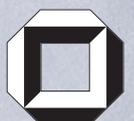


Maximilian Weiß

Untersuchung von Flammenfrontstreckungseffekten auf die sphärische Flammenaus- breitung laminarer und turbulenter Brennstoff/Luft-Gemische



universitätsverlag karlsruhe

Maximilian Weiß

**Untersuchung von Flammenfrontstreckungseffekten auf die
sphärische Flammenausbreitung laminarer und turbulenter
Brennstoff/Luft-Gemische**

Untersuchung von Flammen- frontstreckungseffekten auf die sphärische Flammenausbreitung laminarer und turbulenter Brennstoff/Luft-Gemische

von
Maximilian Weiß



universitätsverlag karlsruhe

Dissertation, Universität Karlsruhe (TH),
Fakultät für Chemieingenieurwesen und Verfahrenstechnik,
Tag der mündlichen Prüfung: 10.10.2008

Impressum

Universitätsverlag Karlsruhe
c/o Universitätsbibliothek
Straße am Forum 2
D-76131 Karlsruhe
www.uvka.de



Dieses Werk ist unter folgender Creative Commons-Lizenz
lizenziiert: <http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/2.0/de/>

Universitätsverlag Karlsruhe 2008
Print on Demand

ISBN: 978-3-86644-304-4

Untersuchung von Flammenfrontstreckungseffekten auf die sphärische Flammenausbreitung laminarer und turbulenter Brennstoff/Luft-Gemische

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)

von der

Fakultät für Chemieingenieurwesen und Verfahrenstechnik

der

Universität Fridericiana Karlsruhe (Technische Hochschule)

Forschungsuniversität • gegründet 1825

genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Ing. Maximilian Weiß

aus Weingarten (Baden)

Tag des Kolloquiums: 10. Oktober 2008

Referent: Prof. Dr.-Ing. N. Zarzalis

Korreferent: Prof. Dr. R. Suntz

*Neue Erkenntnisse bezahlen wir
nur deswegen so teuer, weil wir
die Alten nicht einbeziehen.*

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit am Lehrstuhl für Verbrennungstechnik des Engler-Bunte-Instituts der Universität Karlsruhe (TH).

Ein besonderer und herzlicher Dank gilt meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr.-Ing. N. Zarzalis, der mir diese Arbeit ermöglicht hat, stets großes Interesse gezeigt und Zeit für gemeinsame Diskussionen gefunden hat.

Herrn Prof. Dr. R. Suntz danke ich für die Übernahme des Korreferats, sein Interesse an der Arbeit, anregende Diskussionen sowie für seine arbeitsintensive Hilfe bei der Korrektur einer umfangreichen Veröffentlichung.

Des Weiteren möchte ich Prof. D. Bradley danken, der mir während seines Forschungsaufenthaltes in Karlsruhe im Jahr 2004 und bei meinen nachfolgenden Besuchen an der Universität von Leeds bedeutende Anregungen zu dieser Arbeit gab.

Ein Dank gilt auch Prof. H. Pasma, der mir im Rahmen eines EU-Forschungsprojektes die Möglichkeit gab, an einer internationalen Forschergruppe mitzuarbeiten und Erfahrungen im Bereich Projektmanagement zu sammeln.

In guter Erinnerung wird mir die Zeit am Lehrstuhl besonders durch die gute und freundliche Zusammenarbeit mit allen Kollegen und Mitarbeitern bleiben.

Schließlich gilt mein weitaus größter Dank meiner Diana. Ihre Bereitschaft, mich und meine Begeisterung für Forschung, unter Zurückstellung eigener Bedürfnisse und Interessen, zu unterstützen, hat das Werden dieser Arbeit immerfort getragen.

Weingarten (Baden), Oktober 2008

Maximilian Weiß

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Experimenteller Versuchsaufbau und Messtechnik	5
2.1	Explosionsbehälter und Messtechnik	5
2.2	Messung der Turbulenzeigenschaften im Explosionsbehälter	9
2.2.1	Bestimmung von u' und \bar{u} mit LDA ("Laser Doppler Anemometrie")	9
2.2.2	Bestimmung von L_t mit PIV ("Particle Image Velocimetry")	11
2.3	Dynamische Druckmessung zur Bestimmung der Brenngeschwindigkeit	19
2.4	Laserlichtschnitt-Messmethode zur Aufnahme der Flammenfront	22
2.4.1	Beschreibung des Algorithmus zum Erfassen der Flammenfrontposition in der Laserlichtschnittebene	23
2.4.2	Messung von laminaren Brenngeschwindigkeiten und Markstein-Längen mit Hochgeschwindigkeitsaufnahmen von sich sphärisch ausbreitenden Flammen	29
2.4.3	Messung der Auffaltung turbulenter Flammenfronten	32
3	Numerische Berechnung der laminaren sphärischen Flammenausbreitung	43
3.1	Beschreibung des Simulationswerkzeuges	43
3.2	Bestimmung von laminaren Brenngeschwindigkeiten und Markstein-Längen	45
4	Laminare sphärische Flammenausbreitung	49
4.1	Grundlagen der laminaren Flammenausbreitung	49
4.1.1	Flammenfront und laminare Brenngeschwindigkeit	49
4.1.2	Einfluss von Flammenfrontstreckung auf die laminare Brenngeschwindigkeit, Definition der Markstein-Zahl	52
4.2	Numerisch berechnete Markstein-Zahlen und laminare Brenngeschwindigkeiten	64

4.3	Experimentell gemessene Markstein-Zahlen und laminare Brenngeschwindigkeiten	74
4.4	Einfluss ungleichmäßig gestreckter Flammenfronten und periodischer Oszillationen auf die Markstein-Zahl	78
5	Turbulente sphärische Flammenausbreitung	83
5.1	Grundlagen der turbulenten Flammenausbreitung	83
5.1.1	Allgemeine Turbulenztheorie	83
5.1.2	Wechselwirkung zwischen Turbulenz und Flammenfront	87
5.1.3	Turbulente Brenngeschwindigkeit	93
5.1.4	Streckung und Krümmung turbulenter Flammenfronten	94
5.2	Einfluss verschiedener Ventilortypen und –anordnungen auf die turbulente Flammenausbreitung im Explosionsbehälter	100
5.2.1	Vergleich der Turbulenzfelder verschiedener Ventilortypen	101
5.2.2	Einfluss verschiedener Ventilortypen auf die Brenngeschwindigkeit	110
5.2.3	Einfluss verschiedener Ventilatoranordnungen auf die Flammenausbreitung	111
5.3	Einfluss der Markstein-Zahl bzw. der turbulenten Flammenfrontstreckung auf die turbulente Flammenausbreitung	114
5.3.1	Einfluss auf die laminare Brenngeschwindigkeit turbulenter Flamelets	117
5.3.2	Effizienzparameter zur Quantifizierung des Einflusses der Markstein-Zahl Ma bzw. turbulenten Karlovitz-Zahl Ka_{turb} auf die laminare Brenngeschwindigkeit turbulenter Flamelets	127
5.3.3	Erweiterung eines theoretischen Modells zur Vorhersage der turbulenten Brenngeschwindigkeit unter Berücksichtigung des Effizienzparameters I	131
6	Zusammenfassung	135
	Literaturverzeichnis	139
	Anhang	151

Symbolverzeichnis

Lateinisch

a	m ² /s	Temperaturleitzahl
\bar{a}		mittlere Temperaturleitzahl
a _s	-	mit dem Zeitmaß τ_η normierte Streckungsrate K _s
\bar{a}_s	-	Mittelwert von a _s
A	verschieden	Stoßfaktor in der Arrhenius-Gleichung, die Einheit ist abhängig von der Reaktionsordnung (z.B. 1. Ordnung: 1/s, 2. Ordnung: cm ³ /(mol·s))
A	m ²	Oberfläche
A _{Ff}		Flammenfrontoberfläche
A _{Ff,l}		ungefaltete Oberfläche von A _{Ff}
C _{kin}	-	kinetische Konstante
C _p	J/kgK	Wärmekapazität
\bar{c}_p		mittlere Wärmekapazität
C _ε	-	Modellkonstante
C	Counts ²	Kreuzkorrelationsfunktion von zwei Bildbereichen
D	m ²	Funktion zur Bestimmung turbulenter Makrolängenmaßen ohne Berechnung von mittleren Geschwindigkeiten
D	m ² /s	Diffusionskoeffizient
D _{Über}		Diffusionskoeffizient der überschüssigen Komponente
D _{Unter}		Diffusionskoeffizient der unterschüssigen Komponente
D _{O₂} , D _{H₂} ,		Diffusionskoeffizient des im Index angegebenen gasförmigen Moleküls in Stickstoff bei Normalbedingungen
D _{CH₄} , D _{C₂H₆} ,		
D _{C₃H₈}		veränderter Diffusionskoeffizient von CH ₄ in Stickstoff bei Normalbedingungen
D _{CH₄} [*]		
Da	-	turbulente Damköhler-Zahl
E _k	m ³ /s ²	spektrale Energiedichte, kinetische Energie pro Wellenzahl
E _a	J/mol	Aktivierungsenergie
E _i	J	Zündenergie
f	m, mm	Brennweite einer Linse
f	1/s, Hz	Frequenz
f _d		Dopplerfrequenz (bei der LDA Messung)
f _s		Shiffrequenz (bei der LDA Messung)

F_{λ_c}		Tiefpassfilterfunktion bei der Grenzwellenlänge λ_c zur Glättung einer Flammenfront
h \bar{h}	m^{-1} , Pixel^{-1}	Krümmung der Flammenfront in einer Ebene mittlere Krümmung einer zusammenhängenden Flammenfront
h_{gemessen} h_{Kreis}		gemessene Krümmung analytisch berechnete Krümmung eines mit einem Bildverarbeitungsprogramm erstellten Kreises
I	-	Effizienzparameter zur Berücksichtigung des effektiven Einflusses der Markstein-Zahl bzw. turbulenten Flammenfrontstreckung auf \bar{S}_l
I I_{max} I_{min}	Counts	mit einer Kamera aufgenommene Intensität eines Bildbereiches oder Pixels maximale Intensität minimale Intensität
k	m^2/s^2	turbulente kinetische Energie
K K_c K_s K_{quench} K_{η}	s^{-1}	Flammenfrontstreckungsrate Streckungsrate durch Krümmung der Flammenfront Streckung durch Diskontinuität der Gasströmung Streckungsrate bei der die Flamme verlöscht Streckungsrate eines Kolmogorov-Wirbels
Ka Ka_c Ka_s Ka_{sph} Ka_{turb} Ka_{quench} Ka_{η}	-	Karlovitz-Zahl, mit dem Zeitmaß τ_c normalisierte Streckungsrate K Karlovitz-Zahl auf K_c bezogen Karlovitz-Zahl auf K_s bezogen Karlovitz-Zahl zur Berücksichtigung der Streckung auf Grund der Expansionsströmung einer sich sphärisch ausbreitenden turbulenten Flamme turbulente Karlovitz-Zahl Karlovitz-Zahl auf K_{quench} bezogen Karlovitz-Zahl auf K_{η} bezogen
l l_l	m , Pixel	Länge einer Flammenfront ungefaltete Länge der Flammenfront l
L L_c L_s	m , mm	Marksteinlänge Marksteinlänge auf K_c bezogen Marksteinlänge auf K_s bezogen

L_t	m, mm	turbulentes Makrolängenmaß
$L_{t,\text{longitudinal}}$		turbulentes Makrolängenmaß bestimmt mit einem longitudinalen Kreuzkorrelationskoeffizienten
$L_{t,\text{transversal}}$		turbulentes Makrolängenmaß bestimmt mit einem transversalen Kreuzkorrelationskoeffizienten
$L_{t,j,i}$		turbulentes Makrolängenmaß bestimmt mit einem Kreuzkorrelationskoeffizienten entlang der Raumrichtung j und der Geschwindigkeitskomponente i ($i=j$: longitudinal, $i\neq j$: transversal)
Le	-	Lewis-Zahl
Ma	-	Markstein-Zahl
Ma_c		Markstein-Zahl auf K_c bezogen
Ma_s		Markstein-Zahl auf K_s bezogen
n	m	Koordinate normal zur Flammenfrontoberfläche
\bar{n}		Vektorkoordinate normal zur Flammenfrontoberfläche
n	Pixel	Kantenlänge einer quadratischen "Interrogation Area" bei der PIV
N	-	Anzahl an Summenelementen
p	bar	Druck
p_0		Anfangsdruck, Druck vor Zündung
p_{Eq}		Druck im thermodynamischen Gleichgewicht
\dot{q}_i	J/s	Quellterm der Zündenergie bei der Simulation eines Funkens
r	m, Pixel	Radius, Krümmungsradius
r_{Kreis}		analytisch bestimmter Radius eines mit einem Bildverarbeitungsprogramm erstellen Kreises
$r_{\text{äq}}$		äquivalenter Kugelradius
r_i		Eintragsradius der Zündenergie E_i
r_l		Radius eines Kreises zur Berechnung einer mittleren Intensität innerhalb der Kreisfläche
R_i	-	Kreuzkorrelationskoeffizient gebildet mit der Geschwindigkeitskomponente in i -Richtung
Re	-	Reynolds-Zahl
Re_{L_t}		Reynolds-Zahl der turbulenten Makrowirbel L_t
Re_η		Reynolds-Zahl der Kolmogorov-Wirbel η

s	m, Pixel	Wegstrecke entlang einer Flammenfront, Teil einer Flammenfront der Gesamtlänge l
s _l		ungefaltete Länge von s
S	m/s	Brenngeschwindigkeit
S _l		laminare Brenngeschwindigkeit
\bar{S}_l		mittlere laminare Brenngeschwindigkeit turbulenter Flamelets
S _{l,p}		laminare Brenngeschwindigkeit der planaren Flammenfront
S _t		turbulente Brenngeschwindigkeit
t	s	Zeit
T	s	Zeitspanne
T	K, °C	Temperatur
T ₀		Anfangstemperatur, Temperatur vor Zündung
T _{Ed}		Temperatur des Frischgases (Verbrennungsedukte)
T _{Pr}		Temperatur des Abgases (Verbrennungsprodukte)
T _Z		Zündtemperatur
u	m/s	Geschwindigkeit
u _⊥		Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Interferenzstreifenmuster (bei der LDA Messung)
\bar{u}		zeitlich gemittelter Wert der Geschwindigkeit u
\tilde{u}		momentaner Schwankungswert der Geschwindigkeit u
u'		mittlerer Schwankungswert ("Root-Mean-Square") der Geschwindigkeit u; charakteristische Drehgeschwindigkeit/Schwankungsgeschwindigkeit der turbulenten Makrowirbel L _t
u _k '		korrigierte Schwankungsgeschwindigkeit u' zur Berücksichtigung instationärer Einflüsse
u _l '		charakteristische Drehgeschwindigkeit/Schwankungsgeschwindigkeit eines Wirbels der Größe l
u _η '		charakteristische Drehgeschwindigkeit/Schwankungsgeschwindigkeit der Kolmogorov-Wirbel η
U _{Ff}		Geschwindigkeit der Flammenfront, welche sich aus Expansionsgeschwindigkeit u _g und Brenngeschwindigkeit S zusammensetzt
U _{Ff,p}		Geschwindigkeit u _{Ff} einer planaren Flammenfront
u _g		Gasgeschwindigkeit, Expansionsgeschwindigkeit
u _i		Geschwindigkeitskomponente in Raumrichtung i (i=x,y oder z)

U	1/s, 1/min	Ventilatorumdrehzahl
V	m ³	Volumen
x	kg/kg	Massenbruch
y	mol/mol	Molenbruch
x, y, z	m, Pixel	x-, y-, z-Koordinaten im kartesischen Koordinatensystem
x(s), z(s)		Koordinaten einer Flammenfront entlang der unabhängigen Variable s in der Lichtschnittebene
x _{λ_c} (s), z _{λ_c} (s)		Koordinaten einer Flammenfront entlang der unabhängigen Variable s nach der Filterung mit einer Tiefpassfilterfunktion F _{λ_c}

Griechisch

β	-	Temperatorexponent in der Arrhenius-Gleichung
Γ	-	dimensionsloser Parameter zur Berücksichtigung des Einflusses von Markstein-Zahl und Flammenfrontstreckung auf die turbulente Brenngeschwindigkeit
δ	m	Flammenfrontdicke
δ _{Ff}		Dicke der gesamten Flammenfront
δ _{Vz}		Dicke der Vorwärmzone einer Flammenfront
δ _{Rz}		Dicke der Reaktionszone einer Flammenfront
ε	-	Verhältnis von Flammenfrontdicke zu Krümmungsradius
ε	m ² /s ³	Dissipationsrate turbulenter kinetischer Energie
η	m	Längenmaß der Kolmogorov-Wirbel
η	-	Stokes-Parameter
η _{turb}		turbulenter Stokes-Parameter
θ	Grad	Schnittwinkel der Laserstrahlen (bei der LDA Messung)
κ	-	Isentropenexponent
κ	1/m	Wellenzahl
K	m ² /s ³	Produktionsrate turbulenter kinetischer Energie, Transferrate kinetischer Energie von der Hauptströmung an die Makrowirbel
λ	-	Luftzahl
λ	m	Wellenlänge des Lichts
λ	m	Taylor-Längenmaß

λ	m, Pixel	Wellenlänge einer Auslenkung entlang einer Flammenfront
λ_c		Grenzwellenlänge bei einer Tiefpassfilterung zur Glättung der Flammenfront
λ_z	W/mK	Wärmeleitfähigkeit bei T_z
ν	m ² /s	kinematische Viskosität
ρ	kg/m ³	Dichte
ρ_{Ed}		Dichte des Frischgases (Verbrennungsprodukte)
ρ_{Pr}		Dichte des Abgases (Verbrennungsprodukte)
σ	verschieden	Standardabweichung
$\sigma(a_s)$	-	Standardabweichung von der mittleren Streckungsrate a_s
$\sigma(h_{gemessen})$	m ⁻¹ , Pixel ⁻¹	Standardabweichung von der mittleren gemessenen Krümmung $\bar{h}_{gemessen}$
σ	-	Expansionsfaktor
Σ	m ²	Oberflächenelement einer Flammenfront
Σ	m ² /m ³	Flammenfrontdichte, Verhältnis von Flammenfrontoberfläche zu Volumen
τ	-	Transmission
τ	s	Zeitdauer, Zeitspanne
τ_i		Eintragsdauer der Zündenergie E_i
τ_z		vergangene Zeit seit Zündung
τ	s	charakteristisches Zeitmaß
τ_c		Wärmefreisetzungszeitmaß einer laminaren Flammenfront
τ_l		charakteristisches Zeitmaß eines Wirbels der Größe l
τ_{L_t}		charakteristisches Zeitmaß der Makrowirbel L_t
τ_η		charakteristisches Zeitmaß der Kolmogorov-Wirbel η
ϕ	Grad	Winkel

Sonstige

\mathfrak{R}	J/Kmol	allgemeine Gaskonstante
----------------	--------	-------------------------

1 Einleitung

Die turbulente Vormischverbrennung, d.h. die Verbrennung eines homogen gemischten Brennstoff/Luft-Gemisches, findet sich heute in zahlreichen technischen Anwendungen wie in Fluggasturbinen, stationären Gasturbinen, Verbrennungsmotoren und einer Vielzahl von Industriebrennern. Im Gegensatz zu Diffusionsflammen haben Vormischflammen ein hohes Schadstoffminderungspotential, weshalb bei modernen Brennersystemen mittlerweile vorwiegend Vormischverbrennungskonzepte eingesetzt werden. In der Vergangenheit stützte sich die Brennerneuentwicklung zum größten Teil auf Erfahrung und experimentelle Untersuchungen empirischer Art. Verschiedene Versuchsanordnungen und der Einsatz von unterschiedlichen Brennstoff/Luft-Gemischen haben immer wieder zu widersprüchlichen Interpretationen von Messergebnissen bezüglich des Einflusses von Turbulenz auf die Verbrennung geführt. Aus diesem Grund wurden verschiedenste Ansätze zur Beschreibung der turbulenten Vormischverbrennung verfolgt und waren die daraus abgeleitete Modelle zur Vorhersage der turbulenten Brenngeschwindigkeit meist nur für bestimmte Brennertypen und Brennstoff/Luft-Gemische gültig. Auch heute existieren noch unterschiedliche Vorstellungen über die Bedeutung einzelner physikalischer Vorgänge (z.B.: Einfluss von Turbulenz auf molekulare Transportprozesse in der Flammenfront) in der turbulenten Vormischverbrennung. In den letzten zwei Jahrzehnten haben jedoch Fortschritte in der Lasermesstechnik einerseits und stark gesteigerte Leistung moderner Computer und Software andererseits zu einem tieferen Verständnis über die physikalischen und chemischen Vorgänge in der Flamme beigetragen. Sowohl die Lasermesstechnik als auch Simulationen ermöglichen Einblicke in Strömungs- und Temperaturfelder sowie die Struktur turbulenter Flammen. Verschärfte Emissionsvorschriften, massive Preisanstiege bei fossilen Brennstoffen und hohe Entwicklungskosten für neue Systeme treiben des Weiteren die Forschung im Bereich der turbulenten Vormischverbrennung stetig voran, so dass heute mehr Wissenschaftler als je zuvor verbrennungstechnische Phänomene erforschen und versuchen, einen Beitrag zum Verständnis der zugrundeliegenden physikalischen und chemischen Vorgänge zu leisten. Trotz der Anstrengungen in den letzten Jahren ist es allerdings immer noch nicht gelungen, ein einheitliches Bild über die turbulente Vormischverbrennung zu gewinnen. Dies liegt vor allem daran, dass stetig neue Anwendungen und Herausforderungen hinzukommen, die eingesetzten Lasermesstechniken bzw. Simulationen sehr aufwendig sind und noch immer nicht ausreichend turbulente Flammen bis in den Molekularbereich auflösen.

Die vorliegende Arbeit untersucht das physikalische Phänomen der Einflüsse von Flammenfrontstreckungseffekten auf die turbulente Brenngeschwindigkeit. Bei der turbulenten Flammenausbreitung unterliegt die Flammenfront zufälligen Geschwindigkeits- und Druckschwankungen. Dies führt zu einer stochastisch gefalteten bzw. gekrümmten Flammenfront, welche zusätzlich divergenten Gasströmungen ausgesetzt ist. Die Krümmung eines Oberflächenelementes der Flammenfront führt in Abhängigkeit vom Krümmungsradius durch den Verbrennungsfortschritt stets zu einer Vergrößerung bzw. Verkleinerung des Elementes. Gleichzeitig kann dieses durch divergente Gasströmungen tangential zur Flammenfront gedehnt bzw. gestaucht werden. Beide Effekte (Krümmungseffekt bzw. Dehnung und Stauchung durch Gasströmungen tangential zur Flammenfrontoberfläche) können das Oberflächenelement der Flammenfront strecken/vergrößern bzw. stauchen/verkleinern, weswegen man auch zusammenfassend und vereinfachend von Flammenfrontstreckungseffekten spricht. Da sich eine turbulente Flammenfront aus unzähligen Oberflächenelementen (auch Flamelets genannt) zusammensetzt, ist eine Beschreibung des gesamten Ensembles notwendig, um die Einflüsse von Flammenfrontstreckung auf die turbulente Brenngeschwindigkeit zu verstehen. Dies ist bisher noch nicht gelungen. Aus diesem Grund gibt es auch noch kein Modell, das diese Einflüsse unabhängig von dem eingesetzten Brennstoff/Luft-Gemisch beschreibt und damit allgemeingültig ist. In den letzten Jahren hat sich jedoch gezeigt, dass Flammenfrontstreckungseffekte für die turbulente Vormischverbrennung von großer Bedeutung sind. Dies erscheint besonders im Hinblick auf aktuelle Diskussionen über den alternativen Einsatz von neuen Brennstoffen bzw. Brennstoffgemische, wie z.B. Designerbrennstoffe oder Biokraftstoffe, von Bedeutung zu sein. Da des Weiteren die Einflüsse von Streckungseffekten auf die turbulente Brenngeschwindigkeit von dem eingesetzten Brennstoff/Luft-Gemisch abhängen, kann mit einem besseren Verständnis genannter Zusammenhänge das unterschiedliche Ausbreitungsverhalten erklärt werden [Abd84,Pet86,Bra92b,Bra05,Lip05]. Dies hat in der Vergangenheit oft zu Irritationen und unterschiedlichen Interpretationen gemessener turbulenter Brenngeschwindigkeiten geführt.

Als Modellflamme wird im Rahmen dieser Arbeit die sich sphärisch ausbreitende Flamme verwendet. Hierzu kommt ein Explosionsbehälter zum Einsatz, der mit Ventilatoren zur Turbulenzerzeugung ausgerüstet ist. Die entscheidenden Vorteile bestehen darin, dass mit dieser Anordnung sowohl die Einflüsse von Streckungseffekten auf die laminare als auch auf die turbulente Brenngeschwindigkeit untersucht werden können. Des Weiteren kann der Explosionsbehälter mit unterschiedlichen Brennstoff/Luft-Gemischen betrieben und die Turbulenzintensität mit der Drehzahl der Ventilatoren präzise eingestellt werden.

Der experimentelle Versuchsaufbau und die Messtechnik werden in Kap. 2 mit ergänzenden Ausführungen zur Auswertung experimenteller Messdaten vorgestellt. In Kap. 3 wird dann eine numerische Vorgehensweise zur Berechnung von Streckungseinflüssen auf die laminare Brenngeschwindigkeit erläutert. Da für grundlegende Untersuchungen zum Einfluss von Flammenfrontstreckungseffekten auf die turbulente Brenngeschwindigkeit ein Verständnis über laminare Flammenfrontstreckungseffekte notwendig ist, werden zunächst in Kap. 4 die Einflüsse von Flammenfrontstreckung auf die laminare Brenngeschwindigkeit diskutiert. In diesem Kapitel werden dann theoretische Grundlagen und aktuelles Literaturwissen erörtert, wobei letzteres durch numerische und experimentelle Ergebnisse zur gestreckten laminaren sphärischen Flammenausbreitung ergänzt wird. Da turbulente Flammen im sogenannten Flamelet-Bereich als Ensemble laminarer Flammen betrachtet werden können, ist die Diskussion in Kap. 4 eine Voraussetzung zum Verständnis von Kap. 5. In diesem Kapitel wird Literaturwissen zur turbulenten Flammenausbreitung diskutiert und experimentelle Ergebnisse zum Einfluss von Flammenfrontstreckung auf die turbulente Brenngeschwindigkeit erörtert.

Im Gesamten gibt diese Arbeit einen umfassenden Überblick über den Einfluss von Flammenfrontstreckungseffekten auf die laminare und turbulente Brenngeschwindigkeit im Flamelet-Bereich. Da die im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse auf Literaturwissen aufbauen, wird dieses nicht in einem eigenen Kapitel sondern stets im Zusammenhang mit Ergebnissen zu den durchgeführten Untersuchungen diskutiert.

2 Experimenteller Versuchsaufbau und Messtechnik

2.1 Explosionsbehälter und Messtechnik

Die Untersuchungen zur instationären laminaren und turbulenten Flammenausbreitung erfolgen in einem Explosionsbehälter, der zur Turbulenzerzeugung mit Ventilatoren ausgestattet ist. Die Anlage besteht im Wesentlichen aus der Infrastruktur zum Befüllen des Behälters (Abb. 2.1), dem Explosionsbehälter (Abb. 2.2) sowie der Messtechnik (Abb. 2.3) zum Vermessen der Turbulenzeigenschaften und Beobachten bzw. Aufnehmen des Druckverlaufs der deflagrativen Flammenausbreitung. Zum Einstellen des Gemisches wird auf die Partialdruckmethode zurückgegriffen, welche auch schon bei [Lei97] und [Bru03] verwendet wurde. Bei dieser Methode erfolgt die Gemischaufbereitung im Behälter, wobei Brenngas und Luft nacheinander in den Behälter eingelassen werden. Vorausgesetzt wird das ideale Gasgesetz, wonach sich in einem isochoren und isothermen System die darin befindlichen molaren Konzentrationen der Gemischkomponenten proportional zu ihrem Partialdruck ändern. Zur Druckmessung während des Befüllungsvorganges wird daher ein Sensor mit hoher Genauigkeit (PAA-33X, 0-11 bar \pm 0,05 %, Keller GmbH) eingesetzt. Massenflussregler dienen dazu, die Geschwindigkeit des Befüllungsvorganges zu kontrollieren, damit der Druckanstieg so klein ist, dass bei vorgegebenem Druck die Befüllung des Behälters gestoppt werden kann. Vor dem Befüllen des Behälters wird dieser drei Mal mit getrockneter Luft gespült und bis zu einem Druck kleiner 20 mbar evakuiert. Beim eigentlichen Befüllungsvorgang wird der Behälter bis auf einen Restdruck von weniger als 1 mbar evakuiert. Während der Befüllung werden die Ventilatoren eingeschaltet, damit eine gute Vermischung des Gemisches erfolgt und durch Wärmeaustausch mit der Behälterwand eine konstante Temperatur des Gasgemisches gewährleistet ist. Die gesamte Anlage kann über ein Computerprogramm gesteuert werden. Die Befüllung des Behälters erfolgt mit diesem Programm vollautomatisch, wodurch gewährleistet wird, dass die Vorgehensweise bei jeder neuen Befüllung gleich ist. Die Verifizierung des eingestellten Gasgemisches erfolgt durch eine Gasprobe.

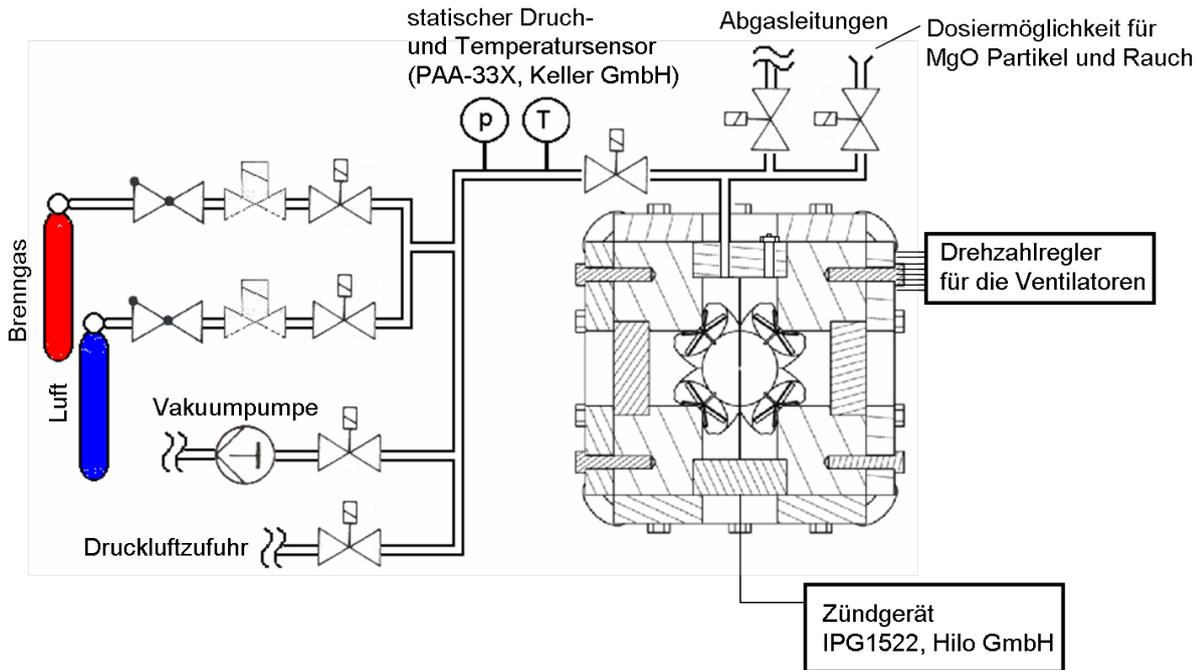


Abb. 2.1: Infrastruktur des Explosionsbehälters

Der im Rahmen dieser Arbeit gefertigte Explosionsbehälter ist in Abb. 2.2 dargestellt. Der Behälter wurde aus einem Stahlwürfel mit einer Kantenlänge von 27 cm herausgearbeitet. Hierdurch mussten keine Schweißarbeiten durchgeführt werden, wodurch die Druckbelastung sehr hoch sein kann. Ohne eingebaute Fenster hält der Behälter bei Umgebungstemperatur einem Druck von über 150 bar stand, bei eingebauten Fenstern ist der Maximaldruck durch die Fenster auf 70 bar begrenzt. Das Hohlvolumen des Behälters beträgt 2,28 l. Optischer Zugang zu dem Behälter wird durch vier kreisförmige Fenster mit Durchmessern von 100 mm gewährleistet, die mittig in den vier vertikalen Seiten des Würfels eingebaut sind. Die beiden Elektroden ragen von oben und unten in den Behälter und haben in der Mitte des Behälters einen Abstand von 2 mm. Die Zündung des Gemisches erfolgt durch einen Hochstrom-Impulsgenerator (IPG 1522, Hilo GmbH). Die Zündenergie kann durch die Verwendung und Kombination verschiedener Ladekondensatoren sowie durch die Änderung der Zündspannung (1 – 15 kV) theoretisch zwischen 1 mJ und 10 J variiert werden. Im Rahmen dieser Arbeit erfolgte die Zündung stets mit einer maximalen Energie von 5,4 mJ.

Wird ein entflammbares Gemisch in der Mitte des Behälters gezündet, kann sich eine sphärische Flamme bis zu einem Flammenfrontdurchmesser von 118 mm ausbreiten, bevor diese erstmalig mit der Wand des Behälters in Kontakt kommt. Zur Turbulenz-erzeugung sind acht Ventilatoren eingebaut. Hierfür verfügt der Behälter über acht raumdiagonale Bohrungen von den Ecken des Behälters in Richtung des Behälter-zentrums. In diesen Bohrungen sitzen Elektromotoren (RE13 mit MR-Encoder, Maxon Motor AG), deren Achsen 3 mm in den Hohlraum des Behälters hineinragen. Auf den

Achsen können Flügelräder mit einem maximalen Durchmesser von bis zu 50 mm angebracht werden. Die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten Flügelräder haben einen Durchmesser von 45 mm und eine Dicke von 6 und 12 mm. Der Abstand zwischen zwei gegenüberliegenden Ventilatoren beträgt 133 mm. Die Motoren verfügen alle über eine Encodereinheit, mit der deren Drehzahl überwacht werden kann. Die Regelung der Ventilatoren erfolgt über acht separate Regeleinheiten außerhalb des Behälters, welche über druckfeste Stecker mit den Motoren verbunden sind. Die maximale Drehzahl bei atmosphärischen Bedingungen beträgt 13.000 1/min. Bei höherem Druck nimmt die maximale Drehzahl auf Grund des größeren Widerstandes und bedingt durch die geringe Leistung der Motoren ab. Die Genauigkeit der Drehzahlregelung beruht auf Beobachtung der gemessenen Drehzahl und kann mit ± 10 1/min angegeben werden.

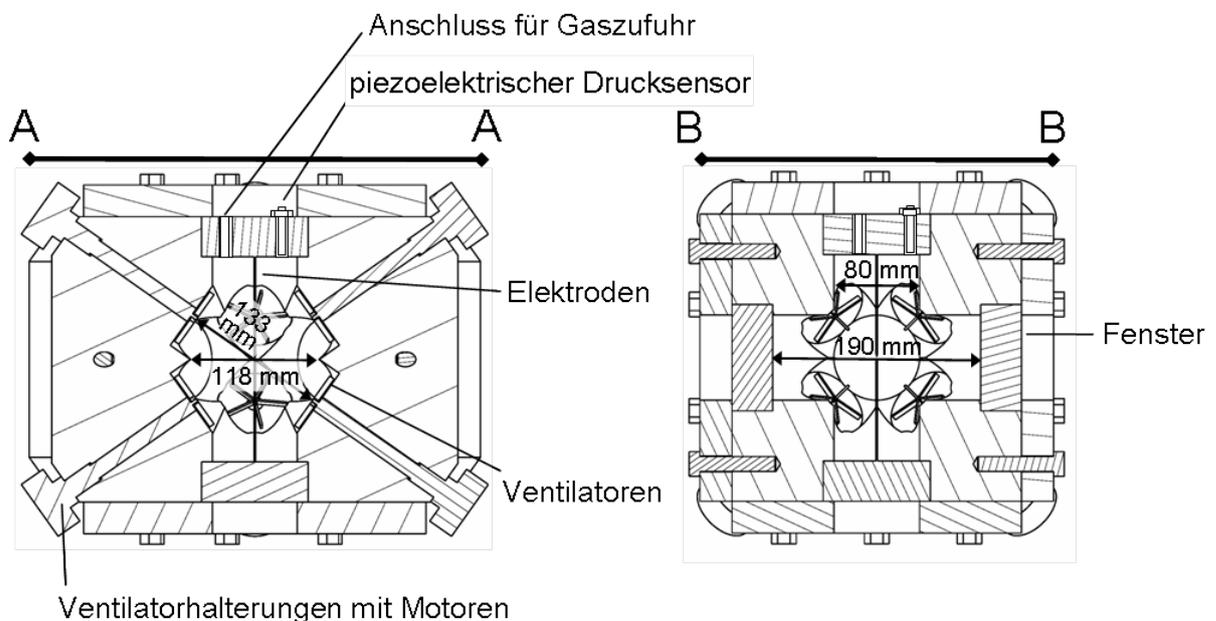


Abb. 2.2: Explosionsbehälter zur Untersuchung der laminaren und turbulenten Flammenausbreitung: diagonaler Schnitt (A-A), Schnitt durch die Mitte und parallel zu einer Oberfläche des würfelförmigen Behälters (B-B)

Abb. 2.3 zeigt eine Ansicht von oben auf den Explosionsbehälter mit den eingesetzten Messtechniken. Zur Vermessung des Turbulenzfeldes wird ein 2-dimensionales LDA System eingesetzt, mit dem mittlere Geschwindigkeiten und Geschwindigkeitsschwankungen im Behälter bei unterschiedlichen Ventilatordrehzahlen gemessen werden können. Zum Messen des Makrolängenmaßes der Turbulenz wird PIV eingesetzt. Dieser Aufbau kann auch dazu verwendet werden, die instationäre Flammenausbreitung in der Ebene eines Laserlichtschnittes mit einer Hochgeschwindigkeitskamera aufzunehmen. Die optische Messtechnik ist fest um den Explosionsbehälter arretiert. Damit Messungen im Laserlichtschnitt und mit LDA an

verschiedenen Stellen im Behälter durchgeführt werden können, sitzt der Explosionsbehälter auf einem System von vier Schienen, mit dem dieser horizontal in der xy-Ebene bewegt werden kann. Der Druckverlauf während der instationären isochoren Flammenausbreitung kann mit einem piezoelektrischen Drucksensor aufgenommen und in einen Brenngeschwindigkeitsverlauf umgerechnet werden. In den nachfolgenden Kapiteln 2.2 bis 2.4 sind die einzelnen Messtechniken und Vorgehensweisen bei der Auswertung im Detail beschrieben.

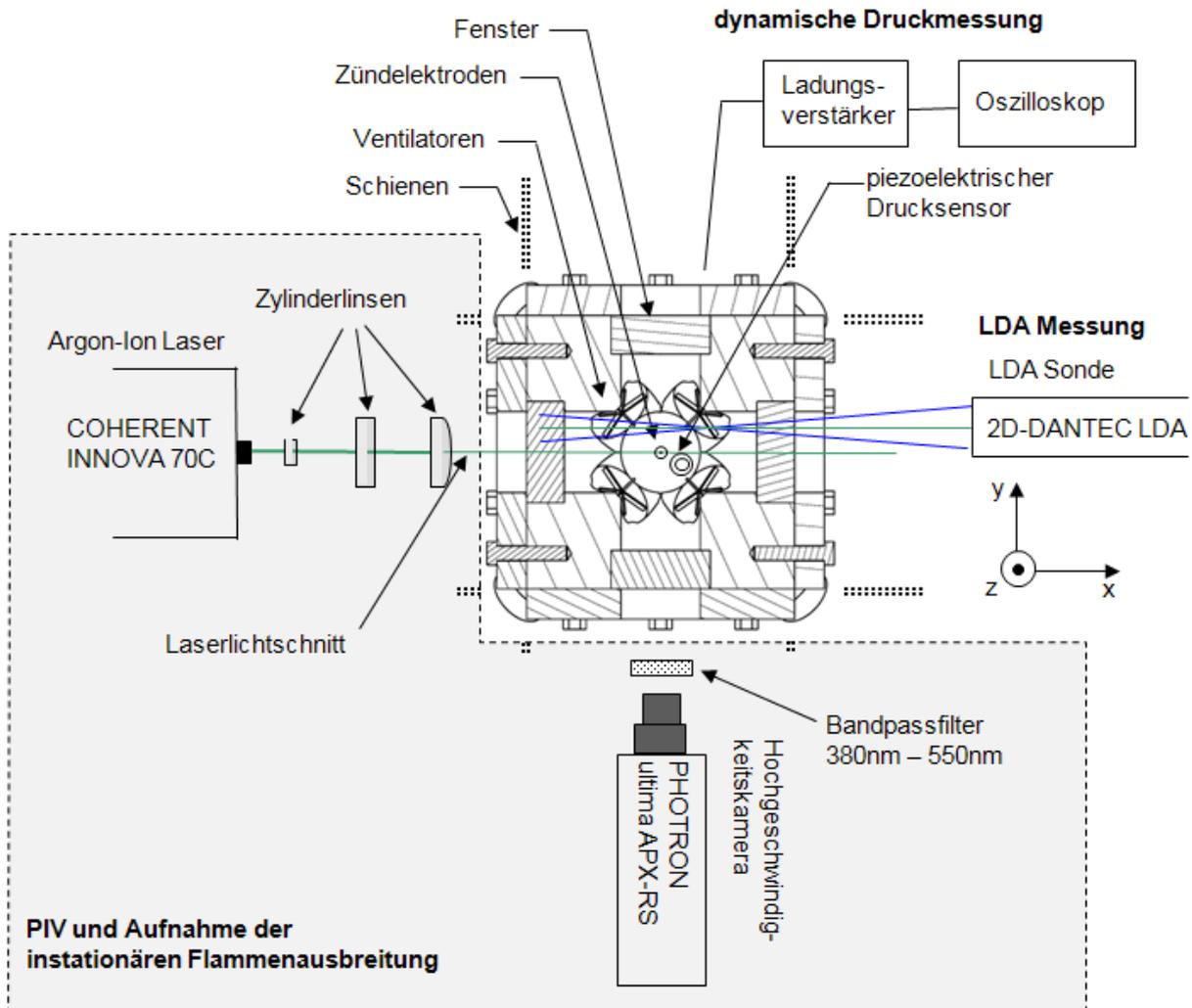


Abb. 2.3: Messtechniken zum Vermessen der Turbulenzeigenschaften im Explosionsbehälter (PIV, LDA), zum Beobachten der Flammenausbreitung im Laserlichtschnitt und zur Aufnahme des Druckverlaufs während der Explosion (Ansicht von oben)

2.2 Messung der Turbulenzeigenschaften im Explosionsbehälter

2.2.1 Bestimmung von u' und \bar{u} mit LDA ("Laser Doppler Anemometrie")

Zur Bestimmung der mittleren Strömungs- und Schwankungsgeschwindigkeiten der ventilatorinduzierten Turbulenzfelder wird im Rahmen dieser Arbeit die LDA ("Laser Doppler Anemometrie") eingesetzt [Ruc87,Nit93]. Mit diesem Messverfahren können richtungsaufgelöste Strömungsgeschwindigkeiten berührungslos gemessen werden. Hierzu müssen Partikel der Strömung hinzugefügt werden, die so klein sind, dass sie der Strömung trägheitslos folgen. Das Messverfahren basiert auf der Überlagerung von zwei sich kreuzenden kohärenten, monochromatischen Lichtwellen (Laserstrahlen). Im Schnittpunkt der Laserstrahlen bildet sich ein Interferenzstreifenmuster. Der Abstand der Interferenzstreifen hängt von dem Schnittwinkel der Laserstrahlen θ und der Wellenlänge des Lichtes λ ab. Der Interferenzbereich ist das Messvolumen der LDA Messung. Bewegt sich nun ein einzelnes Teilchen durch den Interferenzbereich, streut dieses das auftreffende Licht mit der gleichen Wellenlänge. Die Bewegungskomponente senkrecht zum Interferenzstreifenmuster führt dazu, dass das Teilchen in Hell-Dunkel Abschnitten streut. Diese Lichtinformation wird von dem LDA System in eine Schwingung f_d umgerechnet, deren Frequenz von der Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Interferenzstreifenmuster abhängt:

$$f_d = u_{\perp} \cdot \frac{2 \cdot \sin(\theta/2)}{\lambda}. \quad 2-1$$

f_d ist die so genannte Dopplerfrequenz und hängt linear von u_{\perp} ab. Da mit Gl. 2-1 noch keine Information über die Strömungsrichtung (Vorzeichen) möglich ist, wird einer der beiden Laserstrahlen frequenzverschoben und damit das Interferenzstreifenmuster in Bewegung versetzt. Die Geschwindigkeit senkrecht zum Interferenzstreifenmuster kann dann wie folgt berechnet werden:

$$u_{\perp} = \frac{\lambda}{2 \cdot \sin(\theta/2)} \cdot (f_d - f_s). \quad 2-2$$

Die Geschwindigkeit u_{\perp} ist die Bewegungskomponente des Teilchens in eine Raumrichtung, zum Messen der Geschwindigkeiten in die zwei anderen Raumrichtungen sind also zwei weitere Strahlenpaare, die auf den gleichen Messpunkt fokussiert sind, notwendig. Die Frequenz f_s ist die Shiffrequenz und wird meist so gewählt, dass sich das Streifenmuster entgegen der Hauptströmungsrichtung bewegt. Des Weiteren muss f_s so festgelegt werden, dass die Geschwindigkeit der Interferenzstreifen größer als die zu erwartende maximale Rückströmung ist.

Im Rahmen dieser Arbeit wird ein kommerzielles 2-Kanal LDA System der Firma Dantec Dynamics verwendet. Als Lichtquelle wird ein Multiline Argon-Ion Laser (Innova 70C, Coherent Inc.) bei einer charakteristischen Ausgangsleistung für alle Linien von 3 Watt eingesetzt. Zwei Wellenlängen des Laserstrahl werden in einer Transmitterbox für die zwei zu messenden Geschwindigkeitskomponenten (y-Richtung: blauer Strahl, $\lambda=488$ nm; z-Richtung: grüner Strahl, $\lambda=514$ nm) abgetrennt, jeweils ein Strahl der beiden Strahlenpaare wird in der Transmitterbox frequenzverschoben. Anschließend werden alle Strahlen mit Lichtwellenleiter an die LDA Sonde weitergeleitet. Dort werden die Strahlen über eine Linse der Brennweite $f = 500$ mm auf den Messpunkt im Explosionsbehälter fokussiert. Im Messpunkt kreuzen sich alle vier Strahlen. Das verwendete LDA System arbeitet im Rückstreuverfahren, die Empfangssonde für das von den Partikeln gestreute Licht befindet sich im gleichen Messkopf wie die Sendeeinheit, und die Linse mit der Brennweite $f = 500$ mm wird auch als Sammellinse zum Fokussieren des gestreuten Lichtes verwendet. Die Messsignale werden von der LDA Sonde über Lichtwellenleiter an Photomultiplier zur Verstärkung und anschließenden Auswertung in den Signalprozessoren (Burst-Spectrum Analyser 57N20 bzw. 571N21, Dantec Dynamics Ltd.) weitergeleitet. Die Signalprozessoren sind mit einem Rechner verbunden und über eine systemspezifische Software können dann die ausgewerteten Geschwindigkeitsdaten eingesehen werden. Mit Hilfe dieser Software werden dann auch die mittleren Geschwindigkeiten berechnet. Hierzu werden an jedem Messpunkt (x,y,z) die zu verschiedenen Zeitpunkten t gemessene Geschwindigkeiten in einen Mittelwert $\bar{u}_i(x, y, z)$ und instantane Schwankungsgröße $\tilde{u}_i(x, y, z, t)$ zerlegt:

$$u_i(x, y, z, t) = \bar{u}_i(x, y, z) + \tilde{u}_i(x, y, z, t). \quad 2-3$$

Der Mittelwert $\bar{u}_i(x, y, z)$ ist der zeitgemittelte Betrag der Geschwindigkeit an einem bestimmten Messpunkt (x,y,z) und errechnet sich wie folgt:

$$\bar{u}_i(x, y, z) = \frac{1}{N} \sum_1^N u_i(x, y, z, t). \quad 2-4$$

N ist die Anzahl der gemessenen Geschwindigkeiten und sollte so groß sein, dass statistische Unabhängigkeit gewährleistet ist. Die Schwankungsgeschwindigkeiten werden durch die Bildung der Wurzel der mittleren quadratischen Abweichungen (Varianz), dem so genannten RMS-Wert ("Root Mean Square") des Schwankungsanteiles $\tilde{u}_i(x, y, z, t)$, berechnet und geben an, wie groß die Abweichung um den Mittelwert $\bar{u}_i(x, y, z)$ ist:

$$u_i'(x, y, z) = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_1^N \tilde{u}_i^2(x, y, z, t)}. \quad 2-5$$

Im Rahmen dieser Arbeit wird ein 2-dimensional LDA System eingesetzt, daher können hier nur die mittleren Geschwindigkeiten $\bar{u}_y(x, y, z)$, $\bar{u}_z(x, y, z)$ sowie deren Schwankungsgeschwindigkeiten $u_y'(x, y, z)$, $u_z'(x, y, z)$ ausgewertet werden.

Da bei der LDA von der Geschwindigkeit von Streuteilchen auf die Geschwindigkeit des Fluids geschlossen wird, müssen Teilchen eingesetzt werden, die der Strömung und turbulenten Schwankungen nahezu trägheitslos folgen. Im Rahmen dieser Arbeit werden Magnesiumoxidpartikel, welche als Pulver vorliegen, als Tracermaterial eingesetzt. Der mittlere Durchmesser der Partikel beträgt $0,7 \mu\text{m}$, wobei 99 % der Partikel einen Durchmesser geringer als $1 \mu\text{m}$ haben (vermessen mit *welas@-1000*, Palas GmbH). Bei [Koh88] und [Hil88] wird gezeigt, dass diese Partikel genügend klein sind, um Turbulenzfrequenzen von bis zu 10 kHz nahezu uneingeschränkt aufzulösen. Dies ist für die hier durchgeführten Messungen ausreichend. Die Dosierung der Partikel in den Behälter erfolgt mit einem Spatel über die Abgasleitung. Hierzu wird im Behälter ein Unterdruck erzeugt. Anschließend werden alle Ventile geschlossen und mit dem Spatel eine kleine Menge des Pulvers in die Abgasleitung gegeben. Durch Öffnen des Ventils zur Abgasleitung wird auf Grund des Unterdrucks im Behälter das Pulver in den Behälter eingesaugt. Die Ventilatoren sind während dieses Vorgangs eingeschaltet, so dass sich die Partikel nach dem Druckausgleich zwischen Behälter und Umgebung nicht sofort absetzen.

2.2.2 Bestimmung von L_t mit PIV ("Particle Image Velocimetry")

Zur Bestimmung des Makrolängenmaßes der Turbulenz wird im Rahmen dieser Arbeit PIV ("Particle Image Velocimetry") eingesetzt [Kom98,Hins93,Wes93]. Im Gegensatz zur LDA kann mit der PIV nicht nur ein lokaler Geschwindigkeitswert, sondern simultan ein gesamtes Geschwindigkeitsfeld bestimmt werden. Anschließend kann dann über eine Kreuzkorrelationsfunktion der Geschwindigkeitsvektoren entlang des Ortes das Makrolängenmaß L_t bestimmt werden.

Ähnlich wie bei der LDA wird auch bei der PIV die Bewegung von Partikel in der Strömung verfolgt und mit der Strömungsgeschwindigkeit gleichgesetzt, allerdings nicht nur in einem Messpunkt, sondern in einem Bildbereich. Der Grundgedanke des Verfahrens besteht darin, die Lage der Partikel an zwei kurz aufeinander folgenden Zeitpunkten in der gesamten Bildebene zu erfassen, um darüber die gesamten und auch lokal unterschiedlichen Partikelverschiebungen innerhalb des Zeitintervalls festzuhalten. Die Verschiebungen sind ein Maß für die Geschwindigkeit der Partikel in der Ebene [Nit93]. Die Bildebene wird bei der PIV mit einem Laserlichtschnitt erzeugt, der in der Regel in Strömungsrichtung ausgerichtet ist. Befinden sich im Laserlichtschnitt

Partikel, so streuen diese das Licht und werden optisch erkennbar. Die Partikel können dann mit einer auf die Laserlichtschnittebene fokussierten Kamera aufgenommen werden. Das Zeitintervall zwischen den zwei Aufnahmen muss den Strömungsverhältnissen angepasst werden. Bei einem zu großen zeitlichen Abstand zwischen zwei Aufnahmen können Partikelverschiebungen zu groß werden, so dass eine Korrelation zwischen den beiden Bildern nicht mehr möglich ist, da Partikel in Strömungsrichtung aus der Bildebene austreten. Des Weiteren wird eine Korrelation zwischen den beiden Bildern zusätzlich dadurch erschwert, dass Partikel auf Grund von Strömungsgeschwindigkeiten orthogonal zum Laserlichtschnitt in die Bildebene ein- bzw. austreten können und damit nur einmal und nicht als korrelierbare Doppelabbildung festgehalten werden. Bei zu kleinem zeitlichem Abstand der beiden Aufnahmen sind dagegen auch bei großen Strömungsgeschwindigkeiten die festgehaltenen Partikelverschiebungen klein. Auf Grund der begrenzten Auflösung der Kamera können dadurch unterschiedliche Strömungsgeschwindigkeiten nicht mehr genau aufgelöst werden und die gemessenen Geschwindigkeiten sind ungenau.

Bei der PIV wird zwischen zwei Bildverfahren unterschieden: dem Einzelbildverfahren und dem Zweibildverfahren. Das Einzelbildverfahren arbeitet mit einem einzelnen Bild für die Auswertung. Hierbei wird ein Bild zwei Mal belichtet, wodurch die Partikel zu zwei unterschiedlichen Zeitpunkten auf dem Bild abgebildet werden. Zur Berechnung der Partikelverschiebungen wird das Bild anschließend in regelmäßige Bildbereiche (so genannte "Interrogation Areas") unterteilt, für die getrennt je ein mittlerer Geschwindigkeitsvektor mit einer Autokorrelationsfunktion mit benachbarten Bildbereichen bestimmt wird. Beim Zweibildverfahren werden zwei Bilder zu zwei definierten Zeitpunkten aufgenommen. Die Berechnung der Partikelverschiebung erfolgt dann über eine Kreuzkorrelationsfunktion zwischen benachbarten Bildbereichen in beiden Bildern. Die Größe der "Interrogation Areas" hat einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf die Auswertung. Da bei der Korrelation auch falsche Teilchenzuordnungen durch z.B. Bildrauschen oder das Ein- und Austreten von Partikeln in die Bildebene entstehen, muss zur ausreichenden statistischen Sicherheit die Größe der "Interrogation Areas" immer so gewählt werden, dass sich darin mehrere Partikel befinden. Gleichzeitig sollten die "Interrogation Areas" aber nicht zu groß sein, da für jede "Interrogation Area" nur ein Geschwindigkeitsvektor berechnet wird und dadurch der berechnete Vektor eine mittlere Verschiebung aller Partikel in der "Interrogation Area", also ein Mittelwert über den gesamten Bereich, wiedergibt. Die Messgenauigkeit von Scherströmungen oder turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen wird dadurch maßgeblich beeinflusst. Dies ist auch der Grund, weshalb im Vergleich zu LDA die mit PIV gemessenen Geschwindigkeiten in der Regel kleiner sind.

Im Rahmen dieser Arbeit wird ein Zweibildverfahren mit einem kontinuierlichen Laser und einer Hochgeschwindigkeitskamera eingesetzt. Der hierfür verwendete Laserlichtschnitt ist in Abb. 2.4 dargestellt. Mit den Zylinderlinsen der Brennweiten f_1 und f_2 wird

der Laserstrahl des Multiline Argon-Ion Lasers (Innova 70C, Coherent Inc.) zu einem Lichtband mit einer Höhe von ca. 6 cm aufgespannt. Die dritte Linse der Brennweite f_3 dient dazu, die Breite des Laserlichtschnittes zu verkleinern. Der Fokus dieser Linse ist auf die Mitte des Behälters ausgerichtet. An dieser Stelle hat der Lichtschnitt eine minimale Breite von 0,3 mm. Die eingestellte Leistung des Lasers beträgt für alle Linien 6 W. Als Partikel werden wie bei der LDA Messung Magnesiumoxidpartikel mit einem mittleren Durchmesser von $0,7 \mu\text{m}$ eingesetzt. Auch die Dosierung der Partikel erfolgt wie bei der LDA über die Abgasleitung.

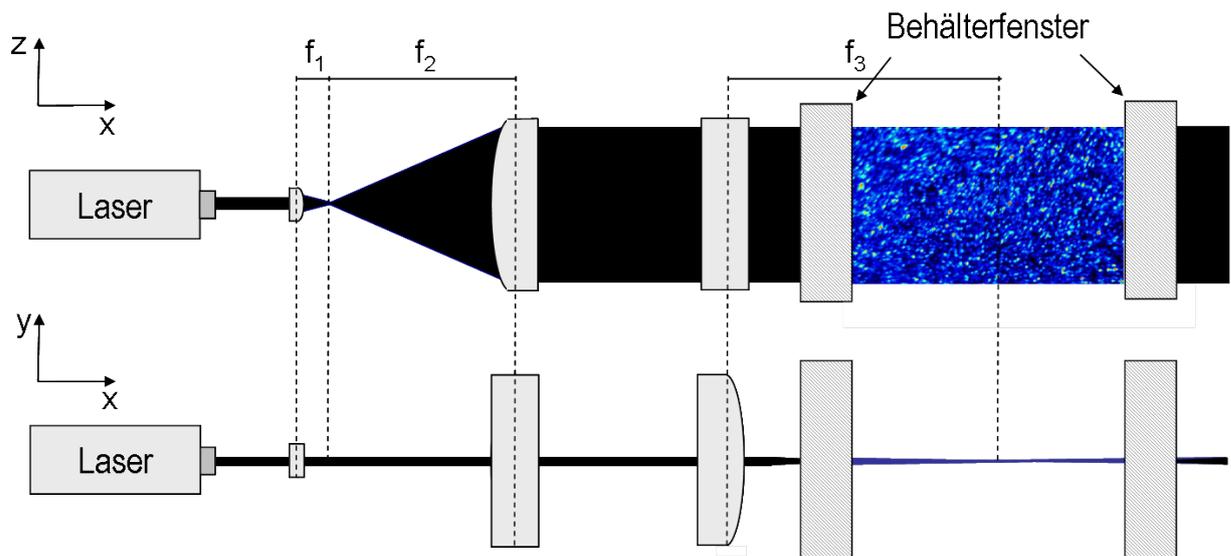


Abb. 2.4: Anordnung von Zylinderlinsen zur Erzeugung eines Laserlichtschnittes für PIV Messungen und 2-dimensionalen Aufnahme von Flammenfronten ($f_1=10 \text{ mm}$, $f_2=300 \text{ mm}$, $f_3=500 \text{ mm}$)

Zur Aufnahme von Bildern in kurzem Abstand wird eine Hochgeschwindigkeitskamera eingesetzt (FASTCAM Ultima APX-RS, Photron Ltd.). Die Daten der Hochgeschwindigkeitskamera sind in Tab. 2.1 aufgelistet. Ein Nachteil bei der Verwendung der Hochgeschwindigkeitskamera besteht darin, dass speicherplatzbedingt nicht über einen längeren Zeitraum gemessen werden kann. Der Sensor der Kamera hat eine maximale Auflösung von 1024×1024 Pixel. Die Kamera kann bei dieser Auflösung mit einer maximalen Bildfrequenz von 3 kHz aufnehmen. Zum Messen der ventilator-induzierten Turbulenz im Explosionsbehälter ist auf Grund der sich schnell ändernden Geschwindigkeiten eine höhere Aufnahme Frequenz von 36 kHz erforderlich. Bei dieser Bildfrequenz kann die Kamera nur noch einen Bildbereich von 512×128 Pixel aufnehmen. Bei diesen Einstellungen kann die Kamera des Weiteren Bilder nur über einen Zeitraum von 946 ms speichern. Im Rahmen dieser Arbeit werden zwei unterschiedliche Abbildungsmaßstäbe verwendet: $30,0 \mu\text{m}/\text{Pixel}$ und $73,4 \mu\text{m}/\text{Pixel}$. Daraus folgt, dass die mit einem Bild aufgenommene Bereiche $3,8 \times 15,3 \text{ mm}$ bzw.

9,4 x 37,6 mm betragen. Die Auswertung der Bilddaten und die Berechnung von Geschwindigkeiten erfolgen mit einer kommerziellen Software (Davis 7.1, LaVision GmbH). Diese verfügt über einen besonderen Algorithmus, bei dem zunächst Verschiebungen mit größeren "Interrogation Areas" berechnet werden. Die so berechneten Verschiebungen werden als anfängliche Verschiebung in weiteren Kreuzkorrelationen mit kleineren "Interrogation Areas" berücksichtigt. Mit diesem Algorithmus können daher sehr kleine "Interrogation Areas" erzielt werden, wodurch mehr Vektoren pro Bild ausgegeben werden. Für die in dieser Arbeit ausgewerteten Bilddaten wird diese Vorgehensweise verwendet, wobei Geschwindigkeiten zunächst mit "Interrogation Areas" von 32 x 32 Pixel berechnet werden und dann eine Reduzierung der "Interrogation Areas" auf 6 x 6 Pixel durchgeführt wird.

Tab. 2.1: Technische Daten der eingesetzten Hochgeschwindigkeitskamera

Modell	FASTCAM Ultima APX-RS
Hersteller	Photron Ltd.
Sensor	10 Bit monochrom
maximale Auflösung	1024 x 1024 Pixel
maximale Aufnahmefrequenz bei maximaler Auflösung	3 kHz
verwendete Kombinationen von Aufnahmefrequenz und Auflösung	3 kHz mit 1024 x 1024 Pixel (zur Abbildung der Flammenkontur) 36 kHz bei 512 x 128 Pixel (für PIV)
Speicher	2,6 GByte
Objektiv	Nikon, 85 mm, 1:1,4 D mit Zwischenringen von 12, 20 und 36 mm

Bei der verwendeten Kreuzkorrelationsfunktion handelt es sich um eine Standardfunktion, die mathematisch wie folgt angegeben werden kann:

$$C(\Delta x, \Delta z) = \sum_{x=0, z=0}^{x<n, z<n} I_1(x, z) \cdot I_2(x + \Delta x, z + \Delta z). \quad 2-6$$

I_1 und I_2 sind die Intensitäten der zwei miteinander korrelierten Bildbereiche, n die Größe der quadratischen "Interrogation Areas" und C ein 2-dimensionaler Array, der die Korrelationsgüte für alle Verschiebungen $(\Delta x, \Delta z)$ angibt. Die Verschiebung der "Interrogation Area" an der Stelle (x, z) wird dann über das Maximum von C in der Korrelationsebene bestimmt. Im Anschluss an die Berechnung der

Geschwindigkeitsvektoren erfolgt eine Glättung des Geschwindigkeitsfeldes mit 3 x 3 Vektoren an jeder Stelle (x,z) des Geschwindigkeitsfeldes. In Tab. 2.2 sind die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Einstellungen für die Hochgeschwindigkeitskamera und PIV Software zusammengefasst.

Tab. 2.2: Verwendete Kameraeinstellungen und Einstellungen der PIV Software für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten PIV Messungen

	Messungen mit kleinerer optischen Auflösung (größeres Bild)	Messungen mit größerer optischen Auflösung (kleineres Bild)
Aufnahmefrequenz der Kamera	36 kHz	36 kHz
Auflösung der Kamera	512 x 128 Pixel	512 x 128 Pixel
x-Richtung x z-Richtung		
optischer Abbildungsmaßstab	73,4 $\mu\text{m}/\text{Pixel}$	30,0 $\mu\text{m}/\text{Pixel}$
Bildgröße im Laserlichtschnitt	37,6 x 9,4 mm	15,3 x 3,8 mm
x-Richtung x z-Richtung		
Auswertalgorithmus	Standard Kreuzkorrelation mit anschließender Glättung des Vektorfeldes (3 x 3 Vektoren)	Standard Kreuzkorrelation mit anschließender Glättung des Vektorfeldes (3 x 3 Vektoren)
Größe der "Interrogation Areas"	Minimierungsalgorithmus von 32 x 32 auf 6 x 6 Pixel	Minimierungsalgorithmus von 32 x 32 auf 6 x 6 Pixel
Anzahl der Vektoren pro Bild	85 x 21 (0,44 mm/Vektor)	85 x 21 (0,18 mm/Vektor)
x-Richtung x z-Richtung		

Zur Bestimmung des Makrolängenmaßes der Turbulenz werden die mit PIV gemessenen Geschwindigkeiten ausgewertet. Zunächst erfolgt hierzu die Berechnung der mittleren Geschwindigkeiten $\bar{u}_i(x,y,z)$ und deren Schwankungsgrößen $u_i'(x,y,z)$ an allen Stellen (x,y,z) des Vektorfeldes wie bereits in Kap. 2.2.1 beschrieben. Das Makrolängenmaß wird dann mit Hilfe einer Kovarianzfunktion bzw. der Korrelationsfunktion bestimmt, wobei ein so genannter Kreuzkorrelationskoeffizient definiert wird, welcher die Ähnlichkeit zweier Geschwindigkeiten am Ort (x,y,z) mit der Ortsverschiebung ($\Delta x, \Delta y, \Delta z$) beschreibt:

$$R_i(x, \Delta x, y, \Delta y, z, \Delta z) = \frac{\tilde{u}_i(x, y, z, t) \cdot \tilde{u}_i(x + \Delta x, y + \Delta y, z + \Delta z, t)}{\tilde{u}_i^2(x, y, z, t)} \quad 2-7$$

$$= \frac{1}{N} \sum_1^N \frac{\tilde{u}_i(x, y, z, t) \cdot \tilde{u}_i(x + \Delta x, y + \Delta y, z + \Delta z, t)}{u_i'(x, y, z) \cdot u_i'(x, y, z)}$$

Für kleine Abstände ($\Delta x, \Delta y, \Delta z$) werden die beiden Geschwindigkeiten immer ähnlicher und $R_i(x, \Delta x, y, \Delta y, z, \Delta z)$ strebt gegen Eins. Für sehr große Abstände dagegen sind die beiden Schwankungsgrößen $\tilde{u}_i(x, y, z, t)$ und $\tilde{u}_i(x + \Delta x, y + \Delta y, z + \Delta z, t)$ stochastisch unabhängig voneinander, wodurch auch der Kreuzkorrelationskoeffizient null ist. Die Berechnung des Makrolängenmaßes erfolgt über die Integration dieser Korrelationsfunktion über eine der drei Raumrichtungen. Der Kreuzkorrelationskoeffizient kann des Weiteren mit einer der drei Geschwindigkeitskomponenten gebildet werden. Dies ergibt für jede Raumrichtung drei Möglichkeiten zur Berechnung eines Makrolängenmaßes und eine Matrix von neun Längenmaßen an jedem Ort (x, y, z) :

$$L_{t,x,i}(x, y, z) = \int_{\Delta x=0}^{\infty} R_i(x, \Delta x, y, 0, z, 0) d\Delta x$$

$$L_{t,y,i}(x, y, z) = \int_{\Delta y=0}^{\infty} R_i(x, 0, y, \Delta y, z, 0) d\Delta y \quad i = x, y, z \quad 2-8$$

$$L_{t,z,i}(x, y, z) = \int_{\Delta z=0}^{\infty} R_i(x, 0, y, 0, z, \Delta z) d\Delta z$$

Steht die im Korrelationskoeffizienten eingesetzte Geschwindigkeit senkrecht zur Raumrichtung der Integration des Kreuzkorrelationskoeffizienten, spricht man von einer transversalen Korrelation und erhält die Längenmaße $L_{t,x,y}$, $L_{t,x,z}$, $L_{t,y,x}$, $L_{t,y,z}$, $L_{t,z,x}$ und $L_{t,z,y}$. Falls die Geschwindigkeitskomponente parallel zur Raumrichtung der Integration des Kreuzkorrelationskoeffizienten liegt, spricht man von longitudinaler Korrelation. In diesem Fall erhält man die Längenmaße $L_{t,x,x}$, $L_{t,y,y}$ und $L_{t,z,z}$. Für homogene und isotrope Turbulenz besteht zwischen den beiden Längenmaßen ein Zusammenhang, wobei das Längenmaß der longitudinalen Korrelation zwei Mal des der transversalen Korrelation [Hinz75] beträgt.

$$L_{t,\text{longitudinal}} = 2 \cdot L_{t,\text{transversal}} \quad \text{für homogene und isotrope Turbulenz} \quad 2-9$$

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen von Längenmaßen können lediglich in der Ebene des Laserlichtschnittes (xz -Ebene) erfolgen. Des Weiteren ist eine Integration des Korrelationskoeffizienten nur in x -Richtung möglich, da der aufgenommene Bereich in z -Richtung eine zu kleine Ausdehnung hat (siehe Tab. 2.2). Es

können daher nur zwei Längenmaße berechnet werden: $L_{t,x,z}$ und $L_{t,x,x}$ welche nachfolgend auch $L_{t,x,transversal}$ bzw. $L_{t,x,longitudinal}$ benannt sind. Bei der Berechnung des Längenmaßes mit dem Kreuzkorrelationskoeffizienten von Gl. 2–7 muss der Mittelwert der Geschwindigkeit $\bar{u}_i(x,y,z)$ nach Gl. 2–4 berechnet werden können, damit zu jedem Zeitpunkt die instantane Schwankungsgröße $\tilde{u}_i(x,y,z,t)$ aus der gemessenen Geschwindigkeit $u(x,y,z,t)$ berechnet werden kann (siehe Gl. 2–3). Dies ist nur unter zwei Voraussetzungen möglich: die Strömung ist stationär und die Messdauer, über die die Mittelwertbildung erfolgt, ist so lang, dass statistische Unabhängigkeit gewährleistet ist. Beide Bedingungen sind z.B. beim Messen von Längenmaßen in einem Kolbenmotor nicht erfüllt, da die mittleren Geschwindigkeiten von Zyklus zu Zyklus schwanken. Gleichzeitig können aber in einem Zyklus keine mittleren Geschwindigkeiten bestimmt werden, da die Strömung instationär ist und die Messdauer in einem Zyklus auf Grund der Arbeitsweise des Kolbenmotors nur wenige Millisekunden beträgt [Den89, Jos01]. Aus diesem Grund wird in [Den89] eine andere Vorgehensweise zur Berechnung des Kreuzkorrelationskoeffizient R_i vorgeschlagen, bei der die Mittelwerte der Geschwindigkeiten $\bar{u}_i(x,y,z)$ nicht berechnet werden müssen.

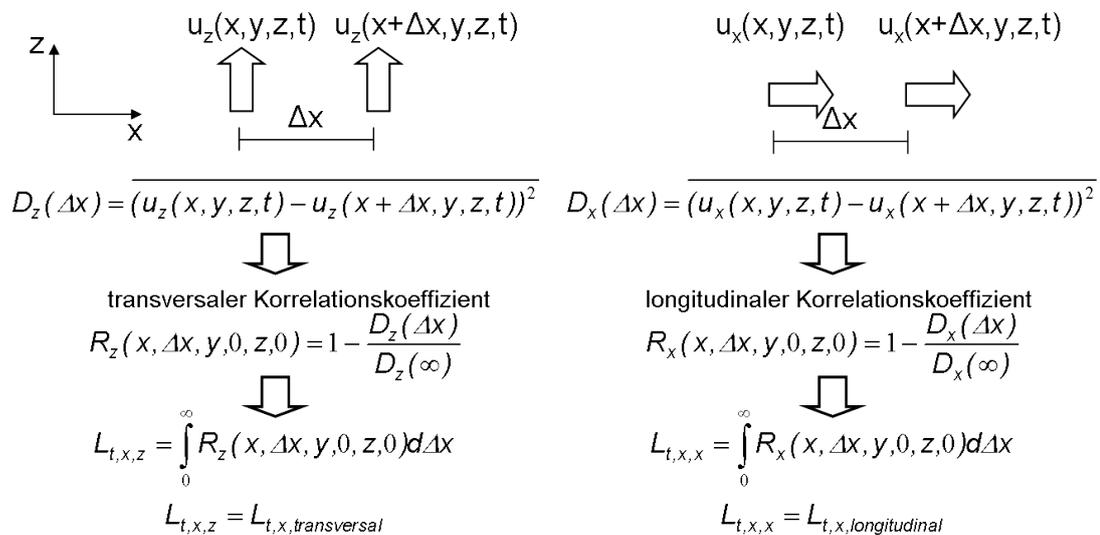


Abb. 2.5: Vorgehensweise zur Berechnung des longitudinalen und transversalen Makrolängenmaßes mit 2-dimensionalen PIV Geschwindigkeitsdaten in der xz-Ebene entlang der x-Koordinate, ohne Mittelwerte der Geschwindigkeiten $\bar{u}_i(x,y,z)$ zu berechnen [Den89]

Da auch die Messdauer des in dieser Arbeit eingesetzten PIV Systems mit der Hochgeschwindigkeitskamera sehr kurz ist, wird hier diese Berechnungsmethode des Kreuzkorrelationskoeffizienten angewendet. Vergleiche von PIV Messungen und Messungen von Längenmaßen mit zwei simultan messenden LDA Systemen in einem Kolbenmotor zeigen eine gute Übereinstimmung und bestätigen, dass diese Methode

bei kurzen Messzeiten bzw. zyklischen Schwankungen von Geschwindigkeitsmittelwerten eingesetzt werden kann [Jos01]. In Abb. 2.5 ist diese Vorgehensweise schematisch für die im Rahmen dieser Arbeit ausgewerteten PIV Geschwindigkeitsdaten in der xz-Ebene und Korrelationen von Geschwindigkeiten im Abstand Δx dargestellt. Zunächst wird hierzu eine Funktion $D_i(\Delta x)$ wie folgt definiert:

$$\begin{aligned} D_i(\Delta x) &= \overline{(u_i(x, y, z, t) - u_i(x + \Delta x, y, z, t))^2} \\ &= \overline{u_i^2(x, y, z, t) + u_i^2(x + \Delta x, y, z, t) - 2 \cdot u_i(x, y, z, t) \cdot u_i(x + \Delta x, y, z, t)} \end{aligned} \quad 2-10$$

Durch die Annahme, dass an beiden Stellen (x und $x + \Delta x$) die mittleren Geschwindigkeiten gleich sind ($\overline{u_i(x, y, z)} = \overline{u_i(x + \Delta x, y, z)}$), kann die Funktion wie folgt geschrieben werden:

$$D_i(\Delta x) = \overline{\tilde{u}_i^2(x, y, z, t) + \tilde{u}_i^2(x + \Delta x, y, z, t) - 2 \cdot \tilde{u}_i(x, y, z, t) \cdot \tilde{u}_i(x + \Delta x, y, z, t)} \quad 2-11$$

Des Weiteren wird angenommen, dass die mittleren Schwankungsgrößen gleich sind ($\overline{\tilde{u}_i^2(x, y, z, t)} = \overline{\tilde{u}_i^2(x + \Delta x, y, z, t)}$), wodurch sich eine neue Schreibweise für die Funktion $D_i(\Delta x)$ ergibt:

$$D_i(\Delta x) = 2 \cdot \overline{\tilde{u}_i^2(x, y, z, t)} - 2 \cdot \overline{\tilde{u}_i(x, y, z, t) \cdot \tilde{u}_i(x + \Delta x, y, z, t)} \quad 2-12$$

Beide soeben getroffenen Annahmen können im Explosionsbehälter mit LDA Messungen überprüft werden. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten LDA Messungen (siehe Kap. 5.2) bestätigen, dass die getroffenen Annahmen gerechtfertigt sind. Der in Gl. 2-7 definierte Kreuzkorrelationskoeffizient kann dann für Geschwindigkeiten im Abstand Δx mit Hilfe dieser Funktion wie folgt berechnet werden:

$$R_i(x, \Delta x, y, 0, z, 0) = \frac{\overline{\tilde{u}_i(x, y, z, t) \cdot \tilde{u}_i(x + \Delta x, y, z, t)}}{\overline{\tilde{u}_i^2(x, y, z, t)}} = 1 - \frac{D_i(\Delta x)}{D_i(\infty)} \quad 2-13$$

Für $D_i(\infty)$ wird der Wert eingesetzt, gegen den $D_i(\Delta x)$ für $\Delta x \rightarrow \infty$ asymptotisch strebt. Da die Funktion $D_i(\Delta x)$ und somit auch $R_i(x, \Delta x, y, 0, z, 0)$ ohne Berechnung der mittleren Geschwindigkeiten $\overline{u_i(x, y, z)}$ und $\overline{u_i(x + \Delta x, y, z)}$ bestimmt werden können, eignet sich diese Vorgehensweise besonders bei instationären und kurzweiligen Vorgängen.

2.3 Dynamische Druckmessung zur Bestimmung der Brenngeschwindigkeit

Zur Bestimmung der Brenngeschwindigkeit in einem geschlossenen Explosionsbehälter kann ein thermodynamisches Modell eingesetzt werden. Der so genannten "Bombenmethode" liegt die Idee zugrunde, dass mittels thermodynamischer Überlegungen Beziehungen hergeleitet werden können, mit denen sich durch Aufzeichnungen transients Druck/Zeit-Verläufe während der instationären Flammenausbreitung in einem adiabaten geschlossenen System der Flammenfortschritt berechnen lässt. Die Grundlagen für dieses Modell können der Literatur entnommen werden [Bra76,Lew87,Nas89]. Das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Modell wurde bereits in [Lei97] und [Bru03] eingesetzt. Hierbei werden folgende Annahmen verwendet:

- sphärische Flammenausbreitung
- adiabate Verbrennung
- ideales Gas, wobei die spezifischen Wärmekapazitäten, die Isentropenkoeffizienten κ und die individuellen Gaskonstanten bei Edukt- und Produktgas gleich und konstant sind
- Druck im Gesamtsystem ortsunabhängig
- die Dicke der Flammenfront ist im Vergleich zum momentanen Flammenfrontradius vernachlässigbar

Unter diesen Voraussetzungen lässt sich jedem momentanen Behälterdruck $p(t)$ eindeutig eine Flammenfrontposition $r(t)$ zuordnen:

$$r = r_{\text{äq}} \cdot \left[1 - \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{1}{\kappa}} \cdot \frac{p_{\text{Eq}} - p}{p_{\text{Eq}} - p_0} \right]^{\frac{1}{3}} \quad 2-14$$

p_0 ist der Druck vor Zündung und p_{Eq} der in einem adiabaten isochoren System am Ende der Verbrennung herrschende Druck. Dieser kann z.B. mit einem thermodynamischen Gleichgewichtsprogramm berechnet werden. p_{Eq} hängt lediglich von den Anfangsbedingungen (p_0 und T_0) sowie dem eingesetzten Eduktgasgemisch ab und wird im Rahmen dieser Arbeit mit dem Programm GASEQ berechnet. $r_{\text{äq}}$ ist der Radius des Behälters. Im Falle einer nicht kugelförmigen Behältergeometrie kann ein äquivalenter Kugelradius wie folgt berechnet werden:

$$r_{\text{äq}} = \left(\frac{3 \cdot V}{4 \cdot \pi} \right)^{\frac{1}{3}} \quad 2-15$$

Die nach Gl. 2–14 berechnete radiale Position der sphärischen Flammenfront stellt eine räumlich integrale Größe dar, die im Besonderen bei der turbulenten Flammenausbreitung von der tatsächlichen lokalen Flammenfrontposition abweichen kann. Integral betrachtet entspricht der nach Gl. 2–14 berechnete Radius jedoch demjenigen Radius einer Rauchgaskugel, deren Masse gleich der bis zu diesem Zeitpunkt verbrannten Eduktgasmasse im Behälter entspricht, also dem mittleren Flammenfrontradius.

Zur Bestimmung der Brenngeschwindigkeit wird ein differentielles Volumenelement des Eduktgases in Gestalt einer differentiellen Kugelschale betrachtet und eine Bilanz über die Änderung des Eduktgaselementes in den Produktgaszustand durchgeführt. Die so berechnete Brenngeschwindigkeit beschreibt den Flammenfortschritt in Bezug auf den mittleren Radius. Über eine hier nicht wiedergegebene Rechnung erhält man dann für die Brenngeschwindigkeit folgende Beziehung [Lei97]:

$$S = \frac{r_{\text{äq}}}{3} \cdot \frac{1}{p_{\text{Eq}} - p_0} \cdot \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{1}{\kappa}} \cdot \left[1 - \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{1}{\kappa}} \cdot \frac{p_{\text{Eq}} - p}{p_{\text{Eq}} - p_0}\right]^{\frac{2}{3}} \cdot \frac{dp}{dt} \quad 2-16$$

Bei der laminaren Flammenausbreitung entspricht dies der laminaren Brenngeschwindigkeit S_l , bei der turbulenten Flammenausbreitung der turbulenten Brenngeschwindigkeit S_t .

Nach Gl. 2–16 lässt sich mit einem experimentell gemessenen Druckverlauf während der Explosion in einem geschlossenen Behälter eine Brenngeschwindigkeit berechnen. Hierzu muss die zeitliche Ableitung des Drucksignalverlaufs bestimmt werden. Anschließend kann dann jedem Druck p und dazu gehörigen zeitlichen Ableitung des Druckes dp/dt eine turbulente oder laminare Brenngeschwindigkeit zugeordnet werden. Voraussetzung ist allerdings, dass der Druckverlauf hinreichend genau aufgezeichnet werden kann.

Die erzielbare Genauigkeit hängt von der Größe des Explosionsbehälters, der Auflösung des Drucksensors und p_{Eq} ab. Des Weiteren steigt mit zunehmendem Radius der Flamme der Druck schneller an, da die Flammenfrontoberfläche mit zunehmendem Radius stetig zunimmt. Auf Grund des geringen

Tab. 2.3: Technische Daten des verwendeten piezoelektrischen Druckaufnehmers

Modell	113A21
Hersteller	PCB Piezotronics Inc.
Empfindlichkeit	2,7579 bar/V
Maximaler Druck	ca. 9 bar
Auflösung	2,1 mbar
Entladekonstante	1 s
Reaktionszeit	1 μ s

Druckanstieges im Anfangsstadium der Explosion ist es nicht möglich, Brennge-

schwindigkeiten für sehr kleine Flammenfrontradien zu berechnen. Im Rahmen dieser Arbeit wird ein piezoelektrischer Drucksensor eingesetzt, dessen technische Daten in Tab. 2.3 aufgelistet sind. Der Sensor hat eine hohe Empfindlichkeit und ist auf Grund der geringen Reaktionszeit besonders für Messungen mit einer schnellen Druckänderung geeignet. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Explosionsexperimente sind wesentlich langsamer (10-100 ms) als die Reaktionszeit des Sensors. Da der piezoelektrische Sensor nur auf eine Änderung des Drucks reagiert und ein stetiger Signalabfall durch einen Entladevorgang im Sensor stattfindet, muss die Änderung des Drucksignals schneller als die Entladekonstante sein. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Explosionsvorgänge sind von kürzerer Dauer als die Entladekonstante des Sensors. In [Bru03] wurde der Sensor bereits auf seine Tauglichkeit zum Messen des Druckanstieges in einem Explosionsbehälter mit vergleichbarem Volumen untersucht. Es zeigte sich dabei, dass selbst bei Explosionsversuchen mit längeren Explosionszeiten kein erkennbarer Signalabfall stattfindet und der Sensor für dynamische Druckmessungen im eingesetzten Explosionsbehälter geeignet ist.

Zur Auswertung des Drucksignals wird das vom Druckaufnehmer abgegebene Spannungssignal von einem Ladungsverstärker (482A05, PCB Piezotronics Inc.) erhöht und anschließend von einem Speicheroszilloskop (TDS 510A, Tektronix Inc.) mit einer 12 Bit A/D-Wandler aufgenommen und digitalisiert. Mit der eingestellten Empfindlichkeit des Oszilloskops von $0,5 \text{ V}/4096 \text{ Bit} = 0,122 \text{ mV/Bit}$ kann man zusammen mit der Empfindlichkeit des Sensors eine Empfindlichkeit des Oszilloskops für die Druckmessung wie folgt angeben: $0,122 \text{ mV/Bit} \cdot 2,7579 \text{ bar/V} = 0,34 \text{ mbar/Bit}$. Die Empfindlichkeit des Oszilloskops (0,34 mbar/Bit) liegt damit unter der Druckempfindlichkeit des Sensors (2,1 mbar) und folglich ist der Einfluss der Diskretisierung auf das Messsignal unbedeutend. Zur Auswertung der Spannungsverläufe werden die Signale von dem Oszilloskop ausgelesen und mit der gegebenen Empfindlichkeit des Sensors in Druckverläufe umgerechnet. Anschließend werden die Druckverläufe mit Gl. 2–14 bis Gl. 2–16 ausgewertet.

2.4 Laserlichtschnitt-Messmethode zur Aufnahme der Flammenfront

Die Laserlichtschnitt-Messmethode wird eingesetzt, um die Flammenfront in der Ebene des Laserlichtschnittes abzubilden [Boy80]. Durch den Einsatz einer Hochgeschwindigkeitskamera kann damit die instationäre Flammenausbreitung beobachtet werden. Zur Erzeugung eines Laserlichtschnittes werden der gleiche Laser und die gleiche Linsenordnung wie bei den PIV Messungen verwendet (siehe Abb. 2.4), außerdem wird die gleiche Hochgeschwindigkeitskamera eingesetzt. Damit die momentane Flammenfront sichtbar gemacht werden kann, werden bei der Befüllung des Behälters der Luft kleine, brennbare Partikel beigefügt. Dies erfolgt über eine Halterung an einer der beiden Abgasleitungen, an der eine Zigarette angebracht werden kann (siehe Abb. 2.1). Steht der Behälter unter Unterdruck und wird das Ventil zur Abgasleitung mit der brennenden Zigarette geöffnet, wird Rauch angesaugt. Da die Anlage über ein Computerprogramm gesteuert wird, kann dieser Vorgang genau kontrolliert werden. Bei jedem Versuch werden so 35 mbar vom gesamten Partialdruck der Luft durch die Zigarette in den Behälter gesaugt. Bei allen Versuchen beträgt der Anteil an Luft, der durch die Zigarette in den Behälter gesaugt wird, somit weniger als 4,5 Vol.-% der gesamten Luftmenge. Da Zigarettenrauch eine geringere Sauerstoffkonzentration als Luft hat, kann dies zu einer geringfügigen Stöchiometrieverschiebung führen. Die Rauchpartikel haben eine mittlere Größe von $0,25 \mu\text{m}$, wobei 99 % aller Partikel eine Größe kleiner als $0,4 \mu\text{m}$ haben (vermessen mit Streulichtspektrometer *welas®-1000*, Palas GmbH). Die Rauchpartikel streuen, so lange sie sich im Lichtband des Laserlichtschnittes befinden, das Licht, welches in einer 90° -Anordnung von der Hochgeschwindigkeitskamera aufgenommen wird (siehe Abb. 2.3). Gelangen die Partikel in die Flammenfront, so verbrennen diese. Da die Partikel als Streulichtquelle dienen, wird im Abgas der Flamme kein Licht gestreut und die Trennlinie zwischen hell und dunkel ist die momentane Position der Flammenfront.

Voraussetzung für eine scharfe Trennlinie ist ein schnelles Verbrennen der Partikel und kurze Belichtungszeit bei der Aufnahme, so dass keine Bewegungsunschärfe entsteht. Da dem Streulicht der Partikel das Eigenleuchten der Flamme und Strahlung durch Ruß überlagert sind, wird vor der Kamera ein optischer Bandpassfilter (Kombination zweier Filter: 03SWP608 550 nm Short Pass, Melles Griot + 52538 Dichroic Cyan, Edmund Industrie Optik GmbH) eingesetzt (siehe Abb. 2.3), dessen Transmissionsspektrum in Abb. 2.6

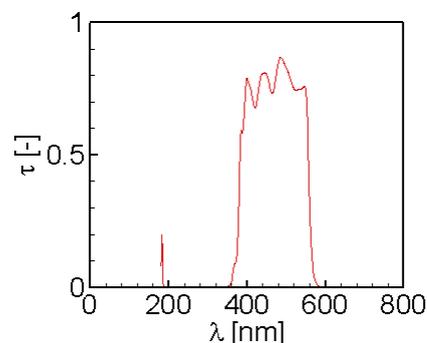


Abb. 2.6: Transmissionsspektrum des eingesetzten Filters zur Trennung des von Rauch gestreuten Laserlichtes vom Eigenleuchten der Flamme

dargestellt ist. Im Lichtwellenbereich des Argon-Ion Lasers hat der Filter eine hohe Transmission, für Wellenlängen größer als 550 nm und kleiner als 380 nm sinkt die Transmission auf weniger als 0,1 % und der größte Anteil des auf den Filter einfallenden Lichtes dieser Wellenlängen wird absorbiert. Nur durch den Einsatz des Bandpassfilters ist es möglich, auch fette Kohlenwasserstoff/Luft-Gemische, die bei der Verbrennung rußen und gelb leuchten, zu untersuchen. Zwei mit dieser Messmethode aufgenommene Flammen sind in Abb. 2.7 dargestellt.

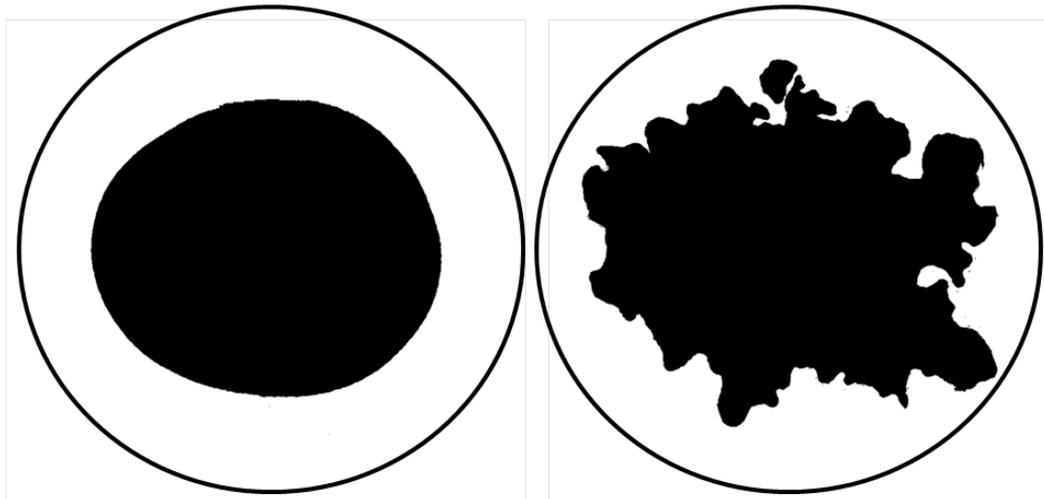


Abb. 2.7: Mit der Laserlichtschnitt-Methode aufgenommene Momentaufnahme einer sich sphärisch ausbreitenden laminaren (links) und turbulenten (rechts) Flamme

Da der eingesetzte Bandpassfilter das Flammeneigenleuchten nicht vollständig filtern kann, wirkt sich die Intensität des Eigenleuchtens der Flamme und der Strahlung von Flammenruß auf das Kontrastverhältnis zwischen unverbranntem und verbranntem Brennstoff/Luft-Gemisch aus. Im Bereich des verbrannten Gemisches wird daher in der Regel noch etwas Licht aufgenommen, obwohl keine Partikel mehr vorhanden sind. Die aufgenommene Lichtintensität im unverbrannten Brennstoff/Luft-Gemisch ist aber in der Regel doppelt so groß als die im Abgases, so dass dies für die Auswertung kein Problem darstellt.

2.4.1 Beschreibung des Algorithmus zum Erfassen der Flammenfrontposition in der Laserlichtschnittebene

Die genaue Position der Flammenfront wird mit einem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Algorithmus, welcher die Trennlinie zwischen hell und dunkel der Laserlichtschnittaufnahmen analysiert und verfolgt, bestimmt. Die Flammenfront wird dabei als Array von Koordinaten $(x,z)_s$ entlang der unabhängigen Variable s dargestellt. Die Vorgehensweise dieses Algorithmuses ist in Abb. 2.8 für einen kleinen Ausschnitt eines Bildes von 8 x 8 Pixel in der xz -Ebene erläutert. Der Bildausschnitt zeigt eine

Trennlinie zwischen Frischgas (hell - Laserlichtstreuung der Partikel) und Abgas (dunkel – keine Lichtstreuung durch Partikel).

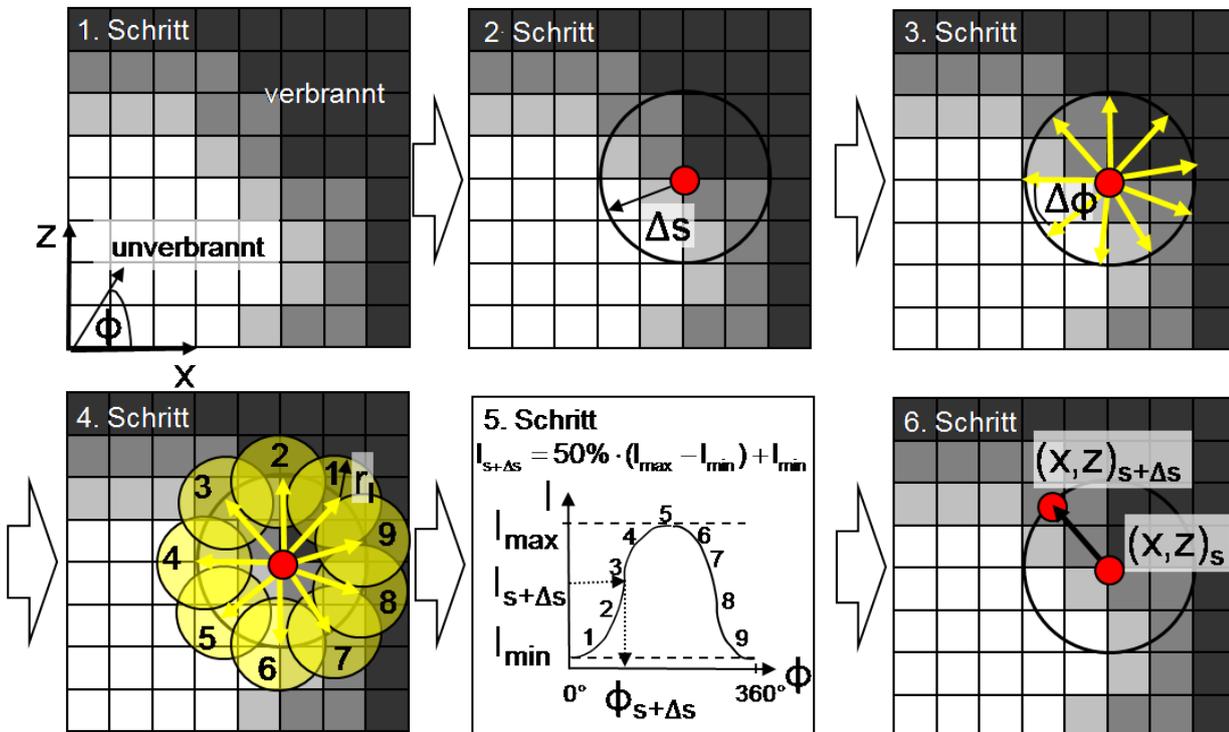


Abb. 2.8: Algorithmus zur Bestimmung der genauen Position der Flammenfront, die Flammenfront wird als Array von Koordinate $(x, z)_s$ entlang der unabhängigen Variable s ausgegeben (hier: $r_1=1$ Pixel, $\Delta s=2$ Pixel, $\Delta\phi=40^\circ$)

Im Folgenden werden die sechs Schritte im Einzelnen beschrieben:

- 1. Schritt:** Dem Bild wird zunächst ein Koordinatensystem mit $(x=0, z=0)$ als Koordinatenursprung in der Mitte des Behälters übertragen.
- 2. Schritt:** Um die momentane Position der Flammenfront $(x, z)_s$ wird ein virtueller Kreis mit dem Radius Δs gezogen. Δs ist die gewählte Schrittweite zur nächsten Flammenfrontkoordinate. Ist noch keine Flammenfrontkoordinate bekannt, wird die erste Position der Flammenfront durch eine in Abb. 2.8 nicht dargestellte Vorgehensweise entlang des Bildrandes gesucht. Hierbei wird die Intensität eines Pixels mit der des nächstliegenden Pixels am Bildrand im Abstand Δs verglichen. Unterscheiden sich die Intensitäten um mehr als 50%, so wird dies als Trennlinie zwischen Unverbranntem und Verbranntem gewertet. Die erste Flammenfrontposition liegt dann am Bildrand genau in der Mitte zwischen diesen beiden Pixel. Zur besseren Darstellung der Vorgehensweise des Algorithmus zeigt Abb. 2.8 keine Position am Bildrand, sondern im Innern des Bildes.

3. Schritt: Auf dem Kreis mit dem Radius Δs werden in gleichmäßigen Winkelabständen $\Delta\phi$ potentielle Positionen für die nächstliegende Koordinate der Flammenfront $(x,z)_{s+\Delta s}$ markiert.
4. Schritt: Um diese potentiellen Flammenfrontpositionen werden virtuelle Kreise mit dem Radius r_i gezeichnet. Die mittleren Intensitäten der von den Kreisen verdeckten Flächen werden berechnet, wobei der Beitrag eines jeden Pixels zu den einzelnen Kreisflächen in die Berechnung eingeht.
5. Schritt: Trägt man die Intensitäten der Kreise über dem Winkel ϕ auf, erhält man eine stetige Funktion $I(\phi)$, die eine Periodizität von 360° besitzt. Der Minimalwert I_{\min} und Maximalwert I_{\max} der Funktion werden ermittelt und die Intensität der nächsten Flammenfrontkoordinate berechnet:

$$I_{s+\Delta s} = 50\% \cdot (I_{\max} - I_{\min}) + I_{\min} \quad 2-17$$

Dies entspricht dem mittleren Wert zwischen I_{\max} und I_{\min} . Mit der so bestimmten Intensität wird dann der zugehörige Winkel ϕ bestimmt. Auf Grund der Periodizität der Funktion $I(\phi)$ gibt es zwei Winkel ϕ , die diesen mittleren Intensitätswert annehmen – beide Winkel zeigen auf nächstliegende Koordinaten der Flammenfront (im vorliegenden Fall bei 3 und 7). Die Koordinaten der Flammenfront werden bei dieser Vorgehensweise sehr genau bestimmt, da eine Interpolation zwischen Pixeln erfolgt. Des Weiteren werden bei diesem Algorithmus keine absoluten Intensitätswerte zur Bestimmung der Flammenfrontkoordinate verwendet, sondern es erfolgt immer eine Normierung mit dem maximalen und minimalen Intensitätswerten. Dadurch ist der Algorithmus sehr stabil gegenüber Intensitätsschwankungen durch z.B. eine ungleichmäßige Ausleuchtung des Laserlichtschnittes, Streulichtanteile durch Flammeneigenleuchten oder Bildrauschen.

6. Schritt: Die zu $(x,z)_s$ nächstliegende Flammenfrontkoordinate $(x,z)_{s+\Delta s}$ in Laufrichtung wird gespeichert und der Algorithmus beginnt wieder mit dem 2. Schritt für die darauf folgende Koordinate. Wird eine bereits bestimmte Koordinate zum zweiten Mal erreicht (z.B. bei einer sphärischen Flamme) oder erreicht der Algorithmus den Bildrand, wird die Schleife beendet und der Array von einzelnen Flammenfrontkoordinaten im Abstand Δs ausgegeben.

Sind die Koordinaten der Flammenfront bekannt, kann die Krümmung h bzw. der Krümmungsradius r an einer bestimmten Position der Flammenfront wie folgt berechnet werden [Haq02]:

$$h = \frac{1}{r} = \frac{\frac{d^2z}{dx^2}}{\left(1 + \left(\frac{dz}{dx}\right)^2\right)^{3/2}}. \quad 2-18$$

Durch die Darstellung der Flammenfront mit Koordinaten $(x,z)_s$ entlang der unabhängigen Variable s kann die Flammenfront unabhängig von ihrer Steigung und Komplexität ausgewertet werden [Lee93a,Haq02]. Die Krümmung der Flammenfront an der Stelle s kann dann mit

$$h = \left[\left(\frac{d^2x}{ds^2}\right)^2 + \left(\frac{d^2z}{ds^2}\right)^2 \right]^{1/2} \quad 2-19$$

berechnet werden. Eine positive Krümmung wird hier als konvexe Krümmung gegenüber dem unverbranntem Brennstoff/Luft-Gemisch definiert, daher haben auch sich sphärisch ausbreitende Flammen per Definition eine positive Krümmung.

Zur Validierung des Auswertalgorithmus und der Berechnung von Flammenfrontkrümmungen werden mit einem Bildverarbeitungsprogramm in 256 Graustufen vorgegebene Kreise ausgewertet. Hierdurch kann überprüft werden, ob die gemessene Krümmung mit der vorgegebenen Krümmung der Kreise übereinstimmt. Abb. 2.9 zeigt auf einem Bildausschnitt von 11 x 11 Pixel einen mit einem Bildverarbeitungsprogramm erstellten Kreis des Radius $r_{\text{Kreis}}=4$ Pixel. Da ein Bild in diskreten Pixel gezeichnet wird und die Krümmung dieses Kreises sehr groß ist, wird die Darstellung des Kreises von dem Bildverarbeitungsprogramm durch Abstufung der Intensität ("Counts") am Kreisrand optimiert. Die von dem Algorithmus ermittelte Trennlinie ist ebenfalls eingezeichnet. Wie man erkennt, wird die Position der Trennlinie zwischen hell und dunkel interpoliert, wodurch trotz der großen Krümmung und diskreten Darstellung des Kreises durch Pixel die Kreisform gut wiedergegeben wird. Für die so mit dem Algorithmus bestimmten Trennlinien zwischen hell und dunkel sind in Abb. 2.10 die mit Gl. 2–19 bestimmten mittleren Krümmungen $\bar{h}_{\text{gemessen}}$ in Abhängigkeit vom vorgegebenen Kreisradius r_{Kreis} dargestellt. Die in diesem Diagramm eingezeichnete Linie stellt die analytisch berechnete Kreiskrümmung $h_{\text{Kreis}}=1/r_{\text{Kreis}}$ dar. Ebenfalls dargestellt ist die Standardabweichung $\sigma(h_{\text{gemessen}})$ der gemessenen Krümmungen, welche auch über dem Kreisradius aufgetragen ist.

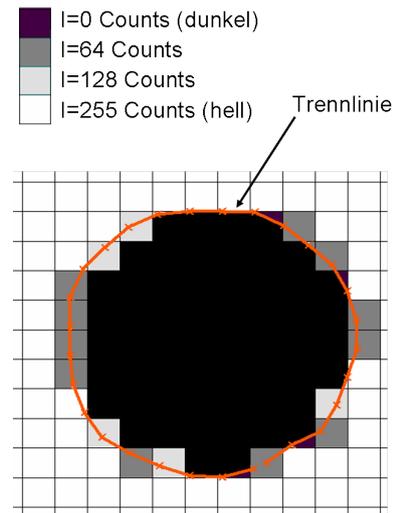


Abb. 2.9: Mit dem Algorithmus (Parameter: $r_1=1$ Pixel, $\Delta s=1$ Pixel, $\Delta\phi=1^\circ$) bestimmte Trennlinie zwischen hell und dunkel für einen mit einem Bildverarbeitungsprogramm erstellten Kreis des Radius $r_{\text{Kreis}}=4$ Pixel (8 Bit Graustufen Bild)

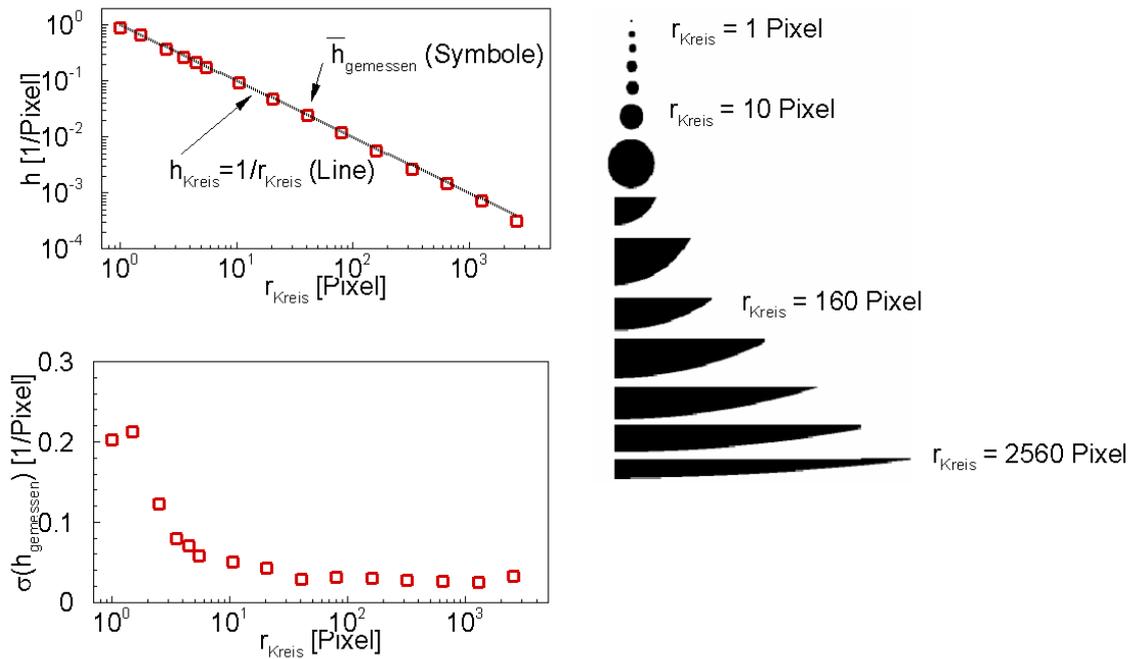


Abb. 2.10: Mit Gl. 2–19 berechnete mittlere Krümmungen $\bar{h}_{\text{gemessen}}$ und Standardabweichungen $\sigma(h_{\text{gemessen}})$ für die mit dem Algorithmus (Parameter: $r_1=1$ Pixel, $\Delta s=1$ Pixel, $\Delta\phi=1^\circ$) bestimmte Trennlinien von Kreisen, welche mit einem Bildverarbeitungsprogramm erstellt wurden; zum Vergleich sind die Krümmungen der Kreise neben den Diagrammen dargestellt

Wie an Hand von Abb. 2.10 zu erkennen ist, wird die im Mittel berechnete Krümmung $\bar{h}_{\text{gemessen}}$ für alle Kreise gut wiedergegeben. Dies bedeutet, dass der Algorithmus die Trennlinie am Kreisrand erfasst, die Krümmungen mit Gl. 2–19 korrekt berechnet werden und dadurch die mittleren Radien von sich sphärisch ausbreitenden Flammen korrekt ausgewertet werden können. Die Standardabweichung $\sigma(h_{\text{gemessen}})$ ist hingegen für kleine Kreise größer und nimmt für größere Radien ab $r_{\text{Kreis}}=20$ Pixel einen konstanten Wert von 0,02 1/Pixel an. Die größere Standardabweichung für kleine Radien ist auf die Darstellung der Kreise durch Pixel zurückzuführen, hierdurch entstehen bei der Darstellung Abweichungen von der tatsächlichen Kreisform (siehe Abb. 2.9). Bei großen Radien hingegen werden lokal Abweichungen von der tatsächlichen mittleren Krümmung ermittelt, die nur auf den Algorithmus zurückzuführen sind. Da dies einen Einfluss auf die Berechnung der Flammenfrontfaltung haben kann, wird zur Filterung von kleinen Störungen bzw. hohen Frequenzen entlang der Trennlinie eine Tiefpassfilterung angewendet, welche in Kapitel 2.4.3 erläutert ist.

Da die Auswertung mit diesem Algorithmus viel Zeit in Anspruch nimmt, wird dieser zur Auswertung von Flammenfronten im Rahmen dieser Arbeit mit einer größeren Schrittweite eingesetzt: $r_1=2$ Pixel, $\Delta s=2$ Pixel und $\Delta\phi=1^\circ$. Hierdurch können Krümmungsradien kleiner als 2 Pixel nicht mehr erfasst werden. Dies hat jedoch keinen Ein-

fluss auf die Erfassung der hier aufgenommenen Flammenfronten und die Berechnung der mittleren Krümmung, da die Bilder aller gemessenen Flammenfronten keine Krümmungsradien aufweisen, die kleiner als 4 Pixel sind.

2.4.2 Messung von laminaren Brenngeschwindigkeiten und Markstein-Längen mit Hochgeschwindigkeitsaufnahmen von sich sphärisch ausbreitenden Flammen

Gegenüber der Messung von Brenngeschwindigkeiten mit Druckverläufen (siehe Kap. 2.3) hat die Auswertung von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen einen wesentlichen Vorteil. Hochgeschwindigkeitsaufnahmen liefern auch Informationen über die sphärische Flammenausbreitung bei sehr kleinen Flammenfrontradien. Dies ist besonders wichtig für Untersuchungen zum Einfluss der laminaren Flammenfrontstreckung auf die Brenngeschwindigkeit, da diese nur bei kleinen Radien so groß ist, dass ein Einfluss auf die laminare Brenngeschwindigkeit beobachtet werden kann. Zur Messung von laminaren Brenngeschwindigkeiten und des Einflusses der laminaren Flammenfrontstreckung auf die Brenngeschwindigkeit werden daher die mit der Laserlichtschnitt-Methode aufgenommenen Bilder der Hochgeschwindigkeitskamera ausgewertet. Hierzu werden zunächst die Bilder einer Hochgeschwindigkeitsaufnahme mit dem in Kap. 2.4.1 beschriebenen Algorithmus analysiert. In Abb. 2.11 sind in einem Bild die so ermittelten Flammenfronten einer laminaren Flammenausbreitung im Abstand von je 0,666 ms bis zu einem Flammenfrontradius von 1 cm eingezeichnet. Wie man erkennen kann, breitet sich die Flamme sphärisch aus. Lediglich an der oberen Elektrode kommt es zu einer leichten Einschnürung der Flammenfront. Zur Bestimmung der laminaren Brenngeschwindigkeit wird zu jedem Zeitpunkt die mittlere Krümmung der Flammenfront $\bar{h}_{\text{gemessen}}$ bestimmt. Der Radius der sich sphärisch ausbreitenden Flamme kann dann mit

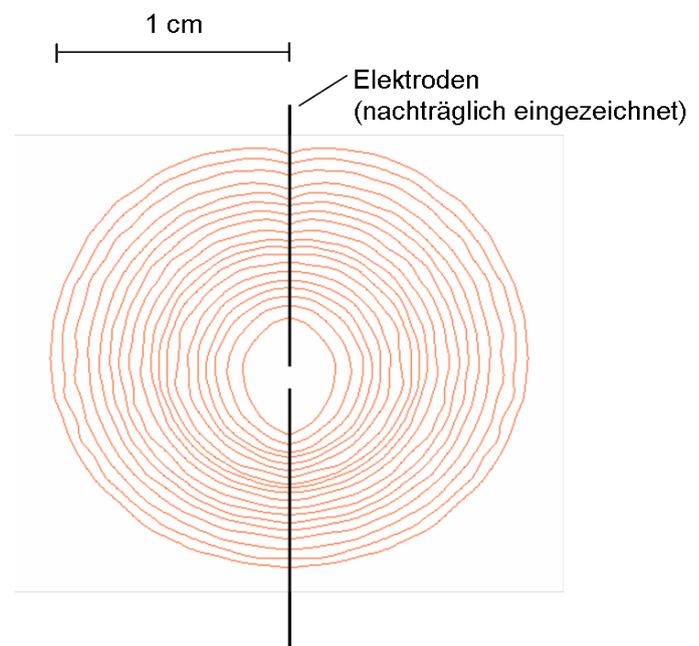


Abb. 2.11: Mit dem in Kap. 2.4.1 beschriebenen Algorithmus ermittelte Flammenfronten einer laminaren Flammenausbreitung im Abständen von je 0,666 ms (hier: Propan/Luft, $\lambda=1,5$, atmosphärische Bedingungen)

In Abb. 2.11 sind in einem Bild die so ermittelten Flammenfronten einer laminaren Flammenausbreitung im Abstand von je 0,666 ms bis zu einem Flammenfrontradius von 1 cm eingezeichnet. Wie man erkennen kann, breitet sich die Flamme sphärisch aus. Lediglich an der oberen Elektrode kommt es zu einer leichten Einschnürung der Flammenfront. Zur Bestimmung der laminaren Brenngeschwindigkeit wird zu jedem Zeitpunkt die mittlere Krümmung der Flammenfront $\bar{h}_{\text{gemessen}}$ bestimmt. Der Radius der sich sphärisch ausbreitenden Flamme kann dann mit

$$r = \frac{1}{\overline{h}_{\text{gemessen}}} \quad 2-20$$

berechnet werden. Da der momentane Flammenfrontradius mit der mittleren Krümmung der gesamten Flammenfront berechnet wird, erhält man auch einen Mittelwert für den Flammenfrontradius. Die Flammenfrontgeschwindigkeit, bei der angenommen wird, dass diese überall gleich ist, kann dann mit der Ableitung des Flammenfrontradius nach der Zeit berechnet werden:

$$u_{\text{Ff}} = \frac{dr}{dt} \quad 2-21$$

u_{Ff} setzt sich bei der sphärischen Flammenausbreitung aus der Expansionsgeschwindigkeit der Abgase und der eigentlich zu messenden laminaren Brenngeschwindigkeit zusammen (siehe Kap. 4.1). Aus diesem Grund muss die Expansion der Abgase berücksichtigt und die laminare Brenngeschwindigkeit aus u_{Ff} wie folgt berechnet werden:

$$S_l = u_{\text{Ff}} \cdot \frac{\rho_{\text{Pr}}}{\rho_{\text{Ed}}} \quad 2-22$$

In Gl. 2–22 müssen die Dichten des Abgases (Verbrennungsprodukte) ρ_{Pr} und des unverbrannten Brennstoff/Luft-Gemisches (Verbrennungsedukte) ρ_{Ed} eingesetzt werden. Da die Zusammensetzung und der thermodynamische Zustand (Druck und Temperatur) des unverbrannten Brennstoff/Luft-Gemisches bekannt sind, kann ρ_{Ed} mit dem idealen Gasgesetz bestimmt werden. ρ_{Pr} muss hingegen unter der Annahme eines adiabaten isobaren Systems aus der Eduktgaszusammensetzung mit einem thermodynamischen Gleichgewichtsprogramm berechnet werden. Im Rahmen dieser Arbeit werden mit dieser Messmethode laminare Brenngeschwindigkeiten bis zu einem Flammenfrontradius von ca. 2 cm gemessen. Für alle untersuchten Brennstoff/Luft-Gemische beträgt der Druckanstieg bis zu diesem Radius in dem hier eingesetzten Explosionsbehälter nur wenige Millibar, aus diesem Grund trifft für die Gleichgewichtsberechnungen die notwendige Annahme eines isobaren Systems zu. Bei der Berechnung von laminaren Brenngeschwindigkeiten für größere Flammenfrontradien müsste hingegen der Druckanstieg im Explosionsbehälter berücksichtigt werden. Im Rahmen dieser Arbeit wird ρ_{Pr} mit dem Programm GASEQ berechnet. Das Verhältnis der Dichten $\rho_{\text{Ed}}/\rho_{\text{Pr}}$ wird nachfolgend auch als Expansionsfaktor σ bezeichnet und ist bei der Darstellung der Messergebnisse für jedes untersuchte Brenngas/Luft-Gemisch mit angegeben.

Abb. 2.12 zeigt die so bestimmte laminare Brenngeschwindigkeit einer sphärischen Flamme für ein Brennstoff/Luft-Gemisch (Propan/Luft, $\lambda=1,5$, atmosphärische Bedingungen), dessen Flammenfronten auch in Abb. 2.11 dargestellt sind. Die laminare Brenngeschwindigkeit S_l ist in je einem Diagramm über dem Flammenfrontradius r und der Flammenfrontstreckung

$$K = \frac{1}{A_{Ff}} \cdot \frac{dA_{Ff}^{\text{sphärische Flammenausbreitung}}}{dt} = 2 \cdot \frac{u_{Ff}}{r} \quad 2-23$$

aufgetragen. K beschreibt eine auf die momentane Flammenfrontoberfläche A_{Ff} normierte zeitliche Änderungsrate dieser Oberfläche und kann bei einer sphärischen Flammenausbreitung mit u_{Ff} und r berechnet werden (siehe Kap. 4.1.2).

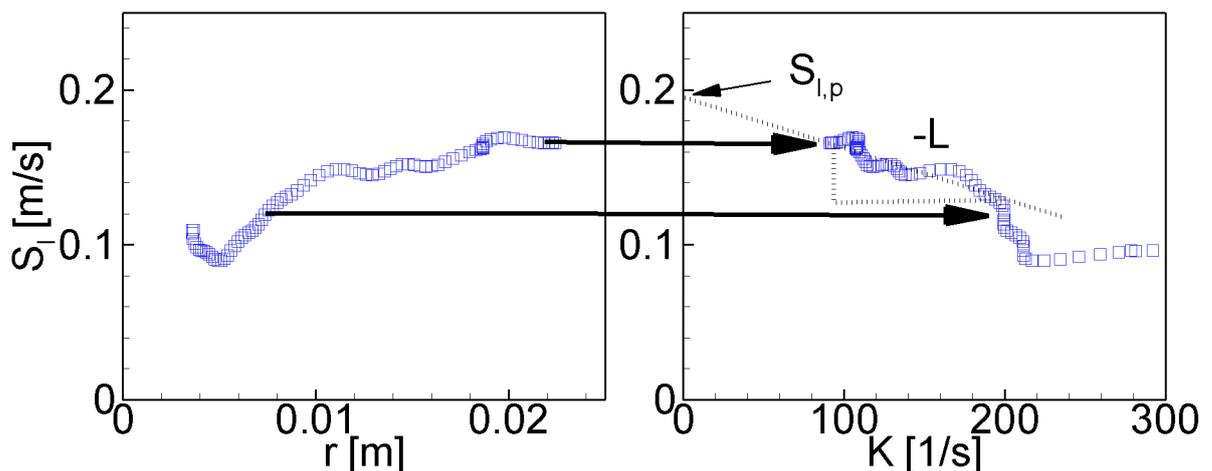


Abb. 2.12: Vorgehensweise bei der Auswertung von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen zum Messen der laminaren planaren Brenngeschwindigkeit $S_{l,p}$ und der Markstein-Länge L (hier: Propan/Luft-Gemisch, $\lambda = 1,5$, atmosphärische Bedingungen)

Wie man an Hand von Abb. 2.12 erkennen kann, ist die Brenngeschwindigkeit nicht konstant. In dem in Abb. 2.12 dargestellten Verlauf nimmt die Brenngeschwindigkeit bis zu einem Flammenfrontradius von 4,5 mm zunächst ab, anschließend steigt S_l wieder und nähert sich dann asymptotisch einem konstanten Wert. Die hohe Brenngeschwindigkeit unmittelbar nach der Zündung kann mit dem Energieeintrag des Zündfunkens erklärt werden. Hierdurch wird die Temperatur des Gases erhöht, wodurch die Brenngeschwindigkeit größer wird. Mit zunehmendem Flammenfrontradius dissipiert diese Energie. Der Einfluss des Zündfunkens auf die laminare Brenngeschwindigkeit wird in [Bra96] diskutiert. Schlussfolgernd wird die Aussage gemacht, dass ab einem Flammenfrontradius von 6 mm auch für hohe Zündenergien kein Einfluss auf die lami-

nare Brenngeschwindigkeiten mehr zu erwarten ist. Aus diesem Grund werden alle im Rahmen dieser Arbeit gemessenen laminaren Brenngeschwindigkeiten erst ab einem Flammenfrontradius von 6 mm ausgewertet.

Zur Bestimmung der Markstein-Länge und der laminaren planaren Brenngeschwindigkeit $S_{l,p}$ wird die Brenngeschwindigkeit S_l über der Flammenfrontstreckung K aufgetragen. In dieser Darstellung erhält man einen Verlauf, der mit einer Gerade angenähert werden kann. In Abb. 2.12 ist diese Abhängigkeit dargestellt. Da eine laminare planare Flamme keiner Flammenfrontstreckung ausgesetzt ist, wird zur Bestimmung der laminaren planaren Brenngeschwindigkeit der lineare Verlauf auf $K=0$ 1/s extrapoliert und die Brenngeschwindigkeit $S_{l,p}$ an der Ordinate abgelesen. Die Steigung der Geraden ist per Definition (siehe Kap. 4.1.2) der negative Wert der Markstein-Länge L . Diese beschreibt den Einfluss der Flammenfrontstreckung auf die laminare Brenngeschwindigkeit.

2.4.3 Messung der Auffaltung turbulenter Flammenfronten

Um die Zunahme der Flammenfrontoberfläche durch Turbulenz quantitativ zu erfassen, werden die mit der Laserlichtschnitt-Methode aufgenommenen Flammenbilder im Hinblick auf deren Auffaltung untersucht. Hierzu werden die Bilder zunächst mit dem in Kap. 2.4.1 beschriebenen Algorithmus analysiert, so dass Flammenfronten mit den Koordinaten $(x,z)_s$ entlang der unabhängigen Variable s beschrieben werden können. Mathematisch kann dann eine Flammenfront mit zwei unabhängigen Funktionen für die Koordinaten x und z ausgedrückt werden: $x(s)$ und $z(s)$. Die Bestimmung der Auffaltung, also der Länge der turbulenten Flammenfront im Vergleich zur laminaren glatten Front, gliedert sich in zwei Schritte: die Filterung von Rauschen und nachfolgend die eigentliche Bestimmung der Flammenfaltung.

Filterung von Rauschen

Die Bestimmung der Koordinaten wird durch Rauschen des Bildsensors der Kamera, die Partikelkonzentration, die Qualität der Partikelverteilung zur Abbildung der Flammenfront und den in Kap. 2.4.1 erläuterten Ungenauigkeiten des Algorithmus beeinflusst. Bestimmten Flammenfrontkoordinaten ist dadurch ein Rauschen überlagert, was sich durch hohe Frequenzanteile bei der Darstellung von x über s bzw. z über s ausdrückt.

Dies hat keinen Einfluss auf die Bestimmung der mittleren Krümmung der Flammenfront (siehe Kap. 2.4.1), weshalb die so bestimmten Flammenfronten ohne weitere Filterung bei der sphärischen Flammenausbreitung zur Messung von mittleren Flammenfrontradien verwendet werden können. Im Gegensatz dazu müssen zur Bestimmung der Flammenfrontfaltung hohe Frequenzanteile gefiltert werden, da durch diese Frequenzanteile die Flammenfront eine größere Faltung aufweist als tatsächlich vor-

handen. Hierzu wird ein Tiefpassfilter auf die Flammenfrontkoordinaten $x(s)$ und $z(s)$ angewendet, wodurch die Flammenfront geglättet wird.

$$\begin{aligned} x_{\lambda_c}(s) &= F_{\lambda_c} \{x(s)\} \\ z_{\lambda_c}(s) &= F_{\lambda_c} \{z(s)\} \end{aligned} \quad 2-24$$

F_{λ_c} steht für den bei der Grenzwellenlänge λ_c eingesetzten Tiefpassfilter. Im idealen Fall werden alle Wellenlängen kleiner als λ_c vollständig gefiltert und alle größer als λ_c werden von der Filterung nicht beeinflusst. Tatsächlich aber gibt es einen solchen idealen Filter nicht und jeder Filter hat ein spezifisches Übertragungsverhalten. Im Rahmen dieser Arbeit wird ein digitaler inverser Chebyshev Filter (Chebyshev Typ II) der Ordnung zehn eingesetzt. Grundsätzlich könnten auch beliebig andere Tiefpassfilter eingesetzt werden. Der hier eingesetzte Filter wurde wegen seiner scharfen Trennung im Frequenzraum bei der vorgegebenen Grenzwellenlänge λ_c ausgewählt.

Zur Einschätzung der Wirkungsweise der Tiefpassfilterung wird eine mit einem Bildverarbeitungsprogramm erstellte künstliche Flamme untersucht. Die Flamme ist aus Halbkreisen mit fünf verschiedenen Radien zusammengesetzt, so dass sich das in Abb. 2.13 dargestellte Bild der künstlichen Flamme mit fünf Wellenlängen von 4, 10, 20, 40 und 80 Pixel ergibt. Unter dem Bild der künstlichen Flamme sind die ungefilterte Flammenfront und die mit dem Tiefpass bei $\lambda_c=5$ Pixel, 10 Pixel und 20 Pixel gefilterten Fronten abgebildet. Die ungefilterte Flammenfront zeigt alle Konturen, die auch im Bild der künstlichen Flamme zu sehen sind. Bei einer Tiefpassfilterung mit $\lambda_c=5$ Pixel sind Auslenkungen von $\lambda=4$ Pixel vollständig gefiltert und nicht mehr zu erkennen, größere Auslenkungen scheinen allerdings von der Filterung unbeeinflusst. Auch bei $\lambda_c=10$ Pixel und $\lambda_c=20$ Pixel ist eine scharfe Filterung der Wellenlängen $\lambda < \lambda_c$ zu erkennen.

Zur weiteren Beurteilung der Filterung werden Längen von gefilterten Fronten $l(\lambda_c)$ mit der Länge der ungefilterten Front $l(0)$ normiert und über λ_c in einem Diagramm aufgetragen. In Abb. 2.13 ist dieses Diagramm für die in der gleichen Abbildung dargestellte künstliche Flammenfront abgebildet. Auf Grund der Filterung ist $l(\lambda_c)/l(0)$ stets kleiner gleich eins, wobei in dem in Abb. 2.13 dargestellten Verlauf eine sprunghafte Abnahme von $l(\lambda_c)/l(0)$ immer bei den Werten von λ_c zu erkennen ist, bei denen auch die Wellenlängen der künstlichen Flammenfronten sind. Dies verdeutlicht, dass die gewählte Tiefpassfilterung scharf trennt und die Messung der Flammenfrontfaltung von der Filterung nicht beeinflusst wird, wenn die kleinsten Auslenkungen der Flammenfront größer als λ_c sind. Sind hingegen die kleinsten Auslenkungen der Flamme von der Größenordnung des Rauschens, können diese Frequenzanteile nicht getrennt werden, ohne dass auch die eigentlich zu messende Größe – die Flammenfrontfaltung

– von der Filterung beeinflusst wird. In diesem Fall sind die Bilder zur Messung der Flammenfrontfaltung ungeeignet.

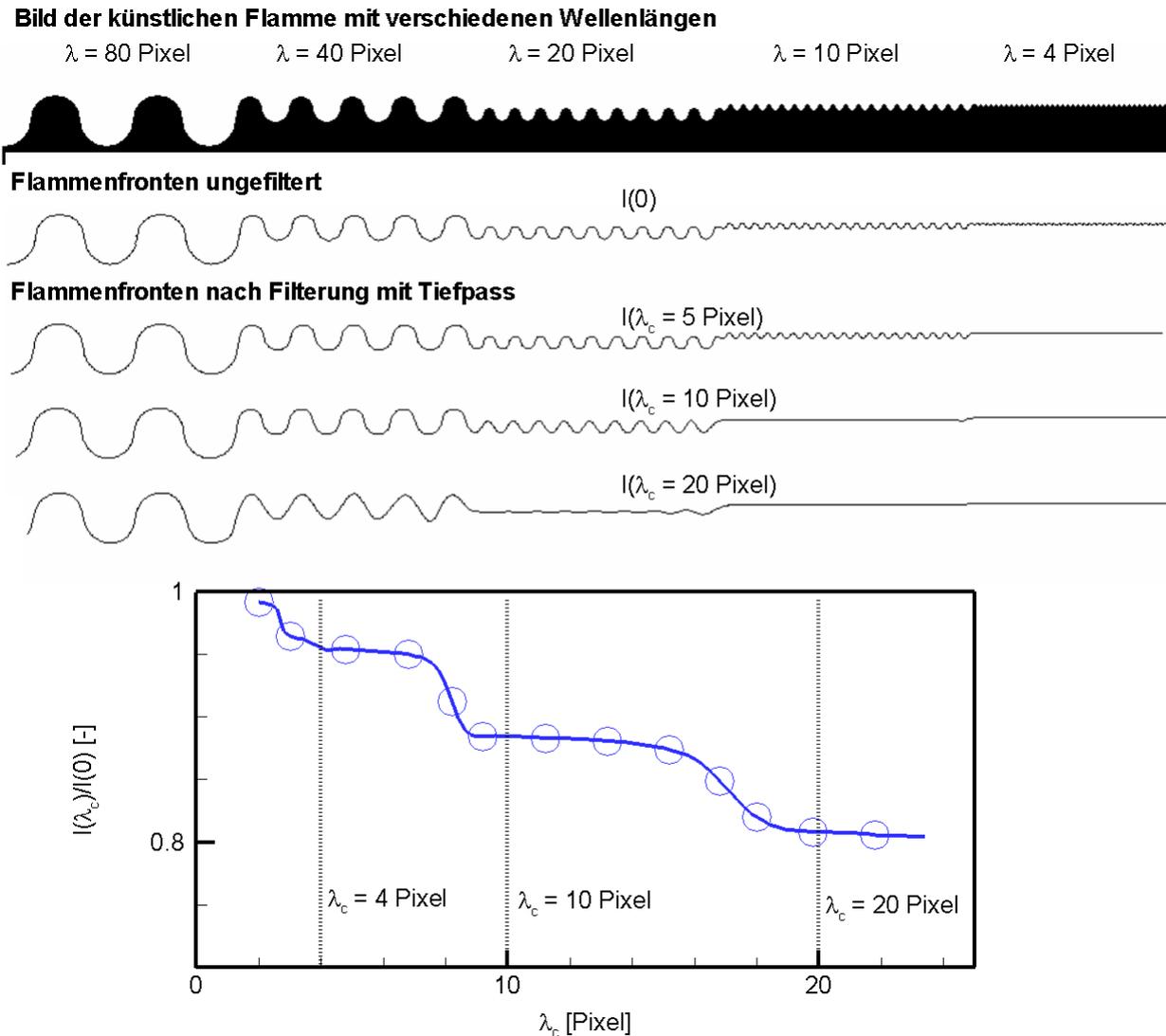


Abb. 2.13: Wirkungsweise der Tiefpassfilterung auf die Bestimmung der Flammenfrontlänge l einer mit einem Bildverarbeitungsprogramm künstlich erstellten Flamme

Aus diesem Grund werden alle Flammenfronten mit einem aus der Fraktalanalyse bekannten Verfahren [Sma95, Das97, Che99, Che03] untersucht. Mit der im Folgenden beschriebenen Analyse turbulenter Flammenfronten kann beurteilt werden, ob kleinste turbulente Auslenkungen der Flammenfront größer als Rauschanteile sind und welche Grenzwellenlänge λ_c für die Tiefpassfilterung zu wählen ist. Wie in Abb. 2.13 bereits dargestellt, wird hierzu die Flammenfront mit einem Tiefpassfilter gefiltert und $I(\lambda_c)/I(0)$ über λ_c in einem Diagramm mit zwei logarithmischen Achsen aufgetragen. Dies ergibt in der Regel einen Verlauf, der mit zwei Geraden approximiert werden kann. Zur Veranschaulichung zeigt Abb. 2.14 $I(\lambda_c)/I(0)$ über λ_c für eine turbulente Wasserstoff/Luft-Flamme ($\lambda=3$, atmosphärische Bedingungen, $U=7500$ 1/min). $I(\lambda_c)/I(0)$ nimmt mit zu-

nehmendem λ_c stetig ab, wobei ab $\lambda_c=0,90$ mm die Abnahme von $I(\lambda_c)/I(0)$ mit zunehmendem λ_c größer ist. Beide Bereiche können durch eine Gerade angepasst werden, wobei die erste Gerade eine kleinere negative Steigung hat als die zweite Gerade. Dieser Verlauf wird auch in der Literatur [Sma95, Das97, Che99, Che03] bei vergleichbaren Untersuchungen von turbulenten Flammen beobachtet, wobei in diesen Veröffentlichungen ein anderer Tiefpassfilter zum Einsatz kommt. Die Wellenlänge am Schnittpunkt der Geraden ist die innere "Cutoff" Wellenlänge der Fraktalanalyse und die zu wählende Wellenlänge für die Tiefpassfilterung. Je kleiner die Rauschanteile der Flammenfrontfunktion sind, umso kleiner ist auch die negative Steigung der ersten Geraden. Die zweite Gerade hat eine größere negative Steigung als die erste Gerade, weil für $\lambda > \lambda_c$ die Tiefpassfilterung zunehmend Faltungen der turbulenten Flammenfront filtert. Abb. 2.14 zeigt zusätzlich einen Ausschnitt aus dem Bild der untersuchten turbulenten Wasserstoff/Luft-Flamme. Der Bildausschnitt ist zwei Mal dargestellt. Im linken Bildausschnitt von Abb. 2.14 ist die ungefilterte Flammenfront, im rechten Bildausschnitt zum Vergleich die mit $\lambda_c=0,90$ mm gefilterte Flammenfront eingezeichnet. Die ungefilterte Flammenfront zeigt kleine Auslenkungen bzw. hohe Frequenzanteile, die bei der gefilterten Flammenfront nicht mehr vorhanden sind. Die Kontur der Flammenfront scheint jedoch von der gefilterten Flammenfront korrekt wiedergegeben zu werden.

Ausschnitt eines Bildes mit einer turbulenten Flamme. Die erfasste Flammenfront ist als weiße Linie in den Bildern eingezeichnet.

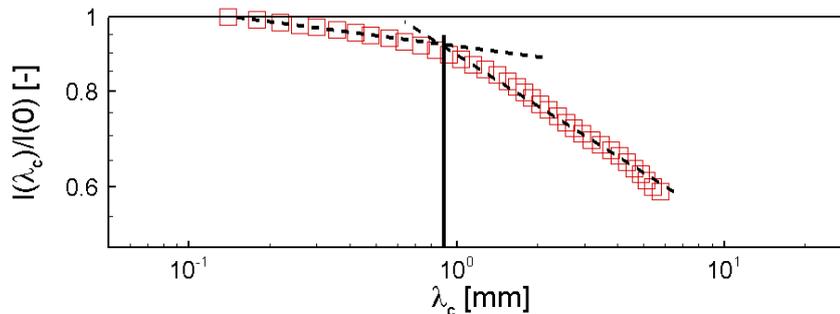
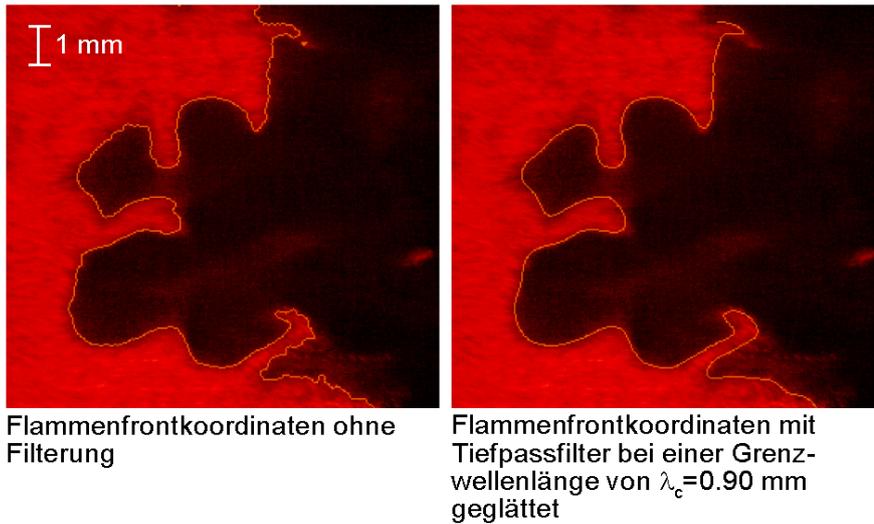


Abb. 2.14: Vorgehensweise zum Entfernen von Rauschteilen durch Tiefpassfilterung der turbulenten Flammenfront; Bestimmung der korrekten Grenzwellenlänge λ_c für die Tiefpassfilterung (hier: Wasserstoff/Luft-Gemisch, $\lambda = 3$, atmosphärische Bedingungen, $U = 7500$ 1/min)

Allen im Rahmen dieser Arbeit ausgewerteten turbulenten Flammenfronten werden mit dieser Vorgehensweise Rauschteile entfernt. Bei allen untersuchten Flammenbildern kann der Verlauf $I(\lambda_c)/I(0)$ über λ_c mit zwei Geraden approximiert werden. Aus diesem Grund ist der Rauschanteil stets so klein, dass selbst bei hoher Turbulenz kleinste Faltungen der turbulenten Flammenfront durch die Filterung nicht entfernt werden und die Bestimmung der Flammenfrontfaltung dadurch nicht beeinflusst wird. Zusätzlich wird im Anschluss an die Filterung in jedes Bild die gefilterte Flammenfront eingezeichnet und der Verlauf der Flammenfront qualitativ überprüft. Für eine laminare und drei turbulente Wasserstoff/Luft-Flammen sind so in Abb. 2.15 Bildausschnitte dargestellt, in denen die gefilterten Flammenfronten (weiße Linien) dem originalen Bild überlagert wurden. Wie aus der Abbildung zu erkennen ist, stimmt auch bei höchster Ventilator Drehzahl die weiße Linie mit der Flammenfront überein.

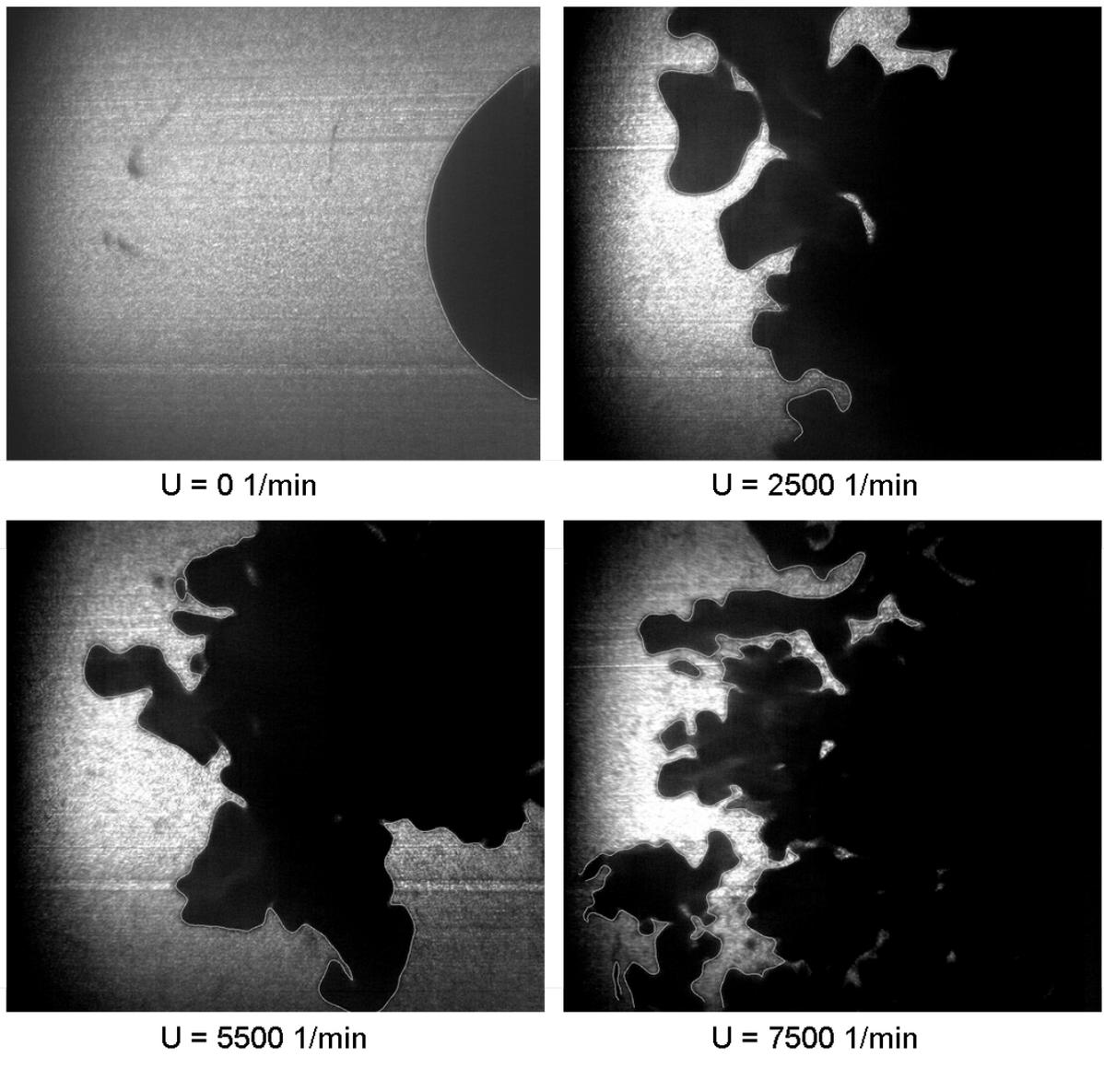


Abb. 2.15: Bildausschnitte einer laminaren ($U=0 \text{ 1/min}$) und drei turbulenter ($U=2500$, 5000 und 7500 1/min) Wasserstoff/Luft-Flammen ($\lambda=3$, atmosphärische Bedingungen) mit eingezeichneten Flammenfronten, die mit der in Abb. 2.14 dargestellten Vorgehensweise gefiltert wurden

Bestimmung der Flammenfaltung

Durch Messungen der Flammenfrontfaltung soll untersucht werden, wie sehr sich die Flammenfrontoberfläche durch Turbulenz vergrößert. Hierzu werden Flammenfronten auf deren Auffaltung untersucht. Dies erfolgt durch Vergleich der Länge der turbulenten Flammenfront I mit der Länge der Flammenfront bei einer laminaren Ausbreitung I_l (siehe Abb. 2.16). Voraussetzung für die Auswertung ist dabei eine ausreichende Länge der Flammenfronten I , so dass auch größte Faltungen der Flammenfront mit ausreichender statistischer Unabhängigkeit enthalten sind. Des Weiteren muss überprüft werden, ob die Messung der Flammenfaltung durch eine der turbulenten Faltung überlagerte größere grobe Struktur verfälscht wird. Aus diesem Grund wird jede Flammenfront mit einer im Nachfolgenden beschriebenen Vorgehensweise untersucht. Diese gleicht der Bestimmung der äußeren "Cutoff" Wellenlänge bei einer Fraktalanalyse wie z.B. in [Sma95, Das97, Che99] und [Che03]. Die turbulente Flammenfront der Länge I wird hierzu in N gleich lange kürzere Flammenfronten der Länge s unterteilt, wobei diese jeweils nur um Δs verschoben sind und sich überschneiden. Die mittlere Faltung der turbulenten Flamme kann dann basierend auf der Länge s berechnet werden:

$$\overline{s/s_i} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{s_i}{s_{l,i}}. \quad 2-25$$

Die zur Normierung verwendeten ungefalteten Längen $s_{l,i}$ werden für jede einzelne Flammenstruktur s_i gesondert ermittelt. Hierzu werden die mittleren Normalenvektoren von s_i berechnet und orthogonal dazu die Gerade $s_{l,i}$ bestimmt, so dass $s_{l,i}$ die gleiche Ausdehnung wie s_i hat (siehe Abb. 2.16). Bei sphärischen Flammen muss bei der Berechnung von $s_{l,i}$ noch die übergeordnete Krümmung der Flamme berücksichtigt werden. $s_{l,i}$ ist bei einer sphärischen Flamme ein Kreisbogen mit dem gleichen mittlerem Radius wie die untersuchte Flammenfront, ohne diese Korrektur entspräche $s_{l,i}$ der entsprechenden Kreissehne, welche kürzer ist als der entsprechende Kreisbogen. Die Korrektur berechnet sich demnach einfach aus dem Verhältnis der Längen von Kreisbogen und Kreissehne. Die Anzahl N der Strukturen der Länge s hängt von s selbst,

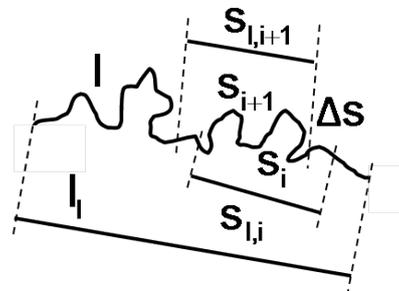


Abb. 2.16: Vergleich einer gefalteten bzw. turbulenten Flammenfront I mit der entsprechenden ungefalteten bzw. laminaren Flammenfront I_l

der gesamten Länge der untersuchten turbulenten Flammenfront l und Δs , welches der Schrittweite des in Kap. 2.4.1 beschriebenen Algorithmus entspricht, ab (Berechnung mit Einheiten in Pixel):

$$N = 1 + (l - s) / \Delta s. \quad 2-26$$

Auf diese Weise werden alle Strukturen der Länge s , die in der turbulenten Flammenfront l auftreten, bei der Berechnung von $\overline{s/s_1}$ berücksichtigt. Führt man die Berechnung von $\overline{s/s_1}$ für eine immer größere Länge von s durch, so muss man bei einer turbulenten Flamme ab einer bestimmten Länge von s , die ein Vielfaches größer als die größten Strukturen der Flamme sind, bzw. für $s \rightarrow \infty$ einen konstanten Wert für $\overline{s/s_1}$ erhalten. Trägt man $\overline{s/s_1}$ über s auf und strebt für $s \rightarrow l$ die Faltung $\overline{s/s_1}$ nicht gegen einen konstanten Wert, so ist die Länge der untersuchten Flammenfront zur Messung der Flammenfaltung nicht ausreichend.

Zur Veranschaulichung dieser Vorgehensweise sind in Abb. 2.17 Auswertungen von mit einem Bildverarbeitungsprogramm gezeichneten künstlichen Flammen dargestellt. Die Bilder sind wie in Abb. 2.13 aus Halbkreisen zusammengesetzt, so dass sich fünf Wellen der Längen 4, 10, 20, 40 und 80 Pixel ergeben. Dargestellt sind die Auswertungen von fünf künstlichen Flammenbildern mit je nur einer Wellenlänge und das Ergebnis der Auswertung von $\overline{s/s_1}$ über s des Flammenbildes mit allen Wellenlängen. Die analytisch berechnete Faltung beträgt für alle Flammenbilder $\pi/2$, den Umfang eines Kreises geteilt durch dessen zweifachen Durchmesser. Wie anhand von Abb. 2.17 zu erkennen ist, strebt $\overline{s/s_1}$ für alle Bilder gegen einen konstanten Wert. Je größer die Wellenlängen in dem entsprechenden Bild sind, desto größer muss auch die Länge von s sein, bis ein konstanter Wert erreicht wird. Außer der Auswertung des Bildes mit $\lambda=4$ Pixel ergeben die Auswertungen aller anderen Bildern einen Wert für $s \rightarrow \infty$ nahe dem analytisch berechneten Wert von $\pi/2$. Der Grund für den viel zu klein ausgewerteten Wert von $\overline{s/s_1}$ für $s \rightarrow \infty$ bei $\lambda=4$ Pixel liegt in der Darstellung dieser Welle mit Kreisen, deren Radien 1 Pixel betragen sollen. Die Wellenlänge von $\lambda=4$ Pixel wird von dem Bildverarbeitungsprogramm also lediglich aus 4 Pixel zusammengesetzt, wodurch sich keine klare Kreisform mehr ergeben kann. Aus diesem Grund strebt auch $\overline{s/s_1}$ für $\lambda=10$ Pixel gegen einen Wert, der geringfügig unter $\pi/2$ liegt.

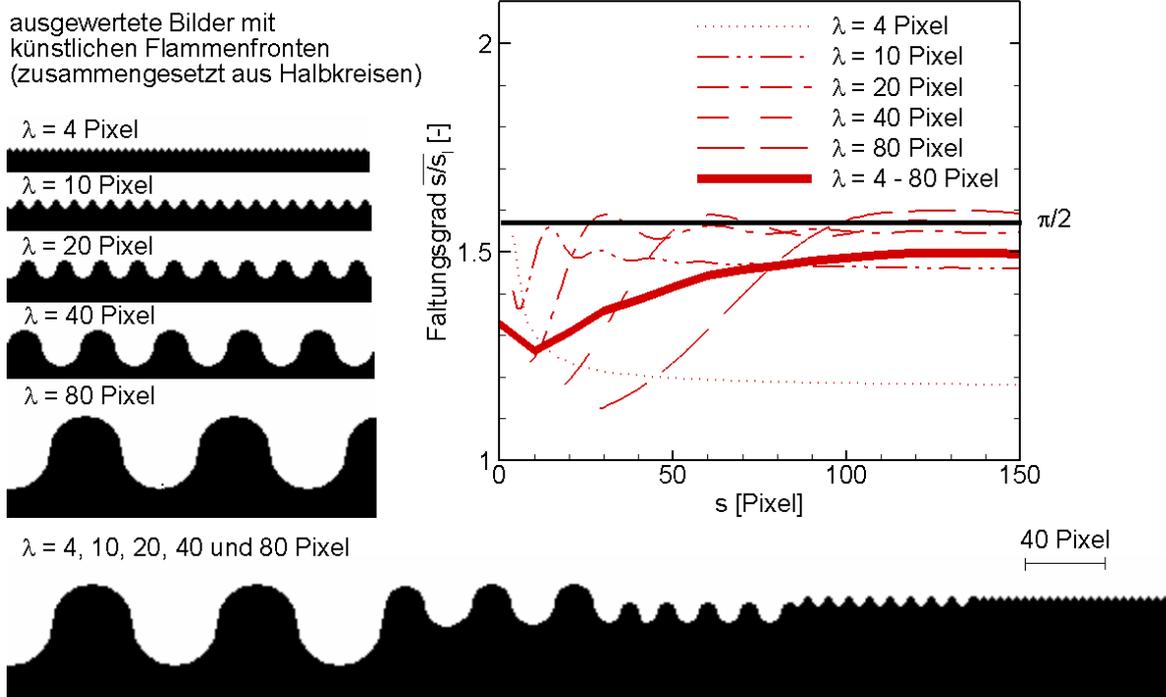


Abb. 2.17: Vorgehensweise bei der Untersuchung turbulenter Flammenfronten zur Überprüfung, ob die Länge der Flammenfront zur Berechnung der Flammenfrontfaltung ausreicht; Auswertungen von mit einem Bildverarbeitungsprogramm erstellten künstlichen Flammen

Bei echten turbulenten Flammen haben die größten Auslenkungen der turbulenten Flamme Größenordnungen, die deutlich größer als das integrale Längenmaß der Turbulenz sind [She90,Che03]. In [Man89] und [Wir93] werden die äußeren "Cutoff" Wellenlängen von turbulenten Flammen mit Fraktalanalysen in Größenordnung des zweifachen Makrolängenmaßes bestimmt. Da außerdem in echten turbulenten Flammen Faltungen statistisch und nicht periodisch auftreten, muss zur Auswertung der Flammenfaltung die Längen l der turbulenten Flamme um ein Vielfaches länger sein als das Makrolängenmaß der Turbulenz. Abb. 2.18 zeigt Auswertungen von einer laminaren und drei turbulenten Flammen, welche auch in Abb. 2.15 dargestellt sind. Für eine zunehmende Auswertelänge s bleibt der auf diese Länge bezogene mittlere Faltungsgrad $\overline{s/s_1}$ bei der laminaren Flamme bei eins. Bei den drei turbulenten Flammen nimmt $\overline{s/s_1}$ zunächst stetig zu, wird dann aber für alle Flammen bei einer Auswertelänge zwischen 30 und 50 mm konstant. Der konstante Wert für $\overline{s/s_1}$ ist auf Grund der intensiveren Turbulenz und damit einhergehenden stärkeren Auffaltung der Flamme bei höherer Ventilator Drehzahl größer als bei niedriger Drehzahl.

Ein Problem bei der Interpretation der ausgewerteten Flammenfaltung besteht in der Übertragung der Ergebnisse auf die 3-dimensionale Flammenstruktur. In [Sre86] und [Gou87] wird gezeigt, dass turbulente Flammen einen fraktalen Charakter haben. Demgegenüber stehen Veröffentlichungen [She92,Sma95,Nic04], in denen gezeigt wird, dass die Fraktaltheorie nicht geeignet ist, um die Auffaltung der turbulenten Flammenfrontoberfläche A_{Ff} gegenüber der laminaren Flammenoberfläche $A_{Ff,l}$ zu berechnen. Der Grund hierfür liegt darin, dass die mit 2-dimensionalen Messungen bestimmte fraktale Dimension nicht auf die Berechnung der Oberflächenauffaltung $A_{Ff}/A_{Ff,l}$ übertragbar ist. Eigentlich müsste nach der Fraktaltheorie die Auffaltung der Oberfläche durch Turbulenz $A_{Ff}/A_{Ff,l}$ gleich der Auffaltung der in der Ebene gemessenen Flammenfront l/l_1 sein. Die Messungen zeigen jedoch, dass die Oberflächenauffaltung stets viel zu gering vorhergesagt wird. Auch die Ergebnisse in [Zie98] zeigen, dass bei dieser Vorgehensweise die mit der Fraktaltheorie berechnete Oberflächenauffaltung viel zu klein vorhergesagt wird. Die Gründe in der unterschiedlichen Bewertung der gemessenen Oberflächenauffaltungen mit der Fraktaltheorie sind nicht klar. In [She90,Cheng02] und [Fil05] werden dagegen die in einer Lichtschnittebene gemessene Auffaltungen von turbulenten Flammenfront auf die Auffaltung der Flammenfrontoberfläche im Raum wie folgt übertragen und anschließend mit der turbulenten Brenngeschwindigkeit korreliert:

$$\frac{A_{Ff}}{A_{Ff,l}} = \left(\frac{l}{l_1} \right)^2 = \lim_{s \rightarrow \infty} \overline{(s/s_1)^2}. \quad 2-27$$

Bei Verwendung des in Gl. 2–27 dargestellten Zusammenhanges wird vorausgesetzt, dass die in der Lichtschnittebene gemessene Auffaltung l/l_1 auf die dazu orthogonale

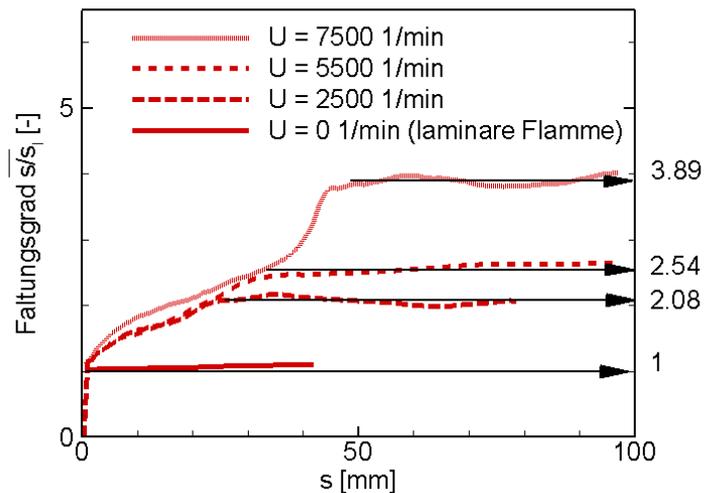


Abb. 2.18: Analyse von Flammenfronten zur Bestimmung des Faltungsgrades; Ergebnisse für eine laminare ($U=0$ 1/min) und drei turbulente ($U=2500$, 5000 und 7500 1/min) Flammenfronten, welche auch in Abb. 2.15 dargestellt sind (Wasserstoff/Luft-Flammen, $\lambda=3$, atmosphärische Bedingungen)

Ebene übertragbar ist und die Flamme überall gleichermaßen gefaltet ist. Diese Annahmen sind für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Flammen weitgehend gegeben, da das im Explosionsbehälter von den Ventilatoren erzeugte Turbulenzfeld weitgehend homogen und isotrop ist. Des Weiteren wird jedoch vorausgesetzt, dass die Auffaltung entlang einer Richtung auf der Flammenfrontoberfläche unabhängig von der Auffaltung der Oberfläche in der dazu orthogonalen Richtung ist. Diese Voraussetzung ist eine kritisch zu betrachtende Annahme, da keine Aussage diesbezüglich gemacht werden kann. 3-dimensionale Messungen der Flammenfrontoberfläche wären zur Überprüfung notwendig. Auf Grund der Schwierigkeiten bei solchen Messungen gibt es daher hierzu auch in der Literatur noch keine Untersuchungen. Mit dem in Gl. 2–27 dargestellten Zusammenhang werden jedoch in [She90,Cheng02] und [Fil05] wesentlich bessere Vorhersagen zur Oberflächenauffaltung gemacht. Die so berechneten Oberflächenauffaltungen $A_{Ff}/A_{Ff,l}$ liegen wesentlich näher bei den erwarteten Werten. Dies zeigen auch die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen. In einer kürzlich erschienenen Veröffentlichung werden unterschiedliche Vorgehensweisen zur Bestimmung der 3-dimensionalen Oberflächenauffaltung $A_{Ff}/A_{Ff,l}$ aus 2-dimensionalen Bildern turbulenter Flammen diskutiert [Dri07]. Es wird gezeigt, dass Gl. 2–27 mit einer zu erwartenden Ungenauigkeit von weniger als 20% verwendet werden kann und sich daher zur Bestimmung von $A_{Ff}/A_{Ff,l}$ eignet. Aus den oben genannten Gründen wird auch in dieser Arbeit $A_{Ff}/A_{Ff,l}$ mit Gl. 2–27 berechnet.

3 Numerische Berechnung der laminaren sphärischen Flammenausbreitung

3.1 Beschreibung des Simulationswerkzeuges

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Rechnungen von sich sphärisch ausbreitenden laminaren Flammen wird das Programm INSFLA (INStationäre FLammenausbreitung) [Maa88a] eingesetzt. Mit dem Programm können instationäre Verbrennungsprozesse unter Verwendung eines detaillierten Reaktionsmechanismus, in dem alle während der Verbrennung vorkommenden Elementarreaktionen zusammengefasst sind, berechnet werden. Eine mathematische Formulierung der Reaktionsgeschwindigkeiten aller im Reaktionsmechanismus enthaltenen Reaktionen erfolgt über den Arrhenius-Ansatz. Das Programm löst die Erhaltungsgleichungen von Impuls, Gesamtmasse, Speziesmasse und Energie für ein vorgegebenes System mit definiertem Anfangszustand und Randbedingungen für Druck, Temperatur, Strömungszustand und Konzentrationsverteilung einzelner Spezies. Zur Beschreibung der einzelnen Terme in den Bilanzgleichungen werden physikalische Gesetzmäßigkeiten (Newtonsches Schubspannungsgesetz, Fouriersches Wärmeleitgesetz, Ficksches Diffusionsgesetz, ideales Gasgesetz) herangezogen, wobei jedoch auch einige Vereinfachungen (Vernachlässigung von Strahlung, Gravitation, Druckdiffusion, Dufour-Effekt; Verwendung der Curis-Hirschfelder Näherung für Diffusionsströme) angenommen werden. Das Programm rechnet mit Lagrange-Koordinaten und kann nur 1-dimensionale Systeme lösen. Solche 1-dimensionale Systeme sind die Kugel, der unendliche Zylinder und der unendlich breite Spalt. Es verfügt über einen Algorithmus, der die räumliche Diskretisierung des Rechengebietes automatisch an die Reaktionszone der Flamme anpasst, wodurch Diskretisierungsfehler in Gebieten mit hohen Gradienten verringert werden. Eine Herleitung der in das Modell implementierten mathematischen Beziehungen findet sich in [Maa88b,Maa88c]. Im Gegensatz zu experimentellen Untersuchungen der instationären sphärischen laminaren Flammenausbreitung können mit den hier durchgeführten Simulationen räumlich und zeitlich aufgelöste Profile aller Größen (Konzentrationen, Temperatur und Druck) gewonnen werden. Des Weiteren ist für eine Simulation ein viel geringerer zeitlicher Aufwand notwendig als ein Experiment in Anspruch nimmt.

Im Rahmen dieser Arbeit werden laminare Brenngeschwindigkeiten und Markstein-Zahlen für verschiedene Brennstoff/Luft-Gemische bestimmt. Die Rechnungen beschränken sich daher auf sphärische Flammenausbreitungen bei konstantem Druck. Der verwendete Reaktionsmechanismus ist der bei dem Programm mitgelieferte Mechanismus und im Anhang A.1 abgedruckt. Um realitätsnahe Bedingungen für die Simulationen zu haben, wird auch in der Rechnung das Brennstoff/Luft-Gemisch mit

einem Energieeintrag, welcher im Experiment dem Funken entsprechen soll, gezündet. Hierzu kann eine externe Energiequelle im Zentrum des Systems simuliert werden. Diese bewirkt eine Einspeisung von Energie in das System und ist durch den Energieeintragsradius r_i , die Energieeintragszeit τ_i und die Menge der eingetragenen Energie selbst E_i definiert. Der Quellterm der Energiezufuhr durch den simulierten Funken \dot{q}_i ist zeitlich konstant und besitzt ein annähernd rechteckiges Profil.

$$\dot{q}_i = \frac{E_i}{\frac{4}{3} \cdot \pi \cdot r_i^3 \cdot \tau_i} \cdot \exp\left(-\left(\frac{r}{r_i}\right)^8\right) \quad \text{für } 0 \leq t \leq \tau_i \quad 3-1$$
$$\dot{q}_i = 0 \quad \text{für } t > \tau_i$$

Die hier durchgeführten Rechnungen werden unter der Annahme eines räumlich homogenen Druckes durchgeführt. Dies bedeutet für die Zündung, dass die in der Realität auftretenden Schockwellenverluste nicht berücksichtigt werden. Da die Zündung selbst im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht wird, ist dies hier allerdings nicht von Bedeutung.

3.2 Bestimmung von laminaren Brenngeschwindigkeiten und Markstein-Längen

Die von dem Programm INSFLA ausgegebenen 1-dimensionalen räumlichen und zeitlichen Profile der sphärischen Flammen werden zur Untersuchung des Einflusses der Flammenfrontstreckung auf die laminare Brenngeschwindigkeit ausgewertet. Da die mit dem Programm INSFLA bestimmten Markstein-Längen bzw. -Zahlen mit experimentellen Ergebnissen verglichen werden sollen, werden auch die Brenngeschwindigkeitsverläufe analog zur Auswertung experimenteller Ergebnisse in Kap. 2.4 berechnet. Sowohl im Experiment als auch bei der Auswertung der Simulationen werden zunächst Flammenfrontgeschwindigkeiten durch die Ableitung des Flammenfrontradius nach der Zeit bestimmt und anschließend mit dem Dichteverhältnis von Produkt- zu Eduktgas in Brenngeschwindigkeiten umgerechnet. Der einzige Unterschied besteht in der Bestimmung des Flammenfrontradius. Im Gegensatz zu den experimentell beobachteten laminaren Flammenausbreitungen, bei denen geringfügige Abweichungen von der idealen sphärischen Flammenform beobachtet werden können (siehe Abb. 2-11), breiten sich die im 1-dimensionalen System berechnete Flamme exakt sphärisch aus. Die Bestimmung des Flammenfrontradius erfolgt über das Profil des HO_2 -Radikals in der Reaktionszone. Der momentane Flammenfrontradius wird hier am Ort des Maximums des Konzentrationsprofils des HO_2 Radikals definiert. Diese Definition ist willkürlich und erfüllt lediglich den Zweck, dass immer die gleiche Position innerhalb der Flammenfront zur Bestimmung des Flammenfrontradius verwendet wird. Die Bestimmung der Brenngeschwindigkeit durch die Ableitung des Flammenfrontradius nach der Zeit wird nicht von der Definition des Flammenfrontradius beeinflusst, sofern dieser immer an der gleichen Stelle innerhalb der Flammenfront festgelegt wird. Abb. 3.1 zeigt für eine sphärische Methan/Luft-Flamme ($\lambda=1$, $T=300$ K, $p=1,013$ bar) die Profile der Temperatur T , der Edukte O_2 und CH_4 , der Produkte H_2O und CO_2 sowie der in der Reaktionszone auftretenden Radikale CH_3 und HO_2 . Das Maximum der HO_2 Konzentration liegt näher am unverbrannten Gemisch als das Maximum des CH_3 Radikals. Ob diese Position innerhalb der Flammenfront mit dem experimentell bestimmten Flammenfrontradius vergleichbar ist, kann nicht beantwortet werden. Der maximal zu erwartende Unterschied bei der Bestimmung des Flammenfrontradius zwischen Experiment und Simulation ist jedoch auf die Dicke der Flammenfront beschränkt.

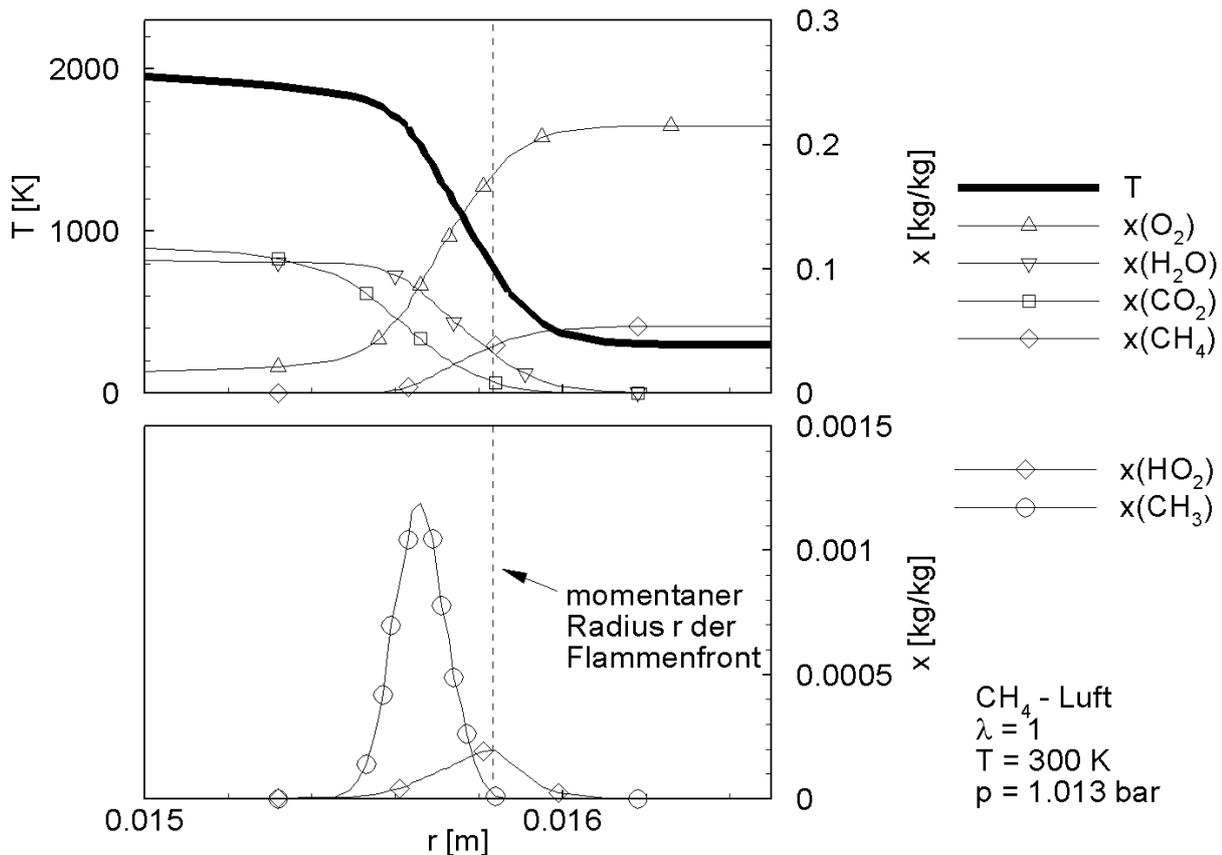


Abb. 3.1: Bestimmung des momentanen Flammenfrontradius bei der Auswertung von INSFLA Simulationen mit dem Maximum des HO_2 -Profils

Einen Einfluss auf die Brenngeschwindigkeit hat der Zündfunke, da durch den Energieeintrag die Temperatur innerhalb des Energieeintragsradius erhöht wird. Dadurch wird die anfängliche Flammeneausbreitung beeinflusst und die Brenngeschwindigkeit ist größer als die der unbeeinflussten Flammeneausbreitung. Zur Bestimmung des Einflusses der Flammenfrontstreckung auf die laminare Brenngeschwindigkeit darf diese jedoch nicht durch den Energieeintrag des Funkens beeinflusst werden. Aus diesem Grund sind in Abb. 3.2 die mit Gl. 2-21 und Gl. 2-22 berechneten Brenngeschwindigkeitsverläufe für ein Methan/Luft-Gemisch ($\lambda=1$, $T=300$ K, $p=1,013$ bar) bei vier verschiedenen Zündenergien ($E_i=0,69$ mJ, 1,00 mJ, 1,50 mJ und 2,00 mJ) dargestellt. Der Energieeintragsradius r_i und die Energieeintragszeit τ_i entsprechen denen hier für alle Simulationen verwendeten Werten. Wie man an Hand von Abb. 3.2 erkennt, sind die Brenngeschwindigkeiten für sehr kleine Radien unmittelbar nach der Zündung groß, mit zunehmendem Radius nehmen diese dann ab. In Abhängigkeit von der Zündenergie erreichen die Brenngeschwindigkeiten zwischen einem Radius von 2 und 4 mm ein Minimum und nehmen anschließend wieder zu. Für größere Zündenergien sind die Brenngeschwindigkeiten größer als für kleinere Zündenergien, was auf den höheren Energieeintrag zurückgeführt werden kann. Die anschließende Zunahme der Brenngeschwindigkeit spiegelt den sinkenden Einfluss der Flammenfrontstreckung auf

die Brenngeschwindigkeit des Brennstoff/Luft-Gemisches wieder. Ab einem Flammenfrontradius von 5 mm sind keine Unterschiede zwischen den Verläufen der Brenngeschwindigkeiten mehr zu erkennen. Aus diesem Grund kann davon ausgegangen werden, dass ab diesem Radius die Energie des Zündfunken vollkommen dissipiert ist und die nachfolgende Flammenausbreitung nicht mehr beeinflusst wird. Damit zur Bestimmung von Markstein-Zahlen ein Einfluss der Zündenergie auf den Brenngeschwindigkeitsverlauf ausgeschlossen werden kann, wird in dieser Arbeit der Einfluss von Flammenfrontstreckung auf die Brenngeschwindigkeit erst ab einem Flammenfrontradius von 5 mm untersucht und die Brennstoff/Luft-Gemische mit Zündenergien von weniger als 2,00 mJ gezündet.

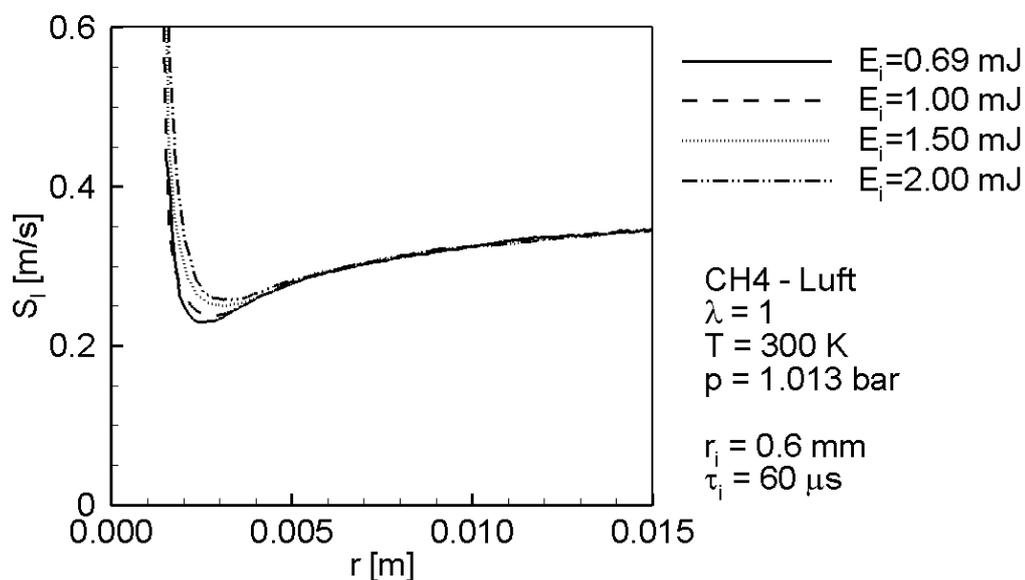


Abb. 3.2: Einfluss der Zündenergie auf die laminare Brenngeschwindigkeit einer sich sphärisch ausbreitenden Flamme

Die Bestimmung der Markstein-Zahl erfolgt dann gemäß der Auswertung der Experimente. Abb. 3.3 zeigt hierzu nochmals die schon in Kap. 2.4.2 beschriebene Vorgehensweise. Dargestellt ist der berechnete Verlauf der Brenngeschwindigkeit eines mit $E_i=2,00$ mJ gezündeten Methan/Luft-Gemisches ($\lambda=1$, $T=300$ K, $p=1,013$ bar) über dem Flammenfrontradius r und der mit Gl. 2-23 berechnete Flammenfrontstreckung K . Der über K aufgetragene Brenngeschwindigkeitsverlauf kann für $r>5$ mm mit einer Geraden angepasst werden. Der Schnittpunkt der Geraden mit der Ordinaten bei $K=0$ $1/s$ entspricht der laminaren planaren Brenngeschwindigkeit $S_{l,p}$, die Steigung der Geraden dem negativen Wert der Markstein-Länge L . Bei der Auftragung von S_l über K ist deutlich zu erkennen, dass eine Annäherung des Brenngeschwindigkeitsverlaufes mit einer Geraden für $r<5$ mm nicht mehr möglich ist, da die Flammenausbreitung durch den Zündfunken beeinflusst wird.

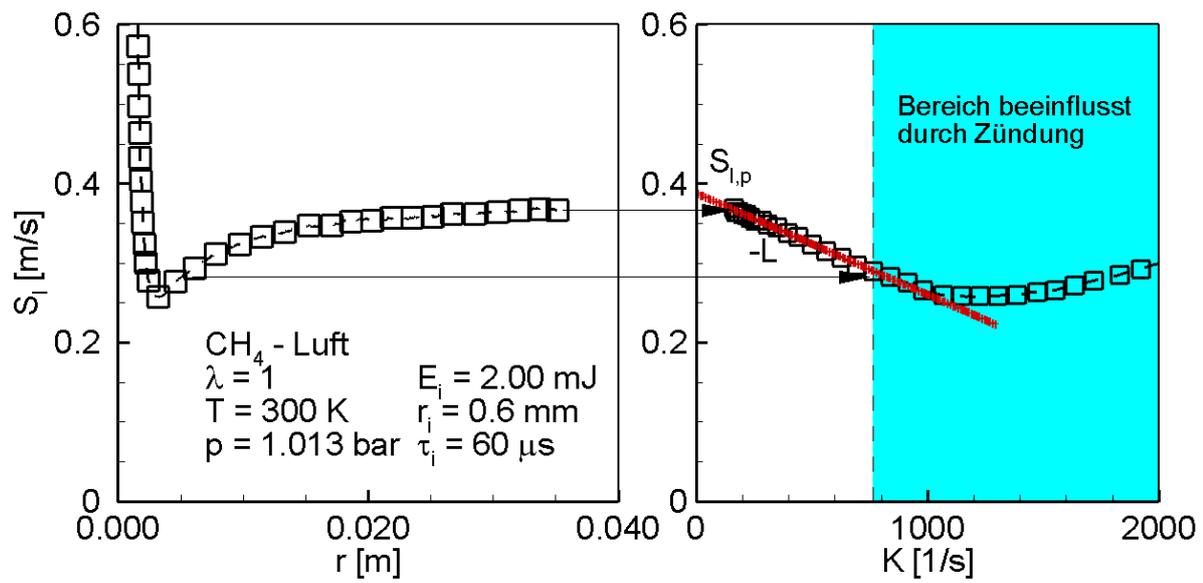


Abb. 3.3: Vorgehensweise bei der Auswertung von INSFLA Simulationen zur Bestimmung der laminaren planaren Brenngeschwindigkeit $S_{l,p}$ und der Markstein-Länge L

4 Laminare sphärische Flammenausbreitung

Voraussetzung für grundlegende Untersuchungen an komplexen Verbrennungsvorgängen ist ein Verständnis über die laminare Flammenausbreitung. Die laminare Flamme stellt eine einfache Form der Verbrennung dar, da weniger Einflussfaktoren wie z.B. bei einer turbulenten Flamme die Verbrennung beeinflussen. Des Weiteren können unter bestimmten Umständen turbulente Flammen als Ensemble laminarer Flammen betrachtet werden (siehe Kap. 5.1.2). Aus diesem Grund erscheint es nahe liegend, physikalische Phänomene, welche in einer turbulenten Flamme die Verbrennung beeinflussen, zunächst an laminaren Flammen zu untersuchen.

4.1 Grundlagen der laminaren Flammenausbreitung

Der Begriff "laminar" bezieht sich auf den Strömungszustand bei der Verbrennung. Es kann zwischen stationären und instationären laminaren Flammen unterschieden werden. Im Fall einer stationären laminaren Flamme strömt das Brenngas/Luft-Gemisch laminar auf die stationäre Flammenfront zu, welche auf Grund des Strömungszustandes eine glatte, ungestörte Flammenfrontoberfläche aufweist. Im Fall einer instationären laminaren Verbrennung ruht das Brennstoff/Luft-Gemisch und die Flammenfront breitet sich mit der laminaren Brenngeschwindigkeit, welche vom Brennstoff, der Stöchiometrie, der Frischgastemperatur und dem Druck abhängt, in das Brennstoff/Luft-Gemisch aus. Die Oberfläche der Flammenfront erscheint dabei ebenso glatt. Im Folgenden beschränken sich Ausführungen zur laminaren Flamme auf die instationäre Ausbreitung, da diese Gegenstand dieser Arbeit ist.

4.1.1 Flammenfront und laminare Brenngeschwindigkeit

Zur Vereinfachung wird die Flammenfront eindimensional betrachtet. Diese Annahme erscheint angesichts der glatten ungestörten Oberfläche einer laminaren Flamme gerechtfertigt. In Abb. 4.1 ist die Ausbreitung einer laminaren Flamme in einem halbseitig geschlossenen Rohr schematisch dargestellt, wobei von einem laminaren Kolbenprofil der Strömung ausgegangen wird. Die Temperatur in der Flammenfront steigt von der Temperatur der Edukte T_{Ed} auf die der Verbrennungsprodukte T_{Pr} , wobei gleichzeitig die Dichte von

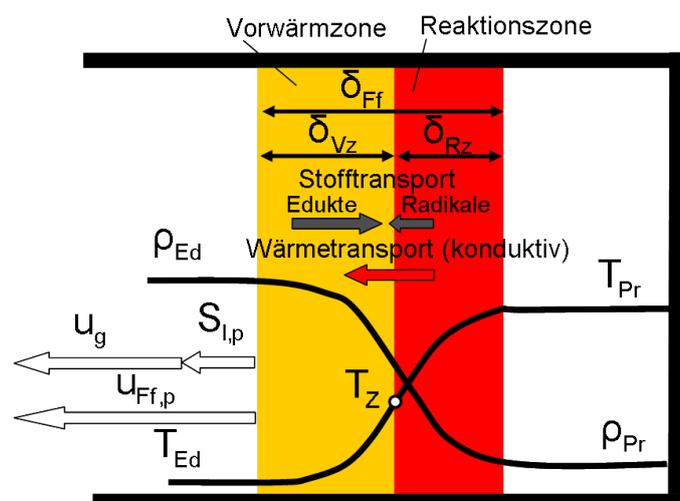


Abb. 4.1: Schematische Darstellung einer instationären, planaren laminaren Flammenfront

Die Temperatur in der Flammenfront steigt von der Temperatur der Edukte T_{Ed} auf die der Verbrennungsprodukte T_{Pr} , wobei gleichzeitig die Dichte von

ρ_{Ed} auf ρ_{Pr} sinkt. Da die Zündung des Brennstoff/Luft-Gemisches erst bei der Zündtemperatur T_Z erfolgt, kann die Flammenfront in zwei Zonen unterteilt werden: die so genannte Vorwärmzone und die Reaktionszone, welche die Dicken δ_{Vz} bzw. δ_{Rz} haben. In der Vorwärmzone wird das Brennstoff/Luft-Gemisch auf die Zündtemperatur T_Z durch Transport von Wärme aus der heißeren Reaktionszone in Richtung Vorwärmzone aufgeheizt. Gleichzeitig findet ein molekular diffusiver Stofftransport von Edukten in Richtung der Reaktionszone statt. Da sich in der Regel die Diffusionskoeffizienten von Brennstoff und Sauerstoff unterscheiden, sind die Diffusionsgeschwindigkeiten und folglich die Konzentrationsverhältnisse von Brennstoff und Sauerstoff unmittelbar vor der Reaktionszone unterschiedlich. Des Weiteren diffundieren Radikale aus der Reaktionszone, die eine hohe Radikaldichte aufweist, in Richtung der Vorwärmzone, wo sie auf Reaktionspartner treffen und durch Aufrechterhaltung der radikalischen Kettenreaktion verbraucht werden. Freisetzung von Wärme durch Oxidation des Brennstoffes findet vorwiegend in der Reaktionszone statt. Hier steigt die Temperatur auf Grund der Exothermie der Reaktion auf die Temperatur der Verbrennungsprodukte T_{Pr} an.

Die Geschwindigkeit, mit der sich die Flammenfront relativ zum Brennstoff/Luft-Gemisch bewegt, wird als laminare Brenngeschwindigkeit $S_{l,p}$ bezeichnet und ist eine Funktion der Gemischzusammensetzung, des Druckes und der Temperatur. Für die in Abb. 4.1 dargestellte instationäre laminare Flammenausbreitung bewegt sich die Flamme relativ zu dem dargestellten, einseitig geschlossenen Rohr zusätzlich durch die Expansion der Abgase. Die Flammenfrontgeschwindigkeit $u_{Ff,p}$ kann demnach wie folgt berechnet werden:

$$u_{Ff,p} = S_{l,p} + u_g \quad 4-1$$

Die Expansionsgeschwindigkeit u_g hängt von der Brenngeschwindigkeit $S_{l,p}$ und dem Dichteverhältnis von Edukt- und Produktgas ab:

$$u_g = \left(\frac{\rho_{Ed}}{\rho_{Pr}} - 1 \right) \cdot S_{l,p} \quad 4-2$$

Nach einer einfachen thermischen Theorie [Mal83] lässt sich eine Beziehung zwischen der Flammenfrontdicke δ_{Ff} und der planaren laminaren Brenngeschwindigkeit $S_{l,p}$ herleiten. Geht man davon aus, dass die von der Reaktionszone in die Vorwärmzone übertragene Energie gerade ausreicht, um den durch die Brenngeschwindigkeit $S_{l,p}$ vorgegebenen Massenstrom $\dot{m} = S_{l,p} \cdot A_{Ff} \cdot \rho_{Ed}$ von der Edukttemperatur T_{Ed} auf die Zündtemperatur T_Z zu erwärmen, kann folgende Bilanz aufgestellt werden:

$$S_{l,p} \cdot A_{Ff} \cdot \rho_{Ed} \cdot \bar{c}_p \cdot (T_Z - T_{Ed}) = \lambda_Z \cdot A_{Ff} \cdot \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{T_Z} . \quad 4-3$$

\bar{c}_p ist dabei die über den Temperaturbereich von T_{Ed} bis T_Z gemittelte spezifische Wärmekapazität und λ_Z die Wärmeleitfähigkeit des Gemisches bei T_Z . Unter Annahme eines linearen Temperaturverlaufes in der Flammenfront wird Gl. 4-3 zu

$$S_{l,p} \cdot \rho_{Ed} \cdot \bar{c}_p \cdot (T_Z - T_{Ed}) = \lambda_Z \cdot \frac{T_Z - T_{Ed}}{\delta_{Vz}} . \quad 4-4$$

Durch Umformung erhält man dann

$$\delta_{Vz} = \frac{1}{S_{l,p}} \cdot \frac{\lambda_Z}{\rho_{Ed} \cdot \bar{c}_p} = \frac{\bar{a}}{S_{l,p}} . \quad 4-5$$

Gl. 4-5 gibt lediglich eine Abschätzung der Dicke der Vorwärmzone einer Flammenfront. Tatsächlich ist die Vorwärmzone um ein vielfaches dicker, da der tatsächliche Temperaturverlauf nur im mittleren Bereich der Flammenfront linear ist. In den beiden Randbereichen verläuft die Temperatur asymptotisch gegen die Edukt- bzw. Produkttemperatur [Jan72]. Geht man davon aus, dass die Dicke der gesamten Flammenfront δ_{Ff} proportional zu den Dicken der einzelnen Zonen ist,

$$\delta_{Ff} \propto \delta_{Vz} \propto \delta_{Rz} , \quad 4-6$$

erhält man die häufig in der Literatur verwendete Beziehung

$$\delta_{Ff} \propto \frac{\bar{a}}{S_{l,p}} . \quad 4-7$$

Weiterhin kann man mit der Dicke der Reaktionszone δ_{Rz} ein Zeitmaß einführen, welches als Zeitmaß der Wärmefreisetzung bezeichnet werden kann:

$$\tau_c \propto \frac{\delta_{Rz}}{S_{l,p}} \propto \frac{\bar{a}}{S_{l,p}^2} . \quad 4-8$$

Gleichungen (4-6) bis (4-8) ergeben dann die wichtige Beziehung für die laminare Brenngeschwindigkeit

$$S_{l,p} \propto \sqrt{\frac{\bar{a}}{\tau_c}} \quad \text{bzw.} \quad S_{l,p} = c_{kin} \cdot \sqrt{\frac{\bar{a}}{\tau_c}}. \quad 4-9$$

Die kinetische Konstante c_{kin} liegt in der Größenordnung von eins und kann mit detaillierten Rechnungen laminarer Vormischflammen für verschiedene Brennstoff/Luft-Gemische bestimmt werden [Sch95,Bru03]. Diese Ergebnisse zeigen, dass die Konstante c_{kin} von dem verwendeten Brennstoff abhängt, aber nahezu unabhängig von der Stöchiometrie des Brennstoff/Luft-Gemisches ist ($c_{kin} \approx 1,2$ für CH_4 , $c_{kin} \approx 1,3$ für C_2H_6 , $c_{kin} \approx 1,5$ für C_3H_8 , $c_{kin} \approx 2,4$ für H_2). Obwohl die laminare Brenngeschwindigkeit auch von der Diffusion der Spezies abhängt, kann die hier beschriebene thermische Theorie die laminare Brenngeschwindigkeit als Funktion der Luftzahl beschreiben [Spa57,Wes81]. Zur Diskussion der Abhängigkeit der laminaren Brenngeschwindigkeit von der Temperatur setzt man für τ_c einen globalkinetischen Arrhenius-Ansatz an und erhält so [Gla96]

$$S_{l,p} \propto \sqrt{\bar{a} \cdot \exp\left(\frac{-E_A}{\mathfrak{R} \cdot T}\right)}. \quad 4-10$$

Mit zunehmender Temperatur T steigt nach Gl. 4–10 die Brenngeschwindigkeit exponentiell an. Zusätzlich zum kleiner werdenden Zeitmaß τ_c steigt allerdings auch noch die Temperaturleitzahl \bar{a} mit zunehmender Temperatur. Experimentelle Ergebnisse zeigen eine quadratische Abhängigkeit von der Eduktgastemperatur [And72,Met80].

4.1.2 Einfluss von Flammenfrontstreckung auf die laminare Brenngeschwindigkeit, Definition der Markstein-Zahl

Flammenfrontstreckung

Unter Flammenfrontstreckung versteht man nach Karlovitz die zeitliche Änderungsrate der Größe eines Oberflächenelementes Σ der Flammenfront [Karl52]:

$$K = \frac{1}{\Sigma} \cdot \frac{d\Sigma}{dt}. \quad 4-11$$

Gemäß dieser Definition ergibt sich bei positiven Werten von K eine Vergrößerung der spezifischen Oberfläche und bei negativen Werten eine Verkleinerung. K wird unabhängig von dem Vorzeichen Streckungsrate genannt und ist eine dimensionsbehaftete Größe der Einheit $1/s$. Da es naheliegend erscheint, die Streckungsrate der Flammen-

front mit dem Zeitmaß τ_c der Flammenfront zu entdimensionieren [Lew87], wird in der Regel die dimensionslose Karlovitz-Zahl als Maß für die Flammenfrontstreckung verwendet:

$$Ka = K \cdot \tau_c \quad \text{mit} \quad \tau_c = \frac{\nu}{S_{l,p}^2}. \quad 4-12$$

Die Proportionalitätskonstante c_{kin} , welche in Kap. 4.1.1 eingeführt wurde, wird bei der Berechnung der Karlovitz-Zahl vernachlässigt und bleibt deshalb in Gl. 4–12 ebenfalls unberücksichtigt. In der Literatur wird des Weiteren im Gegensatz zu Gl. 4–8 das Zeitmaß τ_c nicht mit der mittleren Temperaturleitzahl \bar{a} , sondern mit der kinematischen Viskosität ν des unverbrannten Brennstoff/Luft-Gemisches berechnet. Damit die im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Karlovitz-Zahlen mit Literaturwerten verglichen werden können, wird die Karlovitz-Zahl Ka und das Zeitmaß τ_c in dieser Arbeit ebenfalls mit Gl. 4–12 berechnet.

Betrachtet man wie im Folgenden ein deformiertes Oberflächenelement Σ einer Flamme, z.B. eine Isotherme in der Flammenfront (siehe Abb. 4.2), mit den Krümmungsradien r_1 und r_2 , so erkennt man, dass sich der Vektor der Flammenfrontgeschwindigkeit \bar{u}_{Ff} aus dem Vektor der Gasgeschwindigkeit \bar{u}_g und der Bewegung der Flammenfront normal zur Oberfläche auf Grund der Brenngeschwindigkeit $S_l \cdot \bar{n}$ zusammensetzt. Die gesamte Streckungsrate des Oberflächenelementes K setzt sich daher auch aus zwei Termen zusammen [Can90,Poi01]:

$$K = \underbrace{\nabla_t \cdot \bar{u}_g}_{K_s} + \underbrace{S_l \cdot (\nabla_t \cdot \bar{n})}_{K_c} = \nabla_t \cdot \bar{u}_g - S_l \cdot \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \quad 4-13$$

$$K = K_s + K_c$$

Der Index t bei ∇_t bezieht sich auf die Tangentialkomponente des ∇ -Operators [Chu84]. K_s beschreibt daher Flammenfrontstreckung durch die Divergenz der Gasgeschwindigkeit \bar{u}_g tangential zur Flammenfrontoberfläche. Flammenfrontstreckung K_s wird verursacht durch z.B. gasdynamischen Diskontinuitäten entlang der Flammenfront auf Grund von Turbulenz, Verformung durch eine überlagerte konvektive Strömung oder auf Grund von volumetrischer Ausdehnung durch Wärmefreisetzung. K_c hingegen beschreibt lediglich den Streckungseinfluss durch Flammenfrontkrümmung. Da an einer bestimmten Stelle auf der Flammenfront die Ausbreitungsrichtung durch Verbrennung (Brenngeschwindigkeit) stets orthogonal zur Flammenfrontoberfläche ist, bewirkt eine Flammenfrontkrümmung auch eine Streckung der Flammenfront. Im Deutschen ist die Nomenklatur für die unterschiedlichen Formen der Flammenfront

streckung nicht eindeutig. Der Begriff "Flammenfrontstreckung" fasst sowohl beide Komponenten (K_c und K_s) zusammen, wird aber auch nur für K_s verwendet.

Bei K_c spricht man von "Krümmung". Im Englischen ist dagegen die Bezeichnung eindeutig: spricht man von "stretch" sind immer beide Anteile gemeint, der Begriff "curvature" steht für Flammenfrontstreckung durch Krümmung K_c und "strain" für Flammenfrontstreckung durch den Gradient der Gasgeschwindigkeit \bar{u}_g tangential zur Flammenfrontoberfläche K_s .

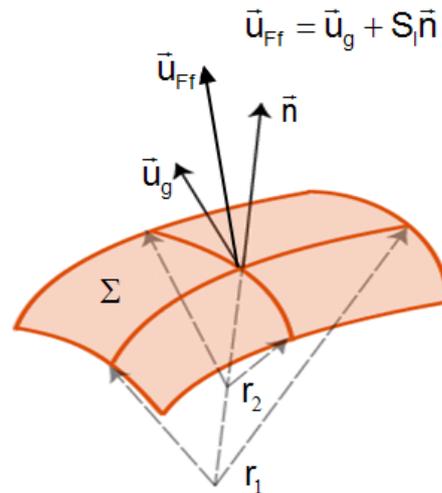


Abb. 4.2: Schematische Darstellung eines deformierten Oberflächenelementes Σ einer Flamme mit dem Einheitsnormalenvektor \bar{n} , den Krümmungsradien r_1 und r_2 , der laminaren Brenngeschwindigkeit S_l normal zur Oberfläche und des Geschwindigkeitsvektors der Gasströmung \bar{u}_g

Flammenfrontstreckung expandierender sphärischer Flammen

Im Rahmen dieser Arbeit werden sphärisch expandierende laminare Flammen untersucht, daher soll im Folgenden genauer auf die Flammenfrontstreckung dieses Flammentyps eingegangen werden. Abb. 4.3 zeigt schematisch eine instationäre, sphärische laminare Flammenausbreitung. Die Flammenfrontgeschwindigkeit u_{Ff} setzt sich analog zu Gl. 4–1 aus der laminaren Brenngeschwindigkeit S_l und der Gasgeschwindigkeit auf Grund der Expansion der Abgase u_g zusammen. Im Gegensatz zu der planaren Flammenausbreitung in Abb. 4.1 wird bei der in Abb. 4.3 dargestellten sphärischen Flammenausbreitung die Flamme positiv gestreckt, da sich die Flammenfrontoberfläche stetig vergrößert. Da die Flammenfront bei der sphärischen Flammenausbreitung

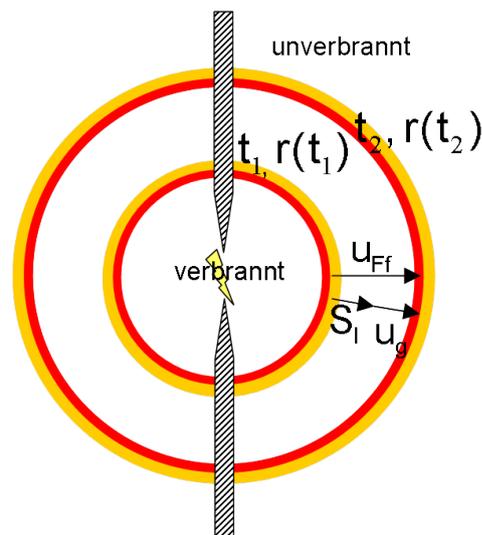


Abb. 4.3: Schematische Darstellung einer instationären, sphärischen laminaren Flammenausbreitung

einheitlich gestreckt wird und die Flammenfrontoberfläche bzw. Flammenfrontgeschwindigkeit einfach über den Radius bzw. zeitlichen Verlauf des Radius bestimmt werden kann, eignet sich die sphärisch expandierende Flamme besonders gut zum Messen des Einflusses der Flammenfrontstreckung auf die laminare Brenngeschwindigkeit. Daher gibt es hierzu auch zahlreiche Untersuchungen [Tse93,Aun95,Aun97,Bra96,Bra98b,Kwo92a,Has98,Gu00]. Die Streckungsrate der sphärisch expandierenden Flamme kann wie folgt berechnet werden [Cla85,Law88]:

$$K = \frac{1}{\Sigma} \cdot \frac{d\Sigma}{dt} = \frac{1}{A_{Ff}} \cdot \frac{dA_{Ff}}{dt} = \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot r^2} \cdot \frac{d(4 \cdot \pi \cdot r^2)}{dt} = \frac{2}{r} \cdot \frac{dr}{dt} \quad 4-14$$

Gemäß Gl. 4–13 kann auch bei der sphärisch expandierenden Flamme die Streckungsrate in K_s und K_c separiert werden:

$$K = \frac{2}{r} \cdot \frac{dr}{dt} = \frac{2}{r} \cdot u_{Ff} = \frac{2}{r} \cdot (u_g + S_l) = \underbrace{\frac{2}{r} \cdot u_g}_{K_s} + \underbrace{\frac{2}{r} \cdot S_l}_{K_c} \quad 4-15$$

$$K = K_s + K_c$$

Beide Anteile an der Flammenfrontstreckung sind überlagert und durch das Expansionsverhältnis miteinander verknüpft (siehe Gl. 4–2). Die Einflüsse von K_s und K_c auf die laminare Brenngeschwindigkeit können mit diesem Flammentyp nicht voneinander getrennt untersucht werden. Da die Expansionsgeschwindigkeit u_g auf Grund des Dichteunterschiedes zwischen Edukt- und Produktgas in der Regel 4 - 9 Mal so groß ist als die Brenngeschwindigkeit S_l selbst, ist auch der Anteil an der Flammenfrontstreckung durch die Expansionsströmung entsprechend größer.

Definition der Markstein-Zahl

Ein erster Ansatz zur Beschreibung der Abhängigkeit der Brenngeschwindigkeit von Flammenfrontstreckungseffekten stammt von Markstein [Mar51,Mar64]. In einem Rohr, in dem sich eine Flamme von unten nach oben ausbreitete, beobachtete er zelluläre Strukturen auf der Flammenfrontoberfläche. Dabei stellte Markstein fest, dass die laminare Brenngeschwindigkeit S_l von der laminaren Brenngeschwindigkeit einer planarer Flammen $S_{l,p}$ abweicht und mit dem Zellradius korreliert. Auf der Basis dieser Arbeit wurde später ein allgemein gültiger Zusammenhang zwischen der Flammenfrontstreckung K und der laminaren Brenngeschwindigkeit S_l eingeführt [Mat82,Cla85]:

$$S_l = S_{l,p} - L \cdot K + O(\epsilon^2 \cdot S_l) \quad 4-16$$

Die dimensionsbehaftete Proportionalitätskonstante L wird Markstein-Länge genannt und hängt vom Druck, der Temperatur und Eduktgaszusammensetzung ab, ε ist das Verhältnis zwischen Flammenfrontdicke und Krümmungsradius der Flamme. Der Term der Ordnung $O(\varepsilon^2 \cdot S_i)$ kann unter der Annahme $\varepsilon \ll 1$ vernachlässigt werden. Zur Entdimensionierung der Markstein-Länge wird die Flammenfrontdicke verwendet. Im Gegensatz zu Gl. 4–5 wird in der Literatur jedoch meist zur Berechnung der Flammenfrontdicke an Stelle der mittleren Temperaturleitzahl $\bar{\alpha}$ die kinematische Viskosität ν des unverbrannten Brennstoff/Luft-Gemisches eingesetzt. Des Weiteren wird davon ausgegangen, dass $\nu/S_{l,p}$ der gesamten Flammenfrontdicke δ_{FF} entspricht. Damit die im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Markstein-Zahlen mit Literaturwerten verglichen werden können, wird analog zur Bestimmung der Karlovitz-Zahl in Gl. 4–12 auch hier die Markstein-Zahl wie folgt berechnet:

$$Ma = \frac{L}{\delta_{FF}} = \frac{L}{\nu/S_{l,p}}. \quad 4-17$$

Gl. 4–16 lässt sich dann in dimensionsloser Form schreiben:

$$\frac{S_i}{S_{l,p}} = 1 - Ma \cdot Ka. \quad 4-18$$

Zahlreiche experimentelle Arbeiten diskutieren die lineare Abhängigkeit der laminaren Brenngeschwindigkeit von der Flammenfrontstreckung und gemessene Markstein-Zahlen für verschiedenste Brennstoff/Luft-Gemische [Des90, Kwo92a, Tse93, Aun95, Aun97, Bra98b, Gu00]. Auch analytische Modelle, bei denen die physikalischen Vorgänge in der Flammenfront mit mathematischen Ansätzen näherungsweise beschrieben werden, zeigen qualitativ die Abhängigkeit der Brenngeschwindigkeit von der Flammenfrontstreckung für verschiedene Gemische [Mat82, Cla85, Pet86, Law88, Sun99, Bec01, Gro02]. Durch die modellhafte Beschreibung der Flammenfront haben diese Arbeiten zum Verständnis der physikalischen Vorgänge in einer gestreckten laminaren Flamme beigetragen. Im Gegensatz zu analytischen Modellen können mit detaillierten eindimensionalen Rechnungen ohne Modellierung unbekannter Größen die Abhängigkeiten laminarer Brenngeschwindigkeiten von der Flammenfrontstreckung quantitativ korrekt wiedergeben werden [Bra96]. Diese Rechnungen können jedoch nur mit großem Rechenaufwand unter Verwendung detaillierter Chemie und durch Aufstellen der Erhaltungsgleichungen für Masse, Speziesmasse, Impuls und Energie durchgeführt werden.

Nahezu alle Arbeiten untersuchen den Einfluss der Flammenfrontstreckung auf die laminare Brenngeschwindigkeit für $Ka > 0$, nur wenige Arbeiten [Bra96, Iba02] haben Experimente bzw. Rechnungen für $Ka < 0$ veröffentlicht. Diese wenigen Arbeiten bestätigen jedoch, dass die mit Gl. 4–18 beschriebene Abhängigkeit sowohl für $Ka > 0$ als auch $Ka < 0$ gilt.

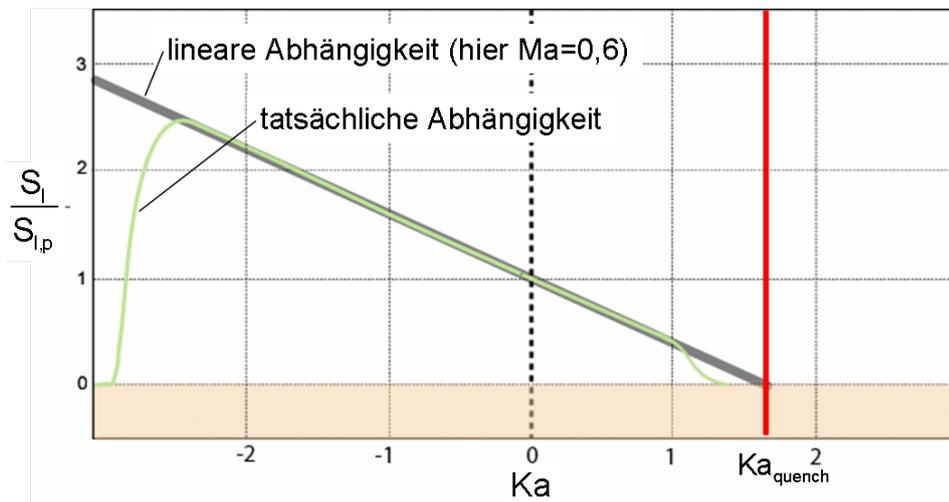


Abb. 4.4: Modellhafte und tatsächliche Abhängigkeit der laminaren Brenngeschwindigkeit S_l von der Karlovitz-Zahl Ka

Abb. 4.4 zeigt die mit Gl. 4–18 berechnete Abhängigkeit der laminaren Brenngeschwindigkeit S_l von Ka für $Ma=0,6$. Tatsächlich ist jedoch davon auszugehen, dass die lineare Abhängigkeit für sehr große und sehr kleine Werte für Ka nicht mehr gilt. Dies hängt damit zusammen, dass der Term der Ordnung $O(\epsilon^2 \cdot S_{l,p})$ in Gl. 4–18 vernachlässigt wird. Des Weiteren gibt es keine allgemein gültigen Gleichungen, die dieses Verhalten beschreiben können. Für sehr große positive und negative Streckungsraten kommt es zum Verlöschen der Flamme [Bra96, Bra98a]. Wie der tatsächliche Verlauf der laminaren Brenngeschwindigkeit über Ka aussehen könnte, ist ebenfalls in Abb. 4.4 dargestellt. Experimentelle und numerische Ergebnisse zeigen tatsächlich, dass bei sehr kleinen Krümmungsradien der lineare Zusammenhang nach Gl. 4–18 nicht mehr gilt [Lip96, Karp97]. Meistens kann jedoch von einer linearen Abhängigkeit ausgegangen werden, da Flammenfrontstreckung in der Regel kleiner ist als dass nicht-lineare Abhängigkeiten eine Rolle spielen könnten.

Weiterführende Arbeiten [Ech90, Poi92, Bra96, Iba02] zeigen, dass sich K_s ("strain") und K_c ("curvature") unterschiedlich auf die laminare Brenngeschwindigkeit auswirken und sich die durch Streckung beeinflusste Brenngeschwindigkeit durch Linearkombination beider Anteile ergibt:

$$S_l = S_{l,p} - L_s \cdot K_s - L_c \cdot K_c + O(\epsilon^2 \cdot S_{l,p}).$$

Unter der Voraussetzung $\varepsilon \ll 1$ kann dann auch Gl. 4–18 als Linearkombination der Einflüsse von Ka_s und Ka_c auf die laminare Brenngeschwindigkeit geschrieben werden:

$$\frac{S_l}{S_{l,p}} = 1 - Ma_s \cdot Ka_s - Ma_c \cdot Ka_c. \quad 4-20$$

L_s bzw. Ma_s berücksichtigen den Einfluss von Flammenfrontstreckung durch den Gradient der Gasgeschwindigkeit tangential zur Flammenfrontoberfläche ("strain"), L_c bzw. Ma_c den Einfluss von Flammenfrontstreckung durch Krümmung ("curvature") auf die laminare Brenngeschwindigkeit.

Verlöschen laminarer Flammen durch sehr große positive und negative Streckungsraten

Verlöschen bedeutet, dass keine Reaktion und somit kein Umsatz von Edukten zu Produkten mehr stattfindet. Da die Umsatzrate in direktem Zusammenhang mit der Brenngeschwindigkeit steht, kann unter der Voraussetzung der linearen Abhängigkeit Gl. 4–18 verwendet werden, um die Karlovitz-Zahl, bei der die laminare Flamme verlöscht, zu berechnen [Bra96, Bra98a]. Hierzu wird $S_l / S_{l,p} = 0$ gesetzt und man erhält so

$$Ka_{\text{quench}} = \frac{1}{Ma}. \quad 4-21$$

Für $Ma > 0$ verlöscht somit die Flamme bei einer positiven und für $Ma < 0$ bei einer negativen Streckungsrate, deren Betrag umso größer wird, je mehr Ma von null abweicht. Numerische [Sta91] und experimentelle [Law86] Ergebnisse bestätigen für $Ma > 0$ qualitativ den in Gl. 4–21 dargestellten Zusammenhang. Für $Ma > 0$ und $Ka < 0$ bzw. $Ma < 0$ und $Ka > 0$ findet hingegen nach Gl. 4–18 kein Verlöschen statt, da S_l mit zunehmendem Betrag von Ka immer größer wird. Experimente [Law86] mit einem Brennstoff/Luft-Gemisch, dessen Markstein-Zahl kleiner null ist, zeigen jedoch, dass die Flamme auch für $Ka \gg 0$ verlöscht. Des Weiteren kann davon ausgegangen werden, dass auch für $Ma > 0$ und $Ka \ll 0$ die Flamme ab einem sehr großen negativen Wert für Ka verlöscht [Bra96]. Für dieses Phänomen gibt es allerdings keine allgemein gültigen Zusammenhänge und unterschiedliche Erklärungen auf die hier nicht weiter eingegangen wird.

Qualitative Beschreibung der physikalischen Vorgänge in der durch Flammenfrontstreckung beeinflussten Flammenfront

Abb. 4.5 zeigt ungestreckte laminare Brenngeschwindigkeiten und Markstein-Zahlen für verschiedene Brennstoffe und Luftzahlen, die mit laminar sphärisch expandierenden Flammen bei Normalbedingungen bestimmt wurden. Auffällig sind die unterschiedlichen Abhängigkeiten von der Luftzahl. Für H_2/Luft - und CH_4/Luft -Gemische nimmt die Markstein-Zahl mit zunehmender Luftzahl ab und das Vorzeichen der Markstein-Zahl wendet sich bei $\lambda \approx 1,4$. Bei $\text{C}_2\text{H}_6/\text{Luft}$ - und $\text{C}_3\text{H}_8/\text{Luft}$ -Gemischen nimmt die Markstein-Zahl mit zunehmender Luftzahl zu und das Vorzeichen von Ma wendet sich bei $\lambda \approx 0,7$. Des Weiteren fällt auf, dass sich die Markstein-Zahlen für fette ($\lambda < 1$) und magere ($\lambda > 1$) H_2/Luft -Gemische deutlich stärker unterscheiden als die der Kohlenwasserstoff/Luft-Gemische.

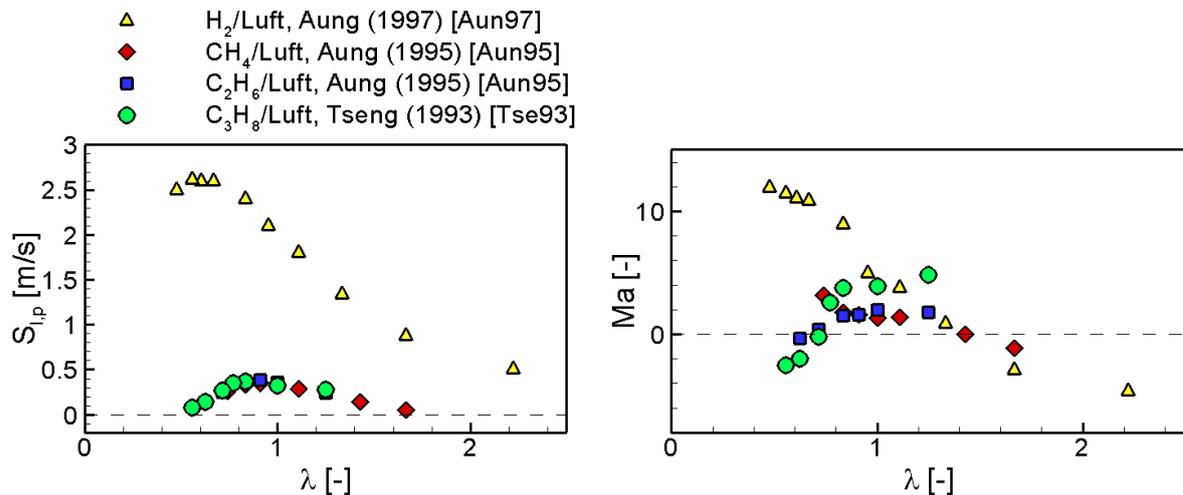


Abb. 4.5: Laminare Brenngeschwindigkeiten $S_{l,p}$ und Markstein-Zahlen Ma für verschiedene Brennstoff/Luft-Gemische bei Normalbedingungen, bestimmt mit sphärisch expandierenden laminaren Flammen

Im Folgenden sollen die eben beschriebenen Abhängigkeiten der Markstein-Zahl von der Luftzahl und dem Brennstoff/Luft-Gemisch durch eine qualitative Beschreibung der physikalischen Vorgänge in der Flammenfront erklärt werden. Hierzu soll eine sich sphärisch ausbreitende Flammenfront mit $K > 0$ 1/s betrachtet werden (siehe Abb. 4.6). Eine laminare Flamme wird durch Wärme- und Stofftransportprozesse in der Flammenfront aufrechterhalten, daher werden im Folgenden die Einflüsse der Flammenfrontstreckung auf die Temperatur und die Stoffdiffusion von Brennstoff und Sauerstoff getrennt erläutert.

Einfluss der Flammenfrontstreckung (bei $K > 0$ 1/s) auf die Temperatur in der Reaktionszone

Wärmetransport findet innerhalb der Flammenfront von der Reaktionszone in die Vorwärmzone statt. Betrachtet man wie in Abb. 4.6 eine sich sphärisch ausbreitende Flamme, erkennt man, dass im Vergleich zu einer planaren Flamme auf Grund der Streckung die Vorwärmzone vergrößert ist. Daher findet eine Defokussierung von Wärme statt und die mittlere Temperatur in der Reaktionszone sinkt. Durch die Abhängigkeit der laminaren Brenngeschwindigkeit von der Temperatur sinkt dadurch auch die Brenngeschwindigkeit. Dieser Effekt hängt von der Temperaturleitzahl a ab und führt bei Flammen mit $K > 0$ 1/s immer zu einer Verringerung der laminaren Brenngeschwindigkeit S_l verglichen mit der einer ungestreckten Flamme $S_{l,p}$.

Einfluss der Flammenfrontstreckung (bei $K > 0$ 1/s) auf die Stoffdiffusion von Brennstoff und Sauerstoff

Im Gegensatz zur Wärmedefokussierung findet Fokussierung von Brennstoff und Sauerstoff in die Reaktionszone statt, da diese von der Vorwärmzone in Richtung der Reaktionszone diffundieren. Hierbei muss des Weiteren zwischen zwei Fällen unterschieden werden, da der Einfluss davon abhängt, ob die auf das Brenngeschwindigkeitsmaximum bezogene im Unterschuss vorliegende Komponenten schneller oder langsamer als die im Überschuss vorliegende Komponente diffundiert. Für Alkane liegt das Maximum der Brenngeschwindigkeit bei $\lambda \approx 0,95$ (siehe Abb. 4.5). Für $\lambda < 0,95$ ist demnach Sauerstoff die im Unterschuss vorliegende Komponente, für $\lambda > 0,95$ Brennstoff.

Im linken Bild von Abb. 4.6 ist schematisch der Fall dargestellt, dass die im Überschuss vorliegende Komponente schneller ($D_{\text{Über}} > D_{\text{Unter}}$) diffundiert. Für diesen Fall findet durch eine Fokussierung der Stoffdiffusion eine weitere Anreicherung der bereits im Überschuss vorliegenden Komponente in der Reaktionszone statt. Ein mageres Gemisch wird folglich noch magerer, ein fettes Gemisch noch fetter. Dies führt zu einer Stöchiometrieverschiebung in Richtung der Zündgrenzen und somit zu einer Brenngeschwindigkeiterniedrigung von S_l im Vergleich zur planaren laminaren Brenngeschwindigkeit $S_{l,p}$. Der Effekt kehrt sich um, wenn wie im rechten Bild von Abb. 4.6 die im Überschuss vorliegende Komponente langsamer diffundiert, da dann eine Stöchiometrieverschiebung in Richtung des Geschwindigkeitsmaximums stattfindet.

Zur Abschätzung des Einflusses der Stoffdiffusion auf die Brenngeschwindigkeit sind daher Kenntnisse über das Verhältnis der Diffusionskoeffizienten von Brennstoff und Sauerstoff sowie die Abhängigkeit der Brenngeschwindigkeit von der Stöchiometrie notwendig. Für die Brennstoff/Luft-Gemische, deren Markteinzahlen in Abb. 4.5 dar-

gestellt sind, gelten die in Tab. 4.1 aufgeführten Verhältnisse für die binären Diffusionskoeffizienten mit Stickstoff bei Normalbedingungen.

Tab. 4.1: Verhältnisse der binären Diffusionskoeffizienten von Sauerstoff in Stickstoff und verschiedenen gasförmigen Brennstoffen in Stickstoff bei Normalbedingungen

$D_{O_2} / D_{H_2} = 0,27$	$D_{O_2} / D_{CH_4} = 0,93$	$D_{O_2} / D_{C_2H_6} = 1,41$	$D_{O_2} / D_{C_3H_8} = 1,82$
----------------------------	-----------------------------	-------------------------------	-------------------------------

Wasserstoff und Methan diffundieren schneller als Sauerstoff, Ethan und Propan langsamer. Aus diesem Grund muss sich die Stofffokussierung unterschiedlich auf die Brenngeschwindigkeit für H_2 /Luft- und CH_4 /Luft-Gemische auf der einen sowie C_2H_6 /Luft- und C_3H_8 /Luft-Gemische auf der anderen Seite auswirken. Da des Weiteren der Unterschied zwischen den Diffusionskoeffizienten von Sauerstoff und Wasserstoff deutlich größer ist als zwischen Sauerstoff und den anderen Brennstoffen, ist davon auszugehen, dass der Einfluss der Stofffokussierung bei Wasserstoff größer ist.

Qualitativ sind diese Abhängigkeiten in Abb. 4.5 erkennbar. Mit zunehmender Luftzahl sinkt die Markstein-Zahl für H_2 /Luft- und CH_4 /Luft-Gemische, für C_2H_6 /Luft- und C_3H_8 /Luft-Gemische steigt diese. Des Weiteren ist der Unterschied in der Markstein-Zahl für magere und fette H_2 /Luft-Gemische deutlich größer als bei den anderen Brennstoff/Luft-Gemischen.

Der soeben beschriebene Einfluss von Flammenfrontstreckung auf die Stoffdiffusion erfolgte unter Außerachtlassen reaktiver Zwischenprodukte (Radikale), die für den Reaktionsfortschritt maßgeblich sind. Eine Berücksichtigung der Diffusionseffekte der an der Reaktion beteiligten Zwischenprodukte ist allerdings schwierig, da Flammenfrontstreckung die Verweilzeiten und Konzentrationsverläufe der Zwischenprodukte in der Flammenfront beeinflusst. Wie sich diese Änderungen bei zahlreichen Zwischenprodukten auf die Brenngeschwindigkeit auswirken, ist nicht ohne umfangreiche Reaktionsfluss- und Sensitivitätsanalysen ermittelbar.

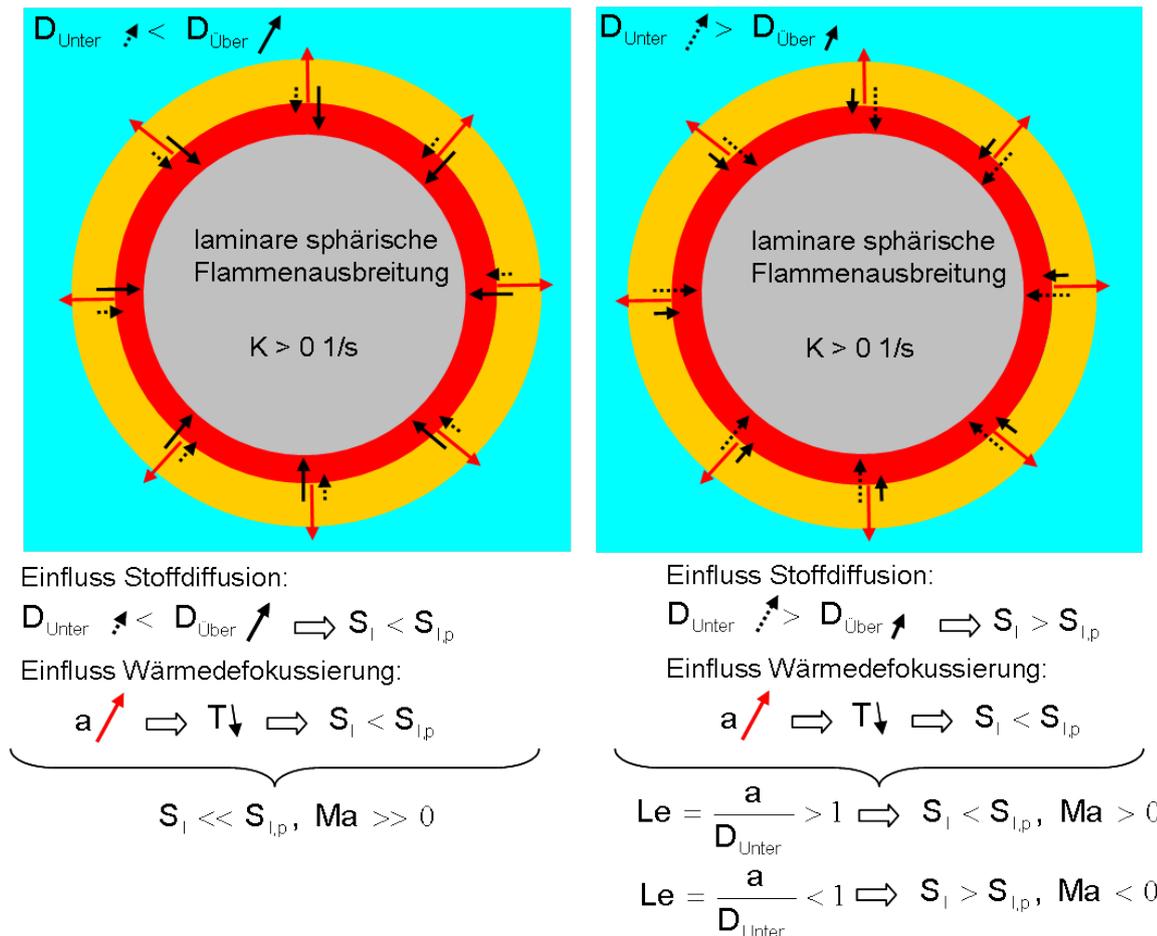


Abb. 4.6: Schematische Darstellung der Einflüsse von Stoffdiffusion und Wärmedefokussierung auf die laminare Brenngeschwindigkeit einer instationären, sphärischen laminaren Flammenausbreitung

Bewertung der unterschiedlichen Einflüsse von Wärmedefokussierung und Stoffdiffusion auf die laminare Brenngeschwindigkeit

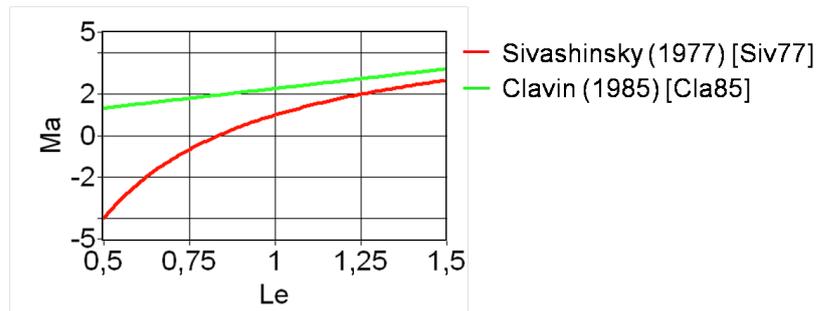
Wie aus Abb. 4.6 zu erkennen ist, bewirken beide Transportvorgänge (Wärmedefokussierung und Stoffdiffusion) eine Erniedrigung der laminaren Brenngeschwindigkeit, wenn der Diffusionskoeffizient der überschüssigen Komponente größer ist als der Diffusionskoeffizient der im Unterschuss vorliegenden Komponente. In diesem Fall ist die laminare Brenngeschwindigkeit einer sich sphärisch ausbreitenden Flamme immer kleiner als die einer ungestreckten Flamme und die Markstein-Zahl ist stets positiv. Ist dagegen der Diffusionskoeffizient der im Unterschuss vorliegenden Komponente größer, hängt es davon ab, welcher der beiden Effekte – Brenngeschwindigkeitserniedrigung durch Wärmedefokussierung oder Erhöhung durch Stoffdiffusion - dominiert. Zur Beschreibung dieser konkurrierenden Einflüsse wird der Begriff "bevorzugte Diffusion" (im Englischen "preferential diffusion") verwendet und spiegelt die Tatsache wider, dass im Hinblick auf die Brenngeschwindigkeitsänderung entscheidend ist, welcher

der beiden Prozesse - Wärmedefokussierung oder Stoffdiffusion – bevorzugt abläuft. Zur qualitativen Beurteilung der bevorzugten Diffusion kann die Lewis-Zahl

$$Le = \frac{a}{D_{\text{Unter}}} \quad 4-22$$

verwendet werden, wobei a die Temperaturleitfähigkeit des Frischgases und D_{Unter} der Diffusionskoeffizient der auf das Geschwindigkeitsmaximum bezogenen im Unterschuss vorliegenden

Komponenten sind. Für $Le > 1$ dominiert in der Regel der brenngeschwindigkeitsmindernde Einfluss der Wärmedefokussierung, für $Le < 1$ können Bedingungen vorliegen, bei denen der brenngeschwindigkeitserhöhende Einfluss der Stoffdiffusion



den Effekt der Wärmedefokussierung überkompensieren kann. Der Zusammenhang zwischen der Lewis- und Markstein-Zahl wurde schon früh erkannt und mit analytischen Modellen berechnet [Siv77,Cla85]. Die mit zwei verschiedenen Modellen berechneten Zusammenhänge zwischen Markstein- und Lewis-Zahl sind in Abb. 4.7 dargestellt. Diese Modelle können allerdings nur qualitativ diesen Zusammenhang vorhersagen, da zahlreiche Vereinfachungen getroffen werden müssen. Eine Abschätzung des dominierenden Effektes der bevorzugten Diffusion mit der Lewis-Zahl ist des Weiteren nur sinnvoll, wenn $D_{\text{Unter}} > D_{\text{Über}}$, da für $D_{\text{Über}} > D_{\text{Unter}}$ auch der Einfluss von Flammenfrontstreckung auf die Stoffdiffusion zu einer geringeren Brenngeschwindigkeit führt und somit ein Vergleich von Temperaturleitzahl und Diffusionskoeffizient keinen Sinn ergibt (siehe Abb. 4.6).

Einfluss der Stoffdiffusion

den Effekt der Wärmedefokussierung überkompensieren kann. Der Zusammenhang zwischen der Lewis- und Markstein-Zahl wurde schon früh erkannt und mit analytischen Modellen berechnet [Siv77,Cla85]. Die mit zwei verschiedenen Modellen berechneten Zusammenhänge zwischen Markstein- und Lewis-Zahl sind in Abb. 4.7 dargestellt. Diese Modelle können allerdings nur qualitativ diesen Zusammenhang vorhersagen, da zahlreiche Vereinfachungen getroffen werden müssen. Eine Abschätzung des dominierenden Effektes der bevorzugten Diffusion mit der Lewis-Zahl ist des Weiteren nur sinnvoll, wenn $D_{\text{Unter}} > D_{\text{Über}}$, da für $D_{\text{Über}} > D_{\text{Unter}}$ auch der Einfluss von Flammenfrontstreckung auf die Stoffdiffusion zu einer geringeren Brenngeschwindigkeit führt und somit ein Vergleich von Temperaturleitzahl und Diffusionskoeffizient keinen Sinn ergibt (siehe Abb. 4.6).

4.2 Numerisch berechnete Markstein-Zahlen und laminare Brenngeschwindigkeiten

Abb. 4.8 zeigt die im Rahmen dieser Arbeit numerisch bestimmten Markstein-Zahlen Ma und laminare Brenngeschwindigkeiten $S_{l,p}$ für Methan-, Propan-, Butan- und Wasserstoff/Luft-Gemische bei einer Temperatur des unverbrannten Brennstoff/Luft-Gemisches von 300 K, Luftzahlen zwischen 0,5 und 2 und Drücken von 1 bis 50 bar. Im Anhang A.2 sind in einer Tabelle alle dargestellten Werte aufgelistet. Des Weiteren sind in der Tabelle die entsprechenden Markstein-Längen, kinematischen Viskositäten, Expansionsfaktoren und analytisch berechnete Flammenfrontdicken verzeichnet.

Ergebnisse der numerisch bestimmten Markstein-Zahlen

Deutlich zu erkennen sind in Abb. 4.8 die unterschiedlichen Abhängigkeiten der Markstein-Zahlen von der Luftzahl für CH_4 /Luft- und H_2 /Luft-Gemische auf der einen und C_3H_8 /Luft- und C_4H_8 /Luft-Gemische auf der anderen Seite. Für CH_4 /Luft nehmen bei allen Drücken die Markstein-Zahlen mit zunehmendem λ ab. Auch H_2 /Luft-Gemische haben bei $\lambda < 1$ Markstein-Zahlen, welche deutlich größer sind als bei $\lambda > 1$. Bei C_3H_8 /Luft- und C_4H_8 /Luft-Gemische wird Ma hingegen mit zunehmendem λ größer. Diese gegenläufigen Abhängigkeiten können auf unterschiedliche Diffusionskoeffizientenverhältnisse von Brennstoff und Sauerstoff (siehe Tab. 4.1) zurückgeführt werden.

Beim Vergleich der Brennstoffe CH_4 und H_2 fällt auf, dass die Unterschiede zwischen den Markstein-Zahlen für fette und magere Gemische bei H_2 wesentlich größer sind als bei CH_4 . Das H_2 /Luft-Gemisch hat bei 1 bar und $\lambda = 0,5$ eine Markstein-Zahl von 13,6, mit zunehmendem λ nimmt Ma ab, wird zwischen einer Luftzahl von 1,2 und 1,4 negativ und hat dann bei $\lambda = 2$ einen Wert von -9,51. Die Markstein-Zahl für ein CH_4 /Luft-Gemisch bei einem Druck von 1 bar hingegen beträgt bei $\lambda = 0,71$ lediglich 3,9 und bei $\lambda = 1,7$ ist $Ma = 0,65$. Gemäß des in Kap. 4.1.2 beschriebenen Einflusses der Flammenfrontstreckung auf die laminare Brenngeschwindigkeit durch bevorzugte Diffusion können diese Unterschiede darauf zurückgeführt werden, dass H_2 wesentlich schneller diffundiert als CH_4 und somit der Unterschied in den Diffusionsgeschwindigkeiten von H_2 und O_2 wesentlich größer ist als zwischen CH_4 und O_2 . Sowohl bei dem Brennstoff CH_4 als auch bei H_2 sind Abhängigkeiten vom Druck zu erkennen: bei gleichem λ werden Markstein-Zahlen mit zunehmendem Druck kleiner bzw. bei negativen Markstein-Zahlen bleibt Ma negativ und der Betrag von Ma wird größer. Bei H_2 /Luft-Gemischen bedeutet dies auch, dass sich das Vorzeichen von Ma mit zunehmendem Druck bei einer kleineren Luftzahl ändert.

Vergleicht man nun die Markstein-Zahlen der Brennstoffe C_3H_8 und C_4H_{10} mit den diskutierten Abhängigkeiten der Markstein-Zahlen von CH_4 und H_2 , fällt auf, dass zwi-

schen C_3H_8 und C_4H_{10} keine deutlichen Unterschiede zu erkennen sind. Dies lässt darauf schließen, dass bei diesen Brennstoffen die bei der Reaktion gebildeten Zwischenspezies einen Einfluss auf den Effekt der bevorzugten Diffusion haben, die Diffusion der Zwischenprodukte innerhalb der Flammenfront von Flammenfrontstreckung beeinflusst wird und sich auf die Brenngeschwindigkeit auswirkt. Tatsächlich verläuft die Oxidation von C_3H_8 und C_4H_{10} über die gleichen Reaktionspfade [War01], wodurch während der Reaktion die gleichen Zwischenprodukte gebildet werden und den Flammenfortschritt steuern. Die vergleichbaren Abhängigkeiten der Markstein-Zahlen der Brennstoffe C_3H_8 und C_4H_{10} von der Luftzahl könnten damit begründet werden, ein Beweis für diese These steht jedoch aus. Bei der Betrachtung der Markstein-Zahlen für C_3H_8 und C_4H_{10} fällt des Weiteren auf, dass keine eindeutige Abhängigkeit vom Druck zu erkennen ist. Der Druck hat bei diesen beiden Brennstoffen offensichtlich keinen signifikanten Einfluss auf die Markstein-Zahl. Eine Erklärung hierfür ebenso wie für die beobachteten Druckabhängigkeiten bei CH_4 /Luft- und H_2 /Luft-Gemischen wird im Rahmen dieser Arbeit nicht erbracht.

Ergebnisse der numerisch bestimmten laminaren Brenngeschwindigkeiten

Die in Abb. 4.8 dargestellten laminaren Brenngeschwindigkeiten $S_{l,p}$ zeigen die aus der Literatur bekannten Abhängigkeiten von Luftzahl und Druck. Ein Vergleich der numerisch bestimmten Brenngeschwindigkeiten bei 1 bar mit Literaturwerten zeigt weitgehende Übereinstimmung (siehe Abb. 4.15). Die hier gewählte Vorgehensweise zur Bestimmung von Markstein-Zahlen Ma und laminaren Brenngeschwindigkeiten $S_{l,p}$ mit sich sphärisch ausbreitenden Flammen erscheint daher als geeignete Methode, um mit nur einer Rechnung beide Größen (Ma und $S_{l,p}$) zu bestimmen. Da die in Abb. 4.8 dargestellten Abhängigkeiten der laminaren Brenngeschwindigkeiten weitgehend bekannt sind, werden diese hier nicht weiter diskutiert. Die laminaren Brenngeschwindigkeiten $S_{l,p}$ werden lediglich zur Abschätzung laminarer Flammenfrontdicken eingesetzt und dann zur Berechnung von Markstein-Zahl verwendet (siehe Gl. 4–17).

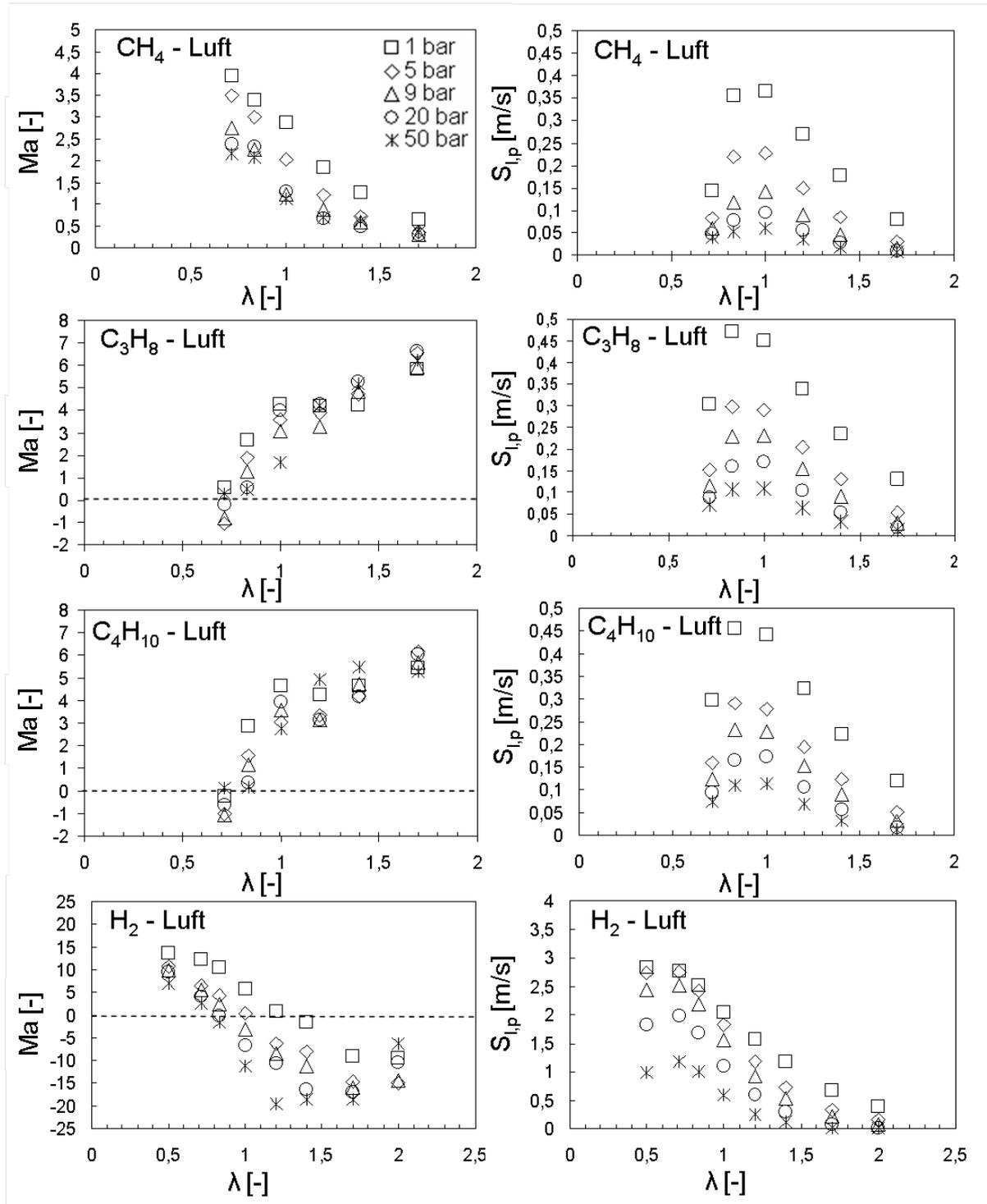


Abb. 4.8: Mit Simulationen von sich sphärisch ausbreitenden laminaren Flammen bestimmte Markstein-Zahlen Ma und laminare Brenngeschwindigkeiten $S_{l,p}$ für Methan-, Propan-, Butan- und Wasserstoff/Luft-Gemische bei einer Temperatur von 300 K und Drücken von 1 bar bis 50 bar

Im Folgenden wird genauer auf die unterschiedlichen Abhängigkeiten der Markstein-Zahl von der Luftzahl eingegangen. Hierbei wird im Besonderen auf die gegenläufigen Abhängigkeiten von CH_4/Luft und H_2/Luft -Gemische (Abnahme von Ma mit zunehmendem λ) sowie $\text{C}_3\text{H}_8/\text{Luft}$ - und $\text{C}_4\text{H}_8/\text{Luft}$ -Gemische (Zunahme von Ma mit zunehmendem λ) eingegangen. An Hand eines direkten Vergleiches des Einflusses von Flammenfrontstreckung auf Stoff- und Wärmetransport bei CH_4/Luft - und $\text{C}_3\text{H}_8/\text{Luft}$ -Flammen wird ergänzend zu den Grundlagen in Kap. 4.1.2 die unterschiedliche Wirkungsweise von bevorzugter Diffusion erklärt (Abb. 4.9). Die theoretischen Erläuterungen werden dann durch den Vergleich von Temperatur- und Luftzahlprofilen gestreckter Flammen überprüft (Abb. 4.10 und Abb. 4.11), wobei die Ergebnisse die bisher bekannten Theorien weitgehend bestätigen.

Vergleich der unterschiedlichen Abhängigkeiten der Markstein-Zahlen von der Luftzahl an Hand eines direkten Vergleiches von CH_4/Luft - und $\text{C}_3\text{H}_8/\text{Luft}$ -Flammen

In Abb. 4.9 sind die Verläufe der laminaren Brenngeschwindigkeit $S_{l,p}$ über der Luftzahl λ bei atmosphärischen Bedingungen für Methan/Luft im linken und Propan/Luft im rechten Diagramm aufgetragen. Dargestellt sind die Einflüsse von Flammenfrontstreckung auf Stoff- und Wärmetransport bei je drei Luftzahlen für sich sphärisch ausbreitende Flammen. Die Punkte, welche mit $S_{l,p}$ gekennzeichnet sind, sind die laminaren planaren Brenngeschwindigkeiten der durch Streckungseffekte nicht beeinflussten Brennstoff/Luft-Gemische. Ausgehend von $S_{l,p}$ repräsentieren die schwarzen Pfeile den Einfluss von Flammenfrontstreckung durch Stofffokussierung, die grauen Pfeile symbolisieren die Geschwindigkeitsminderung auf Grund von Wärmedefokussierung, an deren Ende sich die resultierende Brenngeschwindigkeit S_l befindet. Die Längen der Pfeile stehen für die jeweiligen Stärken der entsprechenden Effekte, d.h. je länger ein Pfeil ist, desto stärker ist der entsprechende Effekt.

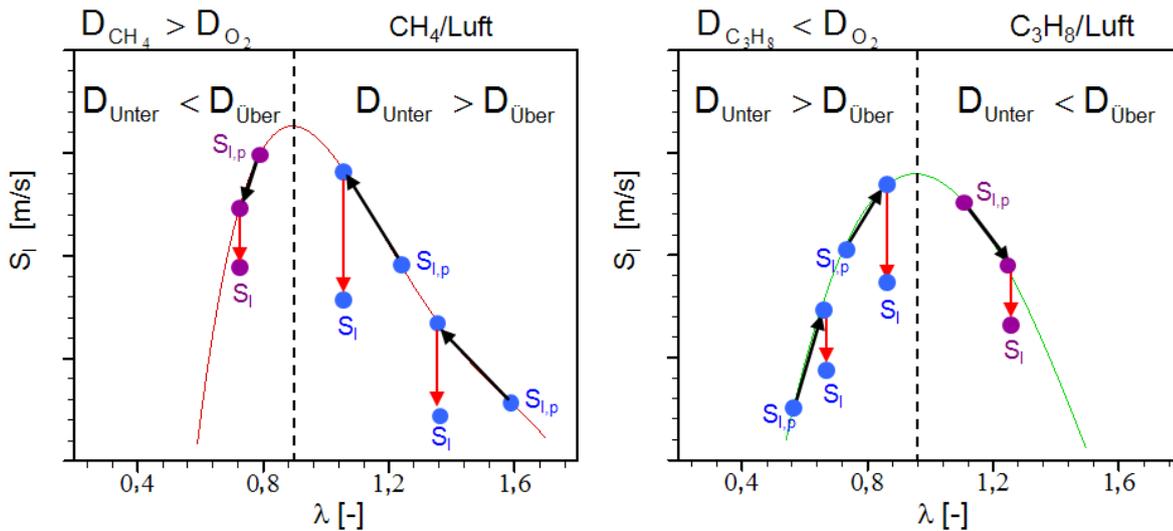


Abb. 4.9: Qualitative Darstellung der Einflüsse von Flammenfrontstreckung durch Stofffokussierung (schwarze Pfeile) und Wärmedefokussierung (graue Pfeile) bei der sich sphärisch ausbreitenden laminaren Flamme; Vergleich von Methan/Luft- und Propan/Luft-Gemischen bei je drei Luftzahlen

Der grundlegende Unterschied zwischen den beiden Brennstoffen besteht darin, dass Stofftransport von Methan durch Diffusion schneller ist als der von Sauerstoff, Propan hingegen diffundiert langsamer als Sauerstoff. Aus diesem Grund findet bei der sich sphärisch ausbreitenden Flamme durch Flammenfrontstreckung bei Methan/Luft eine Stöchiometrieverschiebung in Richtung fetterer Gemische statt. Bei Propan/Luft hingegen bewirkt Stofffokussierung eine Verschiebung in Richtung magerer Gemische (schwarze Pfeile). Wärmedefokussierung hingegen führt unabhängig von Brennstoff und Luftzahl zu einer Verringerung der Brenngeschwindigkeit (graue Pfeile). Aus diesem Grund haben fette CH₄/Luft- bzw. magere C₃H₈/Luft-Gemische eine größere Markstein-Zahl als magere CH₄/Luft- bzw. fette C₃H₈/Luft-Gemische. Wirken beide Effekte gegenläufig (d.h. Stofffokussierung brenngeschwindigkeitserhöhend und Wärmedefokussierung brenngeschwindigkeitsverringend), hängt es von der Stärke des jeweiligen Effektes ab, ob die resultierende Brenngeschwindigkeit S_l größer oder kleiner als $S_{l,p}$ ist. In Abb. 4.9 ist für das Propan/Luft-Gemisch bei $\lambda=0,6$ qualitativ der Fall eines stärkeren Effektes durch Stofffokussierung dargestellt, wodurch S_l größer als $S_{l,p}$ ist und Ma daher negativ.

Nachfolgend werden die soeben beschriebenen Einflüsse von Wärmedefokussierung und Stofffokussierung an Hand von Temperatur- und Luftzahlprofilen entlang der Flammenfront qualitativ überprüft. Hierzu werden die Profile bei je zwei unterschiedlichen Streckungsraten K verglichen. Zur Untersuchung des Einflusses der Stoffdiffusion wird die Luftzahl entlang der Flammenfront mit den Molenbrüchen aller an der Reaktion beteiligten Atome wie folgt berechnet:

$$\lambda = \frac{y_{\text{O}}}{2 \cdot y_{\text{C}} + 1/2 \cdot y_{\text{H}}} \quad 4-23$$

Mit Gl. 4–23 ist es möglich, die Luftzahl auch bei unvollständiger Verbrennung und in der Reaktionszone zu berechnen. Eine Änderung der Luftzahl sollte mit dem oben beschriebenen Einfluss von Flammenfrontstreckung auf Stoffdiffusion erklärt werden können. In Abb. 4.10 und Abb. 4.11 sind Temperatur- und Luftzahlprofile für je zwei unterschiedliche Flammenfrontstreckungen bei je drei CH₄/Luft- ($\lambda=0,8, 1,0$ und $1,5$) bzw. C₃H₈/Luft-Stöchiometrien ($\lambda=0,6, 1,0$ und $1,5$) miteinander verglichen. Dargestellt sind des Weiteren für jede Brennstoff/Luft-Zusammensetzung die berechneten Abhängigkeiten der laminaren Brenngeschwindigkeit S_l von K . In diesen Diagrammen sind mit je einer durchgezogenen und einer gestrichelten vertikalen Linie zwei Flammenfrontstreckungen gekennzeichnet, bei denen die Temperatur- und Luftzahlprofile in den beiden rechten Diagrammen miteinander verglichen sind. Da jeder Flammenfrontstreckung ein anderer Flammenfrontradius zugeordnet werden kann, sind zum besseren Vergleich die Profile übereinandergeschoben. Die Vergleiche erfolgen also an zwei unterschiedlichen Flammenfrontradien, der dargestellte Bereich entlang der Ortskoordinate beträgt je ein Millimeter.

Betrachtet man in Abb. 4.10 die Luftzahlprofile der drei CH₄/Luft-Flammen bei je zwei unterschiedlichen Streckungsraten, erkennt man, dass die mit Gl. 4–23 berechnete Luftzahl im Abgas nach der Flammenfront kleiner wird. Die Verschiebung fällt bei höheren Streckungsraten größer aus als bei kleineren Streckungsraten. Eine Verschiebung in Richtung kleinerer Luftzahl findet unabhängig von der eingestellten Luftzahl des unverbrannten CH₄/Luft-Gemisches statt. Bei den drei C₃H₈/Luft-Flammen in Abb. 4.11 findet hingegen eine Verschiebung in Richtung größerer Luftzahl statt. Diese Verschiebungen der Luftzahl bestätigen den in Abb. 4.9 qualitativ mit schwarzen Pfeilen dargestellten Effekt der Stofffokussierung. Auf Grund der Massenerhaltung müsste bei einer Verschiebung der Luftzahl im Abgas eine entgegengesetzte Verschiebung der Luftzahl im Frischgas beobachtet werden. Tatsächlich zeigen dies auch die Ergebnisse der Rechnungen. Die Verschiebung im Frischgas ist nur wesentlich kleiner und nicht in den Abbildungen erkennbar. Dies kann zwei Gründe haben: 1. Bei kleinen Flammenfrontradien ist das Frischgasvolumen im Gegensatz zu dem Abgasvolumen praktisch unbegrenzt groß, dadurch kann Massendiffusion die Luftzahlverschiebung unmittelbar vor der Flammenfront ausgleichen. 2. Bei sehr kleinen Flammenfrontradien und sich sphärisch expandierenden Flammen ist eine Massenverschiebung im Frischgas mit der Luftzahl schlechter zu erkennen als im Abgas, da bei gleichem Δr das Volumen im Frischgas größer ist als das Volumen im Abgas (sphärische Flamme). Die Interpretation der Temperaturprofile ist schwieriger, da sowohl eine Änderung der Luftzahl den Temperaturverlauf in der Flammenfront beeinflusst, als auch eine Wär-

medefokussierung den Wärmefluss von Abgas in Richtung Frischgas erhöht und dadurch sich das Temperaturprofil durch Flammenfrontstreckung verändert. Diskutiert wird hier nur das Temperaturprofil der C_3H_8 /Luft-Flamme bei $\lambda=0,6$ (Abb. 4.11), da nur bei diesem Brennstoff/Luft-Gemisch ein deutlicher Unterschied in den Temperaturprofilen zu erkennen ist. Bei der höheren Streckungsrate ist ein steileres Temperaturprofil zu erkennen als bei der kleineren Streckungsrate. Auch ist die Temperatur, die sich unmittelbar nach der Flammenfront im Abgas einstellt, bei der größeren Streckungsrate höher. Auf Grund von Wärmedefokussierung würde man genau die entgegengesetzten Verläufe erwarten. Stofffokussierung führt bei dieser Flamme jedoch zu einer Anreicherung von Sauerstoff und dadurch zu einer Erhöhung der Luftzahl von 0,6 auf 0,7. Da die adiabate Verbrennungstemperatur bei $\lambda=0,7$ höher und das Temperaturprofil auf Grund der schnelleren Brenngeschwindigkeit steiler als bei $\lambda=0,6$ sind, wirkt die Stofffokussierung der Wärmedefokussierung entgegen. Der Einfluss der Stofffokussierung ist größer, wodurch die Brenngeschwindigkeit bei dieser Flamme bei einer größeren Streckungsrate größer ist als bei einer kleineren Streckungsrate.

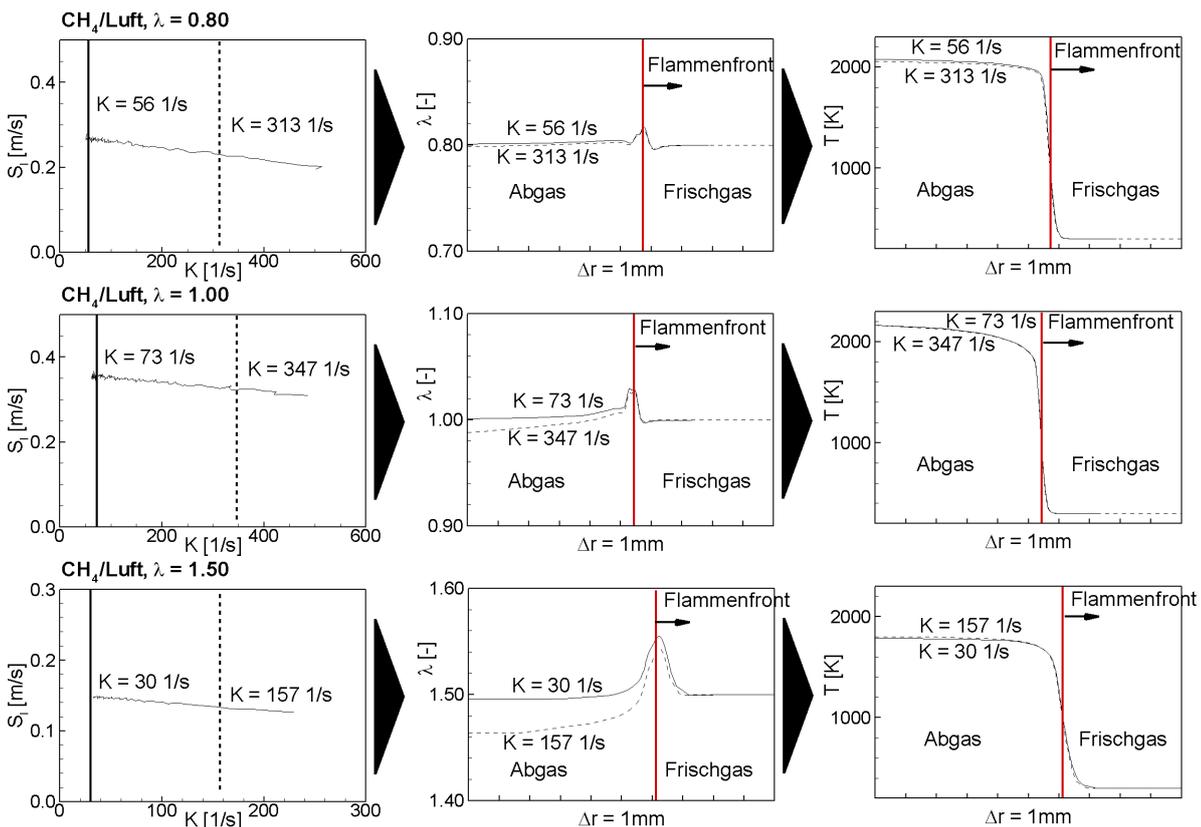


Abb. 4.10: Einfluss der Flammenfrontstreckung auf Temperatur- und Luftzahlprofile entlang der Flammenfront bei drei sphärischen Methan/Luft-Flammen; Vergleich der Profile bei je zwei unterschiedlichen Streckungsraten K ($T_{Ed}=300$ K, $p_{Ed}=1$ bar)

Abb. 4.10 und Abb. 4.11 zeigen, dass die Flammenfrontstreckung Einfluss auf Wärmefluss und Stoffdiffusion in der Flammenfront nimmt. Die in Abb. 4.9 qualitativ dargestellten Einflüsse von Stofffokussierung und Wärmedefokussierung bei der sich

sphärisch ausbreitenden Flamme können durch die Auswertung der Luftzahl- und Temperaturprofile bestätigt werden. Es sei ausdrücklich erwähnt, dass hier der Einfluss von Flammenfrontstreckung auf Luftzahl- und Temperaturprofile mit sich sphärisch ausbreitenden Flammen erklärt wird. Die in Abb. 4.10 und Abb. 4.11 dargestellten Luftzahlprofile können nur bei instationären gestreckten Flammen entstehen. Bei einer stationären Flamme muss auf Grund der Massenerhaltung die mit Gl. 4–23 berechnete Luftzahl vor und nach der Flammenfront gleich sein. Eine Übertragung der beobachteten Abhängigkeiten auf stationär gestreckte Flammen, wie z.B. der Gegenstromflamme, sollte daher kritisch hinterfragt werden.

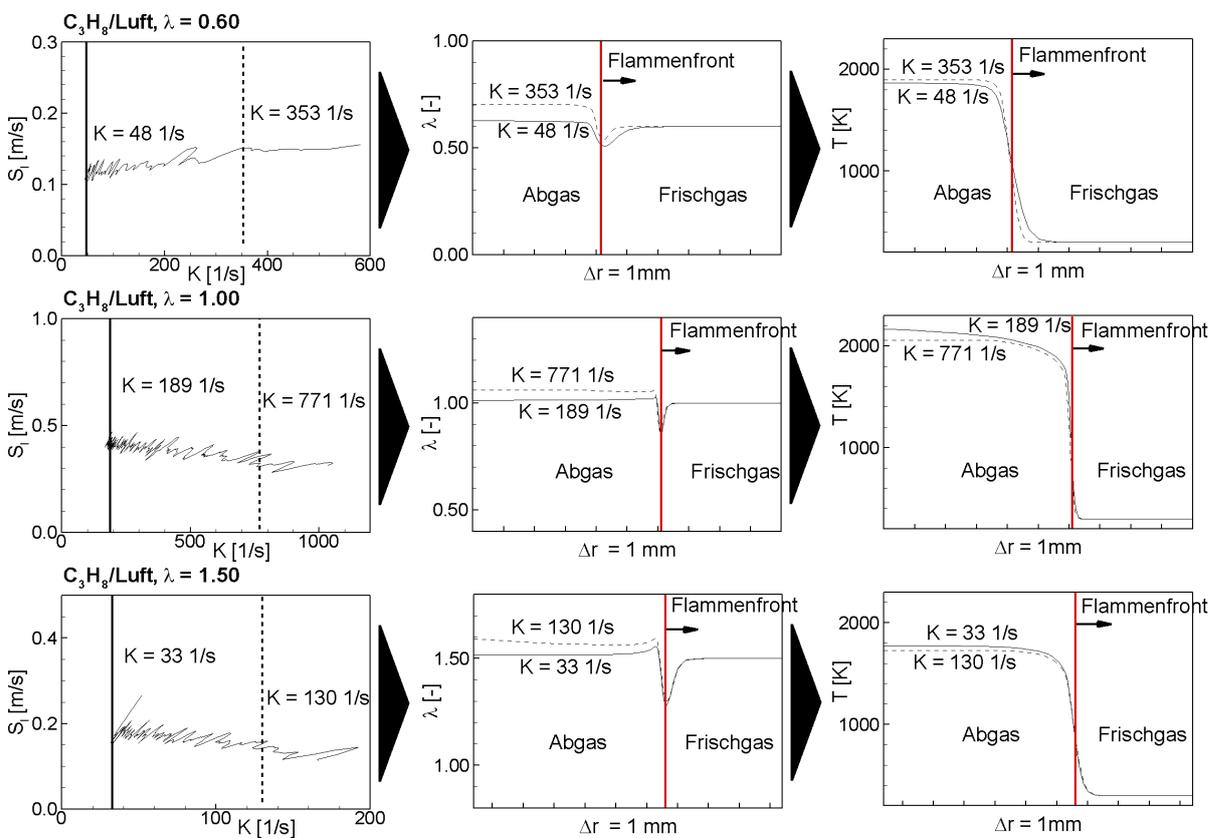


Abb. 4.11: Einfluss der Flammenfrontstreckung auf Temperatur- und Luftzahlprofile entlang der Flammenfront bei drei sphärischen Propan/Luft-Flammen; Vergleich der Profile bei je zwei unterschiedlichen Streckungsraten K ($T_{Ed}=300$ K, $p_{Ed}=1$ bar)

Einfluss des Verhältnisses der Diffusionskoeffizienten von Brennstoff und Sauerstoff auf die Markstein-Zahl

Zur Untersuchung des Einflusses der Diffusionsgeschwindigkeit des Brennstoffes im Verhältnis zu Sauerstoff auf die Markstein-Zahl werden im Folgenden Simulationen von sphärischen Methan/Luft-Flammen diskutiert, bei denen der binäre Diffusionskoeff-

fizient zwischen CH_4 und N_2 auf einen unnatürlichen Wert verändert wird. Die Abhängigkeiten der binären Diffusionskoeffizienten von der Temperatur werden bei dem Programm INSFLA durch so genannte NASA-Polynome approximiert. Zur Änderung der Diffusionsgeschwindigkeit von CH_4 wird das NASA-Polynom für CH_4/N_2 durch die NASA-Polynome von $\text{C}_3\text{H}_8/\text{N}_2$, $\text{C}_2\text{H}_6/\text{N}_2$, O_2/N_2 und H_2/N_2 ersetzt. Dies bedeutet, dass dadurch lediglich die Diffusion von CH_4 in N_2 variiert wird. Da jedoch N_2 auch bei dem fetten Brennstoff/Luft-Gemisch mit über 70 Vol.-% den weitaus größten Volumenanteil am gesamten Brennstoff/Luft-Gemisch hat, sollte die Rechnung durch die Änderung nur dieses einen NASA-Polynoms deutlich beeinflusst werden. Abb. 4.12 zeigt die so für drei Methan/Luft-Gemische ($\lambda=0,8$, $1,0$ und $1,25$) berechnete Markstein-Zahlen Ma und laminare Brenngeschwindigkeiten $S_{l,p}$. Die berechneten Werte sind über dem Verhältnis zwischen dem variierten Diffusionskoeffizienten $D_{\text{CH}_4}^*$ von CH_4/N_2 und dem binären Diffusionskoeffizienten D_{O_2} von O_2/N_2 aufgetragen. Die gepunkteten vertikalen Linien kennzeichnen Rechnungen mit unnatürlichen $D_{\text{CH}_4}^*/D_{\text{O}_2}$ -Verhältnissen, die durchgezogene schwarze Linie kennzeichnet die Rechnungen mit dem natürlichen $D_{\text{CH}_4}^*/D_{\text{O}_2}$ -Verhältnis.

Zu erkennen ist eine deutliche Abhängigkeit der Markstein-Zahl von $D_{\text{CH}_4}^*$, die laminare Brenngeschwindigkeit $S_{l,p}$ wird jedoch kaum beeinflusst. Bei $D_{\text{CH}_4}^*/D_{\text{O}_2} = 1$ sind die Diffusionsgeschwindigkeiten von CH_4 und O_2 in N_2 gleich. Da keine Stofffokussierung von CH_4 oder O_2 erfolgt, sollte aus diesem Grund bei $D_{\text{CH}_4}^*/D_{\text{O}_2} = 1$ der Einfluss von Stoffdiffusion am geringsten sein. Die unterschiedlichen Markstein-Zahlen bei $D_{\text{CH}_4}^*/D_{\text{O}_2} = 1$ sind also hauptsächlich auf Wärmedefokussierung zurückzuführen. Für $D_{\text{CH}_4}^*/D_{\text{O}_2} > 1$ findet hingegen eine Stofffokussierung von CH_4 , für $D_{\text{CH}_4}^*/D_{\text{O}_2} < 1$ von O_2 statt. Aus diesem Grund nimmt Ma mit größerem $D_{\text{CH}_4}^*/D_{\text{O}_2}$ für $\lambda=0,8$ zu und für $\lambda=1,25$ ab. Bei $\lambda=1,0$ nimmt Ma ebenfalls ab, was daran liegt, dass das Maximum der Brenngeschwindigkeit bei $\lambda < 1$ liegt (siehe Abb. 4.8) und daher eine Stofffokussierung von Brennstoff bzw. Sauerstoff ebenfalls wie bei $\lambda=1,25$ zu einer höheren bzw. niedrigeren Brenngeschwindigkeit führt.

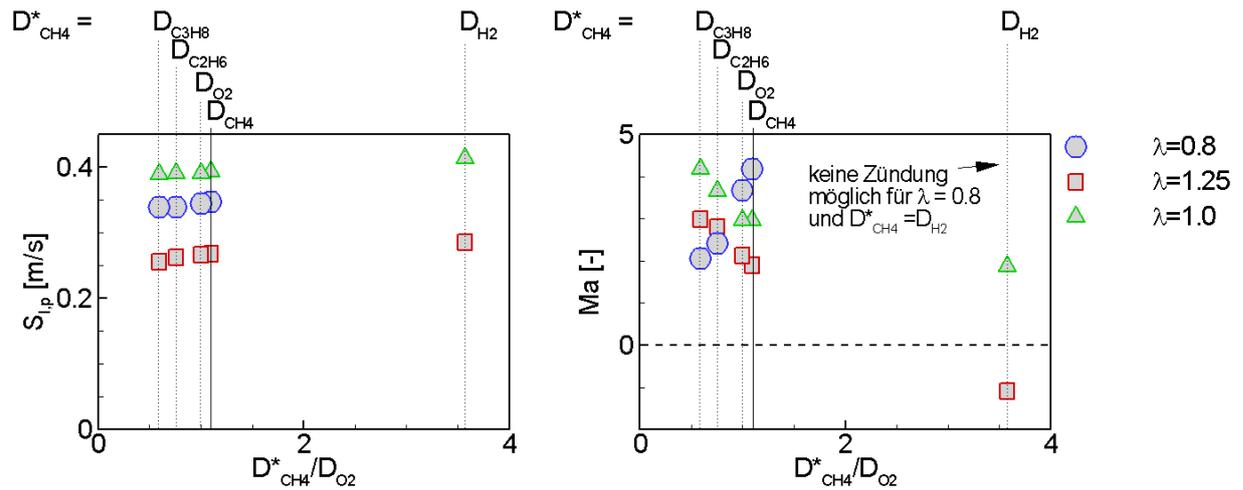


Abb. 4.12: Einfluss des Verhältnisses der Diffusionskoeffizienten von Brennstoff und Sauerstoff auf Ma und $S_{l,p}$; Ergebnisse von Simulationen von Methan/Luft-Gemischen, bei denen der Diffusionskoeffizient von Methan künstlich verändert wurde

Die Ergebnisse zeigen, dass Stoffdiffusion von Brennstoff einen erheblichen Einfluss auf die Markstein-Zahl hat. Des Weiteren zeigen die in Abb. 4.12 dargestellten Ergebnisse, dass das Verhältnis der Diffusionskoeffizienten von Brennstoff und Sauerstoff zur Beurteilung des Einflusses von Flammenfrontstreckung auf die Markstein-Zahl herangezogen werden sollte. In der Literatur wird jedoch meistens die Lewis-Zahl verwendet (siehe Gl. 4–22). Diese enthält keine Information über das Verhältnis der Diffusionskoeffizienten von Brennstoff und Sauerstoff.

4.3 Experimentell gemessene Markstein-Zahlen und laminare Brenngeschwindigkeiten

Im Rahmen dieser Arbeit werden die Einflüsse von Flammenfrontstreckung auf die laminare und turbulente Brenngeschwindigkeit experimentell mit sechs verschiedenen Brennstoff/Luft-Gemischen untersucht. Den in diesem Kapitel dargestellten experimentellen Ergebnissen laminarer Flammen folgen in Kap. 5 Ergebnisse turbulenter Flammen der gleichen Brennstoff/Luft-Gemische, wobei die Einflüsse von Flammenfrontstreckung auf die laminare und turbulente Brenngeschwindigkeit miteinander verglichen werden.

Da die turbulente Brenngeschwindigkeit S_t über dynamische Druckmessung bestimmt wird (siehe Kap. 2.3) und die laminare Brenngeschwindigkeit S_l bzw. Markstein-Zahl Ma mit Hochgeschwindigkeitsaufnahmen und der Laserlichtschnitt-Messmethode (siehe Kap. 2.4), wird zunächst überprüft, ob die mit den beiden Messmethoden bestimmten Brenngeschwindigkeiten übereinstimmen. Hierzu werden für alle sechs Brennstoff/Luft-Gemische die mit dynamischen Druckmessungen und Hochgeschwindigkeitsaufnahmen bestimmten Brenngeschwindigkeiten laminarer Flammen miteinander verglichen. Abb. 4.13 zeigt die Ergebnisse von je einem Experiment für jedes untersuchte Brennstoff/Luft-Gemisch. Da bei einem Experiment das Drucksignal und die Hochgeschwindigkeitsaufnahme miteinander synchronisiert sind, können die Verläufe der Brenngeschwindigkeiten S_l über der Zeit für beide Messmethoden in einem Diagramm dargestellt werden.

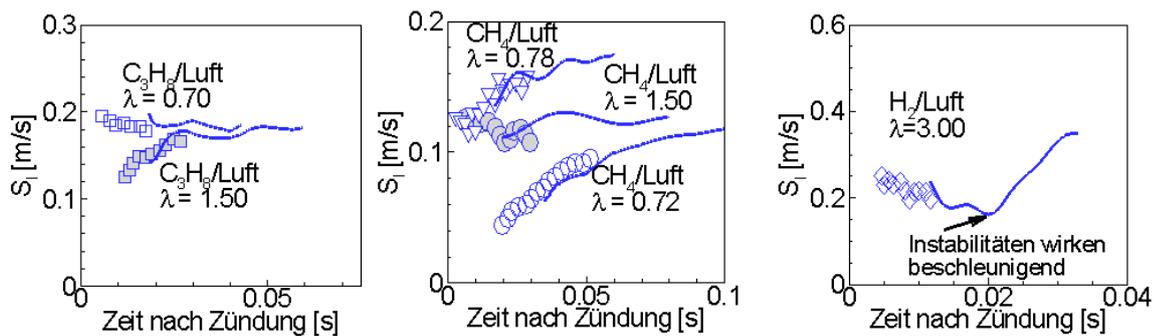


Abb. 4.13: Vergleich des Verlaufs der mit Hochgeschwindigkeitsaufnahmen und dynamischer Druckmessung bestimmten laminaren Brenngeschwindigkeiten für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten sechs Brennstoff/Luft-Gemische (atmosphärische Bedingungen)

Die Symbole kennzeichnen die mit Hochgeschwindigkeitsaufnahmen bestimmten Brenngeschwindigkeiten, die Linien die Ergebnisse der entsprechenden dynamischen Druckmessung. Hochgeschwindigkeitsaufnahmen können lediglich bis zu einem Flammenfrontradius von ca. 2 cm ausgewertet werden, aus diesem Grund reichen Symbole nicht so weit wie die mit der Druckmessung bestimmten Brenngeschwindigkeiten. Im Gegensatz dazu können mit der dynamischen Druckmessung bei sehr kleinen Flammenfrontradien keine Brenngeschwindigkeiten bestimmt werden, da ein ausreichender Druckanstieg erforderlich und dieser bei sehr kleinen Flammenfrontradien für eine Auswertung zur Bestimmung der Brenngeschwindigkeit zu klein ist.

Die in Abb. 4.13 dargestellten Ergebnisse zeigen, dass sich die mit beiden Messmethoden bestimmten Brenngeschwindigkeiten für alle Gemische überlappen. Daraus folgt, dass die in Kap. 5 mit der dynamischen Druckmessung bestimmten turbulenten Brenngeschwindigkeiten S_t mit den in diesem Kapitel bestimmten laminaren Brenngeschwindigkeiten S_l und Markstein-Zahlen Ma korreliert werden können. Des Weiteren werden die Vorgehensweisen bei der Auswertung von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen und Druckmessungen bestätigt, da beide die gleiche Brenngeschwindigkeit ergeben. Die dargestellten Verläufe in Abb. 4.13 zeigen ferner, dass die Brenngeschwindigkeiten nicht konstant sind. Bei einigen Gemischen wird S_l als Funktion der Zeit größer ($C_3H_8/Luft$, $\lambda=1,50$; $CH_4/Luft$, $\lambda=0,78$; $CH_4/Luft$, $\lambda=0,72$), bei anderen wiederum nimmt S_l ab ($C_3H_8/Luft$, $\lambda=0,70$; $CH_4/Luft$, $\lambda=1,50$). Besonders auffällig ist die gemessene Brenngeschwindigkeit für das $H_2/Luft$ -Gemisch bei $\lambda=3,00$, da S_l zunächst abnimmt und dann plötzlich wieder stark ansteigt.

Der Anstieg kann der Bildung von Instabilitäten zugeordnet werden, dies ist jedoch nicht Thema der vorliegenden Arbeit und wird deswegen auch nicht weiter diskutiert. Auf die Bestimmung der laminaren planaren Brenngeschwindigkeit $S_{l,p}$ und Markstein-Zahl Ma haben diese Instabilitäten jedoch keinen Einfluss, da hierfür lediglich Hochgeschwindigkeitsaufnahmen verwendet werden. Nur mit diesen können auch

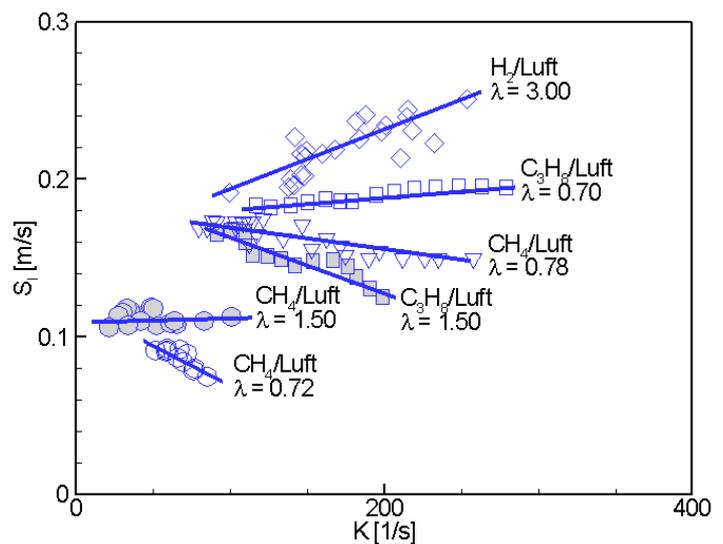


Abb. 4.14: Gemessene Abhängigkeiten der laminaren Brenngeschwindigkeit S_l von der Flammenfrontstreckung K bei der sphärischen Flammenausbreitung (atmosphärische Bedingungen)

Brenngeschwindigkeiten bei sehr kleinen Flammenfrontradien gemessen werden. Die Zellbildung tritt deutlich später ein.

Abb. 4.14 zeigt die auch schon in Abb. 4.13 dargestellten Brenngeschwindigkeiten $S_{l,p}$ aufgetragen über K . Der in Gl. 4–18 angegebene lineare Zusammenhang ist für alle Brennstoff/Luft-Gemische erkennbar. Zur Bestimmung von Ma und $S_{l,p}$ werden für jedes Gemisch drei Messungen durchgeführt und die Mittelwerte für Ma und $S_{l,p}$ berechnet. Die Messergebnisse so wie alle zur Auswertung notwendigen thermodynamischen Eigenschaften der Brennstoff/Luft-Gemische sind in Tab. 4.2 zusammengefasst.

Tab. 4.2: Im Rahmen dieser Arbeit untersuchte Brennstoff/Luft-Gemische; gemessene Markstein-Zahlen und laminare Brenngeschwindigkeiten $S_{l,p}$

Symbol	Brennstoff/Luft-Gemisch	λ [-]	thermodynamische Eigenschaften der Brennstoff/Luft-Gemische bei atmosphärischen Bedingungen				Messergebnisse		
			p_{Eq} [bar]	K [-]	ν [10^{-5} m^2/s]	σ [-]	$S_{l,p}$ [m/s]	$\delta_{Ff} = \nu / S_{l,p}$ [10^{-3} m]	Ma [-]
●	CH ₄ /Luft	1,50	7,18	1,393	1,55	5,88	0,11±0,01	0,141	-0,4±0,2
△	CH ₄ /Luft	0,78	8,82	1,387	1,59	7,27	0,19±0,01	0,084	1,9±0,1
○	CH ₄ /Luft	0,72	8,56	1,386	1,59	7,03	0,12±0,01	0,137	5,7±0,3
■	C ₃ H ₈ /Luft	1,50	7,45	1,378	1,51	6,16	0,20±0,01	0,076	5,5±0,2
□	C ₃ H ₈ /Luft	0,70	9,28	1,357	1,44	7,60	0,18±0,01	0,080	-0,1±0,1
◇	H ₂ /Luft	3,00	4,85	1,400	1,73	3,97	0,17±0,01	0,104	-2,8±0,2

Zur Überprüfung der Messmethode werden in Abb. 4.15 die im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Werte für Ma und $S_{l,p}$ mit Literaturwerten verglichen. Zusätzlich sind in Abb. 4.15 die in Kap. 4.2 diskutierten Ergebnisse der mit Simulationen des Programms INSFLA bestimmten Markstein-Zahlen Ma und Brenngeschwindigkeiten $S_{l,p}$ bei 300 K und 1 bar dargestellt.

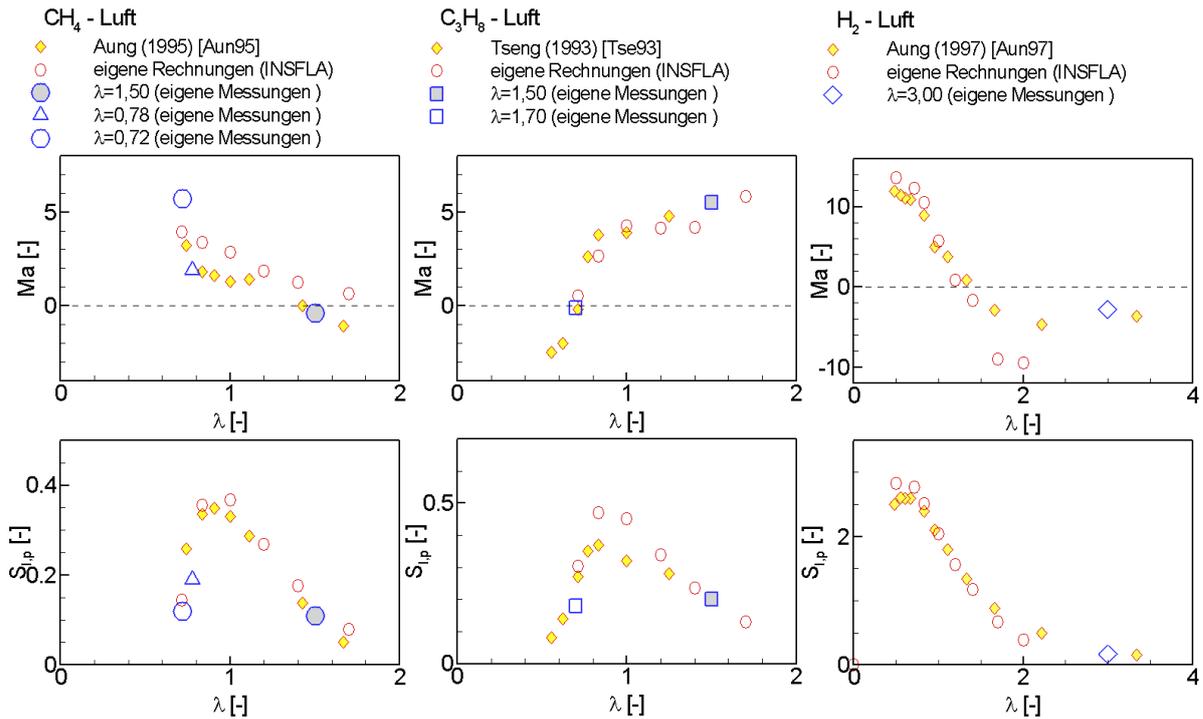


Abb. 4.15: Vergleich der im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Markstein-Zahlen Ma und laminare Brenngeschwindigkeiten $S_{l,p}$ mit Literaturwerten und den in Kap. 4.2 diskutierten Ergebnisse von INSFLA-Simulationen bei 1 bar

Wie aus Abb. 4.15 zu erkennen ist, stimmen die experimentell bestimmten Werte für Ma und $S_{l,p}$ mit Literaturwerten [Tse93,Aun95,Aun97] gut überein. Die Abhängigkeit der Markstein-Zahl von der Luftzahl wird korrekt wiedergegeben. Dies bestätigt erneut, dass die mit Hochgeschwindigkeitsaufnahmen und Laserlichtschnitt bestimmten Brenngeschwindigkeiten korrekt sind. Da bei den Literaturwerten für $S_{l,p}$ eine Schlierenmethode zum Einsatz kommt und daher kein Rauch dem Brennstoff/Luft-Gemisch hinzugefügt werden muss, kann des Weiteren davon ausgegangen werden, dass der für die Laserlichtschnitt-Messmethode hinzugefügte Rauch (siehe Kap. 2.4) die Brenngeschwindigkeit nicht beeinflusst.

4.4 Einfluss ungleichmäßig gestreckter Flammenfronten und periodischer Oszillationen auf die Markstein-Zahl

Die Bestimmung der Markstein-Zahl mit sich sphärisch ausbreitenden Flammen ist deswegen eine geeignete Methode, weil die Flammenfront gleichmäßig gestreckt ist und die Flammenfrontstreckung über den Flammenfrontradius und die Flammenfrontgeschwindigkeit bestimmt werden kann. Die Änderung der Flammenfrontstreckung ist bei der laminaren sphärischen Ausbreitung im Vergleich zum Zeitmaß der Wärmefreisetzung der Flammen τ_c langsam, weshalb sich zu jedem Zeitpunkt ein kinetisches Gleichgewicht einstellt. Dies bedeutet, dass zu jedem Zeitpunkt die Flamme ausreichend Zeit hat, um auf die momentane Streckungsrate durch eine Änderung der Brenngeschwindigkeit zu reagieren. Die Brenngeschwindigkeit wäre folglich auch bei einer stationären Flamme, die unter dem gleichen Streckungseinfluss steht, wie z.B. der laminaren Gegenstromflamme, gleich.

Die Markstein-Zahl ist folglich eine Größe, die nur die Abhängigkeit der Brenngeschwindigkeit von der Flammenfrontstreckung bei einer gleichmäßig gestreckten und sich im kinetischen Gleichgewicht befindenden Flamme wiedergibt. Bei z.B. turbulenten Flammen sind diese beiden Voraussetzungen nicht immer gegeben. Aus diesem Grund werden in diesem Kapitel die Einflüsse ungleichmäßig gestreckter Flammenfronten sowie periodischer Oszillationen auf die Markstein-Zahl diskutiert.

Einfluss ungleichmäßig gestreckter Flammen auf die Markstein-Zahl

In [Yok02,Yok03] werden stationäre laminare Vormischflammen, bei denen die Flammenfrontstreckung entlang der Flammenfront variiert, untersucht. Zur Überprüfung des Einflusses der Markstein- bzw. Lewis-Zahl auf diese Flammen wird die Flammentemperatur an mehreren Stellen im Abgas entlang der Flammenfront vermessen. Diese werden dann mit der aus theoretischen Überlegungen hergeleiteten Temperaturen, die unter Berücksichtigung des Einflusses der bevorzugten Diffusion für gleichmäßig gestreckte Flammen berechnet werden, verglichen. Die Gegenüberstellungen zeigen, dass die so berechneten Temperaturen nicht mit den gemessenen Temperaturen übereinstimmen. Die berechneten Temperaturen variieren wesentlich stärker als die gemessenen Temperaturen. Die Autoren schließen daraus, dass Wärmetransport entlang der Flammenfront berücksichtigt werden muss, und erweitern ihr Modell zur Berechnung der Abgastemperatur entlang der Flammenfront diesbezüglich. Die so berechneten Temperaturen stimmen wesentlich besser mit den experimentell gemessenen Temperaturen überein. Wärmetransport entlang der Flammenfront beeinflusst folglich bei ungleichmäßig gestreckten Flammen den durch die Markstein-Zahl quantifizierten Effekt der Flammenfrontstreckung auf die Brenngeschwindigkeit dahinge-

hend, dass lokal ein Ausgleich des Effektes der Markstein-Zahl mit benachbarten melets (Flammefronten) erfolgt.

Einfluss periodischer Oszillationen auf die Markstein-Zahl

Zum Einfluss periodischer Oszillationen auf laminare Flammen gibt es numerische [Ego94,Ego96,Im00], experimentelle [Cha05] und analytische [Jou94] Untersuchungen. In diesen Arbeiten werden laminare Flammen durch periodische Druckpulsation oder durch eine Variation der Anströmgeschwindigkeit mit der Frequenz f zum Schwingen angeregt und die Antworten der Flammen verglichen. Hierzu werden die daraus resultierenden instationären Brenngeschwindigkeiten oder Flammentemperaturen ausgewertet. Die Ergebnisse zeigen alle, dass die Sensitivität der Flamme auf die angeregte Frequenz f abnimmt, sobald f größer als der Kehrwert des reziproken Zeitmaßes der laminaren Flamme $1/\tau_c$ (siehe Gl. 4–8) wird. In [Ego94] und [Ego96] werden Gegenstromdiffusionsflammen auf deren Sensitivität bezüglich einer sich ändernden Streckungsrate K_s untersucht. Dabei wird festgestellt, dass die Amplitude der Flammenantwort von der mit der Gegenstromflamme eingestellten mittleren Flammenstreckung $K_{s,0}$ abhängt und sich die Amplitude der Flammenantwort invers mit dem dimensionslosen Parameter

$$\eta = \sqrt{\frac{\pi \cdot f}{K_{s,0}}} \quad 4-24$$

für $\eta > 1$ skalieren lässt. Da mit η das Trägheitsverhalten der laminaren Flamme beschrieben werden kann, wird η in [Ego94] als Stokes-Parameter bezeichnet. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Amplitude der Flammenantwort für $\eta < 1$ von der anregenden Frequenz nicht beeinflusst wird und die Flamme quasi stationär auf die Anregung reagiert. Für $\eta > 1$ hingegen nimmt die Amplitude der Flammenantwort mit zunehmendem η ab und die Phasenlage zwischen periodischer Anregung (Druckpulsation oder Variation der Anströmgeschwindigkeit) und Antwort der Flamme (Brenngeschwindigkeitsverlauf oder Temperaturverlauf des Abgases) verschiebt sich. In [Im00] wird daher in einer weiterführenden numerischen Arbeit die daraus folgende Konsequenz auf die Markstein-Zahl bei periodisch angeregten laminaren Vormischflammen untersucht. Mit Gegenstromflammen verschiedener Wasserstoff/Luft-Gemische werden bei verschiedenen Markstein-Zahlen Ma und mittleren Streckungsraten $K_{s,0}$, welche durch die mittlere Anströmgeschwindigkeiten der Gegenstromanordnung eingestellt werden kann, die Einflüsse einer periodischen Variation der Anströmgeschwindigkeit um den Mittelwert untersucht. Aus der periodischen Geschwindigkeitsschwankung resultiert eine periodische Variation der Streckungsrate K_s

um den Mittelwert $K_{s,0}$. Als Flammenantwort wird die Brenngeschwindigkeit basierend auf der Umsatzrate berechnet. Die Ergebnisse der Untersuchung werden dann dahingehend ausgewertet, inwiefern sich die Brenngeschwindigkeit mit der sich periodisch verändernden Streckungsrate K_s ändert. Diese Informationen werden dann verwendet, um eine frequenzabhängige Markstein-Zahl $Ma^*(f)$ zu berechnen:

$$Ma^*(f) = \frac{S_{l,max} - S_{l,min}}{Ka_{s,min} - Ka_{s,max}} \cdot \frac{1}{S_{l,0}} \quad 4-25$$

$Ka_{s,max}$ und $Ka_{s,min}$ sind die bei der Oszillation gemessenen minimalen und maximalen Karlovitz-Zahlen. $S_{l,max}$ und $S_{l,min}$ die bei $Ka_{s,max}$ bzw. $Ka_{s,min}$ gemessenen Brenngeschwindigkeiten und $S_{l,0}$ die mit der Markstein-Zahl Ma des Gemisches bestimmte Brenngeschwindigkeit bei der mittleren Streckungsrate $K_{s,0}$ bzw. Karlovitz-Zahl $Ka_{s,0}$. Die aus dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse sind in Abb. 4.16 dargestellt. Für fünf verschiedene Wasserstoff/Luft-Gemische sind die so bestimmten frequenzabhängigen Markstein-Zahlen $Ma^*(f)$ über η aufgetragen, wobei $Ma^*(f)$ mit der Markstein-Zahl Ma des entsprechenden Gemisches normiert ist.

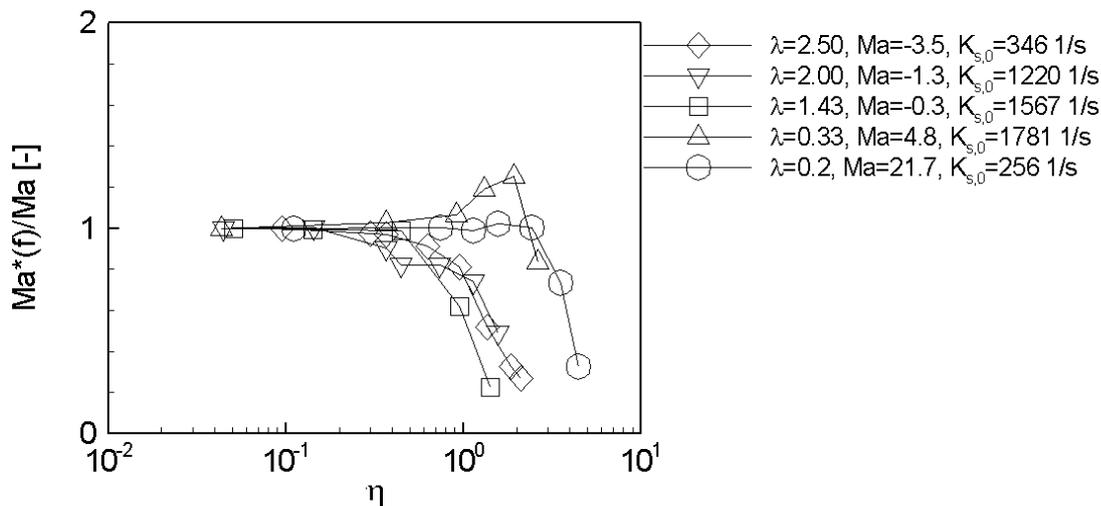


Abb. 4.16: Einfluss periodischer Oszillationen auf die Markstein-Zahl für Wasserstoff/Luft-Gemische bei atmosphärischen Bedingungen [Im00]

Es ist zu erkennen, dass $Ma^*(f)/Ma$ bei allen fünf Gemischen für kleine η zunächst eins beträgt. Die Brenngeschwindigkeit reagiert bei kleinen Frequenzen folglich auf die sich ändernde Streckungsrate gemäß der durch die Markstein-Zahl gegebenen linearen Abhängigkeit. Für die Wasserstoff/Luft-Gemische mit $Ma=-3,5$, $-1,3$ und $-0,3$ nimmt $Ma^*(f)/Ma$ für $\eta > 0,3$ stetig ab, die Amplitude der Brenngeschwindigkeit nimmt also mit zunehmendem η im Vergleich zu einer quasi stationären Flamme ab. Auch bei den

Gemischen mit $Ma=4,8$ und $21,7$ wird $Ma^*(f)/Ma$ für $\eta > 2$ kleiner eins, für $Ma=4,8$ ist $Ma^*(f)/Ma$ zwischen $1 < \eta < 2$ allerdings etwas größer als eins. Zusammenfassend zeigen die in Abb. 4.16 dargestellten Abhängigkeiten, dass die laminare Brenngeschwindigkeit bei sich sehr schnell ändernden Streckungsraten K_s nicht mehr gemäß der in Gl. 4–18 gegebenen linearen Abhängigkeit auf K_s reagiert. Der Einfluss der Markstein-Zahl nimmt ab. Die Grenzfrequenz, ab der die Trägheit der Flamme überwiegt und die Amplitude der Flammenantwort bzw. Brenngeschwindigkeit abnimmt, kann mit dem Stokes-Parameter abgeschätzt werden und liegt bei $\eta \approx 1$.

5 Turbulente sphärische Flammenausbreitung

5.1 Grundlagen der turbulenten Flammenausbreitung

5.1.1 Allgemeine Turbulenztheorie

Im Gegensatz zu laminaren Strömungen treten in turbulenten Strömungen 3-dimensionale stochastische Schwankungen der Geschwindigkeit und des Druckes auf. Zur Interpretation des 3-dimensionalen, instationären Geschwindigkeits- und Druckfeldes beschreibt man turbulente Strömungen mit statistischen Größen. Der Augenblickswert des Geschwindigkeitsvektors an der Stelle $\bar{x} = (x, y, z)$ wird hierzu in Mittelwerte und Schwankungsanteile der kartesischen Raumrichtungen x , y und z aufgespalten:

$$\bar{u}(\bar{x}, t) = \begin{pmatrix} u_x(\bar{x}) \\ u_y(\bar{x}) \\ u_z(\bar{x}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{u}_x(\bar{x}) + \tilde{u}_x(\bar{x}, t) \\ \bar{u}_y(\bar{x}) + \tilde{u}_y(\bar{x}, t) \\ \bar{u}_z(\bar{x}) + \tilde{u}_z(\bar{x}, t) \end{pmatrix}. \quad 5-1$$

Die mittleren Geschwindigkeiten berechnen sich dabei wie folgt:

$$\bar{u}_i(\bar{x}) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2 \cdot T} \cdot \int_{-T}^T u_i(\bar{x}, t) dt. \quad 5-2$$

Die Schwankungsgeschwindigkeiten werden durch die Bildung der Wurzel der mittleren quadratischen Abweichungen, dem so genannten RMS-Wert ("Root Mean Square") des Schwankungsanteiles $\tilde{u}_i(x, y, z, t)$, berechnet und geben an, wie groß die Varianz um die Mittelwerte $\bar{u}_i(x, y, z)$ ist:

$$u_i'(\bar{x}) = \sqrt{\overline{\tilde{u}_i(\bar{x}, t)^2}} = \sqrt{\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2 \cdot T} \cdot \int_{-T}^T \tilde{u}_i(\bar{x}, t)^2 dt}. \quad 5-3$$

u_i' wird auch Schwankungsgeschwindigkeit genannt. Die gesamte in den Turbulenzbewegungen enthaltene, massebezogene Energie wird als turbulente kinetische Energie bezeichnet und kann an der Stelle \bar{x} mit den Schwankungsgeschwindigkeiten berechnet werden:

$$k(\bar{x}) = \frac{1}{2} \cdot (u_x'(\bar{x})^2 + u_y'(\bar{x})^2 + u_z'(\bar{x})^2). \quad 5-4$$

Unter den vereinfachenden Annahmen homogener (vom Ort unabhängiger) und isotroper (von der Raumrichtung unabhängiger) Turbulenz ist \bar{x} beliebig und die Schwankungsgeschwindigkeiten in alle Raumrichtungen sind gleich groß: $u' = u_x' = u_y' = u_z'$. Gl. 5-4 vereinfacht sich dann zu

$$k = \frac{3}{2} \cdot u'^2. \quad 5-5$$

Die Struktur einer turbulenten Strömung kann man sich dabei als ein Gewirr von Wirbeln unterschiedlicher Größen vorstellen. Neben der statistischen Beschreibung der Strömungsgeschwindigkeit durch Mittelwerte \bar{u}_i , Schwankungsgrößen u_i' und turbulenten kinetischen Energie k ist daher eine Aussage über die räumliche Ausdehnung der Turbulenzstruktur notwendig. Eine charakteristische Abmessung der im Mittel größten Wirbel L_t lässt sich dabei ebenfalls mit Hilfe der Statistik bestimmen. Hierzu bildet man die Kreuzkorrelationsfunktion der Schwankungsgeschwindigkeit \tilde{u}_i :

$$R_i(\bar{x}, \Delta\bar{x}) = \frac{\overline{\tilde{u}_i(\bar{x}, t) \cdot \tilde{u}_i(\bar{x} + \Delta\bar{x}, t)}}{\overline{\tilde{u}_i(\bar{x}, t)}}. \quad 5-6$$

$R_i(\bar{x}, \Delta\bar{x})$ gibt an, wie ähnlich die zeitlichen Verläufe der Geschwindigkeit u_i an der Stelle \bar{x} und $\bar{x} + \Delta\bar{x}$ sind. Für kleine Abstände $\Delta\bar{x}$ ähneln sich die zeitlichen Verläufe der Geschwindigkeiten und $R_i(\bar{x}, \Delta\bar{x})$ strebt gegen eins, für große Abstände von $\Delta\bar{x}$ hingegen sind die beiden Schwankungsgeschwindigkeiten stochastisch unabhängig und $R_i(\bar{x}, \Delta\bar{x})$ geht gegen null. Das im Mittel größte Wirbelmaß L_t berechnet sich als Integral der Kreuzkorrelationsfunktion über den Abstand a . Gl. 5-6 muss daher wie folgt umgeschrieben werden:

$$R_i(\bar{x}, a) = \frac{\overline{\tilde{u}_i(\bar{x}, t) \cdot \tilde{u}_i\left(\bar{x} + \frac{\Delta\bar{x}}{|\Delta\bar{x}|} \cdot a, t\right)}}{\overline{\tilde{u}_i(\bar{x}, t)}}. \quad 5-7$$

Bei der Integration von $R_i(\bar{x}, a)$ über a kann zwischen zwei Fällen unterschieden werden: die Geschwindigkeitskomponente u_i ist parallel zur Integrationsrichtung, welche durch den Vektor $\Delta\bar{x}$ vorgegeben ist, oder orthogonal zu $\Delta\bar{x}$. Aus diesem Grund können zwei Längenmaße definiert werden.

$$L_{t,\text{transversal}}(\vec{x}) = \int_{a=0}^{\infty} R_i(\vec{x}, a) \cdot da \quad \text{mit } \Delta\vec{x} \perp \text{Raumrichtung } i$$

$$L_{t,\text{longitudinal}}(\vec{x}) = \int_{a=0}^{\infty} R_i(\vec{x}, a) \cdot da \quad \text{mit } \Delta\vec{x} \parallel \text{Raumrichtung } i$$
5-8

Bei den meisten bisher in der Literatur zu findenden experimentell erfassten Längenmaßen wird diese Unterscheidung nicht gemacht und nur ein Längenmaß L_t angegeben. Die Gründe dafür liegen meist in messtechnischen Einschränkungen, da oftmals nur eine Geschwindigkeitskomponente oder nur der Gesamtbetrag des Geschwindigkeitsvektors erfasst werden kann. In [Hin75] wird jedoch gezeigt, dass bei isotroper und homogener Turbulenz

$$L_{t,\text{longitudinal}} = 2 \cdot L_{t,\text{transversal}} \quad 5-9$$

gilt. In der Literatur veröffentlichte Längenmaße sollten daher kritisch bezüglich der verwendeten Kreuzkorrelationsfunktion betrachtet werden.

Bei der folgenden Beschreibung der Turbulenztheorie wird auf eine Unterscheidung zwischen den beiden Längenmaßen nicht eingegangen. Die auf Kolmogorov [Kol41] zurückgehende Theorie für homogene und isotrope Turbulenz ermöglicht lediglich eine Abschätzung von Längen- und Zeitmaßen. Die Turbulenz muss man sich dabei als Gemisch von Turbulenzelementen sehr verschiedener Größen vorstellen, wobei die mittlere Schwankungsgeschwindigkeit u' und das Makrolängenmaß L_t in der Verteilung von Turbulenzwirbeln die großen, energietragenden Wirbel repräsentieren. Die großen Wirbel stehen mit der Hauptströmung in Wechselwirkung. Durch Geschwindigkeitsgradienten werden große Wirbel gestreckt, wodurch kinetische Energie der Hauptströmung entzogen und der Drehbewegung der Wirbel zugeführt wird. Die großen Wirbel erzeugen ihrerseits durch ihre Drehbewegung Gradienten und übertragen damit durch Wirbelstreckung oder Wirbelaufrollung in Scherschichten ihre Energie auf kleinere Wirbel. Auf diese Weise wird die kinetische Energie an immer kleinere Wirbel abgegeben und so die Drehbewegung von Wirbeln verschiedener Größen aufrechterhalten. Die Zähigkeitskräfte der großen Wirbel sind gegenüber den Trägheitskräften der Wirbel so klein, dass diese nahezu keine Energie direkt dissipieren, sondern vollständig an kleinere Wirbelklassen abgeben. Das Verhältnis von Trägheits- zu Zähigkeitskräften der Makrowirbel kann mit der turbulenten Reynolds-Zahl abgeschätzt werden:

$$Re_{L_t} = \frac{u' \cdot L_t}{\nu} \quad 5-10$$

Je kleiner die Wirbel werden, desto kleiner wird auch das Verhältnis zwischen Trägheits- zu Reibungskraft. Am unteren Ende wird die Kaskade der Wirbelgrößen durch das so genannte Kolmogorov-Längenmaß η begrenzt, bei dem viskose Kräfte und Trägheitskräfte etwa gleich groß sind. Die mit dem Längenmaß η und der Schwankungsgeschwindigkeit der Kolmogorov-Wirbel u_η' gebildete Reynolds-Zahl ist also von der Größenordnung eins.

$$\text{Re}_\eta = \frac{u_\eta' \cdot \eta}{\nu} \approx 1 \quad 5-11$$

Die Reibung dieser Wirbel ist so stark, dass die Turbulenzenergie durch viskose Reibungskräfte in innere thermische Energie des Fluids umgewandelt wird. Ein Zusammenhang zwischen der Turbulenz auf der Ebene des Makrolängenmaßes und des Kolmogorov-Längenmaßes besteht nur über den Transport der kinetischen Turbulenzenergie, da nahezu die gesamte von der Hauptströmung in die großen Wirbel eingebrachte Energie in den kleinsten Wirbeln dissipiert wird. Es ist also davon auszugehen, dass der Energiefluss über alle Wirbelklassen der Turbulenzkaskade konstant bleibt. Der Energiefluss entlang der Turbulenzkaskade lässt sich somit mit den charakteristischen Größen einer Wirbelklasse formulieren. Dabei wird davon ausgegangen, dass ein Wirbel der charakteristischen Größe l , der Schwankungsgeschwindigkeit u_l' in einer für diesen Wirbel charakteristischen Zerfallszeit $\tau_l = l/u_l'$ seine kinetische Energie k_l an die nächst kleinere Wirbelklasse abgibt. Mit der Turbulenzenergie k lässt sich für die massebezogene Transferrate kinetischer Energie von der Hauptströmung an die Makrowirbel K und die Transportrate bzw. Dissipationsrate ε der Turbulenzenergie k folgende Proportionalität formulieren:

$$K \approx \underbrace{\frac{u'^3}{L_t} = \frac{u'^2}{\tau_{L_t}} \approx \frac{k}{\tau_{L_t}}}_{\text{Produktion}} \propto \underbrace{\frac{u_l'^3}{l} = \frac{u_l'^2}{\tau_l} = \frac{l^2}{\tau_l^3}}_{\text{Energiefluss, "Inertial-Subrange"}} \propto \underbrace{\varepsilon \approx \frac{u_\eta'^3}{\eta} = \frac{u_\eta'^2}{\tau_\eta}}_{\text{Dissipation}} \quad 5-12$$

u' , L_t und τ_{L_t} sind die Schwankungsgeschwindigkeit, Längenmaß und Zeitmaß (Zerfallszeit) der größten Wirbel, u_l' , l und τ_l die entsprechenden Größen eines beliebigen Wirbels in der Turbulenzkaskade und u_η' , η und τ_η die der kleinsten dissipierenden Wirbel. Auf Grund der Annahme, dass die Turbulenzenergie nur im Kolmogorov-Längenmaß dissipiert, ist der Energietransport in der Wirbelkaskade bei einer ausgebildeten Turbulenz für alle Wirbelklassen konstant und gleicht der Dissipationsrate ε . Der Bereich zwischen den größten Energie tragenden Wirbeln und den kleinsten

Energie dissipierenden Wirbeln wird auch "Inertial-Subrange" genannt. Definiert man für die Wirbel im "Inertial-Subrange" eine Wellenzahl

$$\kappa = \frac{2 \cdot \pi}{l}, \quad 5-13$$

kann für die spektrale Energiedichte E_κ der Wirbel (Energie pro Wellenzahl) in diesem Bereich folgende Proportionalität hergeleitet werden:

$$E_\kappa \propto \frac{u_l'^2}{\kappa} \propto l \cdot u_l'^2 \propto l \cdot (\varepsilon \cdot l)^{2/3} \propto \varepsilon^{2/3} \cdot l^{5/3} \propto \varepsilon^{2/3} \cdot \kappa^{-5/3}. \quad 5-14$$

Die mit Gl. 5-14 formulierte Energiekaskade der Turbulenz wird auch als Kolmogorov 5/3-Gesetz bezeichnet. Für die kleinsten Energie dissipierenden Wirbel am Ende der Energiekaskade lässt sich mit Gl. 5-11 und Gl. 5-12 unter der Annahme $\kappa = \varepsilon$ das Größenverhältnis der Makro- zu Kolmogorov-Wirbel sowie das Verhältnis der zugehörigen Schwankungsgeschwindigkeiten und Zerfallszeiten berechnen.

$$\begin{aligned} \frac{\eta}{L_t} &= \text{Re}_{L_t}^{-3/4} \\ \frac{u_\eta'}{u'} &= \text{Re}_{L_t}^{-1/4} \\ \frac{\tau_\eta}{\tau_{L_t}} &= \text{Re}_{L_t}^{-1/2} \end{aligned} \quad 5-15$$

Es ist ersichtlich, dass sich mit zunehmendem Re_{L_t} das Wirbelspektrum einer turbulenten Strömung vergrößert. Ein Maß für die Streckungsrate, die durch die Turbulenzwirbel hervorgerufen wird, stellt der Kehrwert der jeweiligen Wirbelzerfallszeit τ_l dar. Daraus ergibt sich unmittelbar, dass die maximal durch Turbulenz erzeugte Streckungsrate durch Kolmogorov-Wirbel erzeugt wird und wie folgt berechnet werden kann:

$$K_\eta = \frac{1}{\tau_\eta} = \frac{u_\eta'}{\eta} = \frac{u'}{L_t} \cdot \text{Re}_{L_t}^{0,5}. \quad 5-16$$

5.1.2 Wechselwirkung zwischen Turbulenz und Flammenfront

Breitet sich eine Flammenfront in einem turbulenten Strömungsfeld aus, so verändert sich die Oberflächenstruktur der Front und damit auch die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flamme. Um den Einfluss von Turbulenz auf die Struktur der Flamme zu klas-

sifizieren, vergleicht man charakteristische Größen, Geschwindigkeiten oder Zeitmaße der laminaren Flamme (z.B.: δ_{Ff} , δ_{Rz} , $S_{l,p}$ und τ_c) mit denen der Turbulenz (z.B.: L_t , η , u' , τ_η und τ_{L_t}). Dies erfolgt in der Regel zur Veranschaulichung mit Flammenstrukturdiagrammen wie von Borghi [Bor85], Peters [Pet86], Abdel-Gayed und Bradley [Abd89], Poinot [Poi90,Poi91] und anderen veröffentlicht. Das von Borghi [Bor85] eingeführte Diagramm fasst die wichtigsten Denkansätze früherer Veröffentlichungen von Damköhler [Dam40], Shchelkin [Shc68] und Zimont [Zim79] zusammen und wird auch heute noch meistens verwendet. In diesem doppeltlogarithmischen Diagramm sind die aus den charakteristischen Größen der turbulenten Strömung (L_t und u') und der laminaren Flammenfront (δ_{Ff} und $S_{l,p}$) gebildeten dimensionslosen Verhältnisse $u'/S_{l,p}$ auf der Ordinate und L_t/δ_{Ff} auf der Abszisse gegeneinander aufgetragen. Unterschiedliche Brennregimes werden in dem Diagramm mit Geraden voneinander getrennt. Im Gegensatz zu Borghi nimmt Peters eine andere Unterteilung der Verbrennungszustände vor. Zur Darstellung der unterschiedlichen Regimes verwendete er das von Borghi eingeführte Diagramm, modifiziert aber die in dem Diagramm dargestellten Bereiche. Nach den heutigen Erkenntnissen entspricht die von Peters gewählte Darstellung am präzisesten den in der Flamme auftretenden Phänomenen und dient deshalb hier als Basis zur Klassifizierung der Verbrennungsvorgänge. Abb. 5.1 zeigt hierzu das von Borghi eingeführte Diagramm mit den von Peters definierten Regimes.

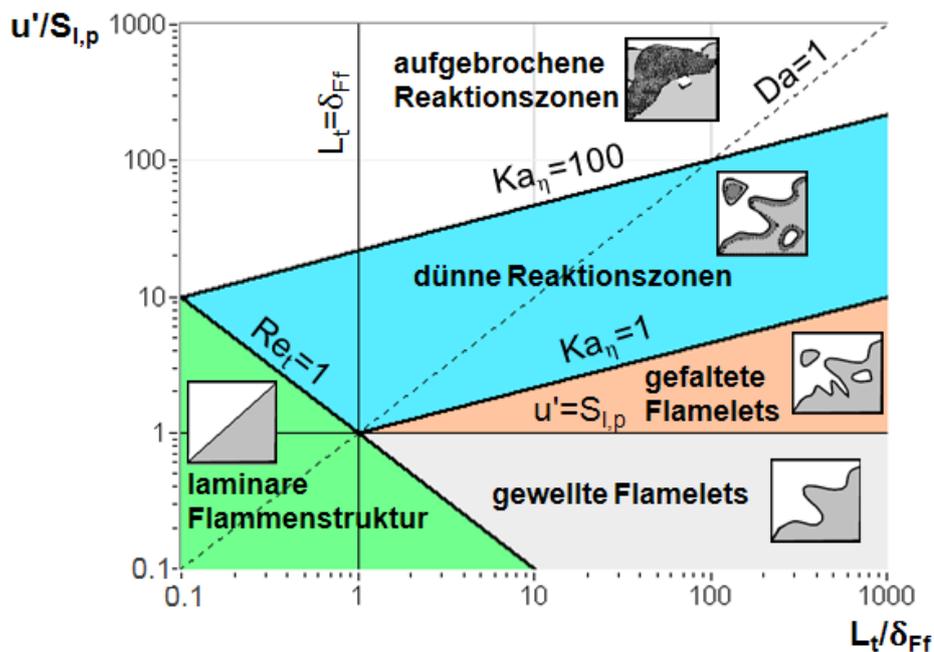


Abb. 5.1: Borghi-Diagramm mit der von Peters [Pet86] gewählten Darstellung der Brennregimes zur Kategorisierung des Einflusses von Turbulenz auf die Flammenstruktur

Insgesamt kann zwischen fünf Verbrennungsregimes unterschieden werden: laminare Flammenstruktur, gewellte Flamelets, gefaltete Flamelets, dünne Reaktionszonen und aufgebrochene Reaktionszonen. Im Folgenden werden die einzelnen Bereiche erläutert und der Einfluss von Turbulenz auf die Struktur der Flammen diskutiert:

Bereich der laminaren Flammenstruktur ("laminar flames")

In diesem Bereich haben Turbulenzwirbel auf die Struktur der Flamme keinen Einfluss, die Flamme breitet sich laminar aus. Die Abgrenzung dieses Bereiches erfolgt über die turbulente Reynolds-Zahl:

$$\text{Re}_{L_t} = \frac{u' \cdot L_t}{\nu} < 1. \quad 5-17$$

Die Reibungskräfte der größten Wirbel sind gegenüber den Trägheitskräften so groß, dass diese unmittelbar dissipieren. Die Zerfallszeiten der Turbulenzwirbel sind folglich so klein, dass diese die Flammenfront nicht auffalten können. Mit der Annahme

$$\delta_{Ff} = \frac{\nu}{S_{l,p}} \quad 5-18$$

können Linien mit konstanter turbulenter Reynolds-Zahl Re_{L_t} im Borghi-Diagramm durch Geraden ausgedrückt werden:

$$\frac{u'}{S_{l,p}} = \text{Re}_{L_t} \cdot \left(\frac{L_t}{\delta_{Ff}} \right)^{-1}. \quad 5-19$$

Bereich der gewellten Flamelets ("wrinkled flamelets")

In diesem Bereich sind viskose Reibungskräfte kleiner als die Trägheitskräfte der Wirbel, die Schwankungsgeschwindigkeit u' allerdings kleiner als die laminare Brenngeschwindigkeit $S_{l,p}$:

$$\text{Re}_{L_t} = \frac{u' \cdot L_t}{\nu} > 1 \quad \wedge \quad u' < S_{l,p}. \quad 5-20$$

Ein Makrowirbel ist in diesem Bereich nicht in der Lage die Flammenfront aufzurollen, da er in seiner charakteristischen Drehungszeit in der laminaren Flammenfront ver-

brannt wird. Die Flammenfront erscheint dennoch leicht gewellt, ist aber in sich laminar und zusammenhängend.

Bereich der gefalteten Flamelets ("corrugated flamelets")

Die Flammenfront ist auch in diesem Bereich lokal laminar und in sich zusammenhängend. Einzelne Wirbel sind in der Lage die Flammenfront aufzurollen, das charakteristische chemische Zeitmaß τ_c ist jedoch kleiner als das charakteristische Zeitmaß τ_η der Kolmogorov-Wirbel:

$$u' > S_{l,p} \quad \wedge \quad Ka_\eta = \frac{\tau_c}{\tau_\eta} < 1. \quad 5-21$$

Aus diesem Grund wird dieser Bereich auch als Bereich der schnellen Chemie bezeichnet. Ka_η wird in der Literatur verallgemeinernd als Karlovitz-Zahl bezeichnet. Eine Karlovitz-Zahl kennzeichnet jedoch nicht nur wie in Gl. 5-21 die mit dem charakteristischen chemischen Zeitmaß der laminaren Flamme normierte Streckungsrate eines Kolmogorov-Wirbels, sondern steht allgemein für eine mit dem Zeitmaß τ_c entdimensionierte Streckungsrate. Zur Berechnung von Ka_η wird das Zeitmaß τ_c analog zur Berechnung der Flammenfrontdicke (siehe Gl. 5-18) mit der kinematischen Viskosität ν abgeschätzt:

$$\tau_c = \frac{\nu}{S_{l,p}^2}. \quad 5-22$$

Um Missverständnisse auszuschließen, wird die in Gl. 5-21 definierte Karlovitz-Zahl mit dem Index "η" versehen. Dadurch wird kenntlich gemacht, dass sich diese Karlovitz-Zahl auf Kolmogorov-Wirbel bezieht. Ka_η kann mit Gl. 5-11, Gl. 5-12 und Gl. 5-22 auch als Funktion der charakteristischen Längenmaße δ_{Ff} und η dargestellt werden:

$$Ka_\eta = \frac{\tau_c}{\tau_\eta} = \frac{\delta_{Ff}^2}{\eta^2}. \quad 5-23$$

Aus Gl. 5-21 und Gl. 5-23 ergibt sich, dass die kleinsten Turbulenzwirbel größer als die Flammenfrontdicke sind und daher nicht in die Flammenfront eindringen und diese zerstören können. Die Gesamtreaktionsrate erhöht sich dennoch deutlich, da sich auf Grund der Verwirbelungen die Flammenfrontoberfläche durch Auffaltung vergrößert. Es kann dabei auch zur Abtrennung einzelner brennender Bereiche kommen, deren

Flammenfrontoberflächen sind jedoch auch in sich geschlossen und zusammenhängend. Linien mit konstantem Ka_η können im Borghi-Diagramm durch Geraden dargestellt werden:

$$\frac{u'}{S_{l,p}} = Ka_\eta^{2/3} \cdot \left(\frac{L_t}{\delta_{Ff}} \right)^{1/3} \quad 5-24$$

Die Bereiche der gewellten und gefalteten Flamelets werden zusammenfassend auch als Bereich der schnellen Chemie bezeichnet, da die Reaktion im Vergleich zur turbulenten Durchmischung sehr schnell abläuft.

Bereich der dünnen Reaktionszonen ("thin reaction zones")

Für $Ka_\eta > 1$ sind die kleinsten Wirbel der Turbulenz kleiner als die Flammenfrontdicke und können daher in diese eindringen. Dies kann zu einer Erhöhung der Transportvorgänge in der Flammenfront führen, gleichzeitig wird die Flammenfront stark aufgefaltet. Peters führt für $Ka_\eta > 1$ den so genannten Bereich der dünnen Reaktionszonen ein. In diesem Bereich können zwar Kolmogorov-Wirbel der Größe η in die Flammenfront der Dicke δ_{Ff} eindringen, sind jedoch immer noch größer als die Reaktionszone δ_{Rz} der Flammenfront. Die Dicke der Reaktionszone wird dabei mit einem Zehntel der Dicke der gesamten Flammenfront abgeschätzt. Daraus folgt für die Abgrenzung des Bereiches

$$Ka_\eta > 1 \quad \wedge \quad 1 > \frac{\delta_{Rz}^2}{\eta^2} = \frac{\left(\frac{1}{10} \cdot \delta_{Ff} \right)^2}{\eta^2} = \frac{1}{100} \cdot Ka_\eta \quad \text{bzw.} \quad Ka_\eta < 100. \quad 5-25$$

Durch das Eindringen von Wirbeln in die Vorwärmzone kann es zu einer Vergrößerung der Vorwärmzone kommen. Die Struktur der Reaktionszone bleibt dennoch von Turbulenzwirbeln unbeeinflusst. Die Flammenfront ist daher auch in diesem Bereich nicht unterbrochen und die Flammenfront trennt stets Edukte von Produkten.

Als Flamelet-Bereich bezeichnet man die Bereiche der gewellten Flamelets, der gefalteten Flamelets und der dünnen Reaktionszonen, da die Flammenfront nicht unterbrochen ist und eine aktive Reaktionszone stets Produkte von Edukten trennt. In [Poi91] wird der Flamelet-Bereich wie folgt definiert: "Jede Linie zwischen einem beliebigen Punkt im Frischgas und Abgas durchkreuzt mindestens einmal eine "aktive" Flammenfront. Frischgas und Abgas sind stets durch das "Interface" Flammenfront getrennt."

Bereich der aufgebrochenen Reaktionszonen ("broken reaction zones")

Ist die Turbulenzintensität so stark, dass sich kleinste Wirbel bilden, die in die Reaktionszone der Flammenfront eindringen können, findet eine Veränderung dieser durch turbulente Transportvorgänge statt. Aus diesem Grund wird von Peters ein Bereich der aufgebrochenen Reaktionszonen wie folgt definiert:

$$\eta < \delta_{Rz} \quad \text{bzw.} \quad Ka_{\eta} > 100. \quad 5-26$$

Durch eine verstärkte Vermischung von unverbranntem Frischgas mit heißem, in der Reaktion befindlichem Gas kann die Reaktion lokal verlöschen ("local quenching"), da durch Einmischung des kalten Gases die Zündtemperatur unterschritten werden kann. Reaktionszwischenprodukte oder noch nicht reagiertes Frischgas können dadurch abtransportiert werden und an einem anderen Ort erneut zünden. Aus diesem Grund ist in diesem Bereich eine Reaktionsfront und somit auch Flammenfront nicht mehr klar erkennbar. Es findet eine starke Verdickung der Flammenfront und Reaktionszone statt. Turbulente Transporteffekte in der Flammenfront gewinnen an Einfluss, wohingegen Faltungseffekte an Einfluss verlieren. Im Extremfall ist sogar das charakteristische Zeitmaß der Makrowirbel kleiner als τ_c . Dieser Bereich wird von Borghi mit der so genannten Damköhler-Zahl definiert:

$$Da = \frac{\tau_{L_t}}{\tau_c} < 1 \quad . \quad 5-27$$

Im Borghi-Diagramm lässt sich diese Grenze ebenfalls mit einer Geraden darstellen:

$$\frac{u'}{S_{l,p}} = \frac{1}{Da} \cdot \frac{L_t}{\delta_{FF}}. \quad 5-28$$

Von Borghi wird der Bereich für $Da < 1$ als Bereich des homogenen Reaktors ("well stirred reactor") bezeichnet. Die Flammenfront erscheint nach Borghi in diesem Bereich als homogene Reaktionszone, bei der zunächst eine turbulente Durchmischung und anschließend der Reaktionsumsatz wie in einem perfekten durchmischten Rührkessel stattfindet. In diesem Bereich kann lokales Verlöschen der Flamme so weit zunehmen, dass der Wärmeverlust in der Reaktionszone zum gesamten Erlöschen der Flamme führt ("total quenching"). Der Bereich des homogenen Reaktors wird auch als Bereich der langsamen Chemie bezeichnet, da sämtliche charakteristische Zeitmaße der Turbulenz kleiner als das charakteristische chemische Zeitmaß sind.

5.1.3 Turbulente Brenngeschwindigkeit

Die eben beschriebenen Einflüsse von Turbulenz auf die Flammenfront beeinflussen das Ausbreitungsverhalten der Flamme. Vor allem durch eine Vergrößerung der Flammenfrontoberfläche erhöht sich die Gesamtumsatzrate und dadurch die Ausbreitungsgeschwindigkeit. Die Brenngeschwindigkeit der turbulenten Flamme wird als turbulente Brenngeschwindigkeit bezeichnet. Diese gibt an, wie schnell sich eine Flamme in das unverbrannte Frischgasgemisch ausbreitet.

Zur Veranschaulichung ist in Abb. 5.2 schematisch eine turbulente Flamme im Flamelet-Bereich dargestellt. Die gesamte Oberfläche der Flamme ist mit A_{Ff} gekennzeichnet, die Oberfläche des Querschnittes der Flamme mit $A_{Ff,l}$.

Die Geschwindigkeit, mit der sich die Oberfläche $A_{Ff,l}$ in das Frischgasgemisch ausbreitet, ist die turbulente Brenngeschwindigkeit S_t . Im Flamelet-Bereich verhält sich die Flamme lokal wie eine laminare Flamme, die Brenngeschwindigkeit eines Flamelets – der lokal laminaren Flamme – ist folglich von der Größenordnung der laminaren Brenngeschwindigkeit S_l des Brennstoff/Luft-Gemisches. S_l unterliegt allerdings Streckungs- und Krümmungseffekten, welche im nachfolgenden Kapitel beschrieben werden.

Im Folgenden soll qualitativ der Einfluss von Turbulenz auf die turbulente Brenngeschwindigkeit beschrieben werden. In Abb. 5.3 ist hierzu die dimensionslose turbulente Brenngeschwindigkeit $S_t/S_{l,p}$ als Funktion der dimensionslosen turbulenten Schwankungsgröße $u'/S_{l,p}$ dargestellt. Mit zunehmendem $u'/S_{l,p}$ durchläuft die Flamme zunächst den Bereich der gewellten und gefalteten Flamelets ($Ka_\eta < 1$), dann den Bereiche der dünnen Reaktionszonen ($1 < Ka_\eta < 100$) und schließlich den der aufgebrochenen Reaktionszonen ($Ka_\eta > 100$). Die Brenngeschwindigkeit steigt zunächst linear an, dies ist vor allem auf die zunehmende

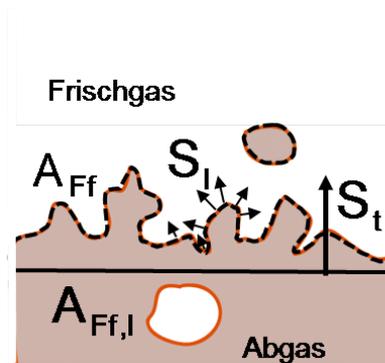


Abb. 5.2: Definition der turbulenten Brenngeschwindigkeit im Flamelet-Bereich

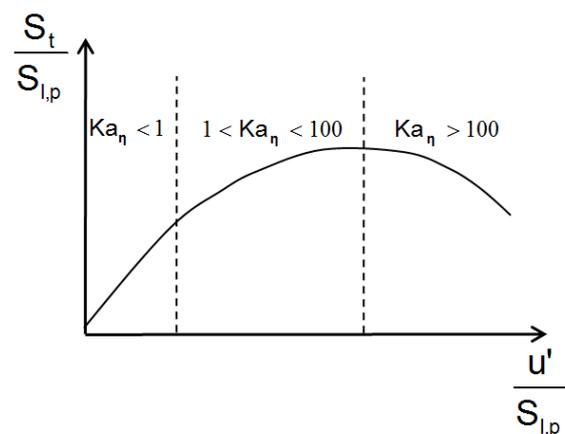


Abb. 5.3: Qualitative Darstellung der Abhängigkeit der turbulenten Brenngeschwindigkeit S_t von der turbulenten Schwankungsgröße u'

Flammenoberfläche A_{Ff} der turbulenten Flamme zurückzuführen. Mit weitermender Turbulenzintensität nimmt die Brenngeschwindigkeit nicht mehr linear zu. Dieser Effekt ist auch als "bending"-Effekt bekannt und hat verschiedene Gründe. Mit zunehmendem u' beeinflussen Streckungs- und Krümmungseffekte immer mehr die Flammenfront, für $Ka_\eta > 1$ kann des Weiteren das Einmischen kalter Edukte in die Flammenfront zu einer Herabsetzung der Reaktionsgeschwindigkeit führen. Zusätzlich dazu kommt es bei erhöhter Turbulenz auf Grund der stark gefalteten Flamme zum Kontakt einzelner Bereiche der Flammenfront, wodurch Flammenfrontoberfläche vernichtet wird ("merging"), dadurch nimmt die Flammenfrontoberfläche mit u' nicht mehr in gleichem Maße zu wie bei geringer Turbulenz. Bei einer weiteren Erhöhung der Turbulenz und dem Übergang vom Bereich der dünnen Reaktionszonen in den Bereich der aufgebrochenen Reaktionszonen bei $Ka_\eta = 100$ verringert sich die Brenngeschwindigkeit mit zunehmendem u' durch lokale Löscheffekte. Diese gewinnen mit weiter zunehmender Turbulenz an Einfluss, so dass es dann zum vollständigen Verlöschen der Flamme kommen kann.

5.1.4 Streckung und Krümmung turbulenter Flammenfronten

Der in Abb. 5.3 dargestellte Verlauf zeigt die Abhängigkeit der turbulenten Brenngeschwindigkeit von der Schankungsgröße u' nur qualitativ. Charakteristische Größen der Turbulenz sowie der laminaren Flamme haben einen erheblichen Einfluss auf den in Abb. 5.3 dargestellten Verlauf. In der Literatur gibt es zahlreiche empirische Modelle, welche die Abhängigkeit der turbulenten Brenngeschwindigkeit von Turbulenzparametern beschreiben. Diese werden hier nicht diskutiert. Ein großer Nachteil nahezu aller Modelle besteht darin, dass diese lediglich für bestimmte Brennstoff/Luft-Gemische gelten und oftmals bei der Anwendung auf andere Gemische versagen. In [Abd84, Abd87] wird gezeigt, dass dies auf unterschiedliche Lewis- bzw. Markstein-Zahlen der Gemische zurückgeführt werden kann. Turbulente Flammefronten unterliegen turbulenten Streckungs- und Krümmungseffekten. Im Flamelet-Bereich verhält sich die Flamme lokal wie eine laminare Flammenfront. Aus diesem Grund haben turbulente Streckungs- und Krümmungseffekte einen Einfluss auf die lokale laminare Brenngeschwindigkeit S_l und folglich auch auf die turbulente Brenngeschwindigkeit S_t . Im Rahmen dieser Arbeit wird der Einfluss turbulenter Streckungseffekte auf die turbulente Brenngeschwindigkeit untersucht. Aus diesem Grund werden hier die aus der Literatur bekannten Streckungs- und Krümmungseinflüsse auf die turbulente Flammenfrontoberfläche diskutiert.

Streckung turbulenter Flammenfronten durch Krümmung - Ka_c

In [Haq02] werden turbulente Flammen bezüglich deren Krümmung untersucht und in [Bra03b] für den untersuchten Bereich eine allgemein gültige Wahrscheinlichkeitsdich-

teverteilung der Krümmung turbulenter Flammenoberflächen veröffentlicht. Die Ergebnisse bestätigen auch frühere Arbeiten [Bray91, Bra92a, Bra92b, Haw92, Rut93, Lee93b, Bau94], wonach die mittlere Krümmung einer turbulenten Flammenfront stets gleich null ist. Die in [Bra03b] gegebene Verteilung für die Flammenfrontkrümmung ist eine Gauß-Verteilung und beinhaltet die Damköhler-Zahl als einzigen Turbulenzparameter, die Krümmung h wird dabei mit der Flammenfrontdicke δ_{FF} normiert:

$$\text{PDF}(h \cdot \delta_{FF}) = \frac{1}{0,192 \cdot \text{Da}^{-0,5} \cdot \sqrt{2 \cdot \pi}} \cdot \exp \left[-\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{h \cdot \delta_{FF}}{0,192 \cdot \text{Da}^{-0,5}} \right)^2 \right]. \quad 5-29$$

Gl. 5-29 ist in [Haq02] mit im Laserlichtschnitt aufgenommenen Flammenstrukturen im Bereich $10 < \text{Da} < 470$ bestimmt worden. Es kann jedoch davon ausgegangen werden, dass Gl. 5-29 auch für $\text{Da} < 10$ im Bereich zusammenhängender Flammenfronten annähernd stimmt, ein Beweis hierfür steht jedoch noch aus. Da die Breite der Gauß-Verteilung mit der Damköhler-Zahl skaliert, wird deutlich, dass die Krümmung turbulenter Flammen durch das Zeitmaß der größten Wirbel gesteuert wird (siehe Gl. 5-27). Zum Vergleich von Flammenfrontstreckung durch Krümmung mit Streckung durch die Divergenz der Gasströmung tangential zur Flammenfrontoberfläche kann die dimensionslose Krümmung $h \cdot \delta_{FF}$ mit Gl. 4-12 und Gl. 4-13 in eine Karlovitz-Zahl für die Krümmung Ka_c umgerechnet werden (vgl. Gl. 4-15).

$$\text{Ka}_c = K_c \cdot \tau_c \approx 2 \cdot \frac{S_l}{r} \cdot \frac{\delta_{FF}}{S_{l,p}} = 2 \cdot h \cdot \delta_{FF} \cdot \frac{S_l}{S_{l,p}} \approx 2 \cdot h \cdot \delta_{FF} \quad 5-30$$

Da die mit Gl. 5-29 beschriebene Verteilung auf 2-dimensionalen Messungen beruht (Auswertung von Bildern turbulenter Flammenfronten), wird in Gl. 5-30 vereinfachend davon ausgegangen, dass die Krümmung an einer bestimmten Stelle der Flammenfront in orthogonaler Richtung zur Messebene gleich der gemessenen Krümmung in der Messebene ist. Aus Gl. 5-29 und Gl. 5-30 folgt, dass auch der Mittelwert $\overline{\text{Ka}_c}$ stets gleich null ist.

Streckung turbulenter Flammenfronten durch Divergenz der Gasströmung tangential zur Flammenfrontoberfläche - Ka_s

Beim Streckungsvorgang von Turbulenzwirbeln (positive Streckung) durch Scherströmungen wird Wirbelstärke bzw. Energie von groballigen Turbulenzstrukturen zu Feinen übertragen. Dadurch hat ein Turbulenzfeld ein weites Energiespektrum und kleinste Strukturen, in denen Energie durch viskose Kräfte dissipiert, wird ständig Energie zugeführt. Dieser Transportvorgang ist die Grundlage der turbulenten Ener-

giekaskade. Damit der Energietransport durch Streckungsvorgänge aufrechterhalten wird, müssen Streckungs- (positive Streckung) gegenüber Stauchungsvorgängen (negative Streckung) überwiegen. Aus diesem Grund ist im Gegensatz zur Flammenfrontstreckung durch Krümmung auch die mittlere Streckung von turbulenten Flammenfronten durch die Divergenz der Gasströmung tangential zur Flammenfrontoberfläche $\overline{Ka_s}$ stets größer null [Yeu90,Bray91,Haw92,Rut93,Bau94].

Gl. 5-16 beschreibt die von Kolmogorov-Wirbel verursachten Streckungsraten. Da die größten Streckungsraten von kleinsten Wirbeln ausgehen, kann mit Gl. 5-16 nur die maximal auf die Flammenfront wirkende Streckungsrate abgeschätzt werden. Die im Mittel auf eine Flamme wirkende Streckung wird in der Regel mit der so genannten turbulenten Karlovitz-Zahl Ka_{turb} abgeschätzt. Diese berechnet sich aus der Schwankungsgeschwindigkeit u' und dem Taylor-Längenmaß λ [Yeu90]. Dieses liegt zwischen dem integralen Längenmaß L_t und dem Kolmogorov-Längenmaß η und kann als Distanz angesehen werden, um welche ein Kolmogorov-Wirbel während seiner Umdrehungszeit τ_η durch die größten turbulenten Wirbel transportiert wird [Wir93]. Die turbulente Karlovitz-Zahl bzw. die damit auf die Flammenfront abgeschätzte, wirkende mittlere Streckung ist dann

$$Ka_{turb} = \frac{u'}{\lambda} \cdot \tau_c \quad 5-31$$

Mit der Annahme [Bra02]

$$\tau_\eta = \frac{\lambda}{u' \cdot \sqrt{15}} \quad 5-32$$

kann Ka_{turb} mit Ka_η bzw. dem Zeitmaß der Kolmogorov-Wirbel berechnet werden:

$$Ka_{turb} = Ka_\eta \cdot \frac{1}{\sqrt{15}} = K_\eta \cdot \tau_c \cdot \frac{1}{\sqrt{15}} \quad 5-33$$

In [Yeu90] werden des Weiteren mit 3-dimensionalen DNS-Rechnungen kalter, stationärer isotroper Turbulenzfelder Verteilungen von K_s auf eine sich im Turbulenzfeld befindende Oberfläche berechnet. In [Bra92a,Bra02] werden diese Ergebnisse mit einer Gauß-Verteilung zusammengefasst und eine Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung wie folgt angegeben:

$$\text{PDF}(a_s) = \frac{1}{(2 \cdot \pi)^{1/2} \cdot \sigma(a_s)} \cdot \exp\left(-\left(\frac{a_s - \bar{a}_s}{2^{1/2} \cdot \sigma(a_s)}\right)^2\right). \quad 5-34$$

a_s ist dabei die mit dem Kolmogorov-Zeitmaß τ_η normierte Streckungsrate K_s und kann mit τ_η und τ_c in Ka_s umgerechnet werden:

$$Ka_s = a_s \cdot \frac{\tau_c}{\tau_\eta}. \quad 5-35$$

\bar{a}_s ist der Mittelwert und $\sigma(a_s)$ die Standardabweichung der Gauß-Verteilung und können wie folgt berechnet werden [Bra92a]:

$$\begin{aligned} \bar{a}_s &= \overline{Ka_s} \cdot \frac{\tau_\eta}{\tau_c} = \frac{1}{\sqrt{15}} \cdot \exp\left(-\frac{0,0132}{Ka_{\text{turb}}}\right), \\ \sigma(a_s) &= 0,258 + 0,0826 \cdot \exp\left(-\frac{0,0132}{Ka_{\text{turb}}}\right). \end{aligned} \quad 5-36$$

Aus Gl. 5-36 geht hervor, dass $\overline{Ka_s}$ nicht gleich Ka_{turb} ist. Für kleine Ka_{turb} ist $\overline{Ka_s} < Ka_{\text{turb}}$, für $Ka_{\text{turb}} > 0,1$ kann $\overline{Ka_s}$ jedoch in guter Näherung mit Ka_{turb} abgeschätzt werden [Bra03b].

Abb. 5.4 zeigt die mit obigen Gleichungen berechneten Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen von Ka_c bzw. Ka_s für zwei laminare Brenngeschwindigkeiten ($S_{l,p} = 0,100$ m/s und $0,200$ m/s) bei je drei Schwankungsgeschwindigkeiten u' . Das Makrolängenmaß L_t und die kinematische Viskosität ν zur Berechnung der Flammenfrontdicke nach Gl. 5-18 bzw. des kinetischen Zeitmaßes nach Gl. 5-22 betragen 4 mm bzw. $1,64 \cdot 10^{-5}$ m²/s.

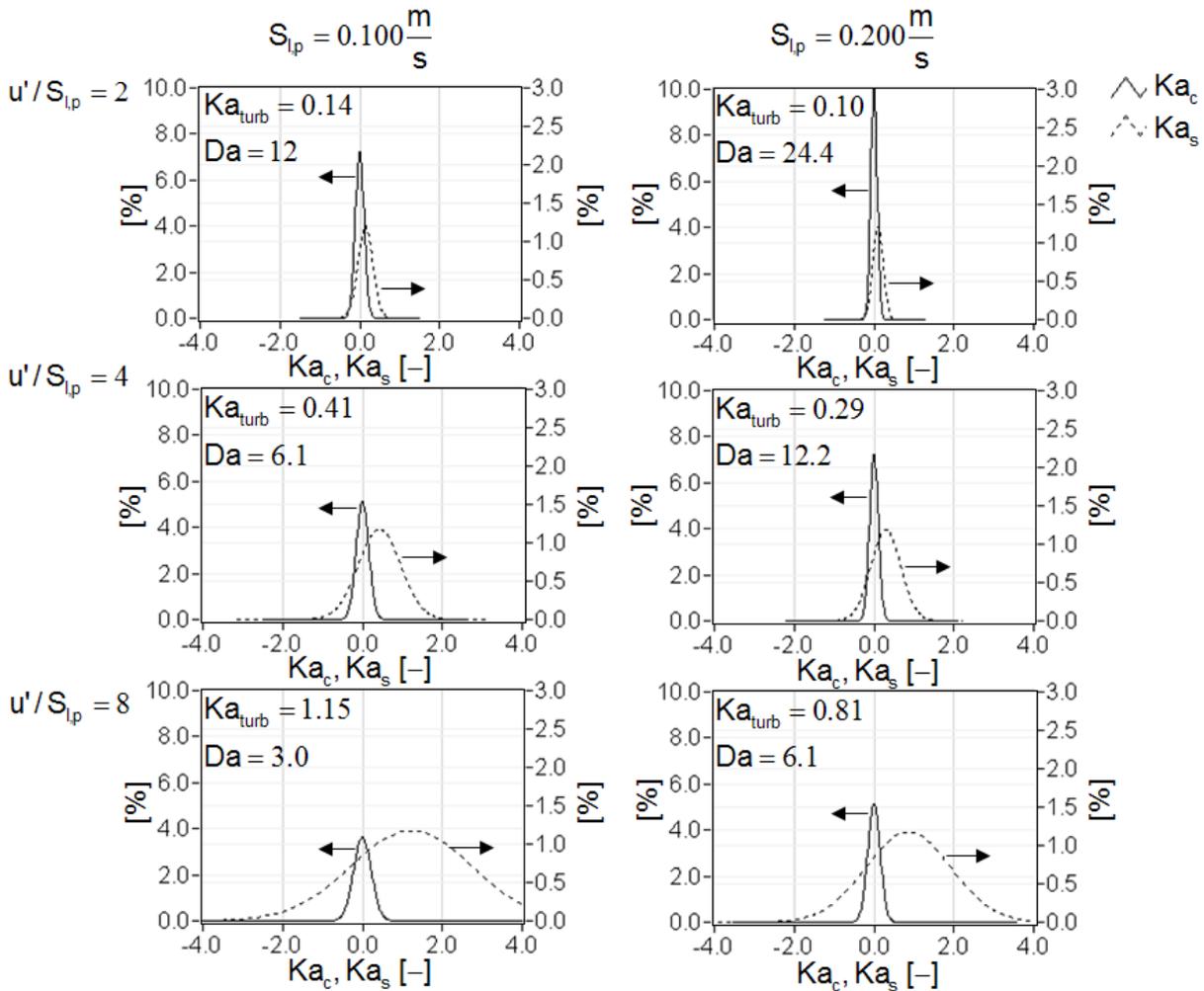


Abb. 5.4: Analytisch berechnete Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen (PDF) von Ka_c und Ka_s für zwei Brennstoff/Luft-Gemische unterschiedlicher laminarer Brenngeschwindigkeiten S_{lp} bei je drei Turbulenzintensitäten u' ; das Makrolängenmaß L_t und die kinematische Viskosität ν betragen 4 mm bzw. $1,64 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$

Die Vergleiche in Abb. 5.4 verdeutlichen, dass die auf die Flammenfront wirkende Streckung K_s ("strain") einen wesentlich größeren Einfluss haben muss als K_c ("curvature"). Dies hat zwei Gründe: der Mittelwert von Ka_s ist größer null, der von Ka_c hingegen ist gleich null und die Verteilung von Ka_s ist breiter als die von Ka_c . Lediglich bei sehr geringer Turbulenzintensität sind die Unterschiede gering, bei höherer Turbulenz werden die Unterschiede zwischen den beiden Verteilungen aber um so deutlicher. In [Bra03b] wird mit den beiden oben dargestellten Verteilungen für Ka_c und Ka_s eine allgemein gültige Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung für die Karlovitz-Zahl der gesamten Streckung Ka der turbulenten Flammenfront formuliert. Dabei wird auch ein Einfluss der Markstein-Zahl auf die Verteilungen diskutiert. Die Ergebnisse zeigen jedoch, dass für $Ka_{turb} > 0,1$ die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung für Ka_s (Gl. 5-34) in guter Näherung mit der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Gesamtstreckung

übereinstimmt. Des Weiteren wird ersichtlich, dass ein Einfluss der Markstein-Zahl auf die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung für $Re_{L_t} > 100$ vernachlässigbar ist.

Da für fast alle in diesem Kapitel ausgewerteten turbulenten Flammen $Ka_{\text{turb}} > 0,1$ und $Re_{L_t} > 100$ sind, kann für die hier untersuchten Flammen davon ausgegangen werden, dass $\overline{Ka_s} = Ka_{\text{turb}}$ ist und gleichzeitig Ka_{turb} dem Mittelwert der Karlovitz-Zahl für die Gesamtstreckungsrate \overline{Ka} entspricht.

5.2 Einfluss verschiedener Ventilortypen und -anordnungen auf die turbulente Flammenausbreitung im Explosionsbehälter

Zur Turbulenzerzeugung im Explosionsbehälter werden acht Ventilatoren eingesetzt. Für die in Kap. 5.3 diskutierten systematischen Untersuchungen zur turbulenten Flammenausbreitung wäre ein homogenes und isotropes Turbulenzfeld wünschenswert, damit die Flamme zu jedem Zeitpunkt und an jeder Stelle gleichermaßen durch Turbulenz beeinflusst wird. Aus diesem Grund werden alle acht Ventilatoren bei einem Versuch immer auf die gleiche Drehzahl geregelt. Des Weiteren sollten die mittleren Geschwindigkeiten \bar{u}_i kleiner als die Schwankungsgeschwindigkeiten u_i' sein, damit sich die Flammen nicht durch eine mittlere Strömung bevorzugt in eine Richtung ausbreitet und turbulente Schwankungen das Strömungsfeld dominieren.

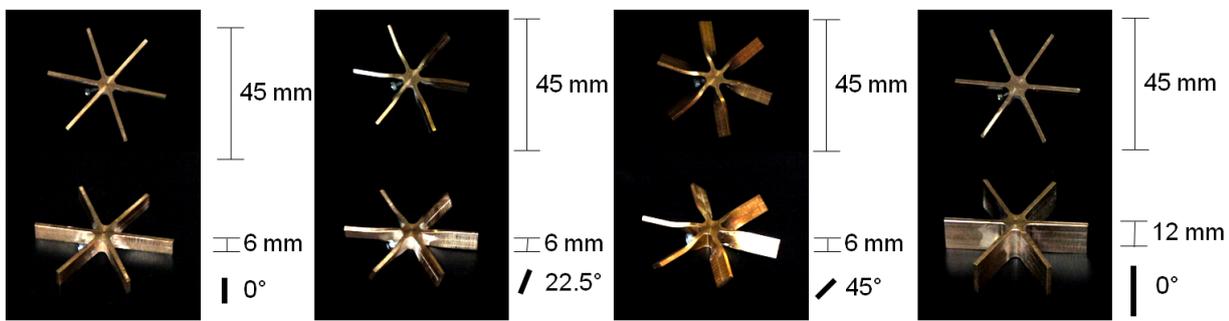


Abb. 5.5: Untersuchte Ventilortypen zur Erzeugung von Turbulenz im Explosionsbehälter; zur Turbulenzerzeugung werden im Explosionsbehälter jeweils acht Ventilatoren des gleichen Typs eingesetzt

Um geeignete Ventilatoren für die Versuche zur turbulenten Flammenausbreitung zu finden, werden die Strömungsfelder von drei Ventilortypen untersucht. Diese haben alle den gleichen Durchmesser (45 mm), Ventilatorblatttiefe (6 mm) und Anzahl an Ventilatorblättern (6 Ventilatorblätter), sie unterscheiden sich nur im Anstellwinkel (0° , $22,5^\circ$, 45°) der Blätter. Mit einem vierten Ventilortyp, der ebenfalls den gleichen Durchmesser und die gleiche Ventilatorblattanzahl bei einem Anstellwinkel von 0° hat, soll überprüft werden, ob mit der Ventilatorblatttiefe das turbulente Makrolängenmaß beeinflusst werden kann. Aus diesem Grund hat dieser Ventilator eine Blatttiefe von 12 mm. Abb. 5.5 zeigt alle untersuchten Ventilortypen.

Im Folgenden werden die Ergebnisse der LDA und PIV Messungen diskutiert. Nach der Bestimmung der Turbulenzfelder werden mit allen Ventilatoren turbulente Brenngeschwindigkeiten bei verschiedenen Drehzahlen für ein Brennstoff/Luft-Gemisch gemessen und miteinander verglichen. Des Weiteren wird überprüft, welchen Einfluss verschiedene Ventilatoranordnungen auf die Flammenausbreitung haben. Für diese

Versuche werden einzelne Ventilatoren ausgeschaltet und die Flammenausbreitungen mit Hochgeschwindigkeitsaufnahmen beobachtet.

5.2.1 Vergleich der Turbulenzfelder verschiedener Ventilatortypen

Abb. 5.6 zeigt die Positionen der gewählten LDA Messpunkte zur Bestimmung von Schwankungsgrößen u_i' sowie die Orientierung, Größen und Positionen der Laserlichtschnitte bzw. der aufgenommenen Bildbereiche zur Bestimmung turbulenter Makrolängenmaße L_t .

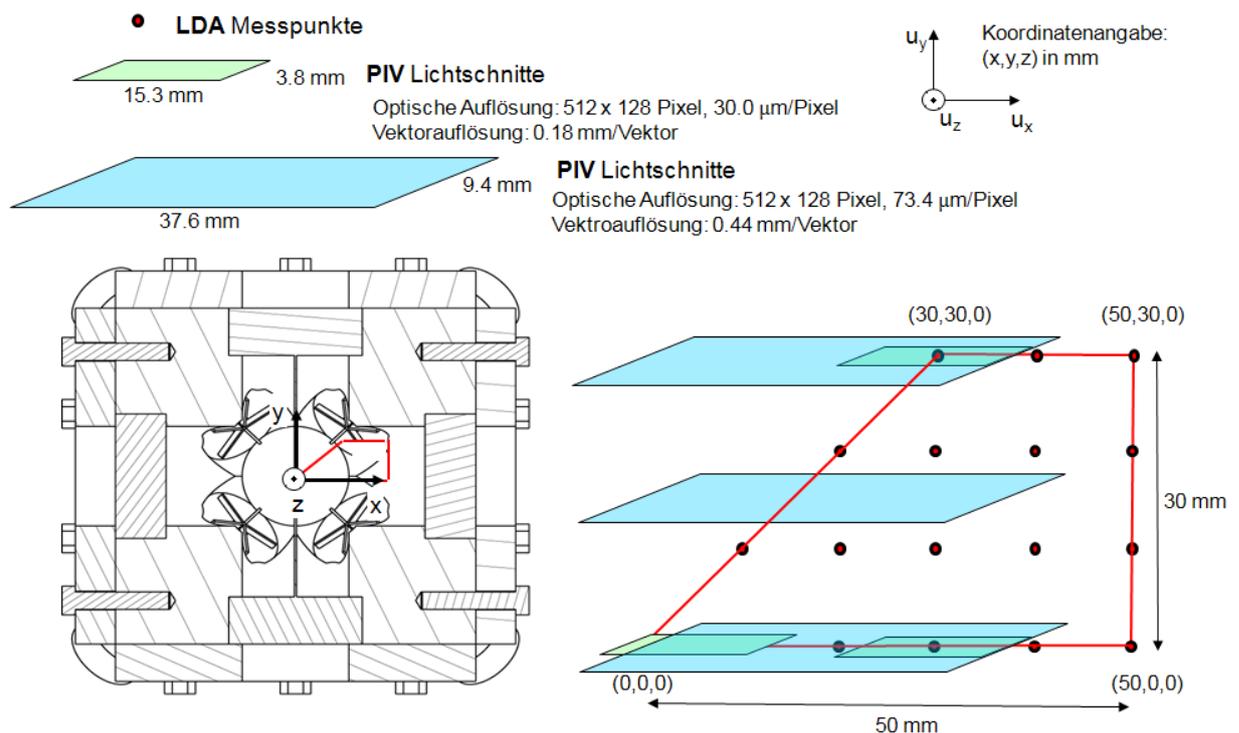


Abb. 5.6: Positionen der LDA Messpunkte zur Bestimmung der turbulenten Schwankungsgrößen sowie Lage und Größe der Laserlichtschnitte zur Bestimmung der turbulenten Makrolängenmaße mit PIV

Alle LDA Messpunkte befinden sich in der xy-Ebene in Abständen von je 10 mm in x- und y-Richtung. In x-Richtung wird bis zu einem Abstand von $x=50$ mm vom Behälterzentrum gemessen, in y-Richtung bis $y=30$ mm. Die Positionen der Messpunkte werden im Folgenden in Vektorformat (x,y,z) in der Einheit "mm" angegeben, das Behälterzentrum liegt bei $(0,0,0)$. Die Messpunkte decken den Bereich ab, innerhalb dessen die turbulente Flammenausbreitung untersucht wird, und geben auf Grund der Symmetrie des Explosionsbehälters auch die Turbulenz in der xz-Ebene wieder, in der auch die Faltung der turbulenten Flammen mit der Laserlichtschnitt-Methode bestimmt wird. Da ein 2-dimensionales LDA-System eingesetzt wird, können mit der in Abb. 2.3 dargestellten Messanordnung nur die Geschwindigkeitskomponenten in y- und z-Richtung vermessen werden. Zur Überprüfung der Turbulenz auf Isotropie und Ver-

messen der Schwankungsgröße u_x' wird daher die LDA-Messanordnung um 90° gedreht. So kann in einer zweiten Messkampagne die Geschwindigkeit in x-Richtung vermessen werden. Dies erfolgt jedoch nur bei einer Drehzahl von 5000 1/min und bis $x=30$ mm. Für $x>30$ mm kann die Geschwindigkeit in x-Richtung nicht gemessen werden, da ein optischer Zugang mit dem LDA-System bei dieser Messanordnung für $x>30$ mm nicht möglich ist. Abb. 5.7 zeigt die so gemessenen mittleren Geschwindigkeiten \bar{u}_i und Schwankungsgeschwindigkeiten u_i' für die drei Ventilatoren mit einer Blatttiefe von 6 mm bei einer Ventilatordrehzahl von $U=5000$ 1/min als Balken an den entsprechenden Positionen innerhalb des in Abb. 5.6 dargestellten Bereiches.

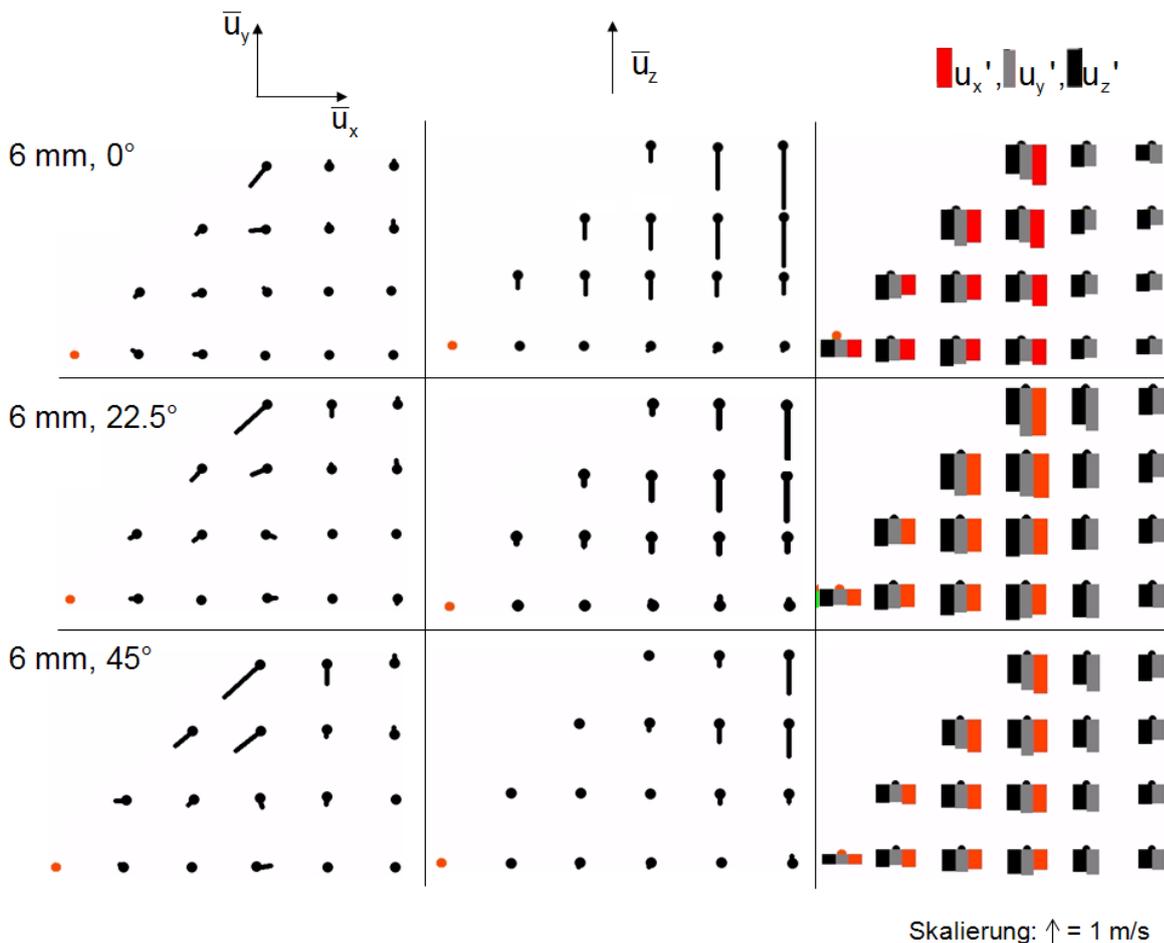


Abb. 5.7: An den LDA Messpunkten (siehe Abb. 5.6) bestimmte mittlere Geschwindigkeiten \bar{u}_i sowie entsprechende Schwankungsgeschwindigkeiten u_i' bei einer Ventilatordrehzahl von $U=5000$ 1/min

Die Länge der Balken entsprechen den jeweiligen Geschwindigkeiten. Die mittleren Geschwindigkeiten in x- und y-Richtung sind in einer Abbildung als 2-dimensionaler Vektor dargestellt, die mittlere Geschwindigkeit in z-Richtung in einer eigenen Darstellung als 1-dimensionaler Vektor. Die Schwankungsgrößen sind in einer Abbildung mit drei Balken an jeder Messposition dargestellt, so soll ein Überblick über die drei

Schwankungsgrößen im gesamten vermessenen Bereich ermöglicht werden. Alle gemessenen Werte sind auch im Anhang A.3 abgedruckt.

Wie man aus der Abbildung erkennt, sind die mittleren Geschwindigkeiten \bar{u}_x und \bar{u}_y sehr klein. Lediglich an der Position (30,30,0) werden bei allen Ventilortypen erhöhte mittlere Geschwindigkeiten in x- und y-Richtung gemessen. Im Gegensatz dazu ist für \bar{u}_z ein Geschwindigkeitsfeld zu erkennen, das einer walzenförmigen Rotation um die x-Achse entspricht. Dies bedeutet, dass \bar{u}_z auf der x-Achse null ist und für $y > 0$ größer wird. Bei kleinerem Anstellwinkel der Ventilatorblätter ist die Drehbewegung stärker ausgeprägt. Aus diesem Grund ist der Ventilortyp mit einem Anstellwinkel von 0° schlechter für die Messungen zur turbulenten Flammenausbreitung geeignet als die beiden anderen Ventilortypen. Bei einem Anstellwinkel von $22,5^\circ$ und 45° ist \bar{u}_z lediglich an den Positionen (50,20,0) und (50,30,0) größer als die Schwankungsgrößen. Da die turbulente Flammenausbreitung aber nur bis zu einem Flammenfrontradius von maximal 50 mm ausgewertet wird, können beide Ventilortypen eingesetzt werden. Die drei Schwankungsgeschwindigkeiten u_x' , u_y' und u_z' unterscheiden sich an einer Position kaum. Dies gilt für alle Ventilortypen und bedeutet, dass das von den Ventilatoren induzierte Turbulenzfeld weitgehend isotrop ist. Eine vollständige Homogenität der ventilatorinduzierten Turbulenzfelder kann jedoch nicht angenommen werden, da sich die Schwankungsgrößen an den einzelnen Positionen leicht unterscheiden. Im Behälterzentrum (0,0,0) sind die Schwankungsgeschwindigkeiten am geringsten, in Richtung der Ventilatoren scheinen die Schwankungsgeschwindigkeiten größer zu werden.

Zur genaueren Beschreibung der Inhomogenität der Turbulenzfelder und Untersuchung des Einflusses der Ventilator Drehzahl auf die Schwankungsgrößen werden im Folgenden Messungen von Schwankungsgeschwindigkeiten u_y' und u_z' bei verschiedenen Drehzahlen entlang der x-Achse diskutiert. Da die in Abb. 5.7 dargestellten Ergebnisse zeigen, dass das Turbulenzfeld weitgehend isotrop ist, wird im Folgenden nicht zwischen u_y' und u_z' unterschieden und nur der Mittelwert aus diesen beiden Werten diskutiert. Die so gemessenen Abhängigkeiten der Schwankungsgeschwindigkeiten von Drehzahl und Position entlang der x-Achse sind in Abb. 5.8 dargestellt. Für jeden Ventilortyp sind in je einem Diagramm die gemessenen Werte entlang der x-Achse bei den Drehzahlen $U=2500$ 1/min, 5000 1/min, 7500 1/min und 10000 1/min aufgetragen. Alle Messwerte können auch in Anhang A.3 nachgeschlagen werden. Wie man an Hand von Abb. 5.8 erkennt, ist eine deutliche Abhängigkeit von der Ventilator Drehzahl zu erkennen. An allen Messpunkten nimmt mit zunehmender Drehzahl ebenfalls die Schwankungsgröße zu. Die oben schon festgestellte Abhängigkeit von der Position kann auch hier erkannt werden. Bei allen Ventilortypen und allen Drehzahlen erhöht sich die Turbulenzintensität mit zunehmendem Abstand vom Behälterzentrum bis $x \approx 25-35$ mm und nimmt dann wieder ab, wobei die Unterschiede zwischen

den einzelnen Positionen bei höheren Drehzahlen größer sind als bei kleineren Drehzahlen. Im äußersten Fall beträgt bei einer Drehzahl die kleinste mittlere gemessene Schwankungsgröße lediglich 65% des Maximalwertes (bei $U=10000$ 1/min des Ventilators mit 0° Anstellwinkel). Die in Abb. 5.8 dargestellten Ergebnisse zeigen auch, dass eine höhere Schwankungsgeschwindigkeit bei kleinerem Anstellwinkel erreicht wird.

Aus den Ergebnissen resultiert, dass sich zur Untersuchung der turbulenten Flammenausbreitung in Kap. 5.3 der Ventilator mit einem Anstellwinkel von $22,5^\circ$ am besten eignet, da die mittleren Geschwindigkeiten im Vergleich zu den Schwankungsgrößen gering sind (siehe Abb. 5.7) und die maximal erzielbaren Schwankungsgrößen größer sind als bei dem Ventilator mit einem Anstellwinkel von 45° . Bei diesem Typ wird bei $U=10000$ 1/min eine maximale Schwankungsgröße von lediglich 2 m/s erreicht, was für Messungen

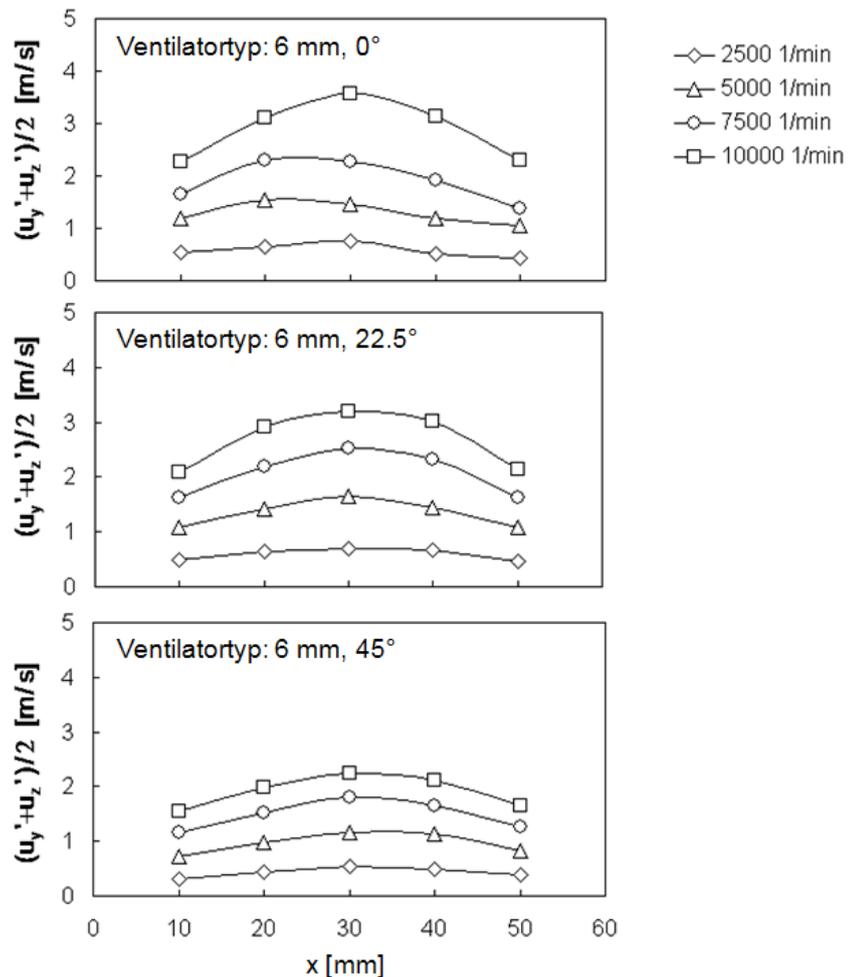


Abb. 5.8: Mit LDA gemessene Schwankungsgeschwindigkeiten an fünf Positionen ($x=10$ mm, 20 mm, 30 mm, 40 mm und 50 mm) entlang der x-Achse bei verschiedenen Ventilator Drehzahlen

zur turbulenten Flammenausbreitung in Kap. 5.3 nicht ausreichend ist.

Abb. 5.6 zeigt auch die Orientierung, Größen und Positionen der Laserlichtschnitte bzw. der aufgenommenen Bildbereiche zur Bestimmung der Makrolängenmaße $L_{t,x, \text{longitudinal}}$ und $L_{t,x, \text{transversal}}$. Um den Einfluss der Ventilator Drehzahl zu untersuchen, werden die Längenmaße ebenfalls bei vier unterschiedlichen Drehzahlen bestimmt ($U=2500$ 1/min, 5000 1/min, 7500 1/min und 10000 1/min). Die Lichtschnitte befinden sich alle in der xz-Ebene, wobei zwei unterschiedliche optische Auflösungen zur Be-

stimmung der Längenmaße eingesetzt werden (siehe Tab. 2.2). Damit soll überprüft werden, ob die Messungen von der optischen Auflösung unabhängig sind. Daraus resultieren auch Aufnahmen mit zwei unterschiedlich großen Bildbereichen. Die Positionen der Laserlichtschnitte werden im Folgenden ebenfalls in Vektorformat (x,y,z) in der Einheit "mm" angegeben, wobei die Position immer den Mittelpunkt des aufgenommenen Bildbereiches angibt. Bei jeder Auflösung werden Aufnahmen an drei unterschiedlichen Positionen gemacht. Die Aufnahmebereiche bei geringerer optischer Auflösung bzw. die größeren Bildbereiche (0,44 mm/Vektor bzw. 37,6 mm x 9,4 mm) liegen bei $(18,0,0)$, $(18,15,0)$ und $(18,30,0)$, die der besseren optischen Auflösung bzw. der kleineren Bildbereiche (0,18 mm/Vektor bzw. 15,3 mm x 3,8 mm) bei $(5,0,0)$, $(30,0,0)$ und $(30,30,0)$. Für jeden Bildbereich werden je ein longitudinales und transversales Makrolängenmaß $L_{t,x,\text{longitudinal}}$ bzw. $L_{t,x,\text{transversal}}$ bestimmt. Mit Messungen an unterschiedlichen Positionen soll überprüft werden, ob die Längenmaße im Behälter ortsabhängig sind. Die Ergebnisse zeigen jedoch keine erkennbare Abhängigkeit von der Position des aufgenommenen Bildbereiches. Aus diesem Grund werden im Folgenden die Mittelwerte aus allen drei Positionen für jede optische Auflösung und Drehzahl diskutiert. Sowohl die bestimmten Makrolängenmaße an den einzelnen Positionen als auch die berechneten Mittelwerte können im Anhang A.3 nachgeschlagen werden.

In Abb. 5.9 sind $L_{t,x,\text{longitudinal}}$ und $L_{t,x,\text{transversal}}$ gegenüber der Ventilator Drehzahl aufgetragen, die Fehlerbalken geben die Standardabweichung der drei Werte vom Mittelwert an. Deutlich zu erkennen ist, dass bei allen Ventilator typen das Längenmaß nicht von der Ventilator Drehzahl abhängt. Des Weiteren ändert sich das Längenmaß kaum bei unterschiedlichen Ventilator typen. Für die drei Ventilatoren mit einer Blatttiefe von 6 mm beträgt bei den Messungen mit der besseren optischen Auflösung (0,18 mm/Vektor) $L_{t,x,\text{longitudinal}} \approx 4$ mm, $L_{t,x,\text{transversal}}$ ist stets 0,3-1,5 mm kleiner als $L_{t,x,\text{longitudinal}}$. Bei der geringeren optischen Auflösung (0,44 mm/Vektor) sind die Längenmaße größer: $L_{t,x,\text{longitudinal}} \approx 5,5$ mm und $L_{t,x,\text{transversal}}$ 0,5-2,0 mm kleiner als $L_{t,x,\text{longitudinal}}$. Für den Ventilator typ mit 12 mm Blatttiefe können auf Grund der zu geringen Leistung der Motoren nur Längenmaße bis zu einer Drehzahl von 7500 1/min bestimmt werden. Obwohl dieser Ventilator typ eine Blatttiefe hat, die doppelt so groß ist als die der anderen, sind auch für diesen Ventilator die Längenmaße von vergleichbarer Größenordnung: bei der besseren optischen Auflösung (0,18 mm/Vektor) beträgt $L_{t,x,\text{longitudinal}} \approx 3,5$ mm und $L_{t,x,\text{transversal}}$ ist 0,5-0,8 mm kleiner, bei der geringeren optischen Auflösung (0,44 mm/Vektor) beträgt $L_{t,x,\text{longitudinal}} \approx 5,5$ mm und $L_{t,x,\text{transversal}}$ ist 0,3-0,7 mm kleiner. Die größeren Längenmaße bei schlechterer optischer Auflösung sind auf den großen Abstand der Vektoren nach der Auswertung der Bilder von 0,44 mm und einer Glättung des Vektorfeldes mit 3×3 Vektoren an jeder Position zurückzuführen. Auf Grund der Glättung besteht zwischen Vektoren im Abstand von $2 \cdot 0,44 \text{ mm} = 0,88 \text{ mm}$ ein Zusammenhang, wodurch nur auf Grund der Auswertung benachbarte Vektoren

miteinander korrelieren auch wenn bei dem tatsächlich vorherrschende Strömungsfeld dies eigentlich nicht der Fall sein sollte. Aus diesem Grund sind die bestimmten Längenmaße größer als das physikalisch tatsächlich vorliegende Längenmaß. Auch bei der besseren optischen Auflösung müssen die mit PIV bestimmten Längenmaße auf Grund eines diskreten Abstandes der Vektoren von 0,18 mm und einer Glättung des Vektorfeldes größer als die physikalisch tatsächlich vorliegenden Längenmaße sein. Die Abstände der Vektoren sind jedoch wesentlich kleiner (0,18 mm/Vektor) und dadurch auch der Fehler bei der Bestimmung der Längenmaße. Der Unterschied in den beiden Längenmaßen $L_{t,x, \text{longitudinal}}$ und $L_{t,x, \text{transversal}}$ bestätigt tendenziell den in Gl. 5-9 formulierten Zusammenhang. Nach der Theorie müsste bei isotroper Turbulenz der Unterschied noch größer sein ($L_{t,x, \text{longitudinal}} = 2 \cdot L_{t,x, \text{transversal}}$ für isotrope Turbulenz). In [Sic01] wird dieser Zusammenhang auch für eine ventilatorinduzierte Turbulenz in einem Explosionsbehälter gemessen. Der zu kleine Unterschied zwischen $L_{t,x, \text{longitudinal}}$ und $L_{t,x, \text{transversal}}$ kann hier lediglich mit der limitierenden optischen Auflösung begründet werden, wonach sehr kleine Längenmaße nicht genau genug gemessen werden können und auf Grund der Auswertung stets zu große Werte berechnet werden.

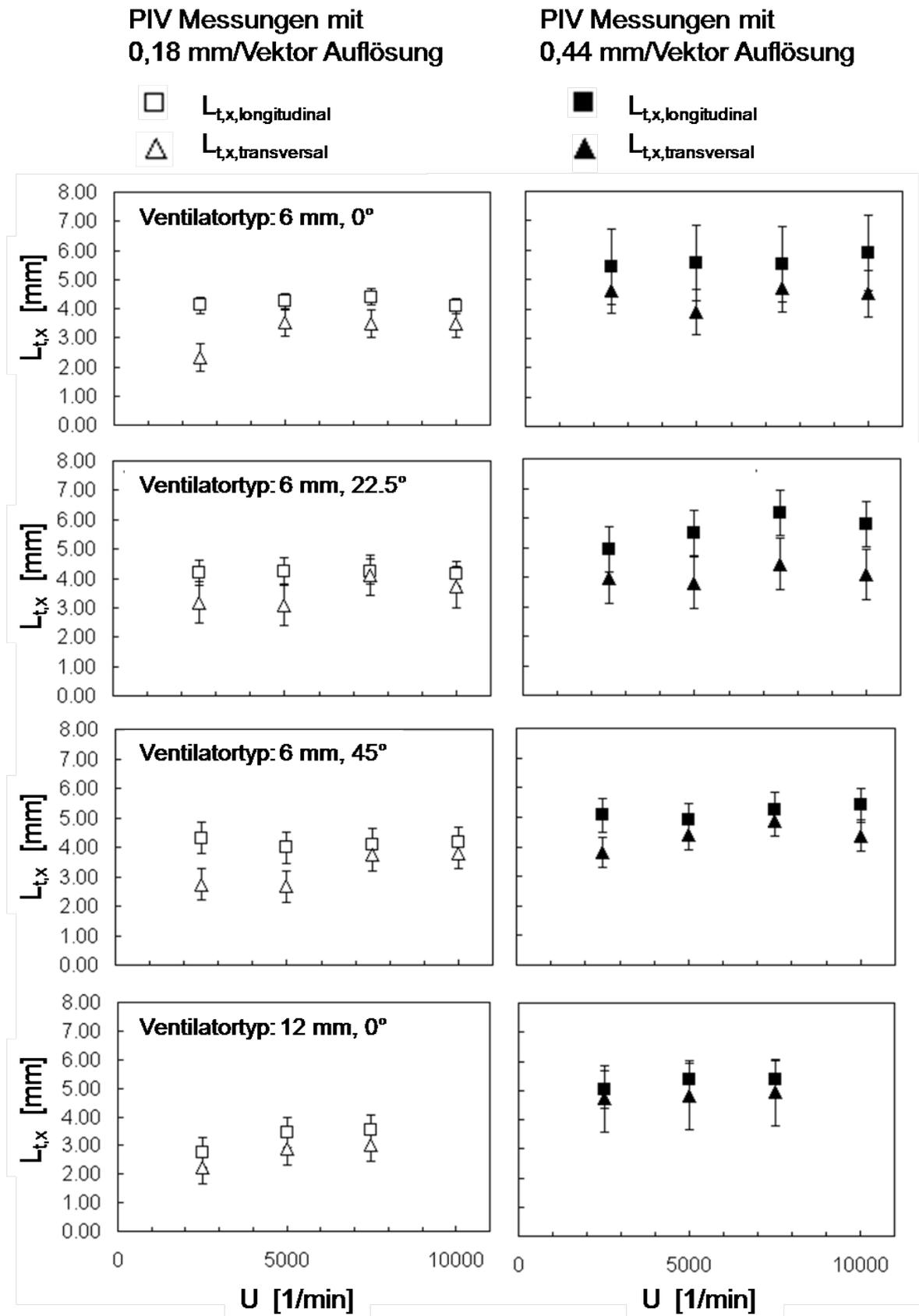


Abb. 5.9: Mit PIV gemessene turbulente Makrolängenmaße $L_{t,x, \text{longitudinal}}$ und $L_{t,x, \text{transversal}}$ für alle Ventilatorarten bei verschiedenen Drehzahlen

Die mit PIV bestimmten Schwankungsgeschwindigkeiten werden zur gegenseitigen Überprüfung mit LDA Messungen verglichen. Hierzu werden die mit der PIV bestimmten Mittelwerte $u'=(u_x'+u_z')/2$ an der Stelle (30,0,0) mit den Mittelwerten $u'=(u_y'+u_z')/2$ der LDA-Messungen an der gleichen Stelle verglichen. Abb. 5.10 zeigt die Abhängigkeit der so bestimmten mittleren Schwankungsgeschwindigkeiten von der Ventilator Drehzahlen für alle Ventilator Typen. Zu erkennen ist, dass die mit PIV bestimmten Schwankungsgeschwindigkeiten stets kleiner sind als die mit LDA bestimmten Schwankungsgeschwindigkeiten, mit der Ventilator Drehzahl nehmen jedoch beide Schwankungsgeschwindigkeiten linear zu. Die Unterschiede in den LDA und PIV Messungen sind auf unterschiedlich große Messvolumen bzw. -bereiche zurückzuführen. Bei der LDA werden Geschwindigkeiten einzelner Partikel erfasst, die PIV hingegen liefert Geschwindigkeitsvektoren für ganze Bildbereiche (einen Vektor je "Interrogation Area") und damit Mittelwerte für diese Bereiche. Dies wirkt sich besonders auf die Bestimmung von Schwankungsgeschwindigkeiten aus und führt bei der PIV zu kleiner gemessenen Schwankungsgeschwindigkeiten, die gemessenen Schwankungsgeschwindigkeiten der LDA sind wesentlich genauer. Da entlang der x-Achse an der Position (30,0,0) die Schwankungsgeschwindigkeit am größten ist und zur Herleitung einer allgemeinen Abhängigkeit der Schwankungsgeschwindigkeit u' von der Drehzahl U ein mittlerer Wert für u' gewählt werden sollte, sind in Abb. 5.10 auch die Abhängigkeiten der arithmetischen Mittelwerte für alle gemessenen Schwankungsgrößen entlang der x-Achse ($u'=\overline{(u_y'+u_z')/2}$) aus Abb. 5.8 eingezeichnet. Die so bestimmten Zusammenhänge werden durch Geraden, deren Gleichungen in den Diagrammen angegeben sind, beschrieben und im Rahmen dieser Arbeit zur Bestimmung von u' verwendet.

Sowohl die gemessene Abhängigkeit der Schwankungsgeschwindigkeiten von der Drehzahl als auch die Unabhängigkeit der Makrolängenmaße von der Drehzahl stehen im Einklang mit zahlreichen Literaturergebnissen [And75, Abd84, Kid91, Lei97, Nwa00, Sic01, Bru02], wonach in Explosionsbehältern, bei denen Turbulenz mit Ventilatoren erzeugt wird, u' linear mit U zunimmt und das Makrolängenmaß lediglich eine Funktion der Behälterabmessungen ist.

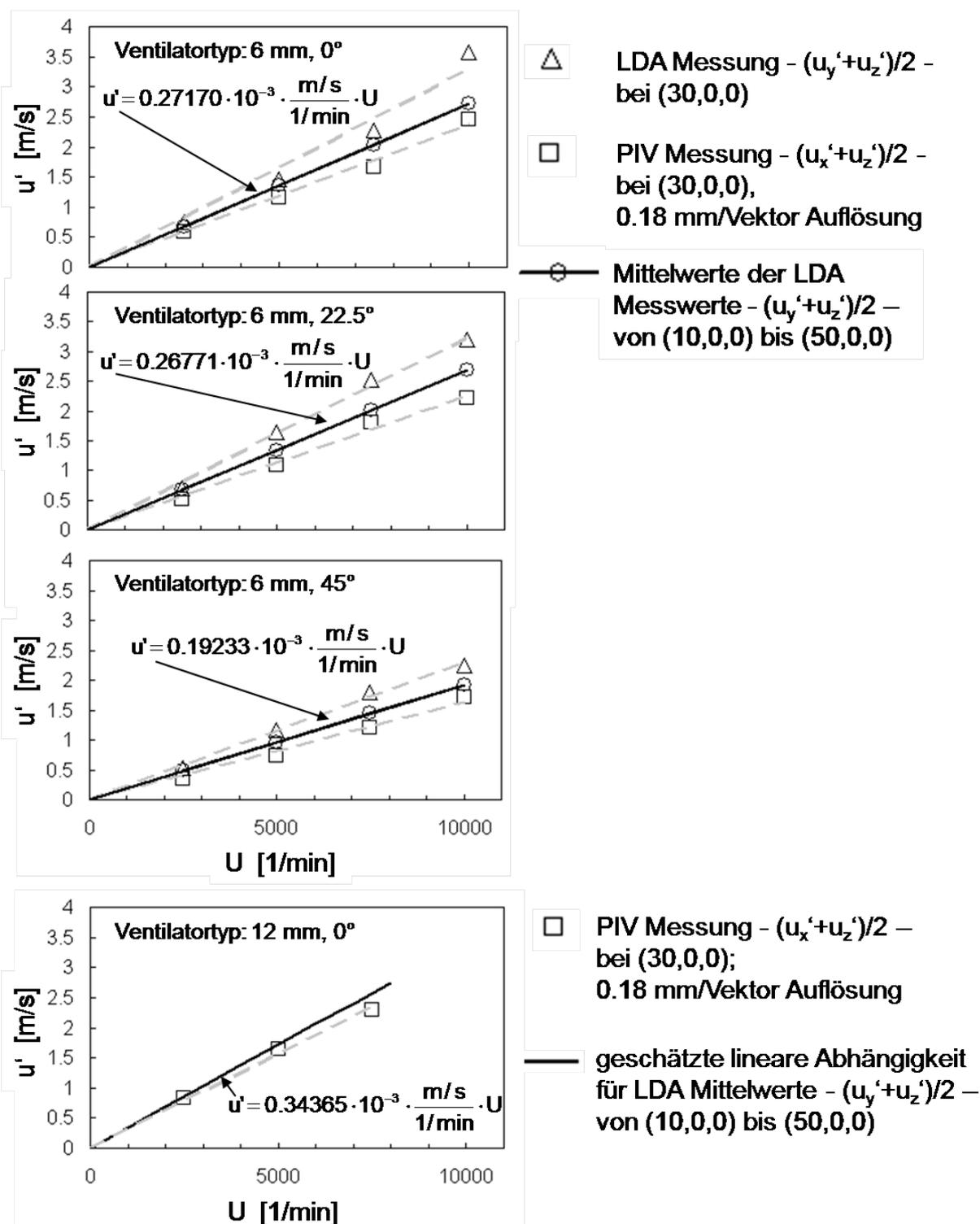


Abb. 5.10: Vergleich der mit LDA und PIV an der Position (30,0,0) gemessene Abhängigkeit der Schwankungsgeschwindigkeit u' von der Ventilator Drehzahl U , sowie die in nachfolgenden Kapiteln verwendete lineare Abhängigkeit bestimmt aus den Mittelwerten der LDA Messungen entlang der x-Achse von Abb. 5.8

5.2.2 Einfluss verschiedener Ventilatorarten auf die Brenngeschwindigkeit

Zur Überprüfung der gemessenen Turbulenzfelder, Validierung der gemessenen Abhängigkeiten der Schwankungsgeschwindigkeit und Unabhängigkeit der Makrolängenmaße von der Ventilator Drehzahl und dem Ventilator typ werden mit allen Ventilator typen bei verschiedenen Drehzahlen turbulente Brenngeschwindigkeiten für ein Brennstoff/Luft-Gemisch gemessen. Damit soll überprüft werden, ob sich die Flamme gemäß den gemessenen Turbulenzeigenschaften verhält und ob Vorzugsrichtungen der Strömung im Explosionsbehälter, wie z.B. die in Abb. 5.7 zu erkennenden Walzenbewegung um die x-Achse, die Flammenausbreitung beeinflussen. Die Messungen werden mit einem Methan/Luft-Gemisch der Luftzahl $\lambda=1,5$ bei atmosphärischen Bedingungen durchgeführt, da die laminare Brenngeschwindigkeit des Gemisches klein ist ($S_{l,p}=0,11$ m/s). Die turbulente Flammenausbreitung ist folglich vergleichsweise langsam und daher zeigt sich der Einfluss von Vorzugsströmungen am ehesten. Abb. 5.11 zeigt die Ergebnisse dieser Messungen in zwei Diagrammen. Verglichen werden jeweils die bei einem Flammenfrontradius von 3 und 5 cm gemessenen turbulenten Brenngeschwindigkeiten S_t . Im linken Diagramm sind diese gegenüber der Ventilator Drehzahl U aufgetragen, im rechten Diagramm gegenüber u' , welches mit den in Abb. 5.10 angegebenen Geradengleichungen aus U berechnet werden kann.

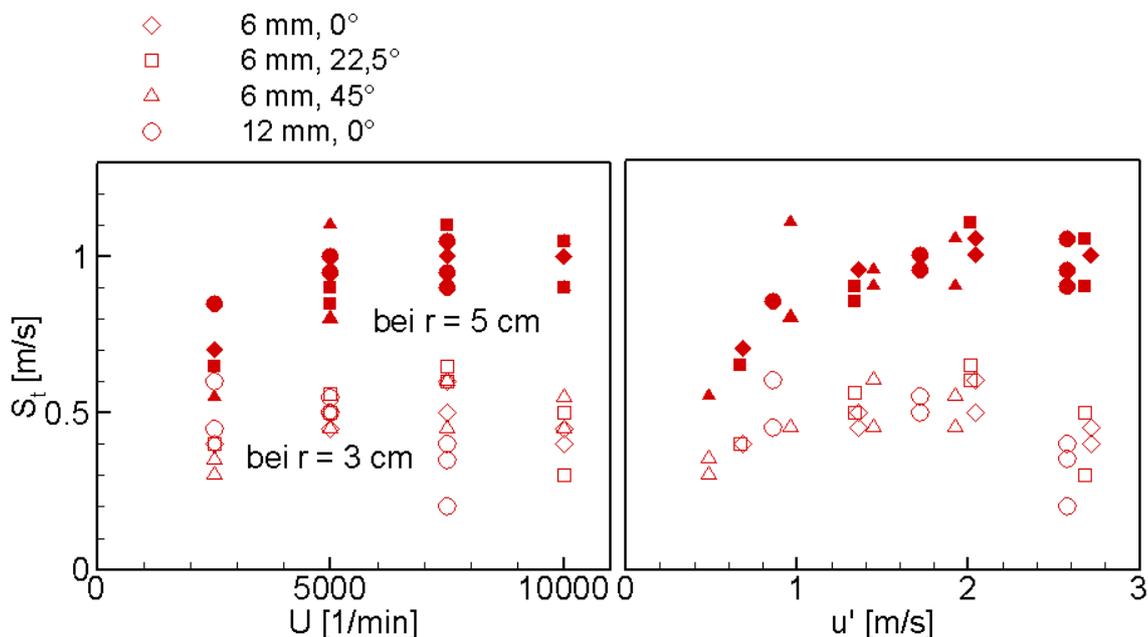


Abb. 5.11: Bei einem Brennstoff/Luft-Gemisch (Methan/Luft-Gemisch, $\lambda=1,5$, atmosphärische Bedingungen) für alle Ventilator typen gemessene Abhängigkeit der turbulenten Brenngeschwindigkeiten S_t von der Ventilator Drehzahl U und Schwankungsgeschwindigkeit u'

Bei der Auftragung von S_t über U streuen die gemessenen Werte für S_t bei einem Radius r und einer Ventilatorzahl U erheblich. Die Auftragung gegenüber u' hingegen ergibt ein einheitliches Bild. Obwohl sich bei einem u' die Drehzahlen bei unterschiedlichen Ventilatorgeometrien deutlich unterscheiden, ist eine klare Abhängigkeit von u' zu erkennen und die Streuung von S_t ist sowohl bei $r=3$ cm als auch bei $r=5$ cm sehr gering. Für $u'=2$ m/s ist z.B. bei dem Ventilortyp mit 12 mm Blatttiefe eine Drehzahl von $U=5820$ 1/min erforderlich, für den Ventilortyp mit 6 mm Blatttiefe und einem Anstellwinkel von 45° hingegen $U=10399$ 1/min notwendig. Die Ergebnisse bestätigen, dass einzig die gemessene Schwankungsgeschwindigkeit u' die turbulente Flammenausbreitung beeinflusst. Auch muss das turbulente Makrolängenmaß vom Ventilortyp und der Ventilatorzahl unabhängig sein, da ansonsten ebenfalls die turbulenten Brenngeschwindigkeiten S_t bei einer Schwankungsgeschwindigkeit u' deutlich streuen müssten. Des Weiteren können Einflüsse durch Vorzugsströmungen im Explosionsbehälter ausgeschlossen werden, da diese bei den verschiedenen Ventilortypen unterschiedlich ausgeprägt sind (siehe mittlere Strömungsgeschwindigkeiten in Abb. 5.7) und dadurch ebenfalls unterschiedliche turbulente Brenngeschwindigkeit S_t bei einer Schwankungsgeschwindigkeit u' gemessen werden müssten.

5.2.3 Einfluss verschiedener Ventilatoranordnungen auf die Flammenausbreitung

Zur qualitativen Beurteilung der Flammenausbreitung werden Aufnahmen von Flammen im Laserlichtschnitt bei verschiedenen Ventilatoranordnungen gemacht. Dies erfolgt durch Ausschalten einzelner Ventilatoren, wodurch sich im Explosionsbehälter die Turbulenzeigenschaften sowie Strömungsverhältnisse gegenüber den Ergebnissen in den beiden vorherigen Kapiteln 5.2.1 und 5.2.2 ändern. Ziel der hier dargestellten Aufnahmen ist es, die Messungen der beiden vorherigen Kapitel zu ergänzen und die Überprüfung des Explosionsbehälters auf Eignung zur Untersuchung der turbulenten Flammenausbreitung abzuschließen.

Eingesetzt wird hier lediglich der Ventilortyp mit 6 mm Blatttiefe und Anstellwinkel der Blätter von $22,5^\circ$. Dieser Typ wird auch in nachfolgenden Kapiteln zur systematischen Untersuchung der turbulenten Flammenausbreitung eingesetzt. Damit die Aufnahmen miteinander verglichen werden können, werden alle Versuche mit der gleichen Gemischzusammensetzung und bei gleichen thermodynamischen Bedingungen durchgeführt (Methan/Luft-Gemisch, $\lambda=1,5$, atmosphärische Bedingungen). Abb. 5.12 zeigt die so aufgenommenen Bilder der Flammen, wobei in die Bilder nachträglich ein Würfel gezeichnet ist. Dieser soll den Brennraum, an dessen Ecken sich die Ventilatoren befinden, symbolisieren. Laufende Ventilatoren sind in den Bildern eingezeichnet. Befindet sich an einer Ecke kein Ventilator, so ist dieser Ventilator bei

der entsprechenden Deflagration auch nicht eingeschaltet. Eingeschaltete Ventilatoren laufen stets mit einer Drehzahl von 2500 1/min.

Eindeutig zu erkennen ist, dass sich bei unsymmetrischer Ventilatoranordnung die Flamme stets in Richtung der laufenden Ventilatoren ausbreitet. Dies muss mit der durch die Ventilatoren induzierten Turbulenz und damit einhergehenden erhöhten Brenngeschwindigkeit zusammenhängen. Bei symmetrischen Ventilatoranordnungen ist lediglich bei zwei gegenüber liegenden Ventilatoren eine bevorzugte Ausbreitung in Richtung der beiden laufenden Ventilatoren zu erkennen. Bei vier eingeschalteten Ventilatoren in Tetraeder-Anordnung ist keine klare Vorzugsrichtung der Flamme zu erkennen. Diese Anordnung wird auch von anderen Gruppen [Haq02,Bra03a] zur Untersuchung der instationären turbulenten Flammenausbreitung in einem Explosionsbehälter eingesetzt. Die Aufnahme mit acht Ventilatoren zeigt ebenfalls eine sphärische turbulente Flammenausbreitung. Im Vergleich zu allen anderen Ventilatoranordnungen ist diese Flamme aber mehr gefaltet, was auf höhere Turbulenzintensität durch mehr Ventilatoren zurückzuführen ist.

Eine sphärische turbulente Flammenausbreitung ist zur Berechnung der turbulenten Brenngeschwindigkeit notwendig, da der Modellansatz zur Bestimmung der turbulenten Brenngeschwindigkeit nach Gl. 2-16 eine sphärische Ausbreitung voraussetzt. Demnach wäre auch eine Tetraeder-Anordnung mit vier Ventilatoren geeignet. In dieser Anordnung kann allerdings nicht eine so hohe Turbulenzintensität erreicht werden wie mit acht Ventilatoren, des Weiteren ist vermutlich die Homogenität der Turbulenz schlechter.

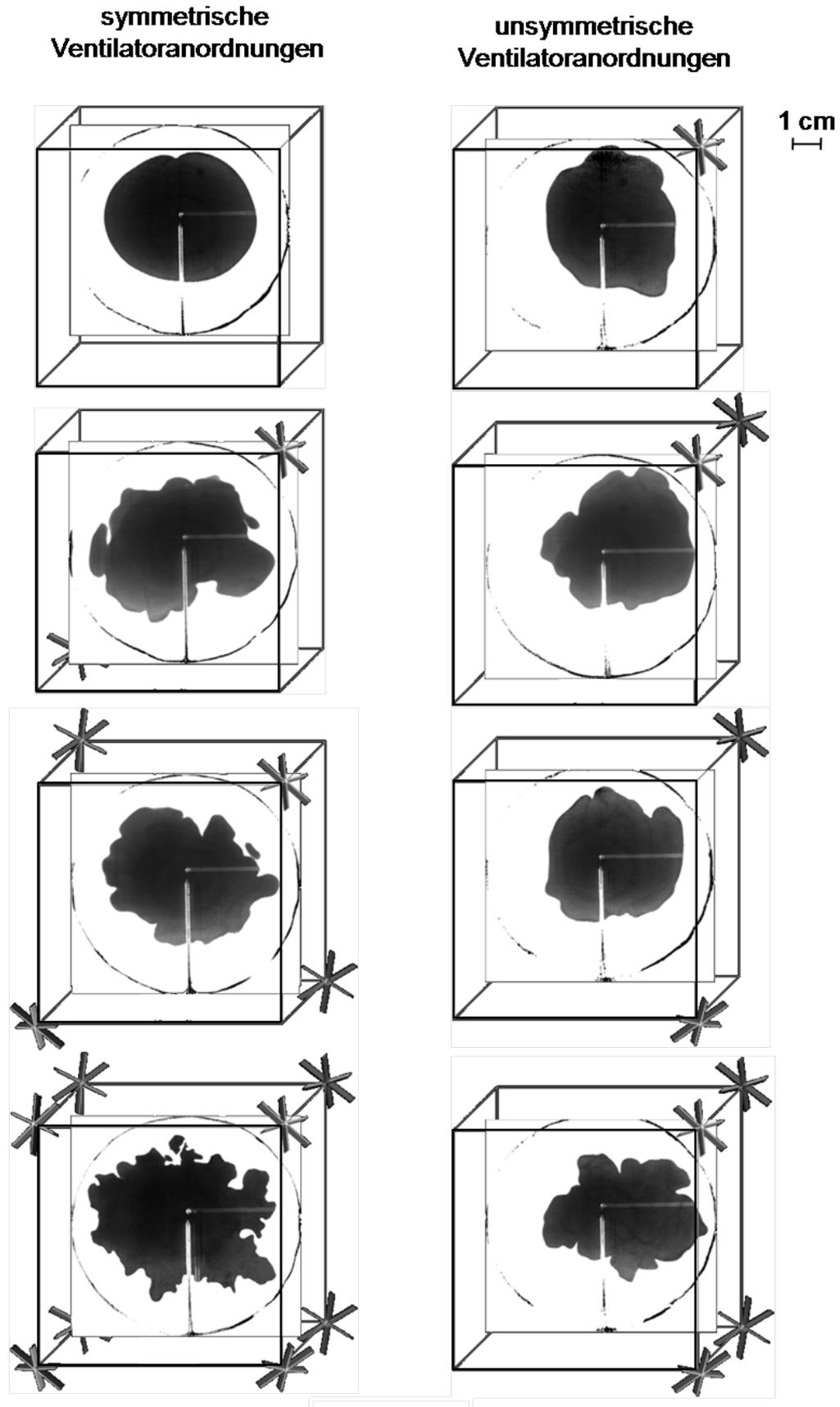


Abb. 5.12: Einfluss verschiedener Ventilatoranordnungen auf die turbulente Flammenausbreitung (Methan/Luft-Gemisch, $\lambda=1,5$, atmosphärische Bedingungen), eingezeichnete Ventilatoren kennzeichnen eingeschaltete Ventilatoren mit $U=2500$ 1/min

5.3 Einfluss der Markstein-Zahl bzw. der turbulenten Flammenfrontstreckung auf die turbulente Flammenausbreitung

Schon von Karlovitz wird vermutet [Kar152], dass die durch Turbulenz verursachten Streckungseffekte die lokalen Wärme- und Stofftransporte in der Flammenfront beeinflussen und dadurch auch einen Einfluss auf die turbulente Flammenausbreitung haben. Ein erster umfassender Zusammenhang zwischen der turbulenten Brenngeschwindigkeit und der durch Turbulenz verursachten Flammenfrontstreckung wird in [Abd84,Abd87] gegeben, wobei auch ein Einfluss der Lewis-Zahl auf die turbulente Brenngeschwindigkeit beobachtet wird.

In nachfolgenden Arbeiten [Bra92a,Bra92b] wird das Produkt von Lewis-Zahl und turbulenter Karlovitz-Zahl $LeKa_{\text{turb}}$ verwendet, um gemessene turbulente Brenngeschwindigkeiten verschiedener Experimente mit unterschiedlichen Brennstoff/Luft-Gemischen miteinander zu korrelieren. Da die Lewis-Zahl eine dimensionslose Kennzahl ist, welche von der Gemischzusammensetzung und dem thermodynamischen Zustand des Brennstoff/Luft-Gemisches abhängt (siehe Gl. 4-22), wird deutlich, dass der Einfluss der turbulenten Flammenfrontstreckung auf die turbulente Brenngeschwindigkeit nicht nur von den Eigenschaften der Turbulenz bestimmt wird. Mit den in diesen Arbeiten hergeleiteten Korrelationen zwischen turbulenten Brenngeschwindigkeiten und dem Produkt $LeKa_{\text{turb}}$ können allerdings nur qualitative Aussagen bezüglich des Einflusses auf die turbulente Brenngeschwindigkeit gemacht werden.

Zur genaueren Vorhersage der turbulenten Brenngeschwindigkeit wird daher in [Bray91,Kos94] ein Konzept vorgestellt, bei dem an Stelle der Lewis-Zahl die Markstein-Zahl verwendet wird. Zahlreiche Experimente und Simulationen [Ren98,Chen98,Chen00,Kid02,Bru02,Bra03a und Lawe05] – um nur einige zu nennen - unterstreichen, dass sich hierfür die Markstein-Zahl wesentlich besser eignet und diese einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf die turbulente Vormischverbrennung hat. Einen aktuellen Überblick gibt eine umfangreiche Veröffentlichung von Lipatnikov [Lip05], in der fast alle bisherigen Erkenntnisse aus einer großen Anzahl von Arbeiten zusammengefasst sind. In [Lip05] wird der unterschiedliche Einfluss von turbulenter Flammenfrontstreckung auf die turbulente Brenngeschwindigkeit bei verschiedenen Brennstoff/Luft-Gemischen mit Unterschieden in den molekularen Diffusionskoeffizienten von Brennstoff und Sauerstoff sowie der Temperaturleitfähigkeit und folglich unterschiedlichen Markstein-Zahlen umfassend erklärt. Die Arbeit beschränkt sich dabei nicht nur auf turbulente Flammen im Flamelet-Bereich, sondern diskutiert auch die Einflüsse auf lokales Verlöschen turbulenter Flammen und Instabilität laminarer Flammen. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit hingegen werden nur turbulente Flammen im Flamelet-Bereich untersucht.

Die turbulente Brenngeschwindigkeit einer Flamme im Flamelet-Bereich kann wie folgt berechnet werden [Bray90,Can90,Bray91]:

$$S_t = S_{l,p} \cdot \Gamma \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \Sigma \cdot dn, \quad 5-37$$

Γ ist ein dimensionsloser Parameter, mit dem der Einfluss von turbulenter Flammenfrontstreckung und Markstein-Zahl berücksichtigt wird, Σ die Flammenfrontdichte, welche das mittlere Verhältnis von Flammenfrontoberfläche pro Volumen angibt und n ein Vektor normal zur turbulenten Flammenfrontoberfläche. Aus Gl. 5-37 folgt, dass die turbulente Brenngeschwindigkeit mit drei Parametern beschrieben werden kann: der laminaren planaren Brenngeschwindigkeit des Brennstoff/Luft-Gemisches $S_{l,p}$, der mit Γ zusammengefasste Einflüsse von Flammenfrontstreckung und Markstein-Zahl auf die laminare Brenngeschwindigkeit und der Auffaltung der turbulenten Flamme beschrieben durch das Integral von $\Sigma \cdot dn$. Letzteres entspricht dem Verhältnis der turbulenten Flammenfrontoberfläche zu glatter ungefalteter Oberfläche $A_{Ff}/A_{Ff,l}$. Wenn $A_{Ff}/A_{Ff,l}$ bestimmt werden kann, reduziert sich das Problem zur Vorhersage der turbulenten Brenngeschwindigkeit auf das Produkt $S_{l,p} \cdot \Gamma$. Dieses wiederum ist gleich der mittleren laminaren Brenngeschwindigkeit turbulenter Flamelets \bar{S}_l . Gl. 5-37 kann nun wie folgt umgeschrieben werden:

$$S_t = \bar{S}_l \cdot \frac{A_{Ff}}{A_{Ff,l}}. \quad 5-38$$

Geht man davon aus, dass \bar{S}_l wesentlich durch turbulente Flammenfrontstreckung beeinflusst wird und überträgt man das Konzept der Markstein-Zahl (Gl. 4-18) auf die turbulente Flamme, kann \bar{S}_l mit der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der auf die turbulente Flammenfront wirkenden Flammenfrontstreckung berechnet werden:

$$\bar{S}_l = S_{l,p} \cdot \left(1 - \int_{-\infty}^{\infty} Ma \cdot \text{PDF}(Ka) \cdot dKa \right). \quad 5-39$$

Tatsächlich aber ist das Konzept der linearen Abhängigkeit der laminaren Brenngeschwindigkeit von der Flammenfrontstreckung aus verschiedenen Gründen nicht auf die turbulente Flamme im Flamelet-Bereich übertragbar. Turbulente Flammenfrontstreckung wird mit zunehmender Turbulenzintensität mehr und mehr durch ungleichmäßig gestreckte Flammenfrontoberflächen als auch durch instationäre Effekte beeinflusst (dKa/ds und dKa/dt beeinflussen den Markstein-Zahl Effekt). Beide Effekte haben einen Einfluss auf die durch die Markstein-Zahl beschriebene lineare Abhängigkeit der laminaren Brenngeschwindigkeit von der Flammenfrontstreckung. Kap. 4.4 gibt hierzu einen Überblick über Veröffentlichungen, die diese Einflüsse mit laminaren

Flammen systematisch untersuchen. Des Weiteren kann es im Flamelet-Bereich für $Ka_{\eta} > 1$ zum Einmischen kalter Edukte in die Flammenfront kommen, wodurch die Reaktionsgeschwindigkeit herabgesetzt wird. Gleichzeitig kann aber auch der Transport innerhalb der Vorwärmzone der laminaren Flammenfront durch Eindringen von Wirbeln erhöht werden, wodurch sich die Brenngeschwindigkeit erhöhen kann. Da sich die Effekte überlagern können, es außerdem schwierig ist einzelne Effekte messtechnisch zu erfassen und daraus verschiedene Interpretationsmöglichkeiten resultieren, gibt es bisher keine eindeutigen Zusammenhänge zwischen der mittleren laminaren Brenngeschwindigkeit turbulenter Flamelets \bar{S}_l , den Turbulenzeigenschaften der Strömung und der Markstein-Zahl des Brennstoff/Luft-Gemisches. Mit DNS Rechnungen turbulenter Flammen [Chen98, Chen00] wird jedoch gezeigt, dass der Einfluss der Markstein-Zahl abnimmt, wenn sich für eine turbulente Flamme das Verhältnis von kinetischem zu turbulentem Zeitmaß τ_c / τ_{L_t} erhöht. Dem gegenüber stehen andere DNS Rechnungen [Haw92], bei denen sich auch \bar{S}_l von $S_{l,p}$ unterscheidet, \bar{S}_l aber über einen großen Bereich verschiedener Turbulenzintensitäten konstant ist, obwohl sich die turbulente Karlovitz-Zahl Ka_{turb} ändert.

Ein Modell zur Vorhersage der turbulenten Brenngeschwindigkeit unter Berücksichtigung des Effektes der bevorzugten Diffusion wird in [Kid98] vorgestellt und mit Experimenten validiert. In diesem Modell wird der Einfluss von bevorzugter Diffusion nicht mit der Markstein-Zahl sondern mit einer über Messungen bestimmten mittleren laminaren Brenngeschwindigkeit turbulenter Flamelets \bar{S}_l berücksichtigt. Die Ergebnisse zeigen, dass sich \bar{S}_l im schwach turbulenten Bereich deutlich ändert und dann für zunehmende Turbulenzintensität gegen einen konstanten Wert strebt. \bar{S}_l ändert sich dabei nicht nur durch Turbulenzeinfluss, sondern die Abweichung von \bar{S}_l gegenüber $S_{l,p}$ hängt auch von der Stöchiometrie des Brennstoff/Luft-Gemisches ab. In einer später erschienenen Veröffentlichung wird dann die vom Gemisch abhängige Änderung der mittleren laminaren Brenngeschwindigkeit \bar{S}_l mit der Markstein-Zahl in Zusammenhang gebracht [Kid02]. Eine Erklärung für die unterschiedlichen Abhängigkeiten bei geringer und hoher Turbulenzintensität wird jedoch nicht erbracht.

Auch in der Arbeit von Brutscher [Bru02, Bru03] erfolgt die Interpretation von experimentell bestimmten turbulenten Brenngeschwindigkeiten verschiedener Brennstoff/Luft-Gemische im Hinblick auf die Markstein-Zahl in der Weise, dass das Produkt $Ma \cdot Ka_{\text{turb}}$ und damit \bar{S}_l unabhängig von der Turbulenzintensität bzw. Ka_{turb} ist. Des Weiteren wird ein Modell zur Vorhersage der turbulenten Brenngeschwindigkeit erweitert, wobei jedoch weitere empirische Konstanten implementiert werden und auch eine Interpretation unterschiedlicher Abhängigkeiten von \bar{S}_l bei niedrigen und hohen Turbulenzintensitäten ausbleibt.

Die vorliegende Arbeit knüpft daher an diese Ergebnisse an und versucht, \bar{S}_l mit der Flamelet-Annahme von Gl. 5-38 zu bestimmen. Dies erfolgt durch gleichzeitiges Messen der turbulenten Flammenfrontfaltung $A_{Ff}/A_{Ff,l}$ sowie der turbulenten Brenngeschwindigkeit S_t . Alle vorhergehenden Arbeiten beschränken sich auf die Interpretation gemessener turbulenter Brenngeschwindigkeiten ohne weitere Messgrößen. Mit den hier durchgeführten Messungen sollen dann die Abhängigkeiten der mittleren laminaren Brenngeschwindigkeit \bar{S}_l von Ka_{turb} für verschiedene Brennstoff/Luft-Gemische quantitativ erfasst werden und so erstmals die unterschiedlichen Abhängigkeiten der mittleren laminaren Brenngeschwindigkeit turbulenter Flamelets \bar{S}_l von der Turbulenzintensität physikalisch erklärt werden können. Anschließend erfolgt eine Implementierung der gewonnenen Erkenntnisse in ein Modell zur Vorhersage der turbulenten Brenngeschwindigkeit, wobei keine weiteren Parameter außer der Markstein-Zahl zur Berücksichtigung des Effektes der bevorzugten Diffusion notwendig sind.

5.3.1 Einfluss auf die laminare Brenngeschwindigkeit turbulenter Flamelets

Im Rahmen dieser Arbeit wird die turbulente Flammenausbreitung mit sich sphärisch ausbreitenden Flammen in einem Explosionsbehälter untersucht. Die Turbulenzintensität wird über die Drehzahl von acht im Explosionsbehälter installierten Ventilatoren eingestellt. Bei allen nachfolgend beschriebenen Versuchen werden Ventilatoren mit einer Blatattiefe von 6 mm und einem Anstellwinkel von $22,5^\circ$ eingesetzt. Da die Turbulenzintensität linear von der Drehzahl abhängt und das turbulente Makrolängenmaß nicht von der Drehzahl beeinflusst wird, kann durch die Variation der Drehzahl der Einfluss von Turbulenz auf die Brenngeschwindigkeit systematisch untersucht werden.

Im Gegensatz zu stationären Flammen erhält man eine Abhängigkeit der turbulenten Brenngeschwindigkeit von der Zeit bzw. vom mittleren Flammenfrontradius. Dies bietet zusätzlich die Möglichkeit, die zeitliche Entwicklung der Flamme unter turbulenten Strömungsbedingungen zu untersuchen. Da die meisten verbrennungstechnischen Systeme jedoch mit stationären Flammen arbeiten und die hier gewonnenen grundlegenden Erkenntnisse auch auf andere verbrennungstechnische Anordnungen übertragen werden sollen, wird hier zunächst der instationäre Verbrennungsverlauf diskutiert. Im Anschluss werden dann turbulente Brenngeschwindigkeiten von sechs Brennstoff/Luft-Gemischen bei einem Flammenfrontradius von 3,5 cm miteinander verglichen, mit der gemessenen turbulenten Flammenfrontfaltung korreliert und so der Einfluss der Markstein-Zahl auf die turbulente Brenngeschwindigkeit bzw. laminare Brenngeschwindigkeit turbulenter Flamelets diskutiert.

Zeitliche Entwicklung der Flamme und instationäre Einflüsse auf die Brenngeschwindigkeit

Abb. 5.13 zeigt exemplarisch für alle anderen Gemische die gemessenen Abhängigkeiten der turbulenten Brenngeschwindigkeit S_t eines Propan/Luft-Gemisches ($\lambda=1,5$, atmosphärische Bedingungen) vom Flammenfrontradius für drei Turbulenzintensitäten. Eingezeichnet sind in dem Diagramm auch der Radius bei dem $S_t/S_{t,p}$ mit $A_{Ff}/A_{Ff,l}$ verglichen wird, der Abstand der Ventilatoren vom Behälterzentrum und der Äquivalenzradius $r_{\text{äq}}$ des Explosionsbehälters.

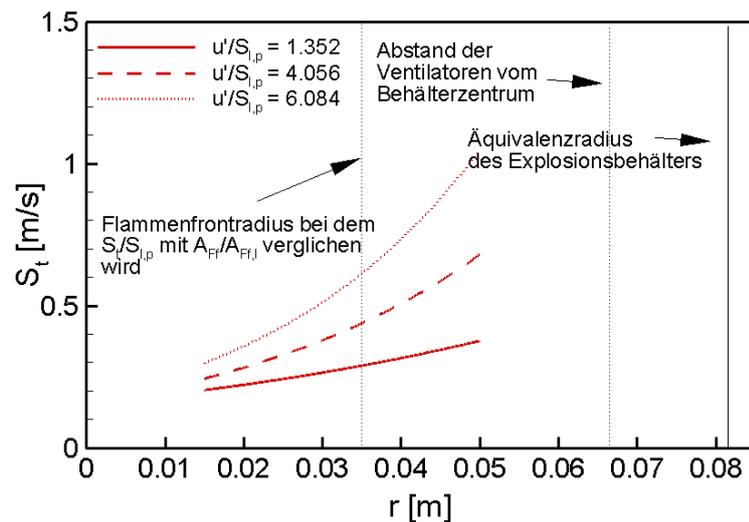


Abb. 5.13: Gemessene Abhängigkeit der turbulenten Brenngeschwindigkeit vom Flammenfrontradius eines Propan/Luft-Gemisches ($\lambda=1,5$, atmosphärische Bedingungen) bei drei Turbulenzintensitäten

Die in Abb. 5.13 dargestellten Verläufe zeigen, dass bei allen Turbulenzintensitäten S_t mit der Zeit bzw.

mit zunehmendem Flammenfrontradius zunimmt, wobei S_t bei einem bestimmten Radius bei größerer Turbulenzintensität stets größer ist als bei kleinerer Turbulenzintensität. Andere Arbeiten [Pal69, Abd84, Abd87, Grof87, Lei97, Nwa00, Bru03], bei denen auch instationäre turbulente sphärische Flammenausbreitungen untersucht werden, zeigen ebenfalls eine Zunahme der turbulenten Brenngeschwindigkeit. Diese Abhängigkeit macht den Vergleich mit stationären Flammen auf den ersten Blick schwierig, da bei stationären Flammen einer definierten Turbulenzbedingung eindeutig eine turbulente Brenngeschwindigkeit zugeordnet werden kann. Die in Abb. 5.13 beobachtete Beschleunigung der Flamme kann jedoch nicht auf eine Inhomogenität der Turbulenz im Explosionsbehälter zurückgeführt werden. Hierfür ist die Zunahme von S_t mit zunehmendem Flammenfrontradius viel zu groß und die Inhomogenität der Turbulenz im eingesetzten Explosionsbehälter zu gering. Des Weiteren wird im eingesetzten Explosionsbehälter u' mit zunehmendem Abstand vom Behälterzentrum nicht stetig größer (vgl. hierzu Abb. 5.7 und Abb. 5.8).

Eine Erklärung für die hier gemessene Beschleunigung der Flamme wird in [Abd87] gegeben. Demnach bildet sich nach Zündung des Brennstoff/Luft-Gemisches auch unter turbulenten Strömungsbedingungen zunächst eine glatte, von der Turbulenz un-

beeinflusste Flammenfront aus. Dies wird experimentell auch in [Aki82,Blo90,Ish92,Kwo92b,Kam00] beobachtet. Auf Grund der kleinen sphärischen Flammenfront können anfangs nur die kleinen, energiearmen Turbulenzwirbel mit der Flammenfront interagieren. Die größeren Wirbel bewirken einen konvektiven Abtransport des gesamten Zündvolumens weg von der Zündquelle [Aki82]. Mit zunehmendem Flammenfrontradius sind immer größere Wirbel in der Lage die Flammenfront zu falten, wodurch die aktive Flammenfrontoberfläche bzw. das Verhältnis $A_{Ff}/A_{Ff,l}$ größer werden. Von weitaus größerer Bedeutung ist allerdings die zeitliche Entwicklung der tatsächlich auf die Flammenfront wirkenden Turbulenz. Nach [Abd87] benötigt ein Wirbel der Größe l mindestens die von der Wirbelgröße abhängige Zeit τ_l , um eine minare Flammenfront gemäß seiner Größe vollständig aufzufalten. Da das charakteristische Zeitmaß τ_l für kleine Wirbel kleiner ist als für größere Wirbel (siehe Gl. 5-12 und Gl. 5-15), wird eine Flammenfront zunächst von den kleinsten Wirbeln aufgefaltet. Mit zunehmender Zeit wird die Flammenfront von immer größeren Wirbeln erfasst, wodurch sich diese immer weiter auffaltet und die turbulente Brenngeschwindigkeit erhöht. Erst nach einer Zeitdauer, die von der Größenordnung der charakteristischen Zeit der größten Wirbel τ_{L_t} ist, wird bezüglich der turbulenten Brenngeschwindigkeit ein stationärer Zustand erreicht. Zahlreiche DNS-Rechnungen [Rut90,Haw92,Rut93,Tro94,Bau94,Smi96], bei denen ungestörte laminare planare Flammenfronten einem zeitlich abklingenden isotropen turbulenten Strömungsfeld ausgesetzt werden, bestätigen diese Theorie. Die Ergebnisse dieser Arbeiten zeigen, dass die turbulente Brenngeschwindigkeit und Flammenfaltung zunächst ansteigt und dann auf Grund des abklingenden Turbulenzfeldes wieder abnimmt.

Auch bei dem hier eingesetzten Explosionsbehälter wird bei allen untersuchten Flammen ein stationärer Zustand nicht erreicht, der Behälter ist hierfür zu klein bzw. τ_{L_t} zu groß. Im Rahmen dieser Arbeit wird dieser Effekt nicht genauer untersucht. Abb. 5.14 zeigt dennoch die für ein Methan/Luft-Gemisch gemessenen Verläufe von normierter turbulenter Brenngeschwindigkeit $S_t/S_{l,p}$ und Oberflächenfaltung $A_{Ff}/A_{Ff,l}$ gegenüber dem Flammenfrontradius r bei $u'/S_{l,p}=6,2$. Die Symbole beim Verlauf von $A_{Ff}/A_{Ff,l}$ kennzeichnen einzelne Bilder der Hochgeschwindigkeitsaufnahme bei einer Aufnahme Frequenz von 3 kHz. Aus der Abbildung ist zu erkennen, dass die Zunahme der turbulenten Brenngeschwindigkeit auf eine zunehmende Auffaltung der Flammenfront zurückzuführen ist. Sowohl $S_t/S_{l,p}$ als auch $A_{Ff}/A_{Ff,l}$ nehmen mit zunehmendem Flammenfrontradius zu. Die starke Schwankung von $A_{Ff}/A_{Ff,l}$ ist darauf zurückzuführen, dass der dargestellte Verlauf die Auswertung einer einzigen Deflagration darstellt. Für alle nachfolgenden Untersuchungen werden daher an einem Betriebspunkt (bei einer bestimmten Gemischzusammensetzung und Turbulenzintensität) mindestens drei Versuche durchgeführt.

Zur quantitativen Beurteilung der zeitlichen Entwicklung von sich sphärisch ausbreitenden turbulenten Flammen wird in [Abd87] eine effektive Schwankungsgeschwindigkeit u_k' eingeführt. u_k' gibt die zu einem bestimmten Zeitpunkt größte auf die turbulente Flammenfront wirkende Schwankungsgeschwindigkeit an und ist daher immer kleiner oder gleich u' . Die in [Abd87] gegebene Formel für u_k' kann analytisch hergeleitet werden und basiert auf dem Energiespektrum der Turbulenzkaskade für isotrope Turbulenz. Mit dem Ansatz wird die zeitliche Abhängigkeit der auf die Flammenfront effektiv wirkenden Wirbel hergeleitet. u_k' kann aus dem integralen Längenmaß L_t , der Schwankungsgröße u' und der Zeit seit Zündung τ_z berechnet werden. Zur Darstellung der zeitlichen Entwicklung der effektiven Schwankungsgeschwindigkeit u_k' wird passenderweise die dimensionslose Zeit τ_z/τ_{L_t} gewählt. Für $\tau_z/\tau_{L_t} = 0$ beträgt $u_k'/u' = 0$, mit zunehmendem größerem Verhältnis τ_z/τ_{L_t} nimmt u_k'/u' stetig zu und erst für $\tau_z/\tau_{L_t} > 10$ wird $u_k'/u' > 0,85$. Dies verdeutlicht, dass die Turbulenz ein Vielfaches der charakteristischen Zeit der Makrowirbel τ_{L_t} benötigt, um eine anfänglich ungestörte Flammenfront aufzufalten, so dass ein stationärer Zustand erreicht wird und alle Wirbelklassen zur Faltung der Flammenfront beitragen. Erst dann kann von $u_k'/u' = 1$, einer sich im statistischen Mittel nicht mehr ändernden Oberflächenfaltung $A_{Ff}/A_{Ff,l}$ ausgegangen und von einer stationären Flamme gesprochen werden.

Die im Rahmen dieser Arbeit nachfolgend untersuchten turbulenten Flammenausbreitungen werden stets nur bei einem Flammenfrontradius von 3,5 cm ausgewertet. Die nach den Messungen bei diesem Radius bestimmten Werte für u_k'/u' liegen zwischen 0,57 und 0,93. Dies verdeutlicht, dass in keinem Fall ein stationärer Zustand erreicht wird. Aus diesem Grund wird auch bei der Darstellung aller nachfolgenden Messwerte keine Schwankungsgröße u' mit angegeben, da dies nur zu einer falschen Interpretation der Messwerte führt. Des Weiteren wird auch keine effektive Schwankungsgeschwindigkeit u_k' berechnet bzw. ausgewertet, da die Beschleunigung der Flammen nicht vollständig darauf zurückgeführt werden kann. Andere Effekte wie der oben beschriebene Einfluss der anfänglich kleinen sphärischen Flammenfront und der damit

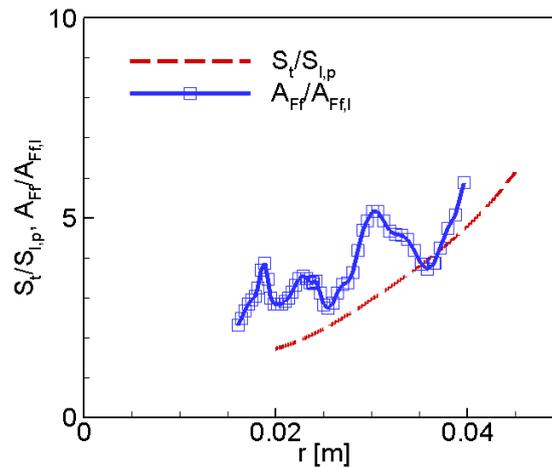


Abb. 5.14: Gemessene zeitliche Entwicklung der normierten turbulenten Brenngeschwindigkeit $S_t/S_{l,p}$ und turbulenten Oberflächenfaltung $A_{Ff}/A_{Ff,l}$ für ein Methan/Luft-Gemisch ($\lambda=1,5$, atmosphärische Bedingungen) bei $u'/S_{l,p}=6,2$

Die im Rahmen dieser Arbeit nachfolgend untersuchten turbulenten Flammenausbreitungen werden stets nur bei einem Flammenfrontradius von 3,5 cm ausgewertet. Die nach den Messungen bei diesem Radius bestimmten Werte für u_k'/u' liegen zwischen 0,57 und 0,93. Dies verdeutlicht, dass in keinem Fall ein stationärer Zustand erreicht wird. Aus diesem Grund wird auch bei der Darstellung aller nachfolgenden Messwerte keine Schwankungsgröße u' mit angegeben, da dies nur zu einer falschen Interpretation der Messwerte führt. Des Weiteren wird auch keine effektive Schwankungsgeschwindigkeit u_k' berechnet bzw. ausgewertet, da die Beschleunigung der Flammen nicht vollständig darauf zurückgeführt werden kann. Andere Effekte wie der oben beschriebene Einfluss der anfänglich kleinen sphärischen Flammenfront und der damit

verbundene konvektive Abtransport des gesamten Zündvolumens durch große Wirbel sowie die gemessene - wenn auch geringfügige - Inhomogenität der Turbulenz im Behälter beeinflussen ebenfalls die instationäre Flammenausbreitung.

Bezüglich der auf die Flammenfront wirkenden Streckung stellt sich die berechnete Frage, ob die mit Gl. 5-31 berechnete turbulente Karlovitz-Zahl zur Abschätzung der turbulenten Flammenfrontstreckung geeignet ist oder in Analogie zur effektiven Schwankungsgeschwindigkeit ebenfalls ein Einfluss auf Grund der instationären Flammenausbreitung berücksichtigt werden muss. In [Abd87] wird hierzu in Analogie zur effektiven Schwankungsgeschwindigkeit eine effektive turbulente Streckungsrate berechnet. Da die größten turbulenten Streckungsraten von kleinsten Wirbeln ausgehen, nimmt die effektive turbulente Streckungsrate wesentlich schneller zu als die effektive Schwankungsgeschwindigkeit. Die Berechnungen in [Abd87] zeigen, dass bei $\tau_z / \tau_{L_t} = 0,1$ die auf die Flammenfront wirkende turbulente Streckung praktisch vollständig ausgebildet ist und für $\tau_z / \tau_{L_t} > 0,1$ keine weitere Zunahme der turbulenten Flammenfrontstreckung zu erwarten ist. Für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Flammen bei einem Flammenfrontradius von 3,5 cm ist τ_z / τ_{L_t} immer größer als 0,1. Aus diesem Grund kann hier davon ausgegangen werden, dass kein Einfluss der instationären Flammenausbreitung auf die turbulente Streckungsrate berücksichtigt werden muss und folglich Ka_{turb} zur Abschätzung der turbulenten Flammenfrontstreckung verwendet werden kann.

Neben der turbulenten Flammenfrontstreckung beeinflusst allerdings noch ein globaler Streckungseffekt die instationäre turbulente sphärische Flammenausbreitung. Die auf die sphärische Expansion zurückzuführende Streckung bzw. Karlovitz-Zahl kann in Analogie zur laminaren sphärischen Flammenausbreitung (siehe Gl. 4-12 und Gl. 4-14) für die turbulente Flammenausbreitung wie folgt berechnet werden:

$$Ka_{\text{sph}} = 2 \cdot \frac{u_{\text{Ff}}}{r} \cdot \tau_c = 2 \cdot \frac{\sigma \cdot S_t}{r} \cdot \tau_c \quad 5-40$$

u_{Ff} ist die Flammenfrontgeschwindigkeit, Ka_{sph} beschreibt daher die Zunahme der turbulenten Flammenfrontoberfläche auf Grund der sphärischen Expansion und verliert mit zunehmendem Radius an Einfluss. In [Ren00] wird messtechnisch ein Einfluss des globalen Krümmungseffektes auf \bar{S}_t nachgewiesen und in [Lip00] mit Modellrechnungen gezeigt, dass der Einfluss auf die turbulente Brenngeschwindigkeit nicht immer vernachlässigt werden kann. Im Gegensatz zu [Ren00] und [Lip00] wird von Bradley [Bra08] ein Einfluss der globalen sphärischen Krümmung bzw. der globalen Flammenfrontstreckung gemäß Gl. 5-40 prinzipiell angezweifelt, da die sphärische turbulente Flammenfrontoberfläche nicht als eine Einheit betrachtet werden kann und somit keine sphärische Krümmung vorliegt. In sämtlichen Arbeiten von Bradley (z.B.

[Bra92a] oder [Bra05]) bleibt daher auch der globale Krümmungseffekt bei sich sphärisch ausbreitenden turbulenten Flammen unberücksichtigt.

Im Rahmen dieser Arbeit wird dennoch Ka_{sph} mit Gl. 5-40 für einen Flammenfrontradius von 3,5 cm berechnet und bei der Auswertung der Messergebnisse berücksichtigt. Wie die Berechnungen zeigen, trägt Ka_{sph} nur im äußersten Fall 20% zur gesamten Flammenfrontstreckung ($Ka_{sph} + Ka_{turb}$) bei (siehe hierzu auch Tabelle der Messergebnisse im Anhang A.4). Für die Interpretation der Messergebnisse bezüglich des Einflusses der turbulenten Flammenfrontstreckung auf \bar{S}_l ist daher dieser Effekt nicht hinderlich. Eine Vernachlässigung von Ka_{sph} würde auch quantitativ nur einen unbedeutenden Einfluss auf die Ergebnisse haben.

Einfluss der Markstein-Zahl bzw. der turbulenten Flammenfrontstreckung auf die turbulente Brenngeschwindigkeit bzw. laminare Brenngeschwindigkeit turbulenter Flamelets

Im Rahmen dieser Arbeit werden sechs Brennstoff/Luft-Gemische bei atmosphärischen Bedingungen (Umgebungstemperatur und -druck) untersucht. Die mit diesen Gemischen durchgeführten Experimente zur Bestimmung der laminaren Brenngeschwindigkeiten und Markstein-Zahlen können in Kap. 4 nachgelesen werden. Zur Untersuchung des Einflusses der turbulenten Flammenfrontstreckung auf die laminare Brenngeschwindigkeit turbulenter Flamelets werden turbulente Brenngeschwindigkeiten und Oberflächenfaltungen von sich sphärisch ausbreitenden turbulenten Flammen bei einem mittleren Flammenfrontradius von 3,5 cm ausgewertet. Für jedes Brennstoff/Luft-Gemisch werden Messungen bei vier oder fünf verschiedenen Ventilator Drehzahlen durchgeführt, wobei jedes Experiment mindestens zweimal wiederholt wird. Die Turbulenzintensität wird so eingestellt, dass sich die Flammen im Flamelet-Bereich befinden (siehe Kap. 5.1.2) und es nicht zum lokalen Verlöschen der Flamme kommt. Die für ein Gemisch gemessenen Werte für S_t bzw. $A_{Ff}/A_{Ff,l}$ werden in Diagrammen gegenüber der Ventilator Drehzahl U eingezeichnet und die Abhängigkeiten von U durch ein Polynom dritter Ordnung approximiert. Anschließend werden die auf dem Polynom liegenden Werte für $S_t/S_{l,p}$ und $A_{Ff}/A_{Ff,l}$ bei den untersuchten Drehzahlen bestimmt. Abb. 5.15 zeigt die so bestimmten Werte für alle Brennstoff/Luft-Gemische und bei allen eingestellten Ventilator Drehzahlen. Die Fehlerbalken geben die mittlere Standardabweichung der gemessenen Werte vom polynomischen Fit an.

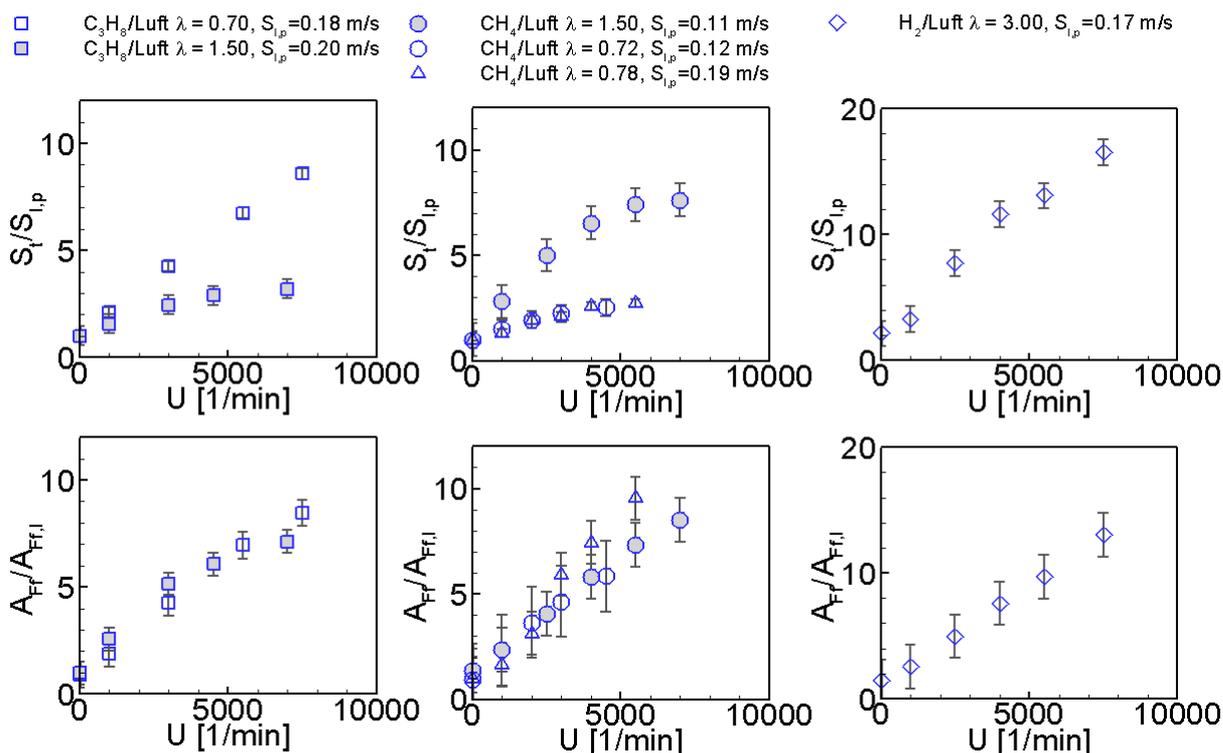


Abb. 5.15: Abhängigkeit der normierten turbulenten Brenngeschwindigkeit $S_t/S_{l,p}$ und der Oberflächenauffaltung $A_{Ff}/A_{Ff,l}$ von der Ventilator Drehzahl U bei einem mittleren Flammenfrontradius von 3,5 cm für alle untersuchten Brennstoff/Luft-Gemisch und allen eingestellten Drehzahlen

Wie aus der Abbildung zu erkennen ist, unterscheiden sich die mit $S_{l,p}$ normierten turbulenten Brenngeschwindigkeiten bei einer Ventilator Drehzahl erheblich. Für $C_3H_8/Luft$ nimmt mit zunehmender Ventilator Drehzahl $S_t/S_{l,p}$ des fetten $C_3H_8/Luft$ -Gemisches ($\lambda=0,70$) wesentlich mehr zu als $S_t/S_{l,p}$ des mageren $C_3H_8/Luft$ -Gemisches ($\lambda=1,50$), obwohl sich die laminaren Brenngeschwindigkeiten $S_{l,p}$ der beiden Gemische kaum unterscheiden. Die Auffaltung $A_{Ff}/A_{Ff,l}$ der Flammen hingegen nimmt bei beiden $C_3H_8/Luft$ -Gemischen mit zunehmender Ventilator Drehzahl gleichermaßen zu. Bei $CH_4/Luft$ -Gemischen ist der bei den beiden $C_3H_8/Luft$ -Gemischen beobachtete Unterschied zwischen dem fetten und mageren Gemisch genau umgekehrt. $S_t/S_{l,p}$ der beiden fetten $CH_4/Luft$ -Gemische ($\lambda=0,72$ und $0,78$) nimmt wesentlich geringer zu als $S_t/S_{l,p}$ des mageren $CH_4/Luft$ -Gemisches ($\lambda=1,50$). Der beobachtete Unterschied zwischen den turbulenten Brenngeschwindigkeiten kann jedoch auch bei den $CH_4/Luft$ -Gemischen nicht mit einer unterschiedlichen Zunahme der turbulenten Flammeneauffaltung $A_{Ff}/A_{Ff,l}$ begründet werden. Betrachtet man die beiden $CH_4/Luft$ -Gemische mit nahezu gleicher laminarer Brenngeschwindigkeit ($\lambda=0,72$ und $1,50$), so sind wie bei den beiden $C_3H_8/Luft$ -Gemischen bei einer Drehzahl Unterschiede zwischen den bestimmten Werten für $A_{Ff}/A_{Ff,l}$ kaum erkennbar. Lediglich das $CH_4/Luft$ -Gemisch mit der größeren laminaren Brenngeschwindigkeit ($\lambda=0,78$) hat im Vergleich zu den beiden

anderen CH_4/Luft -Gemischen etwas größere Werte für $A_{\text{Ff}}/A_{\text{Ff,l}}$. Das untersuchte magerere H_2/Luft -Gemisch ($\lambda=3,00$) wird nicht mit einem fetten H_2/Luft -Gemisch verglichen, da ein fettes H_2/Luft -Gemisch mit vergleichbarer laminarer Brenngeschwindigkeit nicht zur Zündung gebracht werden konnte. Es zeigt jedoch im Vergleich zu den Kohlenwasserstoff/Luft-Gemischen eine deutlich größere Zunahme der turbulenten Brenngeschwindigkeit, welche teilweise auf eine größere Oberflächenfaltung $A_{\text{Ff}}/A_{\text{Ff,l}}$ zurückgeführt werden kann.

Zur Korrelation von $S_t/S_{l,p}$ mit $A_{\text{Ff}}/A_{\text{Ff,l}}$ zeigt Abb. 5.16 in drei Diagrammen alle gemessenen Werte für $S_t/S_{l,p}$ aufgetragen gegenüber den zugehörigen Werten für $A_{\text{Ff}}/A_{\text{Ff,l}}$. Mit dieser Darstellung ist nun deutlich zu erkennen, dass die Zunahme der turbulenten Brenngeschwindigkeit nicht nur auf eine größere turbulente Flammenfrontoberfläche zurückgeführt werden kann.

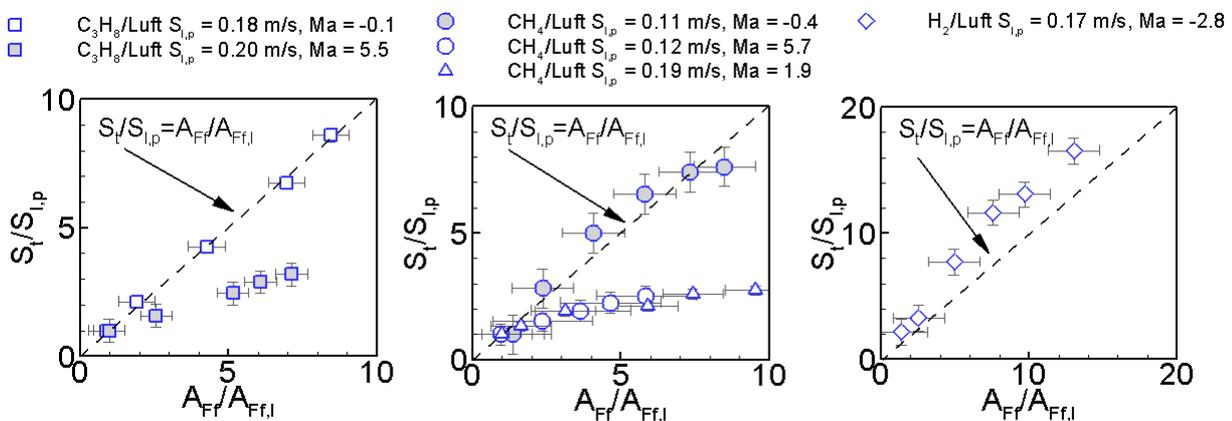


Abb. 5.16: Korrelation der normierten turbulenten Brenngeschwindigkeit $S_t/S_{l,p}$ mit der Oberflächenauffaltung $A_{\text{Ff}}/A_{\text{Ff,l}}$ für alle untersuchten Brennstoff/Luft-Gemische und bei allen eingestellten Ventilator Drehzahlen

In den Diagrammen ist jeweils auch eine Gerade eingezeichnet, welche durch die Gleichung $S_t/S_{l,p} = A_{\text{Ff}}/A_{\text{Ff,l}}$ gegeben ist. Diese beschreibt die Abhängigkeit der turbulenten Brenngeschwindigkeit für den Fall, dass eine Zunahme von S_t lediglich in der Auffaltung der Flamme zu suchen ist, die gemessenen Wertepaare weichen jedoch deutlich von dieser Geraden ab. Da die unterschiedlichen Abhängigkeiten der Brenngeschwindigkeiten nicht mit der Luftzahl korreliert werden können, sind in den Legenden von Abb. 5.16 an Stelle der Luftzahlen die Markstein-Zahlen angegeben. An Hand der Diagramme ist zu erkennen, dass die beiden Gemische mit $\text{Ma} \approx 0$ ($\text{C}_3\text{H}_8/\text{Luft}$, $S_{l,p} = 0,18$, $\text{Ma} = -0,1$ und CH_4/Luft , $S_{l,p} = 0,11$, $\text{Ma} = -0,4$) kaum von der Geraden $S_t/S_{l,p} = A_{\text{Ff}}/A_{\text{Ff,l}}$ abweichen, wohingegen bei den drei Gemischen mit $\text{Ma} > 0$ ($\text{C}_3\text{H}_8/\text{Luft}$, $S_{l,p} = 0,20$, $\text{Ma} = 5,5$; CH_4/Luft , $S_{l,p} = 0,12$, $\text{Ma} = 5,7$ und CH_4/Luft , $S_{l,p} = 0,19$, $\text{Ma} = 1,9$) die gemessenen Werte für $S_t/S_{l,p}$ deutlich unter und für das Gemisch mit $\text{Ma} < 0$ (H_2/Luft , $S_{l,p} = 0,17$, $\text{Ma} = -2,8$) über der Geraden liegen.

Abb. 5.17 zeigt für alle untersuchten Brennstoff/Luft-Gemische Ausschnitte aufgenommener Flammenfronten bei je drei Ventilator Drehzahlen.

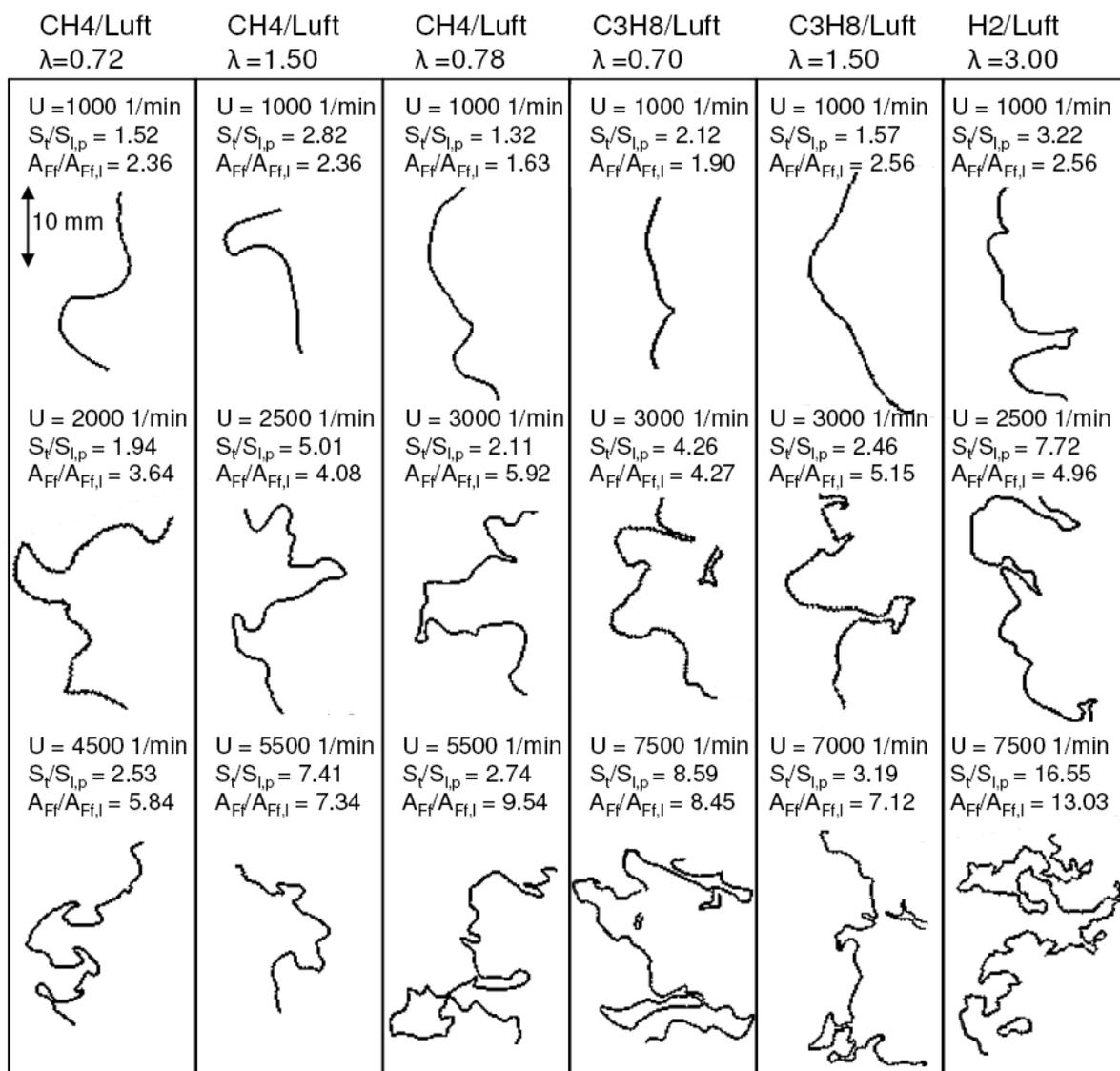


Abb. 5.17: Ausschnitte aufgenommener Flammenfront für alle untersuchten Brennstoff/Luft-Gemische bei je drei unterschiedlichen Ventilator Drehzahlen

Die stärkere Auffaltung der Flammenfrontfaltung bei höherer Ventilator Drehzahl ist deutlich erkennbar. Die unterste Reihe zeigt Flammenfronten bei der höchsten eingestellten Ventilator Drehzahl des entsprechenden Brennstoff/Luft-Gemisches. Die Aufnahmen zeigen alle eine zusammenhängende Flammenfront, des Weiteren sind kaum Inselbildungen zu erkennen. Die Voraussetzungen zur weiteren Auswertung nach der Flamelet-Annahme sind folglich gegeben. Hierzu wird Gl. 5-38 wie folgt umgeschrieben:

$$\bar{S}_l = S_t \cdot \left(\frac{A_{Ff}}{A_{Ff,l}} \right)^{-1} \quad 5-41$$

Da S_t und $A_{Ff}/A_{Ff,l}$ gemessen werden können, kann \bar{S}_l berechnet werden. Abb. 5.18 zeigt $\bar{S}_l/S_{l,p}$ aufgetragen gegenüber der gesamten auf die Flammenfront wirkenden Streckung, welche sich aus der Karlovitz-Zahl der turbulenten Flammefrontstreckung Ka_{turb} (siehe Gl. 5-33) und der auf die globale Expansion zurückzuführenden Streckung Ka_{sph} (siehe Gl. 5-40) zusammensetzt.

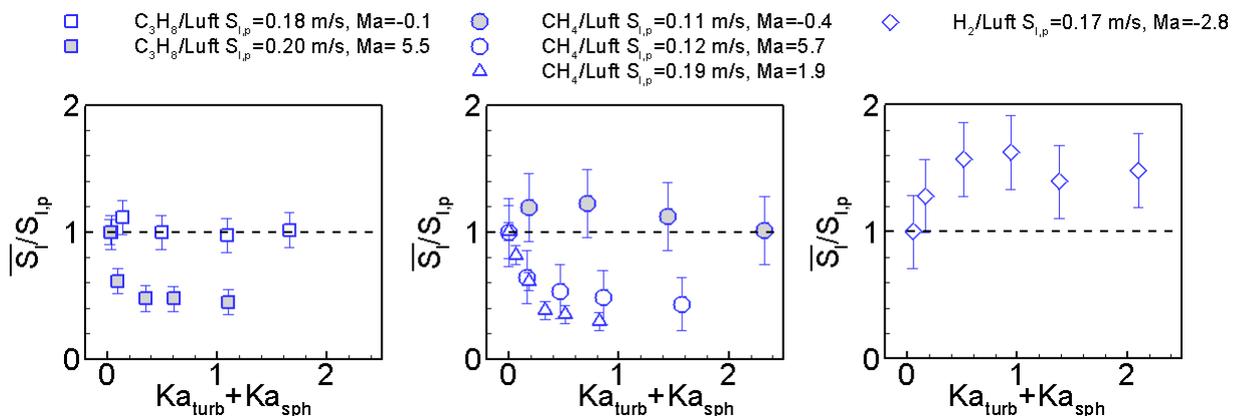


Abb. 5.18: Einfluss der gesamten Flammenfrontstreckung $Ka_{turb}+Ka_{sph}$ auf die mittlere laminare Brenngeschwindigkeit turbulenter Flamelets \bar{S}_l für alle untersuchten Brennstoff/Luft-Gemische

\bar{S}_l weicht für die Gemische mit $Ma \approx 0$ kaum von $S_{l,p}$ ab, wohingegen \bar{S}_l für $Ma > 0$ bzw. $Ma < 0$ kleiner bzw. größer als $S_{l,p}$ wird. Die Abhängigkeit von der Markstein-Zahl ist zwar deutlich erkennbar, allerdings zeigen die Ergebnisse nicht die nach Gl. 4-18 erwartete lineare Abhängigkeit von der Karlovitz-Zahl. Für $Ka_{turb}+Ka_{sph} > 0,5$ nimmt die Abhängigkeit von der Flammenfrontstreckung deutlich ab und strebt gegen einen konstanten Wert. Dieses Ergebnis bestätigt Beobachtungen in [Kid98], wonach \bar{S}_l für $Ka_{turb} > 0,5$ unabhängig von Ka_{turb} wird. Eine Erklärung hierfür wird in dieser Veröffentlichung jedoch nicht erbracht, es wird lediglich die Vermutung geäußert, dass dies auf eine Änderung des Effektes der bevorzugten Diffusion zurückzuführen ist. Eine weitere an Hand von Abb. 5.18 zu erkennende Auffälligkeit sind die Abhängigkeiten der beiden $CH_4/Luft$ -Gemische mit $Ma=1,9$ und $Ma=5,7$. $\bar{S}_l/S_{l,p}$ nimmt für beide Gemische mit zunehmender Flammenfrontstreckung vergleichbar ab, nach Gl. 4-18 müsste jedoch der Einfluss auf die laminare Brenngeschwindigkeit für $Ma=5,7$ größer sein als bei $Ma=1,9$.

Die in Abb. 5.18 beobachteten Verläufe können nur auf Einflüsse von Markstein-Zahl und turbulenter Flammenfrontstreckung zurückgeführt werden, welche offensichtlich bei erhöhter Turbulenz gedämpft werden. Theoretisch werden Flammen im Flamelet-Bereich bei $Ka_{\eta} > 1$ auch durch einen erhöhten Stofftransport in der Flammenfront beeinflusst (siehe Kap. 5.1.2). Dies kann bei den hier untersuchten Flammen jedoch nicht der Fall sein, da ansonsten $\bar{S}_1 / S_{l,p}$ für die beiden Brennstoff/Luft-Gemische mit $Ma \approx 0$ nicht die in Abb. 5.18 beobachtete Unabhängigkeit von der Karlovitz-Zahl aufweisen würde. Ferner bestätigen die Messungen die Flamelet-Annahme, wonach kein lokales Verlöschen der Flamme stattfindet. Wäre dies der Fall, würde bei den beiden Gemischen mit $Ma \approx 0$ die gemessenen Abhängigkeiten von $\bar{S}_1 / S_{l,p}$ ebenfalls mit zunehmender Turbulenzintensität von $\bar{S}_1 / S_{l,p} = 1$ abweichen.

5.3.2 Effizienzparameter zur Quantifizierung des Einflusses der Markstein-Zahl Ma bzw. der turbulenten Karlovitz-Zahl Ka_{turb} auf die laminare Brenngeschwindigkeit turbulenter Flamelets

Die in Abb. 5.18 beobachteten Abhängigkeiten können nur auf den Einfluss der Markstein-Zahl und eine Abnahme des Einflusses dieses Effektes bei erhöhter Turbulenz zurückgeführt werden. In Kap. 4.4 werden zwei mögliche physikalische Effekte beschrieben, die zu einem Rückgang des Einflusses des Markstein-Zahl Effektes auf die laminare Brenngeschwindigkeit von Flamelets führen können: ungleichmäßig gestreckte Flammenfronten und sich schnell ändernde Streckungsraten (periodische Oszillationen). Es ist anzunehmen, dass mit zunehmender Turbulenzintensität und damit einhergehender größerer turbulenter Schwankungsgeschwindigkeit beides an Bedeutung gewinnt und dies der Grund für die beobachtete Dämpfung des Markstein-Zahl Effektes ist. Zur Berücksichtigung dieser Dämpfung und Vorhersage turbulenter Brenngeschwindigkeiten könnten die gewonnenen Erkenntnisse in zweierlei Hinsicht berücksichtigt werden: durch die Einführung einer effektiven turbulenten Karlovitz-Zahl oder einer effektiven Markstein-Zahl. Die Markstein-Zahl wird in der Literatur allerdings oft als physiochemischer Parameter verstanden, der einzig von der Gemischzusammensetzung und den thermodynamischen Bedingungen abhängt. Des Weiteren ist es eine Frage der Interpretation, ob die Dämpfung auf eine effektive Markstein-Zahl oder auf eine effektive Karlovitz-Zahl zurückzuführen ist. Aus diesem Grund wird hier schlicht ein Effizienzparameter I eingeführt. I beschreibt die von der Turbulenz abhängige Dämpfung und wird mit Gl. 4-18 wie folgt berechnet:

$$I = \frac{1 - \frac{\bar{S}_1}{S_{l,p}}}{(Ka_{turb} + Ka_{sph}) \cdot Ma} \quad 5-42$$

\bar{S}_l ist die mit turbulenten Flammen bei den entsprechenden Werten für Ka_{turb} und Ka_{sph} bestimmte mittlere laminare Brenngeschwindigkeit turbulenter Flamelets, $S_{l,p}$ bzw. Ma sind die in Kap. 4 mit laminaren Flammen bestimmten laminaren planaren Brenngeschwindigkeit bzw. Markstein-Zahlen des entsprechenden Gemisches. Der mit Gl. 5-42 berechnete Effizienzparameter vergleicht folglich den Einfluss von Flammenfrontstreckung auf die laminare Brenngeschwindigkeit einer sich sphärisch ausbreitenden laminaren Flamme mit dem Einfluss der Streckung einer turbulenten sphärischen Flamme auf die laminare Brenngeschwindigkeit turbulenter Flamelets. Abb. 5.19 zeigt die so bestimmten Effizienzparameter multipliziert mit der Markstein-Zahl des Gemisches aufgetragen gegenüber Ka_{turb} . Die Auftragung erfolgt hier nicht gegenüber der gesamten Flammenfrontstreckung $Ka_{turb}+Ka_{sph}$, da die Dämpfung nur im Zusammenhang mit turbulenten Fluktuationen steht. Des Weiteren trägt Ka_{sph} zu einem wesentlich kleineren Teil zur gesamten Flammenfrontstreckung bei und kann auch daher vernachlässigt werden. Bei $Ka_{turb}=0$ sind in Abb. 5.19 die mit laminaren Flammen bestimmten Werte für Ma eingezeichnet, also dem Wert $I=1$ entsprechend. Aus der Abbildung wird deutlich, dass $I \cdot Ma$ unabhängig von Ma mit zunehmender Turbulenzintensität gegen null strebt. Der Einfluss der Markstein-Zahl bzw. turbulenter Flammenfrontstreckung auf die laminare Brenngeschwindigkeit turbulenter Flamelets nimmt folglich stark ab.

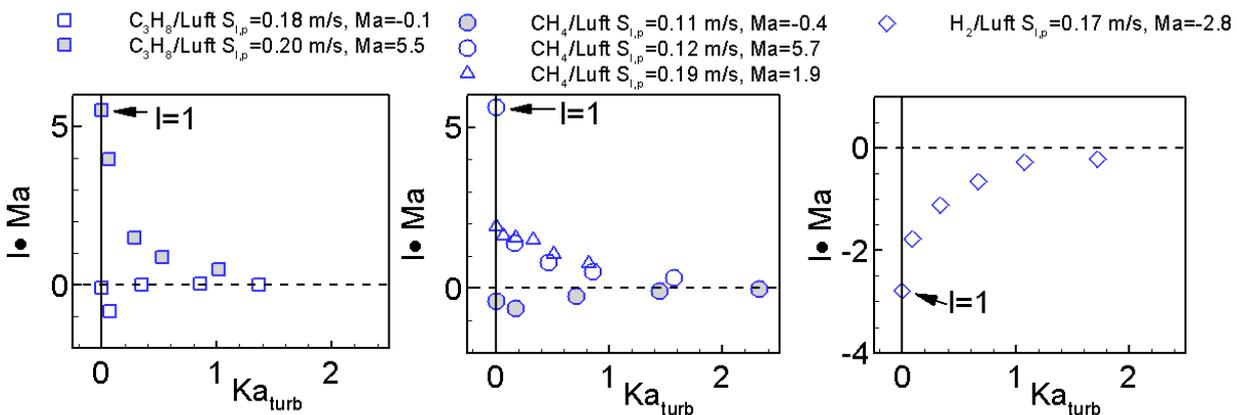


Abb. 5.19: Effizienz des Einflusses der Markstein-Zahl auf die laminare Brenngeschwindigkeit turbulenter Flamelets bei unterschiedlichen turbulenten Karlovitz-Zahlen Ka_{turb} für alle untersuchten Brennstoff/Luft-Gemische

Die Abnahme von I mit zunehmender Turbulenzintensität wird in [Bra05] nur mit instationären Einflüssen begründet. In dieser Veröffentlichung wird ein Ansatz zur Berechnung eines Stokes-Parameters η_{turb} vorgestellt (siehe auch Kap. 4.4), mit dem nachvollzogen werden kann, dass turbulente Flammen auf Grund von instationären Effekten erst bei sehr hohen Turbulenzintensitäten verlöschen, obwohl Ka_{turb} schon

wesentlich größer ist als Ka_{quench} , der Karlovitz-Zahl, bei der eine laminare Flamme der gleichen Gemischzusammensetzung und thermodynamischen Bedingungen verlöscht. Optische Diagnosen turbulenter Flammenfronten zeigen tatsächlich [Don01], dass auch bei sehr hohen Turbulenzintensitäten, bei denen die Flammenfront kurzzeitig weit höheren Streckungsraten als K_{quench} ausgesetzt ist, kein lokales Verlöschen der Reaktionszone stattfindet. Der zur Abschätzung dieses Effektes in [Bra05] gegebene Stokes-Parameter wird aus dem in Gl. 4-24 definierten Stokes-Parameter für laminare Flammen η wie folgt hergeleitet:

$$\eta_{\text{turb}} = \sqrt{\frac{\pi \cdot f}{K_{s,0}}} \approx \sqrt{\frac{\pi \cdot u'/\lambda}{K_{\text{quench}}}} = \sqrt{\frac{\pi \cdot Ka_{\text{turb}}}{Ka_{\text{quench}}}} \quad 5-43$$

In Gl. 5-43 wird vorausgesetzt, dass die Frequenz f grob mit u'/λ , welches der mittleren Streckungsrate [Yeu90] einer beliebig orientierten Oberfläche im Turbulenzfeld entspricht, abgeschätzt werden kann. Des Weiteren wird K_{quench} für die Streckungsrate $K_{s,0}$ eingesetzt. η_{turb} beschreibt folglich den Stokes-Parameter für eine Oszillation der Frequenz u'/λ und der Streckungsrate K_{quench} . In [Bra05] wird aufgezeigt, dass für $\eta_{\text{turb}} > 1$ tatsächlich instationäre Effekte einen Einfluss auf das Verlöschen turbulenter Flammen haben müssen, da für $\eta_{\text{turb}} > 1$ auch bei $Ka_{\text{turb}} \gg Ka_{\text{quench}}$ kein Verlöschen turbulenter Flammen stattfindet. Laminare Flammen reagieren ebenfalls bei $\eta > 1$ verzögert auf eine sich ändernde Flammenfrontstreckung. Schätzt man Ka_{quench} mit Gl. 4-21 für Brennstoff/Luft-Gemische mit $Ma > 0$ ab, kann η_{turb} für die hier untersuchten Flammen berechnet werden:

$$\eta_{\text{turb}} \approx \sqrt{\frac{\pi \cdot Ka_{\text{turb}}}{1/Ma}} = \sqrt{\pi \cdot Ka_{\text{turb}} \cdot Ma} \quad 5-44$$

Genau genommen beschreibt η_{turb} allerdings nicht den Einfluss von instationären Strömungen der Turbulenz auf den Markstein-Zahl Effekt, sondern auf das Verlöschen der turbulenten Flammenfront. Beide Einflüsse stehen jedoch miteinander in Zusammenhang und können nicht getrennt betrachtet werden [Bra05]. Des Weiteren besteht zwischen Ka_{quench} und Ma über Gl. 4-21 ein eindeutiger Zusammenhang, der verdeutlicht, dass der Einfluss von instationären Effekten auf Ka_{quench} mit einem Einfluss von instationären Effekten auf Ma einhergeht.

In Abb. 5.20 sind die berechneten Effizienzparameter I gegenüber Ka_{turb} in einem doppelt-logarithmischen Diagramm aufgetragen. Die Werte der beiden Gemische mit $Ma = -0,1$ und $Ma = -0,4$ fehlen, da bei diesen beiden Brennstoff/Luft-Gemischen auf Grund der kleinen Markstein-Zahl kein Einfluss von Ka_{turb} auf Ma beobachtet werden kann. In der Darstellung ist zu erkennen, dass I im doppelt-logarithmischen Diagramm

ab einem bestimmten Wert für Ka_{turb} linear abfällt und daher der Verlauf mit einer Exponentialfunktion beschrieben werden kann. Des Weiteren fällt auf, dass die Steigungen für alle vier Brennstoff/Luft-Gemische annähernd gleich sind. Betrachtet man die Werte für $Ma > 0$, fällt auf, dass I für $Ma=5,5$ und $Ma=5,7$ bereits bei $Ka_{\text{turb}} > 0,5$ abnimmt, wohingegen bei $Ma=1,9$ ein Abnahme der Effizienz erst für $Ka_{\text{turb}} > 3$ beobachtet werden kann. Abb. 5.20 zeigt zusätzlich die berechneten Werte für I aufgetragen gegenüber η_{turb} . In dieser Darstellung liegen die Werte wesentlich näher zusammen. Für $\eta_{\text{turb}} > 1,2$ ist eine einheitliche Abnahme von I erkennbar, welche für alle Werte mit einer einzigen Exponentialfunktion approximiert werden kann:

$$I = 1,241 \cdot \eta_{\text{turb}}^{-1,832} \quad 5-45$$

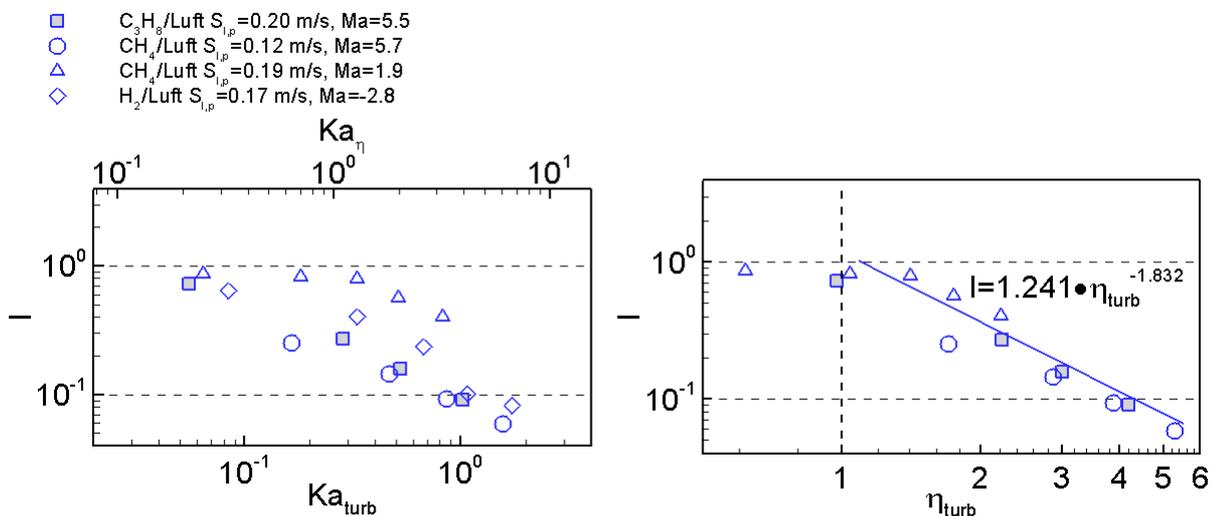


Abb. 5.20: Abhängigkeit des Effizienzparamters I von der turbulenten Karlovitz-Zahl Ka_{turb} sowie dem Stokes-Parameter η_{turb}

Dies bestätigt die Annahmen in [Bra05], wonach ein geringerer Einfluss der Markstein-Zahl bzw. turbulenter Flammenfrontstreckung (Markstein-Zahl Effekt) auf die laminare Brenngeschwindigkeit turbulenter Flamelets bei erhöhter Turbulenz auf instationäre Effekte zurückgeführt werden kann. Mit zunehmendem η_{turb} und damit einhergehender zunehmender Turbulenzintensität nehmen turbulente Fluktuationen und damit instationäre Einflüsse auf die Flammenfront zu. Für $\eta_{\text{turb}} < 1,2$ ist der Markstein-Zahl Effekt der turbulenten Flamme noch mit dem der laminaren Flamme vergleichbar, für $\eta_{\text{turb}} > 1,2$ wird I jedoch kleiner eins und somit ist der Einfluss von turbulenter Flammenfrontstreckung auf die laminare Brenngeschwindigkeit turbulenter Flamelets kleiner als der Einfluss von laminarer Flammenfrontstreckung auf die laminare Brenngeschwindigkeit einer sich sphärisch ausbreitenden laminaren Flamme. Die hier approximierte Gerade zeigt ebenfalls, dass sich der mit Gl. 5-44 berechnete Stokes-Parameter zur quantitativen Beurteilung dieses Rückganges des Markstein-Zahl Effektes eignet.

5.3.3 Erweiterung eines theoretischen Modells zur Vorhersage der turbulenten Brenngeschwindigkeit unter Berücksichtigung des Effizienzparameters I

Zur Veranschaulichung der Bedeutung der Markstein-Zahl und des Effizienzparameters bei der Vorhersage turbulenter Brenngeschwindigkeiten wird nachfolgend das Verbrennungsmodell von Schmidt [Sch95] erweitert. Dieses Verbrennungsmodell soll für sämtliche Strukturbereiche im Borghi-Diagramm und damit für den gesamten Flamelet-Bereich gelten. Die turbulente Brenngeschwindigkeit wird mit diesem Modell wie folgt berechnet:

$$S_t = S_{l,p} + u' \cdot (1 + Da^{-2})^{-1/4} \quad \text{mit} \quad Da = \frac{c_\epsilon \cdot L_t \cdot S_{l,p}^2}{c_{kin}^2 \cdot u' \cdot a} \quad 5-46$$

Da ist hierbei die in Gl. 5-27 definierte turbulente Damköhler-Zahl, zu deren korrekten Berechnung nach dem Modell [Sch95] die Modellkonstante $c_\epsilon=0,09$ und die vom Brennstoff abhängige kinetische Konstante c_{kin} (siehe Gl. 4-9) benötigt werden.

Wie man an Hand von Gl. 5-46 erkennt, werden Einflüsse der Markstein-Zahl nicht berücksichtigt, da in das Modell nur die von der Turbulenz unabhängige laminare planare Brenngeschwindigkeit $S_{l,p}$ eingeht. Zur Berücksichtigung des Einflusses der Markstein-Zahl Ma und des Effizienzparameters I muss $S_{l,p}$ daher durch \bar{S}_l ersetzt werden. Dieses kann mit Gl. 4-18 sowie Ka_{turb} aus Gl. 5-33 und I aus Gl. 5-45 berechnet werden:

$$\bar{S}_l = S_{l,p} \cdot (1 - I \cdot Ka_{turb} \cdot Ma) \quad 5-47$$

Für $\eta_{turb} < 1$ ist der Effizienzparameter unabhängig von der Turbulenz und beträgt $I=1,241$, für $\eta_{turb} > 1$ wird Gl. 5-45 verwendet. Abb. 5.21 zeigt die so berechnete Abhängigkeit $\bar{S}_l/S_{l,p}$ von Ka_{turb} für verschiedene Markstein-Zahlen. Bei allen Verläufen ist zunächst eine lineare Abnahme von $\bar{S}_l/S_{l,p}$ zu

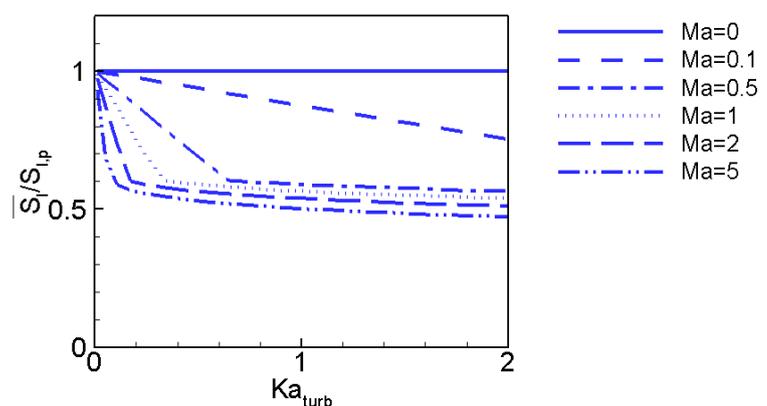


Abb. 5.21: Mit Gl. 5-47 analytisch berechnete Abhängigkeit der mittleren laminaren Brenngeschwindigkeit turbulenter Flamelets \bar{S}_l von Ka_{turb} bei verschiedenen Markstein-Zahlen Ma

erkennen, wobei die Steigung von Ma abhängt. Diese Abnahme spiegelt den Verlauf für $\eta_{\text{turb}} < 1$ wider, also den Bereich geringer Turbulenz, für den instationäre Vorgänge keinen Einfluss auf die laminare Brenngeschwindigkeit \bar{S}_l haben. Außer bei $Ma=0,1$ zeigen alle anderen Verläufe einen Knick, bei dem sich $\bar{S}_l / S_{l,p}$ für größere Werte von Ka_{turb} kaum noch ändert. Dieser Knick ist bei $\eta_{\text{turb}}=1$, für $\eta_{\text{turb}} > 1$ und damit für höhere Turbulenzintensität werden instationäre Einflüsse mathematisch mit dem Effizienzparameter I berücksichtigt. Je kleiner die Markstein-Zahl ist, umso größer ist der Wert für Ka_{turb} , ab dem instationäre Effekte von Bedeutung sind.

Abb. 5.22 zeigt mit Gl. 5-46 berechnete und mit $S_{l,p}$ normierte turbulente Brenngeschwindigkeiten. Bei der Berechnung von S_t wird allerdings an Stelle von $S_{l,p}$ die mit Gl. 5-47 berechneten laminaren Brenngeschwindigkeiten \bar{S}_l (siehe auch Abb. 5.21) verwendet und somit der Einfluss der Markstein-Zahl und des Effizienzparameters berücksichtigt. Dargestellt sind die Abhängigkeiten der normierten turbulenten Brenngeschwindigkeiten $S_t/S_{l,p}$ von der normierten Turbulenzintensität $u'/S_{l,p}$ für drei verschiedene laminare Brenngeschwindigkeiten $S_{l,p}$, sechs verschiedene Markstein-Zahlen Ma und zwei unterschiedliche kinetische Konstanten c_{kin} .

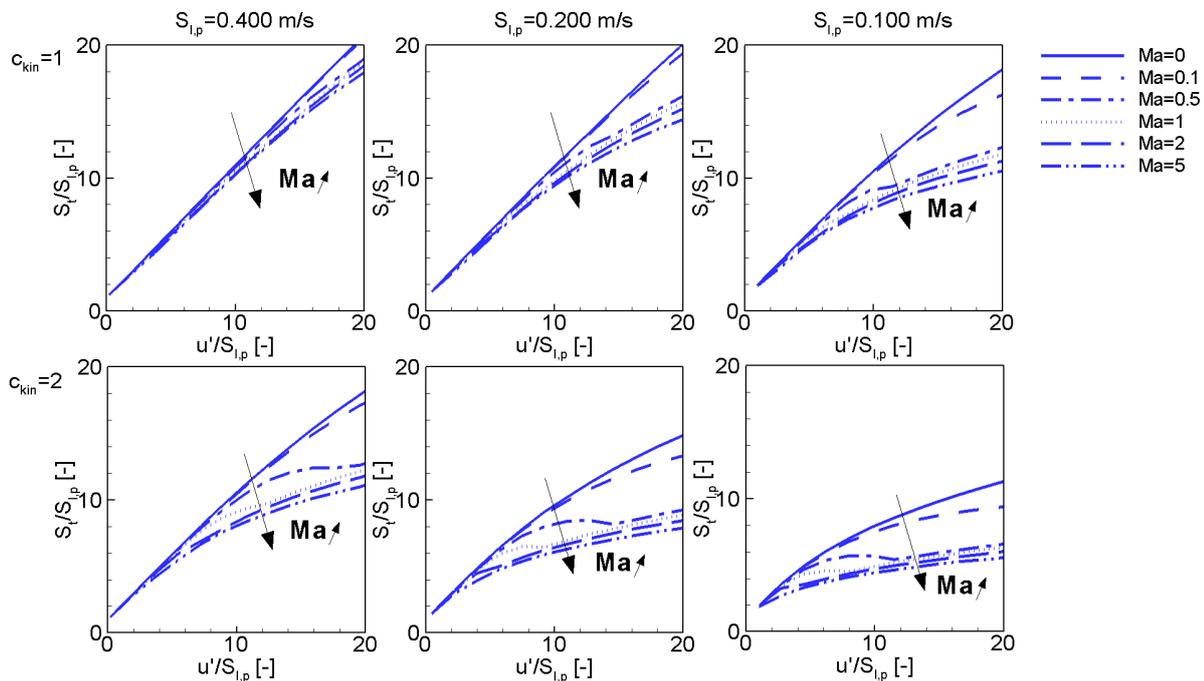


Abb. 5.22: Unter Berücksichtigung der Markstein-Zahl Ma und des Effizienzparameters I mit dem Modell von Schmidt [Sch95] berechnete und mit $S_{l,p}$ normierte turbulente Brenngeschwindigkeiten $S_t/S_{l,p}$ aufgetragen gegenüber $u'/S_{l,p}$ für drei verschiedene laminare Brenngeschwindigkeiten $S_{l,p}$, sechs verschiedene Markstein-Zahlen Ma und zwei unterschiedliche kinetische Konstanten c_{kin} ($c_{\text{e}}=0,09$, $L_t=4$ mm, $a=1,64 \cdot 10^{-5}$ m²/s)

Die Bedeutung der Markstein-Zahl zur korrekten Vorhersage der turbulenten Brenngeschwindigkeit ist offensichtlich. Die turbulente Brenngeschwindigkeit nimmt anfänglich für alle Markstein-Zahlen mit zunehmender Turbulenzintensität gleichmäßig zu, die Steigung des Anstiegs der turbulenten Brenngeschwindigkeit nimmt jedoch dann mit zunehmender Turbulenzintensität bei größeren Markstein-Zahlen mehr ab als bei kleineren Markstein-Zahlen. Das Modell von Schmidt berücksichtigt in seiner ursprünglichen Formulierung diesen Effekt nicht.

Zur Veranschaulichung der Bedeutung des Effizienzparameters I sind die in Abb. 5.22 dargestellten Verläufe nochmals ohne Berücksichtigung des Effizienzparameters ($I=1$ für alle u' bzw. Ka_{turb}) in Abb. 5.23 dargestellt. Die so berechneten Abhängigkeiten $S_t/S_{l,p}$ von $u'/S_{l,p}$ zeigen ebenso zunächst einen linearen Anstieg mit zunehmender Turbulenzintensität, dann fällt $S_t/S_{l,p}$ jedoch sehr schnell auf null ab. Die Flamme würde also auf Grund dieses Effektes sehr schnell verlöschen. Je größer die Markstein-Zahlen ist umso kleiner ist auch die Turbulenzintensität bei der die Flamme verlöscht bzw. nach diesem Modell $S_t/S_{l,p}$ gleich null wird. Tatsächlich aber wird experimentell ein Verlöschen turbulenter Flamme bei so geringen Turbulenzintensitäten nicht beobachtet. Der Einfluss der Markstein-Zahl wird daher ohne Berücksichtigung des Effizienzparameters deutlich überschätzt.

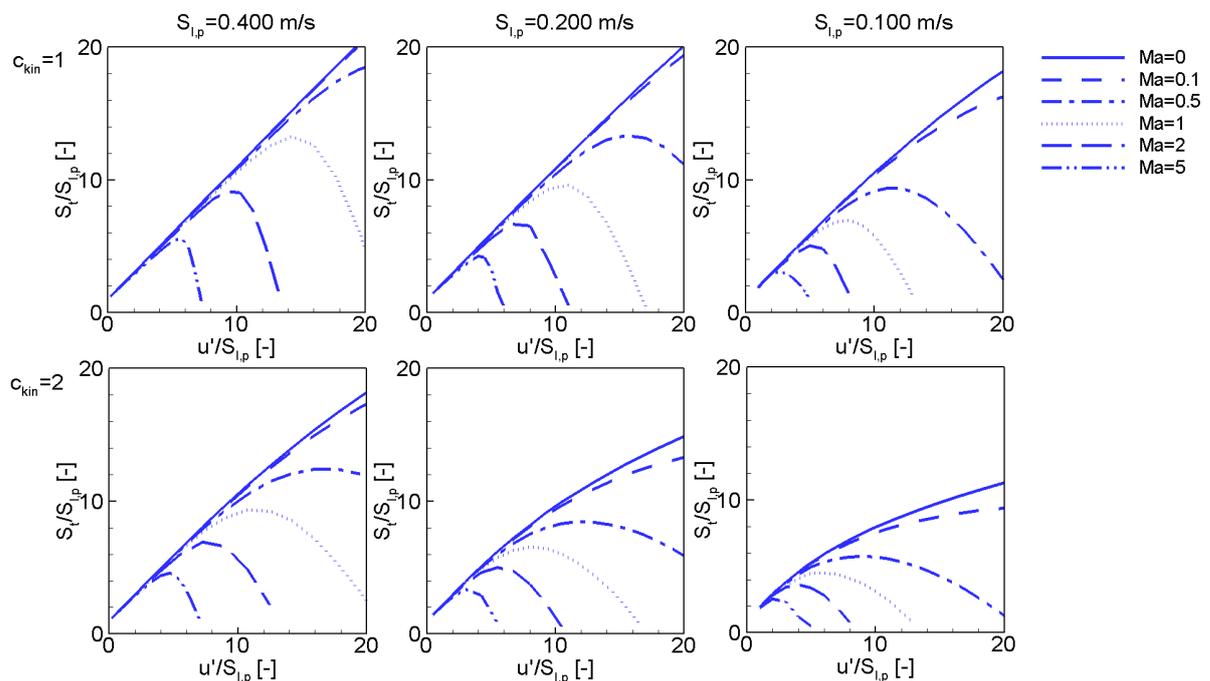


Abb. 5.23: Unter Berücksichtigung der Markstein-Zahl Ma ohne Effizienzparameter ($I=1$) mit dem Modell von Schmidt [Sch95] berechnete und mit $S_{l,p}$ normierte turbulente Brenngeschwindigkeiten $S_t/S_{l,p}$ aufgetragen gegen $u'/S_{l,p}$ für drei verschiedene laminare Brenngeschwindigkeiten $S_{l,p}$, sechs verschiedene Markstein-Zahlen Ma und zwei unterschiedliche kinetische Konstanten c_{kin} ($c_{\text{E}}=0,09$, $L_t=4$ mm, $a=1,64 \cdot 10^{-5}$ m²/s)

6 Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden die Einflüsse der Markstein-Zahl und Flammenfrontstreckung auf die laminare und turbulente Brenngeschwindigkeit erörtert. Hierzu wurde die laminare und turbulente sphärische Flammenausbreitung in einem zu diesem Zweck entwickelten Explosionsbehälter untersucht und die Ergebnisse im Zusammenhang mit aktuellem Literaturwissen diskutiert.

Bezüglich der laminaren Flamme bestätigen die Ergebnisse den aktuellen Stand aus der Literatur, wonach für den Bereich untersuchter Streckungsraten ein linearer Zusammenhang zwischen der laminaren Brenngeschwindigkeit S_l und Flammenfrontstreckung K besteht. Dieser Zusammenhang wird mit der sogenannten Markstein-Zahl Ma quantifiziert. Für $Ma > 0$ nimmt die laminare Brenngeschwindigkeit S_l mit zunehmender Flammenfrontstreckung K linear ab, für $Ma < 0$ nimmt S_l hingegen linear zu. Die Abhängigkeit der laminaren Brenngeschwindigkeit von der Flammenfrontstreckung hängt lediglich vom thermodynamischen Zustand und der Zusammensetzung des Brennstoff/Luft-Gemisches ab. Für verschiedene Brennstoff/Luft-Gemische wurden Markstein-Zahlen mit einer erstmalig für diesen Zweck eingesetzten Laserlichtschnitt-Messtechnik bestimmt. Des Weiteren wurden 1-dimensionale Simulationen zur Bestimmung von Markstein-Zahlen durchgeführt. Die Vergleiche der experimentellen Ergebnisse mit den Simulationen und mit Markstein-Zahlen aus der Literatur zeigten, dass sich beide Methoden zur Bestimmung von Markstein-Zahlen eignen. Außerdem konnte mit weiterführenden 1-dimensionalen Simulationen gezeigt werden, dass das Verhältnis der Diffusionskoeffizienten von Brennstoff und Sauerstoff entscheidend die Markstein-Zahl beeinflusst.

Vor den Experimenten zur turbulenten Flammenausbreitung war es erforderlich, das Turbulenzfeld im Explosionsbehälter, welches mit acht konzentrisch angeordneten Ventilatoren erzeugt wurde, zu charakterisieren. Mit LDA und PIV wurden die Einflüsse von verschiedenen Ventilatorarten und der Ventilatorumdrehzahl auf das Turbulenzfeld im Explosionsbehälter untersucht. Diese Messungen ergaben, dass die turbulente Schwankungsgröße unabhängig vom Ventilatorart linear von der Drehzahl abhängt und das turbulente Makrolängenmaß weitgehend unabhängig von der Drehzahl und dem Ventilatorart ist. Die unterschiedlichen Bauformen der Ventilatoren hatten nur einen Einfluss auf die Turbulenzintensität und die räumliche Verteilung der Turbulenz im Explosionsbehälter. Anhand dieser Messungen wurde dann der geeignetste Ventilator für alle nachfolgenden Untersuchungen zur turbulenten Flammenausbreitung ausgewählt.

Zur Untersuchung des Einflusses der Markstein-Zahl bzw. der turbulenten Flammenfrontstreckung auf die turbulente Brenngeschwindigkeit wurden eine neue Laserlichtschnitt-Messtechnik bzw. Auswertalgorithmen entwickelt, womit die

Auffaltung der turbulenten Flammenfrontoberfläche $A_{FF}/A_{FF,l}$ bestimmt werden kann. Die Auffaltung der turbulenten Flammenfrontoberfläche wurde zeitgleich mit dem Druckverlaufssignal erfasst. Letzteres kann mit einem einfachen thermodynamischen Modell für eine isochore Versuchsanordnung unter Annahme einer sphärischen Flammenausbreitung in eine turbulente Brenngeschwindigkeit S_t umgerechnet werden. Es konnte somit erstmalig bei einer sich sphärisch ausbreitenden turbulenten Flamme die Oberflächenauffaltung $A_{FF}/A_{FF,l}$ mit der turbulenten Brenngeschwindigkeit S_t korreliert werden. Die Messergebnisse wurden dann mit dem Flamelet-Ansatz $S_t = A_{FF} / A_{FF,l} \cdot \bar{S}_l$ in die mittlere laminare Brenngeschwindigkeit turbulenter Flamelets \bar{S}_l umgerechnet. Anhand der Messungen konnte gezeigt werden, dass \bar{S}_l von der Turbulenzintensität und Markstein-Zahl Ma abhängt. Für $Ma > 0$ wurde \bar{S}_l mit zunehmender Turbulenzintensität kleiner, für $Ma < 0$ wurde \bar{S}_l größer als die laminare und durch Streckungseffekte unbeeinflusste Brenngeschwindigkeit des entsprechenden Brennstoff/Luft-Gemisches. Da mit zunehmender Turbulenzintensität auch die im Mittel auf die Flammenfront wirkende turbulente Flammenfrontstreckung stetig zunimmt, konnten diese beobachteten Abhängigkeiten in Anlehnung an die laminaren Flammen auf den Markstein-Zahl Effekt zurückgeführt werden.

Zur genaueren Untersuchung des Markstein-Zahl Effektes in der turbulenten Flammenfront wurde die turbulente Flammenfrontstreckung mit der turbulenten Karlovitz-Zahl Ka_{turb} abgeschätzt. Die Ergebnisse zeigten, dass im Vergleich zur laminaren Flammenausbreitung bei der turbulenten Flammenausbreitung mit zunehmender Flammenfrontstreckung bzw. turbulenter Karlovitz-Zahl Ka_{turb} eine erhebliche Abnahme des Markstein-Zahl Effektes stattfinden muss und aus diesem Grund kein linearer Zusammenhang zwischen der mittleren laminaren Brenngeschwindigkeit turbulenter Flamelets \bar{S}_l und der turbulenten Flammenfrontstreckung besteht. Dieser zunehmende geringere Einfluss der Markstein-Zahl bzw. turbulenten Flammenfrontstreckung auf die Brenngeschwindigkeit konnte mit instationären Turbulenzeffekten in Zusammenhang gebracht werden. Mit dieser Erkenntnis konnte dann ein allgemeingültiger Effizienzparameter I hergeleitet werden, mit dem es nun möglich ist, den Einfluss der Markstein-Zahl bzw. turbulenten Flammenfrontstreckung auf die turbulente Brenngeschwindigkeit korrekt zu berechnen.

Die vorliegende Arbeit gibt einen vollständigen Überblick über die Einflüsse von Flammenfrontstreckung und der Markstein-Zahl auf die laminare und turbulente Vormischverbrennung. Mit den im Rahmen dieser Arbeit erarbeiteten Erkenntnissen über Streckungseffekte auf die turbulente Brenngeschwindigkeit im Flamelet-Bereich können erstmalig allgemeingültige Vorhersagen unabhängig vom Brennstoff/Luft-Gemisch getroffen werden. Lediglich Kenntnis über die Markstein-Zahl des Gemisches

ist hierzu erforderlich. Die Ergebnisse geben eine neue Beziehung zur korrekten Vorhersage der turbulenten Brenngeschwindigkeit unter Berücksichtigung der Markstein-Zahl Ma und der turbulenten Flammenfrontstreckung, welche hierzu näherungsweise mit der turbulenten Karlovitz-Zahl Ka_{turb} berechnet werden kann. Da sich alle Ergebnisse auf eine sphärische turbulente Flamme unter atmosphärischen Bedingungen beziehen, sollte jedoch eine Übertragung der Ergebnisse auf andere Versuchsanordnungen sowie Temperatur- und Druckbedingungen kritisch erfolgen und experimentell überprüft werden.

Literaturverzeichnis

- [Abd84] **Abdel-Gayed, R.G., Al-Khishali, K.J., Bradley, D.:** Turbulent burning velocities and flame straining in explosions
Proceedings of the Royal Society of London A 391 (1984), 393-414
- [Abd87] **Abdel-Gayed, R.G., Bradley, D., Lawes, M.:** Turbulent burning velocities: A general correlation in terms of straining rates
Proceedings of the Royal Society of London A 414 (1987), 389-413
- [Abd89] **Abdel-Gayed, R.G., Bradley, D.:** Combustion regimes and the straining of turbulent premixed flames
Combustion and Flame 76 (1989), 213-218
- [Aki82] **Akindele, O.O., Bradley, D., McMahon, M., Mak, P.W.:** Spark ignition of turbulent gases
Combustion and Flame 47 (1982), 129-155
- [And72] **Andrews, G.E., Bradley, D.:** The burning velocity of methane-air mixtures
Combustion and Flame 19 (1972), 275-288
- [And75] **Andrews, G.E., Bradley, D.:** Measurement of turbulent burning velocity for large turbulent Reynolds numbers
15th International Symposium on Combustion (1975), 655-664
- [Aun95] **Aung, K.T., Tseng, L.-K., Ismail, M.A., Faeth, G.M.:** Response to comment by S.C. Taylor and D.B. Smith on "Laminar burning velocities and Markstein numbers of hydrocarbon/air flames"
Combustion and Flame 102 (1995), 526-530
- [Aun97] **Aung, K.T., Hassan, M.I., Faeth, G.M.:** Flame stretch interactions of laminar premixed hydrogen/air flames at normal temperature and pressure
Combustion and Flame 109 (1997), 1-24
- [Bau94] **Baum, M., Poinot, T.J., Haworth, D.C., Darabiha, N.:** Direct numerical simulation of H₂/O₂/N₂ flames with complex chemistry in two-dimensional flows
Journal of Fluid Mechanics 281 (1994), 1-32
- [Bec01] **Bechtold, J.K., Matalon, M.:** The dependence of the Markstein length on stoichiometry
Combustion and Flame 127 (2001), 1906-1913
- [Blo90] **Bloss, W.H., Herweg, R., Ziegler, G.F.W.:** Untersuchung der Flammenkernbildung im Ottomotor
Motortechnische Zeitschrift 51 (1990) 5, 202-209

-
- [Bor85] **Borghi, R.W.:** On the structure and morphology of turbulent premixed flames
In C. Casci, editor, Recent advances in the Aerospace Science, Plenum (1985), 117-138
- [Boy80] **Boyer, L.:** Laser tomographic method for flame front movement studies
Combustion and Flame 39 (1980), 321-323
- [Bra76] **Bradley, D., Mitcheson, A.:** Mathematical solutions for explosions in spherical vessels
Combustion and Flame 26 (1976), 201-217
- [Bra92a] **Bradley, D., Lau, K.A., Lawes, M.:** Flame stretch rates as a determinant of turbulent burning velocity
Phil. Trans. R. Soc. Lond. A 338 (1992), 359-387
- [Bra92b] **Bradley, D.:** How fast can we burn?
24th International Symposium on Combustion (1992), 247-262
- [Bra96] **Bradley, D., Gaskell P.H., Gu, X.J.:** Burning velocities, Markstein lengths and flame quenching for spherical methane-air flames: a computational study
Combustion and Flame 104 (1996), 176-198
- [Bra98a] **Bradley, D., Gaskell P.H., Gu, X.J.:** The modeling of aerodynamic strain rate and flame curvature effects in premixed turbulent combustion
27th International Symposium on Combustion (1998), 849-856
- [Bra98b] **Bradley, D., Hicks, R.A., Lawes, M., Sheppard, C.G.W., Woolley, R.:** The measurement of laminar burning velocities and Markstein numbers for iso-octane-air and iso-octane-n-heptane-air mixtures at elevated temperatures and pressures in an explosion bomb
Combustion and Flame 115 (1998), 126-144
- [Bra02] **Bradley, D.:** Problems of predicting turbulent burning rates
Combustion Theory and Modelling 6 (2002), 361-382
- [Bra03a] **Bradley, D., Haq, M.Z., Hicks, R.A., Kitagawa, T., Lawes, M., Sheppard, C.G.W., Woolley, R.:** Turbulent burning velocity, burned gas distribution, and associated flame surface definition
Combustion and Flame 133 (2003), 415-430
- [Bra03b] **Bradley, D., Gaskell, P.H., Sedaghat, A., Gu, X.J.:** Generation of PDFS for flame curvature and for flame stretch rate in premixed turbulent combustion
Combustion and Flame 135 (2003), 503-523
- [Bra05] **Bradley, D., Gaskell, P.H., Gu, X.J., Sedaghat, A.:** Premixed flamelet modelling: factors influencing the turbulent heat release rate source term and the turbulent burning velocity
Combustion and Flame 143 (2005), 227-245

- [Bra08] **Bradley, D.:** persönliche schriftliche Mitteilung: "Because a perfectly spherical turbulent flame surface is not an entity, I have difficulties in assigning any physical meaning to Gl. 5-40."
- [Bray90] **Bray, K.N.C.:** Studies of the turbulent burning velocity
Proceedings of the Royal Society of London A 431 (1990), 315-335
- [Bray91] **Bray, K.N.C., Cant, R.S.:** Some applications of Kolmogorov's turbulent research in the field of combustion
Proceedings of the Royal Society of London A 434 (1991), 217-240
- [Bru02] **Brutscher, T., Zarzalis, N., Bockhorn, H.:** An experimental based approach for the space-averaged laminar burning velocity used for modeling premixed turbulent combustion
29th International Symposium on Combustion (2002), 1825-1832
- [Bru03] **Brutscher, T.:** Experimentelle und theoretische Untersuchung zur Entflammung und Flammenausbreitung bei funkengezündeten Brenngas-Luft-Gemischen unter besonderer Berücksichtigung bevorzugter Diffusion
Dissertation (2003), Universität Karlsruhe (TH)
- [Can90] **Candel, S.M., Poinso, T.J.:** Flame stretch and the balance equation for the flame area
Combustion Science and Technology 70 (1990), 1-15
- [Cha05] **Chaos M., Chen R.-H., Welle, E.J., Roberts, W.L.:** Fuel Lewis number effects in unsteady Burke-Schumann hydrogen flames
Combustion Science and Technology 177 (2005), 75-88
- [Che99] **Chen, Y.-C., Mansour, M.S.:** Topology of turbulent premixed flame fronts resolved by simultaneous planar imaging of LIPF of OH radical and Rayleigh scattering
Experiments in Fluids 26 (1999), 277-287
- [Che03] **Chen, Y.-C., Mansour, M.S.:** Geometric interpretation of fractal parameters measured in turbulent premixed Bunsen flames
Experimental Thermal and Fluid Science 27 (2003), 409-416
- [Chen98] **Chen, J.H., Im, H.G.:** Correlation of flame speed with stretch in turbulent premixed methane/air flames
27th International Symposium on Combustion (1998), 819-826
- [Chen00] **Chen, J.H., Im, H.G.:** Stretch effects on the burning velocity of turbulent premixed hydrogen/air flames
28th International Symposium on Combustion (2000), 211-218
- [Cheng02] **Cheng, R.K., Shepherd, I.G., Bédard, B., Talbot, L.:** Premixed turbulent flame structures in moderate and intense isotropic turbulence
Combustion Science and Technology 174 (2002), 29-59
- [Chu84] **Chung, P., Law, C.K.:** An invariant derivation of flame stretch
Combustion and Flame 55 (1984), 123-125

- [Cla85] **Clavin, P.**: Dynamic behaviour of premixed flame fronts in laminar and turbulent flows
Progress in Energy and Combustion Science 11 (1985), 1-59
- [Dam40] **Damköhler, G.**: Der Einfluss der Turbulenz auf die Flammengeschwindigkeit in Gasgemischen
Zeitschrift für Elektrochemie und angewandte Chemie 46 (1940), 601-626
- [Das97] **Das, A.K., Evans, R.L.**: An experimental study to determine fractal parameters for lean premixed flames
Experiments in Fluids 22 (1997), 312-320
- [Den89] **Denbratt, I., Max, E.**: Mätning av turbulens i cylinder (auf Schwedisch), Messung von Turbulenz in Zylindern
Combustion exposé FÖRPEX (1989), Lund
- [Des90] **Deshaies, B., Cambray, P.**: The velocity of a premixed flame as a function of the flame stretch: an experimental study.
Combustion and Flame 82 (1990), 361-375
- [Don01] **Donbar, J.M., Driscoll, J.F., Carter, C.D.**: Strain rates measured along the wrinkled flame contour within turbulent nonpremixed jet flames
Combustion and Flame 125 (2001), 1239-1257
- [Dri07] **Driscoll, J.F.**: Turbulent premixed combustion: flamelet structure and its effect on turbulent burning velocities
Progress in Energy and Combustion Science (2007), article in press
- [Ech90] **Echekki, T., Mungal, M.G.**: Flame speed measurements at the tip of a slot burner: effects of flame curvature and hydrodynamic stretch
23rd International Symposium on Combustion (1990), 455-461
- [Ego94] **Egolfopoulos, F.N.**: Dynamics and structure of unsteady, strained, laminar premixed flames
25th International Symposium on Combustion (1994), 1365-1373
- [Ego96] **Egolfopoulos, F.N., Campbell C. S.**: Unsteady counterflowing strained diffusion flames: diffusion-limited frequency response
Journal of Fluid Mechanics 318 (1996), 1-29
- [Fil05] **Filatyev, S.A., Driscoll, J.F., Carter, C.D., Donbar, J.M.**: Measured properties of turbulent premixed flames for model assessment, including burning velocities, stretch rates, and surface densities
Combustion and Flame 141 (2005), 1-21
- [Gla96] **Glassman, J.**: Combustion
Combustion Academic Press, San Diego (1996), 3rd Edition
- [Gou87] **Gouldin, F.C.**: An application of fractals to modeling premixed turbulent flames
Combustion and Flame 68 (1987), 249-266

-
- [Grof87] **Groff, E.G.:** An experimental evaluation of an entrainment flame-propagation model
Combustion and Flame 67 (1987), 153-162
- [Gro02] **Groot G.R.A., Oijen J.A., de Goey L.P.H., Seshadri K., Peters N.:** The effects of strain and curvature on the mass burning rate of premixed laminar flames
Combustion Theory and Modelling 6 (2002), 675-695
- [Gu00] **Gu, X.J., Haq, M.Z., Lawes, M., Woolley, R.:** Laminar burning velocity and Markstein lengths of methane-air mixtures
Combustion and Flame 121 (2000), 41-58
- [Haq02] **Haq, M.Z., Sheppard, C.G.W., Woolley, R., Greenhalgh, D.A., Lockett, R.D.:** Wrinkling and curvature of laminar and turbulent premixed flames
Combustion and Flame 131 (2002), 1-15
- [Has98] **Hassan, M.I., Aung, K.T., Faeth, G.M.:** Measured and predicted properties of laminar premixed methane/air flames at various pressures
Combustion and Flame 115 (1998), 539-550
- [Haw92] **Haworth, D., Poinso, T.:** Numerical simulations of Lewis number effects in turbulent premixed flames
Journal of Fluid Mechanics 244 (1992), 405-436
- [Hil88] **Hillemanns, R.:** Das Strömungs- und Reaktionsfeld sowie Stabilisierungseigenschaften von Drallflammen unter dem Einfluss der inneren Rezirkulationszone
Dissertation (1988), Universität Karlsruhe (TH)
- [Hins93] **Hinsch, K.D.:** Particle Image Velocimetry
Sirohi, R.S.: Speckle Metrology
Marcel Dekker, New York (1993), 235-324
- [Hinz75] **Hinze, J.O.:** Turbulence
McGraw-Hill Companies (1975), 2nd Edition
- [Iba02] **Ibaretta, A.F., Driscoll, J.F., Feikema, D.A.:** Markstein numbers of negatively stretched premixed flames: microgravity measurements and computations
29th International Symposium on Combustion (2002), 1435-1443
- [Im00] **Im, H.G., Chen, J.H.:** Effects of flow transients on the burning velocity of laminar hydrogen/air premixed flames
28th International Symposium on Combustion (2000), 1833-1840
- [Ish92] **Ishii, K., Aoki, O., Ujiie, Y., Kono, M.:** Investigation of ignition by composite sparks under high turbulence intensity conditions
24th International Symposium on Combustion (1992), 1793-1798
- [Jan72] **Janisch, G.:** Zur Stabilisierung laminarer Vormischflammen
Dissertation (1972), Universität Karlsruhe (TH)

- [Jos01] **Josefsson, G., Fischer, J., Magnusson, I.:** Length scale measurements in an engine using PIV and comparison with LDV
5th Symposium on Diagnostics and Modeling of Combustion in Internal Combustion Engines (2001), 653-660
- [Jou94] **Joulin, G.:** On the response of premixed flames to time-dependent stretch and curvature
Combustion Science and Technology 97 (1994), 219-229
- [Kam00] **Kaminski, C.F., Hult, J., Aldén, M., Lindenmaier, S., Dreizler, A., Maas, U., Baum, M.:** Spark ignition of turbulent methane/air mixtures revealed by time-resolved planar laser-induced fluorescence and direct numerical simulations
28th International Symposium on Combustion (2000), 399-405
- [Karl52] **Karlovitz, B., Denniston, D.W., Knapschaefer, D.H., Wells, F.E.:** Studies on turbulent flames A. Flame propagation across velocity gradients B. turbulence measurement in flames
4th International Symposium on Combustion (1952), 613-620
- [Karp97] **Karpov, V.P., Lipatnikov, A.N., Wolanski, P.:** Finding the Markstein number using the measurements of expanding spherical laminar flames
Combustion and Flame 109 (1997), 436-448
- [Kid91] **Kido, H., Nakashima, K., Huang, S.:** Relationship between the spectral model of turbulent mass burning velocity and the small-scale structure of turbulent flame
ASME/JSME Thermal Engineering Proceedings 5 (1991), 113-118
- [Kid98] **Kido, H., Nakahara, M.:** A model of turbulent burning velocity taking the preferential diffusion effect into consideration
JSME International Journal 41 (1998), 666-673
- [Kid02] **Kido, H., Nakahara, M., Nakashima, K., Hashimoto, J.:** Influence of local flame displacement velocity on turbulent burning velocity
29th International Symposium on Combustion (2002), 1855-1861
- [Kwo92a] **Kwon, S., Tseng, L.-K., Faeth, G.M.:** Laminar burning velocities and transition to unstable flames in H₂/O₂/N₂ and C₃H₈/O₂/N₂ mixtures
Combustion and Flame 90 (1992), 230-246
- [Kwo92b] **Kwon, S., Wu, M.-S., Driscoll, J.F., Faeth, G.M.:** Flame surface properties of premixed flames in isotropic turbulence: measurements and numerical simulations
Combustion and Flame 88 (1992), 221-238
- [Koh88] **Kohler, W.:** Turbulenz und Turbulenzstruktur in freien und eingeschlossenen Flammen
Dissertation (1988), Universität Karlsruhe (TH)

- [Kol41] **Kolmogorov, A.N.:** Dissipation of energy in a locally isotropic turbulence
Doklady Akad. Nauk SSSR 32 (1941), 141 ff.
Englische Übersetzung in:
American Mathematical Society Translations 8 (1958) 2, 87 ff.
- [Kom98] **Kompenhans, J., Raffel, M., Willert, C.:** Particle image velocimetry: a practical guide
Springer, Berlin (1998)
- [Kos94] **Kostiuk, L.W., Bray, K.N.C.:** Mean effects of stretch on laminar flamelets in a premixed turbulent flame
Combustion Science and Technology 95 (1994), 193-212
- [Law86] **Law, C.K., Zhu, D.L., Yu, G.:** Propagation and extinction of stretched premixed flames
21st International Symposium on Combustion (1986), 1419-1426
- [Law88] **Law, C.K.:** Dynamics of stretched flames
22nd Symposium on Combustion (1988), 1381-1402
- [Lawe05] **Lawes, M., Ormsby, M.P., Sheppard, C.G.W., Woolley, R.:** Variation of turbulent burning rate of methane, methanol, and iso-octane air mixture with equivalence ratio at elevated pressure
Combustion Science and Technology 177 (2005), 1273-1289
- [Lee93a] **Lee, T.-W., North, G.L., Santavicca, D.A.:** Surface properties of turbulent premixed propane/air flames at various Lewis numbers
Combustion and Flame 93 (1993), 445-456
- [Lee93b] **Lee, T.-W., Lee, J.G., Nye, D.A., Santavicca, D.A.:** Local response and surface properties of premixed flames during interactions with Kármán vortex streets
Combustion and Flame 94 (1993), 146-160
- [Lei97] **Leisenheimer, B.:** Zum Ausbreitungsverhalten von Deflagrationsfronten in laminaren und turbulenten Brenngas/Luft-Gemischen innerhalb geschlossener Behälter
Dissertation (1997), Universität Karlsruhe (TH)
- [Lew87] **Lewis, B., von Elbe, G.:** Combustion, Flames and Explosions of Gases
Chapter V - Combustion waves in laminar flow, 215-417
Academic Press Inc., London (1987), 3rd Edition
- [Lip96] **Lipatnikov, A.N.:** Some issues of using Markstein number for modeling premixed turbulent combustion
Combustion Science and Technology 119 (1996), 131-154
- [Lip00] **Lipatnikov, A.N., Chomiak, J.:** Transient and geometrical effects in expanding turbulent flames
Combustion Science and Technology 154 (2000), 75-117

-
- [Lip05] **Lipatnikov, A.N., Chomiak, J.:** Molecular transport effects on turbulent flame propagation and structure
Progress in Energy and Combustion Science 31 (2005), 1-73
- [Mal83] **Mallard, M.E., Le Chatelier, H.:** Recherches Expérimentales et Théoriques sur la Combustion des Mélanges Gazeux Explosifs
Annales des Mines (1883), 274-568
- [Man89] **Mantzaras, J., Felton, P.G., Bracco, F.V.:** Fractals and turbulent premixed engine flames
Combustion and Flame 77 (1989), 295-310
- [Mar51] **Markstein, G.H.:** Experimental and theoretical studies of flame-front stability
Journal of Aeronautic Science 18 (1951), 199-209
- [Mar64] **Markstein, G.H.:** Nonsteady flame propagation
Pergamon, New York (1964)
- [Maa88a] **Maas, U.:** Mathematische Modellierung instationärer Verbrennungsprozesse unter Verwendung detaillierter Reaktionsmechanismen
Dissertation (1988), Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg
- [Maa88b] **Maas, U., Warnatz, J.:** Ignition processes in carbon-monoxide-hydrogen-oxygen mixtures
22nd International Symposium on Combustion (1988), 1695-1704
- [Maa88c] **Maas, U., Warnatz, J.:** Ignition processes in hydrogen-oxygen mixtures
Combustion and Flame 74 (1988), 53-69
- [Mat82] **Matalon, M., Matkowsky, B.J.:** Flames as gasdynamic discontinuities
Journal of Fluid Mechanics 124 (1982), 239-259
- [Met80] **Metghalchi, M., Keck, J.C.:** Laminar burning velocity of propane-air mixtures at high temperature and pressure
Combustion and Flame 38 (1980), 143-154
- [Nas89] **Nastoll, W.:** Untersuchung zur instationären turbulenten Flammenausbreitung in geschlossenen Behältern
Dissertation (1989), Universität Karlsruhe (TH)
- [Nwa00] **Nwagwe, I.K., Weller, H.G., Tabor, G.R., Gosman, A.D., Lawes, M., Sheppard, C.G.W., Woolley, R.:** Measurements and large eddy simulations of turbulent premixed flame kernel growth
28th International Symposium on Combustion (2000), 59-65
- [Nic04] **Nicolleau F., Elmaihy A.:** Study of the development of 3-D sets of fluid particles and iso-concentration fields using Kinematic Simulation
Journal of Fluid Mechanics 517 (2004), 229-249
- [Nit93] **Nitsche, W.:** Strömungsmesstechnik
Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York (1993)

-
- [Pal69] **Palm-Leis, A., Strehlow, R.A.:** On the propagation of turbulent flames
Combustion and Flame 13 (1969), 111-129
- [Pet86] **Peters, N.:** Laminar flamelet concepts in turbulent combustion
21st International Symposium on Combustion (1986), 1231-1250
- [Poi90] **Poinsot, T.V., Veynante, D., Candel, S.:** Diagrams of premixed turbulent
combustion based on direct simulation
23rd International Symposium on Combustion (1990), 613-619
- [Poi91] **Poinsot, T.V., Veynante, D., Candel, S.:** Quenching processes and
premixed turbulent combustion diagrams
Journal of Fluid Mechanics 228 (1991), 561-606
- [Poi92] **Poinsot, T., Echekki, T., Mungal, M.G.:** A study of the laminar flame tip
and implications for premixed turbulent flames
Combustion Science and Technology 81 (1992), 45-73
- [Poi01] **Poinsot, T., Veynante, D.:** Theoretical and numerical combustion
R. T. Edwards, Philadelphia (2001), USA
- [Ren98] **Renou, B., Boukhalfa, A., Puechberty, D., Trinité, M.:** Effects of stretch
on the local structure of freely propagating premixed low-turbulent flames
with various Lewis numbers
27th International Symposium on Combustion (1998), 841-847
- [Ren00] **Renou, B., Boukhalfa, A., Puechberty, D., Trinité, M.:** Local scalar
flame properties of freely propagating premixed turbulent flames at
various Lewis numbers
Combustion and Flame 123 (2000), 507-521
- [Ruc87] **Ruck, B.:** Laser-Doppler-Anemometrie
At-Fachverlag, Stuttgart (1987)
- [Rut90] **Rutland, C., Ferziger, J., El Tahry, S.:** Full numerical simulations and
modeling of turbulent premixed flames
23rd International Symposium on Combustion (1990), 621-627
- [Rut93] **Rutland, C., Trouvé, A.:** Direct simulations of premixed turbulent flames
with nonunity Lewis numbers
Combustion and Flame 94 (1993), 41-57
- [Sch95] **Schmid, H.-P.:** Ein Verbrennungsmodell zur Beschreibung der
Wärmefreisetzung von vorgemischtem turbulenten Flammen
Dissertation (1995), Universität Karlsruhe (TH)
- [Shc68] **Shchelkin, K.I.:** Combustion hydromechanics
Combustion, Explosion and Shock Waves 4 (1968), 455-468
- [She90] **Shepherd, I.G., Cheng, R.K., Goix, P.J.:** The spatial scalar structure of
premixed turbulent stagnation point flames
23rd International Symposium on Combustion (1990), 781-787

- [She92] **Shepherd, I.G., Cheng, R.K., Talbot, L.:** Experimental criteria for the determination of fractal parameters of premixed turbulent flames
Experiments in Fluids 13 (1992), 386-392
- [Sic01] **Sick, V., Hartman, M.R., Arpaci, V.S., Anderson, R.W.:** Turbulent scales in a fan-stirred combustion bomb
Combustion and Flame 127 (2001), 2119-2123
- [Siv77] **Sivashinsky:** Nonlinear analysis of hydrodynamic instability in laminar flames – I. Derivation of basic equations
Acta Astronautica 4 (1977), 1117-1206
- [Sma95] **Smallwood, G.J., Gülder, Ö.L., Snelling, D.R., Deschamps, B.M., Gökalp, I.:** Characterization of flame front surfaces in turbulent premixed methane/air combustion
Combustion and Flame 101 (1995), 461-470
- [Smi96] **Smith, T., Menon, S.:** Model simulations of freely propagating turbulent premixed flames
26th International Symposium on Combustion (1996), 299-306
- [Spa57] **Spalding, D.B.:** Predicting laminar flame speed in gases
Combustion and Flame 1 (1957), 287-295
- [Sre86] **Sreenivasan, K.R., Meneveau, C.:** The fractal facets of turbulence
Journal of Fluid Mechanics 173 (1986), 357-386
- [Sta91] **Stahl, G., Warnatz, J.:** Numerical investigation of time-dependent properties and extinction of strained methane- and propane-air flamelets
Combustion and Flame 85 (1991), 285-299
- [Sun99] **Sun, C.J., Sung, C.J., He, L., Law, C.K.:** Dynamics of weakly stretched flames: quantitative description and extraction of global flame parameters
Combustion and Flame 118 (1999), 108-128
- [Tro94] **Trouvé, A., Poinso, T.:** The evolution equation for the flame surface density in turbulent premixed combustion
Journal of Fluid Mechanics 278 (1994), 1-31
- [Tse93] **Tseng, L.-K., Ismail, M.A., Faeth, G.M.:** Laminar burning velocities and Markstein numbers of hydrocarbon/air flames
Combustion and Flame 95 (1993), 410-426
- [War01] **Warnatz, J., Maas, U., Dibble, W.R.:** Verbrennung
Springer, Berlin (2001), 3. Auflage
- [Wes81] **Westbrook, C.K., Dryer, F.L.:** Simplified reaction mechanisms for the oxidation of hydrocarbon fuels in flames
Combustion Science and Technology 27 (1981), 31-43
- [Wes93] **Westerweel, J.:** Digital particle image velocimetry: theory and application
PhD-thesis (1993), Delft University of Technology

-
- [Wir93] **Wirth, M.:** Die turbulente Flammenausbreitung im Ottomotor und ihre charakteristischen Längenskalen
Dissertation (1993), Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen
- [Yeu90] **Yeung, P.K., Girimaji, S.S., Pope, S.B.:** Straining and scalar dissipation on material surfaces in turbulence: implications for flamelets
Combustion and Flame 79 (1990), 340-365
- [Yok02] **Yokomori, T., Mizomoto, M.:** Interaction of adjacent flame surfaces on the formation of wrinkling laminar premixed flames
29th International Symposium on Combustion (2002), 1511-1517
- [Yok03] **Yokomori, T., Mizomoto, M.:** Flame temperatures along a laminar premixed flame with a non-uniform stretch rate
Combustion and Flame 135 (2003), 489-502
- [Zie98] **Ziegler, M.:** Untersuchungen zur Ausbreitung stationärer, turbulenter Vormischflammen unter besonderer Berücksichtigung der bevorzugten Diffusion
Dissertation (1998), Universität Karlsruhe (TH)
- [Zim79] **Zimont, V.L.:** Theory of turbulent combustion of a homogeneous fuel mixture at high Reynolds numbers
Combustion, Explosion and Shock Waves 15 (1979), 305-311

Anhang

A.1 Mechanismus

$$k = A \cdot T^\beta \cdot \exp\left(-\frac{E_a}{\mathcal{R} \cdot T}\right)$$

MECHANISMUS

	A	β	E_a
	[cm,mol,s]	[-]	[kJ/mol]
O2 +H =OH +O	2.000E+14	0.0	70.300
H2 +O =OH +H	5.060E+04	2.670	26.300
H2 +OH =H2O +H	1.000E+08	1.600	13.800
OH +OH =H2O +O	1.500E+09	1.140	0.420
H +H +M' =H2 +M'	1.800E+18	-1.000	0.000
O +O +M' =O2 +M'	2.900E+17	-1.000	0.0
H +OH +M' =H2O +M'	2.200E+22	-2.000	0.000
H +O2 +M' =HO2 +M'	2.300E+18	-0.800	0.0
HO2 +H =OH +OH	1.500E+14	0.0	4.200
HO2 +H =H2 +O2	2.500E+13	0.0	2.900
HO2 +H =H2O +O	3.000E+13	0.0	7.200
HO2 +O =OH +O2	1.800E+13	0.0	-1.7
HO2 +OH =H2O +O2	6.000E+13	0.0	0.0
HO2 +HO2 =H2O2 +O2	2.500E+11	0.0	-5.200
OH +OH +M' =H2O2 +M'	3.250E+22	-2.000	0.0
H2O2 +H =H2 +HO2	1.700E+12	0.0	15.700
H2O2 +H =H2O +OH	1.000E+13	0.0	15.000
H2O2 +O =OH +HO2	2.803E+13	0.0	26.800
H2O2 +OH =H2O +HO2	5.400E+12	0.0	4.200
CO +OH =CO2 +H	6.000E+06	1.500	-3.100
CO +HO2 =CO2 +OH	1.500E+14	0.0	98.700
CO +O +M' =CO2 +M'	7.100E+13	0.0	-19.000
CO +O2 =CO2 +O	2.500E+12	0.0	200.000
CH +O =CO +H	4.000E+13	0.0	0.0
CH +O2 =CHO +O	3.000E+13	0.0	0.0
CH +CO2 =CHO +CO	3.400E+12	0.0	2.900
CH +H2O =CH2O +H	4.560E+12	0.0	-3.200
CH +H2O =3CH2 +OH	1.140E+12	0.0	-3.200
CH +OH =CHO +H	3.000E+13	0.0	0.0
CHO +M' =CO +H +M'	7.100E+14	0.0	70.300
CHO +H =CO +H2	9.000E+13	0.0	0.0
CHO +O =CO +OH	3.000E+13	0.0	0.0
CHO +O =CO2 +H	3.000E+13	0.0	0.0
CHO +OH =CO +H2O	1.000E+14	0.0	0.0
CHO +O2 =CO +HO2	3.000E+12	0.0	0.0
CHO +CHO =CH2O +CO	3.000E+13	0.0	0.0
3CH2 +H =CH +H2	6.000E+12	0.0	-7.500
3CH2 +O >CO +H +H	8.400E+12	0.0	0.0
3CH2 +3CH2 =C2H2 +H2	1.200E+13	0.0	3.4
3CH2 +3CH2 =C2H2 +H +H	1.100E+14	0.0	3.4
3CH2 +CH3 =C2H4 +H	4.200E+13	0.0	0.0
3CH2 +O2 =CO +OH +H	1.300E+13	0.0	6.200
3CH2 +O2 =CO2 +H2	1.200E+13	0.0	6.200
1CH2 +M' =3CH2 +M'	1.200E+13	0.0	0.0
1CH2 +O2 =CO +OH +H	3.100E+13	0.0	0.0
1CH2 +H2 =CH3 +H	7.200E+13	0.0	0.0
CH2O +M' =CHO +H +M'	5.000E+16	0.0	320.000
CH2O +H =CHO +H2	2.300E+10	1.05	13.700
CH2O +O =CHO +OH	4.150E+11	0.57	11.600
CH2O +OH =CHO +H2O	3.400E+09	1.2	-1.900
CH2O +HO2 =CHO +H2O2	3.000E+12	0.0	54.7

CH2O +CH3 =CHO +CH4	1.000E+11	0.0	25.500	
CH2O +O2 =CHO +HO2	6.000E+13	0.0	170.700	
CH3 +M' =3CH2 +H +M'	1.000E+16	0.0	379.000	
CH3 +M' =CH +H2 +M'	6.900E+14	0.0	345.03	
1CH2 +CH3 =C2H4 +H	1.600E+13	0.00	-2.38	
CH3 +O =CH2O +H	8.430E+13	0.0	0.0	
CH3 +H =CH4	3.770E+35	-7.30	36.0	AT P = 0.0253 BAR
CH3 +H =CH4	1.260E+36	-7.30	36.69	AT P = 0.12 BAR
CH3 +H =CH4	1.930E+36	-7.00	38.00	AT P = 1.00 BAR
CH3 +H =CH4	4.590E+35	-6.70	39.30	AT P = 3.00 BAR
CH3 +H =CH4	8.340E+33	-6.10	38.02	AT P = 9.00 BAR
CH3 +H =CH4	2.500E+32	-5.60	36.52	AT P = 20.0 BAR
CH3 +H =CH4	1.390E+30	-4.90	32.81	AT P = 50.0 BAR
CH3 +OH >CH3O +H	2.260E+14	0.0	64.8	
CH3O +H >CH3 +OH	4.750E+16	-0.13	88.0	
CH3 +OH >1CH2 +H2O	2.300E+13	0.0	0.0	
1CH2 +H2O >CH3 +OH	7.900E+13	0.0	0.0	
CH3 +O2 >CH2O +OH	3.300E+11	0.0	37.400	
CH3 +HO2 =CH3O +OH	1.800E+13	0.0	0.0	
CH3 +HO2 =CH4 +O2	3.600E+12	0.0	0.0	
CH3 +CH3 >C2H4 +H2	1.000E+16	0.0	134.000	
CH3 +CH3 =C2H6	3.230E+58	-14.0	77.79	AT P = 0.0253 BAR
CH3 +CH3 =C2H6	2.630E+57	-13.5	80.79	AT P = 0.12 BAR
CH3 +CH3 =C2H6	1.690E+53	-12.0	81.24	AT P = 1.00 BAR
CH3 +CH3 =C2H6	1.320E+49	-10.7	75.68	AT P = 3.00 BAR
CH3 +CH3 =C2H6	8.320E+43	-9.1	67.00	AT P = 9.00 BAR
CH3 +CH3 =C2H6	1.840E+39	-7.7	57.84	AT P = 20.0 BAR
CH3 +CH3 =C2H6	3.370E+33	-6.0	45.28	AT P = 50.0 BAR
CH3O +M' =CH2O +H +M'	5.000E+13	0.0	105.0	
CH3O +H =CH2O +H2	1.800E+13	0.0	0.0	
CH3O +O2 =CH2O +HO2	4.000E+10	0.0	8.9	
CH2O +CH3O >CH3OH +CHO	0.600E+12	0.0	13.8	
CH3OH +CHO >CH2O +CH3O	0.650E+10	0.0	57.2	
CH3O +O =O2 +CH3	1.100E+13	0.0	0.0	
CH3O +O =OH +CH2O	1.400E+12	0.0	0.0	
CH2OH +M' =CH2O +H +M'	5.000E+13	0.0	105.0	
CH2OH +H =CH2O +H2	3.000E+13	0.0	0.0	
CH2OH +O2 =CH2O +HO2	1.000E+13	0.0	30.0	
CH3O2 +M' >CH3 +O2 +M'	0.724E+17	0.0	111.1	
CH3 +O2 +M' >CH3O2 +M'	0.141E+17	0.0	-4.6	
CH3O2 +CH2O >CH3O2H +CHO	0.130E+12	0.0	37.7	
CH3O2H +CHO >CH3O2 +CH2O	0.250E+11	0.0	42.3	
CH3O2 +CH3 >CH3O +CH3O	0.380E+13	0.0	-5.0	
CH3O +CH3O >CH3O2 +CH3	0.200E+11	0.0	0.0	
CH3O2 +HO2 >CH3O2H +O2	0.460E+11	0.0	-10.9	
CH3O2H +O2 >CH3O2 +HO2	0.300E+13	0.0	163.3	
CH3O2 +CH3O2 >CH2O +CH3OH +O2	0.180E+13	0.0	0.0	
CH2O +CH3OH +O2 >CH3O2 +CH3O2	0.000E+00	0.0	0.0	
CH3O2 +CH3O2 >CH3O +CH3O +O2	0.370E+13	0.0	9.2	
CH3O +CH3O +O2 >CH3O2 +CH3O2	0.000E+00	0.0	0.0	
CH4 +H =H2 +CH3	1.300E+04	3.000	33.600	
CH4 +O =OH +CH3	6.923E+08	1.560	35.500	
CH4 +OH =H2O +CH3	1.600E+07	1.830	11.600	
CH4 +HO2 =H2O2 +CH3	1.100E+13	0.0	103.100	
CH4 +CH =C2H4 +H	3.000E+13	0.0	-1.700	
CH4 +3CH2 =CH3 +CH3	1.300E+13	0.0	39.900	
CH3OH =CH3 +OH	2.170E+24	-3.30	368.0	AT P = 0.0267 BAR
CH3OH =CH3 +OH	3.670E+26	-3.70	381.4	AT P = 0.12 BAR
CH3OH =CH3 +OH	9.510E+29	-4.30	404.1	AT P = 1.00 BAR
CH3OH =CH3 +OH	2.330E+29	-4.00	407.1	AT P = 3.00 BAR
CH3OH =CH3 +OH	8.440E+27	-3.50	406.3	AT P = 9.00 BAR
CH3OH =CH3 +OH	2.090E+26	-3.00	403.4	AT P = 20.0 BAR
CH3OH =CH3 +OH	4.790E+24	-2.50	400.1	AT P = 50.0 BAR
CH3OH +H =CH2OH +H2	4.000E+13	0.0	25.5	
CH3OH +O =CH2OH +OH	1.000E+13	0.0	19.6	

CH3OH +OH =CH2OH +H2O	1.000E+13	0.0	7.1	
CH3OH +HO2 >CH2OH +H2O2	0.620E+13	0.0	81.1	
CH2OH +H2O2 >HO2 +CH3OH	0.100E+08	1.7	47.9	
CH3OH +CH3 =CH4 +CH2OH	9.000E+12	0.0	41.1	
CH3O +CH3OH >CH2OH +CH3OH	0.200E+12	0.0	29.3	
CH2OH +CH3OH >CH3O +CH3OH	0.220E+05	1.7	45.4	
CH3OH +CH2O >CH3O +CH3O	0.153E+13	0.0	333.2	
CH3O +CH3O >CH3OH +CH2O	0.300E+14	0.0	0.0	
CH3O2H =CH3O +OH	4.000E+15	0.0	180.5	
OH +CH3O2H =H2O +CH3O2	2.600E+12	0.0	0.0	
C2H +O =CO +CH	1.000E+13	0.0	0.0	
C2H +O2 =HCCO +O	3.000E+12	0.0	0.0	
HCCO +H =3CH2 +CO	1.500E+14	0.0	0.0	
HCCO +O >CO +CO +H	9.600E+13	0.0	0.0	
HCCO +3CH2 =C2H3 +CO	3.000E+13	0.0	0.0	
C2H2 +M' =C2H +H +M'	3.600E+16	0.0	446.0	
C2H2 +O2 =HCCO +OH	2.000E+08	1.5	126.0	
C2H2 +H =C2H +H2	6.023E+13	0.0	116.40	
C2H2 +O =3CH2 +CO	2.168E+06	2.1	6.57	
C2H2 +O =HCCO +H	5.059E+06	2.1	6.57	
C2H2 +OH =H2O +C2H	6.000E+13	0.0	54.2	
C2H2 +C2H =C4H2 +H	3.000E+13	0.0	0.0	
CH2CO +M' =3CH2 +CO +M'	1.000E+16	0.0	248.0	
CH2CO +H =CH3 +CO	3.600E+13	0.0	14.1	
CH2CO +O =CHO +CHO	2.300E+12	0.0	5.7	
CH2CO +OH =CH2O +CHO	1.000E+13	0.0	0.0	
C2H3 =C2H2 +H	0.940E+38	-8.5	190.1	AT P = 0.0267 BAR
C2H3 =C2H2 +H	3.770E+38	-8.5	190.29	AT P = 0.12 BAR
C2H3 =C2H2 +H	4.730E+40	-8.8	194.50	AT P = 1.00 BAR
C2H3 =C2H2 +H	1.890E+42	-9.1	199.56	AT P = 3.00 BAR
C2H3 =C2H2 +H	3.630E+43	-9.3	205.36	AT P = 9.00 BAR
C2H3 =C2H2 +H	4.370E+43	-9.2	208.30	AT P = 20.0 BAR
C2H3 =C2H2 +H	0.950E+45	-9.5	219.66	AT P = 50.0 BAR
C2H3 +OH =C2H2 +H2O	5.000E+13	0.0	0.0	
C2H3 +H =C2H2 +H2	1.200E+13	0.0	0.0	
C2H3 +O =C2H2 +OH	1.000E+13	0.0	0.0	
C2H3 +O =CH3 +CO	1.000E+13	0.0	0.0	
C2H3 +O =CHO +3CH2	1.000E+13	0.0	0.0	
C2H3 +O2 =CH2O +CHO	5.420E+12	0.0	0.0	
C2H3 +O2 =CH2O +CHO	-2.460E+15	-0.78	13.12	
C2H3 +O2 =CH2CHO +O	2.460E+15	-0.78	13.12	
CH3CO =CH3 +CO	4.130E+23	-4.7	68.5	AT P = 0.0253 BAR
CH3CO =CH3 +CO	3.810E+24	-4.8	69.99	AT P = 0.12 BAR
CH3CO =CH3 +CO	2.320E+26	-5.0	75.12	AT P = 1.00 BAR
CH3CO =CH3 +CO	4.370E+27	-5.2	80.94	AT P = 3.00 BAR
CH3CO =CH3 +CO	8.790E+28	-5.4	88.33	AT P = 9.00 BAR
CH3CO =CH3 +CO	2.400E+29	-5.4	92.95	AT P = 20.0 BAR
CH3CO =CH3 +CO	7.320E+29	-5.4	98.4	AT P = 50.0 BAR
CH3CO +H =CH2CO +H2	2.000E+13	0.0	0.0	
CH2CHO +H =CH2CO +H2	2.000E+13	0.0	0.0	
C2H4 +M' =C2H2 +H2 +M'	7.500E+17	0.0	332.0	
C2H4 +M' =C2H3 +H +M'	0.850E+18	0.0	404.0	
C2H4 +H =C2H3 +H2	0.540E+15	0.0	62.9	
C2H4 +O =CH2CHO +H	1.020E+06	2.08	0.0	
C2H4 +O =CHO +CH3	2.420E+06	2.08	0.0	
C2H4 +OH =C2H3 +H2O	2.200E+13	0.0	24.9	
CH3CHO +M' =CH3 +CHO +M'	7.000E+15	0.0	342.8	
CH3CHO +H =CH3CO +H2	2.100E+09	1.16	10.1	
CH3CHO +H =CH2CHO +H2	2.000E+09	1.16	10.1	
CH3CHO +O =CH3CO +OH	5.000E+12	0.0	7.6	
CH3CHO +O =CH2CHO +OH	8.000E+11	0.0	7.6	
CH3CHO +O2 =CH3CO +HO2	4.000E+13	0.0	164.3	
CH3CHO +OH =CH3CO +H2O	2.300E+10	0.73	-4.7	
CH3CHO +HO2 =CH3CO +H2O2	3.000E+12	0.0	50.0	
CH3CHO +3CH2 =CH3CO +CH3	2.500E+12	0.0	15.9	

CH3CHO +CH3 =CH3CO +CH4	2.000E-06	5.64	10.3	
C2H5 =C2H4 +H	2.650E+42	-9.5	210.1	AT P = 0.0253 BAR
C2H5 =C2H4 +H	1.760E+43	-9.5	215.05	AT P = 0.12 BAR
C2H5 =C2H4 +H	1.020E+43	-9.1	224.15	AT P = 1.00 BAR
C2H5 =C2H4 +H	6.090E+41	-8.6	226.50	AT P = 3.00 BAR
C2H5 =C2H4 +H	6.670E+39	-7.9	227.11	AT P = 9.00 BAR
C2H5 =C2H4 +H	2.070E+37	-7.1	224.18	AT P = 20.0 BAR
C2H5 =C2H4 +H	1.230E+34	-6.1	219.2	AT P = 50.0 BAR
C2H5 +H =CH3 +CH3	3.000E+13	0.0	0.0	
C2H5 +O =CH3CHO +H	5.000E+13	0.0	0.0	
C2H5 +O =CH2O +CH3	1.000E+13	0.0	0.0	
C2H5 +O2 =C2H4 +HO2	1.100E+10	0.0	-6.3	
C2H5 +CH3 =C2H4 +CH4	1.140E+12	0.0	0.0	
C2H5 +C2H5 =C2H4 +C2H6	1.400E+12	0.0	0.0	
C2H5O =CH3CHO +H	2.510E+14	0.0	97.0	
C2H5O =CH2O +CH3	1.000E+15	0.0	90.4	
C2H5O +O2 =CH3CHO +HO2	5.010E+12	0.0	16.7	
C2H5O +OH =CH3CHO +H2O	1.320E+12	0.0	0.0	
C2H5O +H =CH3CHO +H2	1.800E+13	0.0	0.0	
CH3CHOH =CH3CHO +H	1.000E+14	0.0	105.0	
CH3CHOH +H =CH3CHO +H2	3.000E+13	0.0	0.0	
CH3CHOH +OH =CH3CHO +H2O	1.510E+13	0.0	0.0	
CH3CHOH +O =CH3CHO +OH	1.200E+14	0.0	0.0	
CH3CHOH +O2 =CH3CHO +HO2	1.200E+13	0.0	0.0	
CH2CH2OH =C2H4 +OH	1.000E+14	0.0	140.0	
CH2CH2OH+H =CH3CHO +H2	5.000E+13	0.0	0.0	
C2H5OH =CH3 +CH2OH	2.510E+16	0.0	353.0	
C2H5OH +OH =CH3CHOH +H2O	5.250E+06	2.0	1.9	
C2H5OH +OH =C2H5O +H2O	1.150E+06	2.0	3.8	
C2H5OH +OH =CH2CH2OH+H2O	8.130E+06	2.0	2.5	
C2H5OH +O =CH3CHOH +OH	7.940E+12	0.0	13.6	
C2H5OH +O =C2H5O +OH	4.790E+13	0.0	28.7	
C2H5OH +O =CH2CH2OH+OH	1.000E+14	0.0	31.3	
C2H5OH +H =CH3CHOH +H2	4.400E+12	0.0	19.1	
C2H5OH +H =C2H5 +H2O	5.900E+11	0.0	14.4	
C2H5OH +HO2 =CH3CHOH +H2O2	6.300E+12	0.0	81.1	
C2H5OH +CH3 =CH3CHOH +CH4	2.040E+11	0.0	36.4	
C2H5OH +CH3 =CH2CH2OH+CH4	2.040E+11	0.0	36.4	
C2H5OH +CH3 =C2H5O +CH4	7.490E+10	0.0	39.3	
C2H5OH +CH3O =CH3CHOH +CH3OH	2.000E+11	0.0	29.3	
C2H5OH +CH2O =C2H5O +CH3O	1.530E+12	0.0	333.2	
C2H5OH +C2H5O =C2H5OH +CH3CHOH	2.000E+11	0.0	29.3	
C2H6 +H =C2H5 +H2	1.400E+09	1.5	31.1	
C2H6 +O =C2H5 +OH	1.000E+09	1.5	24.4	
C2H6 +OH =C2H5 +H2O	7.200E+06	2.0	3.6	
C2H6 +HO2 =C2H5 +H2O2	1.700E+13	0.0	85.9	
C2H6 +O2 =C2H5 +HO2	6.000E+13	0.0	217.0	
C2H6 +3CH2 =C2H5 +CH3	2.200E+13	0.0	36.3	
C2H6 +CH3 =C2H5 +CH4	1.500E-07	6.0	25.4	
C3H3 +O >CO +C2H3	3.800E+13	0.0	0.0	
C3H3 +O2 >HCCO +CH2O	6.000E+12	0.0	0.0	
C3H4 +O =CH2O +C2H2	0.100E+13	0.0	0.0	
C3H4 +O =CHO +C2H3	0.100E+13	0.0	0.0	
C3H4 +OH =CH2O +C2H3	0.100E+13	0.0	0.0	
C3H4 +OH =CHO +C2H4	0.100E+13	0.0	0.0	
C3H4 +M' =H +C3H3 +M'	0.100E+18	0.0	293.0	
C3H4 +H =CH3 +C2H2	0.200E+14	0.0	10.0	
C3H4 +H =H2 +C3H3	0.100E+13	0.0	6.3	
C3H4 +C2H =C2H2 +C3H3	0.100E+14	0.0	0.0	
C3H4 +CH3 =C3H3 +CH4	0.200E+13	0.0	32.2	
C3H5 =C3H4 +H	0.398E+14	0.0	293.1	
C3H5 +H =C3H4 +H2	0.100E+14	0.0	0.0	
C3H5 +O2 =C3H4 +HO2	0.600E+12	0.0	41.9	
C3H6 =C3H5 +H	1.000E+13	0.0	326.0	
C3H6 =C2H3 +CH3	3.150E+15	0.0	359.0	

H +C3H6 =C3H5 +H2	0.500E+13	0.0	6.3
C3H6 +O =C2H4 +CH2O	5.900E+13	0.0	21.0
C3H6 +O =C2H5 +CHO	3.600E+12	0.0	0.0
C3H6 +O =CH3 +CH3CO	5.000E+12	0.0	2.5
C3H6 +OH =C2H5 +CH2O	7.900E+12	0.0	0.0
C3H6 +OH =CH3 +CH3CHO	5.100E+12	0.0	0.0
C3H6 +OH =C3H5 +H2O	4.000E+12	0.0	0.0
CH3 +C3H6 =CH4 +C3H5	8.910E+10	0.0	35.6
C3H6 +C2H5 =C3H5 +C2H6	1.000E+11	0.0	38.5
N-C3H7 =CH3 +C2H4	0.960E+14	0.0	129.8
N-C3H7 =H +C3H6	0.125E+15	0.0	154.9
N-C3H7 +O2 =C3H6 +HO2	0.100E+13	0.0	20.9
I-C3H7 =H +C3H6	0.630E+14	0.0	154.5
I-C3H7 =CH3 +C2H4	0.200E+11	0.0	123.5
I-C3H7 +O2 =C3H6 +HO2	0.100E+13	0.0	20.9
C2H5 +CH3 =C3H8	7.000E+12	0.0	0.0
H +C3H8 =H2 +N-C3H7	1.300E+14	0.0	40.6
H +C3H8 =H2 +I-C3H7	1.000E+14	0.0	34.9
C3H8 +O =N-C3H7 +OH	3.000E+13	0.0	24.1
C3H8 +O =I-C3H7 +OH	2.600E+13	0.0	18.7
C3H8 +OH =N-C3H7 +H2O	3.700E+12	0.0	6.9
C3H8 +OH =I-C3H7 +H2O	2.800E+12	0.0	3.6
C3H8 +HO2 >N-C3H7 +H2O2	1.140E+13	0.0	81.2
N-C3H7 +H2O2 >C3H8 +HO2	0.233E+13	0.0	41.1
C3H8 +HO2 >I-C3H7 +H2O2	3.400E+12	0.0	71.2
I-C3H7 +H2O2 >C3H8 +HO2	0.416E+12	0.0	31.1
CH3 +C3H8 >CH4 +N-C3H7	0.400E+12	0.0	39.8
CH4 +N-C3H7 >CH3 +C3H8	0.312E+13	0.0	68.9
CH3 +C3H8 >CH4 +I-C3H7	0.130E+13	0.0	48.6
CH4 +I-C3H7 >CH3 +C3H8	0.101E+14	0.0	77.7
C3H8 +O2 >N-C3H7 +HO2	2.520E+13	0.0	205.2
N-C3H7 +HO2 >C3H8 +O2	0.208E+13	0.0	0.0
C3H8 +O2 >I-C3H7 +HO2	2.000E+13	0.0	199.3
I-C3H7 +HO2 >C3H8 +O2	0.208E+13	0.0	0.0
C3H8 +CH3O >N-C3H7 +CH3OH	0.300E+12	0.0	29.3
N-C3H7 +CH3OH >C3H8 +CH3O	0.122E+11	0.0	38.5
C3H8 +CH3O >I-C3H7 +CH3OH	0.300E+12	0.0	29.3
I-C3H7 +CH3OH >C3H8 +CH3O	0.122E+11	0.0	38.5
C4H6 =C2H3 +C2H3	0.403E+20	-1.0	411.0
C2H3 +C2H4 =C4H6 +H	0.100E+12	0.0	30.5
C4H6 +O =C2H4 +CH2CO	0.100E+13	0.0	0.0
C4H6 +O =CH2O +C3H4	0.100E+13	0.0	0.0
C4H6 +OH =C2H5 +CH2CO	0.100E+13	0.0	0.0
C4H6 +OH =CH2O +C3H5	0.200E+13	0.0	0.0
C4H6 +OH =C2H3 +CH3CHO	0.500E+13	0.0	0.0
C4H7 =C4H6 +H	0.120E+15	0.0	206.4
C4H7 =C2H4 +C2H3	0.100E+12	0.0	154.9
H +C4H7 =C4H6 +H2	0.316E+13	0.0	0.0
C4H7 +O2 =C4H6 +HO2	0.100E+12	0.0	0.0
C4H7 +C4H7 =C4H6 +1-C4H8	3.160E+12	0.0	0.0
C4H7 +CH3 =C4H6 +CH4	1.000E+13	0.0	0.0
C4H7 +C2H3 =C4H6 +C2H4	4.000E+12	0.0	0.0
C4H7 +C2H5 =C4H6 +C2H6	4.000E+12	0.0	0.0
C4H7 +C2H5 =1-C4H8 +C2H4	5.000E+11	0.0	0.0
C4H7 +C2H5 =2-C4H8 +C2H4	5.000E+11	0.0	0.0
C4H7 +C2H5 =C-2-C4H8+C2H4	5.000E+11	0.0	0.0
C4H7 +C3H5 =C4H6 +C3H6	4.000E+13	0.0	0.0
1-C4H8 =2-C4H8	4.000E+11	0.0	251.0
1-C4H8 =C-2-C4H8	4.000E+11	0.0	251.0
1-C4H8 =C3H5 +CH3	8.000E+16	0.0	307.4
1-C4H8 =C2H3 +C2H5	2.000E+18	-1.0	405.2
1-C4H8 =H +C4H7	0.411E+19	-1.0	407.7
1-C4H8 +H =C4H7 +H2	0.500E+14	0.0	16.3
1-C4H8 +O =CH3CHO +C2H4	1.255E+12	0.0	3.6
1-C4H8 +O =CH3 +C2H5 +CO	1.625E+13	0.0	3.6

1-C4H8 +O	=C3H6 +CH2O	2.505E+12	0.0	0.0
1-C4H8 +O	=C4H7 +OH	1.300E+13	0.0	18.8
1-C4H8 +OH	=CH3CHO +C2H5	0.100E+12	0.0	0.0
1-C4H8 +OH	=CH3 +C2H6 +CO	0.100E+11	0.0	0.0
1-C4H8 +OH	=N-C3H7 +CH2O	6.500E+12	0.0	0.0
1-C4H8 +OH	=C4H7 +H2O	1.750E+13	0.0	29.1
1-C4H8 +CH3	=C4H7 +CH4	0.100E+12	0.0	30.6
1-C4H8 +O2	=C4H7 +HO2	4.000E+12	0.0	167.4
1-C4H8 +HO2	=C4H7 +H2O2	1.000E+11	0.0	71.4
1-C4H8 +C2H5	=C4H7 +C2H6	0.100E+12	0.0	33.5
1-C4H8 +C3H5	=C4H7 +C3H6	8.000E+10	0.0	51.9
1-C4H8 +C4H7	=C4H7 +2-C4H8	3.980E+10	0.0	51.9
1-C4H8 +C4H7	=C4H7 +C-2-C4H8	3.980E+10	0.0	51.9
2-C4H8	=H +C4H7	0.411E+19	-1.0	407.7
2-C4H8	=CH3 +C3H5	6.500E+14	0.0	298.3
2-C4H8 +H	=C4H7 +H2	0.500E+13	0.0	14.6
2-C4H8 +O	=C2H4 +CH3CHO	1.000E+12	0.0	0.0
2-C4H8 +O	=I-C3H7 +CHO	0.603E+13	0.0	0.0
2-C4H8 +OH	=C4H7 +H2O	1.010E+14	0.0	12.8
2-C4H8 +OH	=C2H5 +CH3CHO	1.514E+13	0.0	0.0
2-C4H8 +CH3	=C4H7 +CH4	0.100E+12	0.0	34.3
C-2-C4H8	=2-C4H8	1.000E+13	0.0	259.4
C-2-C4H8	=C4H6 +H2	1.000E+13	0.0	274.1
C-2-C4H8	=C4H7 +H	4.074E+18	-1.0	407.3
C-2-C4H8	=C3H5 +CH3	1.254E+15	0.0	298.3
C-2-C4H8+H	=C4H7 +H2	1.000E+12	0.0	14.6
C-2-C4H8+OH	=C4H7 +H2O	1.255E+14	0.0	12.8
C-2-C4H8+OH	=C2H5 +CH3CHO	1.400E+13	0.0	0.0
C-2-C4H8+O	=I-C3H7 +CHO	6.030E+12	0.0	0.0
C-2-C4H8+O	=C2H4 +CH3CHO	1.000E+12	0.0	0.0
C-2-C4H8+CH3	=C4H7 +CH4	1.000E+11	0.0	34.3
P-C4H9	=C2H5 +C2H4	0.250E+14	0.0	120.6
P-C4H9	=1-C4H8 +H	0.126E+14	0.0	161.6
P-C4H9 +O2	=1-C4H8 +HO2	0.100E+13	0.0	8.4
S-C4H9	=1-C4H8 +H	0.200E+14	0.0	169.2
S-C4H9	=2-C4H8 +H	5.000E+13	0.0	158.7
S-C4H9	=C-2-C4H8+H	5.000E+13	0.0	158.7
S-C4H9	=C3H6 +CH3	4.000E+14	0.0	139.0
S-C4H9 +O2	=1-C4H8 +HO2	0.200E+13	0.0	18.8
S-C4H9 +O2	=2-C4H8 +HO2	0.200E+14	0.0	17.8
S-C4H9 +O2	=C-2-C4H8+HO2	0.200E+14	0.0	17.8
C2H5 +C2H5	=C4H10	8.000E+12	0.0	0.0
C4H10	>N-C3H7 +CH3	0.100E+18	0.0	357.6
N-C3H7 +CH3	>C4H10	0.200E+14	0.0	0.0
C4H10 +H	>P-C4H9 +H2	0.563E+08	2.0	32.2
P-C4H9 +H2	>C4H10 +H	0.912E+13	0.0	60.6
C4H10 +H	>S-C4H9 +H2	0.175E+08	2.0	20.9
S-C4H9 +H2	>C4H10 +H	0.154E+14	0.0	66.5
C4H10 +O	>P-C4H9 +OH	0.113E+15	0.0	32.9
P-C4H9 +OH	>C4H10 +O	0.148E+14	0.0	51.3
C4H10 +O	>S-C4H9 +OH	0.562E+14	0.0	21.8
S-C4H9 +OH	>C4H10 +O	0.735E+13	0.0	40.2
C4H10 +OH	>P-C4H9 +H2O	0.413E+08	1.7	3.2
P-C4H9 +H2O	>C4H10 +OH	0.717E+08	1.7	93.3
C4H10 +OH	>S-C4H9 +H2O	0.723E+08	1.6	-1.0
S-C4H9 +H2O	>C4H10 +OH	0.128E+09	1.6	89.1
C4H10 +HO2	>P-C4H9 +H2O2	1.140E+13	0.0	81.2
P-C4H9 +H2O2	>C4H10 +HO2	0.458E+13	0.0	41.1
C4H10 +HO2	>S-C4H9 +H2O2	6.800E+12	0.0	71.2
S-C4H9 +H2O2	>C4H10 +HO2	0.163E+13	0.0	31.0
C4H10 +CH3	>P-C4H9 +CH4	0.130E+13	0.0	48.6
P-C4H9 +CH4	>C4H10 +CH3	0.101E+14	0.0	77.7
C4H10 +CH3	>S-C4H9 +CH4	0.800E+12	0.0	39.8
S-C4H9 +CH4	>C4H10 +CH3	0.624E+13	0.0	68.9
C4H10 +O2	>P-C4H9 +HO2	0.250E+14	0.0	205.2

P-C4H9 +HO2	>C4H10 +O2	0.250E+13	0.0	-9.2
C4H10 +O2	>S-C4H9 +HO2	0.400E+14	0.0	199.3
S-C4H9 +HO2	>C4H10 +O2	0.407E+13	0.0	-15.2
C4H10 +CH3O	>P-C4H9 +CH3OH	0.300E+12	0.0	29.3
P-C4H9 +CH3OH	>C4H10 +CH3O	0.122E+11	0.0	209.4
C4H10 +CH3O	>S-C4H9 +CH3OH	0.600E+12	0.0	29.3
S-C4H9 +CH3OH	>C4H10 +CH3O	0.244E+11	0.0	209.4
CH +H	=C +H2	1.500E+14	0.00	0.0
C +O2	=CO +O	5.000E+13	0.00	0.0

KOLLISIONS EFFIZIENZEN

M'	=H2	+O2	+H2O	+N2	+CO	+CO2	+CH4
	1.0	0.40	6.5	0.40	0.75	1.5	3.0

A.2 Ergebnisse der 1-dimensionalen Simulationen mit dem Programm INSFLA zur Bestimmung von Markstein-Zahlen mit sphärisch expandierenden laminaren Flammen

CH₄/Luft T_{Ed} = 300 K

λ	Ergebnisse der Simulationen		thermodynamische Gleichgewichtsdaten (Gaseq)		berechnete Ergebnisse	
	L [mm]	S _{l,p} [m/s]	v [m ² /s]	σ [-]	$\delta_{Ff}=v/S_{l,p}$ [mm]	Ma=L/ δ_{Ff} [-]
p_{Ed} = 1 bar						
1,700	0,1314	0,0793	2,72E-04	5,397	0,20176	0,651
1,400	0,1133	0,1756	3,36E-04	6,115	0,09110	1,244
1,200	0,1092	0,2694	3,96E-04	6,731	0,05940	1,838
1,000	0,1252	0,3666	4,63E-04	7,389	0,04364	2,869
0,833	0,1538	0,3553	4,45E-04	7,287	0,04532	3,395
0,714	0,4368	0,1453	4,07E-04	6,979	0,11081	3,942
p_{Ed} = 5 bar						
1,700	0,0406	0,0287	5,45E-05	5,398	0,11109	0,365
1,400	0,0273	0,0850	6,74E-05	6,119	0,03766	0,725
1,200	0,0256	0,1500	7,95E-05	6,749	0,02134	1,201
1,000	0,0288	0,2272	9,43E-05	7,470	0,01413	2,037
0,833	0,0438	0,2192	8,93E-05	7,299	0,01464	2,994
0,714	0,1362	0,0826	8,14E-05	6,982	0,03897	3,495
p_{Ed} = 9 bar						
1,700	0,0376	0,0148	3,03E-05	5,398	0,11943	0,315
1,400	0,0232	0,0446	3,74E-05	6,121	0,03991	0,581
1,200	0,0178	0,0886	4,42E-05	6,753	0,02010	0,884
1,000	0,0155	0,1416	5,27E-05	7,494	0,01257	1,231
0,833	0,0342	0,1167	4,96E-05	7,301	0,01525	2,245
0,714	0,0819	0,0599	4,53E-05	6,983	0,02990	2,739
p_{Ed} = 20 bar						
1,700	0,0248	0,0096	1,36E-05	5,398	0,08294	0,299
1,400	0,0139	0,0278	1,69E-05	6,122	0,02881	0,482
1,200	0,0096	0,0556	1,99E-05	6,757	0,01439	0,668
1,000	0,0109	0,0937	2,39E-05	7,521	0,00856	1,274
0,833	0,0242	0,0767	2,23E-05	7,303	0,01047	2,314
0,714	0,0402	0,0478	2,04E-05	6,984	0,01683	2,390
p_{Ed} = 50 bar						
1,700	0,0161	0,0070	5,45E-06	5,398	0,04531	0,356
1,400	0,0105	0,0185	6,74E-06	6,123	0,01734	0,603
1,200	0,0064	0,0349	7,98E-06	6,761	0,00917	0,694
1,000	0,0062	0,0586	9,61E-06	7,548	0,00548	1,136
0,833	0,0126	0,0532	8,94E-06	7,305	0,00603	2,089
0,714	0,0176	0,0395	8,15E-06	6,985	0,00815	2,161

C₃H₈/Luft $T_{Ed} = 300 \text{ K}$

λ	Ergebnisse der Simulationen		thermodynamische Gleichgewichtsdaten (Gaseq)		berechnete Ergebnisse	
	L [mm]	$S_{l,p}$ [m/s]	v [m ² /s]	σ [-]	$\delta_{Ff}=v/S_{l,p}$ [mm]	$Ma=L/\delta_{Ff}$ [-]
$p_{Ed} = 1 \text{ bar}$						
1,700	0,6825	0,1303	1,53E-05	5,641	0,11742	5,812
1,400	0,2699	0,2350	1,51E-05	6,433	0,06424	4,201
1,200	0,1835	0,3387	1,50E-05	7,116	0,04429	4,144
1,000	0,1416	0,4507	1,49E-05	7,838	0,03306	4,284
0,833	0,0832	0,4705	1,47E-05	7,868	0,03124	2,665
0,714	0,0247	0,3043	1,45E-05	7,625	0,04766	0,517
$p_{Ed} = 5 \text{ bar}$						
1,700	0,3818	0,0523	3,05E-06	5,642	0,05833	6,545
1,400	0,1101	0,1295	3,03E-06	6,439	0,02339	4,707
1,200	0,0570	0,2046	3,00E-06	7,140	0,01466	3,888
1,000	0,0369	0,2887	2,97E-06	7,939	0,01029	3,588
0,833	0,0186	0,2972	2,93E-06	7,887	0,00986	1,891
0,714	-0,0204	0,1521	2,90E-06	7,631	0,01906	-1,073
$p_{Ed} = 9 \text{ bar}$						
1,700	0,3293	0,0305	1,70E-06	5,642	0,05577	5,905
1,400	0,0902	0,0901	1,68E-06	6,440	0,01865	4,836
1,200	0,0353	0,1541	1,67E-06	7,146	0,01084	3,253
1,000	0,0220	0,2304	1,65E-06	7,969	0,00716	3,066
0,833	0,0093	0,2299	1,63E-06	7,891	0,00709	1,305
0,714	-0,0110	0,1149	1,61E-06	7,632	0,01401	-0,786
$p_{Ed} = 20 \text{ bar}$						
1,700	0,2906	0,0174	7,63E-07	5,643	0,04393	6,616
1,400	0,0740	0,0537	7,57E-07	6,442	0,01409	5,254
1,200	0,0306	0,1050	7,51E-07	7,152	0,00715	4,281
1,000	0,0174	0,1692	7,43E-07	8,005	0,00439	3,953
0,833	0,0025	0,1599	7,34E-07	7,894	0,00459	0,552
0,714	-0,0018	0,0878	7,25E-07	7,633	0,00826	-0,222
$p_{Ed} = 50 \text{ bar}$						
1,700	0,1567	0,0121	3,05E-07	5,643	0,02531	6,190
1,400	0,0497	0,0315	3,03E-07	6,442	0,00962	5,166
1,200	0,0194	0,0648	3,00E-07	7,158	0,00463	4,196
1,000	0,0046	0,1087	2,97E-07	8,039	0,00273	1,680
0,833	0,0014	0,1060	2,93E-07	7,897	0,00276	0,504
0,714	0,0012	0,0706	2,90E-07	7,634	0,00411	0,287

C₄H₁₀/Luft $T_{Ed} = 300 \text{ K}$

λ	Ergebnisse der Simulationen		thermodynamische Gleichgewichtsdaten (Gaseq)		berechnete Ergebnisse	
	L [mm]	$S_{l,p}$ [m/s]	v [m ² /s]	σ [-]	$\delta_{Ff}=v/S_{l,p}$ [mm]	$Ma=L/\delta_{Ff}$ [-]
$p_{Ed} = 1 \text{ bar}$						
1,700	0,6207	0,1199	1,56E-05	5,657	0,13016	5,444
1,400	0,2905	0,2227	1,55E-05	6,458	0,06960	4,621
1,200	0,1848	0,3225	1,55E-05	7,150	0,04806	4,240
1,000	0,1618	0,4403	1,54E-05	7,885	0,03497	4,652
0,833	0,0988	0,4559	1,53E-05	7,930	0,03356	2,852
0,714	-0,0136	0,2970	1,52E-05	7,682	0,05117	-0,237
$p_{Ed} = 5 \text{ bar}$						
1,700	0,3325	0,0505	3,12E-06	5,658	0,06172	6,154
1,400	0,0948	0,1235	3,11E-06	6,464	0,02519	4,177
1,200	0,0480	0,1951	3,10E-06	7,175	0,01589	3,360
1,000	0,0340	0,2780	3,08E-06	7,986	0,01108	3,051
0,833	0,0168	0,2902	3,06E-06	7,942	0,01054	1,541
0,714	-0,0216	0,1613	3,05E-06	7,688	0,01891	-1,018
$p_{Ed} = 9 \text{ bar}$						
1,700	0,2696	0,0318	1,73E-06	5,658	0,05438	5,665
1,400	0,0805	0,0914	1,73E-06	6,465	0,01892	4,724
1,200	0,0316	0,1535	1,72E-06	7,181	0,01121	3,144
1,000	0,0273	0,2283	1,71E-06	8,017	0,00749	3,613
0,833	0,0088	0,2325	1,70E-06	7,945	0,00731	1,170
0,714	-0,0165	0,1228	1,69E-06	7,689	0,01377	-1,068
$p_{Ed} = 20 \text{ bar}$						
1,700	0,2301	0,0178	7,80E-07	5,659	0,04370	6,018
1,400	0,0529	0,0557	7,77E-07	6,467	0,01396	4,210
1,200	0,0206	0,1060	7,74E-07	7,187	0,00730	3,164
1,000	0,0180	0,1717	7,70E-07	8,053	0,00448	3,961
0,833	0,0018	0,1653	7,66E-07	7,949	0,00463	0,380
0,714	-0,0055	0,0930	7,62E-07	7,690	0,00820	-0,603
$p_{Ed} = 50 \text{ bar}$						
1,700	0,1166	0,0124	3,12E-07	5,659	0,02522	5,283
1,400	0,0462	0,0331	3,11E-07	6,468	0,00940	5,461
1,200	0,0198	0,0685	3,10E-07	7,192	0,00452	4,919
1,000	0,0075	0,1145	3,08E-07	8,088	0,00269	2,758
0,833	0,0005	0,1098	3,06E-07	7,952	0,00279	0,180
0,714	0,0006	0,0738	3,05E-07	7,691	0,00413	0,126

H₂/Luft T_{Ed} = 300 K

λ	Ergebnisse der Simulationen		thermodynamische Gleichgewichtsdaten (Gaseq)		berechnete Ergebnisse	
	L [mm]	S _{l,p} [m/s]	v [m ² /s]	σ [-]	$\delta_{Ff}=v/S_{l,p}$ [mm]	Ma=L/ δ_{Ff} [-]
p_{Ed} = 1 bar						
2,000	-0,4592	0,3892	1,88E-05	4,946	0,04830	-9,506
1,700	-0,2588	0,6706	1,92E-05	5,405	0,02863	-9,040
1,400	-0,0283	1,1763	1,99E-05	5,971	0,01692	-1,673
1,200	0,0115	1,5610	2,06E-05	6,408	0,01320	0,875
1,000	0,0600	2,0479	2,14E-05	6,812	0,01045	5,746
0,833	0,0944	2,5072	2,25E-05	6,766	0,00897	10,523
0,714	0,1044	2,7701	2,35E-05	6,579	0,00848	12,309
0,500	0,1268	2,8243	2,63E-05	6,041	0,00931	13,617
p_{Ed} = 5 bar						
2,000	-0,3740	0,1486	3,75E-06	4,947	0,02524	-14,816
1,700	-0,1664	0,3402	3,85E-06	5,409	0,01132	-14,702
1,400	-0,0434	0,7319	3,99E-06	5,985	0,00545	-7,968
1,200	-0,0219	1,1720	4,11E-06	6,444	0,00351	-6,240
1,000	0,0009	1,8202	4,29E-06	6,909	0,00236	0,368
0,833	0,0081	2,4140	4,49E-06	6,813	0,00186	4,340
0,714	0,0114	2,7401	4,69E-06	6,608	0,00171	6,631
0,500	0,0205	2,7322	5,26E-06	6,050	0,00193	10,646
p_{Ed} = 9 bar						
2,000	-0,3909	0,0764	2,08E-06	4,947	0,02722	-14,364
1,700	-0,1562	0,2192	2,14E-06	5,410	0,00976	-16,001
1,400	-0,0463	0,5374	2,21E-06	5,988	0,00411	-11,248
1,200	-0,0208	0,9266	2,29E-06	6,453	0,00247	-8,402
1,000	-0,0048	1,5577	2,38E-06	6,937	0,00153	-3,114
0,833	0,0026	2,1790	2,50E-06	6,823	0,00115	2,299
0,714	0,0059	2,5059	2,61E-06	6,614	0,00104	5,661
0,500	0,0119	2,4385	2,92E-06	6,052	0,00120	9,935
p_{Ed} = 20 bar						
2,000	-0,3817	0,0259	9,38E-07	4,948	0,03626	-10,529
1,700	-0,2053	0,0787	9,62E-07	5,411	0,01222	-16,804
1,400	-0,0569	0,2849	9,96E-07	5,992	0,00350	-16,269
1,200	-0,0189	0,5826	1,03E-06	6,463	0,00177	-10,678
1,000	-0,0066	1,1063	1,07E-06	6,969	0,00097	-6,825
0,833	0,0000	1,6961	1,12E-06	6,834	0,00066	-0,013
0,714	0,0024	1,9708	1,17E-06	6,620	0,00059	4,071
0,500	0,0068	1,8254	1,32E-06	6,054	0,00072	9,366

p _{Ed} = 50 bar						
2,000	-0,1524	0,0154	3,75E-07	4,948	0,02441	-6,242
1,700	-0,2485	0,0288	3,85E-07	5,412	0,01336	-18,607
1,400	-0,0677	0,1097	3,99E-07	5,996	0,00364	-18,626
1,200	-0,0317	0,2531	4,11E-07	6,471	0,00162	-19,511
1,000	-0,0083	0,5788	4,29E-07	6,999	0,00074	-11,181
0,833	-0,0007	1,0087	4,49E-07	6,841	0,00045	-1,642
0,714	0,0011	1,1695	4,69E-07	6,625	0,00040	2,635
0,500	0,0038	0,9877	5,26E-07	6,055	0,00053	7,132

A.3 Ergebnisse der Turbulenzfeldvermessungen mit LDA und PIV zur Bestimmung der Eigenschaften der Turbulenzfelder bei verschiedenen Ventilatorarten und -drehzahlen

Mit LDA gemessene mittlere Geschwindigkeiten \bar{u}_i und entsprechende Schwankungsgeschwindigkeiten u_i' in der xy-Ebene (z=0 mm) bei U=5000 1/min

Ventilatorart: 6 mm, 0°

x [mm]	y [mm]	\bar{u}_x [m/s]	\bar{u}_y [m/s]	\bar{u}_z [m/s]	u_x' [m/s]	u_y' [m/s]	u_z' [m/s]
0	0	0,01	-0,10	0,01	0,99	0,99	1,03
10	0	-0,21	0,08	0,05	1,15	1,33	1,42
20	0	-0,38	0,06	0,06	1,35	1,61	1,73
30	0	0,01	0,05	0,10	1,58	1,43	1,57
40	0		-0,07	0,13		1,18	1,19
50	0		-0,16	0,13		0,89	0,88
10	10	-0,19	-0,21	0,51	1,30	1,56	1,6
20	10	-0,44	-0,21	1,03	1,69	1,86	1,86
30	10	-0,20	0,04	1,35	2,07	1,59	1,72
40	10		0,05	1,15		1,19	1,38
50	10		0,06	1,01		0,95	1,01
20	20	-0,42	-0,40	1,18	2,23	2,44	1,95
30	20	-1,08	-0,11	1,93	2,59	2,18	1,93
40	20		0,23	2,54		1,24	1,51
50	20		0,33	3,14		0,96	1,20
30	30	-1,05	-1,44	0,83	2,74	2,42	1,95
40	30		0,21	2,83		1,40	1,43
50	30		0,30	4,22		1,19	1,02

Ventilator typ: 6 mm, 22,5°

x [mm]	y [mm]	\bar{u}_x [m/s]	\bar{u}_y [m/s]	\bar{u}_z [m/s]	u_x' [m/s]	u_y' [m/s]	u_z' [m/s]
0	0	-0,07	0,07	0,06	0,90	0,90	0,95
10	0	-0,19	0,06	0,02	1,00	1,05	1,15
20	0	-0,10	0,01	-0,07	1,20	1,29	1,45
30	0	0,44	0,05	-0,26	1,37	1,59	1,67
40	0		0,05	-0,34		1,59	1,52
50	0		-0,14	-0,14		1,06	1,00
10	10	-0,13	-0,15	0,22	1,15	1,15	1,23
20	10	-0,32	-0,30	0,41	1,53	1,64	1,52
30	10	0,39	-0,18	0,66	1,66	1,69	1,76
40	10		0,01	0,75		1,45	1,42
50	10		0,10	0,67		1,04	1,09
20	20	-0,42	-0,53	0,46	1,95	2,01	1,65
30	20	-0,78	-0,28	1,25	2,15	2,07	1,74
40	20		0,13	1,71		1,64	1,60
50	20		0,41	2,25		1,03	1,34
30	30	-1,55	-1,46	0,46	2,30	2,31	1,71
40	30		-0,60	1,19		2,04	1,72
50	30		0,54	3,03		1,18	1,25

Ventilator typ: 6 mm, 45°

x [mm]	y [mm]	\bar{u}_x [m/s]	\bar{u}_y [m/s]	\bar{u}_z [m/s]	u_x' [m/s]	u_y' [m/s]	u_z' [m/s]
0	0	-0,07	0,07	0,02	0,64	0,64	0,62
10	0	-0,11	0,09	0,05	0,70	0,68	0,77
20	0	0,05	0,07	0,08	0,88	1,02	0,95
30	0	0,65	0,04	0,08	0,91	1,21	1,08
40	0		-0,08	-0,05		1,15	1,01
50	0		-0,07	-0,17		0,91	0,83
10	10	-0,26	-0,03	0,04	0,88	0,78	0,80
20	10	-0,14	-0,17	0,14	1,11	1,09	1,03
30	10	0,11	-0,36	0,16	1,28	1,32	1,19
40	10		-0,22	0,47		1,24	1,16
50	10		0,03	0,47		0,88	0,87
20	20	-0,78	-0,66	-0,07	1,52	1,40	1,17
30	20	-1,11	-0,92	0,22	1,52	1,72	1,31
40	20		-0,29	0,85		1,51	1,27
50	20		0,24	1,51		0,91	1,10
30	30	-1,65	-1,57	-0,03	1,87	1,67	1,34
40	30		-1,02	0,37		1,74	1,40
50	30		0,31	1,80		1,06	1,24

Mit LDA gemessene mittlere Geschwindigkeiten \bar{u}_y und \bar{u}_z sowie der entsprechende Schwankungsgeschwindigkeiten u_y' und u_z' entlang der x-Achse ($y=0$ mm, $z=0$ mm)

Ventilatorotyp: 6 mm, 0°

	x [mm]	\bar{u}_y [m/s]	\bar{u}_z [m/s]	u_y' [m/s]	u_z' [m/s]	$\overline{(u_y'+u_z')}/2$ [m/s]
U=2500 1/min	10	0,08	0,01	0,53	0,56	0,58
	20	0,07	-0,03	0,62	0,67	
	30	0,06	-0,12	0,69	0,82	
	40	-0,02	-0,07	0,54	0,49	
	50	0,01	-0,05	0,42	0,44	
U=5000 1/min	10	0,05	-0,04	1,14	1,23	1,29
	20	0,05	-0,07	1,47	1,61	
	30	-0,37	0,48	1,35	1,56	
	40	-0,24	0,00	1,15	1,23	
	50	-0,16	-0,06	1,06	1,06	
U=7500 1/min	10	-0,46	0,36	1,64	1,65	1,90
	20	0,2	-0,15	2,22	2,39	
	30	-0,64	0,66	2,16	2,38	
	40	-0,48	0,02	1,87	1,96	
	50	-0,17	-0,56	1,39	1,36	
U=10000 1/min	10	-0,46	0,54	2,26	2,29	2,89
	20	0,13	-0,18	2,91	3,33	
	30	0,22	-0,49	3,23	3,91	
	40	-0,01	-0,3	3,00	3,28	
	50	-0,27	-0,08	2,32	2,29	

Ventilatorotyp: 6 mm, 22,5°

	x [mm]	\bar{u}_y [m/s]	\bar{u}_z [m/s]	u_y' [m/s]	u_z' [m/s]	$\overline{(u_y'+u_z')}/2$ [m/s]
U=2500 1/min	10	0,03	-0,01	0,48	0,50	0,59
	20	-0,03	-0,04	0,59	0,68	
	30	0,05	-0,14	0,67	0,73	
	40	0,06	-0,16	0,66	0,67	
	50	-0,03	-0,08	0,46	0,48	
U=5000 1/min	10	0,04	0,00	1,06	1,10	1,33
	20	-0,02	-0,21	1,37	1,47	
	30	0,12	-0,47	1,58	1,71	
	40	0,04	-0,22	1,42	1,45	
	50	-0,06	-0,12	1,09	1,07	
U=7500 1/min	10	0,14	0,09	1,58	1,65	2,05
	20	0,26	-0,17	2,05	2,31	
	30	0,37	-0,11	2,42	2,61	
	40	0,34	-0,22	2,25	2,39	
	50	-0,03	0,02	1,60	1,64	
U=10000 1/min	10	0,18	-0,10	2,09	2,10	2,67
	20	0,24	-0,14	2,77	3,03	
	30	0,64	-0,60	3,09	3,32	
	40	0,22	0,04	2,91	3,10	
	50	-0,22	0,05	2,17	2,10	

Ventilatorotyp: 6 mm, 45°

	x [mm]	\bar{u}_y [m/s]	\bar{u}_z [m/s]	u_y' [m/s]	u_z' [m/s]	$\overline{(u_y'+u_z')/2}$ [m/s]
U=2500 1/min	10	0,08	0,06	0,31	0,33	0,43
	20	0,06	0,05	0,45	0,43	
	30	0,10	0,01	0,56	0,51	
	40	0,01	-0,01	0,54	0,46	
	50	-0,01	-0,08	0,39	0,36	
U=5000 1/min	10	0,06	0,09	0,71	0,71	0,96
	20	0,06	0,10	0,94	1,02	
	30	0,08	0,06	1,24	1,10	
	40	-0,01	0,01	1,20	1,08	
	50	-0,10	-0,16	0,86	0,77	
U=7500 1/min	10	0,21	0,06	1,18	1,12	1,48
	20	0,16	0,07	1,59	1,46	
	30	0,00	0,08	1,90	1,69	
	40	-0,13	-0,18	1,76	1,56	
	50	-0,21	-0,26	1,35	1,18	
U=10000 1/min	10	0,24	0,08	1,54	1,54	1,91
	20	0,22	0,09	1,95	2,01	
	30	0,14	0,13	2,32	2,19	
	40	-0,17	-0,11	2,17	2,04	
	50	-0,13	-0,25	1,67	1,64	

Mit PIV gemessene turbulente Makrolängenmaße $L_{t,x,longitudinal}$ und $L_{t,x,transversal}$ sowie Schwankungsgeschwindigkeiten u_x' und u_z'

Ventilatorotyp: 6 mm, 0°

U [1/min]	x [mm]	y [mm]	$L_{t,x,long.}$ [mm]	$L_{t,x,trans.}$ [m/s]	u_x' [m/s]	u_z' [m/s]	$\bar{L}_{t,x,long.}$	$\bar{L}_{t,x,trans.}$
Optische Auflösung: 30,0 μm /Pixel bei 512 x 128 Pixel Vektorauflösung: 0,18 mm/Vektor								
2500	30	0	4,27	1,90	0,60	0,59	4,12	2,33
	5	0	4,23	2,00	0,38	0,39		
	30	30	3,85	3,10	0,94	0,76		
5000	30	0	4,24	3,11	1,16	1,17	4,25	3,53
	5	0	4,64	3,83	0,96	0,82		
	30	30	3,86	3,66	1,90	1,60		
7500	30	0	4,47	3,93	1,60	1,74	4,40	3,50
	5	0	4,14	3,10	1,41	1,52		
	30	30	4,60	3,47	2,97	2,40		
10000	30	0	4,11	3,11	2,23	2,68	4,09	3,48
	5	0	4,30	3,99	1,99	2,07		
	30	30	3,86	3,34	3,15	2,67		
Optische Auflösung: 73,4 μm /Pixel bei 512 x 128 Pixel Vektorauflösung: 0,44 mm/Vektor								
2500	18	0	3,86	3,62	0,59	0,55	5,43	4,62
	18	15	6,07	5,67	0,66	0,64		
	18	30	6,36	4,57	0,90	0,77		
5000	18	0	4,88	3,39	1,04	1,15	5,55	3,88
	18	15	6,83	4,29	1,39	1,27		
	18	30	4,93	3,97	1,46	1,23		
7500	18	0	4,83	6,02	1,31	1,48	5,51	4,69
	18	15	4,24	3,61	1,95	1,76		
	18	30	7,47	4,43	2,01	1,62		
10000	18	0	6,98	4,62	2,01	1,87	5,91	4,52
	18	15	5,47	4,07	2,47	2,46		
	18	30	5,29	4,86	2,62	2,57		

Ventilatorotyp: 6 mm, 22,5°

U [1/min]	x [mm]	y [mm]	$L_{t,x, \text{long.}}$ [mm]	$L_{t,x, \text{trans.}}$ [m/s]	u_x' [m/s]	u_z' [m/s]	$\bar{L}_{t,x, \text{long.}}$	$\bar{L}_{t,x, \text{trans.}}$
Optische Auflösung: 30,0 μm /Pixel bei 512 x 128 Pixel Vektorauflösung: 0,18 mm/Vektor								
2500	30	0	4,21	2,84	0,51	0,50	4,19	3,19
	5	0	4,04	3,21	0,31	0,32		
	30	30	4,33	3,51	1,03	0,63		
5000	30	0	4,17	2,85	1,05	1,12	4,26	3,08
	5	0	4,11	3,55	0,75	0,76		
	30	30	4,49	2,83	1,81	1,65		
7500	30	0	4,93	4,91	1,87	1,75	4,22	4,11
	5	0	3,49	2,90	1,07	1,08		
	30	30	4,23	4,52	2,47	2,21		
10000	30	0	3,98	3,58	1,98	2,44	4,15	3,70
	5	0	3,60	2,78	1,49	1,34		
	30	30	4,86	4,75	3,23	2,65		
Optische Auflösung: 73,4 μm /Pixel bei 512 x 128 Pixel Vektorauflösung: 0,44 mm/Vektor								
2500	18	0	4,77	4,52	0,51	0,59	4,95	3,97
	18	15	4,81	3,79	0,55	0,51		
	18	30	5,28	3,61	0,68	0,65		
5000	18	0	5,13	3,18	0,74	0,82	5,50	3,80
	18	15	5,45	3,45	1,13	1,06		
	18	30	5,93	4,78	1,48	1,33		
7500	18	0	5,53	3,56	1,33	1,51	6,18	4,44
	18	15	5,21	3,68	1,84	1,66		
	18	30	7,80	6,08	2,20	1,84		
10000	18	0	5,46	3,40	1,70	1,79	5,78	4,09
	18	15	5,00	4,06	2,21	2,18		
	18	30	6,88	4,80	2,73	2,65		

Ventilatorotyp: 6 mm, 45°

U [1/min]	x [mm]	y [mm]	$L_{t,x,long.}$ [mm]	$L_{t,x,trans.}$ [m/s]	u_x' [m/s]	u_z' [m/s]	$\bar{L}_{t,x,long.}$	$\bar{L}_{t,x,trans.}$
Optische Auflösung: 30,0 μm /Pixel bei 512 x 128 Pixel Vektorauflösung: 0,18 mm/Vektor								
2500	30	0	5,12	1,88	0,35	0,35	4,31	2,74
	5	0	3,30	2,76	0,16	0,20		
	30	30	4,51	3,59	0,62	0,54		
5000	30	0	3,96	2,30	0,71	0,76	3,99	2,66
	5	0	3,84	2,94	0,46	0,47		
	30	30	4,18	2,75	1,32	1,11		
7500	30	0	4,33	3,64	1,17	1,22	4,10	3,73
	5	0	4,64	4,10	1,00	0,88		
	30	30	3,33	3,46	1,92	1,68		
10000	30	0	3,85	3,69	1,61	1,81	4,15	3,79
	5	0	4,08	3,48	0,90	1,01		
	30	30	4,52	4,21	2,81	2,35		
Optische Auflösung: 73,4 μm /Pixel bei 512 x 128 Pixel Vektorauflösung: 0,44 mm/Vektor								
2500	18	0	5,69	3,88	0,28	0,27	5,06	3,80
	18	15	4,85	3,98	0,36	0,37		
	18	30	4,65	3,55	0,57	0,53		
5000	18	0	5,81	5,48	0,62	0,75	4,90	4,40
	18	15	4,29	4,48	0,88	0,87		
	18	30	4,61	3,25	1,12	0,92		
7500	18	0	5,38	5,02	1,01	1,12	5,26	4,88
	18	15	5,67	4,98	1,29	1,26		
	18	30	4,72	4,64	1,64	1,50		
10000	18	0	4,91	4,76	1,23	1,50	5,40	4,37
	18	15	5,44	3,77	1,71	1,65		
	18	30	5,85	4,59	2,14	2,05		

Ventilator typ: 12 mm, 0°

U [1/min]	x [mm]	y [mm]	$L_{t,x,long.}$ [mm]	$L_{t,x,trans.}$ [m/s]	u_x' [m/s]	u_z' [m/s]	$\bar{L}_{t,x,long.}$	$\bar{L}_{t,x,trans.}$
Optische Auflösung: 30,0 μ m/Pixel bei 512 x 128 Pixel Vektorauflösung: 0,18 mm/Vektor								
2500	30	0	2,35	2,44	0,76	0,90	2,76	2,23
	5	0	2,54	1,76	0,52	0,56		
	30	30	3,40	2,48	1,10	1,02		
5000	30	0	3,49	2,79	1,46	1,82	3,45	2,87
	5	0	2,95	2,30	1,02	0,83		
	30	30	3,92	3,52	2,40	1,94		
7500	30	0	3,46	2,83	1,88	2,11	3,52	3,01
	5	0	3,00	2,51	1,54	1,43		
	30	30	4,11	3,70	2,46	2,24		
Optische Auflösung: 73,4 μ m/Pixel bei 512 x 128 Pixel Vektorauflösung: 0,44 mm/Vektor								
2500	18	0	4,94	3,57	0,66	0,65	5,03	4,72
	18	15	4,44	5,40	0,88	0,83		
	18	30	5,72	5,19	1,17	0,99		
5000	18	0	6,67	6,20	1,23	1,46	5,37	4,81
	18	15	4,27	3,58	1,53	1,63		
	18	30	5,16	4,65	2,41	1,91		
7500	18	0	5,30	4,55	1,87	1,90	5,39	4,94
	18	15	5,45	4,09	2,49	2,43		
	18	30	5,41	6,19	3,21	2,83		

A.4 Ergebnisse der Messungen der turbulenten Flammenausbreitungen zur Untersuchung des Einflusses der Markstein-Zahl auf die Brenngeschwindigkeit

Die Bestimmung der turbulenten Brenngeschwindigkeit S_t , der Oberflächenauffaltung $A_{FF}/A_{FF,l}$ erfolgte bei einem mittleren turbulenten Flammenfrontradius von 3,5 cm.

C_3H_8 /Luft, $\lambda=0,7$, $S_{l,p}=0,18$ m/s, $Ma=-0,1$

U [1/min]	$u'/S_{l,p}$ [-]	Ka_{turb} [-]	Ka_η [-]	$S_t/S_{l,p}$ [-]	$\sigma(S_t/S_{l,p})$ [-]	$A_{FF}/A_{FF,l}$ [-]	$\sigma(A_{FF}/A_{FF,l})$ [-]
0	0,000	0,000	0,000	1,000	0,244	0,894	0,620
1000	1,504	0,066	0,257	2,122	0,244	1,902	0,620
3000	4,512	0,345	1,336	4,264	0,244	4,270	0,620
5500	8,271	0,857	3,317	6,751	0,244	6,951	0,620
7500	11,280	1,364	5,283	8,589	0,244	8,455	0,620
Ka_{sph} [-]	$\bar{S}_l/S_{l,p}$ [-]	l [-]	η_{turb} [-]				
0,034	1,000						
0,073	1,115						
0,147	0,998						
0,232	0,971						
0,295	1,016						

C_3H_8 /Luft, $\lambda=1,5$, $S_{l,p}=0,20$ m/s, $Ma=5,5$

U [1/min]	$u'/S_{l,p}$ [-]	Ka_{turb} [-]	Ka_η [-]	$S_t/S_{l,p}$ [-]	$\sigma(S_t/S_{l,p})$ [-]	$A_{FF}/A_{FF,l}$ [-]	$\sigma(A_{FF}/A_{FF,l})$ [-]
0	0,000	0,000	0,000	1,000	0,444	0,977	0,534
1000	1,352	0,055	0,213	1,572	0,444	2,560	0,534
3000	4,056	0,286	1,106	2,456	0,444	5,147	0,534
4500	6,084	0,525	2,032	2,893	0,444	6,077	0,534
7000	9,464	1,018	3,942	3,189	0,444	7,124	0,534
Ka_{sph} [-]	$\bar{S}_l/S_{l,p}$ [-]	l [-]	η_{turb} [-]				
0,027	1,000	-	-				
0,042	0,614	0,723	0,975				
0,066	0,477	0,270	2,223				
0,077	0,476	0,158	3,014				
0,085	0,448	0,091	4,198				

CH₄/Luft, $\lambda=1,5$, $S_{l,p}=0,11$ m/s, $Ma=-0,4$

U [1/min]	$u'/S_{l,p}$ [-]	Ka_{turb} [-]	Ka_{η} [-]	$S_t/S_{l,p}$ [-]	$\sigma(S_t/S_{l,p})$ [-]	$A_{Ff}/A_{Ff,l}$ [-]	$\sigma(A_{Ff}/A_{Ff,l})$ [-]
0	0,000	0,000	0,000	1,000	0,779	1,354	1,047
1000	2,434	0,180	0,699	2,821	0,779	2,361	1,047
2500	6,084	0,713	2,762	5,007	0,779	4,078	1,047
4000	9,735	1,443	5,590	6,535	0,779	5,807	1,047
5500	13,384	2,327	9,012	7,407	0,779	7,335	1,047
7000	17,045	3,341	12,941	7,623	0,779	8,494	1,047
Ka_{sph} [-]	$\bar{S}_l / S_{l,p}$ [-]	l [-]	η_{turb} [-]				
0,047	1,000						
0,133	1,195						
0,237	1,228						
0,309	1,125						
0,350	1,010						
0,361	0,897						

CH₄/Luft, $\lambda=0,72$, $S_{l,p}=0,12$ m/s, $Ma=5,7$

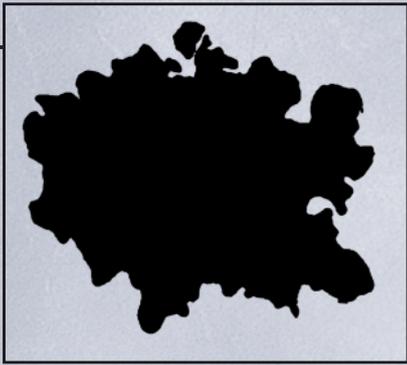
U [1/min]	$u'/S_{l,p}$ [-]	Ka_{turb} [-]	Ka_{η} [-]	$S_t/S_{l,p}$ [-]	$\sigma(S_t/S_{l,p})$ [-]	$A_{Ff}/A_{Ff,l}$ [-]	$\sigma(A_{Ff}/A_{Ff,l})$ [-]
0	0,000	0,000	0,000	1,000	0,398	0,947	1,682
1000	2,310	0,165	0,637	1,524	0,398	2,355	1,682
2000	4,620	0,466	1,803	1,943	0,398	3,643	1,682
3000	6,929	0,855	3,312	2,258	0,398	4,644	1,682
4500	10,480	1,571	6,085	2,532	0,398	5,840	1,682
Ka_{sph} [-]	$\bar{S}_l / S_{l,p}$ [-]	l [-]	η_{turb} [-]				
0,055	1,000	-	-				
0,084	0,647	0,252	1,706				
0,107	0,533	0,145	2,870				
0,124	0,486	0,093	3,889				
0,139	0,434	0,059	5,272				

CH₄/Luft, $\lambda=0,78$, $S_{l,p}=0,19$ m/s, $Ma=1,9$

U [1/min]	$u'/S_{l,p}$ [-]	Ka_{turb} [-]	Ka_{η} [-]	$S_t/S_{l,p}$ [-]	$\sigma(S_t/S_{l,p})$ [-]	$A_{Ff}/A_{Ff,l}$ [-]	$\sigma(A_{Ff}/A_{Ff,l})$ [-]
0	0,000	0,000	0,000	1,004	0,182	1,000	1,018
1000	1,447	0,064	0,247	1,315	0,182	1,631	1,018
2000	2,894	0,180	0,699	1,919	0,182	3,122	1,018
3000	4,341	0,331	1,284	2,108	0,182	5,915	1,018
4000	5,788	0,510	1,976	2,595	0,182	7,427	1,018
5500	7,958	0,823	3,186	2,743	0,182	9,544	1,018
Ka_{sph} [-]	$\bar{S}_l/S_{l,p}$ [-]	l [-]	η_{turb} [-]				
0,035	1,004	-	-				
0,046	0,820	0,864	0,617				
0,067	0,613	0,823	1,039				
0,073	0,387	0,797	1,408				
0,090	0,355	0,565	1,747				
0,095	0,298	0,402	2,218				

H₂/Luft, $\lambda=3,0$, $S_{l,p}=0,17$ m/s, $Ma=-2,8$

U [1/min]	$u'/S_{l,p}$ [-]	Ka_{turb} [-]	Ka_{η} [-]	$S_t/S_{l,p}$ [-]	$\sigma(S_t/S_{l,p})$ [-]	$A_{Ff}/A_{Ff,l}$ [-]	$\sigma(A_{Ff}/A_{Ff,l})$ [-]
0	0,000	0,000	0,000	2,116	1,025	1,401	1,720
1000	1,611	0,083	0,323	3,229	1,025	2,555	1,720
2500	4,026	0,330	1,278	7,721	1,025	4,956	1,720
4000	6,443	0,668	2,587	11,632	1,025	7,580	1,720
5500	8,858	1,077	4,170	13,076	1,025	9,694	1,720
7500	12,080	1,715	6,641	16,545	1,025	13,033	1,720
Ka_{sph} [-]	$\bar{S}_l/S_{l,p}$ [-]	l [-]	η_{turb} [-]				
0,050	1,000	-					
0,076	1,283	0,634					
0,181	1,571	0,399					
0,273	1,624	0,237					
0,307	1,394	0,102					
0,389	1,482	0,082					



ISBN: 978-3-86644-304-4

www.uvka.de