Flammenfronten im Bereich weniger mm berechnet, erstreckt sich die Flammendicke bei Verwendung des TFC-Modells nahezu über die halbe Länge der Brennkammer und erreicht für diesen Betriebspunkt keinen vollständigen Ausbrand am Brennkammerausgang. In den Momentaufnahmen ist zu erkennen, dass die Änderung des Reaktionsfortschritts von $c = 0$ (Reaktanten, blaue Zone) auf einen Wert von $c = 0,5$ (teilweise verbrannt, grün), vergleichbar zum JPDF-Modell, innerhalb weniger mm erfolgt, jedoch wird eine viel langsamere zweite Hälfte der Reaktion berechnet, die diese Zone über eine große Strecke dehnt. Eine Erklärung für diesen Unterschied ist vermutlich auf die unterschiedlich modellierten Reaktionsraten entlang des Reaktionspfades der beiden TCI-Modelle zurückzuführen, die im TFC-Modell zu einer erheblichen Verlangsamung der Reaktionsgeschwindigkeit gegen Ende der Reaktion führen. Dieser Unterschied wurde in Kapitel 4.10.3 bereits ausführlicher diskutiert.

Dies wirkt sich auch auf die Überlappung der Reaktionszone benachbarter Strahlflammen aus. In den Momentaufnahmen des JPDF-Modells ist zu erkennen, dass zwischen den Strahlflammen weitestgehend vollständig verbrannte

Abgase vorliegen und sich die Flammen nur punktuell berühren. Im zeitlichen Mittel bilden diese punktuellen Kontakte kurze Brücken in der Reaktionszone zwischen allen Strahlflammen aus, wobei die einzelnen Strahlflammen optisch noch gut zu unterscheiden sind. Beim TFC-Modell, in dem die Reaktionszonen deutlich breiter sind, füllen die Reaktionszonen die Zwischenräume zwischen den Strahlen aus.

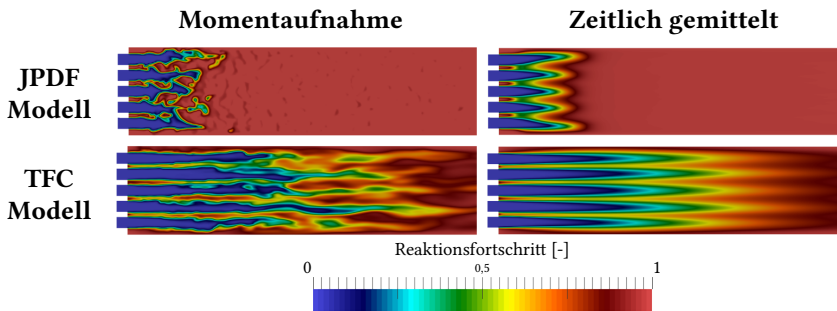


Abbildung 8.9: Vergleich der simulierten Verteilung des Reaktionsfortschritts zwischen dem JPFD- und dem TFC-Modell für die Düse D_2 bei $T_0 = 100^\circ\text{C}$, $u_0 = 35\text{ m/s}$ und $\lambda = 1,4$

Experimentelle Abgasmessungen haben an diesem Betriebspunkt ergeben, dass am Ende der Brennkammer ein vollständiger Ausbrand vorliegt. Von den beiden Modellen wird diese Beobachtung nur vom JPFD-Modell erfüllt.

8.2.1 Verhalten der Flammenform unter Nutzung des TFC-Modells

Der vorherige Vergleich der Flammenform der beiden Modelle wurde für einen leicht mageren Betriebspunkt durchgeführt. Für die Gasturbinenindustrie ist zur Reduzierung schädlicher NO_x -Emissionen der Betrieb bei hohen Luftzahlen von Interesse. Im Folgenden wird das Verhalten der Flamme bei einer Erhöhung der Luftzahl untersucht. In diesem Kapitel werden zunächst die Ergebnisse des TFC-Modells präsentiert. Hierzu sind in Abb. 8.10 Schnittbilder der Verteilung des Reaktionsfortschritts der Düse D_2 bei einem konstanten Gemischvolumenstrom unter Variation der Luftzahl λ dargestellt.

Für den nahestöchiometrischen Fall $\lambda = 1,11$ bildet sich über jeder Bohrung eine einzelne Flamme aus, deren Reaktionszone klar von der benachbarter Flammen getrennt ist und die Zwischenräume mit Abgasen gefüllt sind. Die Flammendicke ist an diesem Betriebspunkt vergleichsweise dünn, aber ist dennoch bereits um ein Vielfaches dicker als beim vorherigen vorgestellten JPFD-Modell. Bei einer Erhöhung auf $\lambda = 1,40$ wird eine starke Ausdehnung der Reaktionszone beobachtet, sodass kein vollständiger Ausbrand am Brennkammeraustritt beobachtet wird. Die Strahlen der Frischgase (markiert in blau) verlängern sich dabei nur minimal. An diesem Betriebspunkt sind die Zwischenräume mit einer gemeinsamen Reaktionszone gefüllt. Bei einer weiteren Erhöhung der Luftzahl auf $\lambda = 1,61$ nimmt die Flammendicke weiter stark zu, während sich die axiale Ausdehnung der Frischgasstrahlen nur minimal verlängert. Dies führt dazu, dass der Ausbrand am Brennkammeraustritt weiter sinkt. Aufgrund verstärkter radialer Fluktuationen überlappen die Frischgasstrahlen der einzelnen Strahlen, sodass diese nicht überall eindeutig voneinander unterschieden werden können und es sich ein näherungsweise reaktionsfreies Zentrum an Frischgas bildet. Weiterhin reichen die zentralen Strahlen im Vergleich zu den außen liegenden Strahlen weiter in den Brennraum hinein, wodurch insgesamt eine gemeinsame kegelförmige Flamme entsteht. Wird die Luftzahl noch weiter auf $\lambda = 1,77$ erhöht, dehnt sich das

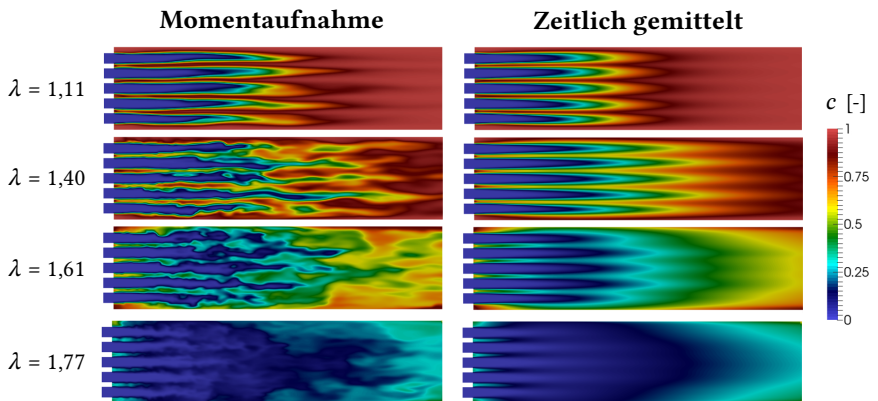


Abbildung 8.10: Darstellung der simulierten Flammenform der Düse D_2 bei verschiedenen Luftzahlen berechnet mit dem TFC-Modell bei $T_0 = 100\text{ °C}$ und $u_0 = 35\text{ m/s}$

Frischgas sowohl in axialer als auch radialer Richtung stark aus und nimmt einen Großteil des Volumens der Brennkammer ein. An diesem Betriebspunkt befinden sich sowohl am Ende der Brennkammer als auch in den Rezirkulationszonen nahe der Düse noch stabile Reaktionszone vor, während der Großteil der Flamme aus der Brennkammer hinausgetragen wurde.

8.2.2 Verhalten der Flammenform unter Nutzung des JPDF-Modells

Im Folgenden wird das Flammenverhalten unter Nutzung des JPDF-Modells mit steigender Luftzahl betrachtet. Dazu sind in Abb. 8.11 Schnittbilder des Reaktionsfortschrittes für die Düse D_2 für einen konstanten Gemischvolumenstrom bei steigender Luftzahl dargestellt. Bei nahestöchiometrischen Bedingungen von $\lambda = 1,11$ bilden sich kurze Strahlflammen über jeder Bohrung aus, deren Reaktionszone eindeutig von der benachbarter Flammen getrennt ist. Bei einer Steigerung auf $\lambda = 1,24$ nehmen Fluktuationen der Flammenfront in radialer Richtung zu, was zu punktuellen Kontakten der Flammen führt.

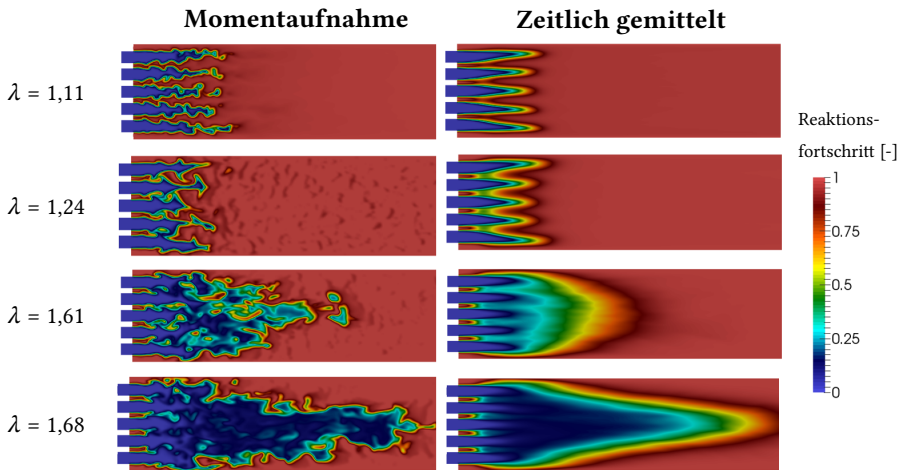


Abbildung 8.11: Darstellung der simulierten Flammenform der Düse D_2 bei verschiedenen Luftzahlen berechnet mit dem JPDF-Modell bei $T_0 = 100\text{ °C}$ und $u_0 = 30\text{ m/s}$

Dies führt im zeitlichen Mittel zu einer dünnen Brücke zwischen den Flammen. Die Flammenlänge bleibt im Vergleich zum vorherigen Betriebspunkt annähernd konstant. Wird die Luftzahl weiter auf $\lambda = 1,61$ erhöht, nimmt die Interaktion in radialer Richtung zu, wodurch beginnend ab einer Distanz von etwa zwei Bohrungsdurchmesser die Einzelflammen optisch nicht mehr voneinander zu unterscheiden sind. Die Flamme verlängert sich im Zentrum deutlich, wodurch sich vergleichbar zu den Beobachtungen des TFC-Modells eine gemeinsame kegelförmige Flamme ausbildet. An diesem Umschlagpunkt bildet die Flamme im zeitlichen Mittel eine vergleichsweise breite Reaktionszone aus. Wird die Flamme auf eine Luftzahl von $\lambda = 1,68$ abgemagert, verlängert sich der Flammenkegel und erreicht bei diesem Betriebspunkt nahezu das Ende der Brennkammer. Der Abstand, an dem die einzelnen Strahlflammen nicht mehr voneinander zu unterscheiden sind und die als Abhebehöhe dieser Kegelflamme bezeichnet werden kann, bleibt im Vergleich zum vorherigen Betriebspunkt unverändert. Im Gegensatz zum TFC-Modell bleibt die Flammendicke der instantanen Flammenfront über alle Betriebspunkte hinweg näherungsweise konstant.

Es ist zu sehen, dass ein Umschlag der Flammenform von kurzen einzelnen Strahlflammen bei niedrigen Luftzahlen, zu einer langen, gemeinsamen konischen Flamme bei höheren Luftzahlen erfolgt. Dieser Umschlag wird ebenfalls beobachtet, wenn bei konstanter Luftzahl der Gemischvolumenstrom erhöht wird. Zur Demonstration dieses Phänomens sind in Abb. 8.12 die Flammenoberflächen, charakterisiert durch die Isofläche $c = 0,5$, der Düse D_1 für verschiedene Eintrittsgeschwindigkeiten dargestellt. Obwohl hier mit $\lambda = 1,7$ ein vergleichsweise magerer Betriebspunkt berechnet wurde, bilden sich durch die niedrige Eintrittsgeschwindigkeit von $u_0 = 20$ m/s trotzdem die bereits gezeigten einzelnen Strahlflammen. Wird die Geschwindigkeit auf $u_0 = 35$ m/s erhöht bildet sich eine gemeinsame Kegelflamme, deren Länge mit weiterer Geschwindigkeitszunahme zunimmt. Der Flammenumschlag von einzelnen Strahlflammen zur gemeinsamen konischen Flamme kann somit auch durch eine Erhöhung des Gemischvolumenstromes hervorgerufen werden.

Neben der Flammenlänge unterscheiden sich die beiden Flammenformen in der Verteilung der Reaktionszonen. Zu diesem Zweck ist in Abb. 8.13 ein

Schnittbild der Verteilung der Reaktionsrate der soeben vorgestellten Simulationsreihe dargestellt. Das untere Diagramm stellt dabei die über eine zur Strömungsrichtung normalen Fläche gemittelte Reaktionsrate als Funktion des axialen Abstandes zur Düse der beiden Flammenformen dar.

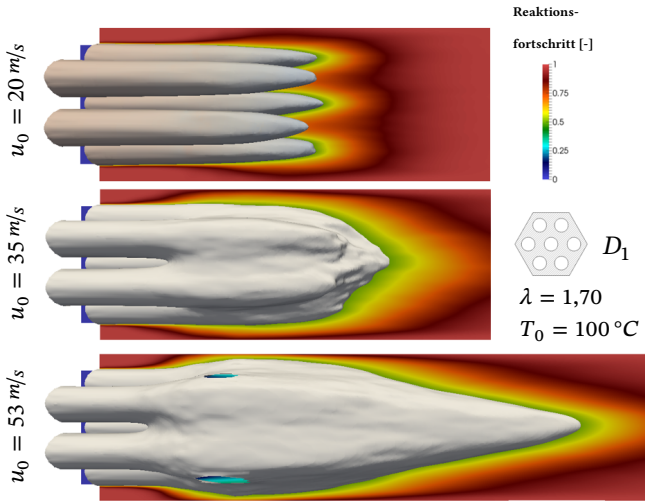


Abbildung 8.12: Darstellung der simulierten Flammenform der Düse D_1 bei verschiedenen Eintrittsgeschwindigkeiten berechnet mit dem JPDP-Modell

Im Falle der einzelnen Strahlflammen (oberes Schnittbild) bildet sich eine konzentrierte Reaktionszone zum Ende der Strahlflammen aus, in der die Reaktionsrate zu den Wänden hin auf Null abfällt. Im Kontrast bildet die Kegelflamme (unteres Schnittbild) ein nahezu reaktionsfreies Zentrum aus, während die Reaktionszonen ringsum in Form eines Kegels verteilt ist. In dieser Flammenform liegen die reaktionsintensivsten Bereiche nahe an den Brennkammerwänden. Dies hat eine besondere Bedeutung für die Brennkammerauslegung, da die Kegelflamme eine höhere Anfälligkeit für Wärmeverluste aufweist und höhere Anforderungen an die Temperaturresistenz der genutzten Brennkammerwerkstoffe stellt. Zuletzt wird in den beiden Flammenformen ein Unterschied in der Verteilung der Reaktionsrate über den axialen Verlauf festgestellt (unteres Diagramm): Während die Hauptreaktionszone der einzelnen

Strahlflammen über einen kurzen Abstand im Bereich von 4 bis etwa 9 Lochdurchmessern konzentriert ist, ist diese für die Kegelflamme beginnend bei der Abhebehöhe von etwa zwei Lochdurchmessern vergleichsweise konstant bis zum Ende der Brennkammer. Zwei lokale Maxima werden zu Beginn der Kegelflamme und zum Ende des reaktionsfreien Zentrums beobachtet. Obwohl die globale thermische Leistung der beiden Betriebspunkte um mehr als den Faktor Zwei unterschiedlich ist, werden vergleichbare Beträge der Maxima der flächengemittelten Reaktionsratenverteilungen beobachtet.

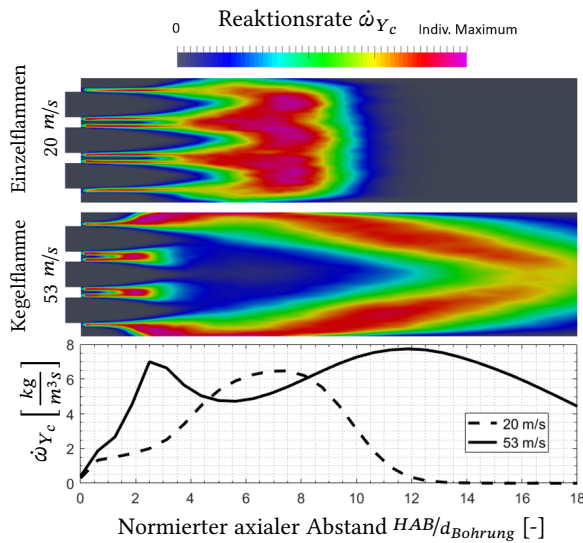


Abbildung 8.13: Vergleich der Reaktionszonen der beiden Flammenformen

8.3 Bestimmung der Flammenform

Wie in den letzten beiden Abschnitten beschrieben wurde, zeigen beide TCI-Modelle einen Übergang von isolierten Einzelflammen zu einer gemeinsamen

kegelförmigen Flamme. Da die beiden auftretenden Flammenformen unterschiedliche Flammeneigenschaften aufweisen, die die Auslegung und Dimensionierung des Matrixbrenners maßgeblich beeinflussen, ist eine Vorhersage, unter welchen Betriebsparametern ein Umschlagpunkt zu erwarten ist, von grundlegender Bedeutung. In diesem Abschnitt werden daher die Zusammenhänge zwischen dem Flammenumschlag und den geometrischen Parametern der Düsen und anderen Betriebsparametern näher untersucht. Da der Flammenumschlag bei den Berechnungen des JPDF-Modells aufgrund der wesentlich dünneren Flammenfronten markanter hervortritt, fokussieren sich die Berechnungen der Flammenumschlagspunkte auf dieses Modell.

Der Flammenumschlag lässt sich durch eine Erhöhung der Luftzahl, als auch durch eine Erhöhung des Gemischvolumenstroms induzieren. Für die numerische Berechnung bietet sich die Erhöhung des Gemischvolumenstroms an, wodurch die Transportgleichung des Mischungsbruches nicht gelöst werden muss und die notwendige Größe der chemischen Tabelle verringert wird. Beide Effekte tragen zur Reduktion der benötigten Rechenzeit bei.

Der Flammenumschlag wird mithilfe einer transienten Simulationen berechnet, in der der Gemischvolumenstrom stufenweise erhöht wird. Der Gemischvolumenstrom wird über die volumetrische Bohrungsgeschwindigkeit u_0 charakterisiert. Ein beispielhaftes transientes Profil der Geschwindigkeit zur Induktion des Flammenumschlags ist in Abb. 8.14 dargestellt. Hierbei wird mit einer Geschwindigkeit begonnen, bei der einzelne Strahlflammen vorliegen. Diese Geschwindigkeit wird für ein Zeitintervall Δt gehalten und dann nahezu sprungweise um Δu_0 erhöht. Die Geschwindigkeitserhöhung wird so lange wiederholt, bis ein Flammenumschlag beobachtet wird. Die gewählten Werte von Δt liegen im Bereich von 30 bis 50 ms, während Geschwindigkeitserhöhungen von $\Delta u_0 = 3$ bis 5 m/s gewählt wurden.

Da der simulierte Zeitraum Δt konstanter Geschwindigkeit für eine sinnvolle zeitliche Mittelung der berechneten Felder nicht lange genug ist, wurde die Flammenform anhand Schnittbilder der momentanen Verteilung des Reaktionsfortschrittes bestimmt. Zur Zuordnung der derzeit vorliegenden Flammenform (einzelne Strahlflammen oder gemeinsame Kegelflamme) wurde die

Verteilung der Abgaszonen herangezogen. Bei der Flammenform der einzelnen Strahlflammen ist jede einzelne Flamme vollständig von Abgas umgeben. Im Gegensatz dazu breitet sich bei der konischen Flamme die Edukt- und Reaktionszone nahezu über den gesamten Radius der Brennkammer aus, und die Abgaszonen werden von der Mitte zur Wand gedrückt. Dieser Umstand kann mithilfe radialer Auswertelinien bewertet werden und zur Einteilung der Flammenform genutzt werden. Eine beispielhafte Auswertung der Flammenform bei der Berechnung der Düse D_3 ist beispielhaft in Abb. 8.15 für zwei verschiedene Betriebspunkte dargestellt. Hierzu werden Schnittbilder entlang der S_{Min} -Messlinie zunächst anhand des Reaktionsfortschrittes in drei Bereiche unterteilt: Unverbranntes Frischgas ($c \leq 0,1$), Reaktionszone ($0,1 < c < 0,9$) und Abgas ($c \geq 0,9$). In jedem der beiden Bilder ist beispielhaft eine radiale Auswertelinie als schwarze Linie eingezeichnet, in der die Übergänge zwischen Abgas und Reaktionszone gezählt werden. Im Falle der einzelnen Strahlflammen (linkes Bild) ist jede Flamme von Abgas umgeben, wodurch eine Vielzahl an Übergängen gezählt wird, die abhängig von der Lochanzahl der genutzten Düse ist. Sobald eine konische Flamme vorliegt (rechtes Bild) besteht das Innere der Brennkammer nur noch aus unverbrannten Eduktzonen und Reaktionszonen, während die Abgaszonen auf die wandnahe Bereiche beschränkt ist. Bei der Kegelflamme werden daher an den radialen Auswertelinien, bei genügendem Abstand zur Düse, nur noch exakt zwei Reaktionszone-Abgas-Übergänge gezählt. Solche Auswertelinien wurden in regelmäßigen Abständen von der Düse ausgewertet, beginnend nach einem

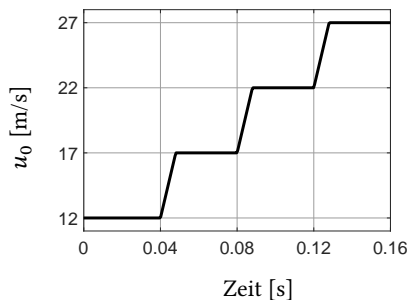


Abbildung 8.14: Beispielhaftes zeitliches Profil der Geschwindigkeitserhöhung zur numerischen Induktion des Flammenumschlages

Lochdurchmesser bis zum Ende der Flamme. In dieser Studie wurde die Flammenform als Kegelflamme registriert, wenn mindestens die Hälfte der ausgewerteten radialen Linien exakt zwei Übergänge aufweisen, ansonsten wurde angenommen, dass die Flammenform isolierter Strahlflammen vorliegt.

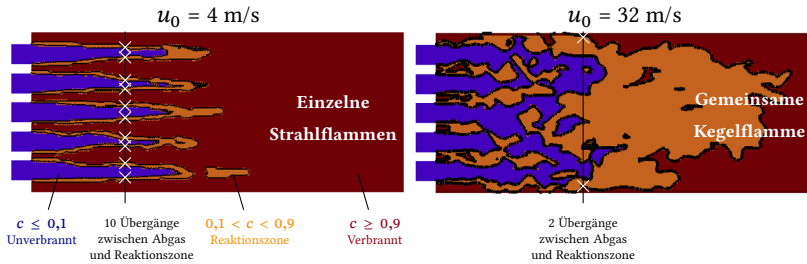


Abbildung 8.15: Bestimmung der Flammenform anhand der Verteilung der Abgaszonen

Numerisch berechnete Flammenumschlagpunkte sind in Abb. 8.16 als Funktion der theoretischen Flammentemperatur und der volumetrischen Bohrungsgeschwindigkeit u_0 für die Düsen des $DR = 2,8$ dargestellt. Hierbei liegen bei ausreichend hohen Flammentemperaturen bzw. niedrigen Bohrungsgeschwindigkeiten multiple Einzelflammen vor. Die mit der im vorherigen Abschnitt beschriebenen Methode zur Berechnung und Identifikation der Flammenform bestimmten Flammenumschläge sind als Punkte eingezeichnet. Es ist zu erkennen, dass bei allen Düsen mit zunehmender Flammentemperatur, z.B. durch Anfeuchtung des Gasgemisches, der Flammenumschlag zu höheren Geschwindigkeiten verschoben wird. Weiterhin erweitert sich mit steigendem Lochdurchmesser der stabile Betriebsbereich der Einzelflammen zu höheren Geschwindigkeiten und damit höheren Brennerleistungen.

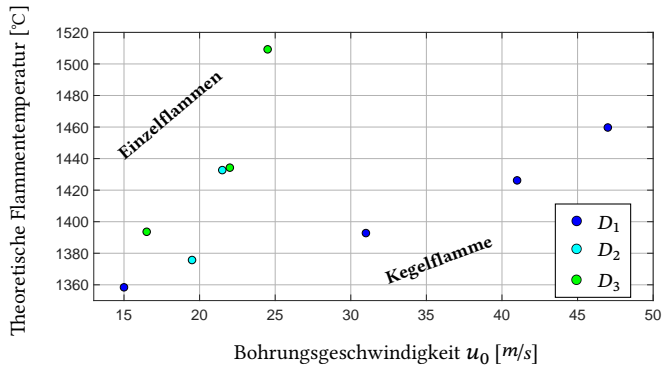


Abbildung 8.16: Numerisch berechnete Flammenumschlagpunkte der Düsen als Funktion der theoretischen Flammentemperatur und der Bohrungsgeschwindigkeit

9 Untersuchung der Flammenstabilität

Dieses Kapitel stellt die Ergebnisse der Untersuchung der Flammenstabilität vor. Hierzu werden zunächst die experimentell bestimmten LBO-Werte vorgestellt, als auch ihre Abhängigkeiten von geometrischen und thermodynamischen Parametern untersucht. Im weiteren Verlauf werden die korrespondierenden numerischen Rechnungen präsentiert und das Abblaseverhalten in beiden TCI-Modellen verglichen. Zuletzt wird ein numerisches Kriterium zur Bestimmung des Abblasepunktes vorgestellt.

9.1 Messung der Flammenstabilitätsgrenzen

Der Hauptfokus dieser Arbeit besteht in der Bestimmung und Beschreibung der Flammenstabilitätsgrenzen in Form der mageren Abblasegrenze. Zur experimentellen Bestimmung der LBO-Grenze wird eine stabile Flamme betrieben und ein ausgewählter Betriebsparameter kontrolliert verändert, bis ein Abblasen der Flamme beobachtet wird. Für das Hervorrufen des Abblasens bieten sich für diese Versuchsanlage zwei experimentelle Parameter an, die verändert werden können: Einerseits der Volumenstrom des Gemisches, mithilfe dessen die mittlere Geschwindigkeit in der Brennkammer erhöht werden kann oder andererseits kann das Mischungsverhältnis bei näherungsweise konstantem Gesamtvolumenstrom abgesenkt werden, um die Flammengeschwindigkeit zu beeinflussen.

Für die experimentelle Untersuchung wurde die zweite Methode, die Veränderung des Mischungsverhältnisses, gewählt. Hierzu wurde zunächst eine Flamme im stabilen Betriebsbereich gezündet, wonach die Brennstoffzufuhr bei konstantem Luftvolumenstrom schrittweise heruntergeregelt wurde. Da der Volumenstrom an Brennstoff sehr viel geringer ist als die der Luft, ändert sich die Geschwindigkeit in der Brennkammer nur geringfügig. Für diese Messung wurde zur Minimierung der Wärmeverluste die keramische Brennkammer genutzt, bei der jedoch keine direkte optische Sicht in die Brennkammer vorhanden ist. Da optisch nicht erkennbar ist, ob noch eine stabile Flamme vorliegt, wurde mithilfe einer Abgasmessung der CO -Gehalt bestimmt. Dieser nimmt beim Abblasen, bei dem kein vollständiger Umsatz möglich ist, bereits bei kleinen Änderungen des Mischungsverhältnisses um mehrere Größenordnungen zu. Dies wurde als Indiz zur Bestimmung des Abblasepunktes genutzt.

Die gemessenen LBO-Grenzen sind in Abb. 9.1 als Funktion der minimalen theoretischen Flammentemperatur für die drei Düsenvarianten des $DR = 2,8$ bei verschiedenen Vorwärmtemperaturen T_0 dargestellt, für die das Abblasen bei der Bohrungsgeschwindigkeit u_0 möglich war. Wird die Flammentemperatur durch das Erhöhen der Luftzahl unter den LBO-Punkt reduziert, bzw. die Geschwindigkeit darüber hinaus erhöht, kommt es zum Abblasen der Flamme. Das bedeutet je weiter sich die Abblasepunkte in dieser Darstellung unten rechts befinden, desto weiter ist der stabile Betriebsbereich.

Nachfolgend sind die wichtigsten beobachteten Abhängigkeiten aus Abb. 9.1 aufgeführt:

- **Einfluss der Gemischgeschwindigkeit**

Es ist zu sehen, dass bei konstanter Vorwärmtemperatur mit steigender Gemischgeschwindigkeit eine Erhöhung der Flammentemperatur erforderlich ist, um eine stabile Flamme zu erhalten. Dies lässt sich anhand des benötigten Gleichgewichts einer stabilen Flamme zwischen der Strömungsgeschwindigkeit und der Flammengeschwindigkeit erklären. Wird die Strömungsgeschwindigkeit erhöht, wird auch eine Erhöhung der Flammengeschwindigkeit benötigt, die in diesem Fall durch das fettere Gemisch gewährleistet wird.

• Einfluss der Vorwärmtemperatur

Mit einer Erhöhung der Vorwärmtemperatur verschieben sich die Abblasepunkte zu höheren Geschwindigkeiten und niedrigeren Flammentemperaturen. Eine höhere Einlasstemperatur erhöht die Flammengeschwindigkeit des unverbrannten Gemischs, was eine Erhöhung der Geschwindigkeit und damit der erreichbaren Leistung des Brenners ermöglicht.

• Einfluss des Düsenlochdurchmessers

Gemäß Abb. 9.1 zeigt sich, dass eine Erweiterung des stabilen Betriebsbereichs mit zunehmendem Bohrungsdurchmesser eintritt. Dieser Effekt kann vor allem auf das proportional ansteigende turbulente Längenmaß L_t zurückgeführt werden. Wie in Kapitel 8.1 ausführlicher erörtert, führt dies zu einer Zunahme der turbulenten Dissipation bei abnehmendem Bohrungsdurchmesser. Wie auch in Abb. 8.8 verdeutlicht wurde, steigt damit mit steigendem Bohrungsdurchmesser die in der Brennkammer vorliegende turbulente kinetische Energie. Dies hat zur Folge, dass bei sonst konstanten

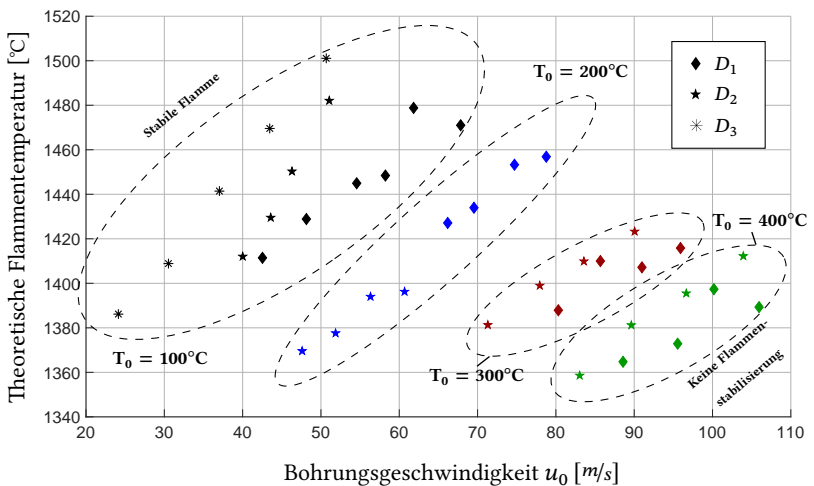


Abbildung 9.1: Gemessene Abblasepunkte der Düsen des $DR = 2,8$ für verschiedene Vorwärmtemperaturen T_0 als Funktion der theoretischen Flammentemperatur und der Bohrungsgeschwindigkeit

Betriebsparametern die turbulente Flammengeschwindigkeit steigt, was höhere Brennkammergeschwindigkeiten ermöglicht. Darüber hinaus führt eine Erhöhung des integralen Längemaßes gemäß Gl. 4.33 direkt zu einer Steigerung der turbulenten Diffusivität, was wiederum die turbulente Flammengeschwindigkeit erhöht. Der Effekt der Erweiterung des stabilen Betriebsbereichs ist besonders deutlich bei der niedrigsten gemessenen Vorwärmtemperatur $T_0 = 100\text{ °C}$ zu erkennen, bei der Düse D_1 nahezu 50% höhere Abblasegeschwindigkeiten im Vergleich zur Düse D_3 erreicht. Dieser Effekt ist auch bei höheren Vorwärmtemperaturen zu beobachten, jedoch in geringerem Maße. Für die Düse D_3 wurden bei hohen Gemischeintrittstemperaturen Verbrennungsinstabilitäten beobachtet, die wahrscheinlich auf eine akustische Resonanz der Flamme mit der Brennkammer zurückzuführen ist, was die Ermittlung der Abblasepunkte höherer Vorwärmtemperaturen erschwerte und daher hier nicht dargestellt sind.

Weiterhin wurde der Einfluss des Versperrungsverhältnisses DR auf die Abblasegrenzen untersucht. Hierzu sind in Abb. 9.2 die experimentellen Ergebnisse der Düsen D_2 und D_5 in Abhängigkeit der theoretischen Flammentemperatur und der volumetrischen Bohrungsgeschwindigkeit u_0 dargestellt. Die beiden Düsen weisen den gleichen Lochdurchmesser auf, jedoch hat die Düse D_5 mit $DR = 6$ ein etwa doppelt so hohes Versperrungsverhältnis im Vergleich zur Düse D_2 mit $DR = 2,8$. Auch die Abblasegrenzen der Düse D_5 zeigen dieselben Abhängigkeiten von der Geschwindigkeit und der Vorwärmtemperatur auf, wie die zuvor gezeigten Ergebnisse der Düsen des $DR = 2,8$. Im Vergleich der beiden Düsen fällt jedoch auf, dass die Düse des höheren Versperrungsverhältnisses erheblich bessere Stabilitätsgrenzen aufweist. Bei gleicher Flammentemperatur erreicht die Düse D_5 für alle Vorwärmtemperaturen Geschwindigkeiten, die um einen Faktor von 1,5 bis 2 höher sind, bis ein Abblasen beobachtet werden kann.

Dies ist mithilfe der Stabilitätsbedingung einer Flamme zu erklären, nach der ein Abblasen der Flamme dadurch möglich ist, dass die lokale Geschwindigkeit höher ist als die Flammengeschwindigkeit. Die Brennkammer der Düse

D_5 weist aufgrund ihrer größeren Querschnittsfläche eine niedrigere mittlere Brennkammergeschwindigkeit auf. Um dieselbe mittlere Brennkammergeschwindigkeit wie die der Düse D_2 zu erreichen ist eine Steigerung der volumetrischen Bohrungsgeschwindigkeit nötig, die dem Verhältnis der Versperungsverhältnissen entspricht. Dies wird auch näherungsweise in dieser Messung beobachtet.

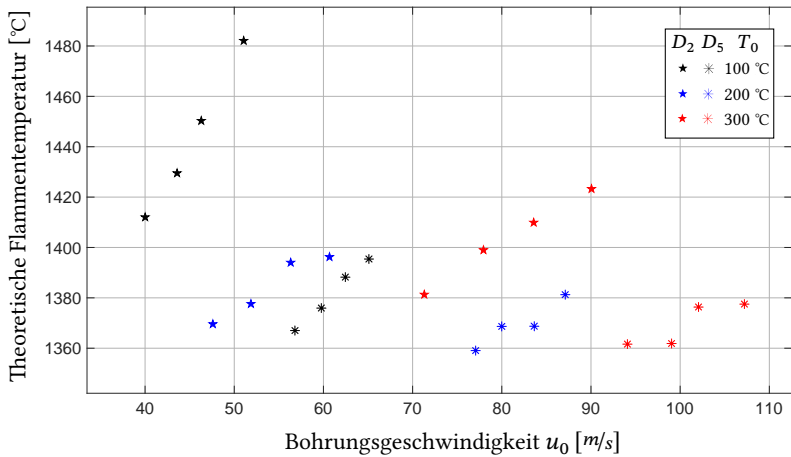


Abbildung 9.2: Gemessene Abblasepunkte der Düsen bei verschiedenen Versperungsverhältnissen DR für verschiedene Vorwärmtemperaturen T_0 als Funktion der theoretischen Flammentemperatur und der Bohrungsgeschwindigkeit

9.2 Numerische Berechnung der Abblasegrenzen

Da Experimente häufig mit einem hohen finanziellen Aufwand verbunden sind und die experimentelle Erfassung der Flammenphänomene am Abblasepunkt limitiert ist, wird im Folgenden untersucht, ob die Abblasegrenzen auch mit den hier vorgestellten numerischen Methoden berechnet werden können.

Hierzu werden die beiden TCI-Modelle, das JPDF- und das TFC-Modell verglichen, die wie in Kapitel 8.2 näher beschrieben wurde, bereits große Unterschiede in der generellen Darstellung der Flamme im stabilen Betriebsbereich aufweisen. Im Folgenden wird untersucht, welche Flammenphänomenologie die beiden Modelle am Abblasepunkt vorhersagen und wie exakt sie die experimentell bestimmten LBO-Punkte reproduzieren können. Dazu wird die berechnete Phänomenologie des Abblaseverhaltens beider TCI-Modelle exemplarisch an jeweils einer LBO-Simulation verglichen und darüber hinaus ein allgemein anwendbares numerisches LBO-Kriterium vorgestellt.

9.2.1 Flammenphänomenologie nahe des Abblasens

Im Folgenden wird die berechnete Flammenphänomenologie nahe dem Abblasen anhand einer beispielhaften LBO-Simulation dargestellt. Dazu wurde die Düse D_2 bei einer Luftzahl $\lambda = 1,66$ und einer Vorwärmung von $T_0 = 100^\circ \text{C}$ numerisch untersucht. Experimentell wurde für diesen Betriebspunkt das Abblasen bei einer Geschwindigkeit von $u_0 = 53 \text{ m/s}$ beobachtet. Zur Induzierung des Abblasens der numerisch berechneten Flamme wurden die bereits in Abb. 8.14 gezeigte Geschwindigkeitssteigerung genutzt.

Erste Ergebnisse werden für das JPDF-Modell vorgestellt. Hier wurde eine Startgeschwindigkeit von $u_0 = 35 \text{ m/s}$ gewählt, welche alle $\Delta t = 30 \text{ ms}$ um $\Delta u_0 = 4 \text{ m/s}$ erhöht wurde. Resultierende Schnittbilder der Verteilung des Reaktionsfortschrittes an verschiedenen Zeitpunkten, charakterisiert durch die aktuelle Bohrungsgeschwindigkeit u_0 , sind in Abb. 9.3 dargestellt. Zunächst ist zu erkennen, dass sich bereits bei den Startbedingungen (oberste Abbildung) eine konische Flamme ausbildet. Bei einer Erhöhung auf $u_0 = 43 \text{ m/s}$ bildet sich eine qualitativ ähnliche konische Form der Flamme aus, die weiterhin stabil brennt, sich aber bereits deutlich weiter in den Brennraum erstreckt. Eine weitere Erhöhung der Geschwindigkeit auf $u_0 = 47 \text{ m/s}$ führt zu einem optisch klar erkennbaren Abblasen: Die Flamme verschwindet fast vollständig und der Brennraum füllt sich mit dem unverbrannten Gemisch.

Es sind noch Reaktionszonen in den düsennahen Rezirkulationszonen und an den Wänden nahe des Brennkammeraustrittes vorzufinden. Die Reaktionszonen nahe des Brennkammeraustrittes sind durch die äußere Ausströmdomäne (die in den Abbildungen nicht dargestellt ist) zu erklären. Diese Ausströmdomäne bewirkt durch die Querschnittserweiterung eine Verlangsamung des Gasgemisches. In der Realität käme es durch die Beimischung von Umgebungsluft zu einer Verdünnung, welche durch die massive Verringerung der Flammengeschwindigkeit eine Flammenstabilisierung verhindern würde. Da jedoch die Einmischung von zusätzlicher Luft nicht im numerischen Aufbau berücksichtigt wurde, kann sich die Flamme in der Ausströmdomäne stabilisieren und gelegentlich nahe der Wand im Bereich der Wandgrenzschicht zurückschlagen. Trotz dieser Tatsache ist der LBO immer noch deutlich zu erkennen, was darauf hindeutet, dass die Flammenstabilisierung im äußeren Bereich kein Problem für die Berechnung des Abblasens darstellt.

Zusammengefasst berechnet das JPDF-Modell nahe dem Abblasen eine kegelförmige Flamme, deren Länge mit steigender Geschwindigkeit zunimmt. Nach

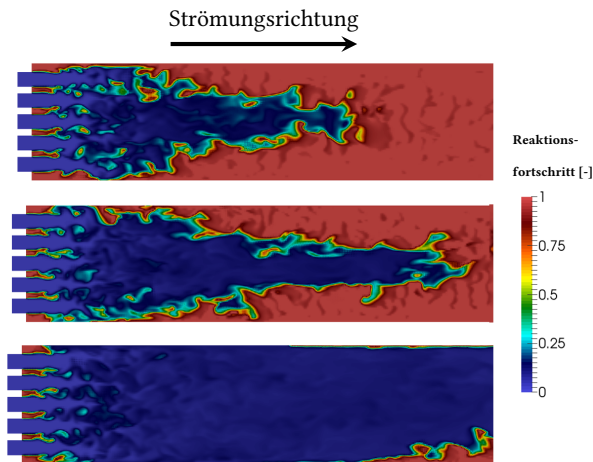


Abbildung 9.3: Schnittbilder der Verteilung des Reaktionsfortschrittes hin zum Abblasen der Düse D_2 bei $T_0 = 100\text{ °C}$ und $\lambda = 1,66$ berechnet mit dem JPDF-Modell bei verschiedenen Eintrittsgeschwindigkeiten (von oben: 35 m/s, 43 m/s und 47 m/s)

Erreichen einer kritischen Geschwindigkeit ist ein optisch eindeutiger Abblasevorgang zu erkennen, in dem die Flamme verlöscht. Für den hier gezeigten Betriebspunkt wird das Abblasen bei einem Geschwindigkeitsübergang von 43 auf 47 m/s vorhergesagt, was etwa 15% niedriger ist als der experimentell bestimmte Wert von 53 m/s.

Im folgenden Abschnitt wird die korrespondierende LBO-Simulation unter Nutzung des TFC-Modells präsentiert. Das TFC-Modell berechnet, wie bereits in Kapitel 8.2 beschrieben, unter mageren Betriebsbedingungen breit gestreckte Reaktionszonen, wodurch selbst für Geschwindigkeitsbedingungen, die weit entfernt von den experimentell gemessenen LBO-Bedingungen sind, d.h. im stabilen Betriebsbereich liegen, oft kein vollständiger Ausbrand bis zum Ende der Brennkammer erreicht wird. Für die LBO-Simulationen mit dem TFC-Modell wurden die gleichen Betriebsbedingungen gewählt wie für die vorangegangene JPDF-Simulation (Düse D_2 bei $T_0 = 100\text{ °C}$ und $\lambda = 1,66$). Es wurde mit einer Geschwindigkeit von $u_0 = 30\text{ m/s}$ begonnen, die schrittweise um $\Delta u_0 = 5\text{ m/s}$ alle $\Delta t = 40\text{ ms}$ erhöht. Schnittbilder der momentanen Verteilung des Reaktionsfortschrittes der Flamme an verschiedenen Zeitpunkten der Simulation sind in Abb. 9.4 dargestellt. Das obere Bild zeigt die Ausgangsflamme bei $u_0 = 30\text{ m/s}$, die durch lange Einzelstrahlen gekennzeichnet ist. Hierbei sind die äußeren Strahlen deutlich kürzer als die inneren und bilden daher vergleichbar zum JPDF-Modell eine Kegelform.

Im Verlauf des Geschwindigkeitsanstiegs lassen sich zwei unterschiedliche Phasen in Bezug auf die Flammenphänomenologie beobachten: Vergleicht man die Momentaufnahmen bis zur Geschwindigkeit $u_0 = 50\text{ m/s}$, so fällt auf, dass die Flammenwurzel (dargestellt durch die Konturen der blauen Flächen) nahezu stabil bleibt und sich nur aufgrund lokaler Turbulenz leicht verschiebt. Während die Flammenwurzel in diesem Stadium eine hohe Stationarität aufweist, dehnt sich die Reaktionszone stromabwärts aus, was zu einer Verringerung des Ausbrandes am Brennkammeraustritt führt. In der nächsten Phase ist eine Veränderung der Lokalisierung der Flammenwurzel zu beobachten. Dies ist gut bei der Geschwindigkeit von $u_0 = 55\text{ m/s}$ zu erkennen, bei der sich die unverbrannten Zonen insbesondere in Wandnähe stromabwärts ausbreiten (mit Ellipsen markiert). Dies entspricht auch der

experimentell ermittelten Abblasegeschwindigkeit. Ab diesem Zeitpunkt findet eine Abwärtsverschiebung der gesamten Flamme statt, welcher nach dem Geschwindigkeitsanstieg auf $u_0 = 65 \text{ m/s}$ markant hervortritt, in dem die unverbrannten Gase bereits einen Großteil des Brennraumes einnehmen. Allerdings wird auch unter diesen Bedingungen noch eine stabile Reaktionszone am Ende der Brennkammer vorhergesagt. An diesem Punkt ist der mittlere Reaktionsfortschritt am Brennkammeraustritt kleiner als 0,5. Eine kritische Geschwindigkeit, die zu einem plötzlichen Erlöschen der Flamme führt, wird hier im Gegensatz zum JPDF-Modell nicht beobachtet. Es ist naheliegend den Beginn des Austrages der Flammenwurzel als LBO zu definieren, jedoch ist eine optische Detektion dieses Phänomens schwierig und nicht präzise. Daher ist es notwendig, ein eindeutiges Kriterium zur Bestimmung des Abblasens der Simulation zu definieren, das im nächsten Abschnitt näher dargestellt wird.

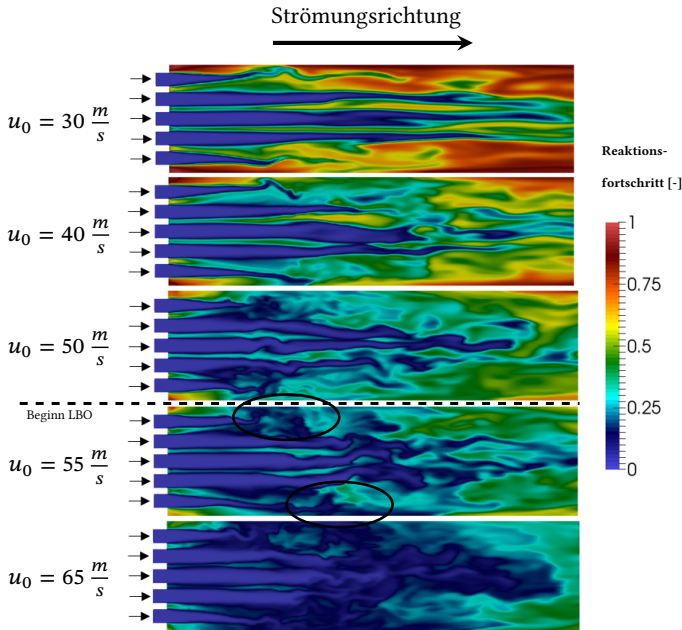


Abbildung 9.4: Schnittbilder der Verteilung des Reaktionsfortschrittes hin zum Abblasen der Düse D_2 bei $T_0 = 100 \text{ °C}$ und $\lambda = 1,66$ berechnet mit dem TFC-Modell

9.2.2 Numerische Bestimmung des Abblasepunktes

Wie im letzten Kapitel beschrieben wurde, zeigt die LBO-Simulation des JPDF-Modells beim Überschreiten einer kritischen Geschwindigkeit ein visuell deutlich erkennbares Abblasen der Flamme. Im Gegensatz dazu zeigt das TFC-Modell kein plötzliches Flammenverlöschen. Unter Nutzung dieses Modells setzt oberhalb einer kritischen Geschwindigkeit ein schrittweises Heraustragen der Flammenwurzel ein, das als Indiz des Abblasens für das TFC-Modell verwendet werden soll. Jedoch ist eine visuelle Erkennung dieses Phänomens schwierig. Daher soll hier ein allgemein gültiges und eindeutiges Kriterium zur Identifikation des Abblasens der numerischen Rechnung vorgestellt werden, das für beide TCI-Modelle anwendbar ist. Da in dieser Studie Berechnungen verschiedener Düsen- und Brennkammergeometrien durchgeführt wurden, ist eine Unabhängigkeit des Kriteriums von der Brennergeometrie unerlässlich. Ein Kriterium auf Basis lokaler Variablen ist nicht geeignet, da die Flammenform und der Ort der Flammenstabilisierung stark von der genutzten Geometrie und Modellierung abhängen. Daher wird die Eignung verschiedener global definierter Variablen zur Identifikation des globalen Abblasens untersucht.

Für diese Untersuchung wurden speziell das Verhalten verschiedener über das Brennkammervolumen gemittelter thermodynamischer Größen verglichen, die im Folgenden mit dem Operator $\bar{}$ gekennzeichnet sind. Dies ist ein Ansatz, der bereits in der Literatur zur Charakterisierung von LBO verwendet wurde, wobei verschiedene Größen wie die Temperatur, der Reaktionsfortschritt, aber auch der Massenanteil von Zwischenspezies wie beispielsweise OH genutzt wurden [Akh18, Ma19] und deren Anwendung auch für die hier durchgeführten Simulationen untersucht wird. Diese Größen weisen bei Eintreten des Flammenabblasens in der Regel einen signifikanten Abfall auf, was als Indikator für LBO ausgewertet werden kann. Weiterhin wird für diese Arbeit auch der Verlauf der mittleren Reaktionsrate als LBO-Kriterium untersucht. Der Leitgedanke hinter der Nutzung dieser Größe ist, dass solange eine stabile Flamme vorhanden ist, die den gesamten Brennstoff im Brennraum umsetzt, die Reaktionsgeschwindigkeit proportional zum zugeführten

Massenstrom des Brennstoffs und damit in diesem Fall zur Eintrittsgeschwindigkeit ansteigen sollte: $\bar{\omega}_{y_c} \propto u_0$ (siehe Gl. 4.16). Dieser Anstieg sollte sich bis zum Abblasen fortsetzen, woraufhin der erhöhte Kraftstoffmassenstrom nicht mehr umgewandelt werden kann und stattdessen zu einem Rückgang der durchschnittlichen Reaktionsrate führt. Für die in Abb. 9.3 dargestellte Simulation unter Nutzung des JPDF-Modells sind in Abb. 9.5 die bereits erwähnten brennkammerngemittelten Größen als Funktion der Zeit aufgetragen. In diesem Diagramm bezeichnen die schwarzen Kurven die momentanen Werte der Simulation, während die roten Kurven über die Zeit konstanter Geschwindigkeit gemittelt wurden. Das obere Diagramm zeigt zunächst die momentane Einlassgeschwindigkeit, die zur Einleitung des Abblasens stufenweise erhöht

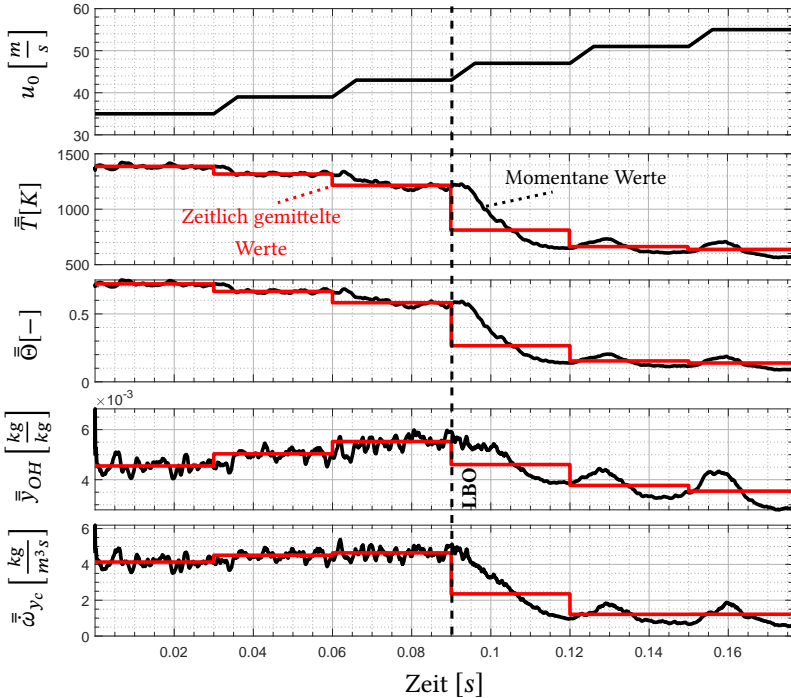


Abbildung 9.5: Zeitlicher Verlauf verschiedener über die Brennkammer gemittelter Größen der LBO-Simulation der Düse D_2 bei $T_0 = 100\text{ °C}$ und $\lambda = 1,66$ berechnet mit dem JPDF-Modell

wurde. In den vorher gezeigten Schnittbildern des Reaktionsfortschrittes ist ein deutliches Abblasen der Flamme optisch zu erkennen, sobald die Eintrittsgeschwindigkeit auf 47 m/s erhöht wurde. Dieser Moment ist nach einer Simulationszeit von 0.09 s erreicht. Das Abblasen lässt sich auch im zeitlichen Verlauf der mittleren Brennkammertemperatur \bar{T} erkennen. Diese nimmt zunächst durch die Vergrößerung des Flammenkegels leicht ab und weist ab 0,09 s, bedingt durch den Abblasevorgang, einen deutlich stärkeren Abfall auf. Danach wird ein nahezu konstanter Wert erreicht, der auch durch eine zusätzliche Erhöhung der Geschwindigkeit nicht wesentlich beeinflusst wird. Dieser Wert ist zwar noch höher als die Eingangstemperatur von $T_0 = 373 \text{ K}$, lässt sich aber durch die bereits besprochenen verbleibenden Reaktionszonen in den düsennahen Rezirkulationszonen und an den Wänden nahe des Brennkammerausganges erklären. Der Verlauf des mittleren Reaktionsfortschrittes $\bar{\Theta}$ ergibt ein qualitativ identisches Verhalten. Diese beiden Größen können beim JPDF-Modell zur Identifikation des LBO-Ereignisses verwendet werden, indem der Zeitpunkt des rapiden Abfalls bestimmt wird. Der Unterschied zwischen dem leichten Abfall aufgrund der Kegelflammenvergrößerung und dem stärkeren Abfall aufgrund des Abblasens kann jedoch nicht in allen Fällen exakt bestimmt werden. Dies ist insbesondere dann denkbar, wenn die Kegelflamme kurz vor dem Abblasen einen großen Teil der Brennkammer einnimmt oder die Flammentemperatur so gering ist, so dass der Abfall der mittleren Brennkammertemperatur zwischen dem letzten stabilen und dem abgeblasenen Betriebspunkt sehr gering sein kann.

Weiterhin wurde der Verlauf der mittlere Konzentration \bar{y}_{OH} der Spezies OH betrachtet, die als Zwischenspezies experimentell gerne zur Identifikation der Reaktionszone genutzt wird. Diese Größe weist vor dem Abblasen mit zunehmender Geschwindigkeit einen Anstieg auf. Dieses Verhalten lässt sich durch die Vergrößerung der Flammenoberfläche und die damit verbundene Vergrößerung der Reaktionszone erklären. Nach Beginn des Abblasens nimmt die Konzentration der OH -Spezies ab. Somit findet hier am Abblasepunkt ein Vorzeichenwechsel der Steigung statt, der exakt bestimmt werden kann. Auch die mittlere Reaktionsrate $\bar{\dot{\omega}}_{y_c}$ weist einen ähnlichen Verlauf auf. Wie zu vermuten war, steigt die mittlere Reaktionsrate zunächst proportional zum zugeführten Brennstoff an und fällt bei Erreichen des Abblasens schlagartig ab.

Hier wird, ähnlich wie beim Verlauf der mittleren Brennkammertemperatur, nach kurzer Zeit ein niedriger Wert erreicht, der sich mit zunehmender Eintrittsgeschwindigkeit nicht mehr wesentlich ändert. Somit ist bei Nutzung des JPDF-Modells für den zeitlichen Verlauf der Reaktionsrate, wie auch für die mittlere Konzentration der OH -Spezies beim LBO-Ereignis, ein Vorzeichenwechsel in der Steigung zu beobachten, der einfach und präzise zur Bestimmung des Beginns des Abblaseereignisses genutzt werden kann.

Im Gegensatz zum JPDF-Modell, ist in den Rechnungen mit dem TFC-Modell kein optisch eindeutig definierter Abblasepunkt zu erkennen. Wie bereits diskutiert wurde, ist jedoch eine Änderung in der Flammenphänomenologie zu erkennen, die als Abblasen gewertet werden kann und deren Korrelation zu verschiedenen Variablen überprüft wird. Analog zur Auswertung für das JPDF-Modell wurde für die Simulation mit dem TFC-Modell (Abb. 9.4) die Anwendung der verschiedenen brennkammerngemittelten Größen überprüft und sind in Abb. 9.6 als Funktion der Zeit aufgetragen. Zunächst ist der Verlauf der mittleren Temperatur \bar{T} aufgetragen. Diese zeigt wie bei Nutzung des JPDF-Modell vor dem Abblasevorgang einen stufenweisen Abfall der Temperatur mit steigender Geschwindigkeit. Allerdings ist hier kein Geschwindigkeitsschritt erkennbar, in der die Temperatur signifikant stärker sinkt als in den Schritten davor. Der mittlere Reaktionsfortschritt zeigt einen qualitativ ähnlichen Verlauf. Diese beiden Größen sind unter Nutzung des TFC-Modells nicht geeignet, um den Abblasepunkt zu identifizieren.

Darunter ist der zeitliche Verlauf der mittleren Konzentration der Zwischenspezies OH dargestellt. Diese ist proportional zum Volumen der Reaktionszone innerhalb der Brennkammer. Da sich in der TFC-Simulation die Reaktionszone bereits zu Beginn bis zum Ende der Brennkammer erstreckt und mit jeder Geschwindigkeitserhöhung weiter aus der Brennkammer hinausgetragen wird, sinkt diese stufenweise und führt zu einem exponentiellen Abfall, der gegen Null konvergiert. Auch mit dieser Größe ist es nicht möglich, einen sinnvollen Zeitpunkt des Abblasens zu bestimmen. Im letzten Diagramm ist der Verlauf der in dieser Arbeit vorgeschlagenen Größe, der brennkammerngemittelten Reaktionsrate $\bar{\dot{\omega}}_c$ aufgetragen. Hier wird zunächst wieder

ein Anstieg der Reaktionsrate durch die Erhöhung des eintretenden Massenstroms an Brennstoff beobachtet. Dies ist die bereits beschriebene erste Phase, in der sich die Reaktionszone ausdehnt, während die Flammenwurzel stationär bleibt. Der Anstieg der Reaktionsgeschwindigkeit nimmt stetig ab, und ab einer Zeit von 0,2 s wird mit jedem Geschwindigkeitsanstieg die Flamme mitsamt der Flammenwurzel allmählich aus der Brennkammer herausgetragen, was sich als erhöhte Abhebehöhe bemerkbar macht. In dieser Phase kann die Flamme den erhöhten Brennstoffstrom nicht mehr im gleichen Maße im Brennraum umsetzen, wodurch eine Verringerung der mittleren Reaktionsrate beobachtet wird. Auch in Hinblick auf die industrielle Anwendung, für

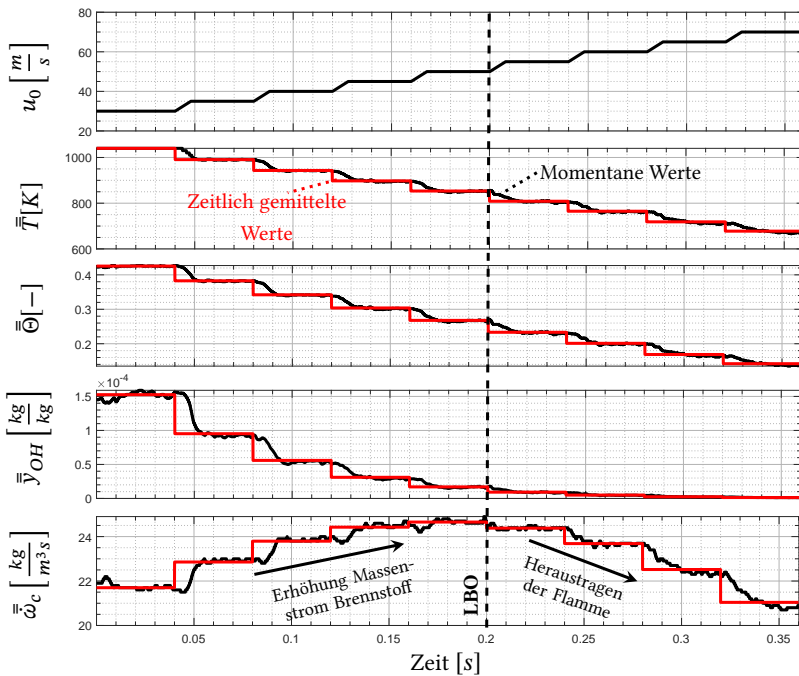


Abbildung 9.6: Zeitlicher Verlauf verschiedener über die Brennkammer gemittelter Größen der LBO-Simulation der Düse D_2 bei $T_0 = 100\text{ °C}$ und $\lambda = 1,66$ berechnet mit dem TFC-Modell

die es wichtig ist, dass die Verbrennung innerhalb der Brennkammer stattfindet, ist es sinnvoll diese Variable für die Identifikation des Abblasens zu nutzen. Der Vorzeichenwechsel der mittleren Reaktionsrate kann exakt bestimmt werden und findet in dieser Simulation bei einer Geschwindigkeitserhöhung von 50 auf 55 m/s statt, was auch dem experimentell ermittelten Wert von 53 m/s entspricht.

Die Bestimmung des Abblasepunktes anhand des Vorzeichenwechsels der Steigung der Reaktionsrate lässt sich sowohl bei der Simulation mit dem JPDPF-Modell als auch mit dem TFC-Modell erfolgreich anwenden und wurde daher als LBO-Kriterium für alle in dieser Arbeit durchgeführten LBO-Simulationen verwendet. Für die Simulationen der anderen Betriebszustände und Düsen ergaben sich qualitativ ähnliche Verläufe, wodurch der LBO-Punkt mit Hilfe dieses Kriteriums in allen Fällen eindeutig bestimmt werden konnte. Ein ausführlicher Vergleich der numerisch berechneten und der experimentell bestimmten Abblasepunkte erfolgt in Kapitel [10.1.2](#).

10 Analytische Korrelation der Flammenstabilität

In den letzten Kapiteln wurden die Ergebnisse der experimentellen und numerischen Flammenstabilitätsuntersuchung präsentiert. Insbesondere für die Brennerauslegung sind jedoch analytische Zusammenhänge in Form von Korrelationen grundlegenden Einflussgrößen von großem Interesse. In diesem Kapitel werden die Erkenntnisse der zuvor beschriebenen experimentellen und numerischen Untersuchungen zusammengefasst, um einen Korrelationsansatz der mageren Abblasegrenzen zu liefern. In diesem Zusammenhang wird auch eine Abschätzung der Genauigkeit der numerischen Berechnungen im Vergleich zu den Experimenten vorgenommen. Da der Matrixbrenner weiterhin einen Umschlag in der Flammenform aufweist, dessen Vorhersage aufgrund der signifikant unterschiedlichen Flammencharakteristiken von erheblichem Interesse für die Auslegung ist, wird in diesem Zusammenhang auch die Anwendung analytischer Funktionen näher untersucht.

10.1 Korrelation der mageren Abblasegrenzen

In der Messung der mageren Abblasegrenzen konnte der Einfluss thermodynamischer Parameter, wie der Luftzahl oder der Vorwärmtemperatur aufgezeigt werden. Aber auch geometrische Parameter wie der Bohrungsdurchmesser, wie auch das Versperrungsverhältnis der Düsen haben einen signifikanten Einfluss. Hier wird der Versuch unternommen, diese Einflüsse in einer analytischen Korrelation zusammenzufassen. Für die Korrelation der mageren Abblasegrenzen wurden in der Literatur bereits verschiedenste Ansätze verwendet. Ein vielversprechender Ansatz ist das in Kapitel [4.5](#) hergeleitete

Peclet-Kriterium, dass eine charakteristische Geschwindigkeit u_{char} am Abblasepunkt mit einer charakteristischen Länge d_{char} und thermodynamischen Parametern, wie der laminaren Flammengeschwindigkeit S_L und der Temperaturleitfähigkeit a in Beziehung setzt:

$$\left(\frac{u_{char} \cdot d_{char}}{a} \right) = C \cdot \left(\frac{S_L \cdot d_{char}}{a} \right)^n \quad (10.1)$$

Die Anwendbarkeit des Peclet-Kriteriums, das ursprünglich für Einzelbrenner hergeleitet wurde, muss jedoch noch für den Matrixbrenner, einem Multi-Strahlen-Brenner, geprüft werden. Von besonderem Interesse ist, ob damit auch die Einflüsse der geometrischen Variationen der Düsen beschrieben werden können. Für die Anwendung des Peclet-Kriteriums ist allerdings noch die Wahl einer für das Brennersystem relevanten charakteristischen Geschwindigkeit u_{char} , sowie einer charakteristischen Länge d_{char} erforderlich.

Zunächst wird die Wahl einer geeigneten charakteristischen Geschwindigkeit u_{char} untersucht. Wie die experimentellen Untersuchungen des Geschwindigkeitsfeldes in Kapitel 8.1 zeigen konnten, besteht eine Reynoldsähnlichkeit der Strömung, d.h. sowohl das mittlere Geschwindigkeitsfeld als auch die turbulente kinetische Energie skalieren mit dem eintretenden Volumenstrom. Deshalb wird vorgeschlagen eine volumetrisch mittlere Geschwindigkeit als charakteristische Geschwindigkeit zu wählen. In den numerischen Untersuchungen des Abblasens konnte gezeigt werden, dass in den letzten stabilen Betriebspunkten vor dem Abblasen eine konische Flamme vorliegt, die weit in den Brennraum hineinragt (vgl. Abb. 9.3). Auch wiesen die Simulationen darauf hin, dass der Abblasevorgang an der vorderen Flammenfront eingeleitet wird, während die Flammenwurzel zumindest kurzzeitig durch die Rezirkulationszonen stabilisiert werden. Für die Flammenfront stellt daher die volumetrisch gemittelte Brennkammergeschwindigkeit u_{BK} eine sinnvolle charakteristische Größe dar, die mit Hilfe der Bohrungsgeschwindigkeit u_0 und

dem Versperrungsverhältnis DR ausgedrückt werden kann:

$$LBO : \quad u_{char} = u_{BK} = \frac{u_0}{DR} \quad (10.2)$$

Nach einer ähnlichen Argumentation könnte angenommen werden, dass eine charakteristische Länge d_{char} des mageren Abblasens mithilfe einer Dimension der Brennkammer gegeben ist. Nach dieser Schlussfolgerung würden sich jedoch die Abblasegrenzen der Düsen eines konstanten Versperrungsverhältnisses DR nicht unterscheiden, da diese dieselbe Brennkammer nutzen. In den experimentellen LBO-Messungen der verschiedenen Düsen wurde jedoch gezeigt, dass dies nicht der Fall ist. Der Grund dafür ist, dass der Bohrungsdurchmesser durch die Veränderung des integralen Längenmaßes L_t die Turbulenzbildung maßgeblich steuert, die wiederum die Flammenstabilität durch ihre Einflussnahme auf die turbulente Flammengeschwindigkeit prägt. Es ist daher sinnvoll, den Bohrungsdurchmesser $d_{Bohrung}$ als charakteristisches Längenmaß bei der Diskussion von LBO heranzuziehen:

$$LBO : \quad d_{char} = d_{Bohrung} \quad (10.3)$$

10.1.1 Korrelation der experimentellen bestimmten Abblasegrenzen

Mit der im letzten Kapitel besprochenen Wahl der beiden charakteristischen Größen können die Peclet-Zahlen der gemessenen Abblasepunkte berechnet werden und in einem doppellogarithmischen Peclet-Diagramm nach Abb. 10.1 aufgetragen werden.

In dieser Darstellung stellt der Bereich unterhalb der dargestellten gemessenen Abblasepunkte den stabilen Betriebsbereich dar, während oberhalb dieser Punkte keine Flammenstabilisierung möglich ist. Bei einer Anwendbarkeit des Peclet-Kriteriums, sollten in dieser Darstellung die Abblasepunkte entlang einer Geraden verlaufen. Zunächst ist zu erkennen, dass die LBO-Punkte der

Düsen eines konstanten Versperrungsverhältnisses über den gesamten vermessenen Bereich jeweils mit Hilfe einer Geraden sehr gut approximiert werden können. Die LBO-Punkte des Versperrungsverhältnisses $DR = 2,8$ liegen in dieser Darstellung alle etwas über den Punkten der Düsen des $DR = 6$. Dies bedeutet, dass für die Düsen des $DR = 2,8$ etwas höhere auf die Brennkammerquerschnittsfläche bezogenen Leistungsdichten am Abblasepunkt vorliegen. Trotz der leichten Unterschiede liegen die Abblasepunkte der Düsen der beiden Versperrungsverhältnisse in einem ähnlichen Wertebereich. Die Anpassgeraden nach Gl. 10.1 sind für jedes DR in der Abbildung mitsamt der zugehörigen Koeffizienten angegeben. Beide Geraden haben, wie nach der Herleitung zu erwarten, eine Steigung in der Größenordnung zwischen 1 und 2. Die Steigung der Peclet-Kurve für das Versperrungsverhältnisses $DR = 6$ ist mit einem Wert von $n = 1,87$ höher als die des Versperrungsverhältnisses $DR = 2,8$, die eine Steigung von $n = 1,36$ aufweist.

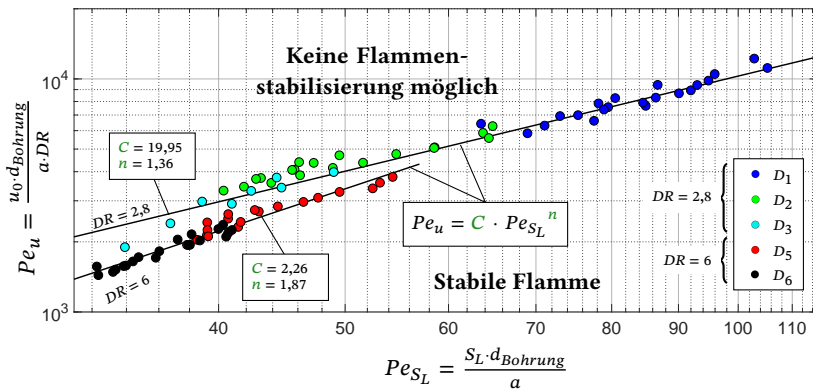


Abbildung 10.1: Experimentell bestimmten Abblasepunkte aller Düsen aufgetragen in einem doppel-logarithmischen Peclet-Diagramm

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass das Peclet-Kriterium zur Korrelation der Abblasepunkte der verschiedenen Düsen mit einem konstantem Versperrungsverhältnis anwendbar ist. Bei einer Erhöhung des Versperrungsverhältnisses kann eine leichte Verschiebung zu niedrigeren Pe_u -Werten beobachtet werden.

Zur Erklärung, wieso die Peclet-Kurven der Düsen der verschiedenen Versperrungsverhältnisse eine unterschiedliche Steigung aufweisen, wird der vorliegende Flammentyp der Flammen am Abblasepunkt untersucht. Hierfür wird die in Kapitel 4.4 vorgestellte Einteilung nach *Peters* und *Borghi* genutzt. In dieser Einteilung werden sowohl Turbulenzparameter, als auch Flammenparameter benötigt. Für die Berechnung der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit wurde hierbei $u' = 0,1 \cdot u_0$ angenommen, was dem gemessenen Turbulenzgrad über dem Zentrum einer Bohrung entspricht und für das integrale Längenmaß $L_t = 0,5 \cdot d_{\text{Bohrung}}$ (vgl. Messung in Tabelle 8.1). Die resultierende Einteilung in einem Borghi-Peters-Diagramm ist in Abb. 10.2 dargestellt. Es ist zu sehen, dass die Flammen am Abblasepunkt der Düsen des $DR = 2,8$ im Grenzgebiet zwischen der verdickten Flammenfront und der homogenen Flammenfront zuzuordnen ist, jedoch alle Düsen eine sehr ähnliche Damköhlerzahl aufweisen. Die Flammen der Düsen des $DR = 6$ neigen zu niedrigeren Damköhlerzahlen und tendieren daher eher zur homogenen Flammenfront. Bei einer solchen Einteilung anhand

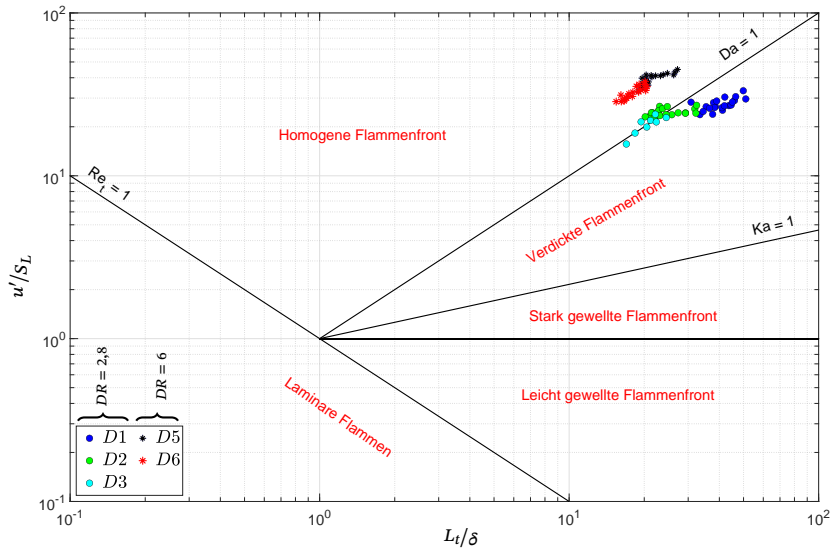


Abbildung 10.2: Einordnung der gemessenen Flammen am Abblasepunkt in einem Borghi-Diagramm

von Skalaren ist Vorsicht geboten, da die Turbulenzparameter, als auch die Flammenparameter Feldgrößen darstellen und damit auch lokal unterschiedliche Flammenformen vorliegen. Die hier vorgenommene Einteilung zeigt jedoch, dass die Düsen eines konstanten Versperrungsverhältnisses eine näherungsweise konstante Damköhlerzahl aufweisen und damit eine ähnliche Flammenstruktur aufweisen. Bei einer Erhöhung des Versperrungsverhältnisses neigen die Flammen am Abblasepunkt zu niedrigeren Damköhlerzahlen. Mit den unterschiedlichen Flammentypen verändert sich auch die Abhängigkeit der Flammengeschwindigkeit von der Turbulenz, die maßgeblich für das in Kapitel 4.5 hergeleitete Peclet-Kriterium ist. Für Flammen im Bereich der homogenen Flammenfront wird aufgrund der Wurzelabhängigkeit der turbulenten Flammengeschwindigkeit von der Turbulenz $S_t \propto (u')^{\frac{1}{n}}$ ein Peclet-Exponent von $n \approx 2$ erwartet, was mit einem experimentell bestimmten Wert von $n = 1,87$ auch in guter Näherung für die Düsen des $DR = 6$ beobachtet wurde. Die Flammen der Düsen des niedrigeren Versperrungsverhältnisses sind am Abblasepunkt eher dem Flamelet-Bereich zuzuordnen in dem ein näherungsweise linearer Zusammenhang zwischen turbulenter Flammengeschwindigkeit und der Turbulenz besteht, womit der Peclet-Exponent für diese Düsen zu einem Wert $n \rightarrow 1$ tendieren sollte. Dies würde auch den vergleichsweise niedrigeren Peclet-Exponent von $n = 1,36$ der Düsen des $DR = 2,8$ erklären. Dieser Umstand unterstreicht die Bedeutung der numerischen Berechnung des Abblasens, da nur die Düsen eines konstanten Versperrungsverhältnisses mit dem Peclet-Kriterium beschrieben werden können.

10.1.2 Vergleich der numerisch berechneten Abblaserechnungen mit den Experimenten

Die im vorangegangenen Abschnitt vorgestellte Peclet-Darstellung ermöglicht einen übersichtlichen Vergleich der Abblasepunkte über eine Vielzahl an Betriebspunkten und Düsen. Dies wird genutzt, um die Genauigkeit der numerischen Berechnung der Abblasepunkte im Vergleich zu den korrespondierenden Experimenten zu analysieren. Zu diesem Zweck wurde die in Kapitel 9.2 vorgestellte numerischen Berechnung der Abblasepunkte für eine

Vielzahl an Düsen und Betriebsbedingungen für beide TCI-Modelle durchgeführt und die berechneten Abblasepunkte sind in Abb. 10.3 in einem Peclet-Diagramm aufgetragen. Zusätzlich sind die experimentell ermittelten Abblaspunkte (als Sterne markiert) sowie die daraus ermittelten Peclet-Linien zum Vergleich eingezeichnet. Da die Messwerte aufgrund des probabilistischen Charakters der zugrundeliegenden turbulenten Strömung eine Streuung aufweisen, ist es sinnvoll, die numerisch berechneten LBO-Grenzwerte nicht mit den einzelnen Messdaten zu vergleichen, sondern mit der experimentell ermittelten Peclet-Korrelation, die eine Mittelung der Messwerte darstellt.

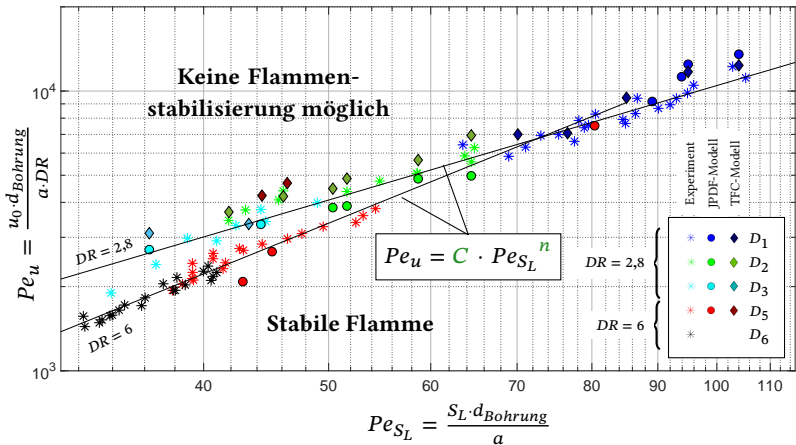


Abbildung 10.3: Vergleich der numerisch berechneten mit den experimentell bestimmten Abblasepunkten

Es ist zu erkennen, dass für die Düsen bei einem Versperrungsverhältnis von $DR = 2,8$ eine sehr gute Übereinstimmung zwischen beiden TCI-Modellen und den experimentellen Daten über den gesamten gemessenen Peclet-Bereich besteht. Das JPDF-Modell berechnet die Abblasepunkte für die Düsen D_2 und D_3 mit minimaler Abweichung zur Peclet-Linie, während moderate Abweichungen bei den höchsten Pe_u -Werten der Düse D_1 auftreten. Bei diesen hohen Pe_u -Werten liegen die höchsten Geschwindigkeiten und damit die höchsten turbulente Intensitäten vor. Um die Turbulenz im gleichen Maße aufzulösen,

wird eine höhere Auflösung des Gitters benötigt. Da die Zellgröße für alle Gitter und Betriebspunkte konstant gehalten wurde, ist die numerische Turbulenzauflösung der höchsten Pe-Werte nicht mehr ausreichend. Dies konnte in einer Simulation des höchsten Peclet-Wertes mit einem höheren Zellauflösung bestätigt werden, bei dem sich der berechnete Abblasepunkt zu niedrigeren Geschwindigkeiten verschiebt. Eine Verschiebung des berechneten Abblasepunktes mit einer erhöhten Zellauflösung konnte für die Berechnung der Abblasepunkte der Düsen D_2 und D_3 nicht festgestellt werden.

Während das JPDF-Modell die LBO-Werte sowohl unter- als auch überschätzt, werden unter Nutzung des TFC-Modell die Abblasegeschwindigkeiten im Vergleich zu den Experimenten durchweg überschätzt. Dabei ist die mittlere Abweichung der mit dem TFC-Modell berechneten LBO-Punkte von den Experimenten nahezu konstant und die TFC-LBO-Punkte verlaufen parallel zur Peclet-Geraden. Die Abweichung wird im Folgenden näher quantifiziert. Die gemittelte relative Abweichungen zwischen den LBO-Punkten und der experimentellen Peclet-Geraden wurden berechnet und sind in Tabelle 10.1 dargestellt. Hierbei wurden nur die LBO-Werte der Düsen des $DR = 2,8$ genutzt, da hier die meisten Messwerte sowie die meisten numerischen Werte vorliegen.

Tabelle 10.1: Abweichung der numerisch berechneten LBO-Werte mit der experimentellen bestimmten Peclet-Kurve für die Düsen des $DR = 2,8$

	Experiment	JPDF-Modell	TFC-Modell
Mittlere Abweichung	6,0 %	11,3 %	14,8 %
Mittlere Varianz	0,3 %	1,0 %	0,3 %

Es ist zu erkennen, dass das JPDF-Modell die LBO-Grenzwerte im Durchschnitt mit einer mittleren Abweichung von 11% genauer vorhersagt als das TFC-Modell mit einer mittleren Abweichung von etwa 15%. Beide Werte sind etwa doppelt so hoch wie die 6% mittlerer Abweichung der experimentellen Werte selbst. Allerdings streut das TFC-Modell weniger, was sich in der geringen Varianz widerspiegelt. Die höhere Varianz des JPDF-Modells wird hauptsächlich durch die Überschätzung der LBO-Grenzwerte bei hohen

Peclet-Zahlen verursacht. Auch im Bezug auf LBO-Rechnungen anderer Forscher der letzten Jahre, die einen FGM-Modellierungsansatz wählten, sind diese Übereinstimmungen sehr zufriedenstellend. So erreichten Zhang et al., die die Abblasegrenzen eines nicht vorgemischten Drallbrenners mithilfe einer LBO-Simulation berechneten, Abweichungen von 25% zu den korrespondierenden experimentellen Werten [Zha16] oder Ma et al., die Abweichungen von etwa 20-25% für mehrere LBO-Simulation des gleichen Drallbrenners erhielten [Ma19]. Ein systematischer Vergleich numerisch berechneter Abblasepunkte über eine solche Vielzahl an Betriebsbedingungen und geometrischen Variationen wurde nach Wissen des Autors noch nicht durchgeführt.

Die bisherige Diskussion umfasste nur die Resultate der Düsen des Versperrungsverhältnisses $DR = 2,8$, die sich aufgrund des identischen DR geometrisch ähnlich verhalten. Offen ist noch die Frage, ob auch die Verschiebung zu niedrigeren Pe_u -Werten mit zunehmenden DR beschrieben werden kann. Zu diesem Zweck wurden LBO-Simulationen der Düse D_5 für zwei Betriebspunkte durchgeführt und in das Peclet-Diagramm in Abb. 10.3 (als rote Punkte markiert) aufgenommen. Es ist zu erkennen, dass das JPDF-Modell die Verschiebung zu niedrigeren Pe_u -Werten vorhersagt und eine gute Übereinstimmung mit den Experimenten zeigt. Im Gegensatz dazu berechnet das TFC-Modell zu hohe Abblasegeschwindigkeiten und liegt bezüglich der Pe_u -Werte im Bereich der Düsen des $DR = 2,8$. In absoluten Geschwindigkeiten werden hier somit im Vergleich zu den Experimenten fast doppelt so hohe Abblasegeschwindigkeiten und damit Volumenströme berechnet. Der Einfluss des Versperrungsverhältnisses auf die Abblasegrenzen kann somit durch das TFC-Modell nicht zufriedenstellend vorhergesagt werden. Da die Peclet-Gerade der Düsen des $DR = 6$ eine höhere Steigung als die der Düsen des $DR = 2,8$ aufweist, führt eine Extrapolation zu einem Schnittpunkt beider Kurven. Um diese Extrapolation zu überprüfen, wurde eine Simulation der Düse D_5 bei fetteren Bedingungen ($\lambda = 1,5$; $T_0 = 100$ °C) durchgeführt, was einem Wert von $Pe_{S_L} \approx 80$ entspricht und damit außerhalb des experimentell untersuchten Bereichs der Düse D_5 liegt. Wie in der Abbildung zu sehen ist,

stimmt der numerisch berechnete Abblasepunkt sehr gut mit der Extrapolation überein und liegt bezüglich der Peclet-Zahlen im Bereich der Abblasegrenzen, die mit den Düsen des $DR = 2,8$ gemessen wurde. Dies bedeutet, dass mit steigender Flammengeschwindigkeit eine stärkere Erweiterung des Stabilitätsbereiches der Düsen des $DR = 6$ im Vergleich zu den Düsen des $DR = 2,8$ zu beobachten ist. Während im untersuchten Betriebsbereich die Düsen des niedrigeren Versperrungsverhältnisses eine höhere Leistungsdichte bezüglich der Brennkammerquerschnittsfläche am Abblasepunkt aufweisen, kann sich dieser Sachverhalt bei höheren Massenströmen bzw. laminaren Flammgeschwindigkeiten umkehren.

Wärmeverluste und Streckung sind zwei wichtige Phänomene zur Beeinflussung der örtlichen Flammengeschwindigkeit und damit zur lokalen Flammenlöschung. Während Wärmeverluste zu einem Absenken der Flammengeschwindigkeit führen, führt eine Streckung, falls diese nicht zu hoch ist, durch die Erhöhung der Flammenoberfläche zu einer Steigerung der Flammengeschwindigkeit. Für die numerischen Rechnungen wurden adiabte Brennkammerwände angenommen, und auch die Streckung wurde nicht explizit durch dedizierte Modelle berücksichtigt. Dennoch berechnet der hier vorgestellte numerische Aufbau die Abblasegrenzen in sehr guter Übereinstimmung mit den Experimenten. Dies ist ein starkes Indiz dafür, dass entweder für die untersuchten Düsen und Betriebsbedingungen das globale Abblasen der Flamme nicht wesentlich durch Streckung oder Wärmeverluste bestimmt wird oder sich zumindest in ihrem Effekt auf die Flammengeschwindigkeit ausgleichen. Für zukünftige Untersuchungen ist von besonderem Interesse, ob dieser Umstand auch bei erhöhten Drücken gültig ist.

In diesem Kapitel wurde gezeigt, dass eine Bestimmung der Abblasegrenzen mithilfe einer CFD-Simulationen unter Nutzung der FGM-Modellierung mit nur moderater Gitterauflösung möglich ist. Beide TCI-Modelle erlauben eine akkurate Vorhersage der LBO-Grenzen für die Düsen des $DR = 2,8$ und dies obwohl beide Modelle sowohl die Flammenform als auch den Vorgang des Abblasens sehr unterschiedlich wiedergeben. Die Abweichung der numerisch berechneten LBO-Werte der Düsen des $DR = 2,8$ zu den Experimenten ist für

beide Modelle recht gering. Der Einfluss der Variation des Versperrungsverhältnisses auf die LBO-Werte kann jedoch nur mit dem JPDF-Modell korrekt wiedergegeben werden.

10.2 Korrelation zur Vorhersage des Flammenumschlages

Da die Flammencharakteristiken der einzelnen Strahlflammen und der gemeinsamen Kegelflamme sehr unterschiedlich sind, ist es von großem Interesse den Einfluss verschiedener Größen auf den Flammenumschlag zu beschreiben und diese mithilfe einer Korrelation wiederzugeben.

Um eine geeignete analytische Beziehung zu wählen, muss zunächst verstanden werden, warum der Übergang der Flammenform der düsennah brennenden Einzelflammen zu einer gemeinsamen konischen Flamme, die weit in den Brennraum hineinreicht, erfolgt. Eine Deutung ist, dass der Umschlag als ein Abblasen zu interpretieren ist, bei dem das Gleichgewicht zwischen der lokalen Strömungsgeschwindigkeit und Flammengeschwindigkeit für die Einzelflammen nicht mehr erfüllt ist und die Flamme nur noch als gemeinsame konische Flamme "abgehoben" bestehen kann. Nach dieser Schlussfolgerung sollte es möglich sein, die Flammenumschlagspunkte mithilfe eines Abblasekriteriums der Einzelflammen zu beschreiben. Hierfür eignet sich das Peclet-Kriterium, welches das globale Abblasen des Matrixbrenners beschreiben kann und auch ursprünglich am theoretischen Modell einer Rohrflamme hergeleitet wurde.

Zur Berechnung der Pe_u -Zahl wird wieder die Wahl einer charakteristischen Geschwindigkeit u_{char} und einer charakteristischen Länge d_{char} benötigt. Für eine Einzelflamme ist die Wahl des Bohrungsdurchmessers $d_{Bohrung}$ als charakteristische Länge offensichtlich, die zum einen die Flammenlänge beeinflusst und zum anderen grundlegend für die Turbulenzerzeugung ist.

$$\text{Flammenumschlag : } d_{char} = d_{Bohrung} \quad (10.4)$$

Hinsichtlich der charakteristischen Geschwindigkeit u_{char} wurde für das globale Abblasen die Brennkammergeschwindigkeit u_{BK} gewählt, da kurz vor dem globalen Abblasen eine konische Flammenform vorliegt, die weit in die Brennkammer hineinreicht und das Abblasen an der Flammenfront einsetzt. Für den Flammenumschlag, dem "Abblasen" der Einzelflammen, sind diese Umstände nicht gegeben. Die einzelnen Strahlflammen brennen nahe an der Düse, wo die exakte Ausdehnung der Brennkammer noch keine signifikante Rolle spielt. Deshalb wird zur Beschreibung der Flammenumschlagpunkte die Bohrungsgeschwindigkeit u_0 als charakteristische Geschwindigkeit gewählt.

$$\text{Flammenumschlag : } u_{char} = u_0 \quad (10.5)$$

Mit dieser Wahl der charakteristischen Variablen können die in Kapitel 8.3 numerisch berechneten Flammenumschlagpunkte in Abb. 10.4 in einem Peclet-Diagramm aufgetragen werden. Zusätzlich sind in diesem Diagramm zum Vergleich die numerisch berechneten globalen Abblasepunkte, sowie die resultierenden Peclet-Geraden aus den numerischen Rechnungen (durchgezogene Linie) und aus dem Experiment (gestrichelte Linie) dargestellt. Auch für die Flammenumschlagpunkte wurde nach der Peclet-Gleichung eine Ausgleichsgerade erstellt.

Zunächst ist zu erkennen, dass die Flammenumschlagpunkte im doppelt logarithmischen Peclet-Diagramm gut durch die Ausgleichsgerade approximiert werden können. Somit ist das Peclet-Kriterium für die Beschreibung der Flammenübergangspunkte anwendbar. Mit der Wahl der individuellen charakteristischen Geschwindigkeiten, liegen die Flammenumschlagpunkte bezüglich der beiden Peclet-Zahlen in einem ähnlichen Wertebereich wie die der globalen Abblasepunkte. Allerdings liegt die Peclet-Kurve des Flammenumschlages über der Peclet-Kurve des globalen Abblasens. Wird der Flammenumschlag

wieder als Abblasen der einzelnen Strahlflammen interpretiert, so bedeutet dies, dass auf die individuellen Systemvariablen bezogen die einzelnen Strahlflammen einen größeren Stabilitätsbereich aufweisen als die gemeinsame Kegelflamme. Dieses Verhalten kann vermutlich auf folgende zwei Effekte zurückgeführt werden: Einerseits auf die schwachen, dennoch vorhandenen Rezirkulationszonen zwischen den einzelnen Strahlflammen, die durch die Rezirkulation der heißen Abgase zu einer verbesserten Flammenstabilisierung führen und bei der Kegelflamme nicht vorzufinden sind. Zum anderen durch die Turbulenz direkt vor der Flammenfront. Wie bereits in der Untersuchung der turbulenten kinetischen Energie in Abb. 8.8 gezeigt werden konnte, liegen in der nicht-reaktiven Strömung die turbulentesten Gebiete nahe der Düse vor. Daher ist es anzunehmen, dass die turbulente Flammengeschwindigkeit der einzelnen Strahlflammen höher ist, als die der abgehobenen Kegelflamme.

Die aus den numerischen und experimentellen Datenpunkten ermittelten Parameter der Peclet-Gleichung sind in Tabelle 10.2 dargestellt. Die Steigung der Peclet-Gerade kann hierbei durch den Exponenten n quantifiziert werden. Es ist zu sehen, dass die Peclet-Kurve der Flammenumschlagpunkte näherungsweise parallel zu der Peclet-Kurve der numerischen Abblasepunkte liegt, was

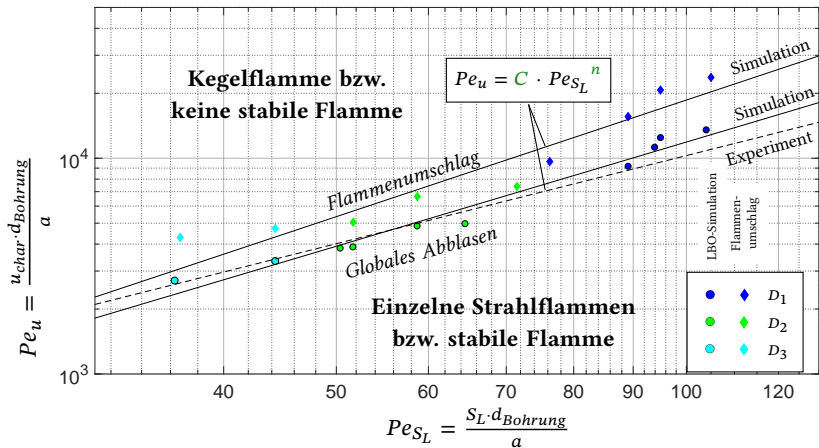


Abbildung 10.4: Korrelation der Flammenumschlagpunkte und der globalen Abblasegrenzen mithilfe des Peclet-Kriteriums, aufgetragen in einem Peclet-Diagramm

sich in einem sehr ähnlichen Exponenten n äußert. Diese Kurven sind jedoch steiler als die Peclet-Kurve, die mithilfe der Experimente bestimmt wurde. Der Grund in der unterschiedlichen Steigung ist vermutlich wieder bei den Simulationen der höchsten Geschwindigkeiten zurückzuführen, bei denen die Zellauflösung nicht mehr ausreichend für eine akkurate Berechnung ist.

In diesem Kapitel konnte gezeigt werden, dass der Flammenumschlag als ein Abblasen der Einzelflammen interpretiert werden kann und daher mit dem Peclet-Kriterium beschrieben werden kann. Unter Verwendung der volumetrischen Bohrungsgeschwindigkeit als charakteristische Geschwindigkeit können die Flammenumschlagpunkte aller Düsen eines konstanten Versperrungsverhältnisses mithilfe der Peclet-Gleichung korreliert werden. Die Peclet-Kurve des Flammenumschlages weist eine ähnliche Steigung wie die des numerisch berechneten globalen Abblasens auf und liegt in einem ähnlichen Peclet-Zahlen Bereich vor.

Tabelle 10.2: Numerisch und experimentell bestimmte Pecletparameter des globalen Abblasens und des Flammenumschlages

		Vorfaktor C	Exponent n
Globales Abblasen	Experiment	19,95	1,36
	Simulation	7,35	1,60
Flammenumschlag	Simulation	1,70	1,79

11 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein komplexes Brennersystem, welches aus einer Matrix an unverdrallten Strahlflammen besteht, untersucht, welches bislang weniger Aufmerksamkeit in der Forschung erfahren hat als die gut untersuchten Einzelstrahlflammsysteme. Die vorliegende Untersuchung hat wesentliche Beiträge zum Verständnis der Vorgänge im Matrixbrenner erbracht und zudem numerische sowie analytische Berechnungsmöglichkeiten der mageren Abblasegrenzen entwickelt. Dabei wurde insbesondere der Einfluss fundamentaler geometrischer Parameter der Düsen, d. h. des Bohrungsdurchmessers und des Versperrungsverhältnisses, auf die Flammenstabilität analysiert. Zu diesem Zweck erfolgten sowohl eine experimentelle als auch eine numerische Untersuchung des Strömungsfeldes, des Flammenverhaltens sowie der Abblasegrenzen unter Variation der Düsengeometrie und der Betriebsbedingungen. Für die numerische Berechnung wurde ein Grobstrukturansatz in Kombination mit einer *Flame-Generated-Manifold*-Modellierung gewählt. Dieser Ansatz ermöglicht durch die signifikante Reduktion der zu lösenden Gleichungen und den damit verbundenen moderaten Rechenaufwand eine vielversprechende Grundlage für eine zukünftige Anwendung auf komplexe industrielle Geometrien. Der hier beschriebene Ansatz erfordert die Modellierung der Turbulenz-Chemie-Interaktion (TCI), für die zwei unterschiedliche Modelle verwendet und hinsichtlich der Berechnung der mageren Abblasegrenzen evaluiert wurden. Hierbei handelte es sich zum einen um das auf der Wahrscheinlichkeitsdichte basierende JPDPF-Modell und zum anderen um das auf der turbulenten Flammgeschwindigkeit basierende TFC-Modell.

Zu Beginn der Untersuchungen wurde das nicht-reaktive Strömungsfeld im Matrixbrenner mithilfe der Laser-Doppler-Anemometrie vermessen.

Dabei konnte nachgewiesen werden, dass sich bei Veränderung des Bohrungsdurchmessers ähnliche mittlere Geschwindigkeitsfelder ausbilden. Das turbulente Längenmaß sowie die turbulente kinetische Energie nehmen dabei mit steigendem Bohrungsdurchmesser zu. Der Bohrungsdurchmesser erweist sich somit als eine bedeutende charakteristische Längendimension dieses Brenners. Zudem konnte nachgewiesen werden, dass die Profile der Geschwindigkeit und der turbulenten kinetischen Energie mit der volumetrischen Bohrungsgeschwindigkeit skalieren. Folglich stellt diese Größe ebenfalls eine charakteristische Größe dieses Systems dar. Des Weiteren wurde die Flammenform numerisch mit beiden TCI-Modellen berechnet. Obwohl beide Modelle eine signifikante Diskrepanz bezüglich der berechneten Flammendicke aufweisen, zeigen beide Modelle eine ähnliche Veränderung in der Flammenform mit steigender Luftzahl bzw. steigendem Volumenstrom. Bei fetten Mischungsverhältnissen bzw. niedrigen Volumenströmen werden multiple, isolierte und kurze Einzelflammen berechnet, während sich die Flammen bei mageren Mischungsverhältnissen bzw. höheren Volumenströmen zu einer gemeinsamen, deutlich längeren, kegelförmigen Flamme vereinen. Darüber hinaus lassen sich neben Unterschieden in der Flammenlänge auch signifikante Abweichungen in der räumlichen Verteilung der Reaktionszonen zwischen den verschiedenen Flammenformen feststellen. Während sich diese Zonen bei multiplen Einzelflammen vorzugsweise zentral im Brennraum am Ende der Flammen konzentrieren, zeigen sie sich bei Kegelflammen verstärkt wandnah verteilt, was die konzeptionellen Anforderungen an die geometrische und funktionale Auslegung der Brennkammer maßgeblich beeinflusst. Im Rahmen der numerischen Berechnung der Flammenumschlagpunkte wurde die Verteilung der Abgaszonen zur Charakterisierung der Flammenform herangezogen. Es konnte nachgewiesen werden, dass die Flammenumschlagpunkte maßgeblich von der Düsengeometrie und den Betriebsparametern abhängen. So wird bei einem vergrößerten Bohrungsdurchmesser der Flammenumschlag bei höheren thermischen Leistungen beobachtet. Zudem führt eine Erhöhung der laminaren Flammengeschwindigkeit, beispielsweise durch Nutzung eines fetteren Gemisches oder durch Erhöhung der Vorwärmtemperatur, zu einer Verschiebung des Flammenumschlages zu höheren Gemischvolumenströmen.

Im Folgenden wurde die Flammenstabilität in Form der mageren Abblasegrenze (engl. Lean Blow Out, LBO) detaillierter untersucht. Zunächst wurde der Einfluss diverser geometrischer und thermodynamischer Parameter auf die Abblasegrenzen untersucht. Auch hier konnte analog zum Flammenumschlag festgestellt werden, dass ein Gleichgewicht zwischen der mittleren Strömungsgeschwindigkeit und der Flammengeschwindigkeit zur Stabilisierung der Flamme bestehen muss. Somit wird bei einer Erhöhung der laminaren Flammengeschwindigkeit die magere Abblasegrenze zu höheren Eintrittsgeschwindigkeiten verschoben. Die Messungen zeigen, dass ein zunehmender Bohrungsdurchmesser den Stabilitätsbereich erweitert, was auf die mit dem Bohrungsdurchmesser steigende Erhöhung des turbulenten Längenmaßes und der turbulenten kinetischen Energie, die eine Erhöhung der turbulenten Flammengeschwindigkeit bewirken, zurückzuführen ist. Kurz vor dem Abblasen liegt eine konische Flamme vor, die weit in die Brennkammer hineinreicht. Für diese Kegelflamme stellt die mittlere volumetrische Brennkammergeschwindigkeit eine charakteristische Größe des Abblasens dar, die proportional zum Versperrungsverhältnis ist.

Zur Untersuchung des Abblaseverhaltens sowie zur Berechnung der mageren Abblasepunkte erfolgte ein numerisches Setup unter Verwendung zweier verschiedener TCI-Modelle. Hierbei zeigt das JPDP-Modell ein plötzliches globales Flammenverlöschen bei der Überschreitung einer kritischen Düsenaustrittsgeschwindigkeit, während das TFC-Modell mit steigendem Volumenstrom ein stufenweises Heraustragen der Flammenwurzel berechnet. Das TFC-Modell berechnet auch bei sehr hohen Geschwindigkeiten noch stabile Reaktionszonen in der Brennkammer. Charakterisiert wurde das LBO-Ereignis bei den Simulationen beider TCI-Modelle mithilfe des transienten Verlaufs der brennkammergemittelten Reaktionsrate. Diese weist direkt vor dem Abblasepunkt ein Maximum auf und sinkt danach, sodass eine exakte Bestimmung des Abblasepunktes für alle Simulationen möglich ist. Mit beiden Modellen konnte eine sehr gute Übereinstimmung der berechneten LBO-Punkte mit den experimentellen Werten der Düsen des Versperrungsverhältnisses $DR = 2,8$ erzielt werden, deren Abweichung im Mittel zwischen 10 und 15 % liegt. Für die Vorhersage der LBO-Punkte der Düsen des höheren Versperrungsverhältnisses konnte jedoch lediglich das JPDP-Modell eine gute

Übereinstimmung mit den Experimenten liefern, während das TFC-Modell die Abblasegeschwindigkeiten signifikant überschätzt.

Die Erkenntnisse der experimentellen und numerischen Studien wurden zur Entwicklung einer geeigneten Korrelation der Abblasegrenzen herangezogen. Zu diesem Zweck wurde das Peclet-Kriterium gewählt. Es konnte gezeigt werden, dass unter Nutzung des Bohrungsdurchmessers und der volumetrischen Brennkammergeschwindigkeit als charakteristische Variablen die Abblasegrenzen der verschiedenen Düsen eines konstanten Versperrungsverhältnisses mithilfe einer Peclet-Kurve beschrieben werden können. Für das höhere Versperrungsverhältnis liegen die Abblasepunkte in einem sehr ähnlichen Bereich bezüglich der Peclet-Zahlen, jedoch weist die Peclet-Kurve eine höhere Steigung auf. Dies lässt sich vermutlich damit erklären, dass die untersuchten Flammen bei den verschiedenen Versperrungsverhältnissen unterschiedlichen Flammentypen zuzuordnen sind und durch ihre Unterschiede in der Turbulenzinteraktion den Peclet-Exponenten verändern. Zuletzt konnte gezeigt werden, dass der Flammenumschlag als ein Abblasen der Einzelflammen interpretiert und folglich auch durch das Peclet-Kriterium beschrieben werden kann.

Zusammenfassend konnte in dieser Arbeit das Verständnis der Flammenphänomene im Matrixbrenner verbessert werden. Mithilfe dieser wurden erfolgreich sowohl analytische als auch numerische Berechnungsmethoden zur Bestimmung der mageren Abblasepunkte entwickelt. Trotz der erzielten Fortschritte bleiben weiterhin Themen, die in zukünftigen Forschungsarbeiten präzisiert und verifiziert werden sollten. Zunächst wurde in der Forschung im Bereich des turbulenten Freistrahls bisher überwiegend der Ähnlichkeitsbereich untersucht, während der Kern- und Übergangsbereich, in dem die Stabilisierung der Flamme stattfindet, bislang wenig beachtet wurde. Zudem beruhen die verfügbaren Messdaten für den Freistrahls vorwiegend auf konventionellen Sondenmethoden wie Staudruck- und Hitzdrahtsonden. Optische Messverfahren könnten wesentlich präzisere Daten liefern, die insbesondere für die Grobstruktur-Modellierung von großer Bedeutung sind. Es wäre wünschenswert, dass zukünftige Forschungsprojekte dabei den Fokus verstärkt auf den Vergleich von Freistrahls- und multiplen Strahldesigns richten.

Des Weiteren sollten im Zusammenhang mit dem Design der hohen Blockierungsverhältnisse Experimente und Berechnungen durchgeführt werden, die sich mit hohen laminaren Brenngeschwindigkeiten und damit Flammen mit einer Damköhler-Zahl größer eins befassen. Dies würde die Vermutung bestätigen, dass der Exponent der Pe-Zahl in diesem Bereich einen niedrigeren Wert aufweist, was für ein besseres Verständnis der zugrunde liegenden physikalischen Prozesse von Bedeutung ist. Ein weiterer Aspekt, der in zukünftigen Forschungsarbeiten berücksichtigt werden sollte, betrifft den Flammenumschlag. Dieser wurde in dieser Arbeit nur numerisch untersucht, weshalb eine Verifikation durch experimentelle Untersuchungen unerlässlich ist. Da sich das Ausbrennverhalten und die Flammenlänge während des Umschlags signifikant verändern, ist die präzise Bestimmung des Umschlagpunkts von entscheidender Bedeutung für die Auslegung und Optimierung von Verbrennungsprozessen im Matrixbrenner.

Zuletzt erlauben die hier entwickelten Korrelationen auf Basis der enthaltenen Flammengeschwindigkeit eine Vorhersage der Flammenablasegrenzen in der Theorie auch bei erhöhten Druckbedingungen und für andere Brennstoffe. Es obliegt zukünftigen Untersuchungen, dies zu verifizieren. Dabei verdient insbesondere die Verbrennung von Wasserstoff im Kontext der Klimawende besondere Aufmerksamkeit, wobei hier neben der Abblasegrenze auch die Rückschlaggrenze von großer Bedeutung ist. Die hier entwickelten Ansätze können hierbei ein solides Fundament für die Vorhersage und weitere experimentelle und numerische Analysen der Flammenstabilität bieten.

Literatur

- [21] Webseite des EU-Projekts TurboReflex. 2021. URL: <https://www.turbo-reflex.eu/> (besucht am 03. 11. 2021) (siehe S. 2).
- [Akh18] AKHTAR, Saad; PIFFARETTI, Stefano und SHAMIM, Tariq: „Numerical investigation of flame structure and blowout limit for lean premixed turbulent methane-air flames under high pressure conditions“. In: *Applied Energy* 228 (2018), S. 21–32. DOI: [10.1016/j.apenergy.2018.06.055](https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2018.06.055) (siehe S. 87, 124).
- [Alb03] ALBRECHT, H.-E.; BORYS, M.; DAMASCHKE, N. und TROPEA, C.: *Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques. Experimental Fluid Mechanics*. Berlin und Heidelberg: Springer, 2003 (siehe S. 79).
- [And04] ANDERSON, P.A.: *Turbulence*. CRC Press, 2004 (siehe S. 15).
- [And72] ANDREWS, Gordon E und BRADLEY, Derek: „The burning velocity of methane-air mixtures“. In: *Combustion and flame* 19.2 (1972), S. 275–288 (siehe S. 33, 34).
- [Bal] BALLWEG, M.; BUKOW, C.; DELASALLE, F.; DIXSON-DECLÈVE, S.; KLOSS, B.; LEWREN, I.; METZNER, J.; OKATZ, J.; PETIT, M.; POLLICH, K. u. a.: *A System Change Compass–Implementing the European Green Deal in a Time of Recovery*. 2020 (siehe S. 2).
- [Bor85] BORGHI, R: „On the structure and morphology of turbulent premixed flames“. In: *Recent advances in the Aerospace Sciences*. Springer, 1985, S. 117–138 (siehe S. 39).
- [Bor88] BORGHI, Roland: „Turbulent combustion modelling“. In: *Progress in energy and combustion science* 14.4 (1988), S. 245–292 (siehe S. 39).

- [Bru06] BRUNN, O; WETZEL, F; HABISREUTHER, P und ZARZALIS, N: „Investigation of a combustor using a presumed JPDF reaction model applying radiative heat loss by the monte carlo method“. In: *Proceedings of the 25th Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences (ICAS)*. 2006 (siehe S. 66).
- [Byk07] BYKOV, V und MAAS, U: „The extension of the ILDM concept to reaction–diffusion manifolds“. In: *Combustion Theory and Modeling* 11.6 (2007), S. 839–862 (siehe S. 50).
- [Byk09] BYKOV, Viatcheslav und MAAS, U: „Problem adapted reduced models based on Reaction–Diffusion Manifolds (REDIMs)“. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 32.1 (2009), S. 561–568 (siehe S. 50).
- [Çen06] ÇENGEL, Yunus A. und CIMBALA, John M.: Fluid mechanics: Fundamentals and applications. McGraw-Hill series in mechanical engineering. Boston, Mass.: McGraw-Hill Higher Education, 2006. URL: <http://www.loc.gov/catdir/enhancements/fy0702/2004058767-d.html> (siehe S. 91).
- [Cun16] CUNHA GALEAZZO, Flavio Cesar: Simulation of Turbulent Flows with and without Combustion with Emphasis on the Impact of Coherent Structures on the Turbulent Mixing. KIT Scientific Publishing, 2016 (siehe S. 66).
- [Dam40] DAMKÖHLER, Gerhard: „Der einfluss der turbulenz auf die flammengeschwindigkeit in gasgemischen“. In: *Zeitschrift für Elektrochemie und angewandte physikalische Chemie* 46.11 (1940), S. 601–626 (siehe S. 41).
- [Dea73] DEARDORFF, JW: „The use of subgrid transport equations in a three-dimensional model of atmospheric turbulence“. In: (1973) (siehe S. 23).
- [Duc98] DUCROS, F; NICOUD, F und POINSOT, T: „Wall-adapting local eddy-viscosity models for simulations in complex geometries“. In: *Numerical Methods for Fluid Dynamics VI* (1998), S. 293–299 (siehe S. 22).

- [Eib18] EIBERGER, Fabian: „Wechselwirkung zwischen Turbulenz und Wärmestrahlung“. Dissertation. Karlsruher Institut für Technologie, 2018 (siehe S. 66).
- [Fav65] FAVRE, A. J.: The equations of compressible turbulent gases. Techn. Ber. AIX-MARSEILLE UNIV (FRANCE) INST DE MECANIQUE STATISTIQUE DE LA TURBULENCE, 1965 (siehe S. 19).
- [Fio05] FIORINA, Benoit; GICQUEL, O; VERVISCH, L; CARPENTIER, S und DARABIHA, N: „Premixed turbulent combustion modeling using tabulated detailed chemistry and PDF“. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 30.1 (2005), S. 867–874 (siehe S. 51).
- [Frö06] FRÖHLICH, Jochen: Large eddy simulation turbulenter Strömungen. Bd. 1. Springer, 2006 (siehe S. 17).
- [Gal20] GALEAZZO, Flavio Cesar Cunha; ZHANG, Feichi; ZIRWES, Thorsten; HABISREUTHER, Peter; BOCKHORN, Henning; ZARZALIS, Nikolaos und TRIMIS, Dimosthenis: Implementation of an Efficient Synthetic Inflow Turbulence-Generator in the Open-Source Code OpenFOAM for 3D LES/DNS Applications. 23rd Results and Review Workshop of the HLRS, Oct. 08.-09. 2020 (siehe S. 25).
- [Gil16] GILES, AP; MARSH, R; BOWEN, PJ und VALERA-MEDINA, A: „Applicability of the Peclet number approach to blow-off and flashback limits of common steelworks process gases“. In: *Fuel* 182 (2016), S. 531–540 (siehe S. 47).
- [Gro03] GROßSCHMIDT, D; HOFFMANN, A; HABISREUTHER, P; BOCKHORN, H und HOHMANN, S: „Modeling turbulence/chemistry interactions for industrial application using assumed PDF methods“. In: *Proceedings of the European Combustion Meeting (ECM 2003)*. 2003 (siehe S. 66).
- [Gün74] GÜNTHER, Rudolf und WILHELM, H.: Verbrennung und Feuerungen. Berlin: Springer, 1974 (siehe S. 28, 44).
- [Hab02] HABISREUTHER, Peter: „Untersuchung zur Bildung von thermischem Stickoxid in turbulenten Drallflammen“. Dissertation. Universität Karlsruhe (TH), 2002 (siehe S. 51).

- [Hak85] HAKBERG, B und GOSMAN, AD: „Analytical determination of turbulent flame speed from combustion models“. In: *Symposium (International) on Combustion*. Bd. 20. 1. Elsevier. 1985, S. 225–232 (siehe S. 61).
- [Hin75] HINZE, JO: Turbulence. McGraw-Hill Publishing Co. 1975 (siehe S. 12).
- [Hof01] HOFFMANN, A; GROßSCHMIDT, D; ZAJADATZ, M; LEUCKEL, W und BOCKKORN, H: „Validierung eines JPDPF-Modells sowie einer semi-globalen Reaktionskinetik anhand detaillierter Feldmessungen hoch-turbulenter vorgemischter Freistrahlfammen“. In: *VDI BERICHTE* 1629 (2001), S. 527–532 (siehe S. 66).
- [Hof04] HOFFMANN, Arne B.: „Modellierung turbulenter Vormischverbrennung“. Dissertation. 2004 (siehe S. 67).
- [Hof94] HOFFMANN, S; HABISREUTHER, P und LENZE, B: „Development and assessment of correlations for predicting stability limits of swirling flames“. In: *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification* 33.5 (1994), S. 393–400 (siehe S. 47).
- [Hof98] HOFFMANN, S; LENZE, B und EICKHOFF, H: „Results of experiments and models for predicting stability limits of turbulent swirling flames“. In: *Journal of engineering for gas turbines and power* 120.2 (1998), S. 311–316 (siehe S. 47).
- [Hol16] HOLZMANN, Tobias: „Mathematics, numerics, derivations and OpenFOAM®“. In: *Loeben, Germany: Holzmann CFD* (2016) (siehe S. 88).
- [Hor99] HORSTMANN, Tilo: „Einfluß Turbulenter Strömungsbedingungen auf den Entzündungsvorgang von Brennstoff/Luft-Gemischen“. dissertation. Universität Fridericiana Karlsruhe (Technische Hochschule), 1999 (siehe S. 45, 98).
- [Ihm05] IHME, Matthias; CHA, Chong M und PITSCH, Heinz: „Prediction of local extinction and re-ignition effects in non-premixed turbulent

- combustion using a flamelet/progress variable approach“. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 30.1 (2005), S. 793–800 (siehe S. 51).
- [ISE21] ISE, Fraunhofer: Jährliche Energieproduktion ausgewählter erneuerbarer Energien. 2021. URL: <https://energy-charts.info/charts/energy/chart.htm?l=en&c=DE&interval=year&year=-1&sum=1> (besucht am 02. 11. 2021) (siehe S. 1).
- [Joo06] JOOS, Franz: Technische Verbrennung: Verbrennungstechnik, Verbrennungsmodellierung, Emissionen : mit 65 Tabellen. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006 (siehe S. 31).
- [Kee05] KEE, Robert J; COLTRIN, Michael E und GLARBORG, Peter: Chemically reacting flow: theory and practice. John Wiley & Sons, 2005 (siehe S. 55).
- [Ker09] KERN, Matthias; FOKAIDES, Paris; HABISREUTHER, Peter und ZARZALIS, Nikolaos: „Applicability of a flamelet and a presumed jpdp 2-domain-1-step-kinetic turbulent reaction model for the simulation of a lifted swirl flame“. In: *Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air*. Bd. 48838. 2009, S. 359–368 (siehe S. 66).
- [Ker13] KERN, Matthias: Modellierung kinetisch kontrollierter, turbulenter Flammen für Magerbrennkonzeppte. KIT Scientific Publishing, 2013 (siehe S. 66).
- [Kle03] KLEIN, Markus; SADIKI, Amsini und JANICKA, Johannes: „A digital filter based generation of inflow data for spatially developing direct numerical or large eddy simulations“. In: *Journal of computational Physics* 186.2 (2003), S. 652–665 (siehe S. 24, 25).
- [Kol37] KOLMOGOROV, Andrei N: „A study of the equation of diffusion with increase in the quantity of matter, and its application to a biological problem“. In: *Moscow University Bulletin of Mathematics* 1 (1937), S. 1–25 (siehe S. 60, 61).

- [Kol41] KOLMOGOROV, Andrey Nikolaevich: „The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers“. In: *Cr Acad. Sci. URSS* 30 (1941), S. 301–305 (siehe S. 13).
- [Kol91] KOLMOGOROV, Andrei Nikolaevich: „Dissipation of energy in the locally isotropic turbulence“. In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical and Physical Sciences* 434.1890 (1991), S. 15–17 (siehe S. 13).
- [Kue11] KUENNE, G; KETELHEUN, A und JANICKA, J: „LES modeling of premixed combustion using a thickened flame approach coupled with FGM tabulated chemistry“. In: *Combustion and Flame* 158.9 (2011), S. 1750–1767 (siehe S. 51).
- [Kuz76] KUZNETSOV, VR: „Flame propagation in the turbulent flow of a burning mixture“. In: *Fluid Dynamics* 11.5 (1976), S. 659–668 (siehe S. 60).
- [Lew43] LEWIS, Bernard und ELBE, Guenther von: „Stability and structure of burner flames“. In: *The Journal of Chemical Physics* 11.2 (1943), S. 75–97 (siehe S. 43).
- [Lie05] LIEUWEN, Timothy C und YANG, Vigor: Combustion instabilities in gas turbine engines: operational experience, fundamental mechanisms, and modeling. American Institute of Aeronautics und Astronautics, 2005 (siehe S. 2).
- [Lil67] LILLY, Douglas K: „The representation of small-scale turbulence in numerical simulation experiments“. In: *IBM Form* (1967), S. 195–210 (siehe S. 22).
- [Liu02] LIU, F; GUO, H; SMALLWOOD, GJ; GÜLDER, ÖL und MATOVIC, MD: „A robust and accurate algorithm of the β -pdf integration and its application to turbulent methane–air diffusion combustion in a gas turbine combustor simulator“. In: *International journal of thermal sciences* 41.8 (2002), S. 763–772 (siehe S. 71).

- [Lvo99] L'VOV, Victor S.; POMYALOV, Anna und PROCACCIA, Itamar: „Temporal surrogates of spatial turbulent statistics: The Taylor hypothesis revisited“. In: *Physical Review E* 60.4 (1999), S. 4175 (siehe S. 17).
- [Ma19] MA, Peter C.; WU, Hao; LABAHN, Jeffrey W; JARAVEL, Thomas und IHME, Matthias: „Analysis of transient blow-out dynamics in a swirl-stabilized combustor using large-eddy simulations“. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 37.4 (2019), S. 5073–5082 (siehe S. 87, 124, 139).
- [Maa92] MAAS, Ulrich und POPE, Stephen B: „Simplifying chemical kinetics: intrinsic low-dimensional manifolds in composition space“. In: *Combustion and flame* 88.3-4 (1992), S. 239–264 (siehe S. 50).
- [Mal77] MALLARD, E. und LE CHATELIER, H. L.: „Théorie de l'écoulement tourbillonnant“. In: *Mémoires présentés à l'Académie des Sciences*. Bd. 22:6. 1877 (siehe S. 20).
- [Mal83] MALLARD, E. und LE CHATELIER, H. L.: „Thermal model for flame propagation“. In: *Annales des Mines*. Bd. 4. 1883 (siehe S. 29).
- [Nas19] NASSINI, Pier Carlo; PAMPALONI, Daniele; ANDREINI, Antonio und MELONI, Roberto: „Large Eddy Simulation of Lean Blow-Off in a Premixed Swirl Stabilized Flame“. In: *Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air*. Bd. 58615. American Society of Mechanical Engineers. 2019, V04AT04A053 (siehe S. 87).
- [Nic99] NICOUD, Franck und DUCROS, Frédéric: „Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor“. In: *Flow, turbulence and Combustion* 62.3 (1999), S. 183–200 (siehe S. 23).
- [Nik32] NIKURADSE, Johann: „Gesetzmäßigkeiten der turbulenten Strömung in glatten Rohren“. In: *Ver Deutsch. Ing. Forschungsheft* 356 (1932) (siehe S. 91).
- [Pet00] PETERS, Norbert: „Frontmatter“. In: *Turbulent Combustion*. Cambridge Monographs on Mechanics. Cambridge University Press, 2000, S. i–vi (siehe S. 55, 59).

- [Pet88] PETERS, Norbert: „Laminar flamelet concepts in turbulent combustion“. In: *Symposium (International) on Combustion*. Bd. 21. 1. Elsevier. 1988, S. 1231–1250 (siehe S. 39).
- [Pet99] PETERS, Norbert: „The turbulent burning velocity for large-scale and small-scale turbulence“. In: *Journal of Fluid mechanics* 384 (1999), S. 107–132 (siehe S. 39).
- [Pie04] PIERCE, Charles D und MOIN, Parviz: „Progress-variable approach for large-eddy simulation of non-premixed turbulent combustion“. In: *Journal of fluid Mechanics* 504 (2004), S. 73–97 (siehe S. 51, 69).
- [Pie98] PIERCE, Charles D und MOIN, Parviz: „A dynamic model for subgrid-scale variance and dissipation rate of a conserved scalar“. In: *Physics of Fluids* 10.12 (1998), S. 3041–3044 (siehe S. 69).
- [Poi05] POINSOT, Thierry und VEYNANTE, Denis: Theoretical and numerical combustion. RT Edwards, Inc., 2005 (siehe S. 5, 22, 41, 68).
- [Pop05] POPE, Stephen B: Turbulent flows. Cambridge Univ. Press, 2005 (siehe S. 5, 14, 68).
- [Pra12] PRATHAP, Chockalingam; GALEAZZO, Flavio CC; KASABOV, Plamen; HABISREUTHER, Peter; ZARZALIS, Nikolaos; BECK, Christian; KREBS, Werner und WEGNER, Bernhard: „Analysis of NOX formation in an axially staged combustion system at elevated pressure conditions“. In: *Journal of engineering for gas turbines and power* 134.3 (2012) (siehe S. 66).
- [Pra92] PRADE, B und LENZE, B: „Experimental investigation in extinction of turbulent non-premixed disk stabilized flames“. In: *Symposium (International) on Combustion*. Bd. 24. 1. Elsevier. 1992, S. 369–375 (siehe S. 47).
- [Put48] PUTNAM, Abbott A. und JENSEN, Randolph A: „Application of dimensionless numbers to flash-back and other combustion phenomena“. In: *Symposium on Combustion and Flame, and Explosion Phenomena*. Bd. 3. 1. Elsevier. 1948, S. 89–98 (siehe S. 43).

- [Rey18] REYES, Miriam; TINAUT, Francisco V.; HORRILLO, Alfonso und LAFUENTE, Alvaro: „Experimental characterization of burning velocities of premixed methane-air and hydrogen-air mixtures in a constant volume combustion bomb at moderate pressure and temperature“. In: *Applied Thermal Engineering* 130 (2018) (siehe S. 33).
- [Rey95] REYNOLDS, Osborne: „IV. On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion“. In: *Philosophical transactions of the royal society of london.(a.)* 186 (1895), S. 123–164 (siehe S. 11).
- [Ruc87] RUCK, Bodo: *Laser-Doppler-Anemometrie: Eine berührungslose optische Strömungsgeschwindigkeitsmeßtechnik*. Stuttgart: AT-Fachverl., 1987 (siehe S. 80).
- [Sar14] SARKER, Sudipa; HOSSAIN, Sarzina; MALDONADO, Sergio; LOVE, Norman D und CHOUDHURI, Ahsan R: „Effect of Multi-Tube Fuel Injector Design on Flame Stability and NO_x Pollutant Emissions from Syngas Flames“. In: *52nd Aerospace Sciences Meeting*. 2014, S. 1384 (siehe S. 47).
- [Sch06] SCHLICHTING, Hermann; GERSTEN, Klaus und KRAUSE, Egon: *Grenzschicht-Theorie: Mit 22 Tabellen*. 10. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006 (siehe S. 5).
- [Sch95] SCHMID, Hans-Peter: „Ein Verbrennungsmodell zur Beschreibung der Wärmefreisetzung von vorgemischten turbulenten Flammen“. Dissertation. Universität Karlsruhe (TH), 1995 (siehe S. 35, 36, 64, 65).
- [Sch98] SCHMID, Hans-Peter; HABISREUTHER, Peter und LEUCKEL, Wolfgang: „A model for calculating heat release in premixed turbulent flames“. In: *Combustion and Flame* 113.1-2 (1998), S. 79–91 (siehe S. 61).
- [Sed19] SEDLMAIER, Julia: „Numerische und experimentelle Untersuchung einer abgehobenen Flamme unter Druck“. Dissertation. Karlsruher Institut für Technologie, 2019 (siehe S. 66, 71).

- [Sma63] SMAGORINSKY, Joseph: „General circulation experiments with the primitive equations: I. The basic experiment“. In: *Monthly weather review* 91.3 (1963), S. 99–164 (siehe S. 18).
- [Smi] SMITH, Gregory P. u. a.: GRI-MECH 3.0. [Zugriff am 31.01.2018]. URL: http://combustion.berkeley.edu/gri%5C_mech/ (siehe S. 50, 56, 62, 89).
- [Tay35] TAYLOR, Geoffrey Ingram: „Statistical theory of turbulence“. In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences* (1935) (siehe S. 16).
- [Tur00] TURNS, Stephen R.: An introduction to combustion: Concepts and applications. 2. McGraw-Hill series in mechanical engineering. Boston, Mass.: McGraw-Hill, 2000 (siehe S. 32, 55).
- [Van01] VAN OIJEN, JA; LAMMERS, FA und DE GOEY, LPH: „Modeling of complex premixed burner systems by using flamelet-generated manifolds“. In: *Combustion and Flame* 127.3 (2001), S. 2124–2134 (siehe S. 50).
- [Wet06] WETZEL, Frank; HABISREUTHER, Peter und ZARZALIS, Nikolaos: „Numerical investigation of lean blow out of a model gas turbine combustion chamber using a presumed JPDP-reaction model by taking heat loss processes into account“. In: *Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air*. Bd. 42363. 2006, S. 41–49 (siehe S. 66).
- [Wil06] WILCOX, David C: „Turbulence modeling for CFD. DCW Industries“. In: *Inc, November* (2006) (siehe S. 14).
- [Zar19] ZARZALIS, Nikolaos: Angewandte Verbrennungstechnik. Vorlesungsskript, KIT. 2019 (siehe S. 40).
- [Zel80] ZELDOVICH, Y.: „Flame propagation in a substance reacting at initial temperature“. In: *Combustion and Flame* 39.3 (1980), S. 219–224 (siehe S. 61).
- [Zha14] ZHANG, Feichi: Numerical modeling of noise generated by turbulent combustion. Shaker Verlag GmbH, Germa, 2014 (siehe S. 62).

- [Zha16] ZHANG, Huangwei und MASTORAKOS, Epaminondas: „Prediction of global extinction conditions and dynamics in swirling non-premixed flames using LES/CMC modelling“. In: *Flow, Turbulence and Combustion* 96.4 (2016), S. 863–889 (siehe S. 139).
- [Zha17] ZHANG, F; ZIRWES, T; HABISREUTHER, P und BOCKHORN, H: „Effect of unsteady stretching on the flame local dynamics“. In: *Combustion and Flame* 175 (2017), S. 170–179 (siehe S. 56).
- [Zim00] ZIMONT, Vladimir L: „Gas premixed combustion at high turbulence. Turbulent flame closure combustion model“. In: *Experimental thermal and fluid science* 21.1-3 (2000), S. 179–186 (siehe S. 60).
- [Zim95] ZIMONT, V. L.; LIPATNIKOV, A. N. u. a.: „A model of premixed turbulent combustion and its validation“. In: *Chem Phys Rep* 14 (1995), S. 993–1025 (siehe S. 59).
- [Zim98] ZIMONT, V.; POLIFKE, Wolfgang; BETTELINI, Marco und WEISENSTEIN, Wolfgang: „An efficient computational model for premixed turbulent combustion at high Reynolds numbers based on a turbulent flame speed closure“. In: (1998) (siehe S. 60).