

Experimentelle Untersuchung der turbulenten Brenngeschwindigkeit unter Berücksichtigung von Vorwärmtemperatur und Brennstoffzusammensetzung

Zur Erlangung des akademischen Grades eines
DOKTORS DER INGENIEURSWISSENSCHAFTEN (Dr.-Ing.)

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

genehmigte
DISSERTATION

von
Dipl.-Ing. Martin Zajadatz
aus Aalen

Referent: Prof. Dr.-Ing. Nikolaos Zarzalis
Korreferent: Prof. Dr.-Ing. Helmut Seifert
Tag der mündlichen Prüfung: 2. Juli 2013

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit am Lehrstuhl für Verbrennungstechnik des Engler-Bunte-Instituts der Universität Karlsruhe (T.H.), die nun Karlsruher Institut für Technologie (KIT) genannt wird. Sie wurde im Rahmen des Turboflam Projektes 3.2.1.6 der Arbeitsgemeinschaft Hochtemperaturgasturbine durchgeführt und finanziert.

Bei meinem ersten Doktorvater Herrn Professor Dr.-Ing. W. Leuckel möchte ich mich für die Möglichkeit der Durchführung dieser Arbeit am Lehrstuhl, sowie für seine freundliche Unterstützung und das mir entgegengebrachte Vertrauen bedanken.

Während der etwas längeren Periode der schriftlichen Anfertigung dieser Arbeit unterstützte mich Herr Professor Dr.-Ing. N. Zarzalis als zweiter Doktorvater und half mir mit vielen sehr guten Anregungen und Anleitungen die Arbeit und die mündliche Prüfung erfolgreich abzuschließen.

Bei Herrn Professor Dr.-Ing. H. Seifert bedanke ich mich für seine freundlichen Hinweise und Anregungen bei angenehmen Gesprächen und für die Übernahme des Korreferats.

Herr Professor Dr.-Ing. B. Lenze danke ich für die Unterstützung bei den technischen und organisatorischen Belangen, die der Institutsalltag mit sich brachte.

Allen Mitarbeitern am Institut danke ich für die vielen Diskussionen im Zusammenhang mit meiner Arbeit sowie auch zu anderen Themen, an die ich mich während der Zeit nach meiner Tätigkeit am Institut sehr angenehm erinnere. Besonders möchte ich hierbei meinen langjährigen Zimmerkollegen Klaus Merkle erwähnen, der immer sehr zu einer harmonischen Atmosphäre in unserem Büro beigetragen hat. Außerdem möchte ich mich bei den anderen Alt- und Neubaukollegen und insbesondere Volker Ricken für die gute Zusammenarbeit bedanken. Ein wesentlicher Teil meiner experimentellen Daten diente der Validierung von numerischen Modellen. Dadurch ergaben sich lebhaftige Diskussionen mit der Theoriegruppe, besonders mit Arne Hoffmann, der die turbulenten Matrixbrennerflammen mit CFD-Simulationen nachrechnete.

Dank der freundlichen Unterstützung von Peter Habisreuther hatte ich auch die Möglichkeit Vormischflammen mit einer selbst angefertigten Auswertesoftware zu analysieren, was ohne seine Mithilfe in dieser Form wohl nur schwer möglich gewesen wäre.

Den mechanische Aufbau und die Unterstützung bei der Planung der Technikumsversuchsstand übernahmen P. Steitel, H. Pabel und E. Scholl. Für die messtechnischen Beiträge möchte ich mich bei R. Brunner, R. Donnerhacke sowie H. Klette bedanken.

Eine besondere Unterstützung erhielt ich beim Kampf mit den Computer und entsprechender Software von W. Pfeffinger und W. Paulat.

Abschließend möchte ich den engagierten Einsatz aller Diplomarbeiter und wissenschaftlichen Hilfskräfte hervorheben, deren Mitwirkung einen wesentlichen Anteil am Zustandekommen der Arbeit hatte.

Rheinheim, im Juli 2013

Martin Zajadatz

Inhalt

Nomenklatur	III
1 Einleitung	1
2 Theoretische Grundlagen und Stand des Wissens	4
2.1 Problemstellung	4
2.2 Laminare Flammenfrontausbreitung	5
2.2.1 Gleichungssystem zur Berechnung der laminaren Flammenfront	6
2.2.2 Berechnung der thermodynamischen Stoffeigenschaften	7
2.2.3 Kinetikgrößen für Wärme- und Stofftransport	8
2.2.4 Kinetikgrößen der Verbrennungsreaktion	10
2.2.5 Charakteristische Größen laminarer Flammen	14
2.2.6 Validierung der reaktionskinetischen Berechnungen	20
2.3 Flammenausbreitung im turbulenten Strömungsfeld	23
2.3.1 Charakteristische Kenngrößen turbulenter Strömungen	23
2.3.2 Grenzfälle turbulenter Verbrennung	29
2.3.3 Klassifizierung der Turbulenz-Reaktionskinetik Interaktion	30
2.3.4 Korrelationen der turbulenten Brenngeschwindigkeit	34
2.3.5 Molekulare Diffusionsprozesse in turbulenten Vormischflammen	42
2.3.6 Verlöscheffekte in turbulenten Flammen	47
2.3.7 Einfluss der Abgasexpansion auf die turbulente Vormischverbrennung	49
3 Versuchsanlage und Messtechnik	53
3.1 Versuchssystem zur Untersuchung turbulenter Verbrennungsvorgänge	53
3.2 Eingesetzte Messtechniken und Auswerteverfahren	57
3.2.1 Elektronisch kompensierte Thermoelemente	57
3.2.2 Hitzdrahtanemometrie	57
3.2.3 Laser-Doppler-Anemometrie	64
3.2.4 Konzentrationsmesstechnik	65
3.2.5 Auswerteverfahren zur Bestimmung der turbulenten Brenngeschwindigkeit	66
4. Messergebnisse und Diskussion	69
4.1 Grundlagen zur Bestimmung der turbulenten Brenngeschwindigkeit	69
4.1.1 Bestimmung der Turbulenzparameter im Luftströmungsfeld	69
4.1.2 Validierung der Konturanalyse	78
4.1.3. Stabilisierung der untersuchten Vormischflammen	81
4.1.5 Übersicht des Messprogramms zur turbulenten Brenngeschwindigkeit	83
4.2 Turbulente Brenngeschwindigkeit	85
4.2.1 Turbulente Brenngeschwindigkeit nicht vorgewärmter Erdgas/Luft-Vormischflammen	85
4.2.2 Turbulente Brenngeschwindigkeit vorgewärmter Erdgas/Luft-Vormischflammen	88

4.2.3	Korrelation der turbulenten Brenngeschwindigkeit für Erdgas/Luft-Vormischflammen	90
4.2.4	Turbulente Brenngeschwindigkeit der nicht vorgewärmten Erdgas/H ₂ /Luft-Vormischflammen	97
4.2.5	Turbulente Brenngeschwindigkeit der vorgewärmten Erdgas/H ₂ /Luft-Vormischflammen	100
4.2.6	Korrelation der turbulenten Brenngeschwindigkeit aller untersuchten Vormischflammen	103
5.	Zusammenfassung	115
	Anhang A: GRI 3.0 Reaktionsmechanismus	118
	Anhang B: Messwerte der turbulenten Brenngeschwindigkeit und wichtige Kenngrößen	131
	Literaturverzeichnis	157

Nomenklatur

Lateinische Symbole

A	–	vorexponentieller Faktor
a,b,c	–	Anpassungsparameter
a	m ² /s	Temperaturleitfähigkeit
C	–	Konstante
c _p	J/(kg·K)	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
D	m ² /s	Diffusionskoeffizient
D	m	Brennerdüsendurchmesser des Matrixbrenners
Da _t	–	turbulente Damköhlerzahl $Da_t = \tau_t/\tau_c$
d	m	Elementbohrungsdurchmesser des Turbulenzerzeugers
E	J/kg	Aktivierungsenergie
F	m ²	Oberfläche
\bar{F}	m ²	mittlere Oberfläche
h	J/kg	spezifische massenbezogene Enthalpie
\dot{h}	J/(m ² ·s)	Enthalpiestrom
K	–	Gleichgewichtskonstante
Ka _t	–	turbulente Karlovitz-Zahl $Ka_t = \tau_c/\tau_k$
k	m ² /s ²	kinetische Energie der turbulenten Schwankungsbewegung
k	1/s	Reaktionsgeschwindigkeitskoeffizient
L	m	Marksteinlänge
Le	–	Lewiszahl $Le = a/D_u$
l	m	Längenmaß der turbulenten Wirbelstrukturen
l _k	m	Mikroturbulenz-Längenmaß
l _t	m	Makroturbulenz-Längenmaß
\tilde{M}	kg/kmol	Molmasse
Ma	–	Marksteinzahl $Ma = \delta/L$
m	kg	Masse
\dot{m}	kg/s	Massenstrom
m	–	Exponent für die Temperaturabhängigkeit
n	–	Exponent für die Druckabhängigkeit
n _{RO}	–	Reaktionsordnung
P	m ² /s ³	Turbulenzenergie
Pr	–	Prandtlzahl $Pr = \nu/a$
p	N/m ³	statischer Druck
p	J/(m ² ·s)	Energiefreisetzung
\dot{q}	J/(m ² ·s)	Wärmestrom
R	–	Anzahl der Elementarreaktionen des Reaktionsmechanismus
R	kg/(J·K)	allgemeine Gaskonstante
R	m	Brennerdüsenradius des Matrixbrenners
Re _D	–	Systemreynoldszahl $Re_D = (\bar{u} \cdot D)/\nu$

Re_K	-	Mikroturbulenz-Reynoldszahl $Re_t = (u_K \cdot l_K)/\nu$
Re_t	-	Makroturbulenz-Reynoldszahl $Re_t = (u' \cdot l_t)/\nu$
r	m	Elementbohrungsradius des Turbulenzerzeugers
S	-	Anzahl der Spezies eines Reaktionsmechanismus
s	J/(kg·K)	spezifische massenbezogene Entropie
s	m/s	Brenngeschwindigkeit
T	K	Temperatur
Tu	-	Turbulenzgrad
u	m/s	Momentanwert der Geschwindigkeit
$\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$	m/s	Mittelwert der Geschwindigkeit in x-, y-, z-Richtung
\tilde{u}	m/s	momentaner Schwankungsanteil der Geschwindigkeit
u', v', w'	m/s	Schwankungsgeschwindigkeit in x-, y-, z-Richtung
u'_K	m/s	Schwankungsgeschwindigkeit der Kolmogorovwirbel
ν	m/s	Diffusionsgeschwindigkeit
x, y, z	m	x-, y- und z-Koordinate
x	mol/mol	Molenbruch
y	kg/kg	Massenbruch

Griechische Symbole

α, β	-	Exponenten für die Korrelation der turbulenten Brenngeschwindigkeit
β	-	Faktor zur Temperaturkorrektur
γ	1/s	Stretchfaktor
δ	m	Dicke der Flammenfront
ϵ	-	Expansionsfaktor
ϵ	m^2/s^3	massenbezogene Dissipationsrate
η	kg/(m·s)	dynamische Viskosität
λ	-	Luftzahl
λ	W/(m·K)	Wärmeleitfähigkeit
ν	-	stöchiometrischer Koeffizient
ν	m^2/s	kinematische Viskosität
ρ	kg/m^3	Dichte
Σ	m^2	Flammenflächenelement
τ	s	Zeitmaß
τ_K	s	Zeitmaß der Mikroturbulenz
τ_t	s	Zeitmaß der Makroturbulenz
$\dot{\omega}$	Mol/($cm^3 \cdot s$)	molare zeitliche Produktionsrate

Indexe**hochgestellt:**

0	Standardbedingungen
R	bzgl. der Reaktionszone

tiefgestellt:

ad	adiabat
b	bzgl. der Rückreaktion
c	bzgl. der Wärmefreisetzung im laminaren Strömungsfeld
diff	durch Diffusion
eff	effektiv
f	bzgl. der Hinreaktion
Ff	bzgl. der Flammenfront
i	i-te Spezies
j	j-te Spezies
K	bzgl. der Kolmogorov-Wirbel
Kond	durch Konduktion
l	laminar
q	bzgl. der Verlöschgrenze
r	bzgl. der Rückreaktion
reak	bzgl. der Wärmefreisetzung im turbulenten Strömungsfeld
t	bzgl. der Makroturbulenz
t	turbulent
tF	bzgl. der turbulent verdickten Flammenfront
th	thermisch
u	im Unterschub vorhanden Komponente
vwz	bzgl. der Vorwärmzone
0	Anfangsbedingungen

1 Einleitung

Fossile Energiequellen stellen einen wesentlichen Teil der weltweiten Energieversorgung sicher. Bedingt durch das Bevölkerungswachstum und dem damit verbundenen Anstieg des Energieverbrauches kann davon ausgegangen werden, daß fossile Brennstoffe in den nächsten Jahrzehnten, selbst bei weiterem Ausbau der regenerativen Energiequellen, einen wesentlichen Anteil des Energiebedarfs abdecken werden. Da die fossilen Brennstoffe jedoch nur begrenzt zur Verfügung stehen ist eine schonende, nachhaltige Nutzung dieser Ressourcen erforderlich. In diesem Zusammenhang werden immer strengere Richtlinien an den Betrieb von Verbrennungssystemen gestellt, mit dem Schwerpunkt, neben der Effizienzsteigerung auch Schadstoffemissionen, die beim Verbrennungsprozess entstehen, zu minimieren. Für diese Richtlinien maßgebliche Schadstoffemissionen sind unter anderem Stickoxid- und Kohlenmonoxidemissionen. Auch Kohlendioxidemissionen, die als einer der Verursacher des anthropogenen Treibhausgaseffektes gelten, müssen als unerwünschte Abgaskomponente berücksichtigt werden. Deshalb ist eine kontinuierliche Optimierung bestehender und neuer Verbrennungssysteme erforderlich.

Im zukünftigen Energiemix wird, neben Kohle und Erdöl, Erdgas eine wesentliche Rolle als Brennstoff einnehmen. Erdgas hat im Vergleich zu den anderen fossilen Brennstoffen einen auf den Heizwert bezogen geringeren Kohlenstoffanteil und verursacht damit unter den fossilen Brennstoffen den geringsten Treibhauseffekt. Ausserdem kann ein auf Erdgas basierendes Verbrennungssystem im Vergleich zu anderen fossilen Brennstoffen mit technisch geringem Aufwand für strengere Vorgaben der Stickoxid- und Kohlenmonoxidemissionen optimiert werden.

Erdgas wird unter anderem in Haushalts- und in Industriefeuern, zum Antrieb von Verbrennungsmotoren, sowie in Gasturbinenkraftwerken zur Stromerzeugung genutzt. Unter atmosphärischen Verbrennungsbedingungen, wie bei Haushalts- und Industriefeuern üblich, wird Erdgas und Verbrennungsluft häufig getrennt oder teilvorgemischt in die Brennkammer eingebracht. Bei der Verbrennung unter erhöhten Betriebsdrücken und dem damit verbundenen erhöhten Schadstoffbildungspotenzial, wie zum Beispiel in stationären Gasturbinen, werden die Verbrennungssysteme weitestgehend nach dem Konzept der mageren Vormischverbrennung betrieben. Durch die magere Vormischverbrennung werden im wesentlichen lokale Temperaturspitzen in der Flammenfront sowie im Abgas reduziert und damit hohe thermische Stickoxidbildungsraten vermieden.

Ziel dieser Arbeit ist es experimentelle Grundlagen zur Gasvormischverbrennung für

Gasturbinen bei breiter Variation der Turbulenzstruktur des Strömungsfeldes, der Brennstoff-Luftvormischtemperatur und der Reaktionskinetik durch Mischung von Erdgas mit reaktiverem Wasserstoff bereitzustellen.

Moderne Vormischverbrennungssysteme für Gasturbinen zeichnen sich durch hohe Reaktionsdichten bei möglichst hohen Strömungsgeschwindigkeiten im Brennraum aus. Der hohe Durchsatz führt in den kompakt ausgelegten Brennkammern zu geringen Verweilzeiten des Abgases und daher zu einer Reduzierung der verweilzeitabhängigen thermischen Stickoxidbildung. Ein Nachteil der Vormischverbrennung ist jedoch, daß die Vormischung des Brenngases mit Verbrennungsluft in einer der Brennkammer vorgeschalteten Vormischstrecke zu Einschränkungen des Betriebsbereiches der Brenneranlage führen kann. Es treten, in Abhängigkeit von Kinetik und Turbulenzparametern der Brenngas-Luftmischung, Flammenverlöschungen, Flammenrückschlag in die Vormischstrecke sowie durch die Vormischverbrennung erzeugte Flammenpulsationen auf, die den Betriebsbereich im Vergleich zu konventionellen Verbrennungskonzepten deutlich einschränken können.

Die durch die turbulente Brenngeschwindigkeit charakterisierte Wechselwirkung der Reaktionskinetik mit den Turbulenzparametern stellt daher die Basis für die Abschätzung dieser Stabilitätsgrenzen dar. Bei stationären Bedingungen ist die relative Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Reaktionsfront entgegen der Anströmung als Brenngeschwindigkeit definiert. Bisherige Untersuchungen ergaben im wesentlichen Abhängigkeiten von Größen, wie der laminaren Brenngeschwindigkeit, der Dicke der laminaren Flammenfront und dem daraus resultierenden kinetischen Zeitmaß und der Turbulenzintensität bzw. der Turbulenzstruktur. Die turbulente Brenngeschwindigkeit kann durch relativ einfache empirische Ansätze berechnet werden, welche als Maß für die Wärmefreisetzung im turbulenten Strömungsfeld eine wesentliche Eingangsgröße für CFD-Simulationen sind.

Für die Erzeugung hochturbulenter Vormischflammen wurde ein bereits am Engler-Bunte-Institut vorhandenes Modellbrennersystem, die sogenannten Matrixbrenner, eingesetzt. Das Matrixbrenner-System wurde von dem früheren Lehrstuhlinhaber und Institutsleiter des Fachgebiets "Feuerungstechnik" am Engler-Bunte-Institut der Universität Karlsruhe (TH) Prof. Dr.-Ing. W. Leuckel konzipiert und für grundlagenorientierte Untersuchungen zur turbulenten Vormischverbrennung von Gasturbinenbrennern in einen atmosphärischen Versuchstand im Technikumsmaßstab integriert. Die Matrixbrenner ermöglichen durch ihren exakt im Maßstab 1:2:3:4 geometrisch skalierten Aufbau eine breite Variation des turbulenten Makrolängenmaßes, das die turbulente Brenngeschwindigkeit entscheidend beeinflussen kann. Die Strömungsfelder der Matrixbrenner sind am Brenneraustritt integral drallfrei, die bei der Verbrennung in diesem Strömungsfeld entstehenden Vormischflammen sind daher bunsenflammenförmig. Der Versuchstand des Matrixbrennersystems wurde im Rahmen des Forschungsprojekts Turboflam 3.2.1.6 zusätzlich mit einer Luftvorheizanlage

ausgerüstet. Dadurch konnte das Brenngas-Luft-Gemisch auf gasturbinentypische Vorwärmtemperaturen von $T_0 = 400^\circ\text{C}$ aufgeheizt werden. Neben Erdgas wurden Erdgas-Wasserstoffgemische bis zu einem äquimolaren Verhältnis beider Brennstoffe untersucht. Durch die Beimischung von im Vergleich zu Erdgas reaktiverem Wasserstoff wurde eine deutliche Variation der Reaktionskinetik ermöglicht. Zur Bestimmung der turbulenten Brenngeschwindigkeit wurden Flammenkonturen mit einem eigens für diesen Anwendungsfall entwickelten Auswerteprogramm analysiert. Die für die unterschiedlichen, erzeugten Vormischflammen universell einsetzbare Konturanalyse war Grundlage für rasche und genaue Bestimmungen der turbulenten Brenngeschwindigkeit.

Die experimentell untersuchten Vormischflammen bei Variation der Vorwärmtemperatur und insbesondere der Brennstoffzusammensetzung führten zu einer umfangreichen Datenbasis, die zur Prüfung und Bewertung bereits bestehender Korrelationen der turbulenten Brenngeschwindigkeit in diesem erweiterten Parameterbereich verwendet wurde.

Von aktuellem Interesse sind die Daten der turbulenten Brenngeschwindigkeit der Erdgas-Wasserstoff-Gemische, da bei weiter fortschreitendem Ausbau der regenerativen Energiequellen in Zukunft bei günstigen Randbedingungen Überschüsse in der Energieproduktion entstehen können, die nicht zeitgleich genutzt werden können. In solchen Situationen ist die Speicherung der Energie in Wasserspeicherkraftwerken vorgesehen, die aber nur ein begrenzte Kapazität abdecken können. Eine weit größere Speicherkapazität bietet das bestehende Erdgasversorgungssystem mit den Hochdruckleitungen und Erdgaskavernen. Es sind daher zukünftig Szenarien denkbar, in denen die überschüssige Energie der regenerativen Energiequellen in elektrolytisch gewonnenen Wasserstoff oder synthetisches Erdgas umgewandelt werden und dem bestehenden Gasversorgungssystem wieder zugeführt werden. Die so gewonnenen Speichergase sind nach Par 3, Nr. 1 EEG 2012 als erneuerbare Energiequellen mit entsprechenden vorteilhaften Regelungen für die Abnahme und Vergütung der daraus erzeugten Energie eingestuft. Der bei der Elektrolyse gebildete Wasserstoff eignet sich hierbei aufgrund der Diffusivität und der daraus resultierenden Anforderungen an Dichtungen und Risiken für Leckagen, sowie dem im Vergleich zu Erdgas geringeren volumetrischen Heizwert und der veränderten Verbrennungseigenschaften des Erdgas-Wasserstoffgemisches nur bedingt zur Speicherung im Gasversorgungssystem. Wasserstoff kann daher nur in beschränkten volumetrischen Anteilen dem Erdgas beigemischt werden, die mit den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Erdgas-Wasserstoffgemischen mit bis zu äquimolarem Wasserstoffanteilen abgedeckt sind.

2 Theoretische Grundlagen und Stand des Wissens

2.1 Problemstellung

Wird ein Brennersystem von einem zündfähigen Brenngas/Luft-Gemisch durchströmt, ergibt sich strömungsabwärts von der Zündfront des Gemisches eine endlich ausgedehnte Reaktionszone. Im Fall stabiler Verbrennung bildet sich eine im zeitlichen Mittel lokal unveränderliche Flammenfront aus, deren Kontur von der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Reaktionszone in Richtung des noch unverbrannten Brenngas/Luft-Gemisches und dem Strömungsfeld des Gasgemisches abhängt. Der Verbrennungsprozess dieser sich so ergebenden Flamme kann nur aufrecht erhalten werden, wenn kontinuierlich thermische Energie und reaktionsaktive Spezies aus der Reaktionszone in Richtung des unverbrannten Brenngas/Luft-Gemisches transportiert werden. Der Energie - und Stofftransport entgegen der mittleren Gasströmung muss bei stationärer Verbrennung so hoch sein, daß in der sogenannten Vorwärmzone Startreaktionen initiiert werden. Diese Startreaktionen leiten die anschließend ablaufenden stark exothermen Reaktionen des Brenngas/Luft-Gemisches ein. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Reaktionszone wird im Grundsatz sowohl durch diesen Transport von Wärme und Stoffspezies als auch durch die reaktionskinetischen Prozesse der Verbrennung bestimmt und limitiert.

Für die Verbrennungsgeschwindigkeit im laminaren Strömungsfeld sind die Reaktionsgeschwindigkeit der Verbrennung und die auf molekularer Ebene ablaufenden Transportvorgänge von Wärme und Stoff maßgeblich. Mit der kinetischen Gastheorie können die Transporteigenschaften des Gasgemisches auf die Temperaturleitfähigkeit a und die Diffusionskoeffizienten D_i der einzelnen an der Verbrennung beteiligten Spezies zurückgeführt werden. Die Reaktionskinetik der Verbrennungsreaktion kann sofern die Reaktion im wesentlichen durch den Wärmetransport aus der Reaktionszone in die Vorwärmezone bestimmt wird durch ein globales Zeitmaß der Wärmefreisetzung charakterisiert werden. Diese Eigenschaften sind von Druck, Temperatur und Stöchiometrie abhängig. Es ergibt sich für die Ausbreitungsgeschwindigkeit s_1 der laminaren Reaktionszone eines beliebigen Brenngas/Luft-Gemisch der Zusammenhang

$$s_1 = f(a, D_i, \tau_c) .$$

Im turbulenten Strömungsfeld werden die Transportvorgänge durch turbulente Austauschprozesse deutlich erhöht. Relevante Turbulenzparameter zur Beschreibung dieser Austauschvorgänge sind hierbei in erster Linie die Größe der turbulenten Wirbelstrukturen l_t und die Turbulenzintensität u' . Bei hohen Turbulenzintensitäten kann die Geschwindigkeit

der Verbrennung durch die Reaktionskinetik eingeschränkt werden. Unter diesen Voraussetzungen entstehen quasihomogene, dicke Flammenfronten. Im Gegensatz zur Verbrennung im laminaren Strömungsfeld, in dem die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Reaktionszone als Stoffeigenschaft des Frischgemisches bei festen Zustandsgrößen aufgefasst werden kann, ergeben die zusätzlich zu berücksichtigenden turbulenten Austauschvorgänge folgende Einflussparameter für

$$s_t = f(a, D_i, l_t, u', \tau_c)$$

die Ausbreitungsgeschwindigkeit s_t der turbulenten Reaktionszone.

Um quantitative Aussagen über den Mechanismus der Wechselwirkung von Reaktionskinetik und turbulenten Austauschvorgängen auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Reaktionszone bei turbulenten Strömungsbedingungen treffen zu können, sind daher gewisse theoretische Grundlagen zur laminaren Flammenfrontausbreitung und zur Theorie turbulenter Strömungen unerlässlich, die im folgenden dargestellt sind.

2.2 Laminare Flammenfrontausbreitung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde zur Beschreibung des reaktionskinetischen Einflusses im wesentlichen die numerische Simulation laminarer Vormischflammen eingesetzt. Die Ergebnisse der Simulation erlaubten, da diese durch eine ausreichende Anzahl von Experimenten validiert wurden, eine genaue Analyse der laminaren Flammenfront und damit der relevanten kinetischen Kenngrößen. Weiterhin wurde mit diesem Simulationsprogramm die Berechnung der Stoffeigenschaften der untersuchten Gasgemische möglich, die für die Bestimmung der Kenngrößen der turbulenten Vormischverbrennung, wie z. B. der kinematischen Viskosität ν des Brenngas/Luft-Gemisches zur Berechnung der Makroturbulenz-Reynoldszahl, erforderlich waren. In diesem Kapitel wurden daher die zur Berechnung der laminaren Flammenfrontausbreitung erforderlichen Gleichungssysteme formuliert und detailliert Berechnungsvorschriften zur Kinetik des Wärme- bzw. Stofftransportes sowie der Verbrennungsreaktion beschrieben. Abschließend wurden die Definitionen der charakteristischen kinetischen Kenngrößen diskutiert.

2.2.1 Gleichungssystem zur Berechnung der laminaren Flammenfront

Betrachtet man die Temperatur- und Spezieskonzentrationsverläufe durch eine reale stationäre und laminare eindimensionale Vormischflammenfront entlang eines Stromfadens, so ist der Vergleich mit eindimensionalen Modellrechnungen zulässig. Die Massen- und Energiebilanzen führen für ein in Abbildung 2.1 dargestelltes differentielles Volumenelement der laminaren Flammenfront zu Gleichungen für die Massenerhaltung:

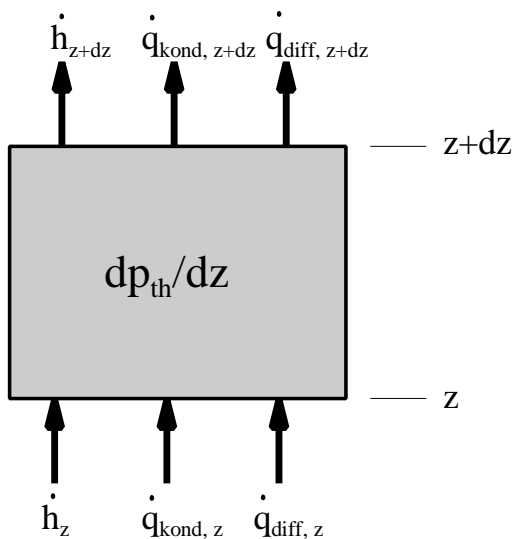
$$\rho \cdot u = (\rho \cdot u)_0, \quad (2.1)$$

die Massenerhaltung für jede Spezies:

$$\dot{m} \cdot \frac{dy_i}{dz} + \frac{d}{dz} \cdot (\rho \cdot y_i \cdot v_i) - \dot{\omega}_i \cdot \tilde{M}_i = 0 \quad (2.2)$$

und die Energieerhaltung:

$$\dot{m} \cdot c_p \cdot \frac{dT}{dz} - \frac{d}{dz} \cdot \left(\lambda \cdot \frac{dT}{dz} \right) + \sum_{i=1}^K \rho \cdot y_i \cdot v_i \cdot c_{p,i} \cdot \frac{dT}{dz} + \sum_{i=1}^K \dot{\omega}_i \cdot h_i \cdot \tilde{M}_i = 0. \quad (2.3)$$



$$\dot{h} = \dot{m} \cdot c_p \cdot T$$

(Wärmestrom durch Konvektion)

$$\dot{q}_{\text{Kond}} = -\lambda \cdot \frac{dT}{dz}$$

(Wärmestrom durch Konduktion)

$$\dot{q}_{\text{Diff}} = y_i \cdot \rho \cdot v_i \cdot c_p \cdot T$$

(Wärmestrom durch Speziesdiffusion)

$$dp_{\text{th}} = \dot{\omega}_i \cdot h_i \cdot \tilde{M}_i \cdot dz$$

(thermische Energiefreisetzung aus Reaktion)

Abb. 2.1: Differentielles Volumenelement einer eindimensionalen Vormischflamme

Das partielle Gleichungssystem kann unter Annahme gewisser Randbedingungen, wie z. B. isobarer, adiabater und stationärer Verhältnisse sowie freier Flammenausbreitung, mit dem Programmpaket Chemkin numerisch gelöst werden. Hierzu wurden neben einem thermodynamischen Datensatz und einer Datenbasis für die Berechnung der Kinetik von Wärme- und Stofftransportprozessen des Gemisches eine detaillierte Beschreibung der chemischen Kinetik zur Berechnung der molaren zeitlichen Produktionsraten aller Spezies benötigt, die von dem Programmpaket CHEMKIN in folgender Weise zur Verfügung gestellt worden sind.

2.2.2 Berechnung der thermodynamischen Stoffeigenschaften

Die Berechnung der thermodynamischen Eigenschaften erfolgte mit Hilfe einer von den Sandia Laboratories zusammengestellten Datenbasis für reine Gase bei Standardbedingungen (**JANAF 1971**), deren Temperaturabhängigkeit mit jeweils 7 Parametern für Temperaturen unter bzw. über 1000 K angepasst wurde. Damit ergaben sich, ausgehend von den in einer thermodynamischen Datenbank zusammengefassten 14 Anpassungsparametern, folgende Berechnungsvorschriften für die spezifische molare Wärmekapazität $c_{p,i}$ der Spezies i bei konstantem Druck:

$$c_{p,i} = R \cdot \sum_{n=1}^5 a_{n,i} \cdot T^{n-1}, \quad (2.4)$$

die spezifische molare Enthalpie h_i der Spezies i

$$h_i = R \cdot T \cdot \left(\sum_{n=1}^5 \left(a_{n,i} \cdot T^{n-1} \right) + \frac{a_{6,i}}{T} \right) \quad (2.5)$$

und die spezifische molare Entropie s_i^0 der Spezies i

$$s_i^0 = R \cdot \left(a_{1,i} \cdot \ln T + \sum_{n=2}^5 \left(\frac{a_{n,i}}{n-1} \cdot T^{n-1} \right) + a_{7,i} \right). \quad (2.6)$$

Die Spezies i wurden in diesem Fall als ideale Gase angenommen, daher sind $c_{p,i}$ und h_i druckunabhängig. Für die Entropie der Spezies wurde in Gleichung 2.6 die Entropie bei Standarddruck angegeben. Mit diesen Werten konnten weitere thermodynamische Stoffeigenschaften, wie z. B. die spezifische freie Bildungsenthalpie g :

$$g^0 = h_i - T \cdot s_i^0 \quad (2.7)$$

der Spezies i berechnet werden.

Die Berechnung der molaren spezifischen Wärmekapazität c_p des Gemisches erfolgte durch

$$c_p = \sum_i^S x_i \cdot c_{p,i}, \quad (2.8)$$

der molaren spezifischen Enthalpie h des Gemisches aus:

$$h = \sum_i^S x_i \cdot h_i \quad (2.9)$$

und der molaren spezifischen Entropie des Gemisches aus:

$$s = \sum_{i=1}^S \left(s_i^0 - R \cdot \ln x_i - R \cdot \ln(p/p^0) \right) \cdot x_i \quad (2.10)$$

mit dem Molenbruch x_i der Spezies i für sämtliche Spezies S , der universellen Gaskonstante R und dem Druck p .

Im Rahmen dieser Arbeit wurden alle erforderlichen thermodynamischen Stoffeigenschaften der untersuchten Gasgemische ausschließlich nach den Gleichungen in diesem Kapitel bestimmt und mit dem am Engler-Bunte-Institut vorhandenen Chemkin Programmpaket berechnet.

2.2.3 Kinetikgrößen für Wärme- und Stofftransport

Die Charakterisierung des molekularen Transportes von Spezies, Impuls und Energie in einem Multikomponentengasgemisch erforderte die Berechnung von Diffusionskoeffizienten, der Viskosität und der Wärmeleitfähigkeit. Im Gegensatz zur thermodynamischen Datenbank wurde die Datenbank für die Transporteigenschaften der benötigten Stoffgrößen nicht direkt zur Verfügung gestellt. Die Wärmeleitfähigkeiten, Viskositäten und Diffusionskoeffizienten der Reinstoffe mussten mit aus der kinetischen Gastheorie abgeleiteten, relativ komplexen Ansätzen berechnet werden, die bei **J. O. Hirschfelder et al. 1954** ausführlich beschrieben werden. Die im Rahmen dieser Arbeit erforderlichen Größen zur Diffusivität der Gasgemische wurden ausschließlich mit einer im Programmpaket CHEMKIN implementierten Option, die binäre Diffusionskoeffizienten zur Verfügung stellt, berechnet.

Die Reinstoffwerte wurden in mehreren Temperaturintervallen berechnet und an die folgenden Funktionen für die dynamische Viskosität η_i mit den Anpassungsparametern $a_{n,i}$

$$\ln \eta_i = \sum_{n=1}^4 a_{n,i} \cdot (\ln T)^{n-1}, \quad (2.11)$$

die Wärmeleitfähigkeit λ mit den Anpassungsparametern $b_{n,i}$

$$\ln \lambda_i = \sum_{n=1}^4 b_{n,i} \cdot (\ln T)^{n-1} \quad (2.12)$$

und die binären Diffusionskoeffizienten D_{ij} mit den Anpassungsparametern $d_{n,ij}$

$$\ln D_{i,j} = \sum_{n=1}^4 d_{n,ij} \cdot (\ln T)^{n-1} \quad (2.13)$$

für alle Spezies i bzw. aller Kombinationen zweier Spezies i,j angepasst.

Mit dem Ergebnis dieser Anpassungsfunktionen wurden dann die mittlere dynamische Viskosität η

$$\eta = \frac{\sum_{i=1}^S x_i \cdot \eta_i}{F} \quad (2.14)$$

mit $F = \sum_{j=1}^S \left(x_j \cdot \frac{1}{\sqrt{8}} \cdot \left(1 + \frac{\tilde{M}_i}{\tilde{M}_j} \right)^{-\frac{1}{2}} \cdot \left(1 + \left(\frac{\eta_i}{\eta_j} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(\frac{\tilde{M}_j}{\tilde{M}_i} \right)^{\frac{1}{4}} \right)^2 \right)$

die mittlere Wärmeleitfähigkeit λ

$$\lambda = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\sum_{i=1}^S x_i \cdot \lambda_i}{\sum_{k=1}^S x_k / \lambda_k} + \frac{1}{\sum_{k=1}^S x_k / \lambda_k} \right) \quad (2.15)$$

und der mittleren Diffusionskoeffizient D_i der Spezies i

$$D_i = \frac{\sum_{j \neq i}^S x_j \cdot \tilde{M}_j}{\tilde{M} \cdot \sum_{j \neq i}^S x_j / D_{ij}} \quad (2.16)$$

für die lokal vorliegenden Temperaturen und Drücke mit der mittleren Molmasse \tilde{M} berechnet. Mit dem mittleren Diffusionskoeffizienten D_i wurde schließlich die Diffu-

sionsgeschwindigkeit v_i der Spezies i , z. B. für die isobare Verbrennung, gemäß

$$v_i = - \frac{1}{x_i} \cdot D_i \cdot \nabla x_i \quad (2.17)$$

bestimmt. Damit wurden mit der thermodynamischen Datenbank und der Datenbank der Transportgrößen alle benötigten Stoffwerte, die in den Gleichungen 2.1 - 2.3 angegebenen werden, bereitgestellt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden alle erforderlichen Kinetikgrößen für den Wärme- und Stofftransport der untersuchten Gasgemische ausschließlich nach den Gleichungen in diesem Kapitel bestimmt und mit dem am Engler-Bunte-Institut vorhandenen Chemkin Programmpaket berechnet.

2.2.4 Kinetikgrößen der Verbrennungsreaktion

Die Verbrennung eines Brenngases mit Sauerstoff bzw. Luft stellt reaktionskinetisch eine Kettenreaktion dar. Als Kettenreaktionen werden in der Chemie solche Reaktionen bezeichnet, bei denen sich durch Elementarreaktion aus den Ausgangsprodukten Reaktionspartner neu bilden, so daß die einmal in Gang gebrachte Reaktion von selbst solange weiterläuft, bis eines der Ausgangsprodukte vollständig verbraucht ist. Zu Beginn der Verbrennungsreaktion entstehen durch Startreaktionen stets sogenannte Kettenträger, nämlich Atome oder Radikale aus den Ausgangsstoffen, welche die Kettenfortpflanzungsreaktionen auslösen können, also jene Zwischenreaktionen, in deren Verlauf die Reaktionsprodukte und neue Kettenträger gebildet werden. Bei den Kettenabbruchreaktionen werden Kettenträger vernichtet, ohne daß andere neu entstehen.

Die Gesamtreaktion (Bruttoreaktion) muss daher durch einen Reaktionsmechanismus, d. h. eine gewisse Anzahl vorrangig relevanter Elementarreaktionen, welche die nacheinander oder nebeneinander ablaufenden Start-, Kettenfortpflanzungs- und Kettenabbruchreaktionen charakterisieren, beschrieben werden. In allgemeiner Schreibweise ergibt sich für die in einem Reaktionsmechanismus enthaltenen Elementarreaktionen folgende Gleichung

$$\sum_{i=1}^S v'_{ij} \cdot X_i = \sum_{i=1}^S v''_{ij} \cdot X_s \quad (j = 1, \dots, R) \quad (2.18)$$

mit der Anzahl der Spezies S , der Anzahl der Reaktionen R , den stöchiometrischen Faktoren der Hin- bzw. Rückreaktion $v'_{i,j}$ und $v''_{i,j}$ einer Spezies i für die entsprechende

Reaktion j und dem chemischen Symbol X_i der Spezies i .

Der Reaktionsmechanismus ist nur dann vollständig, wenn er neben der Auflistung der Elementarreaktionen Angaben zur Reaktionsgeschwindigkeit der Einzelreaktionen enthält. Diese Parameter sind zur Berechnung der Produktionsraten der Spezies und damit zur Lösung der Gleichung 2.1 bis 2.3 erforderlich. Die molare Produktionsrate $\dot{\omega}_i$ der Spezies i

$$\dot{\omega}_i = \sum_{j=1}^R v_{ij} \cdot q_j \quad (i = 1, \dots, S) \quad (2.19)$$

kann mit den stöchiometrischen Faktoren $v_{ij} = v''_{ij} - v'_{ij}$ und der Reaktionsfortschrittsvariablen q_j der Elementarreaktion j für die im Reaktionsmechanismus enthaltene Anzahl der Spezies S berechnet werden. Die Reaktionsfortschrittsvariable q_j der Elementarreaktion j

$$q_j = k_{f_j} \cdot \prod_{i=1}^S [X_i]^{v'_{ij}} - k_{r_j} \cdot \prod_{i=1}^S [X_i]^{v''_{ij}} \quad (j = 1, \dots, R) \quad (2.20)$$

ergibt sich aus der Differenz der Reaktionsgeschwindigkeiten der Hin- bzw. Rückreaktion, die von der Reaktionsgeschwindigkeitskoeffizienten sowie dem Produkt der Konzentrationen der beteiligten Spezies und den stöchiometrischen Faktoren abhängt. Die Temperaturabhängigkeit der Reaktionsgeschwindigkeitskoeffizienten der Hinreaktion werden gemäß einem erweiterten Arrheniusansatz

$$k_{f_j} = A_j \cdot T^{\beta_j} \cdot \exp\left(\frac{-E_j}{R \cdot T}\right) \quad (j = 1, \dots, R) \quad (2.21)$$

mit einem vorexponentiellen Faktor A_j , einem Faktor zur Temperaturkorrektur des Arrheniusansatzes β_j und der Aktivierungsenergie E_j der jeweiligen Elementarreaktion berechnet. Die Parameter A_j , β_j und E_j werden in den für CHEMKIN kompatiblen Reaktionsmechanismen angegeben.

Die Berechnung der Reaktionsgeschwindigkeitskonstante der Rückreaktion kann mit der Gleichgewichtskonstante K_j

$$k_{b_j} = \frac{k_{f_j}}{K_j} \quad (j = 1, \dots, R)$$

erfolgen. Die Gleichgewichtskonstanten der Elementarreaktionen ergeben sich aus der Entropie bei Standarddruck und der Enthalpie der an der jeweiligen Reaktion beteiligten

Spezies gemäß

$$K_j = \exp \left(\sum_{i=1}^S v_{ij} \cdot \frac{s_i^0}{R} - \sum_{i=1}^S v_{ij} \cdot \frac{h_i}{R \cdot T} \right) \cdot \left(\frac{P_0}{R \cdot T} \right)^{\sum_{i=1}^S v_{ij}} \quad (j = 1, \dots, R) \quad (2.23)$$

In der Tabelle 2.1 ist exemplarisch ein vereinfachter Reaktionsmechanismus nach **F. N. Egolfopoulos et al. 1989** aufgelistet, der die Methanverbrennung mit 15 Spezies und 23 Elementarreaktionen beschreibt.

In diesem Reaktionsmechanismus beschreiben die Reaktionen 2 - 4 den Methanzerfall, der die Verbrennungsreaktion initiiert und durch OH - Radikale bzw. O - und H - Atome hervorgerufen wird. Diese Reaktionen konkurrieren mit der druckabhängigen Reaktion 1, bei der Methyl-Radikale mit H - Atomen rekombinieren. Der weitere Abbau der Kohlenwasserstoffradikale (Reaktionen 5 - 13) erfolgt wiederum durch den Angriff von OH - Radikalen bzw. O - und H - Atomen im wesentlichen über die Bildung von Formaldehyd CH_2O , das schließlich zu Kohlenmonoxid umgewandelt wird. Im mageren Luftzahlbereich wird das CO abschließend durch den Angriff von OH-Radikalen in einem verhältnismäßig langsamen Reaktionsschritt zu CO_2 aufoxidiert. Neben diesem C/H/O - Teilsystem enthält der Reaktionsmechanismus die Oxidation von H_2 beschreibende Elementarreaktionen (Reaktionen 15-23). Die Reaktionen des O/H-Teilsystems beinhalten die Spezies H_2 , O_2 , H_2O , H, O, OH und HO_2 und steuern den Methanabbau. Von besonderer Bedeutung sind hierbei die Kettenverzweigungsreaktionen 15 und 16, die zwei aktive Spezies liefern. Der Reaktionsmechanismus enthält drei druckabhängige weil die Speziesanzahl verändernde Elementarreaktionen (Reaktion 1, 19 und 20). Bei diesen Gleichgewichtsreaktionen handelt es sich bei der Hinreaktion um Rekombinationsreaktionen zweier Moleküle beziehungsweise bei der Rückreaktion um unimolekulare Zerfallsreaktionen. Die notwendige Aktivierungsenergie für die Zerfalls- oder Rekombinationsreaktion wird durch die Kollision mit einem weiteren Molekül M geliefert. Für solche Elementarreaktionen muss Gleichung 2.20 für die Reaktionsfortschrittsvariable q_j erweitert werden:

$$q_j = \left(\sum_{i=1}^S (a_{i,j}) \cdot [X_i] \right) \cdot \left(k_{f_j} \cdot \prod_{i=1}^S [X_i]^{v'_{ij}} - k_{r_j} \cdot \prod_{i=1}^S [X_i]^{v''_{ij}} \right) \quad (j = 1, \dots, R) \quad (2.24)$$

Ist die Zuführung der Aktivierungsenergie für alle im Reaktionsgemisch enthaltenen Spezies gleich, wird $a_{i,j} = 1$. Die Reaktionsfortschrittsvariable q hängt dann von der Zusammensetzung des Gasgemisches ab. Häufig haben die Kollisionen der Moleküle, welche die Aktivierungsenergie der Elementarreaktion liefern aber unterschiedliche Effizienz. In diesem Fall können für die Elementarreaktion von 1 verschiedene Werte für $a_{i,j}$ den Spezies (wie in den Elementarreaktionen 19 und 20) zugeordnet werden.

Bei hohen Verbrennungsdrücken werden für die Rekombinationsreaktionen allein durch die Kollision der beiden reagierenden Moleküle ausreichend hohe Aktivierungsenergien erzeugt, so daß kein weiteres Molekül für die Durchführung der Elementarreaktion erforderlich ist. Für diese Reaktionen werden dann Parameter des Arrheniusansatzes für niederen und hohen Verbrennungsdruck im Reaktionsmechanismus wie zum Beispiel im Reaktionsmechanismus nach **M. Frenklach et al. 1995** angegeben. Der Übergangsbereich zwischen den Asymptoten kann mit zusätzlichen Parametern nach den Berechnungsvorschriften von F. Lindemann oder J. Troe, die bei **R. J. Kee et al. 2003** im Detail beschrieben sind, bestimmt werden.

Tabelle 2.1: Reaktionsmechanismus nach Egolfopoulos 1989

	Elementarreaktion	A_i	β_i	E_i
1.	$\text{CH}_3+\text{H}+\text{M}=\text{CH}_4+\text{M}$	8.00E26	-3.0	0.
2.	$\text{CH}_4+\text{H}=\text{CH}_3+\text{H}_2$	2.20E04	3.0	8750.
3.	$\text{CH}_4+\text{O}=\text{CH}_3+\text{OH}$	1.60E06	2.36	7400.
4.	$\text{CH}_4+\text{OH}=\text{CH}_3+\text{H}_2\text{O}$	1.60E06	2.1	2460.
5.	$\text{CH}_3+\text{O}=\text{CH}_2\text{O}+\text{H}$	6.80E13	0.0	0.
6.	$\text{CH}_3+\text{OH}=\text{CH}_2+\text{H}_2\text{O}$	1.50E13	0.0	5000.
7.	$\text{CH}_2+\text{O}_2=\text{CO}_2+\text{H}+\text{H}$	1.60E12	0.0	1000.
8.	$\text{CH}_2+\text{O}_2=\text{CO}_2+\text{H}_2$	6.90E11	0.0	500.
9.	$\text{CH}_2\text{O}+\text{H}=\text{HCO}+\text{H}_2$	2.19E08	1.77	3000.
10.	$\text{CH}_2\text{O}+\text{OH}=\text{HCO}+\text{H}_2\text{O}$	3.43E09	1.18	-477.
11.	$\text{HCO}+\text{H}=\text{CO}+\text{H}_2$	4.00E13	0.0	0.
12.	$\text{HCO}+\text{M}=\text{H}+\text{CO}+\text{M}$	1.60E14	0.0	14700.
13.	$\text{HCO}+\text{O}_2=\text{HO}_2+\text{CO}$	3.30E13	-0.4	0.
14.	$\text{CO}+\text{OH}=\text{CO}_2+\text{H}$	1.51E07	1.3	-758.
15.	$\text{H}+\text{O}_2=\text{OH}+\text{O}$	5.13E16	-0.816	16507.
16.	$\text{O}+\text{H}_2=\text{OH}+\text{H}$	1.80E10	1.0	8826.
17.	$\text{OH}+\text{H}_2=\text{H}_2\text{O}+\text{H}$	1.17E09	1.3	3626.
18.	$\text{OH}+\text{OH}=\text{H}_2\text{O}+\text{O}$	6.00E08	1.3	0.
19.	$\text{H}+\text{O}_2+\text{M}=\text{HO}_2+\text{M}$	3.61E17	-0.72	0.
	$\text{O}_2/1.26/ \text{N}_2/1.26/ \text{H}_2\text{O}/18.6/ \text{CO}/2.11/ \text{CO}_2/4.2/ \text{H}_2/2.86/$			
20.	$\text{H}+\text{OH}+\text{M}=\text{H}_2\text{O}+\text{M}$	1.60E22	-2.0	0.
	$\text{H}_2\text{O}/5.0/$			
21.	$\text{H}+\text{HO}_2=2\text{OH}$	1.40E14	0.0	1073.
22.	$\text{H}+\text{HO}_2=\text{H}_2+\text{O}_2$	1.25E13	0.0	0.
23.	$\text{OH}+\text{HO}_2=\text{H}_2\text{O}+\text{O}_2$	7.50E12	0.0	0.

Für unterstöchiometrische Bedingungen und für die Druckverbrennung sind derartige vereinfachte Reaktionsmechanismen jedoch nicht geeignet, da unter diesen Bedingungen ein deutlicher Anteil der Methyl-Radikale, wie z. B. bei **D. Stapf 1998** ausführlich beschrieben, zu Äthan rekombiniert, das dann über eine deutlich höhere Anzahl zusätzlicher Elementarreaktionen abgebaut wird. Für in Bezug auf die Stöchiometrie, die Vorwärmtemperatur und den Verbrennungsdruck allgemeingültige reaktionskinetische Berechnungen wurden daher aufwendige Reaktionsmechanismen von **F. N. Egolfopoulos et al. 1989**, **M. Frenklach et al. 1995** und **G. P. Smith 1999** entwickelt. Mit diesen Reaktionsmechanismen wird die Methanverbrennung mit bis zu 325 Elementarreaktionen einschließlich der Stickoxidbildung beschrieben.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden alle erforderlichen Kinetikgrößen der Verbrennungsreaktion, sofern nicht anders angegeben, mit dem Reaktionsmechanismus nach **G. P. Smith 1999** mit dem am Engler-Bunte-Institut vorhandenen Chemkin Programmpaket berechnet.

2.2.5 Charakteristische Größen laminarer Flammen

Ausgehend von den reaktionskinetischen Berechnungen können charakteristische Größen für die laminare Verbrennung hergeleitet werden. Diese Größen sind die laminare Brenngeschwindigkeit s_l , die Dicke der laminaren Flamme δ_l bzw. der Vorwärmzone δ_{vwz} und das kinetische Zeitmaß τ_c der Wärmefreisetzung. Während die laminare Brenngeschwindigkeit s_l durch eine geeignete Definition, die im folgenden beschrieben wird, exakt festgelegt ist, ergibt sich bei der Definition der Dicke der laminaren Flammenfront δ_l und des kinetischen Zeitmaßes τ_{kin} ein Interpretationsspielraum.

Die **laminare Brenngeschwindigkeit** wird als Ausbreitungsgeschwindigkeit der Reaktionsfront definiert, die in stationären Flammen der Strömungsgeschwindigkeitskomponente des kalten bzw. von der Flammenfront noch unbeeinflusstem Brenngas/Luftgemisches normal zur Reaktionsfront das Gleichgewicht hält. Das z.B. in Kapitel 2.2.1 beschriebene Gleichungssystem einer sich frei ausbreitenden eindimensionalen laminaren Vormischflamme kann numerisch durch Variation der Frischgas-Anströmgeschwindigkeit gelöst werden. Die Frischgas-Anströmgeschwindigkeit aus der sich eine stationäre Lösung ergibt ist ein Eigenwert des Gleichungssystems und entspricht der laminaren Brenngeschwindigkeit:

$$(\rho \cdot u) = \rho_0 \cdot u_0 = \rho_0 \cdot s_l. \quad (2.25)$$

Wie bereits in den vorstehenden Kapiteln beschrieben, wird ihre Größe maßgeblich von den reaktionskinetischen Eigenschaften des eingesetzten Brennstoffes unter Berücksichtigung der örtlich vorliegenden Stöchiometrie, der Temperatur und des Druckes bestimmt. Weiterhin können die in der Vorwärmzone der Reaktionsfront ablaufenden Stoffdiffusions- und Wärmeleitprozesse die laminare Brenngeschwindigkeit beeinflussen. Wegen ihrer reaktionskinetischen Aussagekraft kann die laminare Brenngeschwindigkeit auch zur Validierung von reaktionskinetischen Ansätzen anhand von Meßdaten dienen.

Die in diesem und folgenden Kapitel dargestellten Abbildungen 2.2 - 2.7 basieren auf detaillierten reaktionskinetischen Berechnungen, die im Rahmen dieser Arbeit mit dem am Engler-Bunte-Institut installierten Programmpaket Chemkin durchgeführt wurden. Für diese Berechnungen wurde der Reaktionsmechanismus von **M. Frenklach et al. 1995** verwendet.

In Abbildung 2.2 ist die relative Wärmefreisetzung sowie der relative Energietransport

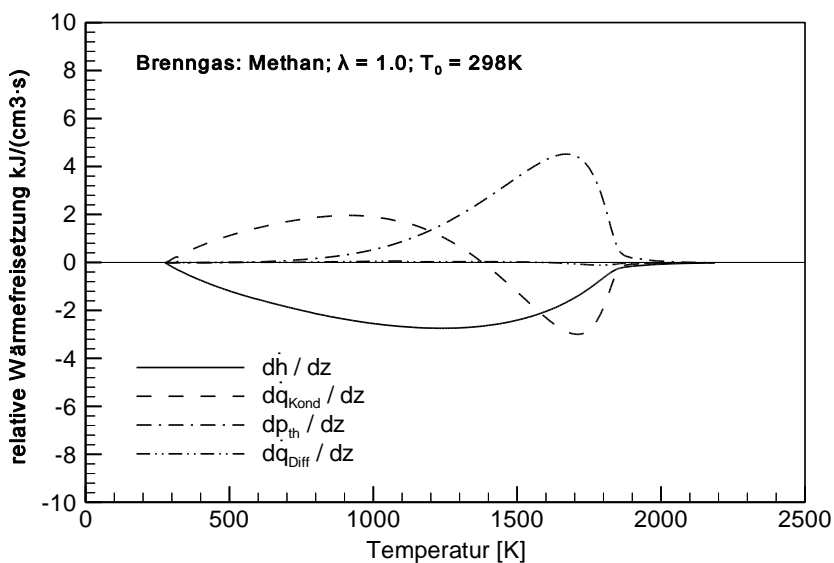


Abb. 2.2: relative Wärmefreisetzung in der adiabaten laminaren Vormischflamme

durch Konvektion, Diffusion und Konduktion in der Flammenfront gemäß den Gleichungen 2.1 - 2.3 einer laminaren adiabaten Methanvornmischflamme in Abhängigkeit von der lokalen Temperatur für die Luftzahl $\lambda = 1,0$ und eine Vorwärmtemperatur von $T_0 = 298 \text{ K}$ dargestellt. Aus den Berechnungen wird deutlich, daß

der kontinuierliche Transport von thermischer Energie aus der Reaktionszone stromaufwärts in das Brenngas/Luft-Gemisch (in diesem Bereich ergeben sich große Gradienten der konduktiven Wärmefreisetzungsraten, also ein Energietransport aus der Reaktionszone in die Vorwärmzone) den Verbrennungsablauf aufrecht hält. Dem Energietransport durch Diffusion kommt für dieses Brenngas eine sehr untergeordnete Bedeutung zu.

Die Dicke der Vorwärmzone δ_{vWZ} kann durch eine Energiebilanz bei Vernachlässigung des Wärmetransports durch Diffusion und unter der Annahme, daß der Konvektionsstrom in Strömungsrichtung und der Konduktionsstrom entgegen der Anströmung im Energie-

Gleichgewicht stehen, gemäß der “thermischen Theorie” in ihrer Größenordnung abgeschätzt werden. Für die Dicke der Vorwärmzone δ_{vwz} folgt

$$\delta_{\text{vwz}} \sim \frac{1}{u_0} \cdot \frac{\lambda}{c_{p,0} \cdot \rho_0} = \frac{a}{u_0} \quad (2.26)$$

mit der Strömungsgeschwindigkeit u_0 und der Temperaturleitfähigkeit a , die sich aus der Wärmekapazität $c_{p,0}$ und der Dichte ρ_0 des anströmenden Gemisches sowie der Wärmeleitfähigkeit λ des Gemisches bei Zündtemperatur ergibt.

Bei stationärer Verbrennung muss die Verweilzeit des Brennstoff/Luft-Gemisches in der Vorwärmzone dem erforderlichen kinetischen Zeitmaß τ_c von Anlaufreaktionen entsprechen

$$\tau_c \sim \frac{\delta_v}{u_0} \sim \frac{a}{u_0^2} . \quad (2.27)$$

Definitionsgemäß sind die lokale Anströmgeschwindigkeit und die laminare Brenngeschwindigkeit dem Betrag nach gleich groß und entgegengerichtet; daher folgt für die laminare Brenngeschwindigkeit

$$s_1 = C_c \cdot \sqrt{\frac{a}{\tau_c}} \quad \text{mit} \quad \tau_c = \frac{\delta_v}{s_1} . \quad (2.28)$$

Die Konstante C_c ist eine Zahlenkonstante in der Größenordnung von 1. Unter Berücksichtigung der Vorwärmtemperatur- und Druckabhängigkeit der Temperaturleitfähigkeit ergeben sich unter der Annahme temperatur- und druckunabhängiger Zeitmaße der Wärmefreisetzung erste Abschätzungen für die Vorwärmtemperatur- und Druckabhängigkeit der laminaren Brenngeschwindigkeit

$$s_1 \sim \frac{T^m}{p^n} \quad \text{mit} \quad n \approx 0,5 \quad \text{und} \quad m \approx 0,8 . \quad (2.29)$$

Während der Exponent zur Beschreibung der Druckabhängigkeit durch Experimente annähernd abgesichert ist, können die Exponenten der Vorwärmtemperatur nicht durch Experimente ($m \approx 2$) bestätigt werden. Daher muss von einer deutlichen Vorwärmtemperaturabhängigkeit der kinetischen Größen C_c und τ_c ausgegangen werden.

Die Druckabhängigkeit der laminaren Brenngeschwindigkeit in Gleichung 2.29 ist für Methan gültig. Allerdings ist auch die Kinetik der Verbrennungsreaktion druckabhängig, wie von **H. Bockhorn 2010** beschrieben. Daher kann die Gleichung 2.29 mit der Gesamt-

reaktionsordnung n_{RO} :

$$s_1 \sim p^{(n_{RO}-2)/2} \quad (2.30)$$

erweitert werden. Nur für Brennstoffe, die nach der ersten Gesamtreaktionsordnung reagieren, ergibt sich kein Reaktionskinetikeinfluss des kinetischen Zeitmaßes τ_c oder der kinetischen Konstante C_c . Experimentelle Ergebnisse für die Wasserstoffverbrennung zeigen eine geringe Druckabhängigkeit der laminaren Brenngeschwindigkeit, da die geschwindigkeitsbestimmende Reaktion eine Reaktion zweiter Ordnung ($n_{RO}=2$) ist. Ähnliche Reaktionsordnungen ($n_{RO} \approx 2$) ergeben sich auch für Äthan und Propan.

Die kinetische Konstante C_c in Gleichung 2.28 kann nach einer von H. P. Schmid vorgeschlagenen Vorgehensweise anhand der detaillierter kinetischen Berechnungen laminarer Vormischflammenfronten, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, bestimmt werden. In der Abbildung 2.3 sind die Zeitmaße der Wärmefreisetzung $\tau_c(x)$ sowohl für Methan/Luft- als auch Methan/H₂/Luft-Vormischflammen (äquimolare Methan/H₂-Brenngasmischung) für unterschiedliche Stöchiometrien bei einer Vorwärmtemperatur von $T_0=298$ K aufgetragen. Das differentielle Zeitmaß für die Wärmefreisetzung $\tau_c(x)$

$$\tau_c(x) = T(x) \cdot \left(\frac{\partial T(x)}{\partial t(x)} \right)^{-1} \quad (2.31)$$

wurde mit dem durch das Programmpaket CHEMKIN berechneten Temperaturverlauf der laminaren Flammenfront bestimmt. Die Auftragung dieser kinetischen Zeitmaße zeigt für die dargestellten Luftzahlbereiche und Brenngaszusammensetzungen in einem weitem Temperaturbereich der Flammenfront annähernd konstante differentielle Zeitwerte der Wärmefreisetzung. Nur zu Beginn der Vorwärmzone und am Ende des Ausbrandbereich - aufgrund der langsamen CO-Oxidation - sind deutlich höhere kinetische Zeitmaße festzustellen. Durch die Bestimmung des minimalen kinetischen Zeitmaßes wird daher die Wärmefreisetzung über einen weiten Bereich der laminaren Flammenfront charakterisiert. Die Kenntnis dieser minimalen Zeitmaße, die z. B. bei den sehr reaktiven stöchiometrischen Methan/H₂/Luft-Vormischflammen eine Größenordnung von $\tau_c \approx 8 \cdot 10^{-5}$ s erreichen, sowie der laminaren Brenngeschwindigkeit ermöglichen die Berechnung der kinetischen Konstante C_c gemäß Gleichung 2.28 für den kompletten Stöchiometriebereich. Die im Rahmen dieser Arbeit relevanten kinetischen Konstanten der Brenngasge-

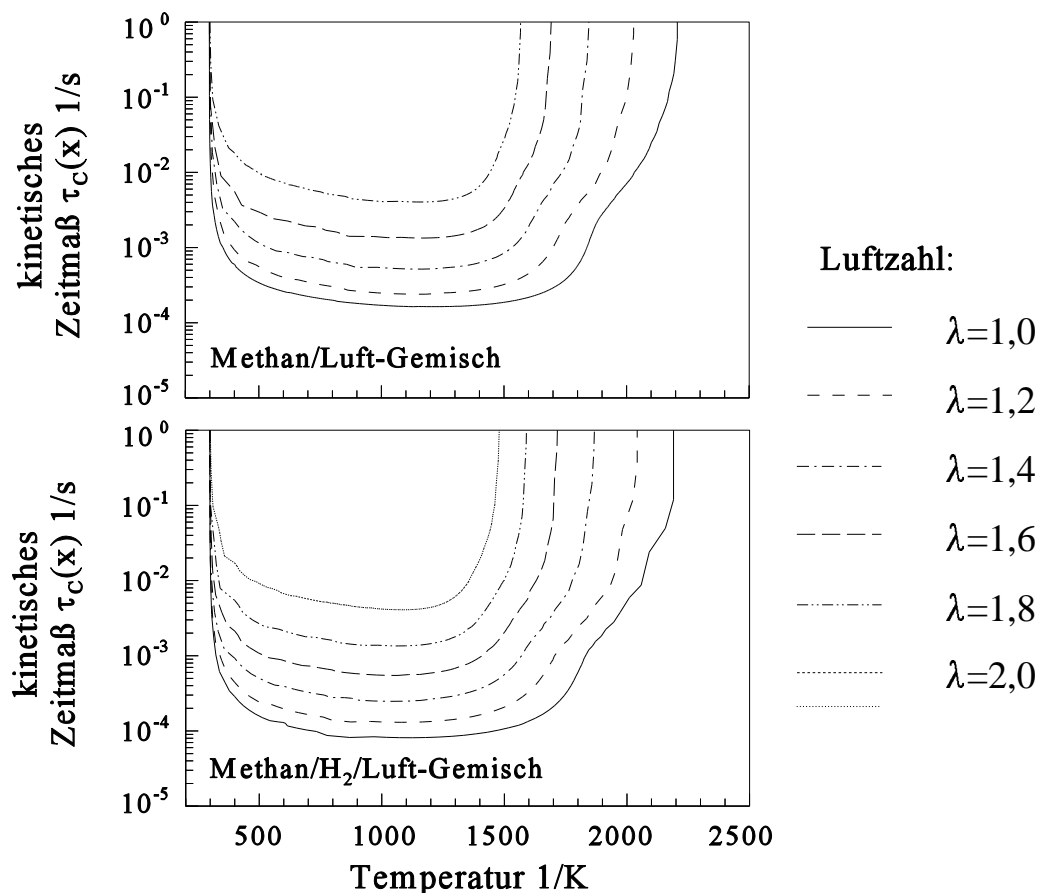


Abb. 2.3: differentielles Zeitmaß der Wärmefreisetzung nach der Berechnungsvorschrift von H. P. Schmid

Tabelle 2.2: reaktionskinetische Kenngrößen der relevanten Brenngas/Luftgemische (berechnet nach der Methode von H. P. Schmid)

	Brenngaszusammensetzung (Molanteile)	Vorwärmtemperatur	reaktionskinetische Konstante C_c	Temperaturleitfähigkeit bei $\lambda=1$
1	CH ₄	$T_0=37^\circ\text{C}$	1,06	$2,41 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$
2	CH ₄	$T_0=400^\circ\text{C}$	1,47	$9,04 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$
3	CH ₄ /H ₂ (3:1)	$T_0=37^\circ\text{C}$	1,07	$2,63 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$
4	CH ₄ /H ₂ (3:1)	$T_0=400^\circ\text{C}$	1,53	$9,54 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$
5	CH ₄ /H ₂ (1:1)	$T_0=37^\circ\text{C}$	1,08	$3,00 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$
6	CH ₄ /H ₂ (1:1)	$T_0=400^\circ\text{C}$	1,60	$1,03 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$

mische sind in Tabelle 2.2 aufgelistet. Für die kinetische Konstante der Wärmefreisetzung C_c ergeben sich neben der Brenngaszusammensetzung auch deutlich von der Vorwärmtemperatur abhängige Zahlenwerte. Die kinetische Konstante der Wärmefreisetzung C_c ist proportional zur Wurzel der Frischgemischtemperatur $C_c \sim T_0^{0.5}$. Die in der Tabelle angegebenen Temperaturleitfähigkeiten wurden gemäß den Gleichungen, die in den Kapiteln 2.2.2 und 2.2.3 aufgeführt wurden, im Rahmen dieser Arbeit für Anströmungsbedingungen berechnet.

Eine weitere Berechnungsmöglichkeit des kinetischen Zeitmaßes bietet die Analyse der relativen Reaktionswärmefreisetzungsraten im Bereich der laminaren Flammenfront. Der integrale Mittelwert dieses reaktionskinetischen Zeitmaßes

$$\tau_c = \frac{T_{ad} - T_0}{\int_{T_0}^{T_{ad}} \frac{\sum_{i=1}^S \dot{\omega}_i \cdot h_i}{\Delta h_r} \cdot dT}, \quad (2.32)$$

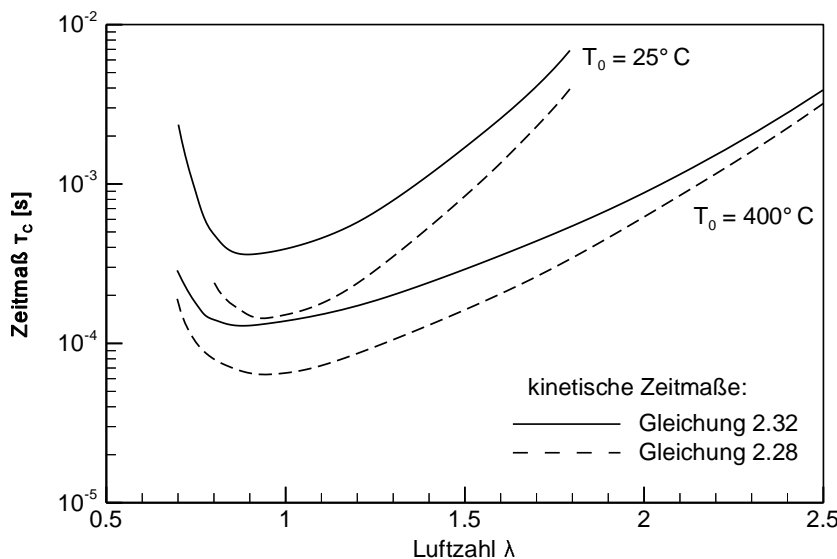


Abb. 2.4: Vergleich kinetischer Zeitmaße für Methan

wird mit der Differenz zwischen adiabater Verbrennungstemperatur T_{ad} und Vorwärmtemperatur T_0 , der lokalen relativen Wärmefreisetzung, d. h. aus der Summe der molaren Produktionsrate $\dot{\omega}_i$ und der spezifischen Enthalpien aller Spezies S in Relation zur gesamt freigesetzten Reak-

tionsenthalpie berechnet. In der Abbildung 2.4 ist der Vergleich der kinetischen Zeitmaße, die nach Gleichung 2.28 bzw. 2.32 berechnet wurden, für Methan bei einer Vorwärmtemperatur von $T_0 = 40^\circ\text{C}$ bzw. $T_0 = 400^\circ\text{C}$ dargestellt. Es zeigt sich eine gute qualitative Übereinstimmung der Zeitmaße über den gesamten für diese Arbeit relevanten Stöchiometrie- und Vorwärmtemperaturbereich, so daß beide Berechnungsvorschriften den reaktionskinetischen Einfluss als Proportionalgröße tendenziell richtig wiedergeben.

Die Zeitmaße differieren allerdings um einen Zahlenfaktor von ca. 2 bis 3. Die Abschätzung des reaktionskinetischen Zeitmaßes wurde im Rahmen dieser Arbeit mit der Berechnungsvorschrift nach Gleichung 2.28 vorgenommen, da diese mit geringerem Aufwand durchgeführt werden kann.

2.2.6 Validierung der reaktionskinetischen Berechnungen

Die detaillierten reaktionskinetischen Berechnungen der Verbrennungsvorgänge der Methan/Luft- und Methan/Wasserstoff/Luft- Gemische wurden mit dem von **M. Frenklach et al. 1995** am Gas Research Institute entwickelten Reaktionsmechanismus durchgeführt. Die Validierung dieses Reaktionsmechanismus kann mit der laminaren Brenngeschwindigkeit s_l als reaktionskinetisch stark beeinflusste Größe erfolgen. In den in diesem Kapitel diskutierten Experimenten wurde die laminare Brenngeschwindigkeit durch die Detektion der Vorwärmzone stationärer laminarer Flammenfronten mit geeigneten optischen Darstellungsverfahren (z. B. Schlierenoptik) und der in diesen Zonen vorliegenden Brenngas/Luft-Strömungsgeschwindigkeit ermittelt. In der Abbildung 2.5 sind neben

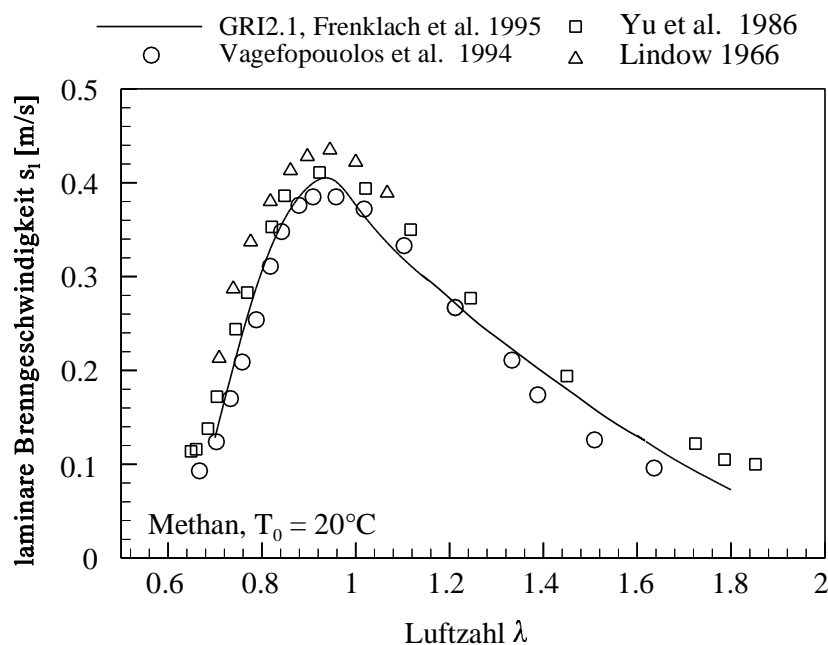


Abb. 2.5: Laminare Brenngeschwindigkeit von Methan bei $T_0 = 20^\circ\text{C}$

Gegenstrom-Vormischflammen durchgeführt, mit denen die laminare Brenngeschwindigkeit über den gesamten Stöchiometriebereich bestimmt werden kann. Die Messreihen von R. Lindow wurden an Vormischflammen durchgeführt, die mit Hilfe von Düsenbrennern

den mit dem Gas Research Institute Reaktionsmechanismus berechneten Werten experimentelle Ergebnisse für Methan/Luft-Gemische von **C. M. Vagefopoulos et al. 1994**, **G. Yu et al. 1986** und **R. Lindow 1966** bei $T_0 = 20^\circ\text{C}$ aufgetragen. Die Experimente von C. M. Vagefopoulos und G. Yu wurden an stationären

erzeugt wurden. Aufgrund des eingeschränkten Stabilitätsbereiches dieses Brennersystems konnte ein Luftzahlbereich von $0,7 \leq \lambda \leq 1,05$ untersucht werden. Während sich für die Gegenstrom-Vormischflammen eine sehr gute Übereinstimmung über den gesamten Luftzahlbereich ergibt, liegen die Meßwerte von R. Lindow um ca. 5% über den berechneten laminaren Brenngeschwindigkeiten. Diese Abweichung ist auf die Vernachlässigung des Stretcheffektes bei der Auswertung dieser Messreihen zurückzuführen, der im Kapitel 2.3.5 ausführlich diskutiert wird. Die charakteristische Stöchiometrieabhängigkeit der laminaren Brenngeschwindigkeit mit maximalen Werten bei der Luftzahl $\lambda \approx 0,95$ wird sowohl von den Berechnungen als auch den Experimenten sehr gut wiedergeben.

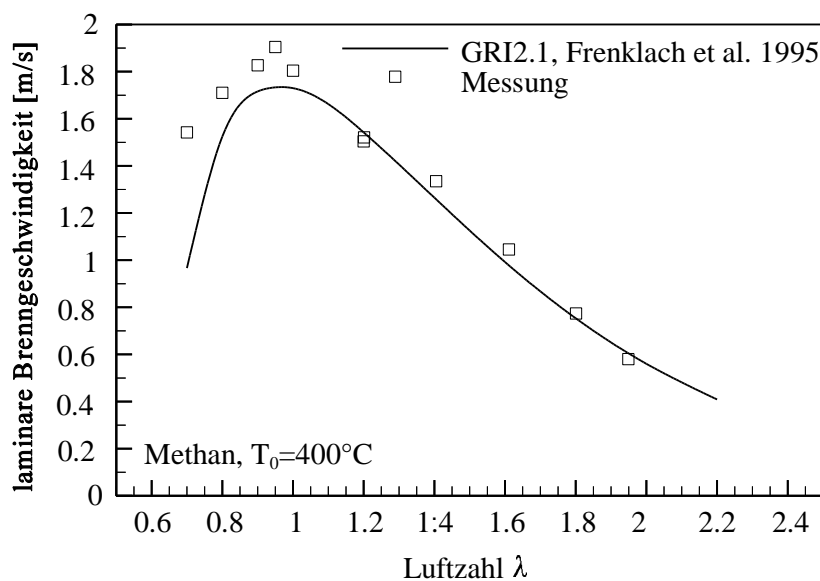


Abb. 2.6: Laminare Brenngeschwindigkeit von Methan bei $T_0 = 400 \text{ °C}$

Das Diagramm 2.6 zeigt die laminare Brenngeschwindigkeiten für Methan in Abhängigkeit von der Stöchiometrie bei einer Vorwärmtemperatur von $T_0 = 400 \text{ °C}$ dargestellt. Die laminare Brenngeschwindigkeit wurden in diesem Fall an stationären Rohrbrennerflammen nach einem von **G. Lauer et al. 1995** vorgeschlagenen Auswerteverfahren bestimmt. Bei diesem Auswerteverfahren wird die Differentialgleichung der Flammenkontur der Rohrbrennerflamme

$$\frac{dx}{dr} = \sqrt{\left(\frac{2 \cdot \bar{u}}{s_1}\right)^2 \cdot \left(1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2\right)^2 - 1}, \quad (2.33)$$

die neben dem Brennerradius R von der mittleren Brenngas/Luft-Geschwindigkeit des parabolischen Geschwindigkeitsprofils und der laminaren Brenngeschwindigkeit abhängt, numerisch gelöst und iterativ an die experimentell bestimmte Flammenkontur angepasst,

Der Reaktionsmechanismus des Gas Research Institute ist, wie die Diagramme 2.5, 2.6 und 2.7 zeigen, auch für die weiteren in dieser Arbeit relevanten Brenngaszusammensetzungen sowie Stöchiometrie- und Vorwärmbedingungen experimentell ausreichend abgesichert. Im Dia-

wobei ein Stabilisierungsabstand der Vormischflamme und die laminare Brenngeschwindigkeit als Anpassungsparameter freigegeben werden. Auch bei diesem Auswerteverfahren bleiben Stretcheffekte der laminaren Vormischflammen unberücksichtigt. Obwohl die bei dieser Vorwärmtemperatur schwierigeren Versuchsbedingungen zu etwas deutlicheren Streuungen führen, ist eine gute Übereinstimmung besonders im mageren Luftzahlbereich zu verzeichnen.

In der Abbildung 2.7 ist die laminare Brenngeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Stöchiometrie für ein Methan/H₂/Luft-Gemisch aufgetragen. Da das Brenngasgemisch zu

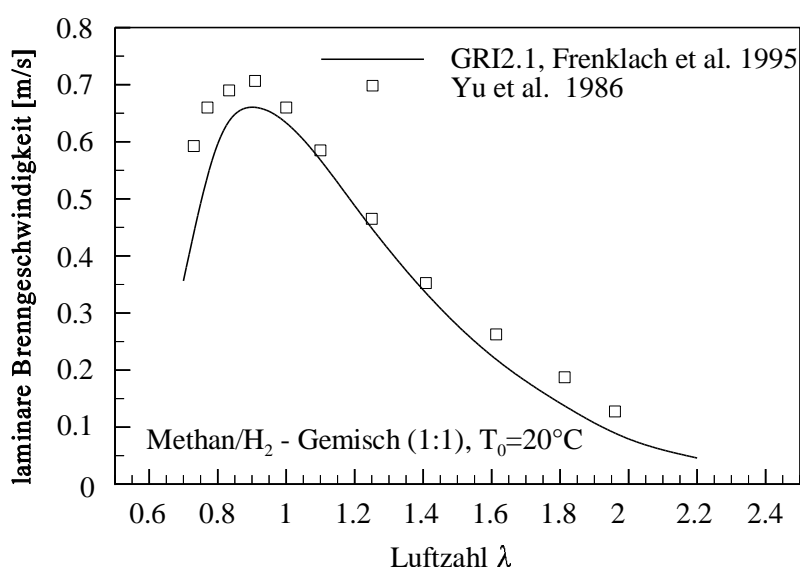


Abb. 2.7: Laminare Brenngeschwindigkeit eines Methan/H₂-Gemisches bei $T_0 = 20^\circ\text{C}$

gleichen Volumenanteilen aus Methan und Wasserstoff besteht, ergibt sich aufgrund des reaktiveren und diffusiveren Wasserstoffes eine im Vergleich zu Methan (vgl. Abbildung 2.5) deutlich höhere laminare Brenngeschwindigkeit mit einem Maximalwert im etwas fetteren Luftzahl-

bereich bei $\lambda \approx 0,85$. Die Experimente wurden von Yu et al. 1986 wiederum an Gegenstrom-Vormischflammen durchgeführt. Obwohl die Ergebnisse dieser Untersuchungen teilweise ca. 5% über den berechneten Werten liegen, ergibt sich auch für diese Brenngaszusammensetzung eine zufriedenstellende Übereinstimmung über den gesamten aufgetragenen Stöchiometriebereich.

Zusätzlich zu den oben diskutierten Experimenten zur laminaren Brenngeschwindigkeit wurde dieser Reaktionsmechanismus durch Messungen von Zündverzugszeiten z. B. von **A. Lifshitz et al. 1971** und **D. J. Seery et al. 1970** sowie durch die Bestimmung der Reaktionszonendicke laminarer Vormischflammen im Unterdruckbereich ($0,01 \text{ bar} \leq p \leq 0,04 \text{ bar}$) z. B. von **D. E. Heard et al. 1992** und **B. A. Willams et al. 1994** für unterschiedliche Brenngaszusammensetzungen validiert, so daß eine Berechnung der in diesem Kapitel beschriebenen kinetischen Kenngrößen durch den Reaktionsmechanismus von **M. Frenklach et al. 1995** sehr gut abgesichert ist.

2.3 Flammenausbreitung im turbulenten Strömungsfeld

2.3.1 Charakteristische Kenngrößen turbulenter Strömungen

Laminare Strömungen weisen regelmäßige momentane Feldstrukturen z. B. der Temperatur, der Strömungsgeschwindigkeit oder einer Spezieskonzentration auf, da der Impuls-, Energie- und Stoffaustausch von Größenskalen auf molekularer Ebene beeinflusst wird. In turbulenten Strömungen wird dieser Austausch durch Ausbildungen von Wirbelstrukturen deutlich intensiviert, so daß physikalische Größen wie Geschwindigkeit, Temperatur und Konzentration von Ort und Zeit abhängig sind. Der Umschlag vom laminaren zum turbulenten Strömungsfeld hängt nur von der Reynolds-Zahl:

$$\text{Re}_D = \frac{\bar{u} \cdot D}{\nu} \quad (2.34)$$

ab, die aus einer für das System typischen Geschwindigkeit und Abmessung sowie der kinematischen Viskosität ν gebildet wird und als Verhältnis der auf das Strömungsfeld einwirkenden Trägheits- und Zähigkeitskräfte aufgefasst werden kann. Eine genaue theoretische Beschreibung turbulenter Strömungsfelder, z. B. durch direkte numerische Simulation, ist bisher für technische relevante Bedingungen ($\text{Re}_D \gg 20000$) kaum realisierbar. Die Beschreibung der turbulenten Feldgrößen ist allerdings durch die Auswertung orts- und zeitaufgelöste Messungen der relevanten turbulenten Feldgrößen mit den Methoden der Stochastik möglich. Die statistischen Grundlagen, die in die sogenannte Turbulenztheorie eingeführt wurden, sind daher im folgenden exemplarisch für eine der relevanten Feldgrößen, die Strömungsgeschwindigkeit, beschrieben. Die in diesem Kapitel kurz zusammengefassten Grundlagen der turbulenten Strömung basieren auf den ausführlichen Beschreibungen der Turbulenztheorie von **J. C. Rotta 1972**, **P. A. Libby 1996** und von **W. Leuckel 1997**.

Der Momentanwert der Geschwindigkeit $u(t)$ an einem Punkt eines im Zeitmittel stationären turbulenten Strömungsfeldes setzt sich aus zwei Anteilen, dem in der Abbildung 2.8 dargestellten zeitintegralen Mittelwert \bar{u} und dem momentanen Schwankungswert $\tilde{u}(t)$, zusammen.

$$u(t) = \bar{u} + \tilde{u}(t) . \quad (2.35)$$

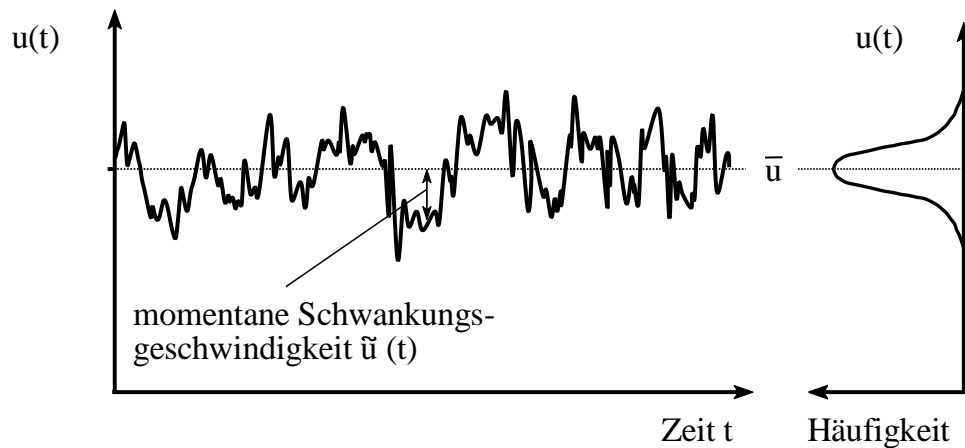


Abb. 2.8: lokaler Geschwindigkeitsverlauf in einem turbulenten Strömungsfeld

Darin ist \bar{u} der Erwartungswert und berechnet sich als zeitintegraler Mittelwert für den Integrationszeitraum T gemäß

$$\bar{u} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t=0}^T u(t) dt. \quad (2.36)$$

Für die momentane Schwankungsgeschwindigkeit $\tilde{u}(x,t)$ gilt

$$\overline{\tilde{u}(t)} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t=0}^T \tilde{u}(t) dt \equiv 0, \quad (2.37)$$

d.h. der Mittelwert der Schwankungsgeschwindigkeit ist für einen sehr großen Zeitraum null, da sich die positiven und negativen Schwankungsbeträge bei ausreichend großem Integrationszeitraum T gegenseitig aufheben. Um die Intensität der Turbulenz zu beschreiben, definiert man daher den Effektivwert der Schwankungsgeschwindigkeit u' , den RMS-Wert (root-mean-square-value), der sich aus der Wurzel des quadratischen Mittelwerts der Schwankungsgröße $\tilde{u}(t)$ berechnet:

$$u' = \sqrt{\overline{\tilde{u}^2(t)}}$$

$$\text{mit } \overline{\tilde{u}^2(t)} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t=0}^T \tilde{u}^2(t) dt. \quad (2.38)$$

Durch die Quadrierung der momentanen Schwankungsgeschwindigkeit zu jedem Zeitpunkt können sich die positiven und negativen Schwankungsbeträge nicht mehr im zeitlichen Mittel aufheben. Der RMS-Wert entspricht somit dem Betrag der wie oben definierten mittleren Schwankungsgeschwindigkeit und gibt die Varianz des Mittelwerts an. Der Effektivwert der Schwankungsgeschwindigkeit u' nach Gleichung 2.38 wird im folgenden als Schwankungsgeschwindigkeit bezeichnet.

Mit den Schwankungsgeschwindigkeiten u' , v' und w' der Raumkoordinaten x , y und z kann die massenbezogene kinetische Energie der turbulenten Schwankungsbewegung k

$$k = \frac{1}{2} \cdot (u'^2 + v'^2 + w'^2) \quad (2.39)$$

sowie der Turbulenzgrad Tu bezüglich der Hauptströmungsgeschwindigkeit (z. B. \bar{u})

$$Tu = \frac{\sqrt{\frac{1}{3} \cdot (u'^2 + v'^2 + w'^2)}}{\bar{u}} \quad (2.40)$$

errechnet bzw. definiert werden.

Weitere wichtige Größen zur Beschreibung turbulenter Strömungen sind neben der Schwankungsgeschwindigkeit die charakteristischen Längenmaße der Turbulenzstrukturen. Die Turbulenzwirbel sind Bereiche der turbulenten Strömung, in denen die Schwankungsgrößen miteinander korrelieren. Das charakteristische Längenmaß der turbulenten Strömung ergibt sich für eine räumliche Korrelation aus dem Integral der Korrelationsfunktion. Für vollturbulente Strömungen ergibt sich eine ausgeprägte Verteilung der Abmessungen dieser Turbulenzstrukturen, die sogenannte Turbulenzkaskade. Für die Beschreibung der Verteilung sind im allgemeinen zwei unterschiedliche charakteristische Abmessungen ausreichend. Die Beschreibung der größten Elemente des Wirbelspektrums der turbulenten Strömung erfolgt mit dem Makroturbulenzlängenmaß l_t und die des Feinwirbel- bzw. Mikrowirbelanteils mit Hilfe des Kolmogorov Längenmaßes l_k . Eine turbulente Strömung zeichnet sich durch einen Energietransfer innerhalb des Wirbelspektrums aus, bis dieser Transfer schließlich zur Dissipation, d. h. resultierend aus den viskosen Kräften zur Umwandlung in innere thermische Energie, führt.

Werden mit dem Makroturbulenzlängenmaß l_t und der Schwankungsgeschwindigkeit u' die Makroturbulenz-Reynoldszahl Re_t

$$Re_t = \frac{l_t \cdot u'}{\nu} \gg 1 \quad (2.41)$$

bzw. mit dem Kolmogorov-Längenmaß l_k und der Schwankungsgeschwindigkeit u'_k der Feinwirbel die Mikroturbulenz-Reynoldszahl Re_k

$$Re_k = \frac{l_k \cdot u'_k}{\nu} \approx 1 \quad (2.42)$$

gebildet, ergeben sich für vollturbulente Strömungen (d. h. solche im hohen Reynolds-

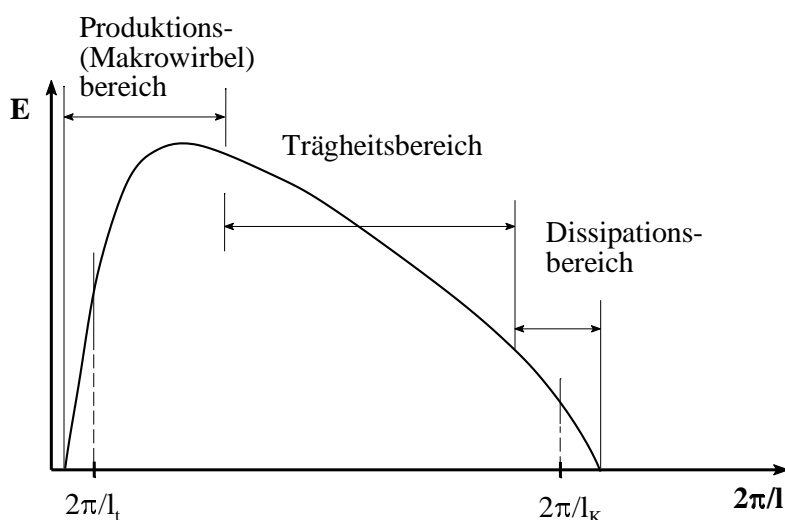


Abb. 2.9: differentielle spektrale Energieverteilung der Turbulenzkaskade

Zahl-Bereich) um mindestens 2 - 3 Zehnerpotenzen höhere Werte der Makroturbulenz-Reynoldszahl im Vergleich zur Mikroturbulenz-Reynoldszahl Re_k , die in der Größenordnung von eins liegt. Die Dissipation der kinetischen Energie der Schwankungsbewegung in innere Energie erfolgt

daher im Feinwirbelbereich. Da die Energieeinspeisung in die Turbulenzkaskade, insbesondere durch Geschwindigkeitsgradienten, im Makrowirbelbereich erfolgt und diese in einer vollturbulenten Strömung im Gleichgewicht zur Energiedissipation der Feinwirbel steht, muss ein Energietransfer innerhalb der Turbulenzwirbelkaskade stattfinden. Diesen Energietransfer kann man sich als Kaskadenprozess vorstellen, bei dem größere Wirbel ihre Energie auf kleinere Skalen übertragen, die eine höhere Drehfrequenz haben. Der Energietransfer kann in Abhängigkeit von der Drehfrequenz der Wirbel mit drei Bereichen charakterisiert werden, die fließend ineinander übergehen. Abbildung 2.9, in der die massenbezogene differentielle Energieverteilung E des Wirbelspektrums in Abhängigkeit von der Wellenzahl $\lambda=2\pi/l$ einer Wirbelgröße l skizziert ist, veranschaulicht das Modell der Turbu-

lenzkaskade.

Im Produktionsbereich entstehen infolge turbulenter Scherung die größten Wirbel (Makrowirbel) der turbulenten Strömung, die ihre kinetische Energie von der Hauptströmung beziehen. Diese größten, in der Regel deutlich anisotropen Wirbel können maximal die Abmessung der Hauptströmung annehmen, d. h. ihre maximale Größe ist durch die Geometrie, zum Beispiel durch Kanaldurchmesser, Strahlquerschnittsdurchmesser, Grenzschichtdicke oder Staukörperdurchmesser vorgegeben. Ein Proportionalmaß für die Abmessung dieser obersten Wirbelklasse ist das Makroturbulenz-Längenmaß l_t . Aufgrund der hohen Makroturbulenz-Reynolds-Zahlen ist eine Energiedissipation in diesem Bereich praktisch auszuschließen. Es findet allerdings über Massenträgheitskräfte und statische Druckkräfte ein Energietransfer auf Turbulenzwirbel der nächst kleineren Skalen statt. Die Produktion dieser Transfer-Turbulenzenergie P :

$$P \sim \frac{u'^3}{l_t} \quad (2.43)$$

kann mit dem Makroturbulenz Längenmaß l_t und der Schwankungsgeschwindigkeit u' abgeschätzt werden.

Dem Produktionsbereich der Turbulenz schließt sich infolge dieses Transfer-Mechanismus der "Inertialbereich" der Wirbelkaskade an, der durch die Trägheits-Strömungs- und Druckkräfte gekennzeichnet ist. Die Wirbelgrößen dieser niedereren Wirbelklasse resultieren also aus dem Energietransfer von der obersten Wirbelklasse. Die Turbulenz-Reynoldszahlen, gebildet mit den Abmessungen der Turbulenzwirbel und den resultierenden Schwankungsgeschwindigkeiten dieses Bereiches, sind immer noch ausreichend hoch, um eine Vernachlässigung der Energiedissipation über Viskositätskräfte zu erlauben. In diesem Bereich des Kaskadenprozesses findet daher nur Energietransfer auf jeweils niedrigere Wirbelklassen statt. Die Turbulenzstruktur im Inertial- und dem im weiteren beschriebenen Dissipationsbereich ist näherungsweise isotrop.

Im Dissipationsbereich, der die Turbulenzwirbelkaskade abschließt, erreicht die Drehfrequenz der Wirbel ihr Maximum, während die turbulente Reynoldszahl gegen eins geht. Da damit die Trägheitskräfte dieser niedrigsten Wirbelklasse, der "Kolmogorovwirbel", die Größenordnung der viskosen Kräfte erreichen, wird die kinetische Energie der Schwankungsbewegung in thermische innere Energie des Fluids umgewandelt. Für die massenbezogene Dissipationsrate ϵ ergibt sich mit den Abmessungen der Kolmogorovwirbel l_k , deren Schwankungsgeschwindigkeit u'_k und der kinematischen Viskosität ν , ausgehend von einer Dimensionsanalyse:

$$l_K \sim \left(\frac{v^3}{\epsilon} \right)^{1/4} ; \quad u'_K \sim \left(\frac{v}{\epsilon} \right)^{1/4} \quad (2.44)$$

$$\epsilon \sim \frac{u'^3_K}{l_K} .$$

Unter Annahme eines energetischen Gleichgewichtes von Turbulenzproduktion und Dissipation turbulenter Schwankungsenergie kann somit ein Zusammenhang zwischen den Kolmogorovwirbeln und den Wirbeln der obersten Wirbelklasse hergestellt werden.

Es folgt für das Kolmogorov-Längenmaß l_K , aus dem Makrolängenmaß l_t und der Makroturbulenz-Reynoldszahl Re_t

$$l_K \sim l_t \cdot Re_t^{-3/4} , \quad (2.45)$$

für die Schwankungsgeschwindigkeit u'_K der Kolmogorovwirbel

$$u'_K \sim u' \cdot Re_t^{-1/4} \quad (2.46)$$

und die Wirbelzerfallszeit τ_K

$$\tau_K = \frac{l_K}{u'_K} \sim \tau_t \cdot Re_t^{-1/2} \sim \frac{l_t}{u'} \cdot Re_t^{-1/2} . \quad (2.47)$$

Die Größen u'_K , l_K , τ_K (Schwankungsgeschwindigkeit, Wirbelabmessung, Wirbellebenszeit) stellen die Charakteristika der Kolmogorov-Wirbel am unteren Ende der Wirbelkaskade dar. Je größer die Makroturbulenz-Reynoldszahl Re_t ist, desto stärker unterscheiden sich diese von den Charakteristika des Makrowirbelregimes u' , l_t und dem Makroturbulenz Zeitmaß τ_t , das in Analogie zu Gleichung 2.47 mit den entsprechenden Makroturbulenzgrößen:

$$\tau_t \approx \frac{u'}{l_t} \quad (2.48)$$

gebildet wird. Die Makroturbulenz-Reynoldszahl Re_t ist daher ein Maß für die "Tiefe" der Turbulenzkaskade.

2.3.2 Grenzfälle turbulenter Verbrennung

Ausgehend von der Möglichkeit, die Eigenschaften turbulenter Strömungen mit den im vorstehenden Kapitel erläuterten Kenngrößen der turbulenten Strömung quantitativ zu beschreiben, sind Aussagen zur Turbulenz/Reaktionskinetik Interaktion möglich, mit denen Berechnungsvorschriften für die turbulente Brenngeschwindigkeit abgeleitet werden können. In den Kapiteln 2.3.2 bis 2.3.7 werden die wesentlichen in der Literatur veröffentlichten und grundlegenden Arbeiten, die zu dem derzeitigen wissenschaftlichen Kenntnisstand der turbulenten Verbrennung führen, in einer Übersicht zusammengestellt.

Erste systematische Untersuchungen zum Einfluss der turbulenten Strömung auf die Brenngeschwindigkeit wurden von **G. Damköhler 1940** an Bunsenflammen durchgeführt. Die im Rahmen dieser Untersuchungen berücksichtigten Turbulenzparameter sind das turbulente Makrolängenmaß l_t und die Schwankungsgeschwindigkeit der turbulenten Strömung u' . Damköhler erzeugte mit Rohrbrennern Propan/Luft-Vormischflammen, deren Kontur zur quantitativen Auswertung anhand von Flammenfotografien ausgemessen wurden. Die turbulente Brenngeschwindigkeit wurde aus der mittleren Brenneraustrittsgeschwindigkeit \bar{u} und der globalen zeitlich mittleren Oberfläche \bar{F} des Vormischflammenkegel gemäß

$$s_t = \frac{\bar{u}}{\bar{F}} \quad (2.49)$$

berechnet.

Das Ergebnis der experimentellen Untersuchungen waren deutliche Steigerungsraten der turbulenten Brenngeschwindigkeit im Verhältnis zur laminaren Brenngeschwindigkeit. Damköhler führte diese Erhöhung der turbulenten Brenngeschwindigkeit auf die im turbulenten Strömungsfeld deutlich erhöhten Austauschvorgänge zurück, die mit dem turbulenten Makrolängenmaß l_t , der Schwankungsgeschwindigkeit der turbulenten Strömung u' durch die Relation

$$D_t \sim u' \cdot l_t \quad (2.50)$$

in Form eines turbulenten Diffusionskoeffizienten D_t beschrieben werden können.

Ausgehend von diesen Untersuchungen ergeben sich zwei Grenzfälle in Abhängigkeit dieser Einflussparameter für die turbulente Brenngeschwindigkeit. Im Grenzfall des von Damköhler durch "grobballige Turbulenz" charakterisierten Strömungsfelds sind sämtliche Abmessungen der Wirbelstrukturen l deutlich größer als die Dicke der laminaren Flammen-

front $l \gg \delta_l$. Für solche Turbulenzfelder bildet sich eine gefaltete Flammenstruktur bei unveränderter Struktur der laminaren Reaktionszone aus. Für die bezogen auf den Strömungsquerschnitt erhöhte Brenngeschwindigkeit ergibt sich folgende Relation, auf der auch die Flamelet-Theorie basiert

$$\frac{s_t}{s_l} \sim \frac{u'}{s_l} \quad (2.51)$$

Für extrem kleine Turbulenzstrukturen, die "feinballige Turbulenz", liegen die Größenskalen der turbulenten Wirbelstrukturen deutlich unter denen der laminaren Reaktionsfront $l \ll \delta_l$. Dies führt zu einer wesentlichen Erhöhung der Mikro-Transportvorgänge. In Analogie zur laminaren Flammenfrontausbreitung, bei der die laminare Brenngeschwindigkeit s_l gemäß Gleichung 2.28 proportional zur Wurzel der Temperaturleitfähigkeit a des Brenngas/Luftgemisches ist, ergibt sich für die Steigerungsrate der turbulenten Brenngeschwindigkeit damit

$$\frac{s_t}{s_l} \sim \sqrt{\frac{D_t}{a}} \sim \sqrt{\frac{u' \cdot l_t}{a}} \sim \sqrt{Re_t} \quad (2.52)$$

aus der Schwankungsgeschwindigkeit der turbulenten Strömung u' und dem turbulenten Makrolängenmaß l_t bzw. der Makroturbulenz Reynolds-Zahl Re_t . Das Verhältnis von turbulenter zu laminarer Brenngeschwindigkeit muss sich daher im Fall konstanter turbulenter Makrolängenmaße und laminarer Brenngeschwindigkeiten nach dem Gesetz:

$$\frac{s_t}{s_l} \sim Re_t^n \quad (2.53)$$

mit einem Exponenten von $0,5 \leq n \leq 1,0$ erhöhen.

2.3.3 Klassifizierung der Turbulenz-Reaktionskinetik Interaktion

Eine detailliertere Einteilung der verschiedenen Strukturbereiche turbulenter Reaktionsfronten wird in dem von **R. Borghi 1984** eingeführten Diagramm dargestellt. Das Flammenstrukturdiagramm von Borghi ermöglicht die Herleitung von Korrelationen der turbulenten Brenngeschwindigkeit auch im Übergangsbereich zwischen den von G. Damköhler im Kapitel 2.3.2 angegebenen Asymptoten der turbulenten Verbrennung. Dieser Bereich ist

für die technische Auslegung industrieller Verbrennungssysteme besonders interessant. Die Veröffentlichung von R. Borghi fasst im wesentlichen die Studien von **K. I. Schelkin 1968** und **V. L. Zimont 1979** zusammen. Letzterer formulierte für den Übergangsbereich ein Flammenfrontregime mit einer durch turbulente Feinwirbel im Verhältnis zur laminaren Flammenfront verdickten Reaktionszone, die aber weithin durch die Makroturbulenz-Wirbel gefaltet wird.

Die Koordinatengrößen u' / s_1 und l_t / δ_1 des logarithmischen Diagrammfeldes (u' / s_1 ; l_t / δ_1) in Abbildung 2.10 sind Verhältnisgrößen aus den Makroturbulenzparametern u' sowie l_t und den Parametern der laminaren Flammenfront s_1 sowie δ_1 . Die Strukturbereiche A - E der turbulenten Vormischflammen werden neben der Makroturbulenz-Reynoldszahl Re_t , welche die Tiefe der Turbulenzwirbelkaskade beschreibt, durch die turbulente Karlovitzzahl Ka_t , die turbulente Damköhlerzahl Da_t und den dimensionslosen Parameter u' / s_1 beschrieben.

Die turbulente Karlovitzzahl Ka_t

$$Ka_t = \frac{\tau_c}{\tau_K} \approx \frac{\delta_1 / s_1}{l_K / u'_K} \approx \frac{\delta_1 / s_1}{l_t / u' \cdot Re_t^{-0.5}} \approx \left(\frac{u'}{s_1} \right)^{1.5} \cdot \left(\frac{l_t}{\delta_1} \right)^{-0.5}, \quad (2.54)$$

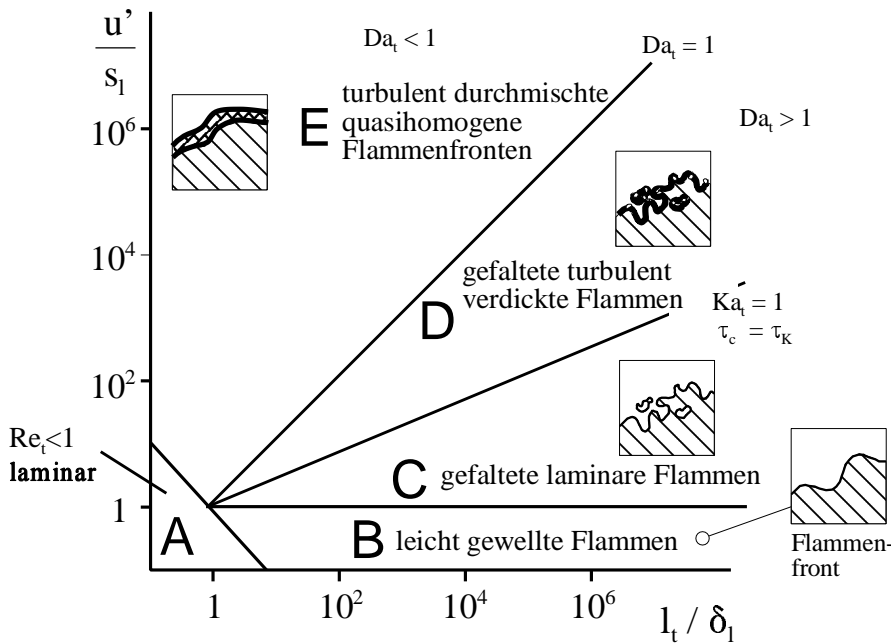
die aus dem kinetischen Zeitmaß τ_c und dem charakteristischen Zeitmaß der Kolmogorovwirbel τ_K gebildet wird, kann als ein Maß für die Aufweitung der turbulenten Flammenfront infolge der Wechselwirkung mit den durch die Turbulenzkaskade gegebenen Wirbelstrukturen interpretiert werden. Für kleine turbulente Karlovitzzahlen $Ka_t < 1$ können die feinsten Wirbelstrukturen, die Kolmogorovwirbel aufgrund ihrer im Verhältnis zum kinetischen Zeitmaß großen Zeitwerte die in der Vorwärmzone der laminaren Flammenfront ablaufenden Transportvorgänge nicht beeinflussen. Die Reaktionszone kann in diesem Fall als eine laminare Flammenfront (laminare flamelets) betrachtet werden. Für große turbulente Karlovitzzahlen $Ka_t > 1$ und damit im Verhältnis zum kinetischen Zeitmaß kleiner Zeitwerte der Kolmogorovwirbel besitzt die Turbulenzwirbelkaskade eine derart große Tiefe, daß diese Transportvorgänge zunehmend von den Feinwirbeln geprägt wird. Die quasi-laminare Flammenfront wird aufgeweitet (turbulente flamelets).

Die turbulente Damköhlerzahl Da_t

$$Da_t = \frac{\tau_t}{\tau_c} \approx \frac{l_t / u'}{\delta_1 / s_1} \quad (2.55)$$

ist ein Maß für den geschwindigkeitsbestimmenden Mechanismus der turbulenten Verbrennung. Für turbulente Damköhlerzahlen $Da_t > 1$ mit im Verhältnis zum kinetischen Zeitmaß großen charakteristischen Makroturbulenz-Zeitskalen limitieren die turbulenten

Austauschvorgänge die Steigerung der Verbrennungsgeschwindigkeit. Bei turbulenten Damköhlerzahlen $Da_t < 1$ stellt die Reaktionskinetik den geschwindigkeitsbestimmenden Schritt der Verbrennungsreaktion dar.



Wird die Schwankungsgeschwindigkeit der turbulenten Strömung u' als Rotationsgeschwindigkeit der turbulenten Wirbelstrukturen aufgefasst, so haben nur Wirbel mit Rotationsgeschwindigkeiten $u' > s_1$ oder mit dem dimensionslosen Parameter u' / s_1

Abb. 2.10: Borghi-Diagramm zur Klassifizierung der turbulenten Flammenfrontstrukturen

> 1 , das Potential, mit einem "Einrollvorgang" die laminare Flammenfront aufzureißen und von der eigentlichen Hauptreaktionszone losgelöste eigenständig ausbrennende Zellen, die in der Literatur, z. B. von R. Borghi, als "pockets" bezeichnet werden, zu bilden.

Ausgehend von der Makroturbulenz-Reynoldszahl Re_t und den Interpretationen der turbulenten Karlovitzzahl Ka_t und der turbulenten Damköhlerzahl Da_t sowie dem dimensionslosen Parameter u' / s_1 sind im Borghi Diagramm fünf Strukturbereiche angegeben:

● **laminare Vormischflamme (Bereich A)**

In diesem Strukturbereich ist die Makroturbulenz-Reynoldszahl im Gegensatz zu sämtlichen weiteren aufgeführten Strukturbereichen $Re_t < 1$ so, daß die Fluktuationen der äußerst schwach turbulenten Strömung dissipiert werden, ohne einen wesentlichen Einfluss auf die laminare Flamme auszuüben.

- **leicht gewellte Flammenfront, laminare Flamelets (Bereich B)**

Für den Strukturbereich B ergeben sich turbulente Karlovitzzahlen $Ka_t \ll 1$. Daraus folgt, ausgehend von der vorstehenden Interpretation der turbulenten Karlovitz-Zahl, daß eine durch die Fluktuation der größeren turbulenten Wirbelstrukturen deformierte bzw. gewellte Vormischflamme mit einer in sich laminaren Reaktionsfront vorliegt. Diese Flammenfront ist in sich zusammenhängend, da der dimensionlose Parameter $u' / s_l < 1$ ist.

- **gefaltete laminare Flammenfront mit Einrollen, laminare Flamelets (Bereich C)**

Im Strukturbereich C des Borghi-Diagramms liegen nach wie vor turbulente Karlovitzzahlen $Ka_t < 1$ vor. Die durch die Fluktuation der größeren turbulenten Wirbelstrukturen deutlich deformierte bzw. gefaltete Vormischflamme mit einer in sich laminaren Reaktionsfront ist allerdings nicht mehr konsistent. Es bilden sich, da der dimensionslose Parameter $u' / s_l > 1$ ist, im ausgebrannten Gasegemisch Brenngas/Luftzellen und im Brenngas/Luft-Gemisch ausgebrannte Zellen aus.

- **gefaltete turbulent verdickte Flammenfront, turbulente Flamelets (Bereich D)**

In diesem Strukturbereich steigt die turbulente Karlovitz-Zahl im Gegensatz zu den Strukturbereichen A-C auf Werte, die so groß sind, daß bereits ein gewisser Feinwirbelanteil mit der ursprünglich laminaren Reaktionsfront interagiert und diese verdickt. Da die turbulente Damköhlerzahlen Werte von $Da_t < 1$ aufweisen, wird die Umsatzgeschwindigkeit des Brenngas/Luft Gemisches der nunmehr stark gefalteten Flamme sowohl von der Geschwindigkeit der turbulenten Austauschvorgänge als auch immer deutlicher von der Reaktionskinetik bestimmt.

- **turbulent durchmischte quasihomogene Flammenfronten (Bereich E)**

Nur in diesem Strukturbereich des Borghi-Diagramms ist die turbulente Damköhlerzahl $Da_t < 1$. Daraus folgt eine im wesentlichen durch die Kinetik der Verbrennungsreaktion limitierte Umsatzgeschwindigkeit des Brenngases in der Reaktionszone, wobei diese so deutlich verdickt ist, daß die komplette Tiefe der durch die Makroturbulenz-Reynoldszahl gegebenen Turbulenzwirbelkaskade zur Erhöhung der Austauschvorgänge beiträgt.

Aus der Einteilung in die fünf angegebenen Verbrennungsregime nach R. Borghi wird deutlich, daß besonders in dem Strukturbereich D, in dem bereits verdickte turbulente Flammenfronten vorliegen, mit einer besonders ausgeprägten Interaktion von Turbulenz und Reaktionskinetik zu rechnen ist.

2.3.4 Korrelationen der turbulenten Brenngeschwindigkeit

Die Klassifizierung der turbulenten Flammenfrontstrukturen nach Borghi ist die Basis für die Herleitung von Gesetzmäßigkeiten zur Vorhersage der turbulenten Brenngeschwindigkeit. In der Literatur (detaillierte Angaben folgen im weiteren Verlauf dieses Kapitels) dominiert daher der allgemeine Formelansatz in Abhängigkeit von den Koordinatengrößen u' / s_1 und l_t / δ_1 des Borghi-Diagramms:

$$\begin{aligned} \frac{s_t}{s_1} &= C_1 \cdot \left(\frac{u'}{s_1} \right)^\alpha \cdot \left(\frac{l_t}{\delta_1} \right)^\beta \\ &= C_2 \cdot \left(\frac{u'}{s_1} \right)^{\alpha - \beta} \cdot \text{Re}_t^\beta \\ &= C_3 \cdot \frac{\text{Re}_t^{\frac{\alpha + \beta}{2}}}{\text{Da}_t^{\frac{\alpha - \beta}{2}}} \end{aligned} \quad \left. \begin{array}{l} 1 \rightarrow \alpha \rightarrow 0,5 \\ 0 \rightarrow \beta \rightarrow 0,5 \\ \text{für} \\ B \rightarrow C \rightarrow D \rightarrow E \end{array} \right\} \quad (2.56)$$

Die Exponenten α und β wurden von verschiedenen Autoren aufgrund von Experimenten oder theoretischen Überlegungen für die Regime der laminaren bzw. turbulenten Flamelets ermittelt. Sofern die von den Autoren teilweise angegebenen Effekte der bevorzugten Diffusion ("preferential diffusion" vgl. Kapitel 2.3.5), die im nachstehenden Kapitel dargestellt werden, vorerst unberücksichtigt bleiben und ein isotroper Turbulenzzustand vorausgesetzt wird, sind im Gültigkeitsbereich der einzelnen Korrelationen quantitative Vergleiche zulässig.

N. Peters 1986 untersuchte die Tiefe der Turbulenzkaskade, die effektiv zur Wellung bzw. Faltung der Reaktionsfront einer turbulenten Flamme führt, und definierte für den Grenzfall ("inner cut-off") eine charakteristische Länge der turbulenten Wirbelstrukturen, das sogenannte Gibson Längenmaß l_G . Während Wirbelstrukturen mit turbulenten Längenmaßen $l > l_G$ zu einer Wellung bzw. Faltung der Reaktionsfront führen, werden im Fall $l < l_G$ die turbulenten Fluktuationen der Flammenfront durch die Ausbreitungsgeschwindigkeit

der Reaktionszone gedämpft, ohne eine nennenswerte Deformation der Reaktionszone hervorzurufen. Im Grenzfall $l = l_G$ ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Reaktionszone gleich der Schwankungsgeschwindigkeit der Gibsonwirbel u'_G . Die Abmessungen dieses Längenmaßes können für den Strukturbereich C des Borghi Diagramms, in dem die Fortschrittsgeschwindigkeit der in sich laminaren Reaktionszone näherungsweise durch die laminare Brenngeschwindigkeit s_l beschrieben ist, und mit der Relation $l_t \sim u'^{\beta}/\epsilon$ in folgender Form abgeschätzt werden:

$$l_G \sim \frac{s_l^3}{\epsilon} \sim l_t \cdot \frac{s_l^3}{u'^3} \quad (2.57)$$

Unter Voraussetzung dieser Annahme korrigiert Peters die klassische laminare Flamelet Theorie mit der in Gleichung 2.51 angegebenen Relation für die Berechnung der turbulenten Brenngeschwindigkeit

$$\frac{s_t}{s_l} = \left(\frac{u'}{s_l} \right)^n \quad (2.58)$$

für den Strukturbereich B - C des Borghi Diagramms mit einem Exponenten n. Aus mehreren Experimenten, in denen der Exponent n durch fraktale Analyse momentaner, durch Laserlichtschnittverfahren abgebildeter Flammenfronten bestimmt wurde, ergibt sich ein Wert in der Größenordnung von $n \approx 0,7$.

D. Bradley et al. 1992 formulierte für die Steigerungsrate der turbulenten Brenngeschwindigkeit in Abhängigkeit von den brenngas- und turbulenzspezifischen Parametern folgenden Ansatz:

$$\frac{s_t}{u'} \sim (K)^{-0,3}, \text{ mit } K \sim \left(\frac{u'}{s_l} \right)^2 \cdot Re_t^{-0,5}, \quad (2.59)$$

in dem mit dem turbulenten "Stretchfaktor" K der Einfluss der Feinwirbelanteile auf die Reaktionszone und damit die turbulente Brenngeschwindigkeit bis in den Strukturbereich D des Borghi-Diagramms berücksichtigt wird. Durch eine entsprechende Umformung kann dieser Ansatz:

$$\frac{s_t}{s_l} = C \cdot \left(\frac{u'}{s_l} \right)^{0,4} \cdot Re_t^{0,15} \quad (2.60)$$

in die in Gleichung 2.56 angegebenen Korrelation (mit $\alpha = 0,55$; $\beta = 0,15$) überführt werden. Die Konstante C wurde von D. Bradley durch umfangreiche experimentelle Daten von **R. G. Abdel-Gayed et al. 1984** für turbulente Karlovitz-Zahlen $Ka_t < 0,63$ zu

$C = 1,534$ angepasst. R. G. Abdel-Gayed bestimmte die turbulente Brenngeschwindigkeit verschiedener Brenngas/Luft-Gemische durch Detektion der instationären Flammenfrontausbreitung in einem zylindrischen Behälter (Bombenmethode). Die Variation der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit bis $u' \approx 16\text{m/s}$ erfolgte über in dem Behälter angebrachte Ventilatoren. Das Makroturbulenz-Längenmaß wurde bei diesen Messreihen nicht variiert. Im Bereich dieser sehr hohen Schwankungsgeschwindigkeiten und hohen turbulenten Karlovitz-Zahlen $Ka_t \gg 1$ ermittelte R. G. Abdel-Gayed für die Konstante gemäß Gleichung 2.60 ein Zahlenwert von $C \approx 1,16$.

Auch **V. L. Zimont 1979** leitete die nach ihm benannte Korrelation der turbulenten Brenngeschwindigkeit unter Annahme einer deutlichen Interaktion von Feinwirbelstrukturen und der Reaktionszone in turbulenter Flammen im Strukturbereich D des Borghi-Diagramms theoretisch ab. Unter der Voraussetzung, daß die Dicke der turbulenten Reaktionszone δ_{tF} im Strukturbereich D des Borghi Diagramms zwischen den Abmessungen der turbulenten Makrowirbel l_t und den Abmessungen der Mikrowirbelstrukturen, der Kolmogorovwirbel l_K liegen muss $l_t < \delta_{tF} < l_K$ setzt er für den effektiven turbulenten Austauschkoefizienten in der turbulent verdickten Reaktionszone folgende Gleichung an:

$$D_{tF} \sim D_t \cdot \left(\frac{\tau_c}{\tau_t} \right)^2, \quad (2.61)$$

mit dem in Analogie zu der in Gleichung 2.52 von Damköhler 1940 angegebenen Berechnungsvorschrift die Ausbreitungsgeschwindigkeit s_{tF} und Ausdehnung δ_{tF} der turbulent verdickten Reaktionszone

$$s_{tF} = u' \cdot \left(\frac{\tau_c}{\tau_t} \right)^{0,5}; \quad \delta_{tF} \sim l_t \cdot \left(\frac{\tau_c}{\tau_t} \right)^{1,5} \quad (2.62)$$

formuliert werden kann.

Für die bezogen auf den Strömungsquerschnitt erhöhte Brenngeschwindigkeit der gefalteten und turbulent verdickten Flammenfront ermittelte V. L. Zimont durch eine Dimensionsanalyse

$$s_t \approx s_{tF} \cdot \left(\frac{l_t}{\delta_{tF}} \right)^{0,5}. \quad (2.63)$$

Die Gleichungen 2.62 und 2.63, sowie die Relationen $\tau_c \sim a/s_t^2$ und $\tau_t \sim l_t/u'$ führen zu der Formel:

$$\frac{s_t}{s_l} = C \cdot \left(\frac{u'}{s_l} \right)^{0,5} \cdot Re_t^{0,25} ; C \approx 1 \quad (2.64)$$

mit einem Gültigkeitsbereich, der sich theoretisch vom Strukturbereich B bis in den Strukturbereich D des Borghi-Diagramms erstreckt, sofern die Bedingungen

$$\left(\frac{\tau_c}{\tau_t} \cdot Re_t^{0,5} \right) \gg 1 \text{ und } \left(\frac{\tau_c}{\tau_t} \right)^{0,5} \ll 1 \quad (2.65)$$

erfüllt sind.

Y. Liu 1991 untersuchte die turbulente Brenngeschwindigkeit an stauscheibenstabilisierten, stationären Methan- und Methan/Wasserstoff-Vormischflammen. Aus den Ergebnissen wurden gemäß dem allgemeinen Formelansatz 2.56 für die Exponenten der Korrelation

$$\frac{s_t}{s_l} = 1 + C \cdot \left(\frac{u'}{s_l} \right)^{0,4} \cdot Re_t^{0,44} \quad (2.66)$$

Werte von $\alpha = 0,84$ und $\beta = 0,44$ bestimmt. Für die Konstante C ergaben die Experimente einen Wert von $C = 0,435$. Die additive Erweiterung um 1 gewährleistet eine formal korrekte Berechnung der turbulenten Brenngeschwindigkeit im Übergangsbereich zur laminaren Brenngeschwindigkeit. Die Korrelation ist durch den Parameterbereich der Experimente auf folgenden Gültigkeitsbereich für

- die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit u' : $0,35 \text{ m/s} \leq u' \leq 2,9 \text{ m/s}$,
- die laminare Brenngeschwindigkeit s_l : $0,19 \text{ m/s} \leq s_l \leq 1,49 \text{ m/s}$
- und das turbulente Makrolängenmaß l_t : $1,3 \text{ mm} \leq l_t \leq 7 \text{ mm}$

eingeschränkt.

M. Ziegler 1998 erweiterte die experimentelle, von Y. Liu an stauscheibenstabilisierten, stationären Vormischflammen erstellte Datenbasis der turbulenten Brenngeschwindigkeit. Untersucht wurden neben Methan- und Methan/Wasserstoff-Gemischen Äthan/Luft-, Propan/Luft- und Acetylen/Stickstoff/Luft-Gemische. Werden, wie für den sich anschließenden Vergleich der verschiedenen Korrelationen erforderlich, nur die annähernd diffusiv neutralen Brenngas/Luft-Gemische (Methan/Luft- und Äthan/Luft-Gemische) berücksichtigt, kann die Berechnungsvorschrift der turbulenten Brenngeschwindigkeit von M. Ziegler in folgender Form angegeben werden

$$\frac{s_t}{s_l} = 1 + C \cdot \text{Re}_t^{0,125} \cdot \left(\frac{u'}{s_l} \right)^{0,75} \quad \text{mit } C = 1,152 . \quad (2.67)$$

Für diese Korrelation ergibt sich, ausgehend von den durch diffusiv neutralen Brenngas/Luft-Gemischen abgedeckten Experimenten, folgender Gültigkeitsbereich für:

- die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit u' : $0,47 \text{ m/s} \leq u' \leq 0,86 \text{ m/s}$,
- die laminare Brenngeschwindigkeit s_l : $0,26 \text{ m/s} \leq s_l \leq 0,47 \text{ m/s}$ und
- und das turbulente Makrolängenmaß l_t : $1,8 \text{ mm} \leq l_t \leq 5,2 \text{ mm}$.

In der Tabelle 2.3 sind die von den bisher angegebenen Autoren gemäß der allgemeingültigen Gleichung 2.56 angegebenen Exponenten α und β zusammenfassend aufgetragen. Die Werte sind nach steigendem Exponent $0 \rightarrow \beta \rightarrow 0,5$ sortiert. Die Gültigkeitsbereiche sind exemplarisch für die Methanverbrennung bei einer Luftzahl von $\lambda = 1,1$ einer kinematischen Viskosität $\nu = 1,723 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$, einem turbulenten Makrolängenmaß von $l_t = 5 \text{ mm}$ einer laminaren Brenngeschwindigkeit $s_l = 0,40 \text{ m/s}$, einem kinetischen Zeitmaß $\tau_c = 1,68 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ und einer Vorwärmtemperatur von $T_0 = 310 \text{ K}$ errechnet. Aus den Angaben von **N. Peters 1986** resultiert für den Gültigkeitsbereich der Strukturbereich B und C des Borghi Diagramms. Während für die Korrelationen von Y. Liu und M. Ziegler Grenzwerte der Turbulenz- und Kinetikparameter vorgegeben sind, wurde für die Korrelation von V. L. Zimont ein oberer Grenzwert für $\tau_c / \tau_t = 0,1$ abgeschätzt, mit dem die Makroturbulenz Reynolds-Zahl bzw. die Schwankungsgeschwindigkeit berechnet werden können. Für die von D. Bradley erstellte Berechnungsvorschrift ergibt sich die obere Grenze des Gültig-

Tabelle 2.3: Gültigkeitsbereiche der Korrelationen verschiedener Autoren

	Autor	α	β	Gültigkeitsbereich	
1	N. Peters 1986	0,7	0,0	$\sqrt{\text{Re}_t} < 20,5$	$u' < 1,45 \text{ m/s}$
2	M. Ziegler 1999	0,875	0,125	$3,56 < \sqrt{\text{Re}_t} < 4,82$	$0,47 \text{ m/s} < u' < 0,86 \text{ m/s}$
3	D. Bradley et al. 1992	0,55	0,15	$\sqrt{\text{Re}_t} \leq 18,3$	$u' \leq 1,15 \text{ m/s}$
4	R. G. Abdel-Gayed et al. 1984	0,55	0,15	$20,5 < \sqrt{\text{Re}_t} < 68,1$	$1,45 \text{ m/s} < u' < 16,0 \text{ m/s}$
5	V. L. Zimont 1979	0,75	0,25	$\sqrt{\text{Re}_t} < 29,3$	$u' < 2,97 \text{ m/s}$
6	Y. Liu 1991	0,84	0,44	$10,0 < \sqrt{\text{Re}_t} < 29,0$	$0,35 \text{ m/s} < u' < 2,90 \text{ m/s}$

keitsbereiches durch die turbulente Karlovitz-Zahl $Ka_t < 0,63$.

In der Abbildung 2.11 sind die Korrelationen der turbulenten Brenngeschwindigkeit der einzelnen Autoren für die Gültigkeitsbereiche, die in der Tabelle 2.3 angegeben sind, in Abhängigkeit von der Wurzel der Makroturbulenz-Reynoldszahl dargestellt. Zudem sind die für diese Korrelationen relevanten Strukturbereiche B - D des Borghi Diagramms eingetragen. Da für die Abschätzung des kinetischen Zeitmaßes die von H. P. Schmid vorgeschlagene Berechnungsvorschrift (Gleichung 2.28) angewandt wurde, die zu verhältnismäßig geringen Zeitwerten führt, ist die eingetragene Strukturbereichsgrenze C - D als oberer Grenzwert anzusehen. Für die Strukturbereiche B und C ergibt sich für sämtliche Korrelationen der turbulenten Brenngeschwindigkeit, eine ungefähre grobe Übereinstimmung. Die zu niedrigen Werte der Korrelation von N. Peters sind darauf zurückzuführen, daß diese Korrelation eigentlich nur als qualitative Studie zur Beschreibung des Einflusses der Turbulenzparameter auf die turbulente Brenngeschwindigkeit erstellt worden ist. Ein deutlicher Anteil des Strukturbereichs D, der sich gemäß der bereits diskutierten Definition des kinetischen Zeitmaßes bis zu einer Makroturbulenz Reynoldszahl von $Re_t \approx 8636$ bzw. $\sqrt{Re_t} = 92,9$ erstrecken würde, ist nur durch die eingetragene Korrelation von R. G. Abdel-Gayed ($20 < \sqrt{Re_t} < 68$) in Form der Gleichung 2.60 abgedeckt. Die nicht mehr akzeptablen Streuungen der Korrelationen von D. Bradley, R.

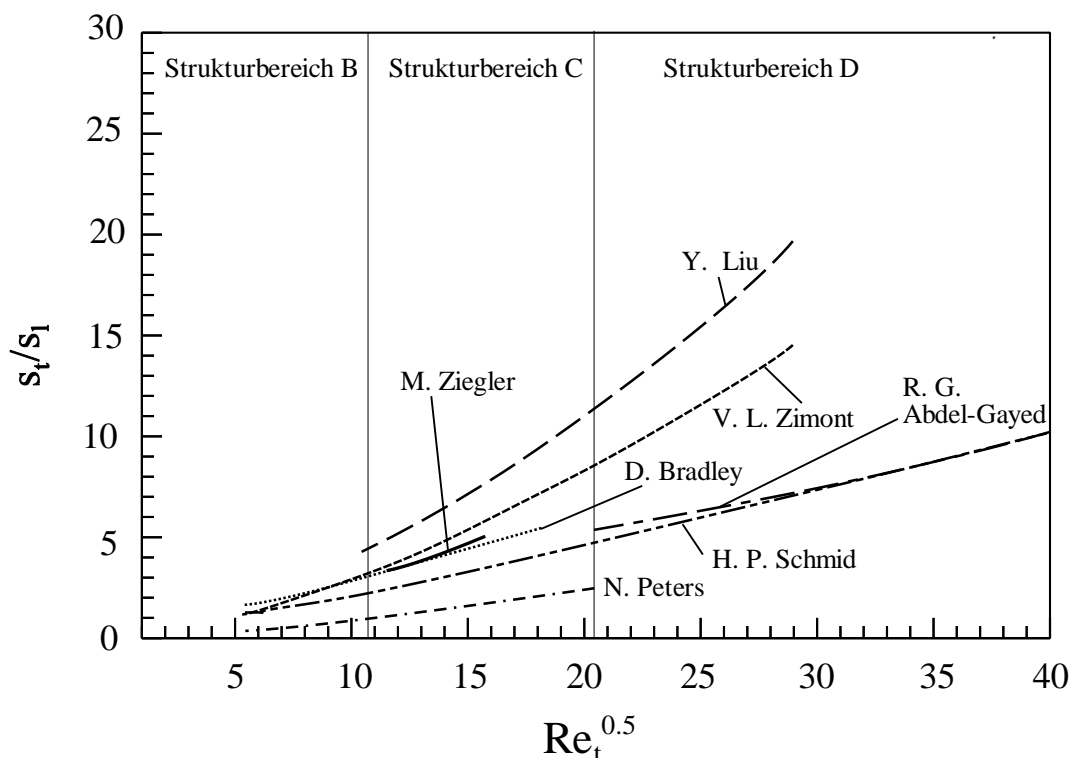


Abb. 2.11: Vergleich der Korrelationen gemäß Gleichung 2.56 für die Strukturbereiche B - D

G. Abdel-Gayed und V. L. Zimont und Y. Liu bereits zu Beginn des Strukturbereiches D zeigen, daß diese Korrelationen für eine Extrapolation in den sehr stark von der Turbulenz-Reaktionskinetik-Interaktion geprägten Strukturbereich D, in dem die Exponenten α und β deutlichen Änderungen unterliegen, nicht anwendbar sind.

Zu allgemeingültigen Aussagen für die turbulente Brenngeschwindigkeit im Hinblick auf die verschiedenen Strukturbereiche sind daher Korrelationen, die in Form der Gleichung 2.56 formuliert werden können, vermutlich nicht geeignet.

Eine Korrelation der turbulenten Brenngeschwindigkeit, die Allgemeingültigkeit beansprucht, wird von **H. P. Schmid 1995** vorgestellt. Das theorieabgeleitete Modell, das zusätzlich im Diagramm eingetragen ist, basiert auf der Annahme, daß sich das Zeitmaß der Wärmefreisetzung einer turbulenten Flamme in einer "Serienschaltung" von Turbulenz-austausch und chemischer Reaktionskinetik ergibt. Mit der chemisch-reaktionskinetischen Zeit τ_c und der charakteristischen Wirbelzerfallszeit τ_t folgt der Formalansatz:

$$\tau_{\text{reak}} = \left(\tau_c^2 + \tau_t^2 \right)^{0,5} \quad (2.68)$$

für die effektive Reaktionszeit τ_{reak} in der turbulenten Vormisch-Flammenfront. Der Ansatz gibt die Grenzfälle der rein reaktionskinetischen Steuerung des Verbrennungsablaufes bei $Da_t \ll 1$ mit $\tau_c \gg \tau_t$ und des rein turbulenzbestimmten Ablaufes der Verbrennung bei $Da_t \gg 1$ mit $\tau_c \ll \tau_t$ richtig wieder. Mit der turbulenten Damköhler-Zahl Da_t kann die Reaktionszeit τ_{reak} in der folgenden Form dargestellt werden:

$$\tau_{\text{reak}} = \tau_t \cdot \left(1 + Da_t^{-2} \right)^{0,5} \quad (2.69)$$

In Analogie zu Gleichung 2.28 kann mit dieser Reaktionszeit τ_{reak} aus:

$$s_t \sim \sqrt{\frac{u' \cdot l_t}{\tau_{\text{reak}}}} \quad (2.70)$$

die turbulente Brenngeschwindigkeit s_t berechnet werden. Durch Einsetzen der Gleichung 2.69 ergibt sich

$$s_t \sim \sqrt{\frac{u' \cdot l_t}{\tau_t}} \cdot \left(1 + \frac{1}{Da_t^2} \right)^{-0,25} \quad (2.71)$$

woraus mit dem charakteristischen Zeitmaß der Makroturbulenz τ_t die Ergebnisgleichung von H. P. Schmid

$$\frac{s_t}{s_1} = 1 + \frac{u'}{s_1} \cdot \left(1 + \frac{1}{(C \cdot Da_t)^2} \right)^{-0,25} \quad \text{mit } C = 0,09 \quad (2.72)$$

für die Berechnung der turbulenten Brenngeschwindigkeit herangezogen werden kann.

Die turbulente Damköhlerzahl wurde aus dem charakteristischen Makroturbulenz-Zeitmaß und dem chemisch-reaktionskinetischen Zeitmaß mit der brennstoffabhängigen Konstante C_c und der Temperaturleitfähigkeit der Brenngas/Luft-Mischung bestimmt:

$$Da_t = \frac{\tau_t}{\tau_c} = \frac{l_t/u'}{C_c^2 \cdot a_0/s_1^2} \quad (2.73)$$

Dieses Modell wurde durch umfangreiche experimentelle Daten instationärer Verbrennungsvorgänge validiert. Der Parameter $C = 0,09$ resultiert aus der Anpassung des Modells von H. P. Schmid an verschiedene Experimente. Diese wurden von **R. G. Abdel-Gayed et al. 1984**, **V. Karpov et al. 1980**, **W. Nastoll 1990** und **M. Christill 1990** in einem breiten Bereich der relevanten Turbulenzparameter mit Methan/Luft-, Methan/H₂/Luft, Propan/Luft und H₂/Luft-Gemischen vorgenommen. Die Werte von **W. Nastoll 1990** und **M. Christill 1990** wurden durch instationäre Flammen-Propagation im Kugelbehälter oder in einem gitterbestückten Kanal großen Querschnitts mit hochturbulent vorgelegten Gemischen bestimmt. Der Strukturbereich D-E des Borghi-Diagramms wird allerdings nur durch Meßwerte der turbulenten Brenngeschwindigkeit an Methan/Luft-Vormischflammen von **R. G. Abdel-Gayed et al. 1984** ($u' \leq 16\text{m/s}$) abgesichert und weist bei mageren Methan/Luft-Gemischen deutliche Abweichungen (z. B. ca. 30 - 40% geringere Werte des Modells von H. P. Schmid bei $\lambda \approx 1,3$) auf.

Aus der Herleitung des Modells nach H. P. Schmid lässt sich nach Gleichung 2.68 leicht erkennen, daß ein uneingeschränkter Gültigkeitsbereich dieses Ansatzes für alle im Borghi-Diagramm aufgeführten Flammenfrontstrukturen gegeben sein müsste. Die von G. Damköhler geforderten Grenzfälle $s_t / s_1 \sim u' / s_1$ für $u' / s_1 \ll 1$ und $s_t / s_1 \sim \sqrt{Re_t}$ für $u' / s_1 \gg 1$ werden von diesem Modell wiedergeben. Besonders die deutlichen Abweichungen des analytischen Modells im mageren, für die Vormischverbrennung relevanten Luftzahlbereich sowie die bisher nicht ausreichende experimentelle Absicherung für vorgewärmte Vormischflammen erfordern unbedingt zusätzliche Experimente.

Basierend auf der Korrelation von **H. P. Schmid 1995** entwickelte **T. Brutscher 2003** ein Modell zur Vorhersage der turbulenten Brenngeschwindigkeit, das auch die Effekte bevorzugter Diffusion in turbulenten Vormischflammen berücksichtigt. Der wesentliche Unterschied zum Modell von H. P. Schmid ist, daß anstelle der laminaren Brenngeschwindigkeit in Gleichung 2.72 und Gleichung 2.73 eine durch die Effekte der Flammenkrümmung und Flammenstreckung in der turbulenten Reaktionszone beeinflusste laminare Brenngeschwindigkeit $s_{l,T}$ berechnet wird. Die laminare gestreckte Brenngeschwindigkeit $s_{l,T}$ hängt im wesentlichen von dem Produkt der Marksteinzahl Ma und der den Krümmungseinfluss berücksichtigenden Karlovitzzahl K in folgender Form:

$$s_{l,t} = \frac{s_l}{1 + Ma \cdot K} \quad (2.74)$$

ab. Durch die Einführung der turbulenzbestimmten laminaren Brenngeschwindigkeit $s_{l,t}$ kann das Modell von H. P. Schmid im Bereiche E des Borghi-Diagramms nicht mehr angewendet werden. Die Effekte der bevorzugten Diffusion werden in dem folgenden Kapitel weiter beschrieben.

2.3.5 Molekulare Diffusionsprozesse in turbulenten Vormischflammen

Bereits **R. Borghi 1984** führte als weiteren Einflussparameter für die turbulente Brenngeschwindigkeit molekulare Diffusionsprozesse, wie z. B. die bevorzugte Diffusion von Brenngas bzw. Sauerstoff, in turbulenten Vormischflammen auf, die im wesentlichen durch die Wechselwirkung der Feinwirbelstrukturen mit der Reaktionszone der turbulenten Vormischflamme initiiert werden. Diese bleiben allerdings in dem in Abbildung 2.10 dargestellten Borghi-Diagramm unberücksichtigt.

Unter dem Begriff der bevorzugten Diffusion sind nach z. B. **B. Leisenheimer 1997** molekulare Transportvorgänge von Wärme und Stoff zu verstehen, die in gekrümmten Flammenfronten lokal zur Steigerung oder Verringerung der Flammengeschwindigkeit führen können. Es konkurrieren in gefalteten bzw. gewellten Flammenflächen, die der bevorzugten Diffusion ausgesetzt sind, zwei Mechanismen. Diese sind neben deren Überlagerung in der Abbildung 2.12 dargestellt. In Abbildung 2.12 a wird der Stofftransport von

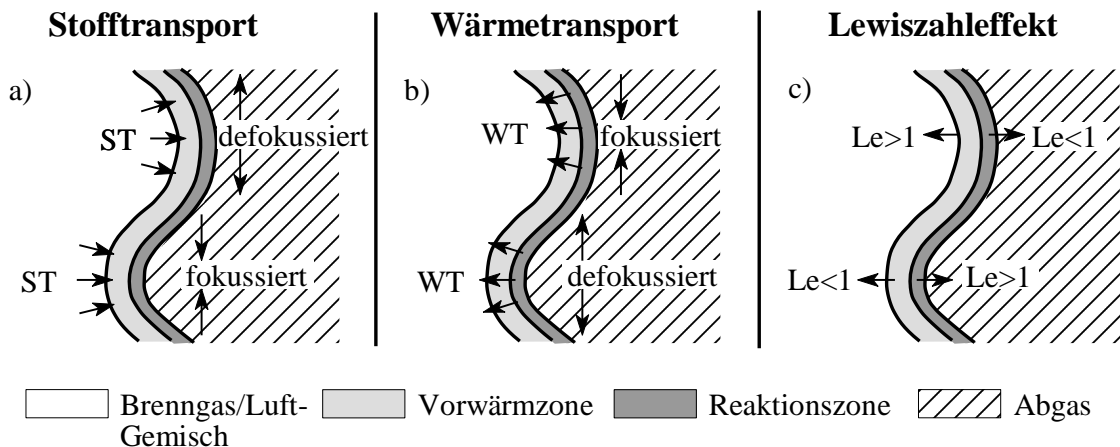


Abb. 2.12: Einfluss bevorzugter Diffusion von Wärme und Stoff auf die Flammenausbreitung

Komponenten des unverbrannten Brenngas/Luft-Gemisches in Richtung der Vorwärmzone betrachtet. Die Fokussierung des Stofftransportes bei zur Vorwärmzone hin konvex gekrümmten Flammenfronten kann zu einer Aufkonzentration schnell diffundierender Spezies in der Vorwärmzone führen. Bei zur Vorwärmzone hin konkav gekrümmten Flammenfronten mit einer Defokussierung des Stofftransportes führt die schnelle Diffusion dieser Spezies zu einer Konzentrationsabsenkung in der Vorwärmzone. Dieser Vorgang hat zur Folge, daß sich in diesen Zonen der Vorwärmzone gemäß der modifizierten lokalen Zusammensetzung des Brenngas/Luft-Gemisches die Brenngeschwindigkeit ändert. Für magere Vormischflammen ergibt sich z. B. unter der Annahme, daß die Brenngaskomponente schneller diffundiert, eine deutliche Tendenz zur Anfachung der Flammenfrontfaltung, die durch Wirbelstrukturen der turbulenten Strömung initiiert wird.

Demgegenüber wird die Flammenfrontfaltung, wie in Abbildung 2.12 b dargestellt, durch den Wärmetransport von der Reaktionszone in die Vorwärmzone gedämpft. Bei zur Vorwärmzone hin konvex gekrümmten Flammenfronten wird der Wärmetransport von der Reaktionszone in die Vorwärmzone defokussiert. Die Vorwärmzone weist im Verhältnis zur planaren Flammenfront eine geringere Vorwärmtemperatur auf, die zu geringeren Brenngeschwindigkeiten führt. Zur Vorwärmzone hin konkav gekrümmte Flammenfronten führen durch die Fokussierung des Wärmetransportes zu einem höheren Temperaturniveau, die Brenngeschwindigkeit steigt daher an. Da dieser Effekt gegenläufig zum Stofftransport abläuft, wird eine durch Wirbelstrukturen der turbulenten Strömung hervorgerufene Faltung der Flammenfront gedämpft.

In der Realität laufen sowohl Wärme- als auch Stofftransportvorgänge nach den oben geschilderten Mechanismen ab. Zur quantitativen Beurteilung des überwiegenden Mecha-

nismus führte **G. I. Sivashinsky 1977** die dimensionslose Lewis-Zahl

$$Le = \frac{a}{D_u} \quad (2.75)$$

als Quotient aus der mittleren Temperaturleitfähigkeit des Brenngas/Luftgemisches a und der Diffusionsgeschwindigkeit D der im Unterschub vorliegenden Spezieskomponente u ein. Die im Unterschub vorliegende Spezieskomponente ist diejenige, deren Anreicherung in der Vorwärmzone eine Erhöhung der Brenngeschwindigkeit der Reaktionszone bewirkt.

In der Abbildung 2.12 c ist eine gekrümmte Flammenfront skizziert, die Lewis-Zahl-effekten $Le > 1$ bzw. $Le < 1$ unterliegt. Werden Lewis-Zahlen $Le > 1$ angenommen überwiegt die Temperaturleitfähigkeit des Brenngas/Luftgemisches und damit der Wärmetransport über den diffusiven Transport der Hauptkomponenten des Brenngas/Luftgemisches in die Vorwärmzone. Es überwiegt also der dämpfende Einfluss auf Faltungsprozesse der turbulenten Flammenfront. Die Dämpfung der Auffaltung führt zu einer im Vergleich zu diffusiv neutralen Gemischen geringeren turbulenten Brenngeschwindigkeit in den Strukturbereichen B - D des Borghi-Diagramms. Im Fall kleiner Lewis-Zahlen $Le < 1$ überwiegen die Diffusions- über die Wärmeleitprozesse und die Flammenfrontfaltung wird durch Wirbelstrukturen der turbulenten Strömung angefacht. Die Anfächung der Flammenfaltung bewirkt eine Erhöhung der turbulenten Brenngeschwindigkeit gegenüber diffusiv neutralen Gemischen. In den bisherigen Betrachtungen wurden allerdings die Radikalendiffusion von der Reaktionszone in Richtung der Vorwärmzone nicht berücksichtigt.

Grundlegende Arbeiten zur Berücksichtigung der Diffusion von Spezies aus der Reaktions-

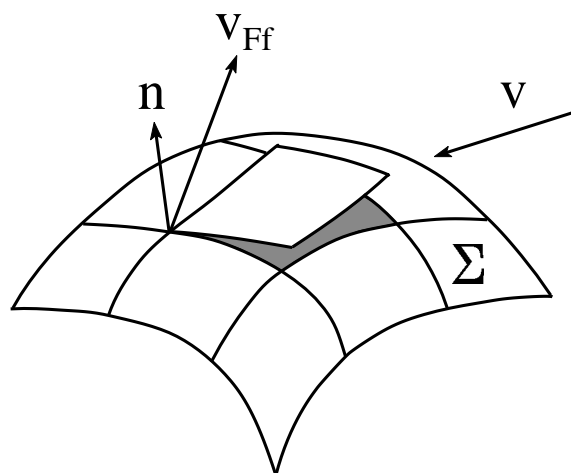


Abb. 2.13: Schematische Darstellung zur Beschreibung des Flammenstretcheinflusses

zone bei der Verbrennung in gekrümmten laminaren Flammenfronten wurden von **G. H. Markstein 1951** durchgeführt. Durch die Einführung einer charakteristischen Länge L , der Marksteinlänge, postulierte er für die effektive laminare Brenngeschwindigkeit $s_{l,eff}$

$$s_{l,eff} = s_l - L \cdot \gamma \quad (2.76)$$

mit der planaren laminaren Brenngeschwindigkeit s_l und dem Streckungs- bzw. Flammenstretzfaktor $\gamma = 1/F \cdot dF/dt$. Der Flammenstretzfaktor γ kann mit einem in der Abbildung 2.13 schematisch dargestellt

ten, gekrümmten Flammenfrontelement, wie z. B. von **C. K. Law 1988** durchgeführt, hergeleitet werden. Unter Berücksichtigung eines Oberflächenelementes Σ , das eine Isotherme innerhalb der Flammenfront darstellt, der Geschwindigkeit des Fluides v und der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flammenfront v_{Ff} sowie des Normalenvektors n ergibt sich für den Stretchfaktor γ :

$$\gamma = \frac{1}{\Sigma} \cdot \frac{d\Sigma}{dt} = \frac{1}{F} \cdot \frac{dF}{dt}, \quad (2.77)$$

der damit als die zeitliche Änderungsrate des flammengebundenen Oberflächenelementes Σ beziehungsweise der Flammenoberfläche F aufgefasst werden kann. Der Streckungsfaktor γ berücksichtigt hierbei sämtliche einwirkende Geschwindigkeitsgradienten und Krümmungseffekte. Die Gleichung 2.76 kann auch mit der dimensionslosen Marksteinzahl $Ma = \delta_1/L$, die das Verhältnis der Dicke der planaren laminaren Flammenfront δ_1 und der Marksteinlänge L ist, und mit der Karlovitz-Zahl $Ka = \gamma \cdot \tau_c$

$$s_{l,eff} = s_l - Ka \cdot Ma \quad (2.78)$$

gebildet werden. Im Fall einer positiven Flammenstreckung $Ka > 0$, also einer zum Abgas hin gekrümmten Flammenfront führt eine positive bzw. negative Marksteinzahl zu einer Herabsetzung bzw. Erhöhung der lokal vorliegenden Brenngeschwindigkeit. Im Fall einer negativen Flammenstreckung $Ka < 0$, d. h. einer zum Brenngas/Luft-Gemisch hin gekrümmten Flammenfront führt eine positive bzw. negative Marksteinzahl zu einer Erhöhung bzw. Herabsetzung der lokal vorliegenden Brenngeschwindigkeit.

Eine Möglichkeit zur Abschätzung von Marksteinzahlen wird von **J. Göttgens et al. 1992** und **U. C. Müller et al. 1997** gegeben. Sie modifizierten hierzu eine von **P. Clavin 1985** für magere Brenngas/Luftgemische angegebene Berechnungsvorschrift der Marksteinzahl. Die Marksteinzahl für schwach gekrümmte Flammenfronten bei überstöchiometrischer Verbrennung:

$$Ma = \frac{1 + \Delta'}{\Delta'} \cdot \left(\ln(1 + \Delta') + \frac{2 \cdot (Le - 1)}{Le \cdot \epsilon} \cdot \int_0^{\Delta'} \frac{\ln(1 + x)}{x} dx \right) \quad (2.79)$$

ergibt sich nach diesen Angaben aus einer dimensionslosen Temperaturdifferenz:

$$\Delta' = \frac{T^R - T_0}{T_0} \quad (2.80)$$

der Vorwärmtemperatur T_0 und der Temperatur der Reaktionszone T^R , die der Temperatur an der Stelle des maximalen Temperaturgradienten in der Reaktionszone entspricht. Der

Parameter ϵ :

$$\epsilon = \frac{T_{\text{ad}} - T^{\text{R}}}{T_{\text{ad}} - T_0} \quad (2.81)$$

wird mit der adiabaten Verbrennungstemperatur T_{ad} , der Vorwärmtemperatur T_0 und der Temperatur der Reaktionszone T^{R} berechnet. Die Lewiszahl ist nach den in Gleichung 2.75 angegebenen Berechnungsvorschriften zu bestimmen. Für die Temperatur der Reaktionszone T^{R} wird von **N. Peters 1994** z. B. für Methan ein vom Verbrennungsdruck und der Vorwärmtemperatur T_0 abhängiger, jedoch von der Stöchiometrie nahezu unabhängiger Wert von $T^{\text{R}} = 1595 \text{ K}$ ($T_0 = 298 \text{ K}$, $p = 1 \text{ bar}$) berechnet. Damit folgt z. B. eine Marksteinzahl von $Ma = 0.75$ für eine Luftzahl von $\lambda = 1.0$. Die Validierung der Rechnungen führt sowohl für Methan **G. Searby et al. 1990** und **L. K. Tseng et al. 1992** als auch für Wasserstoff **L. K. Tseng et al. 1992** zu sehr starken Streuungen der experimentellen Daten (ca. eine Größenordnung) um die berechneten Werte der Marksteinzahl.

Für die Beschreibung der molekulare Diffusionsprozesse in turbulenten Vormischflammen werden daher von den meisten Autoren, z.B. **C. K. Law 1988**, **D. Bradley et al. 1992** und **M. Ziegler 1998** bisher die Lewis-Zahl bevorzugt oder, wie bei **T. Brutscher 2003**, eigene Werte für die Marksteinzahl mit Hilfe der Bombenmethode bestimmt. Da jedoch bei der Bombenmethode die laminare Brenngeschwindigkeit in einem Druckbehälter bestimmt wird, ist dieses Verfahren zur Bestimmung von Marksteinzahlen für vorgewärmte Brenngas/Luftgemische nur unter hohem experimentellen Aufwand möglich. Daher liegen bislang keine derartige experimentelle Daten vor.

In einem isotropen turbulenten Strömungsfeld mit ausreichend hoher Turbulenzintensität überwiegen die durch die Turbulenzstruktur lokal auf die Flammenfront aufgeprägten Strömungsinhomogenitäten deutlich über die Einflüsse der globalen Flammenfrontkrümmung oder der Relativbewegung der turbulenten Flamme. In diesem Fall kann der Streckungseinfluss γ mit der turbulenten Karlovitz-Zahl Ka_t nach Gleichung 2.54 oder mit der Makroturbulenz Reynolds-Zahl Re_t nach Gleichung 2.41 beschrieben werden.

Bei **M. Ziegler 1998** wird der Streckungseinfluss durch eine additive Erweiterung der Gleichung 2.67 mit der Karlovitz-Zahl sowie der Lewis-Zahl berücksichtigt:

$$\frac{s_t}{s_l} = 1 + C \cdot \left[0,6 \cdot Ka_t' \cdot \left(\frac{1}{Le} - 1 \right) + Re_t^{0,125} \cdot \left(\frac{u'}{s_l} \right)^{0,75} \right] \quad (2.82)$$

mit $C = 1,152$.

D. Bradley et al. 1992 berücksichtigt den Streckungseinfluss durch die multiplikative

Erweiterung der Gleichung 2.60 mit der Lewis-Zahl in der folgenden Form:

$$\frac{s_t}{s_l} = C \cdot \left(\frac{u'}{s_l} \right)^{0,4} \cdot \text{Re}_t^{0,15} \cdot \text{Le}^{-0,3} . \quad (2.83)$$

2.3.6 Verlöscheffekte in turbulenten Flammen

Wird der Strukturbereich der laminaren Flamelets und ein Einfluss von Krümmungseffekten auf die laminare Reaktionszone, wie in dem vorstehenden Kapitel beschrieben, vorausgesetzt, können durch die Einwirkung der Turbulenzstrukturen auf die in sich laminare Flammenfront lokale Verlöscheffekte in der turbulenten Flammenfront, wie z. B. von **D. Bradley 1991** bzw. **1992** beschrieben, auftreten. Diese lokalen Verlöscheffekte können insbesondere durch Feinwirbel initiiert werden, die relativ kleine Krümmungsradien aufweisen und daher in der Strömung große Scherung erzeugen. In diesem Fall kann die laminare Flammenfront den durch die Feinwirbel aufgeprägten Auslenkungen nicht mehr folgen. Unter diesen Voraussetzungen ist es denkbar, daß die laminare Flammenfront lokal von den Feinwirbeln "durchbrochen" werden kann und damit in diesen Zonen keine Verbrennung auftritt. Mit lokalen Verlöscheffekten in der Flammenfront ist daher besonders bei ausreichender Tiefe der Turbulenzwirbelkaskade und hohen Lewis Zahlen zu rechnen. Limitiert werden die Verlöscheffekte aber ab dem Übergang vom Strukturbereich D zu E des Borghi Diagramms. Werden dem Strukturbereich E zugehörige Flammenfronten erzeugt, so sollte die Verdickung der Reaktionszone über die lokalen Verlöscheffekte überwiegen, da nur Wirbelstrukturen mit einer Abmessung, die über der Dicke der turbulenten Flammenfront liegen, zum lokalen Verlöschen führen können.

R. Borghi 1984 gibt für die mögliche Löschgrenze turbulenter Flammen die Relation

$$\tau_c \cdot \gamma > C \quad (2.84)$$

mit der Streckungsrate γ , dem kinetischen Zeitmaß τ_c und einer Konstanten C, die eine Funktion der Lewis Zahl ist, an. Da die größte mögliche Streckungsrate γ aus dem Zeitmaß der Kolmogorov-Wirbel $\gamma = 1/\tau_K$ folgt, ergibt sich für die Verlöschgrenze zu:

$$\tau_c = C \cdot \tau_K , \quad (2.85)$$

die als zusätzliche Grenzlinie in Abhängigkeit von der Lewis Zahl des Brenngas/Luft-Gemisches im Borghi Diagramm parallel und oberhalb zur Strukturbereichsgrenze C - D ($C > 1$) eingetragen werden kann.

D. Bradley 1991 schätzte das lokale Verlöschen in turbulenten Vormischflammen anhand der sich aus dem Turbulenzspektrum ergebenden Wirbelgrößenverteilung und den zugeordneten Streckungsraten ab. Wird bei steigender Makroturbulenz-Reynolds-Zahl eine kritische Verlöschstreckungsrate γ_q in Anteilen von deren statistischer Verteilung überschritten, ergibt sich eine Verringerung der effektiven turbulenten Brenngeschwindigkeit um einen Faktor A_q ($0 \leq A_q \leq 1$). Die kritischen Streckungsraten wurden dabei Berechnungen von z. B. **R. J. Kee et al. 1988** und **G. Stahl et al. 1991** entnommen. Liegen sämtliche Streckungsraten über dem kritischen Wert γ_q erfolgt ein vollständiges Verlöschen der turbulenten Flamme. D. Bradley stellte bei der Auswertung der Experimente von R. G. Abdel-Gayed fest, daß sich derartige Verlöscheffekte für alle von R. G. Abdel-Gayed untersuchten Brenngas/Luft-Gemische mit Lewis-Zahlen unterschiedlichster Größen ($0.4 < Le < 5$) bis weit in den Strukturbereich D des Borghi Diagramms erstrecken. Da die durch Experimente von R. G. Abdel-Gayed validierten Vorhersagen des Flammenverlöschens auf der laminaren Flamelettheorie basieren, bezweifelt D. Bradley die Existenz turbulent verdickter Flamelets im Strukturbereich D des Borghi-Diagramms.

Der direkte experimentelle Nachweis turbulent verdickter Flammenfronten ist unter anderem daher ein aktueller Forschungsschwerpunkt im Bereich der turbulenten Vormischverbrennung. Die Messung der Flammenfrontdicke turbulenter Vormischflammen erfolgt mit mehrdimensionalen Lasermeßtechniken. Bei den Experimenten von **A. Buschmann et al. 1996** werden durch einen Laserstrahl OH-Radikale zur Fluoreszenz angeregt und zusammen mit dem Streulicht der OH-Radikale detektiert. Anhand der Fluoreszenz und des Streulichtes kann die Temperatur- und die OH-Radikalkonzentrationsverteilung in der Reaktionszone der turbulenten Vormischflamme ermittelt werden. Auf Basis dieser Messungen wurden für den Strukturbereich D (turbulent verdickte Flamelets) Dicken der Reaktionszone bestimmt, die unter den Abmessungen laminarer Flamelets liegen. Demgegenüber zeigen Experimente von **Q.-V. Nguyen et al. 1996**, bei denen an durch einzelne Wirbelstrukturen aerodynamisch gestörten, laminaren Vormischflammen vergleichende OH-Radikal- und CH_3 -Radikal-LIF Messungen durchgeführt wurden, daß nur die Detektion der Flammenfront auf Basis der CH_3 -Radikal-LIF Messungen repräsentativ ist. Messungen von CH_3 -Radikalen zur Bestimmung der Dicke der Reaktionszone in ausreichend turbulenten Vormischflammen, die meßtechnisch nur mit deutlich höherem Aufwand durchzuführen sind, wurden bisher noch nicht veröffentlicht. Im Rahmen dieser Arbeit wird daher die Existenz turbulent verdickter Flammenfronten bei turbulenten Karlovitz-Zahlen $Ka_t > 1$ angenommen, da dieses Modell physikalisch sehr einleuchtend beziehungsweise fast zwingend geboten ist.

2.3.7 Einfluss der Abgasexpansion auf die turbulente Vormischverbrennung

Die mit der Verbrennung verbundene Temperaturdifferenz zwischen dem Brenngas/Luft-Frischgemisch und dem Abgas kann, neben der bereits im Kapitel 2.3.5 beschriebenen Dämpfung der Flammenfaltung, auch zu einer Änderung des Turbulenzzustandes des Strömungsfeldes infolge der mit der Temperaturzunahme verbundenen Dichteabnahme führen. Experimentelle Untersuchungen zur "flammeninduzierten Turbulenz" wurden von

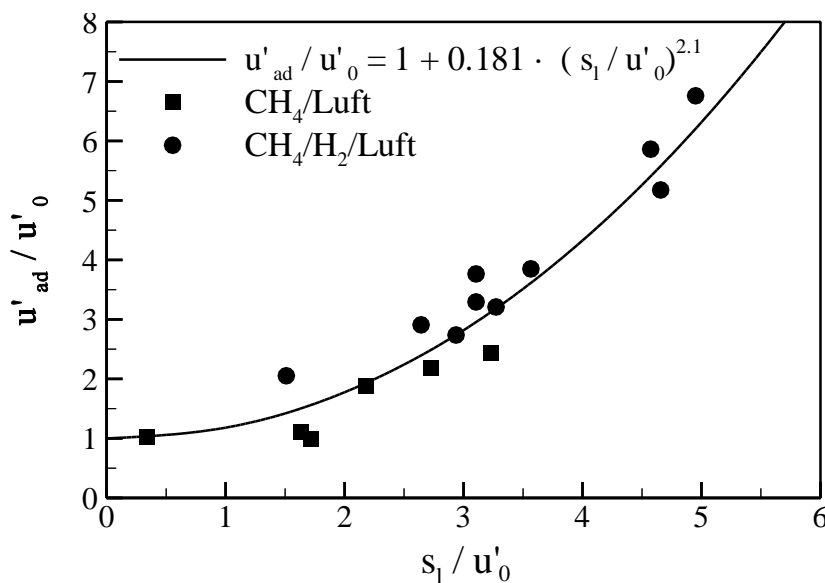


Abb. 2.14: Flammeninduzierte Turbulenz schwach turbulenter Vormischflammen bei einem Expansionsfaktor $\epsilon \approx 7$ nach Y. Liu

schwach turbulente ($u'_0 < s_1$) Erdgas/Luft- und Erdgas/H₂/Luft- Vormischflammen ergibt sich ein deutlicher Anstieg der Turbulenzintensität im Abgasbereich. Y. Liu führte die zusätzliche Turbulenzproduktion auf einen Quasi-Auftriebseffekt heißer Ballen in noch kühler Gasumgebung in der beschleunigten Strömung der Reaktionsfront zurück. Gemäß der von ihm erstellten empirischen Berechnungsvorschrift

$$\frac{u'_{ad}}{u'_0} = 1 + 0,181 \cdot \left(\frac{s_1}{u'_0} \right)^{2,1}, \quad (2.86)$$

die als Kurve in der Abbildung 2.14 eingetragen ist. Im Grenzfall für im Verhältnis zur laminaren Brenngeschwindigkeit des Brenngas/Luft-Frischgemisch schwach turbulenter Strömungen könnte dieser Effekt den Verstärkungsfaktor ϵ für u'_{ad} wie in der Abbildung 2.14 dargestellt für die Schwankungsgeschwindigkeit ergeben. Für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten hochturbulenten Vormischflammen $u_0 \gg s_1$ sind keine veröffentlichten

Y. Liu an durch Stauscheiben stabilisierten Flammen durchgeführt. In der Abbildung 2.14 ist das Verhältnis der Schwankungsgeschwindigkeit des Brenngas/Luft-Frischgemisches u'_0 und des Abgases u'_{ad} in Abhängigkeit von der Größe s_1 / u' für einen Expansionsfaktor von $\epsilon \approx 7$ aufgetragen. Besonders für sehr

systematischen Untersuchungen für einen möglichen Einfluss der Abgasexpansion auf die Turbulenzstruktur in der Reaktionszone bekannt. Neben der Steigerung der Turbulenzintensität infolge von Geschwindigkeitsgradienten ist allerdings ein turbulenzschwächender Einfluss der Abgasexpansion auf die Turbulenzintensität denkbar. Falls die Wärmefreisetzung zu einer Expansion der Wirbelstrukturen der turbulenten Strömung führt, ergibt sich für das Volumen V_{ad} und die Abmessung l_{ad} einer turbulenten Wirbelstruktur in einem isotropen Strömungsfeld bei vollständigem Ausbrand:

$$V_{ad} = V_0 \cdot \epsilon ; l_{ad} = l_0 \cdot \epsilon^{1/3} \quad (2.87)$$

eine geringfügige Zunahme der turbulenten Längenmaße ausgehend von den Größen des Brenngas/Luft-Gemisches V_0 und l_0 in Abhängigkeit von dem Expansionsfaktor ϵ . Wird die Schwankungsgeschwindigkeit u' als Rotationsgeschwindigkeit der turbulenten Wirbelstrukturen aufgefasst, führt die Drehimpulserhaltung:

$$u' \cdot l = \text{konst.}; u'_{ad} = u'_0 \cdot \frac{l_0}{l_{ad}} = u' \cdot \epsilon^{-1/3} \quad (2.88)$$

zu einer Abnahme der Schwankungsgeschwindigkeit u'_{ad} beim Ausbrand. Dieser Effekt sollte sich bei turbulenzkontrollierten Vormischflammen $s_t \sim u' \sim \epsilon^{-1/3}$ besonders auswirken und bei gleichen Makroturbulenz-Reynoldszahlen zu höheren turbulenten Brenngeschwindigkeiten der vorgewärmten Vormischflammen führen.

Einen weit gravierenderen Einfluss der Abgasexpansion auf die turbulente Brenngeschwindigkeit ergibt sich durch die Einführung der kinetischen Konstante C_c in Gleichung 2.28,

$$s_t = C_c \cdot \sqrt{\frac{a}{\tau_c}} \quad \text{mit} \quad \tau_c = \frac{\delta_v}{s_t} \quad (2.28)$$

welche die Relation zwischen dem Zeitmaß der globalen Wärmefreisetzung τ_c und der korrespondierenden laminaren Brenngeschwindigkeit s ausdrückt. Bei genauerer Betrachtung der Gleichung 2.56 ergibt sich ein von der Abgasexpansion bzw. von der Vorwärmtemperatur abhängiges Verhältnis der turbulenten Brenngeschwindigkeit bei gleichen Makroturbulenz-Reynoldszahlen für die nicht vorgewärmte und die vorgewärmte Verbrennung.

In der Tabelle 2.4 wurden im Rahmen dieser Arbeit die reaktionskinetischen Parameter gemäß Gleichung 2.28 exemplarisch für eine nicht vorgewärmte Methan/Luft-Vormischflamme bei $\lambda = 1,33$ und eine auf $T_0 = 400^\circ\text{C}$ vorgewärmte Methan/Luft-Vormischflamme bei $\lambda = 1,75$ zusammengestellt. Für den ersten Teil der Gleichung 2.56 folgt damit für die turbulente Brenngeschwindigkeit der von der Reaktionskinetik limitierten Vormisch-

$$\frac{s_t}{s_1} = C_2 \cdot \sqrt{\text{Re}_t} \cdot 1 / C_c \cdot \sqrt{\text{Pr}} \sim \sqrt{\epsilon} \sim 1 / \sqrt{T_0} \quad \text{mit } C_c \sim 1 / \sqrt{\epsilon} \quad (2.89)$$

Tabelle 2.4: kinetische Parameter ausgewählter Vormischflammen und deren ungefähre Abhängigkeit von der Abgasexpansion

	$T_0=30^\circ\text{C}$	$T_0=400^\circ\text{C}$	
λ	1.33	1.75	
T_{ad} [K]	1903	1900	
ϵ	6.28	2.82	
s_1 [m/s]	0.227	0.808	$s_1 \sim \epsilon^{-1.5}$
τ_c [s]	$4.88 \cdot 10^{-4}$	$3.17 \cdot 10^{-4}$	$\tau_c \sim \epsilon^{0.5}$
a [m ² /s]	$2.29 \cdot 10^{-5}$	$9.04 \cdot 10^{-5}$	$a \sim \epsilon^{-1.5}$
C_c	1.05	1.47	$C_c \sim \epsilon^{-0.5}$

flammen ($\alpha=0,5$ und $\beta=0,5$) mit der Umformung und der Prandtlzahl $\text{Pr} = \nu/a$ eine deutliche Abhängigkeit von dem Expansionsfaktor $s_t/s_1 \sim \sqrt{\epsilon}$ für gleiche Reynoldszahlen im nicht vorgewärmten und vorgewärmten Fall. Das bedeutet, daß sich für die nicht vorgewärmten Vormischflammen deutlich höhere Verhältnisse der turbulenten Brenngeschwindigkeit ergeben müssten. Die turbulente Brenngeschwindigkeit der vorgewärmten Vormischflammen ist natürlich bei gleicher Makroturbulenz/Reynoldszahl größer, da hier $s_t \sim 1/\epsilon$ gelten muss. Für das Verhältnis der turbulenten zur laminaren Brenngeschwindigkeit kann die Temperaturabhängigkeit auch nur durch die Vorwärmtemperatur in der Form $s_t/s_1 \sim 1 / \sqrt{T_0}$ angegeben werden, da die chemische Konstante C_c unabhängig von der Stöchiometrie und daher auch unabhängig von der adiabaten Verbrennungstemperatur ist.

Wird die kinetische Konstante in den Korrelationen der turbulenten Brenngeschwindigkeit der Form:

$$\frac{s_t}{s_1} = C_2 \cdot \left(\frac{u'}{s_1} \right)^{\alpha - \beta} \cdot \text{Re}_t^\beta \quad (2.90)$$

berücksichtigt, ergibt sich:

$$\frac{s_t}{s_1} = C \cdot \frac{1}{C_c^{(2 \cdot \beta)}} \cdot \left(\frac{u'}{s_1} \right)^{\alpha - \beta} \cdot \text{Re}_t^\beta \quad (2.91)$$

oder mit der Temperaturabhängigkeit von $C_C \sim \sqrt{T_0}$ für Methan und Methan-Wasserstoff-Gemische:

$$\frac{s_t}{s_1} = C \cdot \left(\frac{T_{0,\text{ref}}}{T_0} \right)^\beta \cdot \left(\frac{u'}{s_1} \right)^{\alpha - \beta} \cdot \text{Re}_t^\beta \quad (2.92)$$

wobei $T_{0,\text{ref}}$ eine Referenztemperatur der Frischgemischvorwärmung ist, bei der die Korrelation erstellt worden ist.

Die Gleichung 2.91 kann auch mit der turbulenten Damköhlerzahl Da_t anstelle der Makroturbulenz-Reynoldszahl Re_t gebildet werden. Sofern die turbulente Damköhlerzahl nach Gleichung 2.73 mit der kinetischen Konstante C_C und der Prandtlzahl $\text{Pr} = \nu/a$ gebildet wird, ergibt sich mit:

$$\text{Da}_t = \text{Re}_t \cdot \left(\frac{s_1}{u'} \right)^2 \cdot C_C^{-2} \cdot \text{Pr} \quad (2.93)$$

nach Einsetzen von Gleichung 2.93 in Gleichung 2.91 für die Korrelation der turbulenten Brenngeschwindigkeit:

$$\frac{s_t}{s_1} = C \cdot \left(\frac{u'}{s_1} \right)^{(\alpha + \beta)} \cdot \left(\frac{1}{\text{Da}_t} \cdot \text{Pr} \right)^{-\beta} \quad (2.94)$$

3 Versuchsanlage und Messtechnik

3.1 Versuchssystem zur Untersuchung turbulenter Verbrennungsvorgänge

Die Versuche zur Bestimmung der turbulenten Brenngeschwindigkeit wurden an einem Versuchsstand durchgeführt, der im Rahmen des Turboflam Projektes 3.1.3.4 von G. Lauer (W. Leuckel et al. 1994) erstellt wurde. Die Erweiterung dieses Versuchsstandes

zur Untersuchung vorgewärmter Vormischflammen erfolgte im Turboflam Projekt 3.2.1.6 (M. Zajadatz et al. 1998).

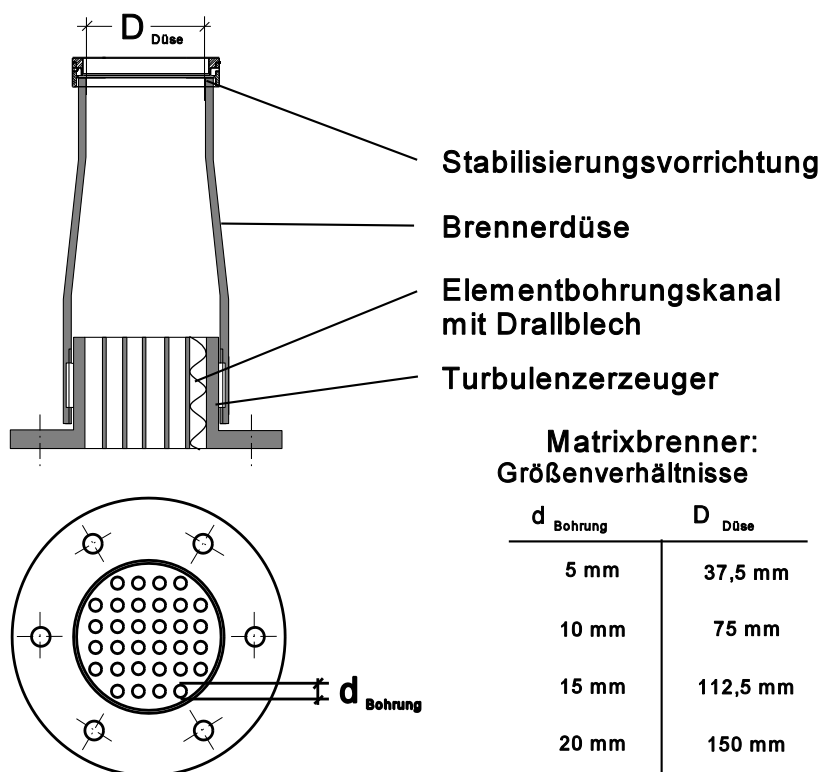


Abb. 3.1: geometrische Daten der Matrixbrenner

Das Modellbrennersystem, an dem die Versuche zur Bestimmung der turbulenten Brenngeschwindigkeit durchgeführt wurden, besteht aus vier in allen Maßen geometrisch ähnlichen "Matrixbrennern", die in der Abbildung 3.1 dargestellt sind. Das Matrixbren-

nersystem besitzt einen Turbulenz erzeuger mit 32 Bohrungskanälen, die mit längsverwundenen Drallblechen bestückt sind. Benachbarte Drallelemente weisen gegenseitige Drehrichtungen auf. Dadurch entsteht ein geometrisch einfaches, integral drallfreies Strömungsfeld mit hohen Turbulenzintensitäten am Brenneraustritt. Die vier unterschiedlich großen, geometrisch ähnlichen Ausführungen des Matrixbrenners (Linearmaßstab 1:2:3:4) mit Elementbohrungsdurchmessern d von 5mm bis 20mm und Manteldurchmessern D von 37,5mm bis 150mm ermöglichen die Variation des turbulenten Längenmaßes, das sich proportional zu der Brennerabmessung einstellt. Bei ausreichend hohen Durchsätzen ergeben sich turbulente Längenmaße und Turbulenzgrade, die von der auf die Brenner-

abmessung bezogenen Systemreynoldszahl $Re_D \geq 20000$ unabhängig sind.

Das Matrixbrenner-System wurde von dem früheren Lehrstuhlinhaber und Institutsleiter des Fachgebiets "Feuerungstechnik" am Engler-Bunte-Institut der Universität Karlsruhe (TH) konzipiert, ausgelegt und für grundlagenorientierte Untersuchungen zur turbulenten

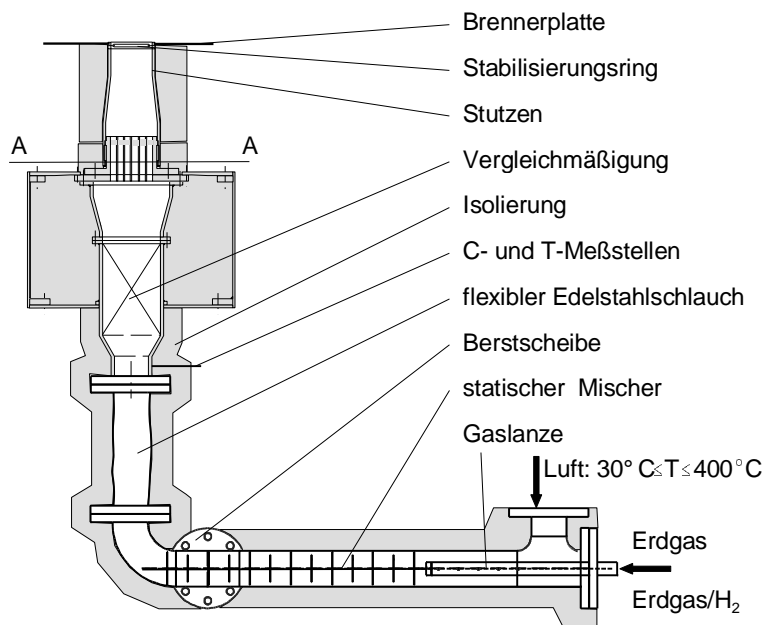


Abb. 3.2: Versuchsaufbau Modellbrennersystem

Vormischverbrennung in Gasturbinen-Brennkammern ursprünglich in das Turboflam-Forschungsprojekt 3.1.3.4 (1994), bearbeitet von Dipl.-Ing.G. Lauer, eingebracht.

Die Vormischung der Brenngase mit der Verbrennungsluft wird, wie in der Abbildung 3.2 dargestellt, durch eine ca. 2m lange Vormischstrecke realisiert. Nach Eintritt des Brenngases in die Vormischstrecke wird dieses

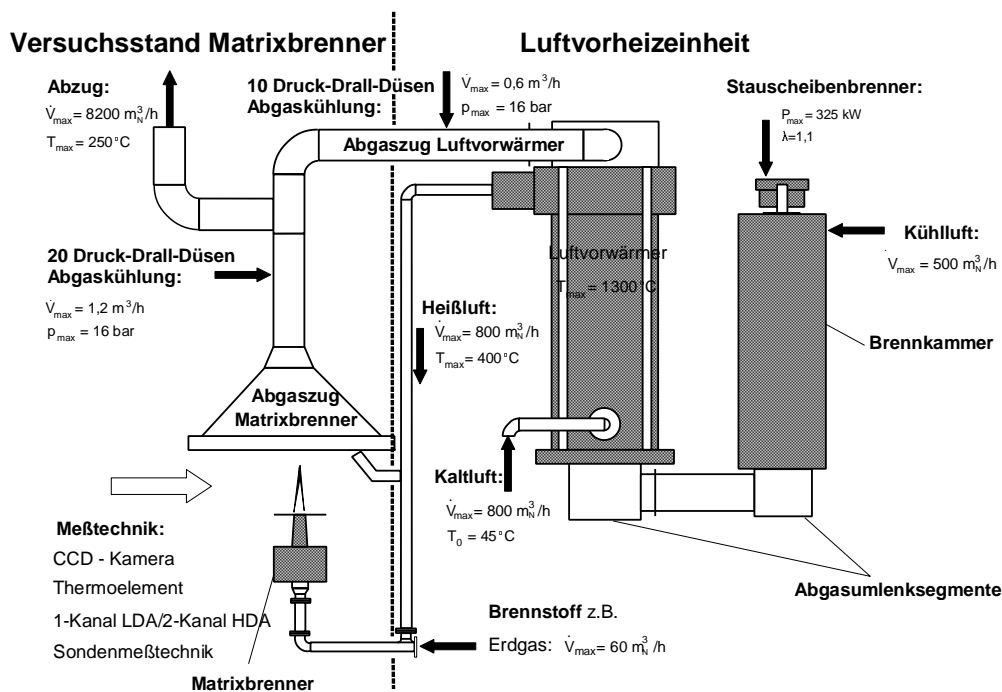


Abb. 3.3: Atmosphärischer Versuchsaufbau Turboblamm

durch einen statischen Mischer mit der Verbrennungsluft homogen gemischt. Um ein bezüglich der Brennerachse symmetrisches Strömungsfeld zu gewährleisten, ist im Übergangsstück der Vormischstrecke zum Matrixbrenner ein Paket mit Lochblechen angebracht. Vor der Vergleichmäßigung der Brenneintrittsströmung werden mit hierfür geeigneten Messstellen die Stöchiometrie sowie die Temperatur des Brenngasgemisches bestimmt. Da das Matrixbrennersystem neben der experimentellen Bestimmung der turbulenten Brenngeschwindigkeit für detaillierte Feldmessungen stabiler Spezies, Temperaturen sowie Strömungsparameter eingesetzt wurde, die ideal für die Validierung von CFD-Simulationen des Verbrennungsvorgangs (**A. Hoffmann et al. 2001**) geeignet sind, wurde direkt am Brenneraustritt eine Brennerplatte installiert, die für CFD-Simulationen eine relativ einfache und gesicherte Randbedingung darstellt.

Die Aufheizung der Verbrennungsluft erfolgt durch ein dem Matrixbrenner vorgeschaltetes Luftvorheizaggregat, das in der Abbildung 3.3 schematisch dargestellt ist. Kernstück der Luftvorheizaggregats ist ein handelsüblicher Strahlungsrekuperator, der z. B. auch zur Wirkungsgradsteigerung bei Schmiede- und Härteöfen eingesetzt wird. Der Luftvorwärmer wird mit einem erdgasbetriebenen Stauscheibenbrenner mit Heißgas versorgt. Die Übertragungsleistung zur Heißlufterzeugung wird durch den Betrieb des Stauscheibenbrenners bei einer Luftzahl von ca. $\lambda=1,1$ und einer thermischen Leistung von $P = 325 \text{ kW}$ gewährleistet. Die für den Versuch benötigte Verbrennungsluft wird im Luftvorwärmer im Gleichstrom zum Abgasstrom des Stauscheibenbrenners erwärmt. Da die Eintrittstemperatur des Luftvorwärmers und die Brennkammertemperatur abgasseitig auf 1300°C eingeschränkt sind, wird der Abgasstrom durch zusätzlich eingeblasene Luft abgekühlt. Das Abgas des Versuchsbrenners und der Luftvorheizereinheit nach dem Luftvorwärmer muss durch eine aufwendige Kühlung im Abgaszug auf Temperaturen $< 250^\circ\text{C}$ abgekühlt und durch einen Radialventilator ($\dot{V}_{\text{max}} = 8000 \text{ m}_n^3/\text{h}$ bei $T_{\text{max}} = 250^\circ\text{C}$) aus der Versuchshalle entfernt werden. Zur Kühlung wird Wasser mit Druck-Drall Düsen in die Abgaszüge eingesprüht. Der maximal eingesetzte Wasservolumenstrom beträgt bei einem Vordruck von $p_{\text{max}} = 16 \text{ bar}$ ca. $\dot{V} = 0,6 \text{ m}^3/\text{h}$ für den Abgaszug der Luftvorheizereinheit und $\dot{V} = 1,2 \text{ m}^3/\text{h}$ für den Abgaszug des Versuchsbrenners. Um unnötig lange Wartezeiten bei Änderungen des Lastbereiches der Luftvorheizereinheit zu vermeiden wurde ein Bypass installiert, mit dem überschüssige Heißluft direkt in den Abgaszug des Matrixbrenners abgegeben werden konnte. Die Luftvorheizereinheit stellte eine für die Versuchsdurchführung ausreichende Heißluftmenge von $\dot{V} \leq 800 \text{ m}_n^3/\text{h}$ bei einer Luft/Brenngasgemischtemperatur von $T_0 \leq 400^\circ\text{C}$ zur Verfügung.

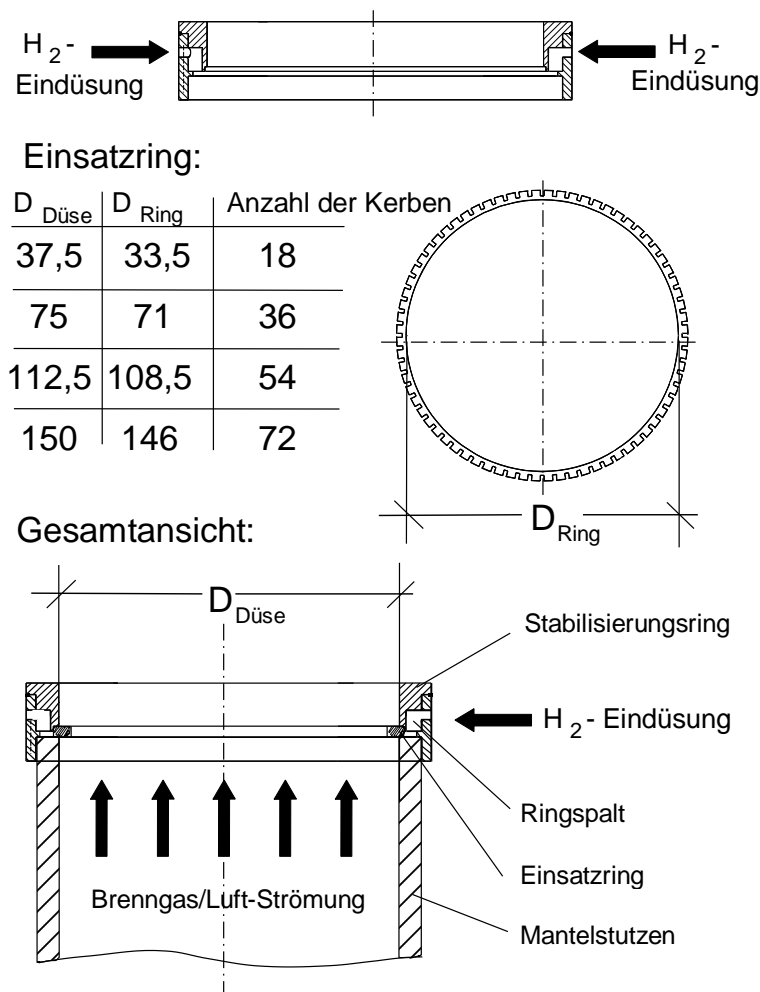


Abb. 3.4: Stabilisierungsvorrichtung Matrixbrenner

palt in der Stabilisierungsvorrichtung und weiter durch die Kerben des Einsatzringes am Rand des Mantelstützens eingedüst. Durch den aerodynamischen Stau-effekt des Einsatzringes wird die Stabilität der Vormischflammen zusätzlich gesteigert. Außerdem kühlt der Wasserstoff vor der Eindüsung den Mantelstützen, die Stabilisierungsvorrichtung und den Einsatzring. Über den Kerben des Einsatzringes bilden sich kleine (Höhe ca. 1-2mm), wasserstoffreiche Halteflammen.

Die Eindüsung bereits geringer Mengen Wasserstoff (<2% der thermischen Gesamtleistung) führt zu einer massiven Erweiterung des Stabilitätsbereiches. Durch die Eindüsung des Wasserstoffs am Mantelstützenrand bleibt der für die Bestimmung der turbulenten Brenngeschwindigkeit relevante Kernbereich der Brennerströmung, wie später im Kapitel 4 gezeigt wird, weitestgehend unbeeinflusst.

Bei der Inbetriebnahme der Matrixbrenner ergab sich, insbesondere für vorgewärmte Vormischflammen, ein eingeschränkter Stabilitätsbereich, da auch diese Vormischflammen im vollturbulenten Strömungsfeld bei Systemreynoldzahlen $Re_D \geq 20000$ und daher deutlich grösseren Brenneraustrittsgeschwindigkeiten untersucht wurden. Aus diesem Grund wurde eine Stabilisierungsvorrichtung für den Matrixbrenner entwickelt, mit der Wasserstoff zur Erhöhung der Stabilität der Vormischflamme eingedüst werden kann. Die Stabilisierungsvorrichtung ist in der Abbildung 3.4 dargestellt. Der Wasserstoff wird durch einen konzentrischen Rings-

3.2 Eingesetzte Messtechniken und Auswerteverfahren

3.2.1 Elektronisch kompensierte Thermoelemente

Im Rahmen dieser Arbeit wurde zur Temperaturmessung die elektronisch kompensierte Thermoelementtechnik eingesetzt. Ein Thermoelement hat eine geringe Eigenfrequenz und kann deshalb den Temperaturschwankungen bei den hier vorliegenden hochturbulenten Strömungsbedingungen nicht trägheitsfrei folgen. Die Frequenz, bis zu der das Folgevermögen gewährleistet ist, wird Eckfrequenz genannt. Mit einer geeigneten multiplikativen Schaltung werden daher hochfrequente gedämpfte Signale des Thermoelements verstärkt. Damit ist eine zeitliche Auflösung des Temperaturverlaufes zu wesentlich höheren Frequenzen bis ca. 40 kHz möglich. Die Aufarbeitung des Messsignals erfolgt mit einer am EBI (**B. Prade 1993**) entwickelten Auswertesoftware. Es bestehen die Optionen, den Temperaturverlauf oder die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (pdf) der Temperatur darzustellen. Außerdem kann mit einer nachgeschalteten Fast-Fourier-Transformation (FFT) das Makrozeitmaß der turbulenten Strömung bestimmt werden.

3.2.2 Hitzdrahtanemometrie

Die Hitzdrahtanemometrie ist neben der Laser-Doppler-Anemometrie ein weiteres Messverfahren zur zeitlich aufgelösten Messung von turbulenten Strömungsfeldern. Sie ist mit einer Auflösung von bis zu einigen Kilohertz eine Messtechnik, die zur Bestimmung der Makroturbulenzstruktur turbulenter Strömungsfelder geeignet ist.

Das Messprinzip beruht auf der konvektiven Wärmeabgabe eines stromdurchflossenen Hitzdrahtes an das diesen umströmende Medium. Die abgegebene Wärmemenge \dot{Q}_{konv} ist ein Maß für die Strömungsgeschwindigkeit und berechnet sich aus der Oberfläche A des Drahtes, dem Wärmeübergangskoeffizienten α und dem treibendem Temperaturgefälle ΔT zu:

$$\dot{Q}_{\text{konv}} = \alpha \cdot A \cdot \Delta T . \quad (3.1)$$

Der Wärmeübergangskoeffizient kann mit der Nusselt-Zahl Nu gemäß

$$\alpha = Nu \cdot \lambda \cdot l_{\text{char}} \quad (3.2)$$

berechnet werden. Darin ist λ die Wärmeleitfähigkeit des strömenden Mediums und l_{char} die

charakteristische Abmessung des Hitzdrahtes (z.B der Drahtdurchmesser). Die Nusselt-Zahl ist abhängig von der Strömung, charakterisiert durch die Reynoldszahl Re , von den Stoffeigenschaften, die durch die Prandtzahl Pr erfaßt werden, dem treibendem Temperaturgefälle ΔT , der Temperatur der Strömung T_0 sowie der Geometrie der Übertragungsfläche.

$$Nu = f (Re, Pr, \Delta T/T_0, \text{Geometrie}) \quad (3.3)$$

Da die konvektive Wärmeabgabe zu jedem Zeitpunkt der zugeführten elektrischen Leistung entspricht sind zwei Arten der Hitzdrahtanemometrie gebräuchlich. Wird der Strom durch den Hitzdraht mit Hilfe eines großen Vorwiderstandes konstant gehalten, kann die durch die Abkühlung hervorgerufene Widerstandsänderung gemessen werden (Konstant-Strom-Methode, CCA). Wird der Hitzdrahtwiderstand und damit seine Temperatur konstant gehalten, ist die Heizspannung ein Maß für die Strömungsgeschwindigkeit (Konstant-Temperatur-Methode, CTA). Da diese Variante bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten eine höhere Empfindlichkeit aufweist, wurden die Strömungsparameter im Rahmen dieser Arbeit gemäß der CTA-Methode bestimmt.

Abbildung 3.5 gibt einen Überblick über die Zweikanal-Hitzdrahtmesstechnik, die für die Bestimmung des Makrolängenmaßes mittels Kreuzkorrelationsfunktion eingesetzt wurde. Die zeitliche Widerstandsänderung der Hitzdrähte wird durch die Wheatstone'sche Brückenschaltung (DISA, bridge 56C16 CTA) in je ein Spannungssignal umgewandelt und von einem Rechner mit Hilfe der Datenerfassung SCOPE gespeichert. SCOPE stellt verschiedene Abtastfrequenzen zur Wahl,

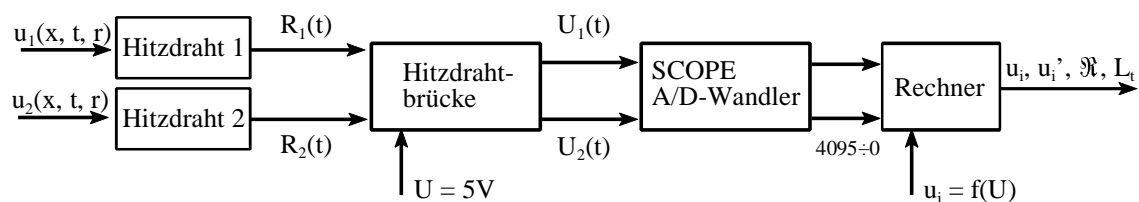


Abb. 3.5: Hitzdrahtanemometrie zur Bestimmung der Turbulenzgrößen u' und L_t im Strömungsfeld des Matrixbrenners

die an die deutlich unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten der skalierten Matrixbrenner angepasst wurden, um das Zeitfenster der Stichprobe vergleichbar zu halten. So wurde beispielsweise für den Brenner mit einem Durchmesser von 37,5 mm eine etwa doppelt so große Abtastfrequenz vorgegeben wie für den Brenner mit einem Durchmesser von 75 mm, da bei diesem die Austrittsgeschwindigkeit bei gleicher Reynolds-Zahl nur

halb so groß ist.

Um den gemessenen Spannungssignalen Strömungsgeschwindigkeiten zuordnen zu können, musste der Hitzdraht kalibriert werden. Die Kalibrierung erfolgte in einem thermostatisierten Strömungsfeld, das mit einer Wirbelstromfadendüse erzeugt wurde. Die Strömungsgeschwindigkeit kann mit der gemessenen Druckdifferenz vor und nach der Wirbelstromfadendüse $\Delta p = p_{\text{Behälter}} - p_0$ berechnet werden. Es ergibt sich nach Bernoulli:

$$\bar{u} = \alpha \sqrt{\frac{2 \Delta p}{\rho(T_{\text{Behälter}}, p_{\text{Behälter}}) \cdot \left(1 - \left(\frac{A_{\text{Düse}}}{A_{\text{Behälter}}}\right)^2\right)}}, \quad (3.4)$$

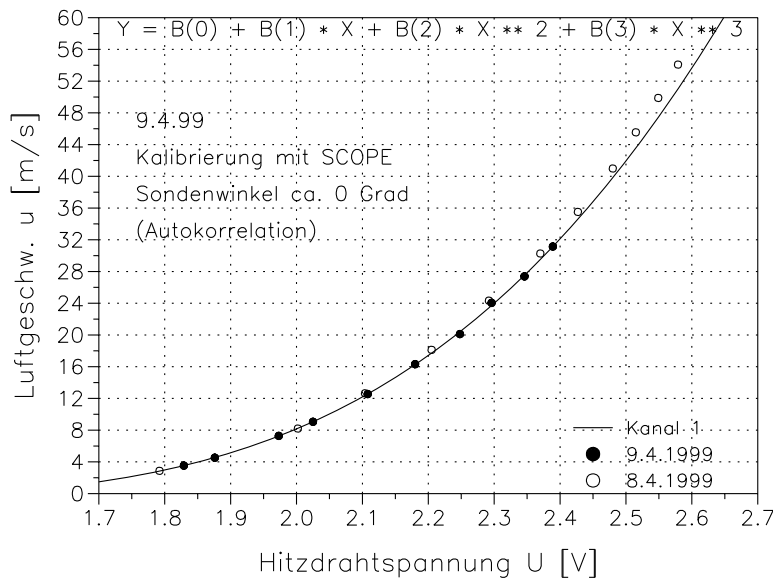


Abb. 3.6: Beispielhafter Verlauf der Kalibrierkurve einer Hitzdrahtsonde

wobei α eine experimentell bestimmte Ausflusskorrektur der Wirbelstromfadendüse, $A_{\text{Düse}}$ und $A_{\text{Behälter}}$ die entsprechenden Querschnittsflächen der Wirbelstromfadendüse am Austritt sowie des vorgeschalteten zylindrischen Behälters sind. Abbildung 3.6 zeigt eine typische Kalibrierkurve, die mit einem Polynom 3., Ordnung nach der Methode der kleinsten Fehlerquadratsumme an die Messpunkte angepasst wurde.

die Messpunkte angepasst wurde.

Der Hitzdraht liefert ein kontinuierliches Signal, das von der SCOPE-Auswertetechnik digitalisiert wird. Die mittlere Geschwindigkeit des zeitlich diskreten Messsignals berechnet sich als arithmetischer Mittelwert der diskreten Einzelwerte i gemäß

$$\bar{u}(x) = \frac{1}{n} \sum_1^n u_i(x). \quad (3.5)$$

Dabei ist n die endliche Zahl an Einzelwerten, die sich aus der hinreichend großen Messdauer ergibt. Für die mittlere Schwankungsgeschwindigkeit erhält man analog

$$u'(x) = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_1^n \tilde{u}^2(x)}. \quad (3.6)$$

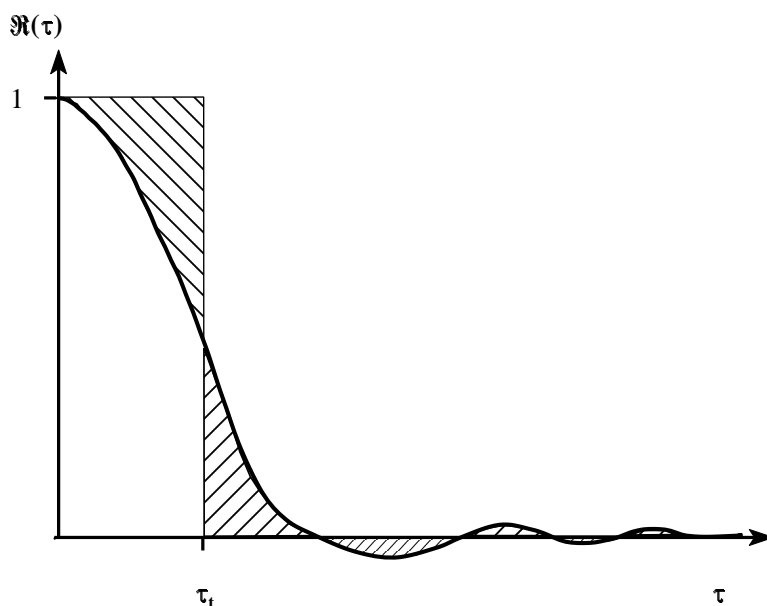


Abb. 3.7: Bestimmung des Makrozeitmaßes τ_t aus dem Verlauf des Autokorrelationskoeffizienten über der Zeitverschiebung τ

Das turbulente Makro­längenmaß kann durch die Berechnung der Autokorrelationsfunktion oder der Kreuzkorrelationsfunktion bestimmt werden. Die Kreuzkorrelationsfunktion ist messtechnisch aufwendiger, da hierbei die momentan bestimmten Geschwindigkeiten zweier an unterschiedlichen Orten im Strömungsfeld positionierten Hitzdrahtsonden korreliert werden, liefert allerdings im Gegensatz zur Auto-

korrelation, für die ein Einfachhitzdrahtsignal ausreicht, weitergehende Informationen zur Struktur der Makrowirbelklassen.

Der Koeffizient $\mathfrak{R}(x, t)$ der **Autokorrelation** berechnet sich aus dem Mittelwert der Produkte der momentanen Schwankungswerte zum Zeitpunkt t sowie zum Zeitpunkt $t + n/f$ des Messpunktes n und der Abtastfrequenz f . Für alle Messwerte N bis zum Zeitpunkt $t + \tau$ ergibt sich:

$$\overline{\tilde{u}_p(x, t) \cdot \tilde{u}_p(x, t + \tau)} = \sum_t^{t+\tau} \frac{\tilde{u}_p(x, t) \cdot \tilde{u}_p(x, t + n/f)}{N} \quad (3.7)$$

und durch die Entdimensionierung mit dem entsprechenden mittleren Schwankungsanteil

der turbulenten Strömung u_p' :

$$\mathfrak{R}(x, t) = \frac{\overline{\tilde{u}_p(x, t) \cdot \tilde{u}_p(x, t + \tau)}}{u_p'^2(x)} \quad (3.8)$$

Liegen zu relativ kleinen Zeitintervallen τ gleiche Größenordnungen der momentanen Schwankungsgeschwindigkeit vor, ergibt sich ein Autokorrelationskoeffizient von 1. Bei völlig unterschiedlichen momentanen Schwankungsgeschwindigkeiten für große Zeitintervalle τ ergibt sich für turbulente Strömungen ein Wert von 0. Die Integration dieses Autokorrelationskoeffizienten, wie in der Abbildung 3.7 dargestellt, für verschiedene Zeitintervalle τ liefert das Makrozeitmaß τ_t , welches in dieser Weise experimentbasiert definiert ist:

$$\tau_t(x) = \int_{\tau=0}^{\infty} \mathfrak{R}(x, \tau) d\tau \quad (3.9)$$

Unter der Voraussetzung, daß die mittlere Strömungsgeschwindigkeit sehr viel größer ist als die Schwankungsgeschwindigkeit ($\bar{u} \gg u'$, Taylor-Hypothese), berechnet sich l_t aus dem Makrozeitmaß τ_t und der mittleren Strömungsgeschwindigkeit \bar{u} .

Bei der Kreuzkorrelation wird die Ähnlichkeit der Signale an zwei verschiedenen Orten im Strömungsfeld untersucht. Hierzu werden zwei Hitzdrahtsonden benötigt. Bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen war eine Sonde ortsfest auf der Strahlachse in einem Brennerabstand von $x/D = 1$ angebracht. Die andere Sonde wurde radial sowie axial verschoben um die Struktur der Makrowirbel zu untersuchen.

Bei der Bestimmung axialer Längenmaße mit zwei Hitzdrahtsonden ist allgemein darauf zu achten, daß die obere Sonde nicht im Nachlaufgebiet der unteren Sonde liegt. Die obere Sonde muss daher um mindesten den in der Abbildung 3.8 schematisch aufgezeichneten Betrag $\Delta e = 30$ mm aus der Brennerachse versetzt werden.

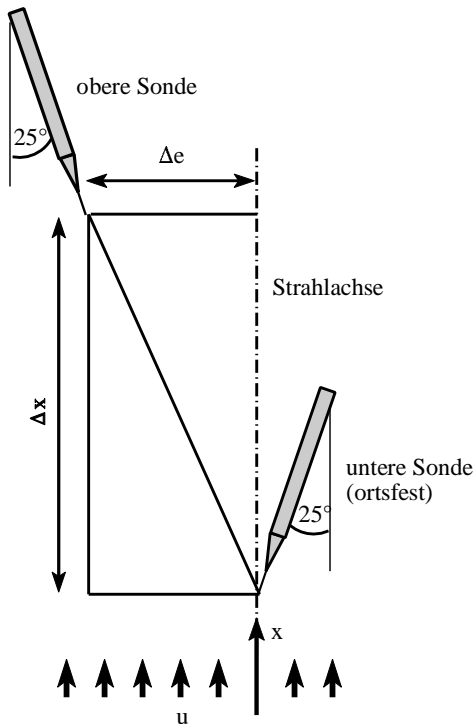


Abb. 3.8: Positionieren der Sonden für die Bestimmung axialer Längenmaße

Die Kreuzkorrelation nach Euler, die auch zutreffender Raumkorrelation genannt wird, korreliert die zeitgleichen momentanen Geschwindigkeitsschwankungen des turbulenten Strömungsfeldes zweier benachbarter Feldpunkte P und Q miteinander. In diesem Fall wird der Korrelationskoeffizient $\mathfrak{R}(x, r)$ analog zur Berechnung des Autokorrelationskoeffizienten in Gleichung 3.7 aus den Mittelwert der Produkte der momentanen Schwankungsgeschwindigkeiten an den Punkten P und Q zum Zeitpunkt t aller Messpunkte mit dem Abstand $\Delta r \leq r$ bestimmt und mit dem Produkt der RMS-Werte beider Messpunkte entdimensioniert

$$\mathfrak{R}(x, r) = \frac{\overline{\tilde{u}_Q(x, t) \cdot \tilde{u}_P(x+r, t)}}{u_Q'(x) \cdot u_P'(x+r)} \quad (3.10)$$

Der Kreuzkorrelationskoeffizient als eine Funktion des Ortes x und des Sondenabstandes r ergibt mit abnehmendem Sondenabstand immer ähnlicher werdende Messsignale ($r \rightarrow 0$: $\mathfrak{R} = 1$) für sehr große Abstände sind die beiden Schwankungsgeschwindigkeiten stochastisch unabhängig voneinander, und der Korrelationskoeffizient strebt gegen null ($r \rightarrow \infty$: $\mathfrak{R} = 0$). Das turbulente Makrolängenmaß l_t ist das Integral der Kreuzkorrelationsfunktion $\mathfrak{R}(x, r)$:

$$l_t(x) = \int_{r=0}^{\infty} \mathfrak{R}(x, r) \, dr \quad (3.11)$$

Die experimentelle Bestimmung des turbulenten Makrolängenmaßes kann somit, je nach Traversierung der beweglichen Hitzdrahtsonde, für beliebige Raumkoordinaten erfolgen. Die Bestimmung der Kreuzkorrelation ermöglicht damit im Vergleich zur Autokorrelationsfunktion detailliertere Aussagen zu Turbulenzstruktur der Makrowirbelklassen.

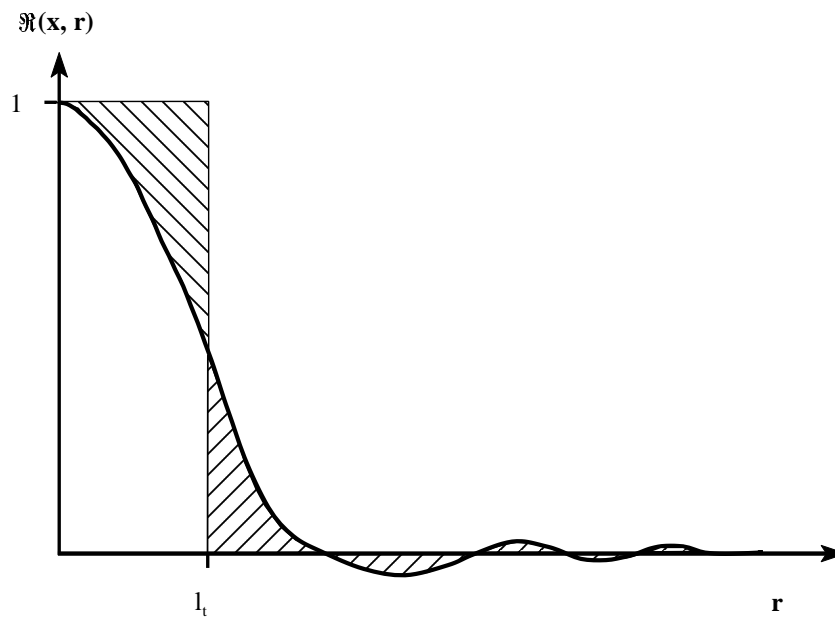


Abb. 3.9: Bestimmung des Makrolängenmaßes L_t aus dem Verlauf des Kreuzkorrelationskoeffizienten

3.2.3 Laser-Doppler-Anemometrie

Die örtliche Strömungsgeschwindigkeit wurde mittels der Laser - Doppler - Anemometrie, eines optischen, berührungsfreien Messverfahrens, bestimmt. Dabei wird das Streulicht von in die Strömung eingebrachten Feinstpartikeln aufgefangen, das diese in einem sich durch die Kreuzung zweier Laserstrahlen entstehenden Interferenzmuster reflektieren. Die Frequenz dieses Streulichts ist der Geschwindigkeit proportional.

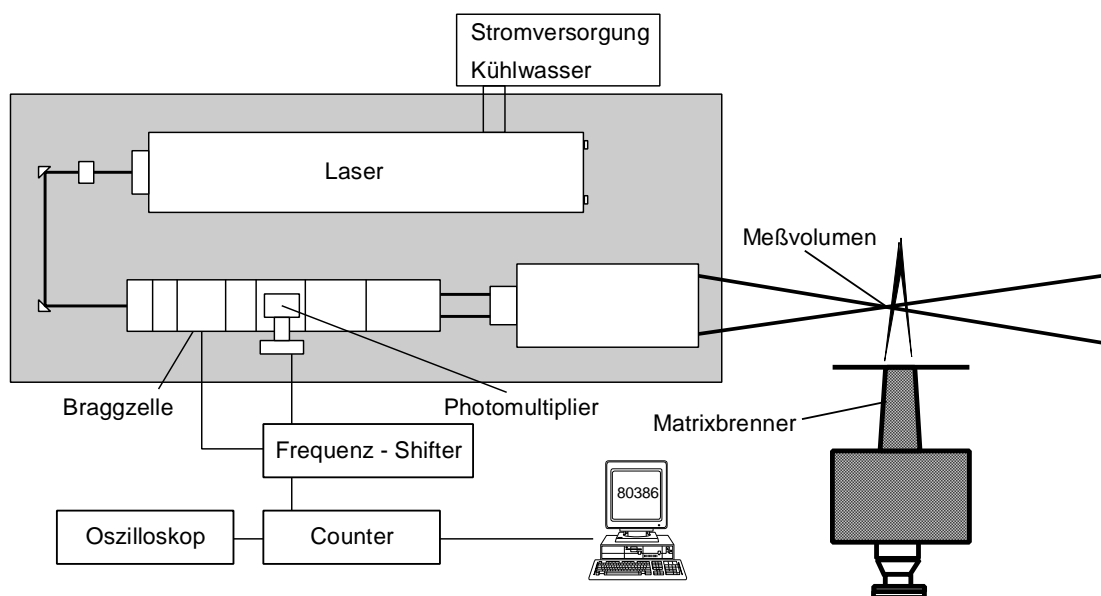


Abb. 3.10: 1-Kanal Laser Doppler Anemometer

Die Untersuchungen erfolgten größtenteils mit einer 1-Kanal LDA, die schematisch in Abbildung 3.10 skizziert ist. Eingesetzt wird ein kontinuierlich arbeitender Laser, dessen Strahl eine Wellenlänge von 514,5 nm besitzt. Dieser wird mittels zweier Spiegel umgelenkt und durch einen Polarisationsfilter geleitet, der so ausgerichtet ist, daß die Strömungsrichtung in der Polarisationssebene liegt. Im Beamsplitter wird der Strahl in zwei identische Strahlen mit 50 mm Abstand zueinander aufgeteilt. In der anschließenden Braggzelle wird auf optoakustische Weise ein Strahl frequenzmoduliert. Diverse Blenden und Linsen dienen der Feinausrichtung dieses Strahls, bevor der Abstand beider Strahlen im Beamexpander vergrößert wird, so daß diese sich nach Durchgang durch eine Sammellinse in möglichst großem Winkel und mit möglichst großem Abstand von der Laseroptik schneiden. Daraus

resultiert ein kleines Messvolumen bei gleichzeitig größerem Messabstand und somit geringer thermischer Belastung des optischen Aufbaus.

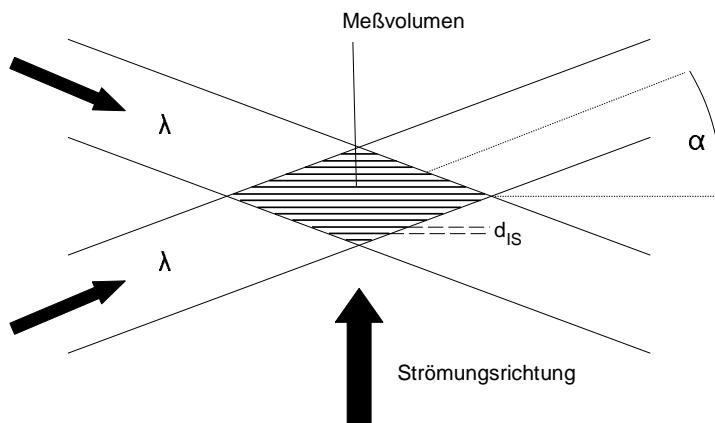


Abb. 3.11: Interferenzstreifenmustermodell

Das Interferenzstreifenmodell in Abbildung 3.11 veranschaulicht, daß die Frequenz und damit die gemessene Geschwindigkeitskomponente senkrecht zu dem Streifenmuster u Funktionen des Abstandes der Interferenzstreifen Δx im Messvolumen sind und damit nur vom Überlagerungswinkel α und der Wellenlänge λ abhängen:

$$f = \frac{u}{\Delta x} = u \cdot \frac{2 \sin \alpha}{\lambda} \quad (3.12)$$

Die Bestimmung der Geschwindigkeit aus der empfangenen Frequenz erfolgt mit einer Counter-Auswerteeinheit.

3.2.4 Konzentrationsmesstechnik

Zur Bestimmung der Gaszusammensetzung im Abgasbereich der Erdgas- Vormischflamme wird mit einer auf 70 °C thermostatisierten wassergekühlten Sonde, die computergesteuert in allen drei Raumrichtungen verfahren werden kann, kontinuierlich eine Gasprobe abgesaugt und in eine Konzentrationsmessbatterie geleitet. In der Konzentrationsmessbatterie kann wahlweise der NO_x - Analysator oder eine Reihenschaltung von H_2O -, H_2 -, CH_4 -, CO -, CO_2 - und O_2 - Analysatoren mit dem zu untersuchenden Gas beaufschlagt werden. Sowohl zum NO_x - als auch zum H_2O - Analysator muss das Auskondensieren des Wassers durch Heizschläuche vermieden werden (Abbildung 3.12).

Die Konzentration der Stickoxide wird mit einem Chemolumineszenz - Analysator CLD 700 EL ht der Firma Eco Physics bestimmt. Die Bestimmung der Wasserstoffkonzentration erfolgt mit einem Hydros-Konzentrationsmessgerät, das die besonders hohe Wärmeleitfähigkeit des H_2 gegenüber den anderen relevanten Spezies detektiert. Aufgrund der paramagnetischen Eigenschaften des O_2 kann dieser im Probegas mit einem Oxynos-Analysator bestimmt werden. Das Messprinzip der BINOS-Geräte zur Konzentrationsmessung der restlichen Spezies beruht auf der Abschwächung eines infraroten Strahls nach

dem Lambert - Beerschen Gesetz (Infrarot-Absorptions-Prinzip).

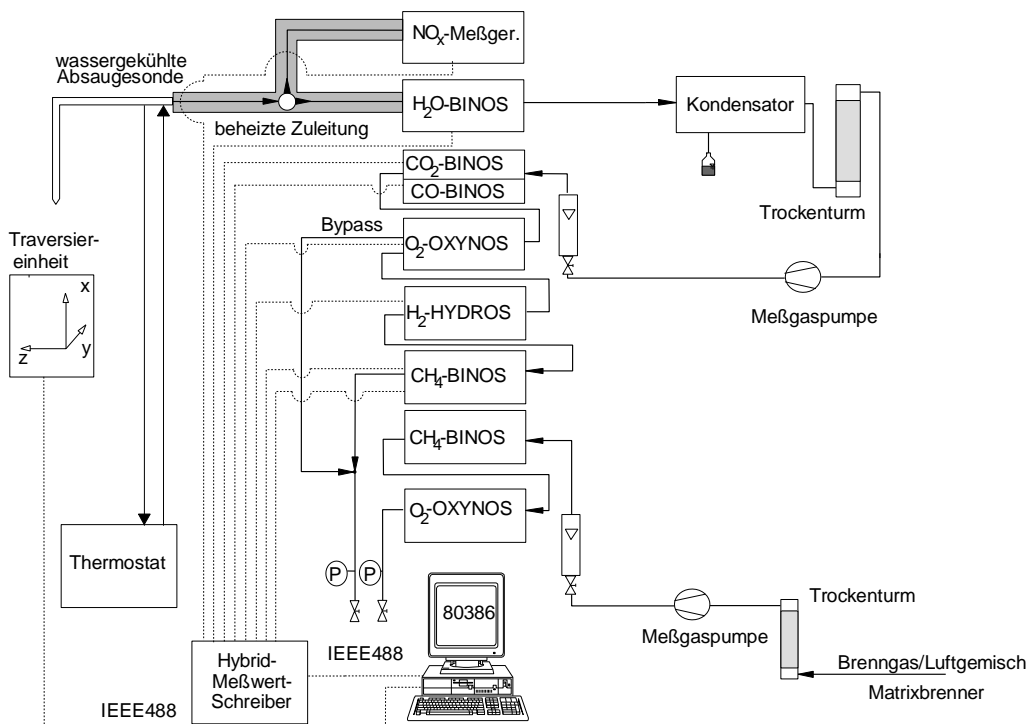


Abb. 3.12: Aufbau der Konzentrationsmesstechnik

3.2.5 Auswerteverfahren zur Bestimmung der turbulenten Brenngeschwindigkeit

Im Rahmen dieser Arbeit wurden neben den bunsenförmigen turbulenten Vormischflammen V-förmige Vormischflammen und durch eine nahezu punktförmige H_2 -Stabilisierungsvorrichtung erzeugte Vormischflammen mit dem Kontur-Auswerteverfahren hinsichtlich der turbulenten Brenngeschwindigkeit vermessen. Langzeitvideoaufnahmen dieser drei Flammentypen sind in der Abbildung 3.13 abgebildet. Sämtliche dargestellten Vormischflammen wurden bei einer thermischen Leistung von $P = 229\text{kW}$, einer Luftzahl von $\lambda = 1.45$ und einer Vorwärmtemperatur von $T_0 \approx 35^\circ\text{C}$ erzeugt.

Die Videoaufnahmen wurden mittels der optischen Eigenstrahlung der Flammen mit einer Belichtungszeit von $t = 20\text{ ms}$ aufgenommen. Jeweils 15 Flammenaufnahmen wurden arithmetisch gemittelt. Die in der Abbildung 3.13 links dargestellte bunsenförmige Vormischflamme zeigt eine im Flankenbereich mit gleichmäßiger Dicke ausgebildete und nahezu konische zeitlich-mittlere Leuchtzone. Bei der in Abbildung 3.13 dargestellten V-förmigen Vormischflamme erfolgte die Flammenstabilisierung mit einem 1 mm dicken Draht im Brennerabstand von $\Delta x \approx 55\text{ mm}$. Für diesen Flammentyp ergibt sich eine

mittlere zeitliche Flammenfront mit einer zur Bunsenflamme ähnlichen Dicke. Im Nahbereich des Stabilisierungsdrahtes weist diese Flamme einen relativ geringen Flammenfrontwinkel auf, der weiter stromauf deutlich größere Werte annimmt. Im Gegensatz zur bunsenförmigen Vormischflamme, bei der das Brenngas/Luft-Gemisch von der Abgasexpansion über den gesamten Bereich der Flammenflanken nahezu unbeeinflusst der Verbrennung zugeführt wird, führt der heiße Abgaskern im Achsbereich der Brennerströmung für die V-förmige Vormischflamme ab einen Abstand von etwa $x \approx 50$ mm von der Stabilisierungsvorrichtung zu einer deutlichen radialen Geschwindigkeitskomponente und einer entsprechenden Auslenkung der Flammenfront zu größeren Halbwinkeln.

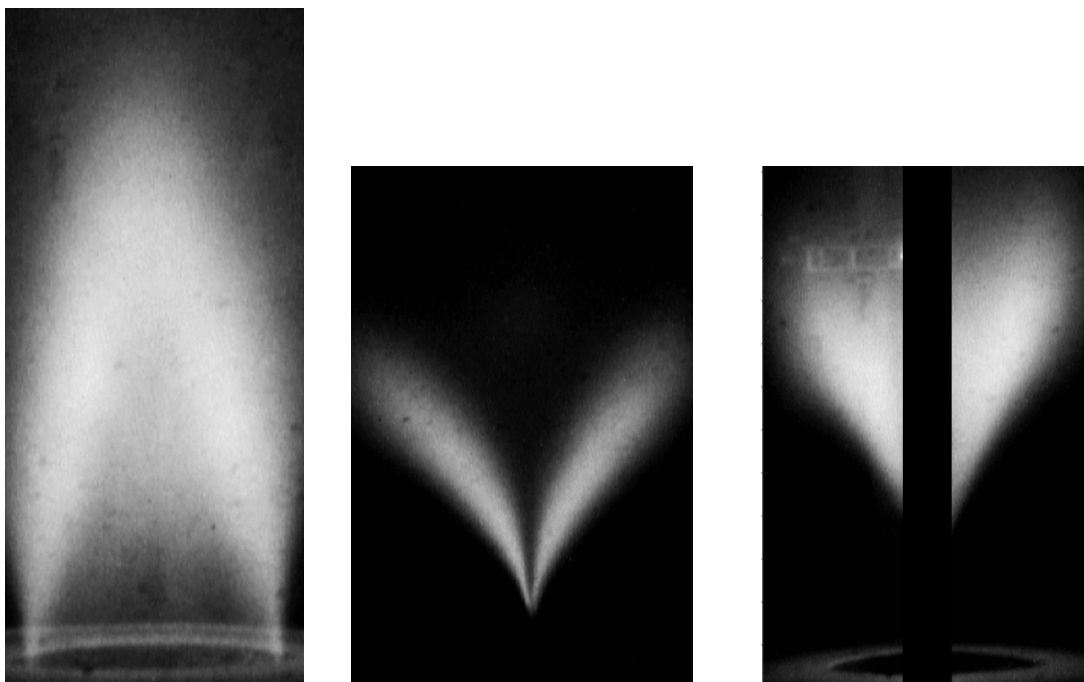


Abb. 3.13: Flammenformen zur Untersuchung der turbulenten Brenngeschwindigkeit

Derselbe Effekt sollte auch für die punktförmig H_2 -stabilisierte Vormischflamme, die in der Abbildung 3.13 rechts dargestellt ist, festzustellen sein. Allerdings führt die punktförmige Stabilisierung im Zusammenspiel mit der Turbulenzbewegung des Strömungsfeldes zu stark flackernden Vormischflammen. Die Langzeitvideoaufnahme dieses Flammentyps erscheint daher verschwommener. Zudem musste die Stabilisierungsvorrichtung entgegen der Anströmung im Abgasbereich der Vormischflamme angebracht werden. Da das Glühen der nicht gekühlten Vorrichtung das Eigenleuchten der Flamme überstrahlt hätte, wurde diese in den Videolangzeitaufnahmen abgedeckt (schwarzer Balken in Abb. 3.13). Die Wärmeeinbringung aus dem Abgas führte weiterhin zum Verzug der Stabilisierungseinrichtung und daher zu dem unsymmetrischen Erscheinungsbild dieses Flammentyps. Da bei den in der Abbildung 3.1 dargestellten, V-förmigen sowie zentral stabilisierten Vormischflammen die radiale Auslenkung des anströmenden Frischgasgemisches nicht mehr ver-

nachlässigbar ist, bleibt die Konturauswertung auf einen Bereich nahe der Stabilisierungsvorrichtung eingeschränkt. Dies kann zu deutlich größeren Fehlern bei der Bestimmung des Winkels der Flammenflanke führen. Die später im Kapitel 4 diskutierten Werte der turbulenten Brenngeschwindigkeit basieren daher ausschließlich auf Untersuchungen an bunsenförmigen Vormischflammen.

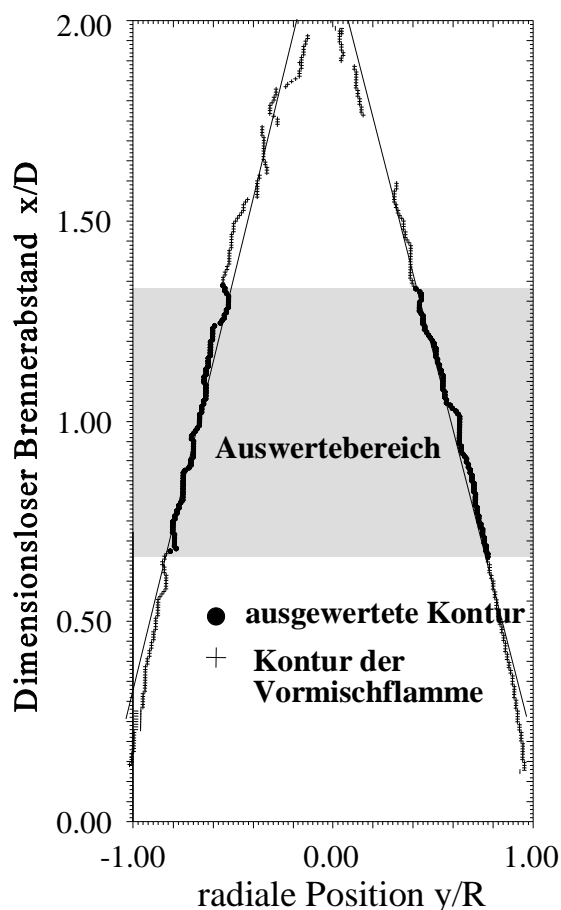


Abb. 3.14: Kontur der turbulenten Vormischflamme; $\lambda=1,75$; $P=260$ kW

Die Auswertung der turbulenten Vormischflammen zur Bestimmung der turbulenten Brenngeschwindigkeit erfolgte durch Vermessen der kegelförmigen Vormischflammenkontur. Die geometrischen Verhältnisse der turbulenten Vormischflammenkontur wurden hierbei mit einer selbstprogrammierten Auswertesoftware an Langzeit-Videoaufnahmen der Vormischflammen bestimmt.

In Abbildung 3.14 ist die mit diesem Auswerteverfahren bestimmte Kontur einer turbulenten Vormischflamme exemplarisch bei einer thermischen Leistung von $P = 260$ kW und einer Luftzahl von $\lambda = 1,75$ bei einer Vorwärmtemperatur von $T_0 = 400^\circ\text{C}$ abgebildet. Die Flamme wurde mit dem größten Matrixbrenner mit einem Bohrungselementdurchmesser von $d = 20$ mm und einem Brennerdüsendurchmesser $D = 150$ mm erzeugt. Die Bestimmung

der Hauptreaktionszone erfolgt durch die Ermittlung der maximalen Leuchtintensität im Flankenbereich der Flammenkontur für jeden Flammenquerschnitt, die mit der Auswertesoftware für jede einzelne Zeile des Videobildes bestimmt wurde. Die Kontur der maximalen Leuchtintensität zeigt einen nahezu linearen Verlauf. Mit der Anströmgeschwindigkeit des Brenngas/Luftgemisches und dem Kegelhalbwinkel des Flammenkegels kann mit

$$s_t = \bar{u} \cdot \sin \alpha \quad (3.13)$$

die turbulente Brenngeschwindigkeit (analog zur laminaren Vormisch-Kegelflamme) berechnet werden.

4. Messergebnisse und Diskussion

4.1 Grundlagen zur Bestimmung der turbulenten Brenngeschwindigkeit

Die für die Korrelation der turbulenten Brenngeschwindigkeit bereitgestellte Datenbasis wurde ausschließlich durch Experimente an kegelförmigen Vormischflammen bestimmt. Vor diesen Experimenten wurden an isothermen Brennerluftstrahlen, d. h. an nicht mit Verbrennungsreaktionen überlagerten Strömungsfeldern, Untersuchungen der messtechnisch zugänglichen und für die Korrelation der turbulenten Brenngeschwindigkeit relevanten Turbulenzparameter durchgeführt. Diese Turbulenzparameter sind das turbulente Makrolängenmaß l_t und die Turbulenzintensität Tu bzw. u' des Strömungsfeldes. Durch exemplarische Messungen in turbulenten Vormischflammen wurde die Übertragbarkeit dieser isothermen Turbulenzparameter auf mit Verbrennungsreaktionen gekoppelte Strömungsfelder geprüft. Anschließend wurde das bereits im Kapitel 3 beschriebene Konturverfahren zur Bestimmung der turbulenten Brenngeschwindigkeit durch detaillierte zeitlich mittlere Feldmessungen stabiler Spezies (O_2 , CO , CO_2 , CH_4 und H_2) sowie zeit aufgelöste Temperaturmessungen im Bereich der Vormischflamme für den zu untersuchenden Stöchiometrie- und Vorwärmtemperaturbereich validiert. Die Untersuchungen zeigten, daß das Konturverfahren für die unterschiedlichen Flammenparameter universell einsetzbar ist. Weiterhin wurden vorab anhand von Feldmessungen stabiler Spezies nachgewiesen, daß die Wasserstoffstabilisierung kein wesentlicher Einfluss auf die Flammgeometrie und damit die turbulente Brenngeschwindigkeit hat. Die für die Korrelation der turbulenten Brenngeschwindigkeit relevanten Experimente wurden schließlich in einem weiten Parameterbereich realisiert. Variiert wurden neben der Brenneraustrittsgeschwindigkeit bzw. der Systemreynoldszahl die Stöchiometrie, die Vorwärmtemperatur und die Brenngaszusammensetzung. Die Untersuchungen wurden an sämtlichen Matrixbrennergrößen im vollturbulenten Strömungsfeld durchgeführt, sofern eine stationäre Verbrennung möglich war.

4.1.1 Bestimmung der Turbulenzparameter im Luftströmungsfeld

Im Vorfeld der experimentellen Untersuchungen zur turbulenten Brenngeschwindigkeit wurden zeitaufgelöste Messungen der Strömungsgeschwindigkeit an vollturbulenten Brennerluftstrahlen durchgeführt. Mit diesen Messreihen konnten die charakteristischen

Größen des Turbulenzfeldes, die mittlere Geschwindigkeit \bar{u} , die Schwankungsgeschwindigkeit u' und das Makrolängenmaß l_t , aller Matrixbrenner bestimmt werden. Es wurden sowohl schwach vorgewärmte ($T_0 \approx 35 \text{ °C}$) Strömungsfelder als auch auf $T_0 = 400 \text{ °C}$ vorgewärmte Strömungsfelder vermessen. Während für die Experimente an schwach vorgewärmten Brennerluftstrahlen die Messverfahren Laser-Doppler- und Hitzdraht-Anemometrie angewendet wurden, konnten die auf $T_0 = 400 \text{ °C}$ vorgewärmten Brennerluftstrahlen nur mit dem Laser-Doppler-Anemometer untersucht werden, da die verwendeten Hitzdraht-Messaufnehmer keine ausreichende Temperaturbeständigkeit aufwiesen.

Einen Überblick über das durch die Matrixbrenner erzeugte isotherme Strömungsfeld bietet die Abbildung 4.1, in der in einem Axialschnitt die mittlere Geschwindigkeit \bar{u} , die Schwankungsgeschwindigkeit u' sowie das Makrolängenmaß l_t für den Matrixbrenner mit einem Brennerdüsendurchmesser von $D = 75 \text{ mm}$ bei einer Vorwärmtemperatur von $T_0 = 35 \text{ °C}$ für verschiedene Brennerabstände aufgetragen wurden. Da die Messung bei einer Systemreynoldszahl von $Re_D = 66000$, also im vollturbulenten und selbstähnlichen Strömungsfeld durchgeführt wurde, ergab sich durch diesen Axialschnitt ein repräsentativer Überblick der für das gesamte geometrisch ähnliche Modellbrennersystem zu erwartenden Strömungsfelder. Die Koordinatengrößen wurden mit dem Brennerdüsenradius R für die radiale Position y/R bzw. mit dem Brennerdüsendurchmesser D für den Brennerabstand x/D entdimensioniert. Der Brennerabstand wurde nahe der Brennermündung ($0 < x/D \leq 1,33$) in Intervallen von $x/D = 1/3$ und bei größeren Abständen ($x/D > 1,33$) in Intervallen von $x/D = 2/3$ variiert. Die Messungen ($-0,9 < y/R < 0,9$ bei $x/D = 0$ bis $-0,15 < y/R < 0,15$, $x/D = 4$) deckten mindestens den nahezu kegelförmigen Kernbereich des Brennerluftstrahles ab, in dem das Entrainment von Umgebungsluft vernachlässigbar war. Die in diesen Bereich zu erwartenden isothermen Bedingungen waren eine wesentliche Voraussetzung für den Einsatz der Hitzdrahtmesstechnik.

Das durch den Matrixbrenner erzeugte Strömungsfeld ergab in dieser Zone praktisch konstante mittlere Geschwindigkeiten \bar{u} und Schwankungsgeschwindigkeiten u' in Form eines Blockprofils. Für das turbulente Makrolängenmaß l_t , das mit der Autokorrelation aus dem zeitaufgelösten Geschwindigkeitsverlauf ermittelt wurde, waren bereits ab einem Brennerabstand von $x/D = 0,66$ in Richtung der Randzonen des Kernbereichs ansteigende turbulente Makrolängenmaße erkennbar, die auf die Stabilisierungsvorrichtung am Rand der Brennerdüse zurückgeführt werden konnte. Aus den radialen Verläufen wurde zudem deutlich, daß der Kernbereich des Brennerluftstrahles bei ca. $x/D = 3,0$ endet, da ab diesem Brennerabstand kein ausgeprägtes Blockprofil der mittleren Geschwindigkeiten \bar{u} und Schwankungsgeschwindigkeiten u' mehr erkennbar war. Der bereits in dieser Abbildung erkennbare Anstieg des turbulenten Makrolängenmaßes wird später anhand einer detaillierteren Darstellung in der Abbildung 4.3 diskutiert.

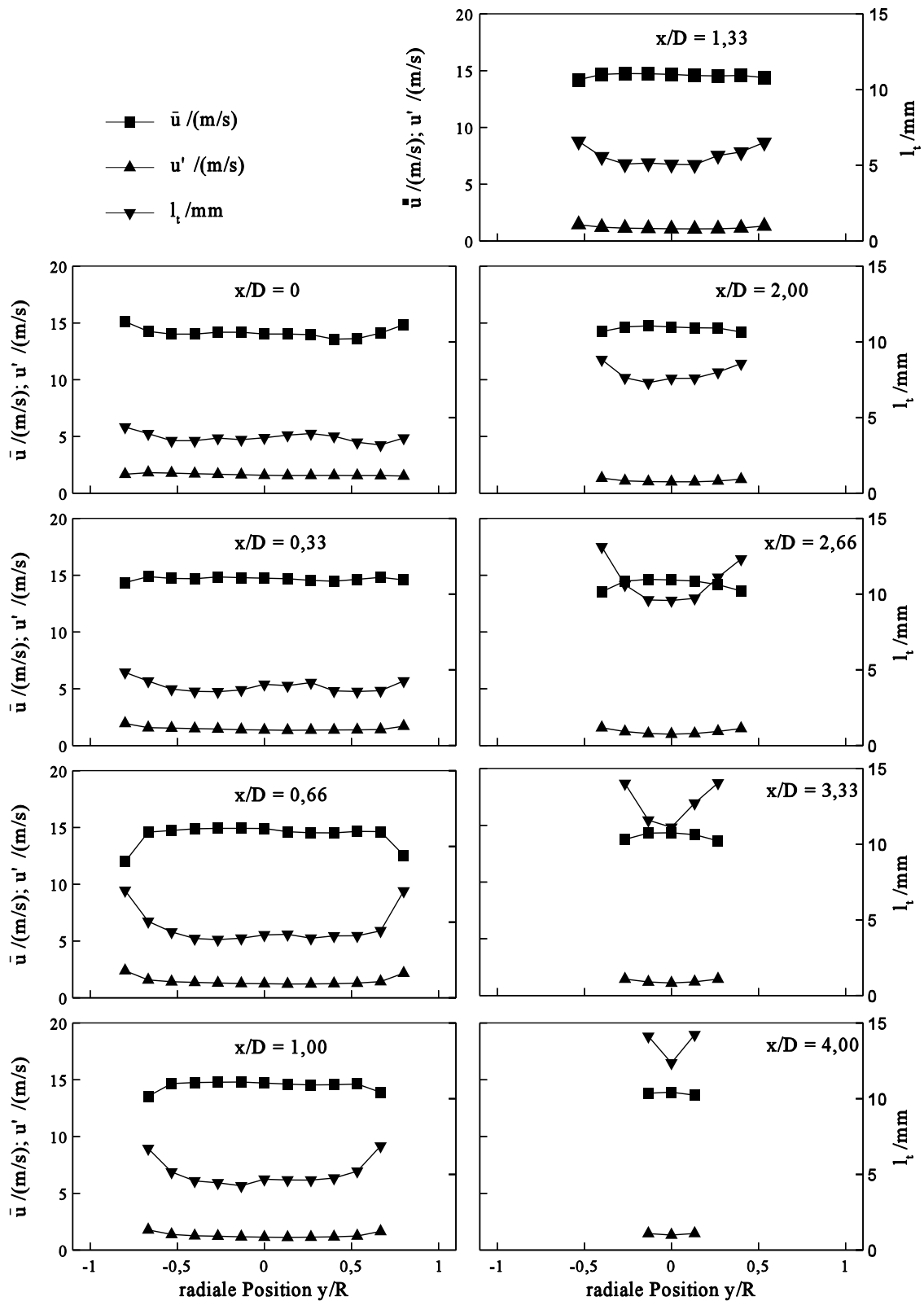


Abb. 4.1: Strömungsfeld des Matrixbrenners (axiales Längenmaß l_t , axiale Schwankungsgeschwindigkeit u' sowie axiale zeitlich mittlere Geschwindigkeiten \bar{u}) mit dem Brennerdüsendurchmesser $D = 75\text{mm}$ bei einer Vorwärmtemperatur von $T_0 = 35^\circ\text{C}$

Bei maximaler Vorwärmtemperatur $T_0 = 400^\circ\text{C}$ wurden am Luftströmungsfeld LDA-Messreihen durchgeführt, mit denen allerdings keine Auswertung hinsichtlich des turbulenten Makrolängenmaßes möglich ist. Für vollturbulente Bedingungen $Re_D > 20000$ ergaben sich bei den vorgewärmten Strömungsfeldern wesentlich höhere mittlere Austrittsgeschwindigkeiten. In der Abbildung 4.2 sind vergleichend Messungen des Turbulenzgrades entlang der Brennerachse bei unterschiedlicher Vorwärmtemperatur ($T_0 = 35^\circ\text{C}$ und $T_0 = 400^\circ\text{C}$) dargestellt, die an den Matrixbrennern mit Brennerdüsendurchmessern von $D = 150\text{ mm}$ bzw. $D = 37,5\text{ mm}$ untersucht wurden. Bei diesen Messungen wurden die Systemreynoldszahl bei $T_0 = 35^\circ\text{C}$ im Bereich $25000 < Re_D < 120000$ bzw. bei $T_0 = 400^\circ\text{C}$ im Bereich $22000 < Re_D < 69000$ variiert. Der Turbulenzgrad wurde hierbei auf die mittlere axiale Geschwindigkeit \bar{u} des dem Brenneraustritt am nächsten gelegenen Messpunktes bezogen. Im Gegensatz zu den schwach vorgewärmten Strömungsfeldmessungen, die mit der Hitzdrahtmesstechnik ab dem in der Brennermündung angebrachten Stabilisierungsring durchgeführt wurden, konnte die LDA-Messreihen aufgrund der erforderlichen

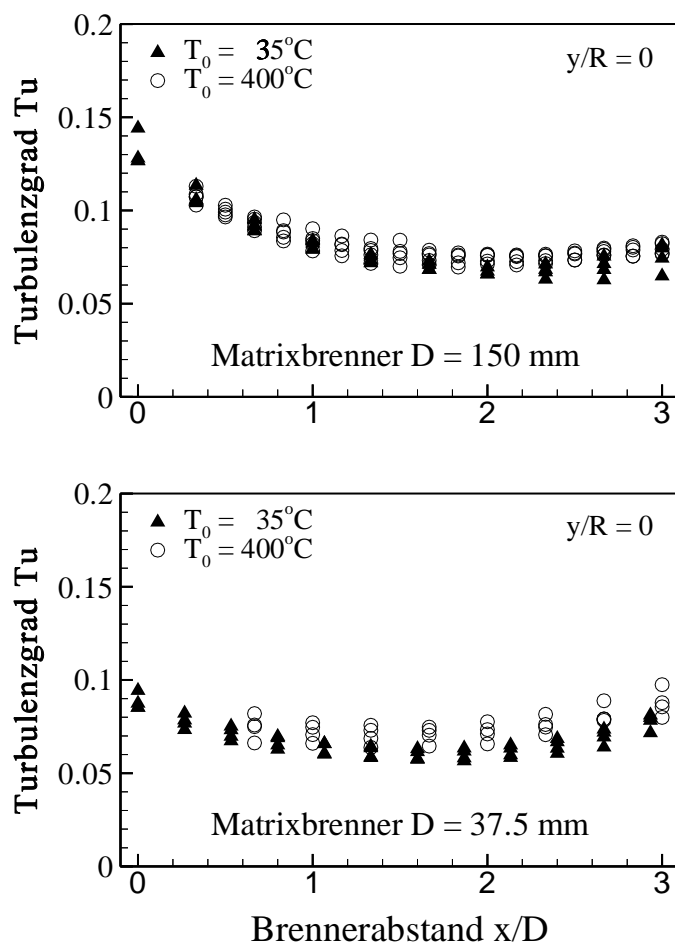


Abb. 4.2: Vergleich der Turbulenzgrade bei Variation der Vorwärmtemperatur

optischen Zugänglichkeit für den Matrixbrenner mit $D = 37,5\text{ mm}$ bzw. $D = 150\text{ mm}$ ab einem Brennerabstand von $x/D = 0,66$ bzw. $x/D = 0,33$ realisiert werden.

Der Turbulenzgrad entlang der Brennerachse zeigte, wie gemäß der Theorie vollturbulenter Strömungen bei den vorgegebenen hohen Systemreynoldszahlen nicht anders zu erwarten ist, für sämtliche untersuchten Durchsatz- und Vorwärmtemperaturen nahezu identische Verläufe. Die Kernzone des Brennerstrahles erstreckte sich, wie auch schon in dem in Abbildung 4.1 diskutierten Strömungsfeld bis zu einem Brennerabstand von $x/D \approx 3$, bei dem aufgrund des Entrainments bereits ein geringer Anstieg des Turbulenzgrades festzustellen war. Im Kernbe-

reich ($x/D \sim 1,0$ bis $1,5$) resultierte aus der Dissipation kinetischer Energie der Turbulenzbewegung ein stetiger Abfall des Turbulenzgrades. Die geringfügigen Abweichungen der mit der LDA- bzw. Hitzdrahtmesstechnik bestimmten Turbulenzintensitätswerte im Strömungsfeld des Matrixbrenners mit $D = 37,5$ mm waren auf die insbesondere für die LDA-Messtechnik ungünstigen Versuchsbedingungen (Strömungsgeschwindigkeiten bis $\bar{u} \approx 90$ m/s) zurückzuführen. Der generell niedrigere Turbulenzgrad des kleinsten Matrixbrenners $D = 37,5$ mm folgte aus der größeren Versperrung der Brenneraustrittsöffnung durch den Stabilisierungsring, der als einziges Bauteil des Matrixbrenners nicht geometrisch ähnlich gefertigt werden konnte. Die von der Vorwärmtemperatur unabhängigen Werte des Turbulenzgrades lassen darauf schließen, daß auch eine Übertragung der mit der Hitzdrahtmesstechnik im schwach vorgewärmten Strömungsfeld des Matrixbrenners bestimmten turbulenten Makrolängenmaße für die auf $T_0 = 400^\circ\text{C}$ vorgewärmten Brennerluftstrahlen zulässig war, sofern vollturbulente Strömungsbedingungen ($Re_D > 20000$) gewährleistet sind.

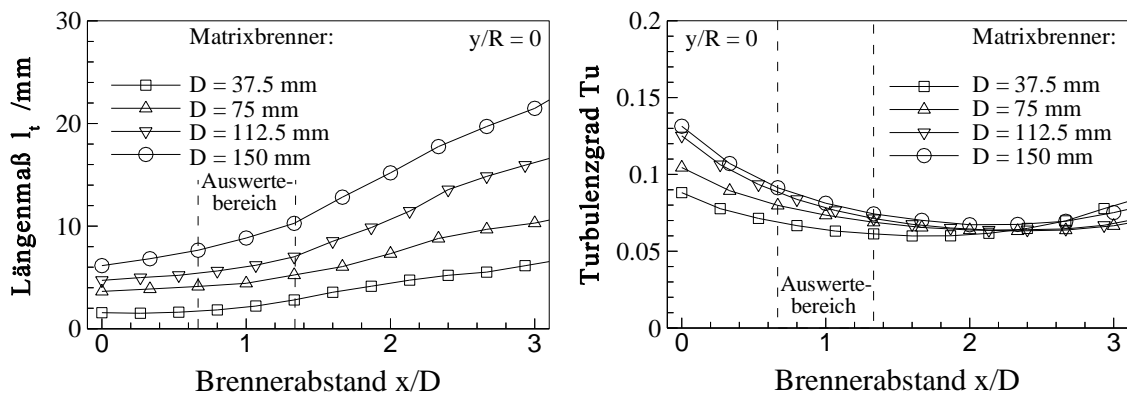


Abb. 4.3: Gemittelte axiale Schwankungsgeschwindigkeit u' und axiales Makrolängenmaß l_t im vollturbulenten Strömungsfeld

In der Abbildung 4.3 sind in Bezug auf die Systemreynoldszahl gemittelte Turbulenzgrade und turbulente Makrolängenmaße, die mit der Hitzdrahtmesstechnik an schwach vorgewärmten Luftströmungsfeldern ($T_0 = 35^\circ\text{C}$) bestimmt wurden, für das gesamte Modellbrennersystem in Abhängigkeit vom Brennerabstand vergleichend dargestellt. Zusätzlich ist der Auswertebereich der Konturanalyse ($0,66 < x/D < 1,33$) für die Bestimmung der turbulenten Brenngeschwindigkeit aufgetragen. Die auf der linken Seite der Abbildung 4.3 dargestellten turbulenten Makrolängenmaße l_t der Matrixbrennerströmungsfelder steigen mit zunehmendem Brennerabstand an, obwohl über einen weiten Teil des dargestellten Bereichs ein Entrainment von Umgebungsluft auszuschließen ist. Die stetig anwachsenden turbulenten Makrolängenmaße sind auf die unterschiedlichen charakteristischen Zeitmaße der Wirbelklassen zurückzuführen. Da kleinere Wirbelstrukturen mit geringeren charakteristischen Zeitmaßen über einen wesentlich kürzeren Zeitraum existieren, verschiebt sich das

Tabelle 4.1: Mittlere axiale turbulente Makrolängenmaße und Turbulenzgrade des isothermen Strömungsfeldes bei einem Brennerabstand $x/D = 1$

Matrixbrenner	turbulentes Makrolängenmaß l_t	Turbulenzgrad Tu
D = 37,5 mm	$l_t = 2$ mm	Tu = 6 %
D = 75 mm	$l_t = 4,5$ mm	Tu = 7,2 %
D = 112,5 mm	$l_t = 6,2$ mm	Tu = 8,2 %
D = 150 mm	$l_t = 8$ mm	Tu = 8,3 %

mit der Hitzdrahtmesstechnik detektierte turbulente Makrolängenmaß des Wirbelspektrums in Abhängigkeit vom Brennerabstand zu höheren Werten. Für den auf der rechten Seite aufgetragenen Turbulenzgrad sind, wie bereits in der Abbildung 4.2 diskutiert bis zum

Ende des Kernbereichs abklingende Turbulenzintensitäten in Folge der Dissipation der kinetischen Energie der Turbulenzbewegung zu verzeichnen. Für die später relevante Flammenauswertungszone ($0,66 < x/D < 1,33$), in der die turbulenten Makrolängenmaße und der Turbulenzgrad nur noch mäßigen Änderungen unterliegen, ergeben sich daher die in der Tabelle 4.1 aufgelisteten repräsentativen Makroturbulenzparameter.

Mit den bisher diskutierten Ergebnissen der Makroturbulenzparameter l_t und u' ist eine Beschreibung des Turbulenzeinflusses auf die Verbrennung mit den in Kapitel 2 beschriebenen Korrelationen allerdings nur möglich, wenn annähernd isotrope Turbulenzzustände, d. h. in alle Raumrichtungen gleichmäßig ausgerichtete Turbulenzstrukturen vorliegen und eine Übertragung dieser Messwerte auf die realen Bedingungen in der Vormischflammenfront zulässig ist. Die Ausrichtung der Makroturbulenz wurde mit einer Zweikanal-Hitzdrahtmesstechnik, die

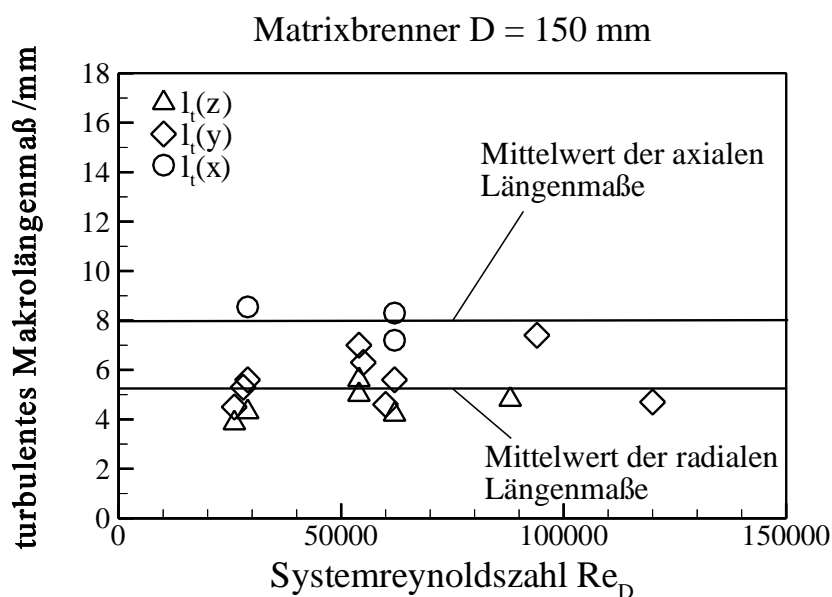


Abb. 4.4: Ausrichtung der turbulenten Makrolängenmaße

Raumkorrelationen der gemessenen Signale zulässt, an dem Matrixbrenner mit dem Brennerdüsendurchmesser $D = 150$ mm im schwach vorgewärmten Strömungsfeld ($T_0 = 35^\circ\text{C}$) untersucht. Die Resultate der Messtraversen in x -, y - und z -Richtung für das turbulente Makrolängenmaß sind

in der Abbildung 4.4 aufgetragen, wobei bei der Traverse in x- Richtung, der Hauptströmungsrichtung, die Messaufnehmer radial leicht versetzt ($\Delta y = 30\text{mm}$) werden mussten, damit beide Hitzdrahtmessaufnehmer dem ungestörten Strömungsfeld ausgesetzt waren. Die Längenmaße wurden auf der Achse des Brennerluftstrahles bei einem Brennerabstand von $x/D = 1$ bei breiter Variation der Systemreynoldszahl $26000 < Re < 125000$ bestimmt.

Im Vergleich ergab sich für die Ausrichtung der Längenmaße eine etwas anisotrope Verteilung, bei der die radialen Längenmaße (in y- bzw. z- Richtung) ca 35% kleiner als die axialen (in x - Richtung) Längenmaße sind. Die axial größeren Werte des turbulenten Makrolängenmaßes waren auf die konstruktiven Merkmale des Matrixbrenners insbesondere auf die konische Brennerdüse und die zusätzlichen Versperrung durch den Stabilisierungsring in der Brennermündung zurückzuführen. Die Ergebnisse sämtlicher Messreihen unterlagen einer deutlichen Streuung, die auf die schwierigeren, im Kapitel 3 bereits geschilderten Versuchsbedingungen beim Einsatz der Zweikanalhitzelementmesstechnik zurückzuführen waren. Trotz dieser Streuungen ist zu erkennen, daß gemäß der Taylor-Hypothese die axialen durch Raumkorrelation ermittelten Längenmaße die in den Abbildungen 4.1 und 4.3 dargestellten durch Autokorrelationsverfahren bestimmten Werten recht gut wiedergeben. Aufgrund des relativ geringen Einflusses der Turbulenzstruktur auf den Verbrennungsvorgang (maximal: $s_t \sim \sqrt{l_t}$) kann das durch die Auto- bzw. Kreuzkorrelation bestimmte axiale Längenmaß als repräsentativ angesehen und die geringfügige Anisotropie vernachlässigt werden.

Ein mit der Verbrennungsreaktion gekoppeltes Strömungsfeld des Matrixbrenners $D = 150\text{ mm}$ ist in der Abbildung 4.5 für eine Vormischflamme mit den Parametern thermische Leistung $P_{th} = 275\text{ kW}$, Vorwärmtemperatur $T_0 = 400^\circ\text{C}$ und Luftzahl $\lambda = 1,75$ dargestellt. In der Darstellung sind von oben nach unten die mittlere axiale Strömungsgeschwindigkeit, die mittlere radiale Strömungsgeschwindigkeit, die axiale Schwankungsgeschwindigkeit und die radiale Komponente der Schwankungsgeschwindigkeit aufgetragen. Die Reaktionszone der Vormischflamme, die mit dem in Kapitel 3 beschriebenen Konturverfahren detektiert wurde und zusätzlich als Gerade aufgetragen ist, erstreckt sich in diesem Fall bis zu einem Brennerabstand von $x/D \approx 1,91$.

Betrachtet man die axiale mittlere Geschwindigkeit des Strömungsfeldes, so wurde in dem für die spätere Auswertung relevanten Bereich ($0,66 < x/D < 1,33$) eine nahezu konstanter Wert gemessen. Der Einfluss der Abgasexpansion führte in radialer Richtung im Vergleich zum isothermen Strömungsfeld zu einer deutlichen Aufweitung der Zone konstanter axialer mittlerer Geschwindigkeiten. Ab einem Brennerabstand von ca. $x/D \approx 2$ wurde eine Zunahme der axialen mittleren Geschwindigkeit gemessen. Die Maximalwerte der axialen mittleren Geschwindigkeit, die um 25% über den am Brennerbereich gemessenen

Werten lagen, ergaben sich bei einem Brennerabstand von $x/D \approx 4$ im achsnahen Bereich. Hier lag bereits vollständiger Ausbrand der turbulenten Vormischflamme vor.

Matrixbrenner: $D = 150 \text{ mm}$

Brennstoff: Erdgas; $T_0 = 400^\circ\text{C}$; $\lambda = 1,75$; $P_{th} = 275 \text{ kW}$

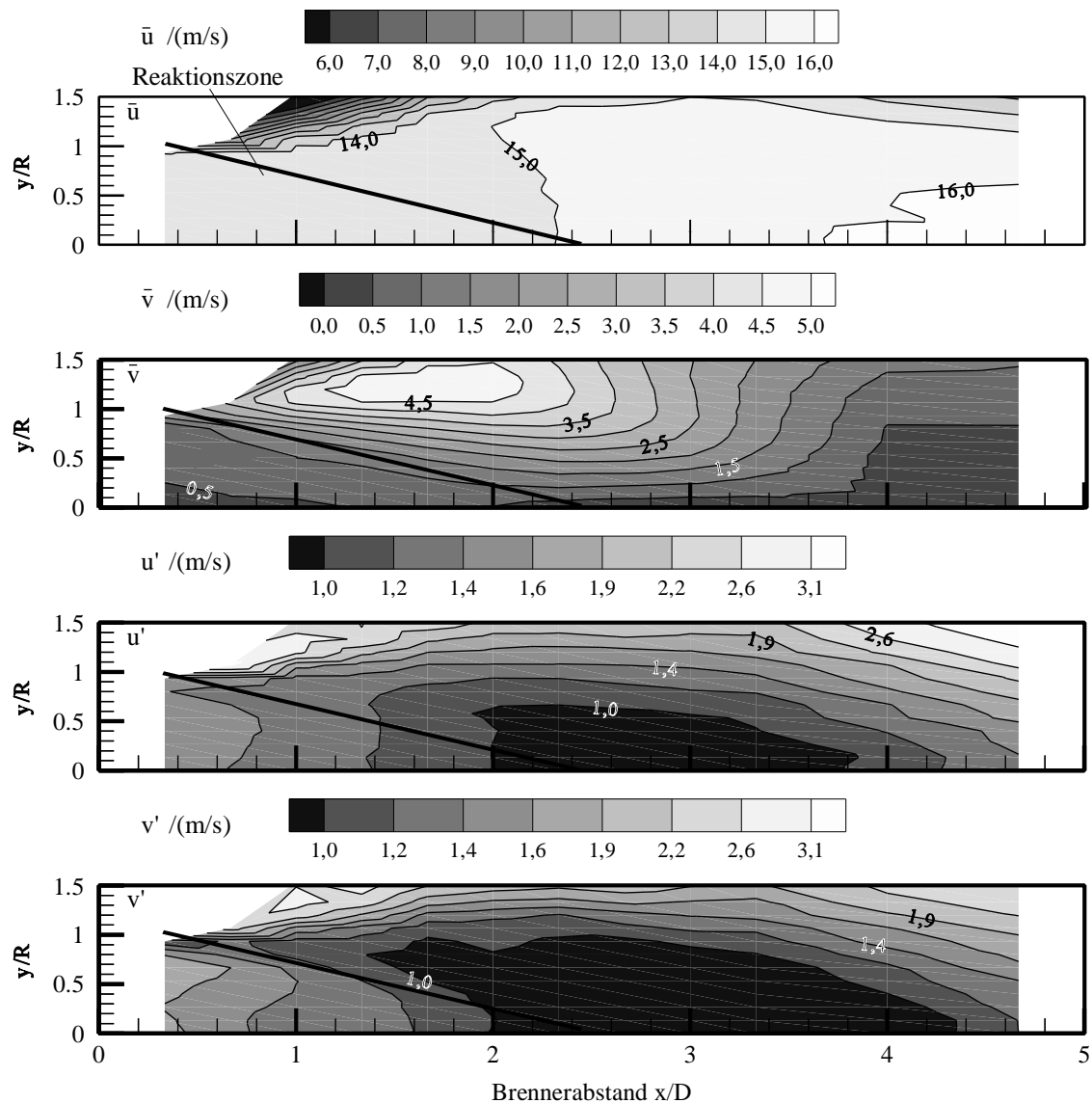


Abb. 4.5: Strömungsfeld des Matrixbrenners $D=150\text{mm}$ bei der Vormischverbrennung

Die Abgasexpansion führte zudem zu einer deutlichen Komponente der radialen mittleren Geschwindigkeit, insbesondere im Bereich der Flammenflanken. Für das exemplarisch bei den Flammenparametern $P_{th} = 275 \text{ kW}$, $T_0 = 400^\circ\text{C}$ und $\lambda = 1,75$ aufgetragene Strömungsfeld ergab sich ein Maximalwert der radialen mittleren Geschwindigkeit von $\bar{v}_{max} = 4,36 \text{ m/s}$ bei einem Brennerabstand von ca. $x/D = 1,66$. Im Bereich der detektierten, zeitlich mittleren Reaktionszone lagen noch relativ geringe radiale mittlere Geschwindig-

keiten ($\bar{v} \approx 1$ m/s) vor. In dieser Zone entstand, hervorgerufen durch die bei diesen Flammenparametern turbulent gefaltete momentane Flammenfront, bereits die Intermittenz von unverbranntem Gasgemisch mit bereits reagierendem bzw. verbranntem Gasgemisch. Aus dem Intermittenzeffekt resultierend ergab sich ein zur zeitlich mittleren Reaktionszone hin stetig ansteigender Anteil der radialen mittleren Geschwindigkeitskomponente. Für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Vormischflammen, die gefaltete momentane Reaktionszonenstrukturen aufweisen, ist allerdings dieser radiale Anteil der Strömungsgeschwindigkeit für die Bestimmung der turbulenten Brenngeschwindigkeiten, die sich definitionsgemäß auf Anströmbedingungen bezieht, nicht relevant.

Die Abgasexpansion führte jedoch bei den Schwankungsgeschwindigkeiten, die in den unteren beiden Abschnitten der Abbildung 4.5 für die axiale (u') und radiale (v') Komponente dargestellt sind, zu nicht mehr vernachlässigbaren Abweichungen im Vergleich zum isothermen Brennerluftströmungsfeld. Im Strömungsfeld stromauf der eingetragenen zeitlich mittleren Reaktionszone führte wiederum die Intermittenz von unverbranntem und bereits reagierendem bzw. ausgebranntem Gasgemisch besonders im Brennernahbereich zu einem geringen Anstieg der Schwankungsgeschwindigkeiten von ca. 10 %. Im sich anschließenden Ausbrandbereich ergaben sich dann deutlich geringere Turbulenzintensitäten, die in radialer Richtung besonders ausgeprägt waren und um ca. 25% unter den Werten der ungestörten Brennerströmung im achsnahen Bereich lagen. Diese niedrigen Turbulenzintensitäten blieben stromauf der Reaktionszone bis zum Randbereich der Brennerströmung, in dem das Entrainment von Umgebungsluft zu einer deutlichen Steigerung der Turbulenzintensitäten in axialer und radialer Richtung führte, erhalten. Die niedrigen Turbulenzintensitäten im Bereich der zeitlich mittleren Reaktionszone waren auf die bereits im Kapitel 2 beschriebenen Einflüsse der Abgasexpansion und deren Wechselwirkung auf die turbulenten Wirbelstrukturen zurückzuführen. Für isotrope Wirbelstrukturen ergab sich bei den gegebenen Flammenparametern theoretisch eine Herabsetzung der Schwankungsgeschwindigkeit gemäß $u' \sim \epsilon^{-0,33}$ um 30%. Die detektierte Verringerung der Turbulenzintensität erschien daher realistisch. Die besonders deutliche Ausprägung dieses Effektes für die radiale Schwankungsgeschwindigkeit ließ auf eine bevorzugte Streckung der Wirbelstrukturen in radialer Richtung und der damit verbundenen Absenkung der Turbulenzintensität schließen. Die bevorzugte radiale Streckung konnte allerdings mit der eingesetzten Laser-Doppler-Messtechnik, z. B. durch die Auswertung der radialen Geschwindigkeitsverläufe mit Hilfe eines geeigneten Korrelationsverfahrens hinsichtlich des turbulenten Makrolängenmaßes, aufgrund der zu geringen zeitlichen Auflösung nicht direkt nachgewiesen werden.

4.1.2 Validierung der Konturanalyse

Die Konturanalyse, die ein effizientes Auswerteverfahren zur Bestimmung der turbulenten Brenngeschwindigkeit ist, basiert auf der optischen Detektion der Leuchtintensität der turbulenten Vormischflamme. Wie bereits im Kapitel 3 beschrieben, wurde der Maximalwert des Eigenleuchtens in der Flammenflanke mit einer Auswertesoftware bestimmt und diesen Koordinaten die Reaktionszone zugeordnet. Die Validierung dieses Auswerteverfahrens erfolgte durch Feldmessungen zeitlich gemittelter Konzentrationen der stabilen Spezies sowie zeitaufgelöster Temperaturmessungen im Bereich der turbulenten Vormischflamme. Die Feldmessungen wurden bei einer möglichst breiten Variation der kinetischen Kenngrößen und der Turbulenzparameter durchgeführt.

In der Abbildung 4.6 ist die aus der maximalen Leuchtintensität bestimmte Reaktionszone im direkten Vergleich mit einem Axialschnitt des Temperaturfeldes einer Vormischflamme aufgetragen. Die Flamme wurde bei einer thermischen Leistung von $P_{th} = 275$ kW, einer Luftzahl von $\lambda = 1,75$ und einer Vorwärmung von $T_0 = 400^\circ\text{C}$ mit dem Matrixbrenner $D = 150$ mm erzeugt.

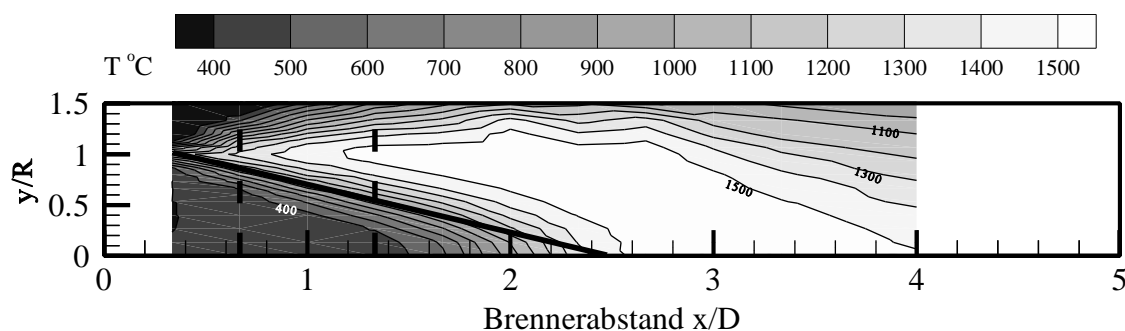


Abb. 4.6: Temperaturfeld der Vormischflamme mit den Parametern: $P_{th} = 275$ kW; $\lambda = 1,75$; $T_0 = 400^\circ\text{C}$

Neben den Axialschnitten des Temperaturfeldes wurden auch zeitlich gemittelte Konzentrationsmessungen zur Validierung der optisch bestimmten Hauptreaktionszone durchgeführt. In der Abbildung 4.7 sind zudem die Axialschnitte der zeitlich mittleren CH_4 , CO - und CO_2 -Konzentration im Vergleich zu der aus Langzeit-Videoaufnahmen bestimmten Reaktionszone aufgetragen.

In diesem Fall erstreckte sich die aus der Konturanalyse bestimmte turbulente Vormischflamme bei einem Kegelhalbwinkel von $\alpha = 18,5^\circ$ bis zu einem Brennerabstand von $x/D = 2,45$. Die geometrischen Verhältnisse der optisch bestimmten Hauptreaktionszone wurden in der durch die gestrichelten Geraden abgegrenzten Auswertezone bestimmt. Aus

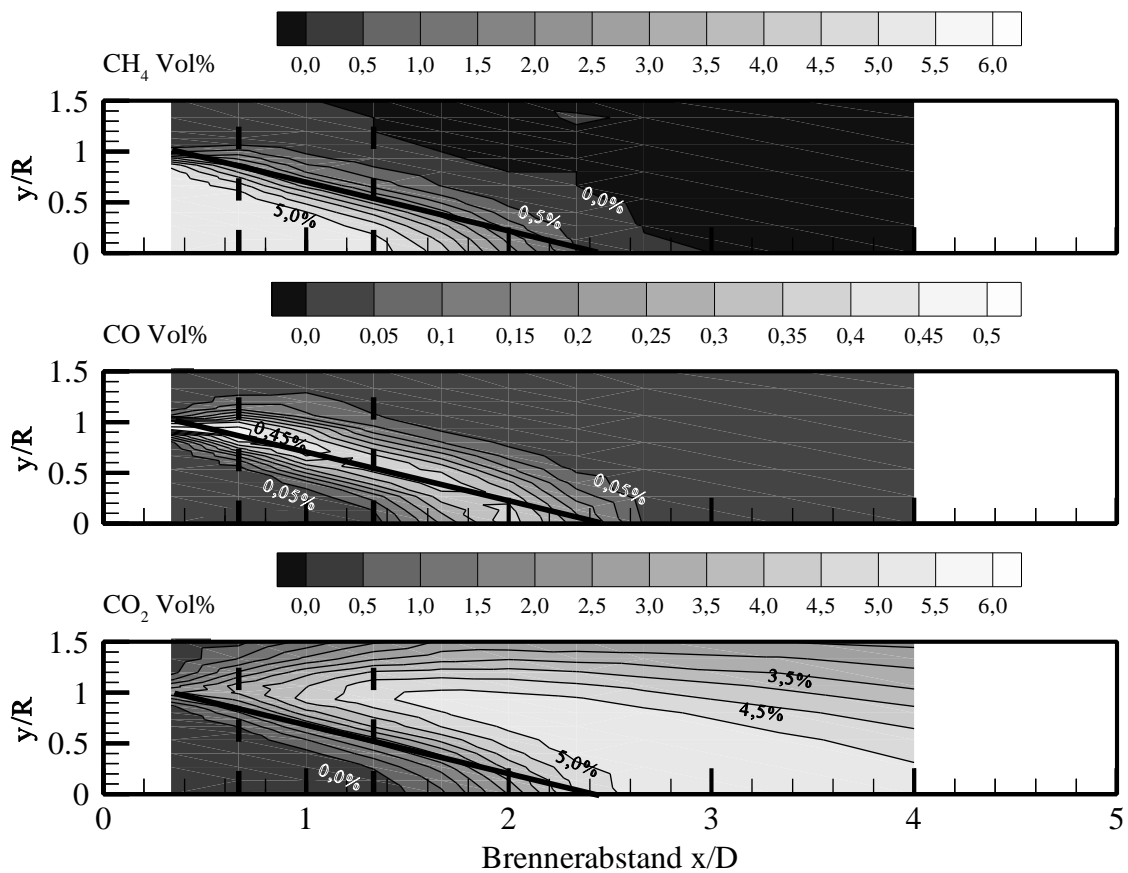


Abb. 4.7: CH_4 -, CO - und CO_2 - Konzentrationsfeld der Vormischflamme mit den Parametern: $P_{\text{th}} = 275 \text{ kW}$; $\lambda = 1,75$; $T_0 = 400^\circ\text{C}$

Abbildung 4.7 ist deutlich zu erkennen, daß sich nach einer Stabilisierungszone bis zu einem Brennerabstand von ca. $x/D \approx 0,5$, deren Ende durch eine hohe CO -Konzentration gekennzeichnet ist, eine Reaktionszone annähernd konstanter Dicke der turbulenten Vormischflamme ausbildet. Dieser gleichmäßige, für die Auswertung der turbulenten Brenngeschwindigkeit genutzte Bereich der Flammenfront bleibt bis zu einer axialen Position von ca. $x/D \approx 2$ erhalten, bevor die erhöhten Stofftransportprozesse von bereits reagierendem Brenngas/Luft-Gemisch in der Flammenspitze zu einer Abrundung der Vormischflammenfront führen. Die optisch anhand der Videolangzeitaufnahme bestimmte Hauptreaktionszone verläuft annähernd parallel zu den Isolinien der Axialschnitte der Konzentrationsfelder und ist damit gut geeignet, die geometrischen Verhältnisse der Vormischflamme, die zur Berechnung der turbulenten Brenngeschwindigkeit erforderlich sind, wiederzugeben.

Als weiteres Beispiel zur Validierung des Konturverfahrens sind in der Abbildung 4.8 und

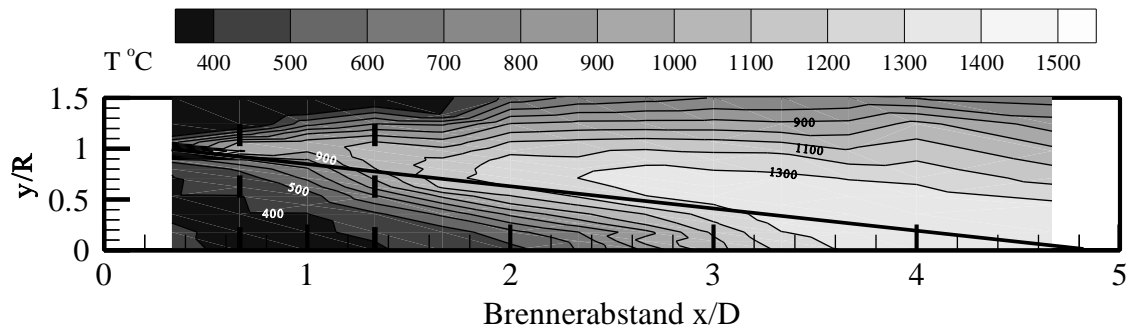


Abb. 4.8: Temperaturfeld der Vormischflamme mit den Parametern: $P_{th} = 140 \text{ kW}$; $\lambda = 2,25$; $T_0 = 400^\circ\text{C}$

4.9 Temperatur- und Konzentrationsfelder einer Vormischflamme bei den Flammenparametern $\lambda = 2,25$, $P = 140 \text{ kW}$ und $T_0 = 400^\circ\text{C}$ aufgetragen. Die gewählten Flammenparameter führen für den Matrixbrenner mit einem Brennerdüsendurchmesser von $D = 112,5 \text{ mm}$ zu einer deutlich längeren Vormischflamme, die nahe der Abhebegrenze brennt. Das Konturverfahren ergibt eine Kegelhöhe von $x/D = 4,80$ und einen Kegelhalbwinkel der Vormischflamme von $\alpha = 6^\circ$. Die Stabilisierungszone, die wiederum z. B. anhand des gemessenen CO-Konzentrationsfeldes detektiert wurde, ist deutlich ausgeprägter. Obwohl

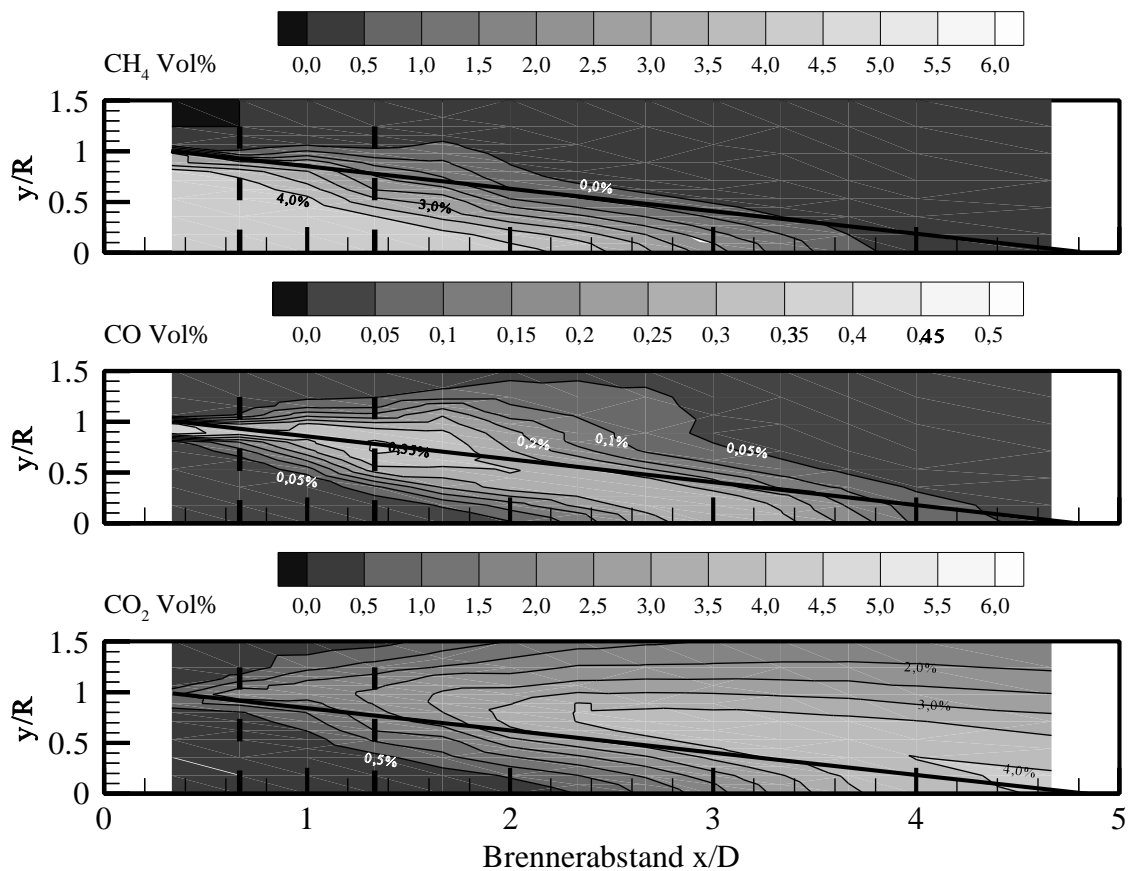


Abb. 4.9: CH_4 -, CO - und CO_2 - Konzentrationsfeld der Vormischflamme mit den Parametern: $P_{th} = 140 \text{ kW}$; $\lambda = 2,25$; $T_0 = 400^\circ\text{C}$

sich die Stabilisierungszone für diese Vormischflamme bis in den für das Konturverfahren relevanten Auswertebereich erstreckt, charakterisiert das optische Auswerteverfahren die zeitlich-mittlere Reaktionszone der Vormischflamme mit ausreichender Genauigkeit.

Im Gegensatz zu der in Abbildung 4.6 bzw. 4.7 oben dargestellten, relativ kleinen Vormischflamme mit einer dicken Leuchtzone weist diese Vormischflamme eine relativ dünne Leuchtzone auf. Aus diesem Grund gibt die optisch bestimmte Reaktionszone einen Bereich mit deutlich höherem Ausbrand und Temperaturen wieder. Die von der Dicke der Leuchtzone der Vormischflamme abhängige Zone maximaler Leuchtintensität ist daher für quantitative Aussagen zum Ausbrandgrad bzw. zur Wärmefreisetzung nicht geeignet.

4.1.3. Stabilisierung der untersuchten Vormischflammen

Die für technische Verbrennungssystemen bevorzugten hochintensiven Vormischflammen werden im wesentlichen durch Drallbrenner bzw. Stauscheibenbrenner erzeugt. Bei dem Einsatz dieser Brennersysteme bilden sich durch aerodynamische Effekte in der Brennkammer Rezirkulationsgebiete aus, die durch den Rücktransport von Wärme bzw. Abgas in den Brenneraustrittsbereich gekennzeichnet sind und in deren Randgebieten hohe Strömungs-Turbulenzintensitäten vorliegen. Aufgrund dieser Rezirkulationsgebiete ist ein stabiler Betrieb magerer Vormischflammen bei hohen Durchsätzen möglich. Untersuchungen hinsichtlich der turbulenten Brenngeschwindigkeit sind allerdings für Brennersysteme mit solchen komplexen Strömungsfeldern nur mit äußerst hohem messtechnischen Aufwand möglich.

Zur systematischen Untersuchung der turbulenten Brenngeschwindigkeit an stationären Vormischflammen in Abhängigkeit von den Turbulenzbedingungen und den kinetischen voranstehenden Kenngrößen wurde daher das Matrixbrennersystem eingesetzt, das durch die integral drallfreie Strömung eine klare Festlegung der relevanten Turbulenzparameter zulässt. Um entsprechend hohe Durchsätze und trotzdem stabil brennende Vormischflammen zu realisieren, musste am Brenneraustritt, wie schon im Abschnitt 3.1 beschrieben, eine geringfügige Menge Wasserstoff als Stützbrennstoff zugegeben werden, der eine sichere Stabilisierung der Vormischflamme gewährleistet.

Abbildung 4.10 zeigt radiale Konzentrationsprofile der stabilen Spezies O_2 , CO , CH_4 und CO_2 im Brennernahbereich bei Abständen von $x/D = 0,33$, $x/D = 0,66$ und $x/D = 1$ für eine

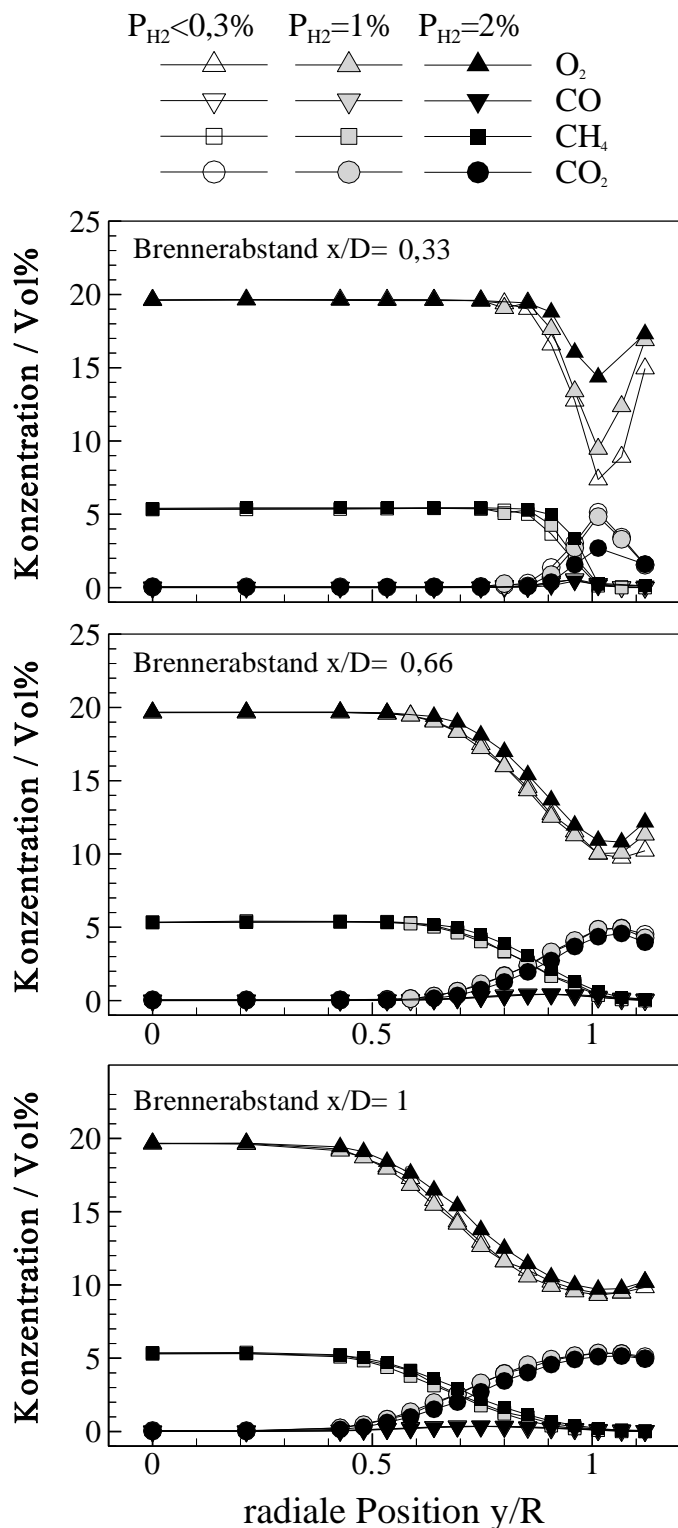


Abb. 4.10: Konzentrationsprofile stabiler Spezies im Brennernahbereich bei Variation des Stützbrennstoffanteils

Vormischflamme, die bei einer Luftzahl von $\lambda = 1,75$ mit einer thermische Leistung von $P = 255\text{kW}$ bei einer Vorwärmtemperatur von $T_0 = 400^\circ$ erzeugt wurde. Mit dieser Untersuchung konnte durch eine Variation des Stützbrennstoffanteils von $0,3 \text{ Vol } \% < P_{H_2} < 2 \text{ Vol } \%$ der thermischen Gesamtleistung der Einfluss der H_2 -Stützbrennstoffeindüsung geprüft werden. Abgesehen von einer höheren Flammenstabilität war dieser vernachlässigbar gering. Während sich für sämtliche dargestellte Konzentrationsverläufe bei einem Stützbrennstoffanteil von $1 \text{ Vol. } \%$ bzw. $2 \text{ Vol. } \%$ identische Werte ergaben, lagen die bei einem Stützbrennstoffanteil von $0,3 \text{ Vol } \%$ gemessenen Konzentrationsprofile leicht zum Brennerrand verschoben, da sich eine größere Stabilisierungszone der turbulenten Vormischflamme ausbildete. Die Auswertung der turbulenten Brenngeschwindigkeit erfolgt allerdings im Kernbereich des Brennerstrahles, in dem keine nennenswerten Anomalien der Konzentrationsverläufe durch die H_2 -Stabilisierung festzustellen waren.

4.1.5 Übersicht des Messprogramms zur turbulenten Brenngeschwindigkeit

Die turbulente Brenngeschwindigkeit wurde im Rahmen dieser Arbeit im vollturbulenten Strömungsfeld mit allen vorhandenen Matrixbrennern für folgenden Parameter untersucht:

- Matrixbrennergrößenstufen
 - Elementbohrungsdurchmesser: $d=5\text{mm}$, $d=10\text{mm}$, $d=15\text{mm}$, $d=20\text{mm}$
 - Düsendurchmesser: $D=37,5\text{mm}$, $D=75\text{mm}$, $D=112,5\text{mm}$, $D=150\text{mm}$
- Systemreynoldszahl: $20700 < \text{Re}_D < 133000$
- Vorwärmtemperatur: $T_0 \approx 30^\circ\text{C}$ und $T_0 = 400^\circ\text{C}$
- Stöchiometrie:
 - $1,04 < \lambda < 1,47$ bei $T_0 \approx 30^\circ\text{C}$
 - $1,74 < \lambda < 2,33$ bei $T_0 = 400^\circ\text{C}$
- Brennstoffzusammensetzung: reines Erdgas,
 - Erdgas und H_2 im molaren Verhältnis von 3:1
 - Erdgas und H_2 im molaren Verhältnis von 1:1

Dieser extrem weite Parameterbereich konnte, wie es die Tabelle 4.2 zeigt, nicht mit allen Größenabstufungen des Matrixbrennersystems komplett abgedeckt werden. Zum einen ergaben sich trotz der Implementierung der Wasserstoffstabilisierung Einschränkungen des Betriebsbereiches besonders bei den kleineren Matrixbrennern, die mit relativ hohen Brenneraustrittsgeschwindigkeiten eingesetzt wurden. So konnten z. B. im reinen Erdgasbetrieb und hohen Vorwärmtemperaturen an dem kleinsten Matrixbrenner mit einem Brennerdüsendurchmesser von $D = 37,5$ mm keine Untersuchungen bei Luftzahlen $\lambda > 1,75$ durchgeführt werden. Zum anderen wurden mit den größeren Matrixbrennerabstufungen die Kapazitätsgrenzen der Verbrennungsluftversorgung und der Luftvorwärmeinheit erreicht. Die Untersuchungen an vorgewärmten Brennstoff/Luft-Gemischen waren daher nur im Reynoldszahlbereich $20700 < \text{Re}_D < 98800$ realisierbar. Für nichtvorgewärmte Brennstoff/Luft-Gemische wurde auf Messreihen mit dem Matrixbrenner $D = 150$ mm bei nahestöchiometrischen Bedingungen aufgrund von deutlichen Überhitzungserscheinungen im Abgaskanal verzichtet. Zudem konnten in Folge des hohen Brennstoffverbrauchs keine Erdgas/Wasserstoff-Brenngasgemische für die beiden größeren Matrixbrennerausführungen untersucht werden. Trotz der o. g. Einschränkungen bot die mit den Matrixbrennern bestimmte Datenbasis sehr gute Voraussetzungen zur Korrelation der turbulenten Brenngeschwindigkeit im technisch relevanten Turbulenzbereich, auch unter Berücksichtigung der Brennstoff/Luftvorwärmung. Für die Erdgas-Vormischflammen standen 419 Messwerte zur Verfügung. Außerdem konnte auch der Brennstoffeinfluss auf

Tabelle 4.2: Messprogramm zur Bestimmung der turbulenten Brenngeschwindigkeit

Nr.	Brenner- geometrie d [mm]	Anzahl der Messwerte	Systemreynolds- zahlbereich Re_D	mittleres Intervall Reynoldszahl ΔRe_D	molare Brennstoff- zusammensetzung	mittlere Vor- wärmtempera- tur	mittlere Luftzahl λ
1	5	14	56900 - 115000	14600	Erdgas	30°C	1,09
2	5	8	57100 - 85600	14200	Erdgas	30°C	1,33
3	5	6	58100 - 75200	17100	Erdgas	30°C	1,47
4	10	27	47000 - 125000	9800	Erdgas	30°C	1,04
5	10	27	46500 - 133000	10800	Erdgas	30°C	1,30
6	10	12	44800 - 90100	11300	Erdgas	30°C	1,45
7	15	15	41700 - 81900	10100	Erdgas	32°C	1,06
8	15	27	41300 - 129000	11000	Erdgas	32°C	1,33
9	15	23	54700 - 128000	10500	Erdgas	32°C	1,48
10	20	21	43700 - 102000	9780	Erdgas	31°C	1,34
11	20	21	43500 - 99800	9390	Erdgas	31°C	1,49
12	5	5	26400 - 37500	11100	Erdgas	400°C	1,76
13	10	48	22100 - 98800	11000	Erdgas	400°C	1,74
14	10	27	21300 - 67200	9180	Erdgas	400°C	1,98
15	10	9	21700 - 32000	10300	Erdgas	400°C	2,18
16	15	26	22400 - 86600	10700	Erdgas	400°C	1,75
17	15	27	22400 - 82000	11900	Erdgas	400°C	2,00
18	15	26	22500 - 81200	11700	Erdgas	400°C	2,25
19	20	19	20800 - 65500	8940	Erdgas	400°C	1,75
20	20	18	21600 - 66000	11100	Erdgas	400°C	2,00
21	20	15	22600 - 64100	8300	Erdgas	400°C	2,25
22	5	15	45500 - 96000	12600	Erdgas/H ₂ =1/1	30°C	1,10
23	5	11	51800 - 96600	11200	Erdgas/H ₂ =1/1	30°C	1,32
24	5	6	85400 - 96400	11000	Erdgas/H ₂ =1/1	30°C	1,47
25	5	14	46500 - 96200	12400	Erdgas/H ₂ =3/1	30°C	1,03
26	5	12	49500 - 83500	11300	Erdgas/H ₂ =3/1	30°C	1,27
27	5	15	48100 - 97700	16500	Erdgas/H ₂ =3/1	30°C	1,42
28	10	17	42600 - 108000	13100	Erdgas/H ₂ =1/1	31°C	1,07
29	10	18	41800 - 108000	13200	Erdgas/H ₂ =1/1	31°C	1,32
30	10	15	42300 - 109000	13300	Erdgas/H ₂ =1/1	31°C	1,49
31	10	15	45600 - 92500	12500	Erdgas/H ₂ =3/1	30°C	1,06
32	10	12	45200 - 92400	11800	Erdgas/H ₂ =3/1	30°C	1,33
33	10	13	44600 - 89100	11100	Erdgas/H ₂ =3/1	30°C	1,45
34	5	15	43800 - 80700	9230	Erdgas/H ₂ =1/1	400°C	1,82
35	5	15	78100 - 42700	8850	Erdgas/H ₂ =1/1	400°C	2,10
36	5	6	42900 - 53600	10700	Erdgas/H ₂ =1/1	400°C	2,32
37	10	15	42400 - 83700	10300	Erdgas/H ₂ =1/1	400°C	1,84
38	10	15	42300 - 84800	10600	Erdgas/H ₂ =1/1	400°C	2,08
39	10	15	41800 - 85500	10900	Erdgas/H ₂ =1/1	400°C	2,33
40	10	21	21600 - 86900	10900	Erdgas/H ₂ =3/1	400°C	1,73
41	10	15	21800 - 88100	11400	Erdgas/H ₂ =3/1	400°C	2,03
42	10	15	20700 - 77000	11300	Erdgas/H ₂ =3/1	400°C	2,28

die turbulente Brenngeschwindigkeit analysiert werden, da 284 Messwerte für Erdgas/H₂-Brennstoffgemische bestimmt wurden. Die Untersuchungen wurden mit verschiedenen

Tabelle 4.3: Typische Erdgaszusammensetzungen in Abhängigkeit von der Jahreszeit

Spezies		Erdgas/Winter	Erdgas/Sommer
N ₂	mol%	5,59	0,97
CH ₄	mol%	86,63	98,33
CO ₂	mol%	1,17	0,07
C ₂ H ₆	mol%	5,34	0,50
C ₃ H ₈	mol%	1,01	0,13
i-C ₄ H ₁₀	mol%	0,13	-

Erdgaszusammensetzungen durchgeführt. Charakteristische Zusammensetzungen sind in der Tabelle 4.3 angegeben. Besonders die als "Erdgas/Winter" angegebene Zusammensetzung weist einen deutlich reduzierten Methananteil von 86,63 mol% und zusätzliche Anteile an längerketten Kohlenwasserstoff-

fen und Inertgas auf. Die in der Tabelle exemplarisch angegebenen Komponenten der Erdgaszusammensetzung wurden bei der Berechnung der Stöchiometrie berücksichtigt. Bei der Berechnung der kinetischen Eigenschaften des Brenngas/Luft-Gemisches führten diese Komponenten daher zu keinem signifikanten Einfluss.

4.2 Turbulente Brenngeschwindigkeit

4.2.1 Turbulente Brenngeschwindigkeit nicht vorgewärmter Erdgas/Luft-Vormischflammen

Die Abbildung 4.11 zeigt die Ergebnisse der turbulenten Brenngeschwindigkeit für nicht vorgewärmte Erdgas/Luft-Vormischflammen bei Stöchiometrien von $1,05 < \lambda < 1,50$, die den in der Tabelle 4.2 angegebenen Parameterbereich (Reihe 1-11) umfassen. Die gemäß dem Konturverfahren bestimmten Werte der turbulenten Brenngeschwindigkeit, das bereits in Kapitel 3 beschrieben wurde, sind als Verhältnis der turbulenten zur laminaren Brenngeschwindigkeit über der Wurzel der Makroturbulenz-Reynoldszahl aufgetragen. Die Resultate sind im Vergleich zu aus den Korrelationen von Y. Liu (links), V. L. Zimont (Mitte) und H. P. Schmid (rechts) berechneten Werten dargestellt.

Im Vergleich zu den berechneten Werten nach Y. Liu ergibt sich im Bereich niedriger Makroturbulenz-Reynoldszahlen eine gute Übereinstimmung. Nur im Bereich höherer

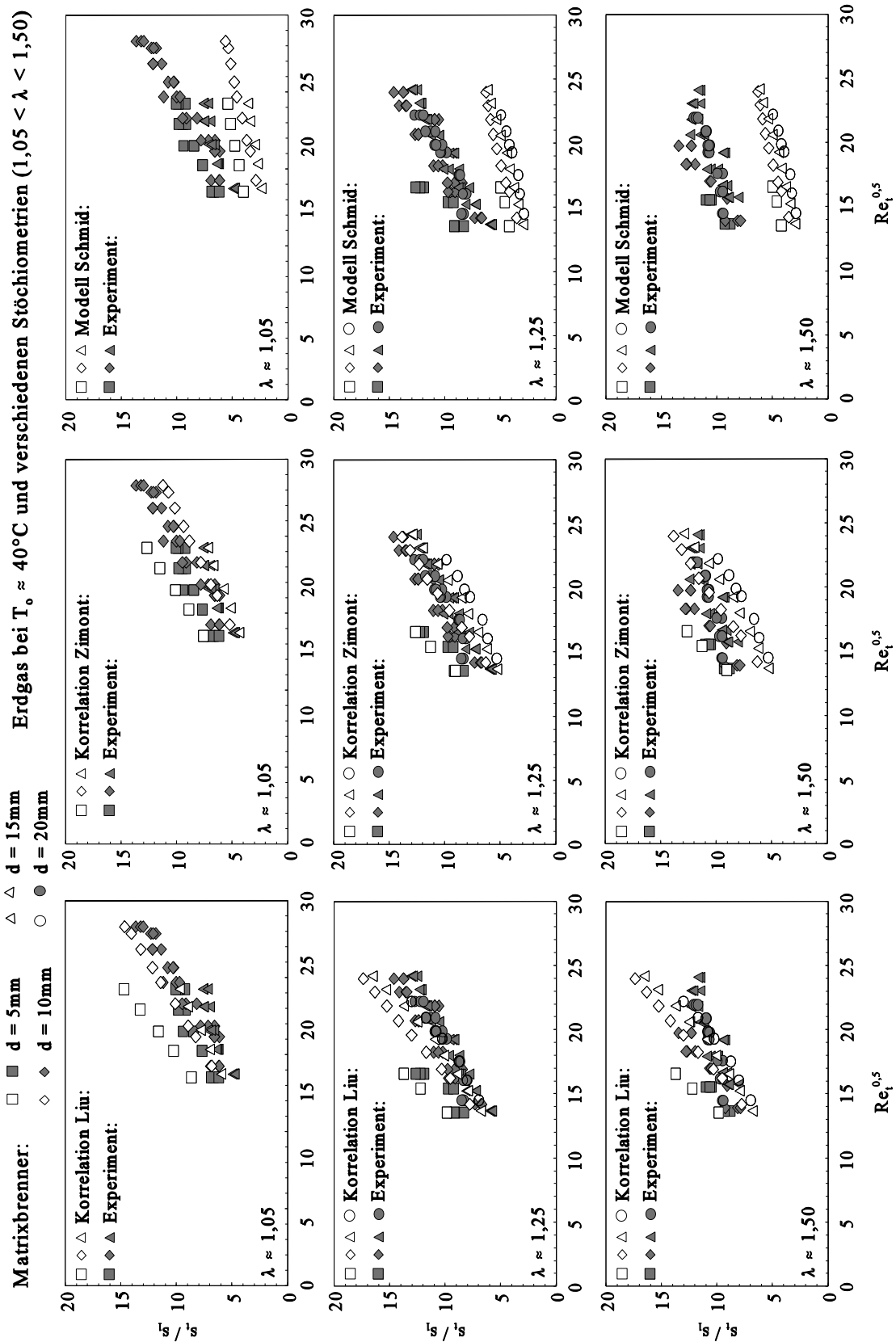


Abb. 4.11: turbulente Brenngeschwindigkeit nicht vorgewärmter Erdgas/Luft-Vormischflammen

Turbulenzintensitäten, wie z. B. bei dem Matrixbrenner mit 5 mm Elementbohrungsdurchmesser und nahestöchiometrischen Bedingungen, ergibt die Korrelation nach Y. Liu um bis zu 50% höhere Werte für die turbulente Brenngeschwindigkeit, da hier der Gültigkeitsbereich dieser Korrelation bereits deutlich überschritten ist (z. B. bei $\sqrt{Re_t} = 19,2$ und $\lambda=1,05$: $u' = 2,95$ m/s). Ähnliche Tendenzen sind auch für die Matrixbrenner mit 10 mm bzw. 15 mm Elementbohrungsdurchmesser bei sehr großen Makroturbulenz-Reynoldszahlen ($20 < Re_t < 25$) festzustellen.

Im Gegensatz hierzu führt die von V. L. Zimont vorgeschlagene Korrelation, die in der Abbildung 4.11 in der mittleren Spalte dargestellt ist, für nahestöchiometrische Bedingungen ($1,05 < \lambda < 1,25$) über den gesamten dargestellten Makroturbulenz-Reynoldszahlbereich zu einer besseren Übereinstimmung. Insbesondere die Messwerte der turbulenten Brenngeschwindigkeit des kleinsten Matrixbrenners werden mit dieser Korrelation für den gesamten Stöchiometriebereich gut wiedergegeben. Für die Korrelation der turbulenten Brenngeschwindigkeit der größer skalierten Matrixbrenner ergeben sich allerdings besonders bei magerer ($\lambda \approx 1,50$) Stöchiometrie deutliche Abweichungen von den Messwerten. Die Korrelation nach V. L. Zimont sagt bei diesen Bedingungen die turbulente Brenngeschwindigkeit zu niedrig vorher. Sowohl die Korrelation nach Y. Liu als auch V. L. Zimont sind daher nur unzureichend für die Vorhersage der turbulenten Brenngeschwindigkeit über die Flammenstrukturbereiche aller Matrixbrennergrößen geeignet.

In der Abbildung 4.11 ist daher zusätzlich rechts das allgemeingültige Modell von H.P. Schmid im Vergleich zu den Messwerten aufgetragen. Das Modell von H. P. Schmid sagt allerdings die turbulente Brenngeschwindigkeit um ca. 60-70% zu niedrig vorher. Das Modell von H. P. Schmid wurde durch experimentelle Daten mit verschiedenen Brennstoffen (Methan, Wasserstoff und Propan sowie Gemische aus diesen Brennstoffen) bei einer breiten Variation der Turbulenzwerte validiert. Vergleiche insbesondere für Messwerte magerer und hochturbulenter Methan bzw. Methan/H₂ - Vormischflammen z. B. von **R. G. Abdel-Gayed et al. 1984** oder von **W. Nastoll 1990** zeigen jedoch, daß das Modell von H. P. Schmid diese experimentellen Werte um bis zu 50% unterschätzt. Ein weiterer Anteil dieser Abweichungen können auf Ungenauigkeiten bei der Bestimmung des lokalen Turbulenzzustands der Strömung im Nahbereich der Flammenfront zurückzuführen sein, der bei instationärer Ausbreitung der Flammenfront nur schwer bestimmt werden kann. Auffällig ist allerdings, daß mit diesem Modell die Brenngeschwindigkeit für den Flammenstrukturbereich aller Matrixbrennergrößen zumindest durch ein sehr enges Band, das deutlich zu tief liegt, gut beschrieben wird. Für die Flammenstrukturen des kleinsten Matrixbrenners sagt diese Modell im Gegensatz zu den bereits diskutierten Korrelationen z. B. nur geringfügig höhere Werte der turbulenten Brenngeschwindigkeit im Verhältnis zu den Resultaten, die mit den größer skalierten Brenner erzielt wurden, voraus.

4.2.2 Turbulente Brenngeschwindigkeit vorgewärmter Erdgas/Luft-Vormischflammen

Eine wesentlich schärferes Kriterium zur Überprüfung der bereits in dem vorherigen Kapitel zur Vorherbestimmung der turbulenten Brenngeschwindigkeit verwendeten Korrelationen stellen die vorgewärmten Erdgas/Luft-Vormischflammen dar, da bei im Vergleich zu den nicht vorgewärmten Erdgas-Vormischflammen gleichen Makroturbulenz-Reynoldszahlen kleinere turbulente Damköhlerzahlen vorliegen. Ein Gegenüberstellung der Korrelationen von Y. Liu (links) und V. L. Zimont (Mitte) sowie des Modells von H. P. Schmid (rechts) ist wiederum in der Abbildung 4.12 dargestellt. Die Abbildung beinhaltet alle ausgemessenen vorgewärmten Erdgas/Luft-Vormischflammen, deren Parameter in der Tabelle 4.2 in den Reihen 12-21 angegeben sind. Das Verhältnis der turbulenten zur laminaren Brenngeschwindigkeit konnte für die vorgewärmten Vormischflammen bis zu Makroturbulenz-Reynoldszahlen von maximal $\sqrt{Re_t}=20,7$ bestimmt werden, da für die größer skalierten Matrixbrenner die Heißluftversorgung keine größeren Luftdurchsätze zuließ. Da außerdem die Makroturbulenz-Reynoldszahlen im Vergleich zu nichtvorgewärmten Vormischflammen in der gleichen Größenordnung eingestellt wurden, ergaben sich deutlich höhere Brenneraustrittsgeschwindigkeiten, so daß mit den kleiner skalierten Matrixbrennern keine stabil brennenden Vormischflammen eingestellt werden konnten. Da die turbulente Brenngeschwindigkeit zumindest für die hier eingestellten hochturbulenten Strömungszustände im Verhältnis zur Brenneraustrittsgeschwindigkeit weniger anstieg, ergaben sich für die vorgewärmten Vormischflammen deutlich steilere Kegelflanken. Die Auswertung dieser Flammen hinsichtlich der turbulenten Brenngeschwindigkeit gemäß dem im Kapitel 3 dargestellten Konturverfahren führte daher besonders für die magereren Vormischflammen ($\lambda \approx 2,0$ und $\lambda \approx 2,25$) zu größeren Streuungen. Ein ähnlicher Trend ist auch bei den bereits in der Abbildung 4.11 dargestellten nicht vorgewärmten Vormischflammen bei extrem mageren Stöchiometrien bei $\lambda \approx 1,50$ festzustellen. Prinzipiell zeigen die bisher vorgestellten Ergebnisse jedoch, daß das Konturverfahren universell für die Auswertung von Vormischflammen selbst in diesen Grenzfällen einsetzbar ist.

Eine einigermaßen genaue quantitative Vorhersage der turbulenten Brenngeschwindigkeit ist sowohl mit der Korrelation nach Y. Liu als auch nach V. L. Zimont im Gegensatz zu den nicht vorgewärmten Vormischflammen nur noch bei geringen Turbulenzintensitäten $\sqrt{Re_t} \approx 10$ festzustellen. Bei höheren Turbulenzwerten und damit verbundenen kleineren Damköhlerzahlen zeigt der Vergleich zwischen diesen Korrelationen und den Messwerten keine ausreichende Übereinstimmung. Für die Korrelation von Y. Liu ergeben sich teilweise um bis zu 100% höhere Werte der turbulenten Brenngeschwindigkeit bei Makroturbulenz-Reynoldszahlen von $\sqrt{Re_t} \approx 20$. Auch mit der Korrelation nach V. L.

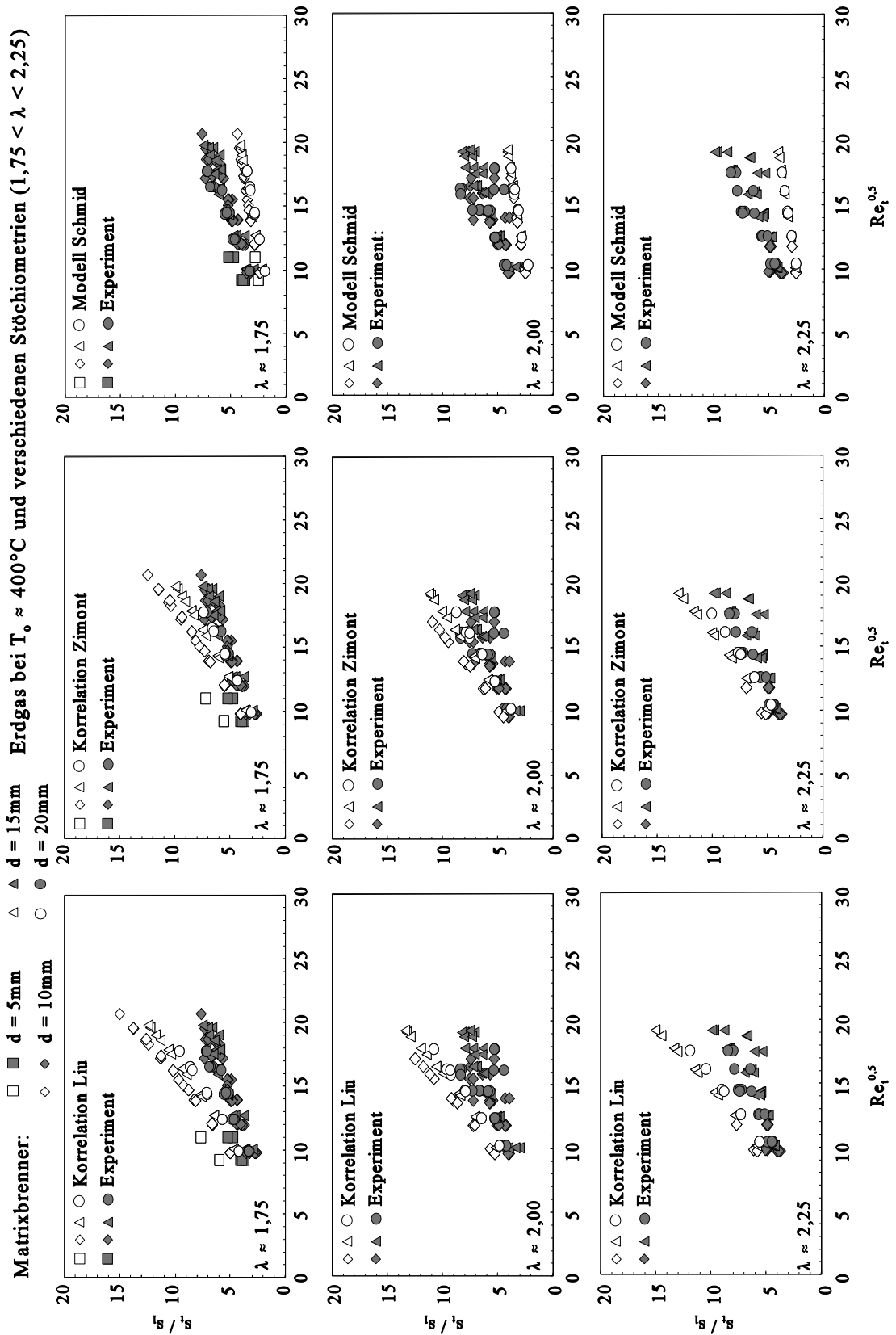


Abb. 4.12: turbulente Brenngeschwindigkeit vorgewärmter Erdgas/Luft-Vormischflammen

Zimont werden in diesem Turbulenzbereich um bis zu 50% zu hohe Werte berechnet. Der Einfluss der unterschiedlichen Brennergrößen wird von beiden Korrelationen deutlich überschätzt. Das Modell nach H. P. Schmid gibt für die vorgewärmten Erdgas/Luft-Gemische die Abhängigkeit der unterschiedlichen Brennergrößen in einem schmalen Band gut wieder, die Absolutwerte liegen aber auch für diese Vormischflammen ca. 50% zu niedrig.

Die Absolutwerte der drei Berechnungsvorschriften für die turbulente Brenngeschwindigkeit vorgewärmter Vormischflammen zeigen unakzeptable Abweichungen, und sind in der von den Autoren vorgeschlagenen Form für die Vorhersage der turbulenten Brenngeschwindigkeit vorgewärmter Erdgas/Luft-Vormischflammen nicht geeignet.

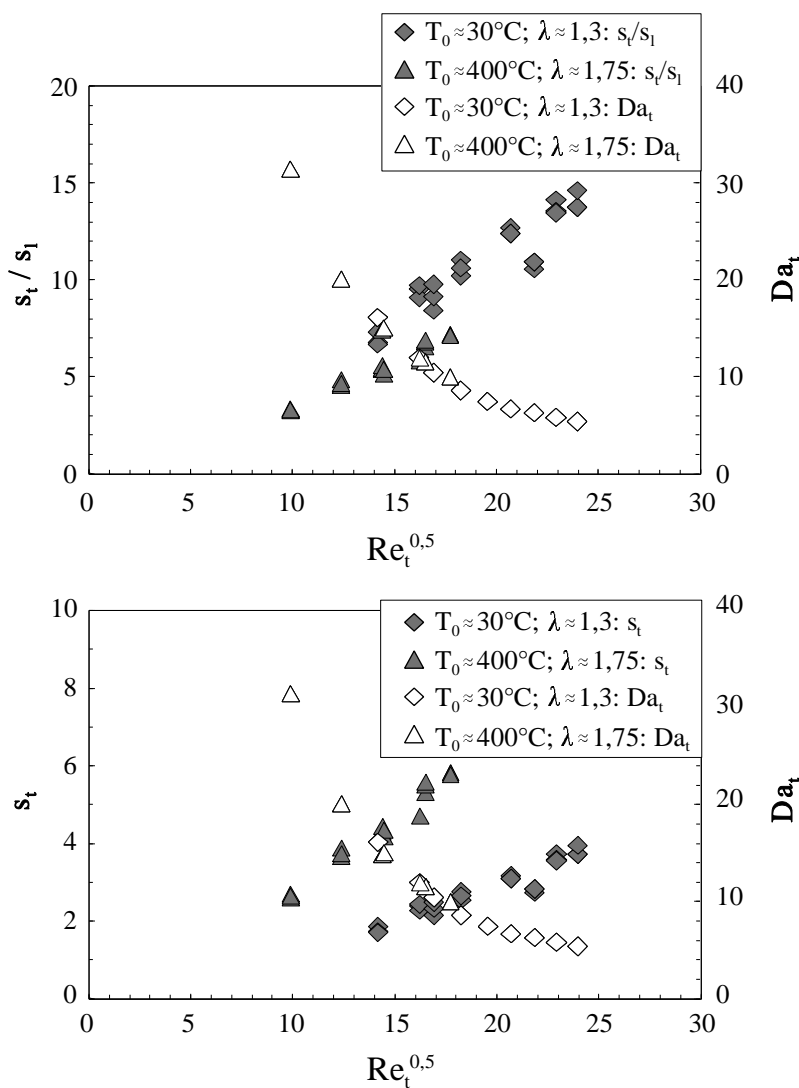
4.2.3 Korrelation der turbulenten Brenngeschwindigkeit für Erdgas/Luft-Vormischflammen

Wie die vergleichenden Darstellungen der Korrelationen mit den Messwerten der turbulenten Brenngeschwindigkeit in den vorhergehenden Kapiteln gezeigt haben, ist mit keinem der angegebenen Ansätze eine ausreichend genaue quantitative Vorhersage des Verbrennungsverhaltens der Matrixbrennerflammen für Erdgas/Luft-Vormischflammen in dem untersuchten Parameterbereich möglich. Die mit der breiten Variation der Vorwärmtemperatur verbundenen Einflüsse auf das Verhältnis der turbulenten zur laminaren Brenngeschwindigkeit s_t/s_l werden offensichtlich von den Modellen nicht hinreichend gut erfasst.

Der Einfluss der Vorwärmtemperatur kann durch den Vergleich der Messwerte der turbulenten Brenngeschwindigkeit bei annähernd gleichen Makroturbulenz-Reynoldszahlen und turbulenten Damköhlerzahlen, aber unterschiedlichen Vorwärmtemperaturen, wie in der Abbildung 4.13 dargestellt, untersucht werden. Eine derartige Auftragung des Verhältnisses der turbulenten zur laminaren Brenngeschwindigkeit ist allerdings nur für Vormischflammen in einem ausgewählten Parameterbereich möglich. Bei dieser Auftragung werden sämtliche kinetischen Effekte sowie der Einfluss der Turbulenz auf den Verbrennungsvorgang durch die charakteristischen Kenngrößen Da_t und Re_t erfasst (vgl. Gleichung 2.56).

In der Darstellung 4.13 sind daher die Werte der turbulenten Brenngeschwindigkeit für den nicht vorgewärmten Fall ($T_0 \approx 27^\circ\text{C}$) des Matrixbrenners mit einem Elementbohrungsdurchmesser $d = 10\text{mm}$ bei einer Luftzahl von $\lambda \approx 1,3$ im Vergleich zu Werten der vorgewärmten Vormischflammen ($T_0 \approx 400^\circ\text{C}$) des Matrixbrenners mit einem Elementbohrungsdurchmesser $d = 20\text{mm}$ bei einer Luftzahl von $\lambda \approx 1,75$ aufgetragen. Im oberen

Abschnitt ist das Verhältnis der turbulenten zur laminaren Brenngeschwindigkeit sowie die turbulente Damköhlerzahl gegen die Makroturbulenz-Reynoldszahl aufgetragen. Das Verhältnis der turbulenten zur laminaren Brenngeschwindigkeit wird hierbei selbstverständlich mit der jeweiligen laminaren Brenngeschwindigkeit für den vorgewärmten oder nicht vorgewärmten Betriebspunkt berechnet. Im unteren Abschnitt der Abbildung 4.13 ist die turbulente Brenngeschwindigkeit in Abhängigkeit der Makroturbulenz-Reynoldszahl aufgetragen. Die Vormischflammen weisen aufgrund ihrer Stöchiometrie zudem vergleich-



bare Flammentemperaturen ($\lambda \approx 1,3; T_{ad} \approx 1907 \text{ K}$ sowie $\lambda \approx 1,75; T_{ad} \approx 1900 \text{ K}$) auf.

Die Auftragung zeigt, daß sich für das Verhältnis der turbulenten zur laminaren Brenngeschwindigkeit bei Vorwärmung auf $T_0 = 400 \text{ }^\circ C$ um 30% niedrigere Werte ergeben. Bei Betrachtung der Werte der turbulenten Brenngeschwindigkeit, wie im unteren Abschnitt aufgetragen, ergeben sich ca. doppelt so große Werte für die vorgewärmte Verbrennung.

Diese unterschiedlichen Werte der turbulenten Brenngeschwindigkeit lassen sich durch die Einführung der durch den Expansionsfaktor ϵ bedingten vorwärmtempera-

Abb. 4.13: Vergleich der turbulenten Brenngeschwindigkeit für nicht vorgewärmte und vorgewärmte Vormischflammen bei gleicher Makroturbulenz-Reynoldszahl und Damköhlerzahl

turabhängigen kinetischen Konstante C_c , wie bereits im Kapitel 2.3.7 geschildert, erklären. Ausgehend von den Abhängigkeiten der kinetischen Parameter von der Expansion für eine gegebene Flammentemperatur sowie Makroturbulenz-Reynoldszahl (vgl Tabelle 2.4):

$$\delta_1 \sim \epsilon^{-1}; C_c \sim \epsilon^{-0,5}; \tau_{\text{kin}} \sim \epsilon^{0,5}; s_1 \sim \epsilon^{-1,5}; a \sim \epsilon^{-1,5} \quad (4.1)$$

ergibt sich für das Verhältnis der turbulenten zur laminaren Brenngeschwindigkeit bei kinetischer Limitierung der Vormischverbrennung:

$$\frac{s_t}{s_1} \sim \epsilon^\beta \quad (4.2)$$

Es bietet sich daher an diese Korrelationen von Y. Liu und V. L. Zimont mit einem geeigneten Korrekturfaktor für die Vorwärmtemperatur wie in Kapitel 2.3.7. in Gleichung 2.92 dargestellt zu erweitern. Unter der Annahme, daß die Korrelationen von Y. Liu und V. L. Zimont bei üblichen Brenngas/Lufttemperaturen ($T_0 \approx 300\text{K}$) angepasst wurden, ergibt sich für die Korrelation nach Y. Liu:

$$\frac{s_t}{s_1} = 1 + 0,435 \cdot \left(\frac{300\text{K}}{T_0} \right)^{0,44} \cdot \left(\frac{u'}{s_1} \right)^{0,4} \cdot \text{Re}_t^{0,44} \quad (4.3)$$

und für die Korrelation nach V. L. Zimont:

$$\frac{s_t}{s_1} = \left(\frac{300\text{K}}{T_0} \right)^{0,25} \cdot \left(\frac{u'}{s_1} \right)^{0,5} \cdot \text{Re}_t^{0,25} \quad (4.4)$$

für das Verhältnis der turbulenten zur laminaren Brenngeschwindigkeit.

Das Modell nach H. P. Schmid berücksichtigt bereits die Vorwärmtemperaturabhängigkeit der kinetischen Konstante, da die Damköhlerzahl nach der in Gleichung 2.73 angegebenen Berechnungsvorschrift bestimmt wurde. Die Anpassung des Modells an die Messwerte erfolgt daher durch zwei physikalisch durchaus zulässigen Konstanten a und b, die durch ein geeignetes Programm zu $a = 4,04$ und $b = 0,0235$ angepasst wurden.

$$\frac{s_t}{s_1} = 1 + a \cdot \frac{u'}{s_1} \cdot \left(1 + \frac{1}{(b \cdot Da_1)^2} \right)^{-0,25} \quad (4.5)$$

Da bereits H. P. Schmid in dem von ihm vorgeschlagenen Modell einen Anpassungsparameter von $c = 0,09$ in Gleichung 2.72 verwendete, erscheint auch der für die im Rahmen dieser Arbeit errechnete Anpassungsparameter von $b = 0,0235$ nicht unrealistisch klein.

Die Vergleich der erweiterten Korrelationen bzw. des angepassten Modells nach Gleichung 4.3, 4.4 und 4.5 zu den Messwerten für die vorgewärmten turbulenten Brenngeschwindigkeiten ist in der Abbildung 4.14 dargestellt. Die Abbildung 4.14 umfasst ebenso wie die Abbildung 4.12 den gesamten Bereich der in der Tabelle 4.2 in den Reihen 12-21 angegeben vorgewärmten Vormischflammen.

Die Erweiterung der Korrelation von Y. Liu und V. L. Zimont mit dem in den Gleichungen 4.3 und 4.4 vorgeschlagenen Korrekturfaktoren für die Erdgas/Luft-Vorwärmung verbessert deren Genauigkeit enorm. Für beide Korrelationen ergeben sich im mageren Stöchiometriebereich keine nennenswerten Abweichungen zwischen den mit diesen erweiterten Korrelationen berechneten und den gemessenen Werten. Nur bei dem weniger mageren Gemisch ($\lambda \approx 1,75$) und sehr hohen Makroturbulenz-Reynoldszahlen ergeben sich, ähnlich wie bei den bereits in der Abbildung 4.11 für nicht vorgewärmte Flammen dargestellten Vergleichen, Abweichungen von ca. 30 %. Unter der besonderen Berücksichtigung der Breite der Turbulenz- und Kinetikparametervariation beschreiben diese erweiterten Korrelationen der turbulenten Brenngeschwindigkeit das Verbrennungsverhalten nun wesentlich genauer.

Übertroffen wird die Vorhersagegenauigkeit dieser Korrelationen nur von dem angepassten Modell gemäß Gleichung 4.5. Die verbleibenden Streuungen sind vermutlich auf Messungenauigkeiten, die bereits bei den nicht vorgewärmten Erdgas/Luft-Vormischflammen diskutiert wurden, zurückzuführen. Selbstverständlich sind die angegebenen erweiterten Korrelationen auch für die Berechnung der turbulenten Brenngeschwindigkeit nicht vorgewärmter Vormischflammen geeignet. Der für die Korrelationen von Y. Liu und V. L. Zimont vorgeschlagene Korrekturfaktor ergibt für die in der Abbildung 4.11 dargestellten, nicht vorgewärmten Vormischflammen eine Abweichung von maximal 2,5% im Fall der Korrelation von Y. Liu und 1,5% für die Korrelation nach V. L. Zimont.

Für das angepasste Modell ergibt sich, wie in der Abbildung 4.15 aufgetragen, auch für die nicht vorgewärmten Vormischflammen eine sehr gute Übereinstimmung. Sämtliche gemessenen turbulenten Brenngeschwindigkeiten der untersuchten nichtvorgewärmten und vorgewärmten Vormischflammen liegen in einer Streubreite von $\pm 20\%$ um die berechne-

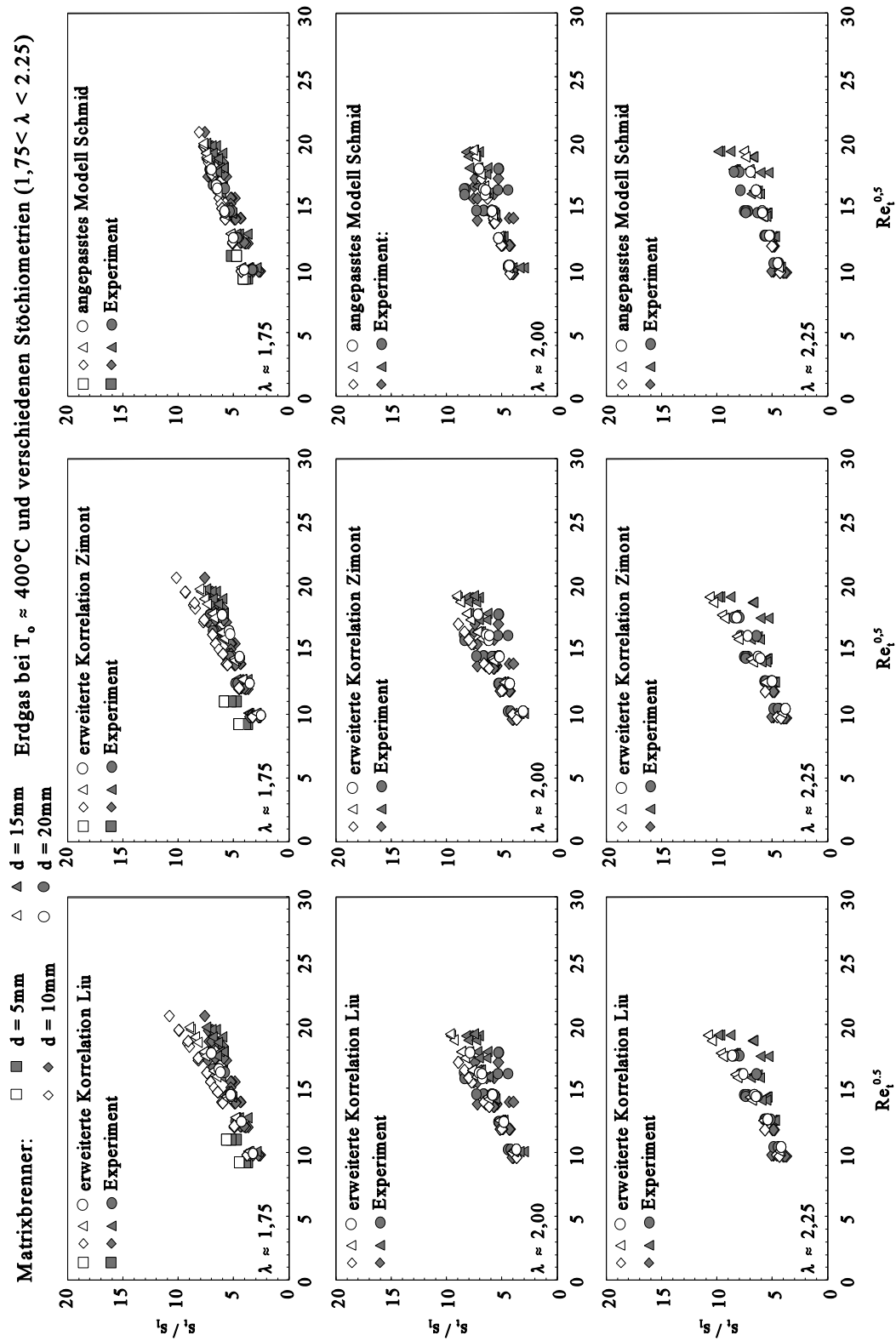


Abb. 4.14: Korrelationen der turbulente Brenngeschwindigkeit unter besonderer Berücksichtigung der Vorwärmung

Erdgas bei $T_o \approx 40^\circ\text{C}$ und
verschiedenen Stöchiometrien

Matrixbrenner:

□ ■ d = 5mm △ ▲ d = 15mm
◇ ◆ d = 10mm ○ ● d = 20mm

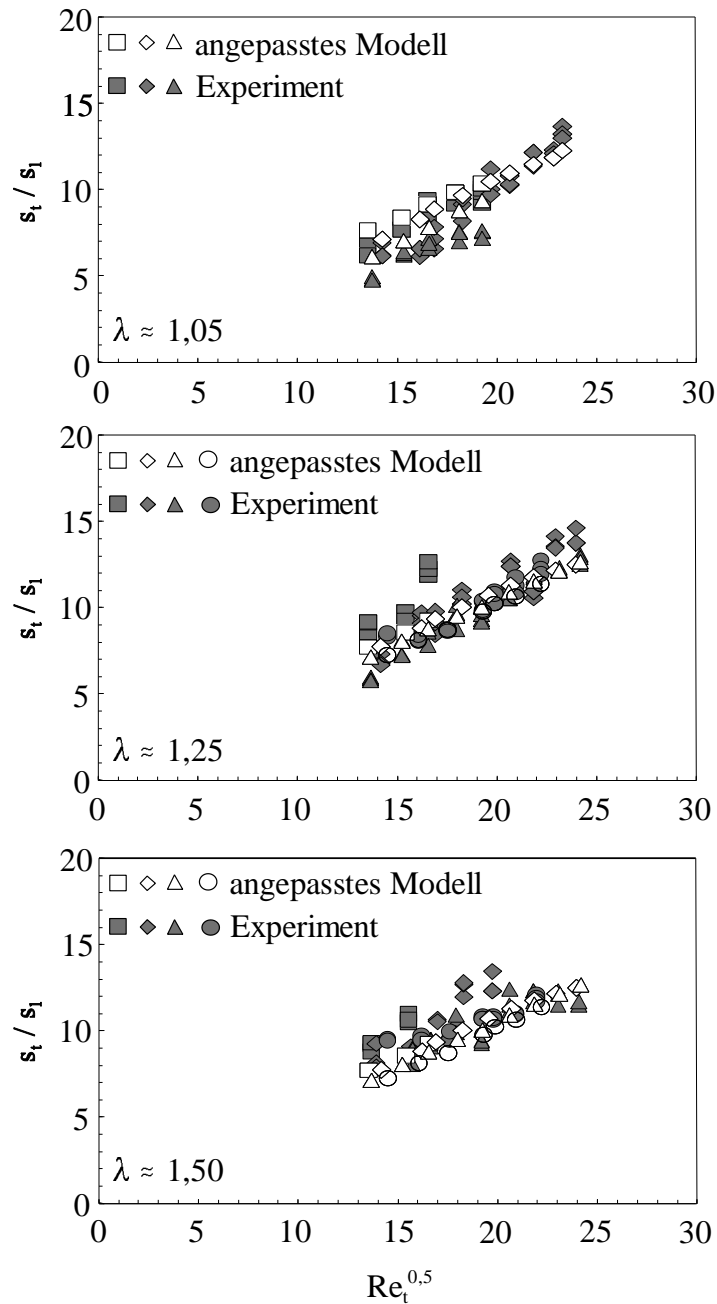


Abb. 4.15: Korrelation der turbulenten Brenngeschwindigkeit nicht vorgewärmter Erdgas/Luft-Vormischflammen mit dem erweiterten Modell

ten Werte. Im Vergleich zu anderen Autoren (H. P. Schmid, D. Bradley und Y. Liu) ist dies ein sehr guter Wert.

Zusammenfassend können zu den Ergebnissen der turbulenten Brenngeschwindigkeit für vorgewärmte und nicht vorgewärmte Erdgas/Luft-Vormischflammen folgende Aussagen getroffen werden:

- Durch die Untersuchung nicht vorgewärmter und vorgewärmter Vormischflammen kann der Einfluss der Abgasexpansion auf die turbulente Brenngeschwindigkeit quantifiziert werden, der insbesondere bei hochturbulenten Verbrennungsvorgängen zu berücksichtigen ist.
- Aufgrund des weiten untersuchten Turbulenz- und Reaktionskinetikparameterbereiches ist eine Vorhersage der turbulenten Brenngeschwindigkeit mit Korrelationen, die auf einem Exponentenansatz der Makroturbulenz-Reynoldszahl sowie des Verhältnisses der Schwankungsgeschwindigkeit zur laminaren Brenngeschwindigkeit (z.B. Y. Liu, V. L. Zimont) beruhen, nicht mit ausreichender Genauigkeit möglich, sofern der Einfluss der Vorwärmtemperatur nicht durch einen geeigneten Korrekturfaktor berücksichtigt wird.
- Das von H. P. Schmid vorgeschlagene Modell beschreibt die im Rahmen dieser Arbeit die mit Hilfe des Matrixbrennersystems bestimmten Werte der turbulenten Brenngeschwindigkeit ca. 30-60% zu niedrig.
- Durch eine Anpassung des Modells von H. P. Schmid mit zwei physikalisch durchaus zulässigen Parametern ist eine sehr gute Korrelation der turbulenten Brenngeschwindigkeit zumindest für die Flammenstrukturbereiche B-D des Borghi Diagramms möglich.

4.2.4 Turbulente Brenngeschwindigkeit der nicht vorgewärmten Erdgas/H₂/Luft-Vormischflammen

Neben der experimentellen Bestimmung der turbulenten Brenngeschwindigkeit von Erdgas/Luft-Vormischflammen wurden im Rahmen dieser Arbeit auch Erdgas/H₂/Luft-Vormischflammen untersucht. Die Reaktivität des Brennstoff-Gemisches wurde hierbei an im molaren Verhältnis H₂:Erdgas 1:1 und 1:3 variiert. Zudem wurden - wie in den Untersuchungen zuvor - zwei Vorwärmtemperaturen bei $T_0 \approx 30^\circ\text{C}$ und $T_0 \approx 400^\circ\text{C}$ eingestellt. Die Messungen wurden an den beiden kleineren Größenausführungen des Matrixbrennersystems durchgeführt, um zu hohe Wasserstoffkosten zu vermeiden.

Einen Vergleich der Messwerte mit den im vorherigen Kapitel erarbeiteten Korrelationen ist für die Erdgas(3)/H₂(1)/Luft-Vormischflammen (molares Verhältnis des Erdgases / H₂ = 3/1) in der Abbildung 4.16 und für die Erdgas(1)/H₂(1)/Luft-Vormischflammen (molares Verhältnis des Erdgases / H₂ = 1/1) in der Abbildung 4.17 für den nicht vorgewärmten Fall dargestellt. Die Stöchiometrie- und Turbulenzbereiche dieser Experimente sind in der Tabelle 4.2 in den Reihen 22-33 zusammengestellt. Das Verhältnis der turbulenten zur laminaren Brenngeschwindigkeit sowohl der Messauswertung als auch der erweiterten Korrelationen von Y. Liu und V. L. Zimont und des Modells nach H. P. Schmid sind hierbei wiederum gegen die Wurzel der Makroturbulenz-Reynoldszahl aufgetragen.

Sowohl die erweiterte Korrelation nach Y. Liu als auch nach V. L. Zimont beschreiben die turbulente Brenngeschwindigkeit der nichtvorgewärmten Vormischflammen gut. Nur bei sehr mageren Luftzahlen sowie ansteigender Reaktivität des Brenngasgemisches unterschätzen beide Korrelationen die turbulente Brenngeschwindigkeit. Die relativ gute Übereinstimmung insbesondere der Korrelation von Y. Liu ist nicht besonders erstaunlich, da diese auch an Erdgas/H₂-Brenngasgemische angepasst wurden.

Etwas ungünstigere, nämlich noch niedrigere Werte, sagt das angepasste Modell von H. P. Schmid für die turbulente Brenngeschwindigkeit vorher. Nur bei den nahestöchiometrischen Brenngasgemischflammen zeigt sich eine gute Übereinstimmung. Bei sehr mageren Luftzahlen und Brenngasgemischen mit hoher Reaktivität ergeben sich bereits Abweichungen von ca 30% zu den experimentell bestimmten Werten. Die bei diesen Bedingungen erzeugten Vormischflammen zeigen einen deutlichen Einfluss der Brennergeometrie und damit des turbulenten Makrolängemaßes, der von dem angepassten Modell nur unzureichend wiedergegeben wird. Prinzipiell zeigen alle drei Berechnungsvorschriften aber noch eine akzeptable Genauigkeit.

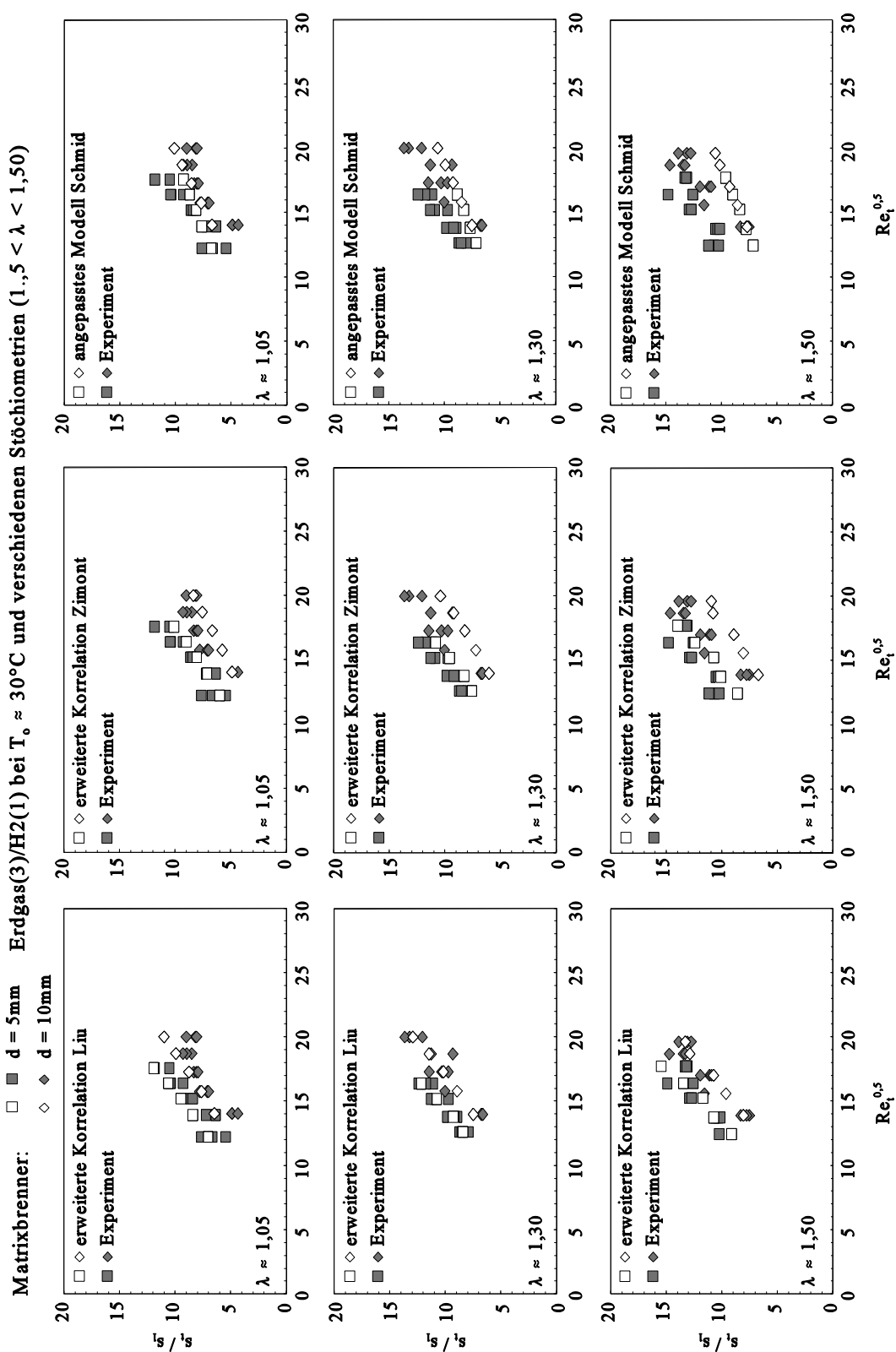


Abb. 4.16: turbulente Brenngeschwindigkeit nicht vorgewärmter Erdgas(3)/H₂(1)/Luft-Vormischflammen

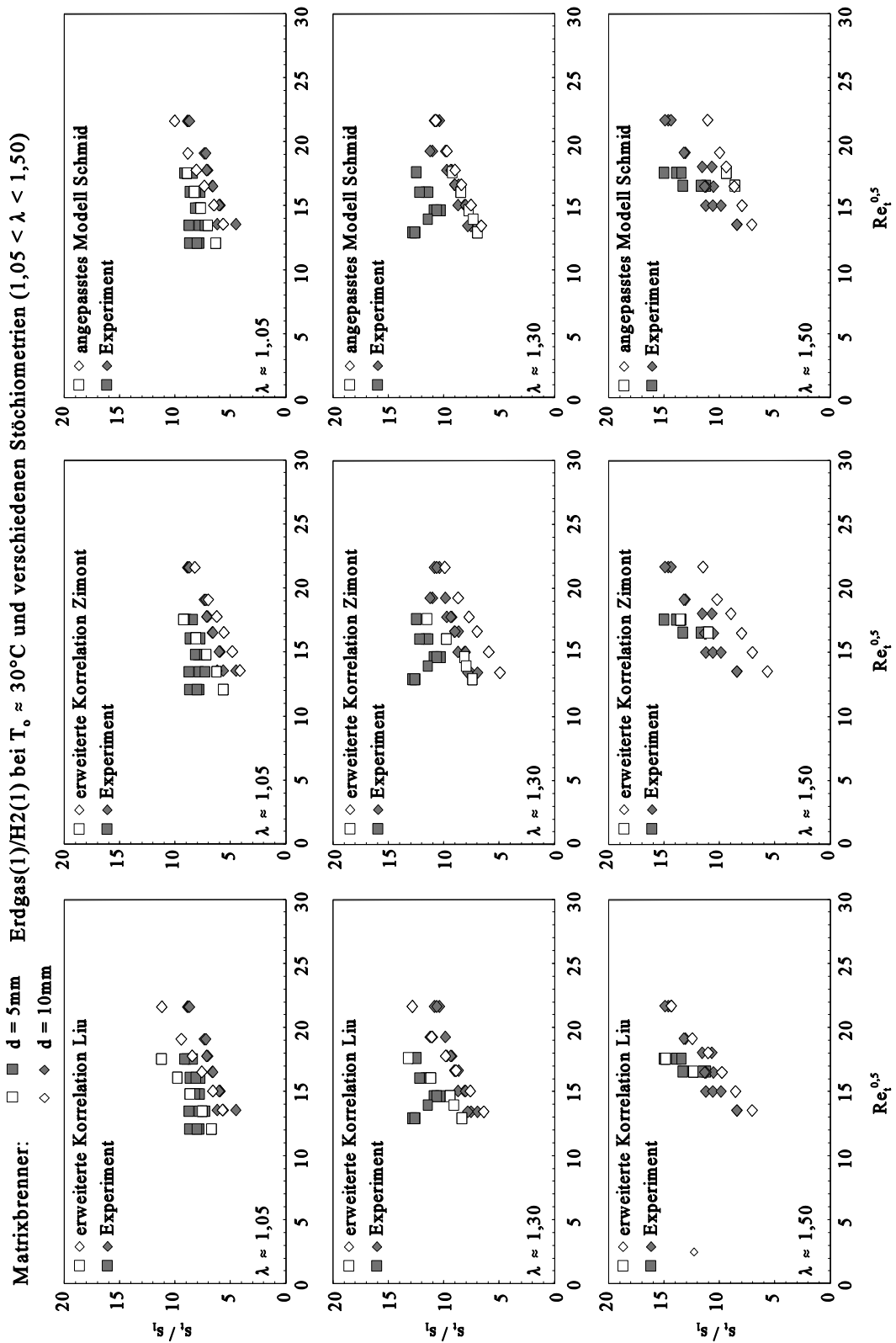


Abb. 4.17: turbulente Brenngeschwindigkeit nicht vorgewärmter Erdgas(1)/H₂(1)/Luft-Vormischflammen

4.2.5 Turbulente Brenngeschwindigkeit der vorgewärmten Erdgas/H₂/Luft-Vormischflammen

Wesentlich gravierendere Abweichungen zeigen die Abbildungen 4.18 und 4.19, in denen wiederum neben den experimentell bestimmten Brenngeschwindigkeiten die berechneten Werte gemäß den erweiterten Korrelationen der drei Autoren aufgetragen sind. Die Abbildungen 4.18 sowie 4.19 zeigen die vorgewärmten Erdgas(3)/H₂(1)/Luft- und Erdgas(1)/H₂(1)/Luft-Vormischflammen. Die eingestellten Parameter sind in der Tabelle 4.2 in den Reihen 34-42 zusammengefasst.

Bei Betrachtung der Ergebnisse der turbulenten Brenngeschwindigkeiten der vorgewärmten Erdgas(3)/H₂(1)/Luft-Vormischflammen, die nur mit dem Matrixbrenner mit einem Elementbohrungsdurchmesser von $d = 10\text{mm}$ untersucht wurden, fällt auf, daß im Gegensatz zu den nicht vorgewärmten Vormischflammen nur noch die erweiterte Korrelation nach Y. Liu die gemessenen Werte gut wiedergibt. Sowohl für die erweiterte Korrelation nach V. L. Zimont als auch für das erweiterte Modell von H. P. Schmid ergeben sich, insbesondere bei sehr mageren Stöchiometrien, Abweichungen von 20-30%.

Noch deutlicher werden die Defizite der Korrelationen für die Berechnung reaktiverer Brenngasgemische, wie es die Erdgas(1)/H₂(1)/Luft-Vormischflammen aufzeigen. Keine der aufgetragenen Berechnungsvorschriften kann hier die hohen gemessenen Werte der turbulenten Brenngeschwindigkeit wiedergeben. Wie die Abbildung 4.19 zeigt, ist der Reaktionsfortschritt für Vormischflammen von der Reaktionskinetik limitiert. Die Proportionalität zwischen der turbulenten Brenngeschwindigkeit und der Makroturbulenz-Reynoldszahl kann selbstverständlich von den erweiterten Korrelationen nicht berücksichtigt werden.

Das angepasste Modell von H. P. Schmid wiederum beschreibt die chemische Limitierung richtig, unterschätzt aber generell die turbulenten Brenngeschwindigkeiten. Bei sehr mageren Verbrennungsbedingungen ergeben sich für mit dem erweiterten Modell berechneten turbulenten Brenngeschwindigkeiten nur 50% der gemessenen Werte. Dieselben Abweichungen sind auch beim Vergleich des originalen analytischen Modells von **H. P. Schmid 1995** mit den Werten von **W. Nastoll 1990**, der mit einem sphärischen Explosionsbehälter die turbulente Brenngeschwindigkeit von nicht vorgewärmten CH₄/H₂/Luft-Gemischen untersuchte, für vergleichbar hohe Turbulenzintensitäten festzustellen.

Wie die Auftragungen zeigen, ist keine der im Vergleich zu Experimenten dargestellten Berechnungsmöglichkeiten der turbulenten Brenngeschwindigkeit geeignet, den gesamten Parameterbereich abzudecken.

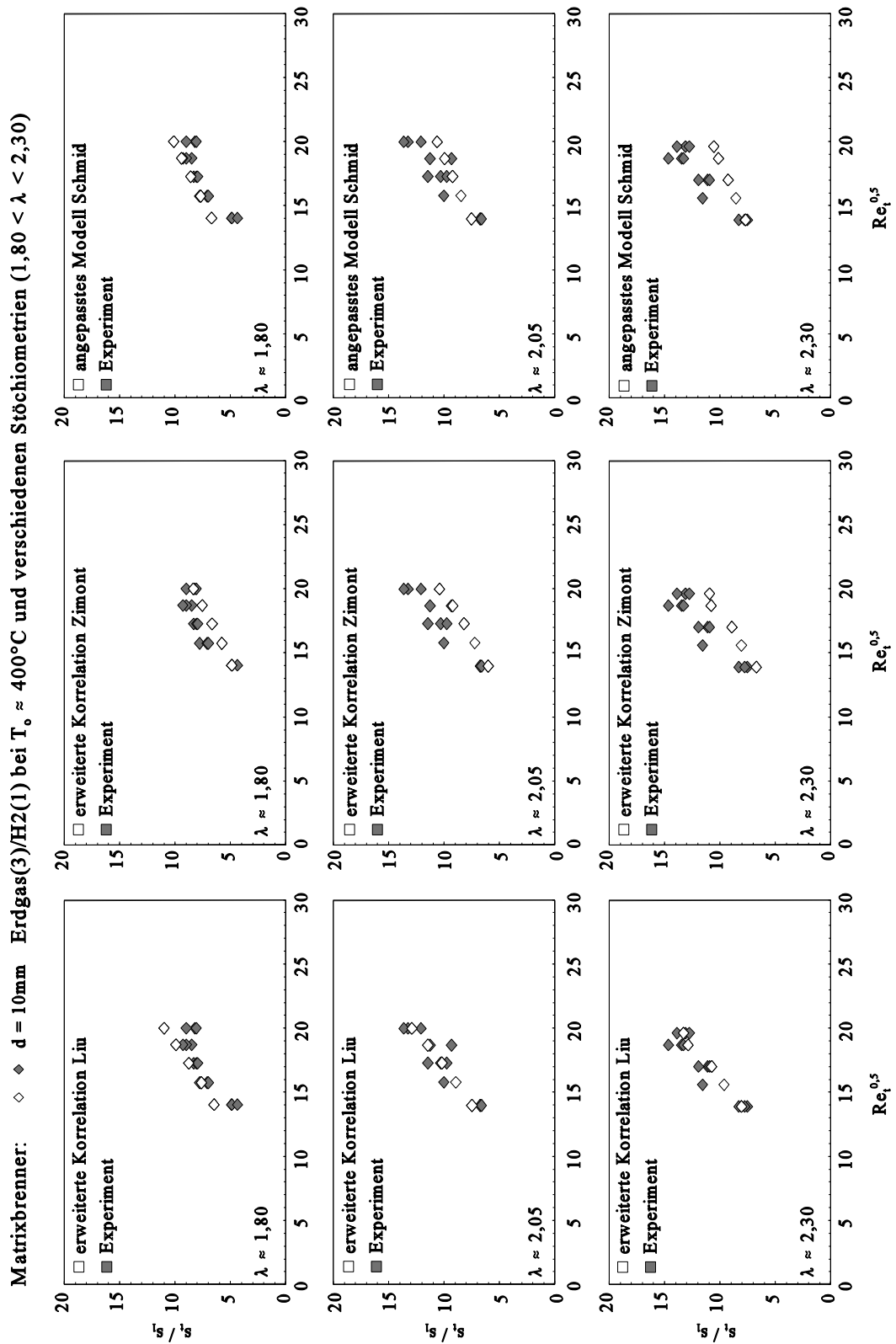


Abb. 4.18: turbulente Brenngeschwindigkeit vorgewärmter Erdgas(3)/H₂(1)/Luft-Vormischflammen

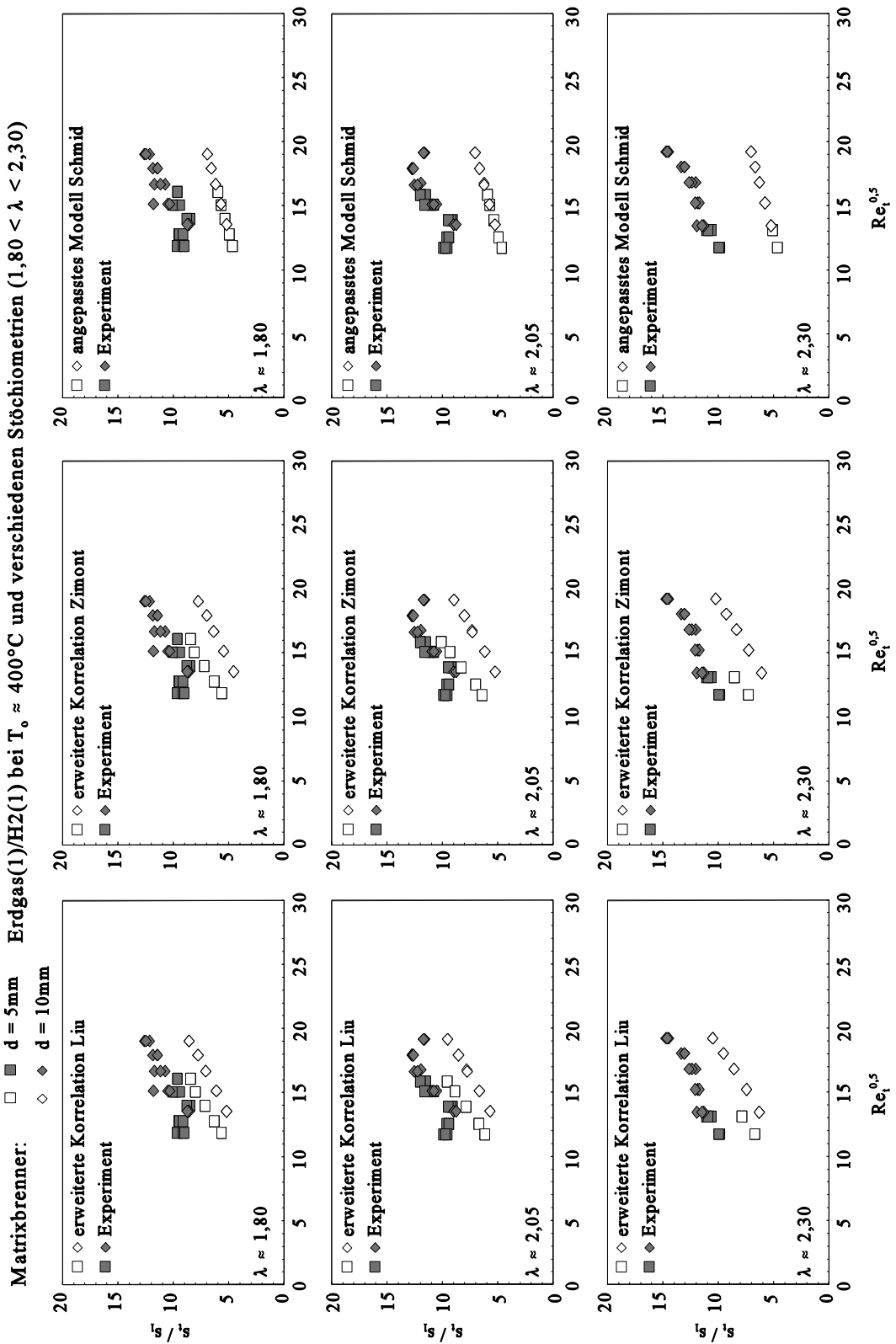


Abb. 4.19: turbulente Brenngeschwindigkeit vorgewärmter Erdgas(1)/H₂(1)/Luft-Vormischflammen

4.2.6 Korrelation der turbulenten Brenngeschwindigkeit aller untersuchten Vormischflammen

Um eine Korrelation der turbulenten Brenngeschwindigkeit aller untersuchten Vormischflammen vorzunehmen, ist zuerst eine Betrachtung des Brennstoffeinflusses für sowohl nicht vorgewärmte als auch vorgewärmte Vormischflammen notwendig. Hierzu eignet sich die Auftragung des Verhältnisses der turbulenten zur laminaren Brenngeschwindigkeit für annähernd gleiche turbulente Damköhlerzahlen in Abhängigkeit von der Wurzel der turbulenten Makroturbulenz-Reynoldszahl. Ein solcher Vergleich ist in der Abbildung 4.20 für eine ausgewählte Anzahl von Vormischflammen aufgetragen. Im in der Abbildung oben dargestellten, nicht vorgewärmten Fall sind turbulente Brenngeschwindigkeiten für Erdgas bei einer Luftzahl von $\lambda \approx 1,5$ für den Matrixbrenner mit einem Elementbohrungsdurchmesser von $d = 10$ mm im Vergleich zu den Erdgas(3)/H₂(1)-Vormischflammen bei $\lambda \approx 1,05$ und Erdgas(1)/H₂(1)-Vormischflammen bei $\lambda \approx 1,30$ aufgetragen. Die Erdgas/H₂-Gemische wurden hierbei an dem Matrixbrenner mit einem Elementbohrungsdurchmesser von $d = 5$ mm untersucht. Für diese Vormischflammen ist kein deutlicher Einfluss der Brenngaszusammensetzung festzustellen. Dies begründet die gute quantitative Übereinstimmung der experimentellen Werte mit den erweiterten Korrelationen sowie die akzeptable Übereinstimmung mit dem angepassten Modell.

Im Fall der Auftragung der Brenngas/Luft-Vorwärmung auf $T_0 = 400^\circ\text{C}$, die ausschließlich Werte der turbulenten Brenngeschwindigkeit für das Turbulenzfeld des Matrixbrenners mit einem Elementbohrungsdurchmesser von $d = 10$ mm enthält, zeigt sich ein deutlicher Brennstoffeinfluss. Die turbulenten Brenngeschwindigkeiten für Erdgas bei einer Luftzahl von $\lambda \approx 2,00$ liegen signifikant unter den Werten des Erdgas(3)/H₂(1)-Gemisches bei einer Luftzahl von $\lambda \approx 2,05$ und des Erdgas(1)/H₂(1)-Gemisches bei einer Luftzahl von $\lambda \approx 2,3$. Die äquimolare Mischung von H₂ und Erdgas führt hier annähernd zu einer Verdopplung der turbulenten Brenngeschwindigkeit. Speziell die hochturbulenten, vorgewärmten Vormischflammen scheinen also einem deutlichen Brennstoffeinfluss zu unterliegen, da die Verhältnisse der turbulenten und laminaren Brenngeschwindigkeiten dieser hochturbulenten Vormischflammen in wesentlich geringerem Maß von der Stöchiometrie abhängig sind. Ein relevanter Effekt hierbei kann der Flammenstretch, dessen Mechanismen bereits im Kapitel 2 beschrieben wurden, sein. Berücksichtigt man weiterhin, daß die Dicke der laminaren Flammenfront $\delta_1 \sim 1/\epsilon$ mit abnehmendem Expansionsverhältnis zunimmt, erscheint ein deutlicherer Einfluss der Brennstoffzusammensetzung bei höheren Vorwärmtemperaturen durchaus möglich.

Einen Ansatz, der diesen Effekt berücksichtigt, hat D. Bradley mit der Gleichung 2.83 aufgezeigt. Diese Gleichung beinhaltet die Makroturbulenz-Reynoldszahl, welche die Wellung bzw. Faltung der turbulenten Flammenfront charakterisiert, und die Lewiszahl.

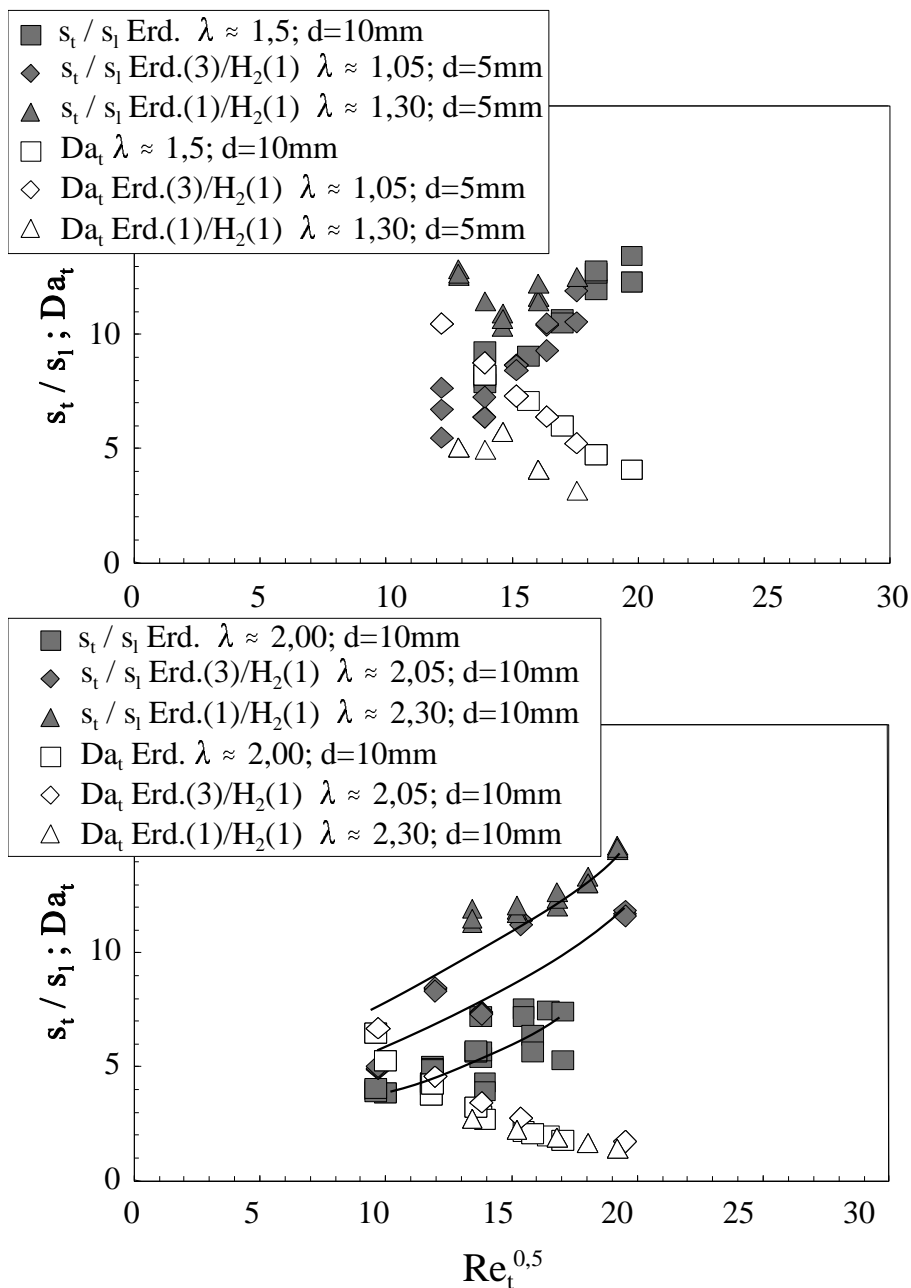


Abb. 4.20: Vergleich der turbulenten Brenngeschwindigkeit für nicht vorgewärmte und vorgewärmte Vormischflammen bei gleicher Makroturbulenz-Reynolds- und Damköhlerzahl, jedoch unterschiedlichen Brennstoffzusammensetzungen

Der Brennstoffeinfluss wird durch $Le^{-0,3}$ beschrieben. Die Flammenstreckung kann auch durch die Damköhlerzahl Da_f nach Gleichung 2.93 wiedergegeben werden.

Eine Schwierigkeit stellt die Bereitstellung eines geeigneten Brennstofffaktors zur Beschreibung des Brennstoffeinflusses dar. Lewiszahlen lassen sich für die vorgegebenen Brennstoffgemische nicht ohne Weiteres definieren. Für die wahrscheinlich besser geeigneten Marksteinzahlen (vgl. Kapitel 2) stehen für vorgewärmte Vormischflammen keine experimentellen Werte zur Verfügung, da diese an Versuchssystemen mit instationärer Flammenausbreitung bestimmt werden, die für hohe Brenngas/Luft-Vorwärmungen nicht geeignet sind. Auch die bisherigen Berechnungsmöglichkeiten der Marksteinzahlen, wie z. B. durch Gleichung 2.79, sind nicht mit ausreichender Genauigkeit durch Experimente validiert. Es ergeben sich bei der Validierung teilweise Diskrepanzen von einer Größenordnung.

Um den Einfluß des Brennstoffes auf die turbulente Brenngeschwindigkeit in erster Näherung wiedergeben zu können, wurde daher ein der Lewiszahl ähnlicher heuristischer Brennstofffaktor Le^*

$$Le^* = \frac{1}{x_{CH_4}/Le_{CH_4} + x_{H_2}/Le_{H_2}} \quad (4.6)$$

mit den molaren Brennstoffanteilen von CH_4 und H_2 sowie den korrespondierenden Lewiszahlen der Reinbrennstoffe für eine gegebene Stöchiometrie definiert.

Tabelle 4.4: Abschätzung der Lewiszahlen für Erdgas/ H_2 -Gemische

λ	T_0	Le_{CH_4}	$Le^*_{CH_4(3)H_2(1)}$	$Le^*_{CH_4(1)H_2(1)}$	Le_{H_2}
1,05	30 °C	0,96	0,72	0,58	0,42
1,30	30 °C	0,96	0,72	0,57	0,41
1,50	30 °C	0,97	0,71	0,56	0,40
1,85	400 °C	0,95	0,69	0,54	0,38
2,05	400 °C	0,95	0,69	0,54	0,37
2,30	400 °C	0,95	0,68	0,53	0,37

Die mit diesem Ansatz errechneten Brennstofffaktoren Le^* können der Tabelle 4.4 entnommen werden. Sämtliche für die Berechnung der Lewiszahlen des Rein-

brenngases benötigten Stoffgrößen wurden wiederum gemäß den im Kapitel 1 dargestellten Gleichungen berechnet.

Die Korrelationen von Y. Liu und V. L. Zimont können somit in Abhängigkeit von der turbulenten Damköhlerzahl Da_f , der Prandtlzahl Pr und der Lewiszahl Le^* dargestellt

werden. Es ergibt sich für die Korrelation von Y. Liu:

$$\frac{s_t}{s_l} = 1 + \left(\frac{u'}{s_l} \right)^{1.28} \cdot \left(\frac{1}{Da_t} \cdot Pr \cdot \right)^{-0.44} \cdot Le^{*-0.3} \quad (4.7)$$

und V. L. Zimont:

$$\frac{s_t}{s_l} = \left(\frac{u'}{s_l} \right) \cdot \left(\frac{1}{Da_t} \cdot Pr \cdot \right)^{-0.25} \cdot Le^{*-0.3} . \quad (4.8)$$

Besonders zu beachten ist hierbei, daß der in Gleichung 4.3 und 4.4 enthaltene Korrekturfaktor für die Brenngas/Luft-Vorwärmung entfällt. Für die Prandtlzahlen ergeben sich, unabhängig von der Brennstoffzusammensetzung, für den nicht vorgewärmten Fall $Pr \approx 0,7$ und im Fall der Vorwärmung $Pr \approx 0,65$. Die benötigten Stoffgrößen der Brenngasgemische wurden hierbei gemäß den Gleichungen in Kapitel 1 mit einer von A. Hoffmann am Engler-Bunte-Institut programmierten CHEMKIN-Programmerweiterung berechnet.

Der Vergleich der nach der turbulenten Damköhlerzahl umgeformten Korrelationen von V. L. Zimont und Y. Liu zeigt in dieser Form einen zum Modell von H. P. Schmid ähnlichen Aufbau. Aus diesem Grund sollte auch das Modell von H. P. Schmid mit einem entsprechenden Anpassungsparameter für den Brennstoffeinfluss:

$$\frac{s_t}{s_l} = 1 + a \cdot \frac{u'}{s_l} \cdot \left(1 + \frac{Le^{*c}}{(b \cdot Da_t)^2} \right)^{-0.25} \quad (4.9)$$

erweitert werden, da insbesondere dieses Modell deutlich niedrigere Werte der turbulenten Brenngeschwindigkeit der Erdgas/H₂-Vormischflammen ergibt. Durch die Einführung der Lewiszahl verliert das Modell aber die Gültigkeit für kinetisch limitierte Vormischflammen (Bereich E des Borghi-Diagramms), da für sehr kleine turbulente Damköhlerzahlen die Abhängigkeit der turbulenten Brenngeschwindigkeit zusätzlich von der Lewiszahl ausgeschlossen werden kann. Da die Messungen trotz der Breite der Parametervariationen nur die Bereiche C und D des Borghidiagramms abdecken (vgl. Tabelle Anhang), konnte eine mögliche Dämpfung des Brennstoffeinflusses im Bereich E nicht untersucht werden.

Da diese Brennstofffaktoren gemäß den Gleichungen 4.7 und 4.8 mit $Le^{-0.3}$ nur gering in die Berechnung der turbulenten Brenngeschwindigkeit eingehen, erscheint eine solche Abschätzung als ausreichend. Zudem geben die errechneten Größen die auf den Brennstoffeinfluss zurückzuführenden Abweichungen, wie in der Abbildung 4.20 dargestellt, tendenziell richtig wieder.

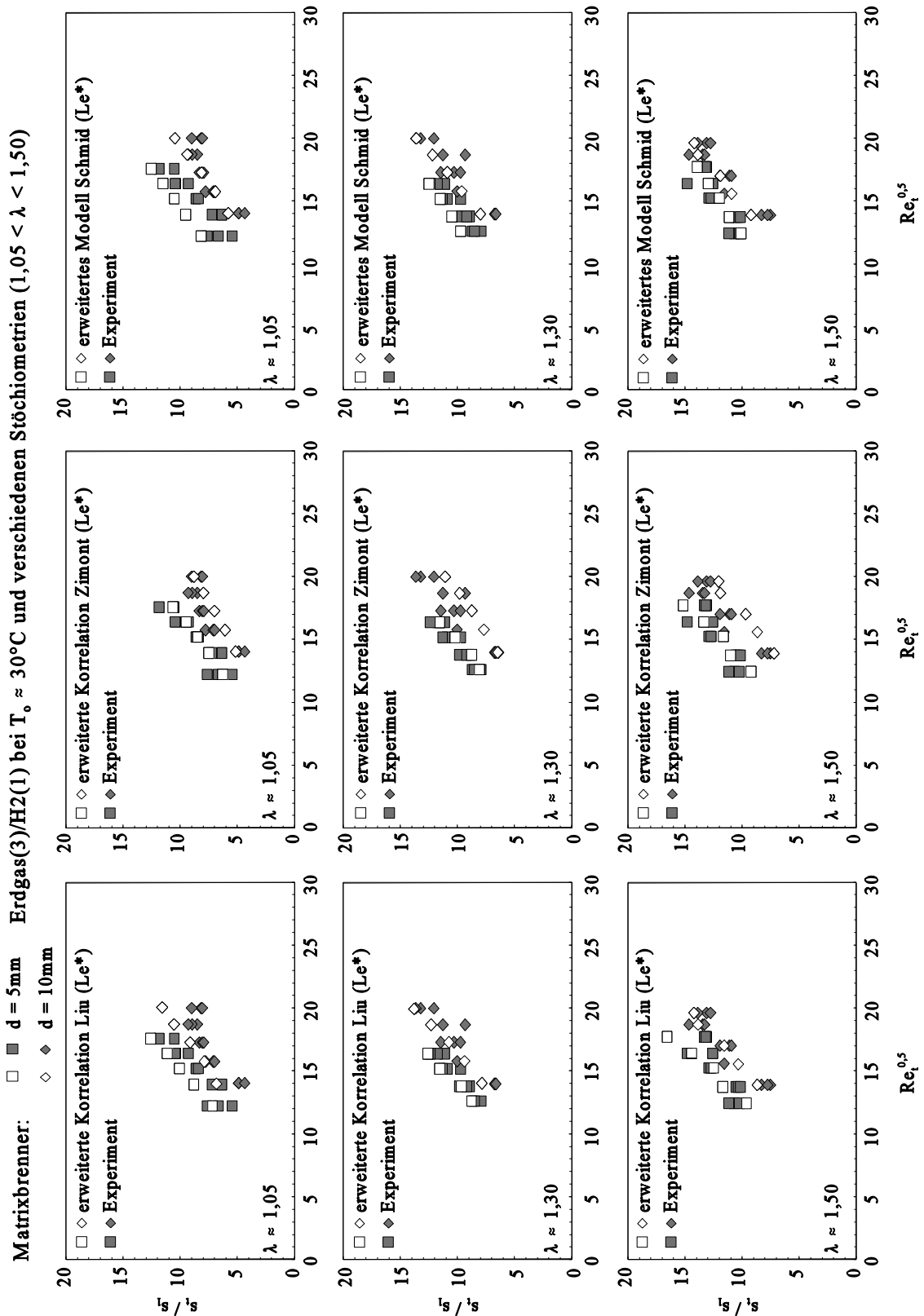


Abb. 4.21: Korrelation der turbulenten Brenngeschwindigkeit nicht vorgewärmter Erdgas(3)/H₂(1)/Luft-Vormischflammen unter besonderer Berücksichtigung des Brennstoffeinflusses

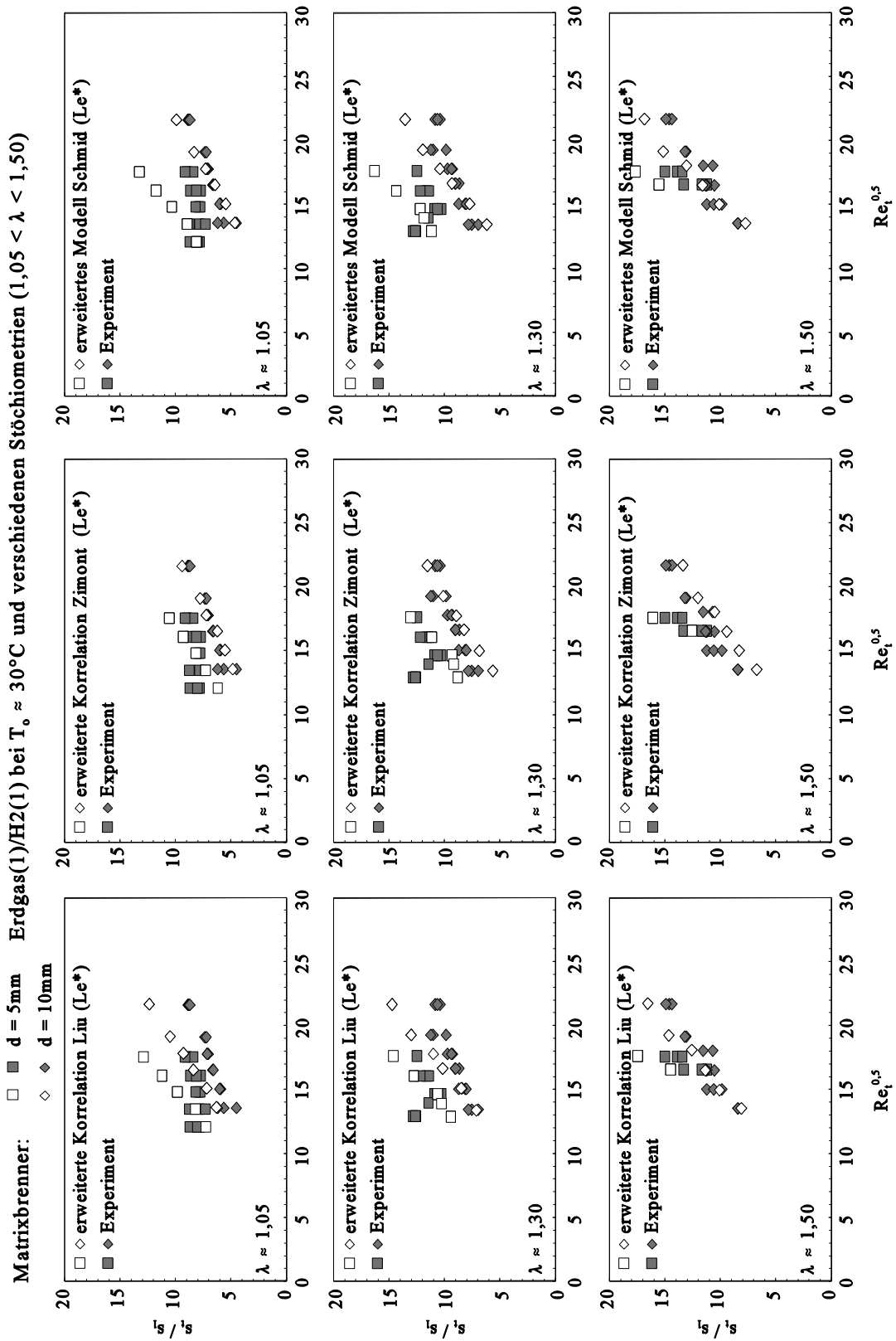


Abb. 4.22: Korrelation der turbulenten Brenngeschwindigkeit nicht vorgewärmter Erdgas(1)/H₂(1)/Luft-Vormischflammen unter besonderer Berücksichtigung des Brennstoffeinflusses

Matrixbrenner: \diamond $d = 10\text{mm}$ Erdgas(3)/H₂(1) bei $T_0 \approx 400^\circ\text{C}$ und verschiedenen Stöchiometrien ($1,80 < \lambda < 2,30$)

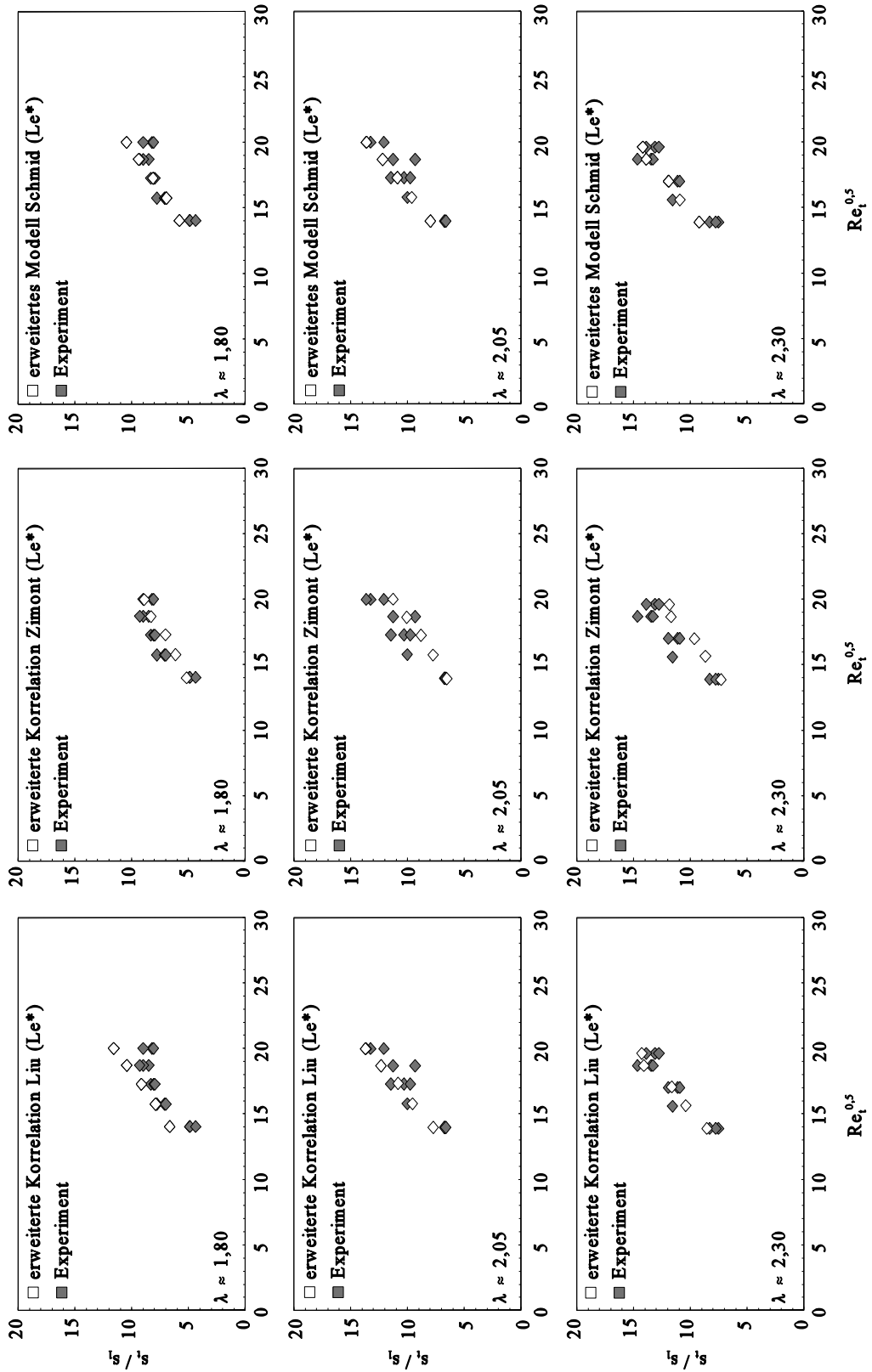


Abb. 4.23: Korrelation der turbulente Brenngeschwindigkeit vorgewärmter Erdgas(3)/H₂(1)/Luft-Vormischflammen unter besonderer Berücksichtigung des Brennstoffeinflusses

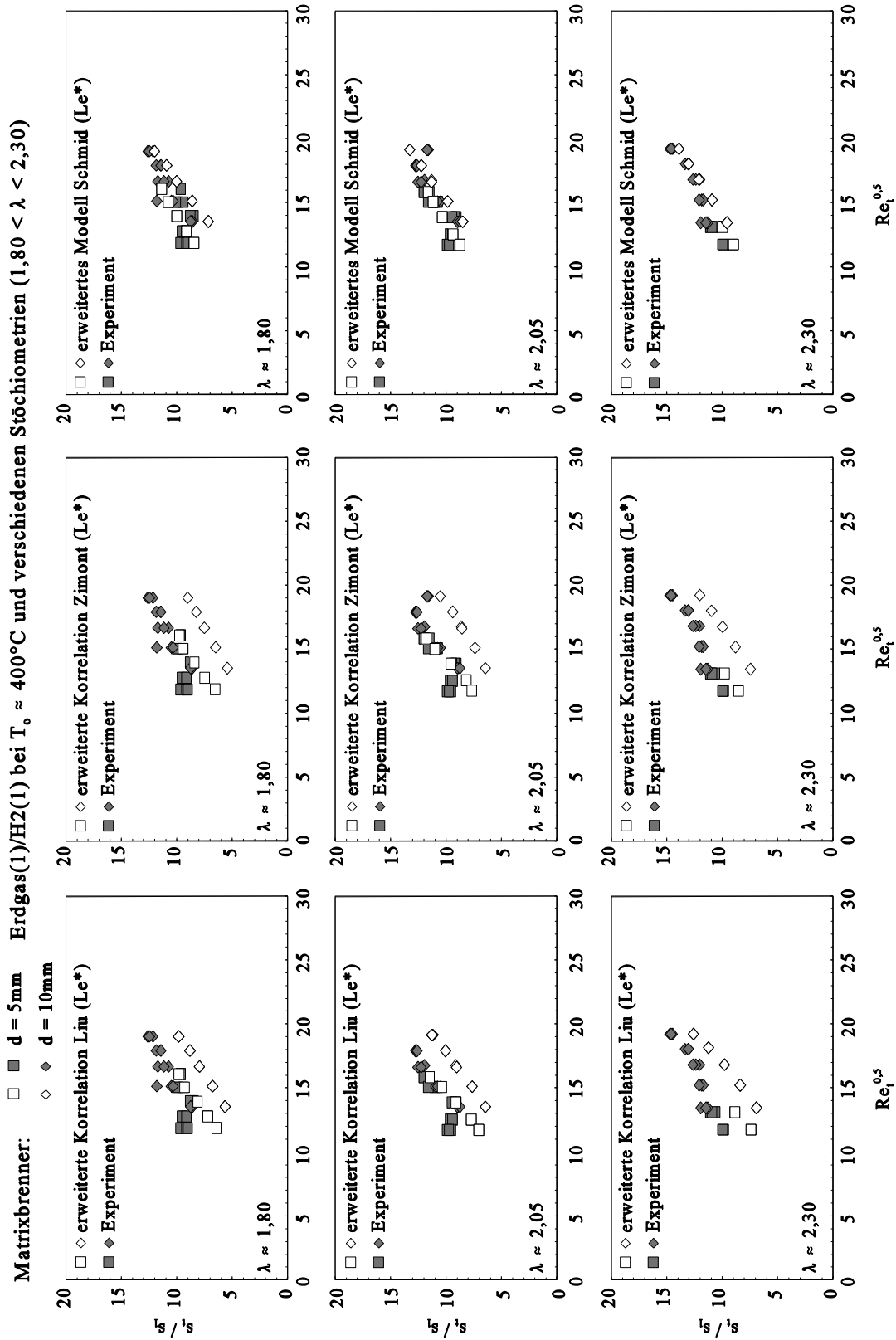


Abb. 4.24: Korrelation der turbulenten Brenngeschwindigkeit vorgewärmter Erdgas(1)/H₂(1)/Luft-Vormischflammen unter besonderer Berücksichtigung des Brennstoffeinflusses

Die Berücksichtigung des Brennstoffeinflusses auf die turbulente Brenngeschwindigkeit führt für die in den Gleichungen 4.7, 4.8 und 4.9 angegebenen Berechnungsvorschriften weitestgehend zu einer deutlichen Verbesserung der Genauigkeit. Die Resultate sind in der Abbildung 4.21 und 4.22 für die nicht vorgewärmten und in der Abbildung 4.23 und 4.24 für die vorgewärmten Vormischflammen dargestellt.

Der Vergleich der mit dem Brennstofffaktor Le^* erweiterten Korrelation zeigt nun für sämtliche aufgetragenen Messwerte der turbulenten Brenngeschwindigkeit, insbesondere im niedrigen Makroturbulenz-Reynoldszahlbereich eine gute Übereinstimmung. Wie bereits zuvor anhand der in Verbindung mit Abbildung 4.11 diskutierten Erdgasvormischflammen zeigen sich nun jedoch Abweichungen bei höherer Turbulenzintensität und nicht vorgewärmten Vormischflammen. Es zeigt sich also, daß die mit dem Brennstofffaktor Le^* erweiterte Korrelation für nicht vorgewärmte Vormischflammen nur bis zu einer Makroturbulenz-Reynoldszahl von höchstens $\sqrt{Re_t} \approx 15$ eine ausreichende Genauigkeit aufweist. Für vorgewärmte Vormischflammen ist diese Korrelation für alle Brennstoffgemische mindestens bis zu einer Makroturbulenz-Reynoldszahl von $\sqrt{Re_t} \approx 20$ einsetzbar. Die relativ gute Übereinstimmung sowohl der mit dem Brennstofffaktor modifizierten als auch originalen Korrelation für die Erdgas/ H_2 /Luft - Vormischflammen bestätigt nochmals die Arbeit von Y. Liu. Ziel seiner Arbeit war nämlich, ausgehend von der Korrelation nach Zimont, eine genauere Beschreibung der turbulenten Brenngeschwindigkeit von Erdgas/ H_2 zu entwickeln.

Dies verdeutlicht auch die Vorhersagegenauigkeit der mit dem Brennstofffaktor Le^* erweiterten Korrelation, insbesondere für Erdgas/ H_2 -Brenngasgemische, die der Korrelation von V. L. Zimont deutlich überlegen ist. Während die Übereinstimmung der Korrelation nach V. L. Zimont für die nicht vorgewärmten Vormischflammen noch sehr gut ist, reicht der Brennstofffaktor Le^* mit einem Exponenten von -0,3 nicht aus, um auch die vorgewärmten turbulenten Brenngeschwindigkeiten der Erdgas/ H_2 /Luft - Vormischflammen mit ausreichender Genauigkeit zu beschreiben. Bei maximaler Reaktivität des Brennstoffgemisches und hohen Vorwärmtemperaturen werden höchstens die Ergebnisse des klein skalierten Matrixbrenners ausreichend wiedergegeben. Beide Korrelationen sind in diesem Fall wiederum nicht in der Lage die chemische Limitierung der turbulenten Brenngeschwindigkeit wiederzugeben.

Nur das rechts eingetragene, mit dem Brennstofffaktor Le^* erweiterte Modell gibt die experimentell bestimmten Werte gut wieder. Als Anpassungsfaktoren sind hierbei $a = 2.86$, $b = 0.045$ und $c = 5.08$ in die Gleichung 4.9 einzusetzen. Das Modell ist in der Lage, sowohl die relativ geringe kinetische Limitierung der nicht vorgewärmten Vormischflammen, als auch die stärkere Limitierung für den vorgewärmten Fall richtig darzustellen.

**Erdgas bei $T_0 \approx 30^\circ\text{C}$ und
verschiedenen Stöchiometrien**

Matrixbrenner:

□ ■ $d = 5\text{mm}$ △ ▲ $d = 15\text{mm}$
◇ ◆ $d = 10\text{mm}$ ○ ● $d = 20\text{mm}$

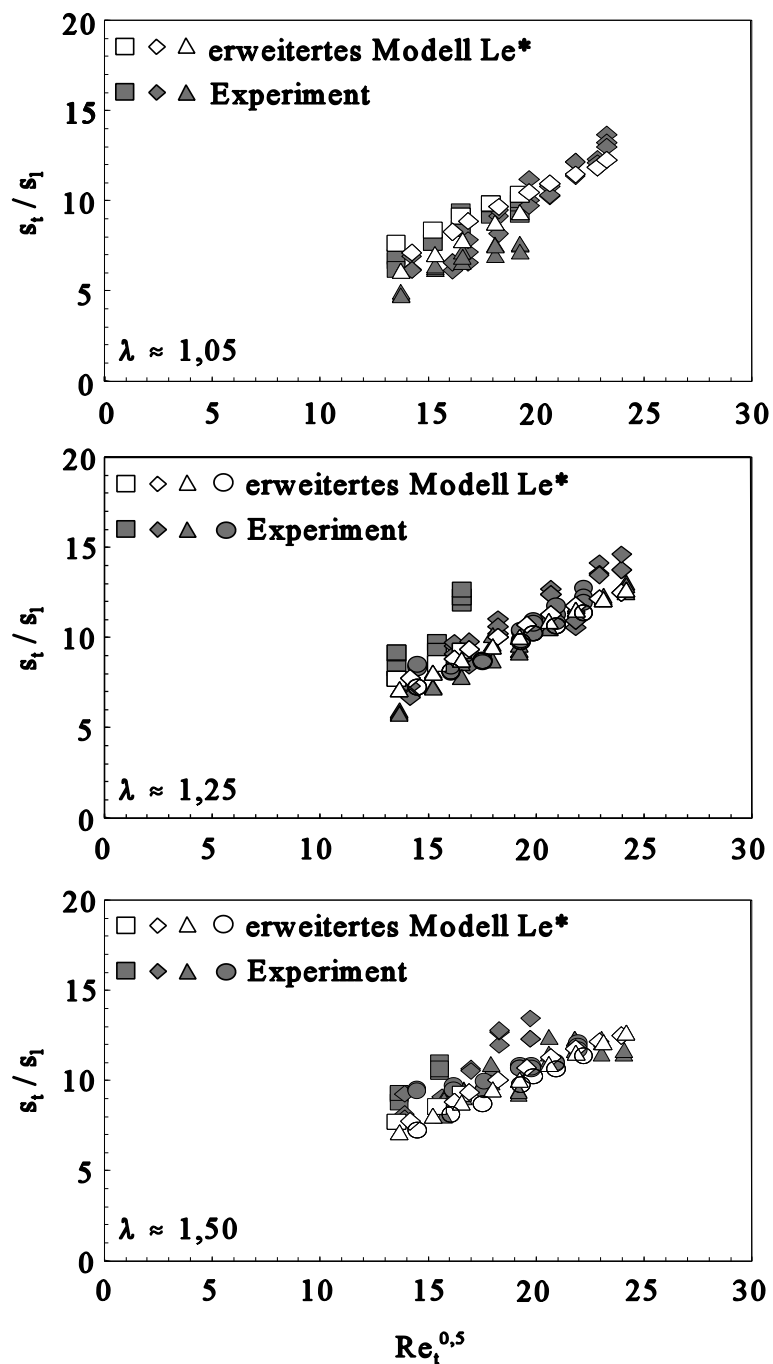


Abb. 4.25: Korrelation der turbulenten Brenngeschwindigkeit nicht vorgewärmter Erdgas/Luft-Vormischflammen mit dem erweiterten Modell und Le^*

**Erdgas bei $T_0 \approx 400^\circ\text{C}$ und
verschiedenen Stöchiometrien**

Matrixbrenner:

- | | | | | | |
|---|---|-----------------|---|---|-----------------|
| □ | ■ | d = 5mm | △ | ▲ | d = 15mm |
| ◇ | ◆ | d = 10mm | ○ | ● | d = 20mm |

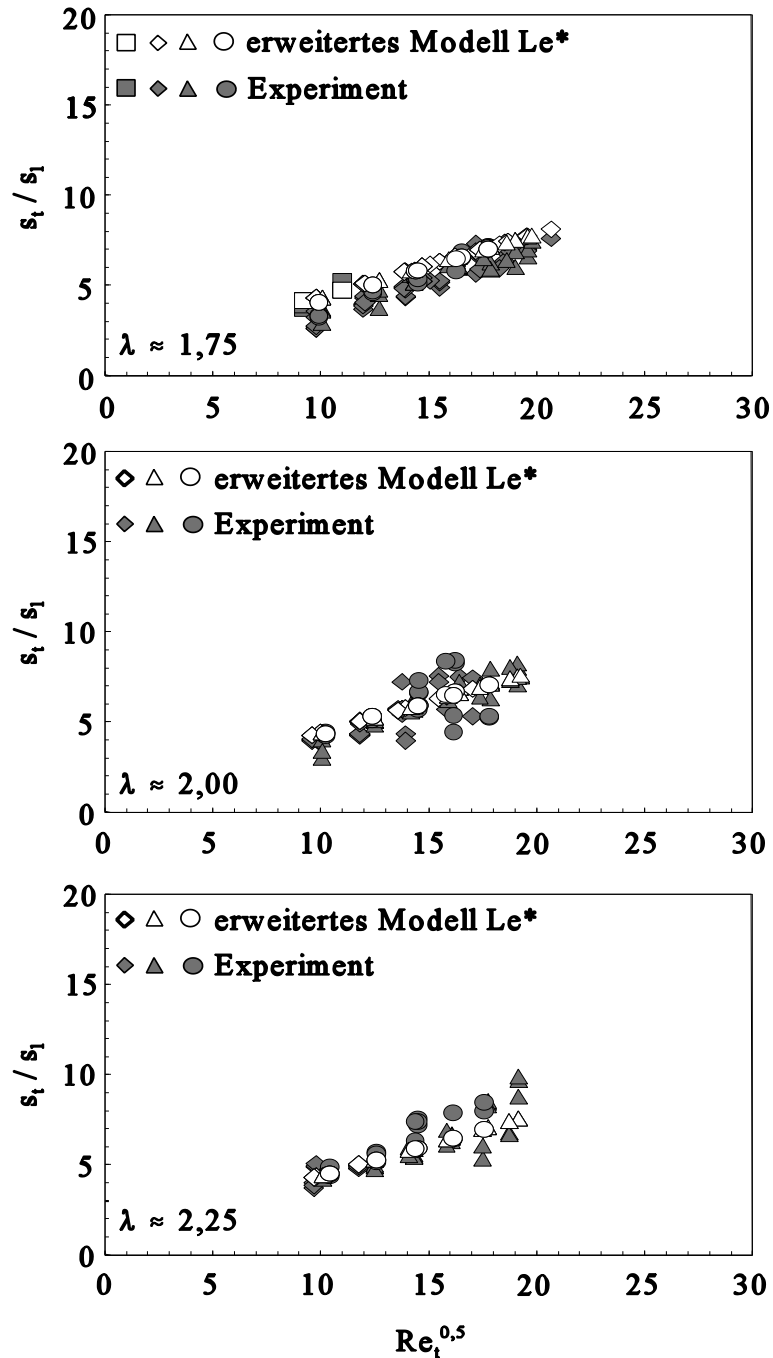


Abb. 4.26: Korrelation der turbulenten Brenngeschwindigkeit vorgewärmter Erdgas/Luft-Vormischflammen mit dem erweiterten Modell und Le^*

Durch den im Vergleich zu den Korrelationen deutlich höher angesetzten Brennstofffaktor Le^* mit einem Exponenten von maximal $c = 5.08 \cdot 0.25 = 1,27$ ergibt sich für alle untersuchten Brenngasluftgemische sowie Vorwärmtemperaturen eine sehr gute quantitative Übereinstimmung der mit dem Modell berechneten und experimentell bestimmten turbulenten Brenngeschwindigkeiten.

Allerdings deckt auch das mit dem Brennstofffaktor Le^* erweiterte Modell neben den Erdgas/Wasserstoff/Luft - Vormischflammen auch die an den nichtvorgewärmten Erdgas/Luft- sowie vorgewärmten Erdgas/Luft-Vormischflammen bestimmten turbulenten Brenngeschwindigkeiten mit einer guten Genauigkeit ab. Die entsprechenden Vergleiche sind in den Abbildungen 4.25 für die nicht vorgewärmten und in der Abbildung 4.26 für die vorgewärmten Erdgas/Luft-Vormischflammen aufgetragen.

Zusammenfassend zeigen die Ergebnisse der turbulenten Brenngeschwindigkeit und deren Diskussion:

- Die turbulente Brenngeschwindigkeit nicht vorgewärmter Erdgas/Luft-Vormischflammen kann mit Korrelationen, die der Gleichung 2.56 entsprechen, sowie mit dem Modell nach H. P. Schmid, sofern dieses mit geeigneten Anpassungsparametern erweitert wird, mit akzeptabler Genauigkeit bestimmt werden.
- Vorgewärmte Erdgas/Luft-Vormischflammen können mit den Korrelationen nach V. L. Zimont und Y. Liu bei besonderer Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit der kinetischen Konstante C_c vorhergesagt werden.
- Die Vorhersage der turbulenten Brenngeschwindigkeit von Erdgas/H₂/Luft-Vormischflammen ist, insbesondere bei erhöhten Vorwärmtemperaturen, mit der Einführung eines den Brennstoffeinfluss beschreibenden Faktors Le^* sowohl für die Korrelationen als auch das Modell möglich.
- Generell ist ein Modell, das dem Ansatz von H. P. Schmid entspricht, den Korrelationen gemäß Gleichung 2.56 überlegen, da es die turbulente Brenngeschwindigkeit für sämtliche technisch relevanten Flammenstrukturbereiche des Borghidiagramms genauer beschreiben kann.

5. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die turbulente Brenngeschwindigkeit vorgemischter, hochturbulenter Freistrahlfammen in einem weiten, für technische Bedingungen relevanten Parameterbereich experimentell untersucht. Um den derzeitigen Anforderungen moderner Verbrennungssysteme für Gasturbinenantriebe gerecht zu werden, wurden die Experimente bei Variation der Stöchiometrie, der Vorwärmtemperatur und der Brennstoffzusammensetzung durchgeführt. Zudem ermöglichte das verwendete Modellbrennersystem die Variation der für die turbulente Verbrennung maßgeblichen Turbulenzparameter.

Die hochturbulenten Vormischflammen wurden an einem ursprünglich von Prof. Dr.-Ing. W. Leuckel zur Erzeugung hochturbulenter Versuchsflammen konzipierten Modellbrennersystem, das aus vier geometrisch nahezu exakt skalierten Matrixbrennern besteht, erzeugt. In die Matrixbrenner ist ein Turbulenzerzeuger mit 32 Bohrungskanälen, die mit Drallwendeln bestückt sind, integriert. Da die Drallwendeln jeweils benachbarter Bohrungskanäle gegensinnigen Drall aufweisen, ergibt sich ein integral drallfreies, messtechnisch relativ einfach erfassbares Strömungsfeld. Durch eine Wasserstoff-Stabilisierungsvorrichtung, die beim Betrieb der Vormischflammen am Brennerrand kleine Halteflammen erzeugte, konnte der Stabilitätsbereich der Vormischflammen - insbesondere bei erhöhten Vorwärmtemperaturen - deutlich erweitert werden.

Vor den eigentlichen Messungen zur turbulenten Brenngeschwindigkeit wurden die relevanten Kenngrößen des turbulenten Strömungsfeldes, d. h. die Turbulenzintensität sowie die turbulenten Längensmaße, bestimmt. Die experimentelle Erfassung der Turbulenzparameter wurde an nicht vorgewärmten sowie vorgewärmten Freistrahlen und Vormischflammen mit Hilfe der Laser Doppler Anemometrie und für nicht vorgewärmte Freistrahlen mit der Hitzdrahtanemometrie durchgeführt. Die Ergebnisse zeigten, daß das Matrixbrennersystem bei ausreichend hohen System-Reynoldszahlen im Kernbereich der Strömung, der für die anschließende Messung der turbulenten Brenngeschwindigkeit von Bedeutung war, von dieser Reynoldszahl unabhängige Turbulenzgrade und Makroturbulenz-Längensmaße aufweist. Die Makroturbulenz-Längensmaße skalieren mit der Brennergeometrie. Die mit der Hitzdrahtanemometrie bestimmte Struktur der Makrowirbel zeigt ein nahezu isotropes Verhalten.

Zur Bestimmung der turbulenten Brenngeschwindigkeit wurde das Eigenleuchten der Vormischflamme vermessen und die Kontur der Vormischflamme mit einer im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Auswertesoftware analysiert. Wird im für die Auswertung relevanten Bereich der Vormischflammen die querschnitts-maximale Leuchtintensität bestimmt, ergibt sich für sämtliche Vormischflammen eine gerade Flammenflanke. Dies ermöglicht die einfache Bestimmung der turbulenten Brenngeschwindigkeit mit dem

Kegelhalbwinkel. Das Auswerteverfahren wurde durch mehrere Feldmessungen, bei denen das Verhältnis der turbulenten Brenngeschwindigkeit zur Anströmgeschwindigkeit deutlich variiert wurde, validiert. Die Messungen der stabilen Spezies sowie Temperaturen zeigten, daß das Konturverfahren die zeitlich mittlere Reaktionszone der turbulenten Vormischflammen wiedergibt.

Im Rahmen der experimentellen Untersuchungen wurde die turbulente Brenngeschwindigkeit an nicht vorgewärmten ($T_0 \approx 30^\circ\text{C}$) und vorgewärmten ($T_0 \approx 400^\circ\text{C}$) Freistrahlfammen bestimmt. Bei der Variation der Vorwärmtemperatur sowie der Brennerskalierung wurden Makroturbulenz-Reynoldszahlen in derselben Größenordnung eingestellt. Daraus ergab sich sowohl für die mittlere Anströmungsgeschwindigkeit $5\text{m/s} \leq \bar{u} \leq 144\text{m/s}$ als auch die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit $0,44 \leq u' \leq 8,80\text{ m/s}$ eine beträchtliche Variationsbreite. Zudem ermöglichte die Erhöhung der Vorwärmtemperatur Untersuchungen im Stöchiometriebereich von $1,75 \leq \lambda \leq 2,30$. Die nicht vorgewärmten Vormischflammen hingegen wurden in einem Stöchiometriebereich von $1,05 \leq \lambda \leq 1,50$ untersucht.

Aufgrund der teilweise extrem mageren Vormischflammen und der hohen Austrittsgeschwindigkeiten wurde auch für die turbulente Damköhlerzahl ein Bereich von nahezu zwei Größenordnungen $0,62 \leq Da_t \leq 60,7$ abgedeckt. Die zur Erfassung des reaktionskinetischen Einflusses benötigten Parameter, wie die laminare Brenngeschwindigkeit s_l , die Temperaturleitfähigkeit des anströmenden Gasgemisches α , das kinetische Zeitmaß der Wärmefreisetzung τ_c und die Konstante der Wärmefreisetzung C_c wurden direkt durch das Programmpaket CHEMKIN mit den gängigen Reaktionsmechanismen berechnet.

Die durch die Experimente gewonnene Datenbasis eignet sich hervorragend zur Prüfung verschiedener Berechnungsmodelle zur turbulenten Brenngeschwindigkeit. Die Daten wurden mit Korrelationen nach V. L. Zimont und Y. Liu sowie einem Modell nach H. P. Schmid verglichen. Prinzipiell eignet sich jede der angegebenen Korrelationen mit bereits geringen Modifikationen zur Vorhersage der turbulenten Brenngeschwindigkeit, sofern die Temperaturabhängigkeit der Reaktionskinetik richtig berücksichtigt wird. Für die Korrelation nach V. L. Zimont:

$$\frac{s_t}{s_l} = \left(\frac{u'}{s_l} \right) \cdot \left(\frac{1}{Da_t} \cdot Pr \right)^{-0,25} \cdot Le^{*-0,3}$$

und die Korrelation von Y. Liu

$$\frac{s_t}{s_l} = 1 + \left(\frac{u'}{s_l} \right)^{1,28} \cdot \left(\frac{1}{Da_t} \cdot Pr \right)^{-0,44} \cdot Le^{*-0,3}$$

ergeben sich die hier angegebenen, modifizierten Berechnungsvorschriften, in denen das Verhältnis der turbulenten Brenngeschwindigkeit zur laminaren Brenngeschwindigkeit s_t/s_l

in Abhängigkeit von dem Verhältnis der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit zur laminaren Brenngeschwindigkeit u'/s_1 , der turbulenten Damköhlerzahl, der Prandtlzahl und einer für Brenngasgemische modifizierten Lewiszahl Le^* angegeben ist. Die Erweiterung der Berechnungsgleichungen um den Brennstoffeinfluss über die Lewiszahl Le^* war erforderlich, um auch für vorgewärmte Erdgas/ H_2 /Luft-Vormischflammen eine akzeptable Übereinstimmung mit den im Rahmen dieser Arbeit generierten Daten der turbulenten Brenngeschwindigkeit zu erzielen. Übertroffen werden diese Korrelationen bezüglich der quantitativen Vorhersage der turbulenten Brenngeschwindigkeiten von der modifizierten Gleichung,

$$\frac{s_t}{s_1} = 1 + a \cdot \frac{u'}{s_1} \cdot \left(1 + \frac{Le^{*c}}{(b \cdot Da_t)^2} \right)^{-0,25}$$

die auf dem Modell von H. P. Schmid basiert und mit drei Anpassungsparametern sowie dem Brennstofffaktor Le^* erweitert wurde. Werden die Anpassungsparameter zu $a = 2,86$, $b = 0,045$ und $c = 5,08$ gesetzt, ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung mit allen im Rahmen der Experimente bestimmten turbulenten Brenngeschwindigkeiten. Die Erweiterung des Modells mit dem Brennstofffaktor Le^* schränkt zwar die Anwendung dieses Ansatzes auf die Flammenstrukturbereiche B - D des Borghi-Diagramms ein; es ist aber fraglich, ob der nicht mit der modifizierten Gleichung abgedeckte Flammenstrukturbereich E für die konventionelle Vormischverbrennung anwendungstechnisch relevant ist.

Die durch das Matrixbrennersystem erzielten Ergebnisse zur turbulenten Brenngeschwindigkeit sind eine gute Basis für die Entwicklung empirischer Ansätze zur Vorhersage der Stabilitätsgrenzen von Vormischbrennersystemen. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Feldmessungen der stabilen Spezies sowie der Temperatur und des Strömungsfeldes sind darüber hinaus eine wertvolle Grundlage zur Validierung von CFD-Modellen. Ausführliche Resultate einer solchen Validierung wurde von **A. Hoffmann 2004** dargestellt.

Anhang A: GRI 3.0 Reaktionsmechanismus

REACTIONS

2O+M<=>O2+M	1.200E+17	-1.000	.00
H2/ 2.40/ H2O/15.40/ CH4/ 2.00/ CO/ 1.75/ CO2/ 3.60/ C2H6/ 3.00/ AR/ .83/			
O+H+M<=>OH+M	5.000E+17	-1.000	.00
H2/2.00/ H2O/6.00/ CH4/2.00/ CO/1.50/ CO2/2.00/ C2H6/3.00/ AR/ .70/			
O+H2<=>H+OH	3.870E+04	2.700	6260.00
O+HO2<=>OH+O2	2.000E+13	.000	.00
O+H2O2<=>OH+HO2	9.630E+06	2.000	4000.00
O+CH<=>H+CO	5.700E+13	.000	.00
O+CH2<=>H+HCO	8.000E+13	.000	.00
O+CH2(S)<=>H2+CO	1.500E+13	.000	.00
O+CH2(S)<=>H+HCO	1.500E+13	.000	.00
O+CH3<=>H+CH2O	5.060E+13	.000	.00
O+CH4<=>OH+CH3	1.020E+09	1.500	8600.00
O+CO(+M)<=>CO2(+M)	1.800E+10	.000	2385.00
LOW/ 6.020E+14 .000 3000.00/			
H2/2.00/ O2/6.00/ H2O/6.00/ CH4/2.00/ CO/1.50/ CO2/3.50/ C2H6/3.00/ AR/ .50/			
O+HCO<=>OH+CO	3.000E+13	.000	.00
O+HCO<=>H+CO2	3.000E+13	.000	.00
O+CH2O<=>OH+HCO	3.900E+13	.000	3540.00
O+CH2OH<=>OH+CH2O	1.000E+13	.000	.00
O+CH3O<=>OH+CH2O	1.000E+13	.000	.00
O+CH3OH<=>OH+CH2OH	3.880E+05	2.500	3100.00
O+CH3OH<=>OH+CH3O	1.300E+05	2.500	5000.00
O+C2H<=>CH+CO	5.000E+13	.000	.00
O+C2H2<=>H+HCCO	1.350E+07	2.000	1900.00
O+C2H2<=>OH+C2H	4.600E+19	-1.410	28950.00
O+C2H2<=>CO+CH2	6.940E+06	2.000	1900.00
O+C2H3<=>H+CH2CO	3.000E+13	.000	.00

O+C2H4<=>CH3+HCO	1.250E+07	1.830	220.00
O+C2H5<=>CH3+CH2O	2.240E+13	.000	.00
O+C2H6<=>OH+C2H5	8.980E+07	1.920	5690.00
O+HCCO<=>H+2CO	1.000E+14	.000	.00
O+CH2CO<=>OH+HCCO	1.000E+13	.000	8000.00
O+CH2CO<=>CH2+CO2	1.750E+12	.000	1350.00
O2+CO<=>O+CO2	2.500E+12	.000	47800.00
O2+CH2O<=>HO2+HCO	1.000E+14	.000	40000.00
H+O2+M<=>HO2+M	2.800E+18	-.860	.00
O2/ .00/ H2O/ .00/ CO/ .75/ CO2/1.50/ C2H6/1.50/ N2/ .00/ AR/ .00/			
H+2O2<=>HO2+O2	2.080E+19	-1.240	.00
H+O2+H2O<=>HO2+H2O	11.26E+18	-.760	.00
H+O2+N2<=>HO2+N2	2.600E+19	-1.240	.00
H+O2+AR<=>HO2+AR	7.000E+17	-.800	.00
H+O2<=>O+OH	2.650E+16	-.6707	17041.00
2H+M<=>H2+M	1.000E+18	-1.000	.00
H2/ .00/ H2O/ .00/ CH4/2.00/ CO2/ .00/ C2H6/3.00/ AR/ .63/			
2H+H2<=>2H2	9.000E+16	-.600	.00
2H+H2O<=>H2+H2O	6.000E+19	-1.250	.00
2H+CO2<=>H2+CO2	5.500E+20	-2.000	.00
H+OH+M<=>H2O+M	2.200E+22	-2.000	.00
H2/ .73/ H2O/3.65/ CH4/2.00/ C2H6/3.00/ AR/ .38/			
H+HO2<=>O+H2O	3.970E+12	.000	671.00
H+HO2<=>O2+H2	4.480E+13	.000	1068.00
H+HO2<=>2OH	0.840E+14	.000	635.00
H+H2O2<=>HO2+H2	1.210E+07	2.000	5200.00
H+H2O2<=>OH+H2O	1.000E+13	.000	3600.00
H+CH<=>C+H2	1.650E+14	.000	.00
H+CH2(+M)<=>CH3(+M)	6.000E+14	.000	.00
LOW / 1.040E+26 -2.760 1600.00/			
TROE/ .5620 91.00 5836.00 8552.00/			
H2/2.00/ H2O/6.00/ CH4/2.00/ CO/1.50/ CO2/2.00/ C2H6/3.00/ AR/ .70/			
H+CH2(S)<=>CH+H2	3.000E+13	.000	.00
H+CH3(+M)<=>CH4(+M)	13.90E+15	-.534	536.00

LOW /	2.620E+33	-4.760	2440.00/		
TROE/	.7830	74.00	2941.00	6964.00 /	
H2/2.00/	H2O/6.00/	CH4/3.00/	CO/1.50/	CO2/2.00/	C2H6/3.00/ AR/ .70/
H+CH4<=>CH3+H2			6.600E+08	1.620	10840.00
H+HCO(+M)<=>CH2O(+M)			1.090E+12	.480	-260.00
LOW /	2.470E+24	-2.570	425.00/		
TROE/	.7824	271.00	2755.00	6570.00 /	
H2/2.00/	H2O/6.00/	CH4/2.00/	CO/1.50/	CO2/2.00/	C2H6/3.00/ AR/ .70/
H+HCO<=>H2+CO			7.340E+13	.000	.00
H+CH2O(+M)<=>CH2OH(+M)			5.400E+11	.454	3600.00
LOW /	1.270E+32	-4.820	6530.00/		
TROE/	.7187	103.00	1291.00	4160.00 /	
H2/2.00/	H2O/6.00/	CH4/2.00/	CO/1.50/	CO2/2.00/	C2H6/3.00/
H+CH2O(+M)<=>CH3O(+M)			5.400E+11	.454	2600.00
LOW /	2.200E+30	-4.800	5560.00/		
TROE/	.7580	94.00	1555.00	4200.00 /	
H2/2.00/	H2O/6.00/	CH4/2.00/	CO/1.50/	CO2/2.00/	C2H6/3.00/
H+CH2O<=>HCO+H2			5.740E+07	1.900	2742.00
H+CH2OH(+M)<=>CH3OH(+M)			1.055E+12	.500	86.00
LOW /	4.360E+31	-4.650	5080.00/		
TROE/	.600	100.00	90000.0	10000.0 /	
H2/2.00/	H2O/6.00/	CH4/2.00/	CO/1.50/	CO2/2.00/	C2H6/3.00/
H+CH2OH<=>H2+CH2O			2.000E+13	.000	.00
H+CH2OH<=>OH+CH3			1.650E+11	.650	-284.00
H+CH2OH<=>CH2(S)+H2O			3.280E+13	-.090	610.00
H+CH3O(+M)<=>CH3OH(+M)			2.430E+12	.515	50.00
LOW /	4.660E+41	-7.440	14080.0/		
TROE/	.700	100.00	90000.0	10000.00 /	
H2/2.00/	H2O/6.00/	CH4/2.00/	CO/1.50/	CO2/2.00/	C2H6/3.00/
H+CH3O<=>H+CH2OH			4.150E+07	1.630	1924.00
H+CH3O<=>H2+CH2O			2.000E+13	.000	.00
H+CH3O<=>OH+CH3			1.500E+12	.500	-110.00
H+CH3O<=>CH2(S)+H2O			2.620E+14	-.230	1070.00
H+CH3OH<=>CH2OH+H2			1.700E+07	2.100	4870.00
H+CH3OH<=>CH3O+H2			4.200E+06	2.100	4870.00

H+C2H(+M)<=>C2H2(+M)	1.000E+17	-1.000	.00
LOW /	3.750E+33	-4.800	1900.00/
TROE/	.6464	132.00	1315.00 5566.00 /
H2/2.00/ H2O/6.00/ CH4/2.00/ CO/1.50/ CO2/2.00/ C2H6/3.00/ AR/ .70/			
H+C2H2(+M)<=>C2H3(+M)	5.600E+12	.000	2400.00
LOW /	3.800E+40	-7.270	7220.00/
TROE/	.7507	98.50	1302.00 4167.00 /
H2/2.00/ H2O/6.00/ CH4/2.00/ CO/1.50/ CO2/2.00/ C2H6/3.00/ AR/ .70/			
H+C2H3(+M)<=>C2H4(+M)	6.080E+12	.270	280.00
LOW /	1.400E+30	-3.860	3320.00/
TROE/	.7820	207.50	2663.00 6095.00 /
H2/2.00/ H2O/6.00/ CH4/2.00/ CO/1.50/ CO2/2.00/ C2H6/3.00/ AR/ .70/			
H+C2H3<=>H2+C2H2	3.000E+13	.000	.00
H+C2H4(+M)<=>C2H5(+M)	0.540E+12	.454	1820.00
LOW /	0.600E+42	-7.620	6970.00/
TROE/	.9753	210.00	984.00 4374.00 /
H2/2.00/ H2O/6.00/ CH4/2.00/ CO/1.50/ CO2/2.00/ C2H6/3.00/ AR/ .70/			
H+C2H4<=>C2H3+H2	1.325E+06	2.530	12240.00
H+C2H5(+M)<=>C2H6(+M)	5.210E+17	-.990	1580.00
LOW /	1.990E+41	-7.080	6685.00/
TROE/	.8422	125.00	2219.00 6882.00 /
H2/2.00/ H2O/6.00/ CH4/2.00/ CO/1.50/ CO2/2.00/ C2H6/3.00/ AR/ .70/			
H+C2H5<=>H2+C2H4	2.000E+12	.000	.00
H+C2H6<=>C2H5+H2	1.150E+08	1.900	7530.00
H+HCCO<=>CH2(S)+CO	1.000E+14	.000	.00
H+CH2CO<=>HCCO+H2	5.000E+13	.000	8000.00
H+CH2CO<=>CH3+CO	1.130E+13	.000	3428.00
H+HCCOH<=>H+CH2CO	1.000E+13	.000	.00
H2+CO(+M)<=>CH2O(+M)	4.300E+07	1.500	79600.00
LOW /	5.070E+27	-3.420	84350.00/
TROE/	.9320	197.00	1540.00 10300.00 /
H2/2.00/ H2O/6.00/ CH4/2.00/ CO/1.50/ CO2/2.00/ C2H6/3.00/ AR/ .70/			
OH+H2<=>H+H2O	2.160E+08	1.510	3430.00
2OH(+M)<=>H2O2(+M)	7.400E+13	-.370	.00
LOW /	2.300E+18	-.900	-1700.00/

TROE/	.7346	94.00	1756.00	5182.00	/			
H2/2.00/	H2O/6.00/	CH4/2.00/	CO/1.50/	CO2/2.00/	C2H6/3.00/	AR/	.70/	
2OH<=>O+H2O				3.570E+04	2.400			-2110.00
OH+HO2<=>O2+H2O				1.450E+13	.000			-500.00
DUPLICATE								
OH+H2O2<=>HO2+H2O				2.000E+12	.000			427.00
DUPLICATE								
OH+H2O2<=>HO2+H2O				1.700E+18	.000			29410.00
DUPLICATE								
OH+C<=>H+CO				5.000E+13	.000			.00
OH+CH<=>H+HCO				3.000E+13	.000			.00
OH+CH2<=>H+CH2O				2.000E+13	.000			.00
OH+CH2<=>CH+H2O				1.130E+07	2.000			3000.00
OH+CH2(S)<=>H+CH2O				3.000E+13	.000			.00
OH+CH3(+M)<=>CH3OH(+M)				2.790E+18	-1.430			1330.00
LOW /	4.000E+36	-5.920	3140.00/					
TROE/	.4120	195.0	5900.00	6394.00/				
H2/2.00/	H2O/6.00/	CH4/2.00/	CO/1.50/	CO2/2.00/	C2H6/3.00/			
OH+CH3<=>CH2+H2O				5.600E+07	1.600			5420.00
OH+CH3<=>CH2(S)+H2O				6.440E+17	-1.340			1417.00
OH+CH4<=>CH3+H2O				1.000E+08	1.600			3120.00
OH+CO<=>H+CO2				4.760E+07	1.228			70.00
OH+HCO<=>H2O+CO				5.000E+13	.000			.00
OH+CH2O<=>HCO+H2O				3.430E+09	1.180			-447.00
OH+CH2OH<=>H2O+CH2O				5.000E+12	.000			.00
OH+CH3O<=>H2O+CH2O				5.000E+12	.000			.00
OH+CH3OH<=>CH2OH+H2O				1.440E+06	2.000			-840.00
OH+CH3OH<=>CH3O+H2O				6.300E+06	2.000			1500.00
OH+C2H<=>H+HCCO				2.000E+13	.000			.00
OH+C2H2<=>H+CH2CO				2.180E-04	4.500			-1000.00
OH+C2H2<=>H+HCCOH				5.040E+05	2.300			13500.00
OH+C2H2<=>C2H+H2O				3.370E+07	2.000			14000.00
OH+C2H2<=>CH3+CO				4.830E-04	4.000			-2000.00
OH+C2H3<=>H2O+C2H2				5.000E+12	.000			.00
OH+C2H4<=>C2H3+H2O				3.600E+06	2.000			2500.00

OH+C2H6<=>C2H5+H2O	3.540E+06	2.120	870.00
OH+CH2CO<=>HCCO+H2O	7.500E+12	.000	2000.00
2HO2<=>O2+H2O2	1.300E+11	.000	-1630.00
DUPLICATE			
2HO2<=>O2+H2O2	4.200E+14	.000	12000.00
DUPLICATE			
HO2+CH2<=>OH+CH2O	2.000E+13	.000	.00
HO2+CH3<=>O2+CH4	1.000E+12	.000	.00
HO2+CH3<=>OH+CH3O	3.780E+13	.000	.00
HO2+CO<=>OH+CO2	1.500E+14	.000	23600.00
HO2+CH2O<=>HCO+H2O2	5.600E+06	2.000	12000.00
C+O2<=>O+CO	5.800E+13	.000	576.00
C+CH2<=>H+C2H	5.000E+13	.000	.00
C+CH3<=>H+C2H2	5.000E+13	.000	.00
CH+O2<=>O+HCO	6.710E+13	.000	.00
CH+H2<=>H+CH2	1.080E+14	.000	3110.00
CH+H2O<=>H+CH2O	5.710E+12	.000	-755.00
CH+CH2<=>H+C2H2	4.000E+13	.000	.00
CH+CH3<=>H+C2H3	3.000E+13	.000	.00
CH+CH4<=>H+C2H4	6.000E+13	.000	.00
CH+CO(+M)<=>HCCO(+M)	5.000E+13	.000	.00
LOW /	2.690E+28	-3.740	1936.00/
TROE/	.5757	237.00	1652.00 5069.00 /
H2/2.00/ H2O/6.00/ CH4/2.00/ CO/1.50/ CO2/2.00/ C2H6/3.00/ AR/ .70/			
CH+CO2<=>HCO+CO	1.900E+14	.000	15792.00
CH+CH2O<=>H+CH2CO	9.460E+13	.000	-515.00
CH+HCCO<=>CO+C2H2	5.000E+13	.000	.00
CH2+O2=>OH+H+CO	5.000E+12	.000	1500.00
CH2+H2<=>H+CH3	5.000E+05	2.000	7230.00
2CH2<=>H2+C2H2	1.600E+15	.000	11944.00
CH2+CH3<=>H+C2H4	4.000E+13	.000	.00
CH2+CH4<=>2CH3	2.460E+06	2.000	8270.00
CH2+CO(+M)<=>CH2CO(+M)	8.100E+11	.500	4510.00
LOW /	2.690E+33	-5.110	7095.00/
TROE/	.5907	275.00	1226.00 5185.00 /

H2/2.00/ H2O/6.00/ CH4/2.00/ CO/1.50/ CO2/2.00/ C2H6/3.00/ AR/ .70/			
CH2+HCCO<=>C2H3+CO	3.000E+13	.000	.00
CH2(S)+N2<=>CH2+N2	1.500E+13	.000	600.00
CH2(S)+AR<=>CH2+AR	9.000E+12	.000	600.00
CH2(S)+O2<=>H+OH+CO	2.800E+13	.000	.00
CH2(S)+O2<=>CO+H2O	1.200E+13	.000	.00
CH2(S)+H2<=>CH3+H	7.000E+13	.000	.00
CH2(S)+H2O(+M)<=>CH3OH(+M)	4.820E+17	-1.160	1145.00
LOW /	1.880E+38	-6.360	5040.00/
TROE/	.6027	208.00	3922.00 10180.0 /
H2/2.00/ H2O/6.00/ CH4/2.00/ CO/1.50/ CO2/2.00/ C2H6/3.00/			
CH2(S)+H2O<=>CH2+H2O	3.000E+13	.000	.00
CH2(S)+CH3<=>H+C2H4	1.200E+13	.000	-570.00
CH2(S)+CH4<=>2CH3	1.600E+13	.000	-570.00
CH2(S)+CO<=>CH2+CO	9.000E+12	.000	.00
CH2(S)+CO2<=>CH2+CO2	7.000E+12	.000	.00
CH2(S)+CO2<=>CO+CH2O	1.400E+13	.000	.00
CH2(S)+C2H6<=>CH3+C2H5	4.000E+13	.000	-550.00
CH3+O2<=>O+CH3O	3.560E+13	.000	30480.00
CH3+O2<=>OH+CH2O	2.310E+12	.000	20315.00
CH3+H2O2<=>HO2+CH4	2.450E+04	2.470	5180.00
2CH3(+M)<=>C2H6(+M)	6.770E+16	-1.180	654.00
LOW /	3.400E+41	-7.030	2762.00/
TROE/	.6190	73.20	1180.00 9999.00 /
H2/2.00/ H2O/6.00/ CH4/2.00/ CO/1.50/ CO2/2.00/ C2H6/3.00/ AR/ .70/			
2CH3<=>H+C2H5	6.840E+12	.100	10600.00
CH3+HCO<=>CH4+CO	2.648E+13	.000	.00
CH3+CH2O<=>HCO+CH4	3.320E+03	2.810	5860.00
CH3+CH3OH<=>CH2OH+CH4	3.000E+07	1.500	9940.00
CH3+CH3OH<=>CH3O+CH4	1.000E+07	1.500	9940.00
CH3+C2H4<=>C2H3+CH4	2.270E+05	2.000	9200.00
CH3+C2H6<=>C2H5+CH4	6.140E+06	1.740	10450.00
HCO+H2O<=>H+CO+H2O	1.500E+18	-1.000	17000.00
HCO+M<=>H+CO+M	1.870E+17	-1.000	17000.00
H2/2.00/ H2O/ .00/ CH4/2.00/ CO/1.50/ CO2/2.00/ C2H6/3.00/			

HCO+O2<=>HO2+CO	13.45E+12	.000	400.00
CH2OH+O2<=>HO2+CH2O	1.800E+13	.000	900.00
CH3O+O2<=>HO2+CH2O	4.280E-13	7.600	-3530.00
C2H+O2<=>HCO+CO	1.000E+13	.000	-755.00
C2H+H2<=>H+C2H2	5.680E+10	0.900	1993.00
C2H3+O2<=>HCO+CH2O	4.580E+16	-1.390	1015.00
C2H4 (+M) <=>H2+C2H2 (+M)	8.000E+12	.440	86770.00
LOW /	1.580E+51	-9.300	97800.00/
TROE/	.7345	180.00	1035.00 5417.00 /
H2/2.00/ H2O/6.00/ CH4/2.00/ CO/1.50/ CO2/2.00/ C2H6/3.00/ AR/ .70/			
C2H5+O2<=>HO2+C2H4	8.400E+11	.000	3875.00
HCCO+O2<=>OH+2CO	3.200E+12	.000	854.00
2HCCO<=>2CO+C2H2	1.000E+13	.000	.00
N+NO<=>N2+O	2.700E+13	.000	355.00
N+O2<=>NO+O	9.000E+09	1.000	6500.00
N+OH<=>NO+H	3.360E+13	.000	385.00
N2O+O<=>N2+O2	1.400E+12	.000	10810.00
N2O+O<=>2NO	2.900E+13	.000	23150.00
N2O+H<=>N2+OH	3.870E+14	.000	18880.00
N2O+OH<=>N2+HO2	2.000E+12	.000	21060.00
N2O (+M) <=>N2+O (+M)	7.910E+10	.000	56020.00
LOW /	6.370E+14	.000	56640.00/
H2/2.00/ H2O/6.00/ CH4/2.00/ CO/1.50/ CO2/2.00/ C2H6/3.00/ AR/ .625/			
HO2+NO<=>NO2+OH	2.110E+12	.000	-480.00
NO+O+M<=>NO2+M	1.060E+20	-1.410	.00
H2/2.00/ H2O/6.00/ CH4/2.00/ CO/1.50/ CO2/2.00/ C2H6/3.00/ AR/ .70/			
NO2+O<=>NO+O2	3.900E+12	.000	-240.00
NO2+H<=>NO+OH	1.320E+14	.000	360.00
NH+O<=>NO+H	4.000E+13	.000	.00
NH+H<=>N+H2	3.200E+13	.000	330.00
NH+OH<=>HNO+H	2.000E+13	.000	.00
NH+OH<=>N+H2O	2.000E+09	1.200	.00
NH+O2<=>HNO+O	4.610E+05	2.000	6500.00
NH+O2<=>NO+OH	1.280E+06	1.500	100.00
NH+N<=>N2+H	1.500E+13	.000	.00

NH+H2O<=>HNO+H2	2.000E+13	.000	13850.00
NH+NO<=>N2+OH	2.160E+13	-.230	.00
NH+NO<=>N2O+H	3.650E+14	-.450	.00
NH2+O<=>OH+NH	3.000E+12	.000	.00
NH2+O<=>H+HNO	3.900E+13	.000	.00
NH2+H<=>NH+H2	4.000E+13	.000	3650.00
NH2+OH<=>NH+H2O	9.000E+07	1.500	-460.00
NNH<=>N2+H	3.300E+08	.000	.00
NNH+M<=>N2+H+M	1.300E+14	-.110	4980.00
H2/2.00/ H2O/6.00/ CH4/2.00/ CO/1.50/ CO2/2.00/ C2H6/3.00/ AR/ .70/			
NNH+O2<=>HO2+N2	5.000E+12	.000	.00
NNH+O<=>OH+N2	2.500E+13	.000	.00
NNH+O<=>NH+NO	7.000E+13	.000	.00
NNH+H<=>H2+N2	5.000E+13	.000	.00
NNH+OH<=>H2O+N2	2.000E+13	.000	.00
NNH+CH3<=>CH4+N2	2.500E+13	.000	.00
H+NO+M<=>HNO+M	4.480E+19	-1.320	740.00
H2/2.00/ H2O/6.00/ CH4/2.00/ CO/1.50/ CO2/2.00/ C2H6/3.00/ AR/ .70/			
HNO+O<=>NO+OH	2.500E+13	.000	.00
HNO+H<=>H2+NO	9.000E+11	.720	660.00
HNO+OH<=>NO+H2O	1.300E+07	1.900	-950.00
HNO+O2<=>HO2+NO	1.000E+13	.000	13000.00
CN+O<=>CO+N	7.700E+13	.000	.00
CN+OH<=>NCO+H	4.000E+13	.000	.00
CN+H2O<=>HCN+OH	8.000E+12	.000	7460.00
CN+O2<=>NCO+O	6.140E+12	.000	-440.00
CN+H2<=>HCN+H	2.950E+05	2.450	2240.00
NCO+O<=>NO+CO	2.350E+13	.000	.00
NCO+H<=>NH+CO	5.400E+13	.000	.00
NCO+OH<=>NO+H+CO	0.250E+13	.000	.00
NCO+N<=>N2+CO	2.000E+13	.000	.00
NCO+O2<=>NO+CO2	2.000E+12	.000	20000.00
NCO+M<=>N+CO+M	3.100E+14	.000	54050.00
H2/2.00/ H2O/6.00/ CH4/2.00/ CO/1.50/ CO2/2.00/ C2H6/3.00/ AR/ .70/			
NCO+NO<=>N2O+CO	1.900E+17	-1.520	740.00

NCO+NO<=>N2+CO2	3.800E+18	-2.000	800.00
HCN+M<=>H+CN+M	1.040E+29	-3.300	126600.00
H2/2.00/ H2O/6.00/ CH4/2.00/ CO/1.50/ CO2/2.00/ C2H6/3.00/ AR/ .70/			
HCN+O<=>NCO+H	2.030E+04	2.640	4980.00
HCN+O<=>NH+CO	5.070E+03	2.640	4980.00
HCN+O<=>CN+OH	3.910E+09	1.580	26600.00
HCN+OH<=>HOCN+H	1.100E+06	2.030	13370.00
HCN+OH<=>HNCO+H	4.400E+03	2.260	6400.00
HCN+OH<=>NH2+CO	1.600E+02	2.560	9000.00
H+HCN(+M)<=>H2CN(+M)	3.300E+13	.000	.00
LOW /	1.400E+26	-3.400	1900.00/
H2/2.00/ H2O/6.00/ CH4/2.00/ CO/1.50/ CO2/2.00/ C2H6/3.00/ AR/ .70/			
H2CN+N<=>N2+CH2	6.000E+13	.000	400.00
C+N2<=>CN+N	6.300E+13	.000	46020.00
CH+N2<=>HCN+N	3.120E+09	0.880	20130.00
CH+N2(+M)<=>HCNN(+M)	3.100E+12	.150	.00
LOW /	1.300E+25	-3.160	740.00/
TROE/	.6670	235.00	2117.00 4536.00 /
H2/2.00/ H2O/6.00/ CH4/2.00/ CO/1.50/ CO2/2.00/ C2H6/3.00/ AR/ 1.0/			
CH2+N2<=>HCN+NH	1.000E+13	.000	74000.00
CH2(S)+N2<=>NH+HCN	1.000E+11	.000	65000.00
C+NO<=>CN+O	1.900E+13	.000	.00
C+NO<=>CO+N	2.900E+13	.000	.00
CH+NO<=>HCN+O	4.100E+13	.000	.00
CH+NO<=>H+NCO	1.620E+13	.000	.00
CH+NO<=>N+HCO	2.460E+13	.000	.00
CH2+NO<=>H+HNCO	3.100E+17	-1.380	1270.00
CH2+NO<=>OH+HCN	2.900E+14	-.690	760.00
CH2+NO<=>H+HCNO	3.800E+13	-.360	580.00
CH2(S)+NO<=>H+HNCO	3.100E+17	-1.380	1270.00
CH2(S)+NO<=>OH+HCN	2.900E+14	-.690	760.00
CH2(S)+NO<=>H+HCNO	3.800E+13	-.360	580.00
CH3+NO<=>HCN+H2O	9.600E+13	.000	28800.00
CH3+NO<=>H2CN+OH	1.000E+12	.000	21750.00
HCNN+O<=>CO+H+N2	2.200E+13	.000	.00

HCNN+O<=>HCN+NO	2.000E+12	.000	.00
HCNN+O2<=>O+HCO+N2	1.200E+13	.000	.00
HCNN+OH<=>H+HCO+N2	1.200E+13	.000	.00
HCNN+H<=>CH2+N2	1.000E+14	.000	.00
HNCO+O<=>NH+CO2	9.800E+07	1.410	8500.00
HNCO+O<=>HNO+CO	1.500E+08	1.570	44000.00
HNCO+O<=>NCO+OH	2.200E+06	2.110	11400.00
HNCO+H<=>NH2+CO	2.250E+07	1.700	3800.00
HNCO+H<=>H2+NCO	1.050E+05	2.500	13300.00
HNCO+OH<=>NCO+H2O	3.300E+07	1.500	3600.00
HNCO+OH<=>NH2+CO2	3.300E+06	1.500	3600.00
HNCO+M<=>NH+CO+M	1.180E+16	.000	84720.00
H2/2.00/ H2O/6.00/ CH4/2.00/ CO/1.50/ CO2/2.00/ C2H6/3.00/ AR/ .70/			
HCNO+H<=>H+HNCO	2.100E+15	-.690	2850.00
HCNO+H<=>OH+HCN	2.700E+11	.180	2120.00
HCNO+H<=>NH2+CO	1.700E+14	-.750	2890.00
HOCN+H<=>H+HNCO	2.000E+07	2.000	2000.00
HCCO+NO<=>HCNO+CO	0.900E+13	.000	.00
CH3+N<=>H2CN+H	6.100E+14	-.310	290.00
CH3+N<=>HCN+H2	3.700E+12	.150	-90.00
NH3+H<=>NH2+H2	5.400E+05	2.400	9915.00
NH3+OH<=>NH2+H2O	5.000E+07	1.600	955.00
NH3+O<=>NH2+OH	9.400E+06	1.940	6460.00
NH+CO2<=>HNO+CO	1.000E+13	.000	14350.00
CN+NO2<=>NCO+NO	6.160E+15	-0.752	345.00
NCO+NO2<=>N2O+CO2	3.250E+12	.000	-705.00
N+CO2<=>NO+CO	3.000E+12	.000	11300.00
O+CH3=>H+H2+CO	3.370E+13	.000	.00
O+C2H4<=>H+CH2CHO	6.700E+06	1.830	220.00
O+C2H5<=>H+CH3CHO	1.096E+14	.000	.00
OH+HO2<=>O2+H2O	0.500E+16	.000	17330.00
DUPLICATE			
OH+CH3=>H2+CH2O	8.000E+09	.500	-1755.00
CH+H2(+M)<=>CH3(+M)	1.970E+12	.430	-370.00
LOW/ 4.820E+25 -2.80 590.0 /			

TROE/ .578 122.0 2535.0 9365.0 /			
H2/2.00/ H2O/6.00/ CH4/2.00/ CO/1.50/ CO2/2.00/ C2H6/3.00/ AR/ .70/			
CH2+O2=>2H+CO2	5.800E+12	.000	1500.00
CH2+O2<=>O+CH2O	2.400E+12	.000	1500.00
CH2+CH2=>2H+C2H2	2.000E+14	.000	10989.00
CH2(S)+H2O=>H2+CH2O	6.820E+10	.250	-935.00
C2H3+O2<=>O+CH2CHO	3.030E+11	.290	11.00
C2H3+O2<=>HO2+C2H2	1.337E+06	1.610	-384.00
O+CH3CHO<=>OH+CH2CHO	2.920E+12	.000	1808.00
O+CH3CHO=>OH+CH3+CO	2.920E+12	.000	1808.00
O2+CH3CHO=>HO2+CH3+CO	3.010E+13	.000	39150.00
H+CH3CHO<=>CH2CHO+H2	2.050E+09	1.160	2405.00
H+CH3CHO=>CH3+H2+CO	2.050E+09	1.160	2405.00
OH+CH3CHO=>CH3+H2O+CO	2.343E+10	0.730	-1113.00
HO2+CH3CHO=>CH3+H2O2+CO	3.010E+12	.000	11923.00
CH3+CH3CHO=>CH3+CH4+CO	2.720E+06	1.770	5920.00
H+CH2CO(+M)<=>CH2CHO(+M)	4.865E+11	0.422	-1755.00
LOW/ 1.012E+42 -7.63 3854.0/			
TROE/ 0.465 201.0 1773.0 5333.0 /			
H2/2.00/ H2O/6.00/ CH4/2.00/ CO/1.50/ CO2/2.00/ C2H6/3.00/ AR/ .70/			
O+CH2CHO=>H+CH2+CO2	1.500E+14	.000	.00
O2+CH2CHO=>OH+CO+CH2O	1.810E+10	.000	.00
O2+CH2CHO=>OH+2HCO	2.350E+10	.000	.00
H+CH2CHO<=>CH3+HCO	2.200E+13	.000	.00
H+CH2CHO<=>CH2CO+H2	1.100E+13	.000	.00
OH+CH2CHO<=>H2O+CH2CO	1.200E+13	.000	.00
OH+CH2CHO<=>HCO+CH2OH	3.010E+13	.000	.00
CH3+C2H5(+M)<=>C3H8(+M)	.9430E+13	.000	.00
LOW/ 2.710E+74 -16.82 13065.0 /			
TROE/ .1527 291.0 2742.0 7748.0 /			
H2/2.00/ H2O/6.00/ CH4/2.00/ CO/1.50/ CO2/2.00/ C2H6/3.00/ AR/ .70/			
O+C3H8<=>OH+C3H7	1.930E+05	2.680	3716.00
H+C3H8<=>C3H7+H2	1.320E+06	2.540	6756.00
OH+C3H8<=>C3H7+H2O	3.160E+07	1.800	934.00
C3H7+H2O2<=>HO2+C3H8	3.780E+02	2.720	1500.00

CH3+C3H8<=>C3H7+CH4	0.903E+00	3.650	7154.00
CH3+C2H4(+M)<=>C3H7(+M)	2.550E+06	1.600	5700.00
LOW/ 3.00E+63 -14.6 18170./			
TROE/ .1894 277.0 8748.0 7891.0 /			
H2/2.00/ H2O/6.00/ CH4/2.00/ CO/1.50/ CO2/2.00/ C2H6/3.00/ AR/ .70/			
O+C3H7<=>C2H5+CH2O	9.640E+13	.000	.00
H+C3H7(+M)<=>C3H8(+M)	3.613E+13	.000	.00
LOW/ 4.420E+61 -13.545 11357.0/			
TROE/ .315 369.0 3285.0 6667.0 /			
H2/2.00/ H2O/6.00/ CH4/2.00/ CO/1.50/ CO2/2.00/ C2H6/3.00/ AR/ .70/			
H+C3H7<=>CH3+C2H5	4.060E+06	2.190	890.00
OH+C3H7<=>C2H5+CH2OH	2.410E+13	.000	.00
HO2+C3H7<=>O2+C3H8	2.550E+10	0.255	-943.00
HO2+C3H7=>OH+C2H5+CH2O	2.410E+13	.000	.00
CH3+C3H7<=>2C2H5	1.927E+13	-0.320	.00

Anhang B: Messwerte der turbulenten Brenngeschwindigkeit und wichtige Kenngrößen

Erdgas/Luft kalt, lam bda=1,05
Matrixbrenner d=5mm

lambda	sl [m/s]	uavg [m/s]	st [m/s]	st/sl	T0 [K]	ny [m^2/s]	lt [m]	urms [m/s]	tau[in [s]	a [m^2/s]	Dat	Ret	Le	Pr
1.097	0.340	24.27	2.269	6.681	296	1.609E-05	0.0020	1.457	2.16E-04	2.249E-05	6.352	181.1	0.957	0.716
1.097	0.340	24.27	2.350	6.920	296	1.609E-05	0.0020	1.457	2.16E-04	2.249E-05	6.352	181.1	0.957	0.716
1.097	0.340	24.27	2.111	6.216	296	1.609E-05	0.0020	1.457	2.16E-04	2.249E-05	6.352	181.1	0.957	0.716
1.094	0.352	30.83	2.721	7.729	300	1.642E-05	0.0020	1.850	2.08E-04	2.294E-05	5.200	225.3	0.957	0.716
1.094	0.352	30.83	2.721	7.729	300	1.642E-05	0.0020	1.850	2.08E-04	2.294E-05	5.200	225.3	0.957	0.716
1.092	0.348	36.22	3.283	9.429	296	1.609E-05	0.0020	2.173	2.06E-04	2.249E-05	4.469	270.1	0.957	0.716
1.092	0.348	36.22	2.955	8.487	296	1.609E-05	0.0020	2.173	2.06E-04	2.249E-05	4.469	270.1	0.957	0.716
1.092	0.348	36.22	2.953	8.481	296	1.609E-05	0.0020	2.173	2.06E-04	2.249E-05	4.469	270.1	0.957	0.716
1.093	0.344	42.68	3.268	9.503	296	1.609E-05	0.0020	2.561	2.11E-04	2.249E-05	3.704	316.3	0.957	0.716
1.093	0.344	42.68	3.156	9.177	296	1.609E-05	0.0020	2.561	2.11E-04	2.249E-05	3.704	316.3	0.957	0.716
1.093	0.344	42.68	3.385	9.843	296	1.609E-05	0.0020	2.561	2.11E-04	2.249E-05	3.704	316.3	0.957	0.716
1.092	0.352	49.24	3.263	9.269	300	1.642E-05	0.0020	2.954	2.08E-04	2.294E-05	3.257	359.8	0.957	0.716
1.092	0.352	49.24	3.478	9.880	300	1.642E-05	0.0020	2.954	2.08E-04	2.294E-05	3.257	359.8	0.957	0.716
1.092	0.352	49.24	3.551	10.087	300	1.642E-05	0.0020	2.954	2.08E-04	2.294E-05	3.257	359.8	0.957	0.716

Erdgas/Luft kalt, lambda=1,30
Matrixbrenner d=5mm

lambda	sl [m/s]	uavg [m/s]	st [m/s]	st/sl	T0 [K]	ny [m^2/s]	lt [m]	urms [m/s]	tau[in [s]	a [m^2/s]	Dat	Ret	Le	Pr
1.308	0.240	24.35	2.001	8.331	296	1.607E-05	0.0020	1.461	4.26E-04	2.249E-05	3.211	181.8	0.962	0.715
1.308	0.240	24.35	2.201	9.164	296	1.607E-05	0.0020	1.461	4.26E-04	2.249E-05	3.211	181.8	0.962	0.715
1.308	0.240	24.35	2.209	9.197	296	1.607E-05	0.0020	1.461	4.26E-04	2.249E-05	3.211	181.8	0.962	0.715
1.350	0.227	31.51	2.218	9.756	300	1.639E-05	0.0020	1.891	4.88E-04	2.294E-05	2.167	230.7	0.963	0.714
1.350	0.227	31.51	2.107	9.267	300	1.639E-05	0.0020	1.891	4.88E-04	2.294E-05	2.167	230.7	0.963	0.714
1.342	0.227	36.51	2.696	11.902	296	1.607E-05	0.0020	2.191	4.78E-04	2.249E-05	1.911	272.8	0.963	0.714
1.342	0.227	36.51	2.776	12.255	296	1.607E-05	0.0020	2.191	4.78E-04	2.249E-05	1.911	272.8	0.963	0.714
1.342	0.227	36.51	2.874	12.687	296	1.607E-05	0.0020	2.191	4.78E-04	2.249E-05	1.911	272.8	0.963	0.714

**Erdgas/Luft kalt, lambda=1,50
Matrixbrenner d=5mm**

lambda	sl [m/s]	uavg [m/s]	st [m/s]	st/sl	T0 [K]	ny [m ² /s]	lt [m]	urms [m/s]	taukin [s]	a [m ² /s]	Dat	Ret	Le	Pr
1.459	0.177	24.78	1.640	9.272	296	1.606E-05	0.0020	1.487	7.74E-04	2.249E-05	1.737	185.2	0.965	0.714
1.459	0.177	24.78	1.559	8.814	296	1.606E-05	0.0020	1.487	7.74E-04	2.249E-05	1.737	185.2	0.965	0.714
1.459	0.177	24.78	1.652	9.340	296	1.606E-05	0.0020	1.487	7.74E-04	2.249E-05	1.737	185.2	0.965	0.714
1.494	0.170	32.08	1.791	10.509	300	1.638E-05	0.0020	1.925	8.61E-04	2.294E-05	1.206	235.0	0.965	0.714
1.494	0.170	32.08	1.878	11.020	300	1.638E-05	0.0020	1.925	8.61E-04	2.294E-05	1.206	235.0	0.965	0.714
1.494	0.170	32.08	1.821	10.685	300	1.638E-05	0.0020	1.925	8.61E-04	2.294E-05	1.206	235.0	0.965	0.714

**Erdgas/Luft kalt, lambda=1,05
Matrixbrenner d=10mm**

lambda	sl [m/s]	uavg [m/s]	st [m/s]	st/sl	T0 [K]	ny [m ² /s]	lt [m]	urms [m/s]	taukin [s]	a [m ² /s]	Dat	Ret	Le	Pr
1.023	0.378	10.02	2.615	6.922	300	1.643E-05	0.0045	0.722	1.81E-04	2.294E-05	34.510	197.6	0.955	0.716
1.023	0.378	10.02	2.335	6.181	300	1.643E-05	0.0045	0.722	1.81E-04	2.294E-05	34.510	197.6	0.955	0.716
1.023	0.378	10.02	2.325	6.154	300	1.643E-05	0.0045	0.722	1.81E-04	2.294E-05	34.510	197.6	0.955	0.716
1.039	0.371	12.87	2.445	6.583	300	1.643E-05	0.0045	0.926	1.87E-04	2.294E-05	25.922	253.8	0.955	0.716
1.039	0.371	12.87	2.277	6.130	300	1.643E-05	0.0045	0.926	1.87E-04	2.294E-05	25.922	253.8	0.955	0.716
1.039	0.371	12.87	2.445	6.583	300	1.643E-05	0.0045	0.926	1.87E-04	2.294E-05	25.922	253.8	0.955	0.716
1.035	0.377	14.91	2.474	6.557	303	1.667E-05	0.0045	1.073	1.86E-04	2.329E-05	22.583	289.6	0.955	0.716
1.035	0.377	14.91	2.698	7.151	303	1.667E-05	0.0045	1.073	1.86E-04	2.329E-05	22.583	289.6	0.955	0.716
1.035	0.377	14.91	2.951	7.821	303	1.667E-05	0.0045	1.073	1.86E-04	2.329E-05	22.583	289.6	0.955	0.716
1.042	0.377	17.53	3.453	9.152	303	1.667E-05	0.0045	1.262	1.86E-04	2.329E-05	19.201	340.6	0.955	0.716
1.042	0.377	17.53	3.085	8.177	303	1.667E-05	0.0045	1.262	1.86E-04	2.329E-05	19.201	340.6	0.955	0.716
1.042	0.377	17.53	3.576	9.478	303	1.667E-05	0.0045	1.262	1.86E-04	2.329E-05	19.201	340.6	0.955	0.716
1.070	0.366	20.31	4.103	11.197	303	1.667E-05	0.0045	1.462	1.97E-04	2.329E-05	15.658	394.7	0.955	0.716
1.070	0.366	20.31	3.676	10.032	303	1.667E-05	0.0045	1.462	1.97E-04	2.329E-05	15.658	394.7	0.955	0.716
1.070	0.366	20.31	3.555	9.702	303	1.667E-05	0.0045	1.462	1.97E-04	2.329E-05	15.658	394.7	0.955	0.716
1.041	0.377	22.33	3.864	10.241	303	1.667E-05	0.0045	1.608	1.86E-04	2.329E-05	15.069	434.0	0.955	0.716
1.041	0.377	22.33	4.065	10.774	303	1.667E-05	0.0045	1.608	1.86E-04	2.329E-05	15.069	434.0	0.955	0.716
1.041	0.377	22.33	3.886	10.300	303	1.667E-05	0.0045	1.608	1.86E-04	2.329E-05	15.069	434.0	0.955	0.716
1.052	0.380	24.97	4.320	11.362	306	1.692E-05	0.0045	1.798	1.88E-04	2.364E-05	13.343	478.2	0.955	0.716
1.052	0.380	24.97	4.620	12.151	306	1.692E-05	0.0045	1.798	1.88E-04	2.364E-05	13.343	478.2	0.955	0.716

1.052	0.380	24.97	4.620	12.151	306	1.692E-05	0.0045	1.798	1.88E-04	2.364E-05	13.343	478.2	0.955	0.716
1.040	0.390	27.39	4.793	12.290	309	1.717E-05	0.0045	1.972	1.82E-04	2.398E-05	12.517	516.8	0.954	0.716
1.040	0.390	27.39	4.628	11.867	309	1.717E-05	0.0045	1.972	1.82E-04	2.398E-05	12.517	516.8	0.954	0.716
1.040	0.390	27.39	4.711	12.080	309	1.717E-05	0.0045	1.972	1.82E-04	2.398E-05	12.517	516.8	0.954	0.716
1.043	0.398	30.09	5.446	13.675	313	1.750E-05	0.0045	2.166	1.79E-04	2.445E-05	11.584	556.8	0.953	0.716
1.043	0.398	30.09	5.265	13.220	313	1.750E-05	0.0045	2.166	1.79E-04	2.445E-05	11.584	556.8	0.953	0.716
1.043	0.398	30.09	5.175	12.994	313	1.750E-05	0.0045	2.166	1.79E-04	2.445E-05	11.584	556.8	0.953	0.716

**Erdgas/Luft kalt, lambda=1,30
Matrixbrenner d=10mm**

lambda	sl [m/s]	uavg [m/s]	st [m/s]	st/sl	T0 [K]	ny [m^2/s]	lt [m]	urms [m/s]	tau[in] [s]	a [m^2/s]	Dat	Ret	Le	Pr
1.288	0.255	9.93	1.866	7.310	300	1.640E-05	0.0045	0.715	3.90E-04	2.294E-05	16.139	196.1	0.961	0.715
1.288	0.255	9.93	1.728	6.770	300	1.640E-05	0.0045	0.715	3.90E-04	2.294E-05	16.139	196.1	0.961	0.715
1.288	0.255	9.93	1.707	6.687	300	1.640E-05	0.0045	0.715	3.90E-04	2.294E-05	16.139	196.1	0.961	0.715
1.304	0.251	12.96	2.388	9.529	300	1.640E-05	0.0045	0.933	4.04E-04	2.294E-05	11.930	256.1	0.962	0.715
1.304	0.251	12.96	2.275	9.078	300	1.640E-05	0.0045	0.933	4.04E-04	2.294E-05	11.930	256.1	0.962	0.715
1.304	0.251	12.96	2.432	9.705	300	1.640E-05	0.0045	0.933	4.04E-04	2.294E-05	11.930	256.1	0.962	0.715
1.303	0.255	15.00	2.151	8.433	303	1.664E-05	0.0045	1.080	4.00E-04	2.329E-05	10.427	292.0	0.961	0.715
1.303	0.255	15.00	2.327	9.123	303	1.664E-05	0.0045	1.080	4.00E-04	2.329E-05	10.427	292.0	0.961	0.715
1.303	0.255	15.00	2.493	9.774	303	1.664E-05	0.0045	1.080	4.00E-04	2.329E-05	10.427	292.0	0.961	0.715
1.312	0.250	17.46	2.547	10.201	303	1.664E-05	0.0045	1.257	4.18E-04	2.329E-05	8.573	339.9	0.961	0.715
1.312	0.250	17.46	2.753	11.026	303	1.664E-05	0.0045	1.257	4.18E-04	2.329E-05	8.573	339.9	0.961	0.715
1.312	0.250	17.46	2.649	10.609	303	1.664E-05	0.0045	1.257	4.18E-04	2.329E-05	8.573	339.9	0.961	0.715
1.312	0.250	20.08	3.522	14.105	303	1.664E-05	0.0045	1.445	4.18E-04	2.329E-05	7.457	390.7	0.961	0.715
1.312	0.250	20.08	3.835	15.359	303	1.664E-05	0.0045	1.445	4.18E-04	2.329E-05	7.457	390.7	0.961	0.715
1.312	0.250	20.08	3.456	13.841	303	1.664E-05	0.0045	1.445	4.18E-04	2.329E-05	7.457	390.7	0.961	0.715
1.314	0.250	22.44	3.170	12.696	303	1.664E-05	0.0045	1.616	4.18E-04	2.329E-05	6.668	437.0	0.961	0.715
1.314	0.250	22.44	3.095	12.395	303	1.664E-05	0.0045	1.616	4.18E-04	2.329E-05	6.668	437.0	0.961	0.715
1.314	0.250	22.44	3.095	12.395	303	1.664E-05	0.0045	1.616	4.18E-04	2.329E-05	6.668	437.0	0.961	0.715
1.303	0.259	25.01	2.737	10.566	306	1.689E-05	0.0045	1.801	3.96E-04	2.364E-05	6.310	479.8	0.961	0.715
1.303	0.259	25.01	2.827	10.913	306	1.689E-05	0.0045	1.801	3.96E-04	2.364E-05	6.310	479.8	0.961	0.715
1.303	0.259	25.01	2.827	10.913	306	1.689E-05	0.0045	1.801	3.96E-04	2.364E-05	6.310	479.8	0.961	0.715
1.304	0.264	27.55	3.734	14.129	309	1.714E-05	0.0045	1.984	3.90E-04	2.398E-05	5.817	520.9	0.960	0.715
1.304	0.264	27.55	3.579	13.543	309	1.714E-05	0.0045	1.984	3.90E-04	2.398E-05	5.817	520.9	0.960	0.715
1.304	0.264	27.55	3.557	13.459	309	1.714E-05	0.0045	1.984	3.90E-04	2.398E-05	5.817	520.9	0.960	0.715

1.301	0.270	30.10	3.717	13.746	313	1.747E-05	0.0045	2.167	3.84E-04	2.445E-05	5.413	558.1	0.960	0.715
1.301	0.270	30.10	3.719	13.753	313	1.747E-05	0.0045	2.167	3.84E-04	2.445E-05	5.413	558.1	0.960	0.715
1.301	0.270	30.10	3.950	14.607	313	1.747E-05	0.0045	2.167	3.84E-04	2.445E-05	5.413	558.1	0.960	0.715

Erdgas/Luft kalt, lambda=1,5
Matrixbrenner d=10mm

lambda	sl [m/s]	uavg [m/s]	st [m/s]	st/sl	T0 [K]	ny [m ² /s]	lt [m]	urms [m/s]	tau kin [s]	a [m ² /s]	Dat	Ret	Le	Pr
1.455	0.185	10.15	1.506	8.142	303	1.663E-05	0.0045	0.731	7.48E-04	2.329E-05	8.239	197.7	0.962	0.714
1.455	0.185	10.15	1.457	7.877	303	1.663E-05	0.0045	0.731	7.48E-04	2.329E-05	8.239	197.7	0.962	0.714
1.455	0.185	10.15	1.714	9.266	303	1.663E-05	0.0045	0.731	7.48E-04	2.329E-05	8.239	197.7	0.962	0.714
1.444	0.193	12.83	1.755	9.082	303	1.663E-05	0.0045	0.924	6.86E-04	2.329E-05	7.101	250.0	0.962	0.714
1.440	0.193	15.10	2.060	10.660	303	1.663E-05	0.0045	1.088	6.86E-04	2.329E-05	6.028	294.4	0.962	0.714
1.440	0.193	15.10	2.034	10.525	303	1.663E-05	0.0045	1.088	6.86E-04	2.329E-05	6.028	294.4	0.962	0.714
1.455	0.185	17.59	2.214	11.969	303	1.663E-05	0.0045	1.266	7.48E-04	2.329E-05	4.754	342.6	0.963	0.714
1.455	0.185	17.59	2.351	12.710	303	1.663E-05	0.0045	1.266	7.48E-04	2.329E-05	4.754	342.6	0.963	0.714
1.455	0.185	17.59	2.365	12.786	303	1.663E-05	0.0045	1.266	7.48E-04	2.329E-05	4.754	342.6	0.963	0.714
1.457	0.185	20.42	2.276	12.304	303	1.663E-05	0.0045	1.470	7.48E-04	2.329E-05	4.094	397.8	0.963	0.714
1.457	0.185	20.42	2.279	12.321	303	1.663E-05	0.0045	1.470	7.48E-04	2.329E-05	4.094	397.8	0.963	0.714
1.457	0.185	20.42	2.489	13.456	303	1.663E-05	0.0045	1.470	7.48E-04	2.329E-05	4.094	397.8	0.963	0.714

Erdgas/Luft kalt, lambda=1,05
Matrixbrenner d=15mm

lambda	sl [m/s]	uavg [m/s]	st [m/s]	st/sl	T0 [K]	ny [m ² /s]	lt [m]	urms [m/s]	tau kin [s]	a [m ² /s]	Dat	Ret	Le	Pr
1.045	0.402	13.11	3.046	7.568	317	1.784E-05	0.0062	1.075	1.81E-04	2.492E-05	31.921	373.6	0.953	0.716
1.045	0.402	13.11	3.061	7.606	317	1.784E-05	0.0062	1.075	1.81E-04	2.492E-05	31.921	373.6	0.953	0.716
1.045	0.402	13.11	2.888	7.176	317	1.784E-05	0.0062	1.075	1.81E-04	2.492E-05	31.921	373.6	0.953	0.716
1.086	0.385	11.60	2.688	6.977	317	1.784E-05	0.0062	0.951	1.98E-04	2.492E-05	32.995	330.7	0.954	0.716
1.086	0.385	11.60	2.915	7.566	317	1.784E-05	0.0062	0.951	1.98E-04	2.492E-05	32.995	330.7	0.954	0.716
1.086	0.385	11.60	2.903	7.535	317	1.784E-05	0.0062	0.951	1.98E-04	2.492E-05	32.995	330.7	0.954	0.716
1.058	0.396	9.73	2.614	6.597	316	1.775E-05	0.0062	0.798	1.85E-04	2.480E-05	42.037	278.7	0.954	0.716
1.058	0.396	9.73	2.848	7.187	316	1.775E-05	0.0062	0.798	1.85E-04	2.480E-05	42.037	278.7	0.954	0.716
1.058	0.396	9.73	2.735	6.902	316	1.775E-05	0.0062	0.798	1.85E-04	2.480E-05	42.037	278.7	0.954	0.716
1.055	0.396	8.31	2.461	6.210	316	1.776E-05	0.0062	0.682	1.85E-04	2.480E-05	49.221	238.0	0.953	0.716

1.322 0.264 6.60 1.518 5.758 315 1.764E-05 0.0062 0.541 4.09E-04 2.469E-05 28.005 190.3 0.960 0.715

Erdgas/Luft kalt, lambda=1,50
Matrixbrenner d=15mm

lambda	sl [m/s]	uavg [m/s]	st [m/s]	st/sl	T0 [K]	ny [m^2/s]	lt [m]	urms [m/s]	tauks [s]	a [m^2/s]	Dat	Ret	Le	Pr
1.495	0.189	20.53	2.169	11.503	319	1.796E-05	0.0062	1.684	8.11E-04	2.516E-05	4.541	581.3	0.962	0.714
1.495	0.189	20.53	2.206	11.700	319	1.796E-05	0.0062	1.684	8.11E-04	2.516E-05	4.541	581.3	0.962	0.714
1.491	0.193	18.78	2.210	11.469	319	1.796E-05	0.0062	1.540	7.78E-04	2.516E-05	5.175	531.6	0.962	0.714
1.491	0.193	18.78	2.371	12.305	319	1.796E-05	0.0062	1.540	7.78E-04	2.516E-05	5.175	531.6	0.962	0.714
1.491	0.193	18.78	2.333	12.107	319	1.796E-05	0.0062	1.540	7.78E-04	2.516E-05	5.175	531.6	0.962	0.714
1.479	0.193	16.83	2.374	12.308	316	1.771E-05	0.0062	1.380	7.58E-04	2.480E-05	5.930	483.2	0.962	0.714
1.479	0.193	16.83	2.373	12.303	316	1.771E-05	0.0062	1.380	7.58E-04	2.480E-05	5.930	483.2	0.962	0.714
1.479	0.193	16.83	2.251	11.671	316	1.771E-05	0.0062	1.380	7.58E-04	2.480E-05	5.930	483.2	0.962	0.714
1.474	0.197	15.01	2.441	12.397	316	1.771E-05	0.0062	1.231	7.28E-04	2.480E-05	6.915	431.0	0.962	0.714
1.474	0.197	15.01	2.267	11.513	316	1.771E-05	0.0062	1.231	7.28E-04	2.480E-05	6.915	431.0	0.962	0.714
1.474	0.197	15.01	2.199	11.168	316	1.771E-05	0.0062	1.231	7.28E-04	2.480E-05	6.915	431.0	0.962	0.714
1.453	0.206	13.04	1.951	9.458	317	1.779E-05	0.0062	1.069	6.69E-04	2.492E-05	8.671	372.5	0.962	0.714
1.453	0.206	13.04	1.910	9.259	317	1.779E-05	0.0062	1.069	6.69E-04	2.492E-05	8.671	372.5	0.962	0.714
1.453	0.206	13.04	1.937	9.390	317	1.779E-05	0.0062	1.069	6.69E-04	2.492E-05	8.671	372.5	0.962	0.714
1.450	0.205	11.37	2.169	10.587	316	1.771E-05	0.0062	0.933	6.72E-04	2.480E-05	9.896	326.4	0.962	0.714
1.450	0.205	11.37	2.237	10.919	316	1.771E-05	0.0062	0.933	6.72E-04	2.480E-05	9.896	326.4	0.962	0.714
1.450	0.205	11.37	2.029	9.904	316	1.771E-05	0.0062	0.933	6.72E-04	2.480E-05	9.896	326.4	0.962	0.714
1.449	0.205	9.82	1.952	9.528	316	1.771E-05	0.0062	0.895	6.72E-04	2.480E-05	11.460	281.9	0.962	0.714
1.449	0.205	9.82	1.860	9.079	316	1.771E-05	0.0062	0.895	6.72E-04	2.480E-05	11.460	281.9	0.962	0.714
1.449	0.205	9.82	1.938	9.460	316	1.771E-05	0.0062	0.895	6.72E-04	2.480E-05	11.460	281.9	0.962	0.714
1.457	0.197	8.26	1.775	9.011	313	1.746E-05	0.0062	0.677	7.10E-04	2.445E-05	12.899	240.5	0.962	0.714
1.457	0.197	8.26	1.583	8.037	313	1.746E-05	0.0062	0.677	7.10E-04	2.445E-05	12.899	240.5	0.962	0.714
1.457	0.197	8.26	1.756	8.915	313	1.746E-05	0.0062	0.677	7.10E-04	2.445E-05	12.899	240.5	0.962	0.714

Erdgas/Luft kalt, lambda=1,30
Matrixbrenner d=20mm

lambda	sl [m/s]	uavg [m/s]	st [m/s]	st/sl	T0 [K]	ny [m^2/s]	lt [m]	urms [m/s]	tauks [s]	a [m^2/s]	Dat	Ret	Le	Pr
1.377	0.228	4.96	1.928	8.462	310	1.722E-05	0.0080	0.446	5.24E-04	2.410E-05	34.234	207.3	0.962	0.714

1.377	0.228	4.96	1.902	8.348	310	1.722E-05	0.0080	0.446	5.24E-04	2.410E-05	34.234	207.3	0.962	0.714
1.377	0.228	4.96	1.939	8.510	310	1.722E-05	0.0080	0.446	5.24E-04	2.410E-05	34.234	207.3	0.962	0.714
1.366	0.232	6.08	1.908	8.209	310	1.722E-05	0.0080	0.547	5.04E-04	2.410E-05	29.011	254.1	0.961	0.714
1.366	0.232	6.08	1.883	8.102	310	1.722E-05	0.0080	0.547	5.04E-04	2.410E-05	29.011	254.1	0.961	0.714
1.366	0.232	6.08	1.955	8.412	310	1.722E-05	0.0080	0.547	5.04E-04	2.410E-05	29.011	254.1	0.961	0.714
1.314	0.260	7.23	2.278	8.763	309	1.714E-05	0.0080	0.651	4.04E-04	2.398E-05	30.425	303.8	0.962	0.715
1.314	0.260	7.23	2.274	8.748	309	1.714E-05	0.0080	0.651	4.04E-04	2.398E-05	30.425	303.8	0.962	0.715
1.314	0.260	7.23	2.248	8.648	309	1.714E-05	0.0080	0.651	4.04E-04	2.398E-05	30.425	303.8	0.962	0.715
1.327	0.251	8.75	2.489	9.901	310	1.722E-05	0.0080	0.788	4.32E-04	2.410E-05	23.485	366.0	0.961	0.715
1.327	0.251	8.75	2.605	10.362	310	1.722E-05	0.0080	0.788	4.32E-04	2.410E-05	23.485	366.0	0.961	0.715
1.327	0.251	8.75	2.627	10.450	310	1.722E-05	0.0080	0.788	4.32E-04	2.410E-05	23.485	366.0	0.961	0.715
1.328	0.259	9.84	2.839	10.970	315	1.764E-05	0.0080	0.885	4.23E-04	2.469E-05	21.348	401.5	0.960	0.715
1.328	0.259	9.84	2.654	10.255	315	1.764E-05	0.0080	0.885	4.23E-04	2.469E-05	21.348	401.5	0.960	0.715
1.328	0.259	9.84	2.795	10.800	315	1.764E-05	0.0080	0.885	4.23E-04	2.469E-05	21.348	401.5	0.960	0.715
1.335	0.261	10.91	2.948	11.286	320	1.806E-05	0.0080	0.982	4.32E-04	2.528E-05	18.867	435.2	0.960	0.714
1.335	0.261	10.91	2.842	10.880	320	1.806E-05	0.0080	0.982	4.32E-04	2.528E-05	18.867	435.2	0.960	0.714
1.335	0.261	10.91	3.076	11.776	320	1.806E-05	0.0080	0.982	4.32E-04	2.528E-05	18.867	435.2	0.960	0.714
1.358	0.251	12.29	3.212	12.775	320	1.806E-05	0.0080	1.106	4.65E-04	2.528E-05	15.551	490.0	0.960	0.714
1.358	0.251	12.29	3.081	12.254	320	1.806E-05	0.0080	1.106	4.65E-04	2.528E-05	15.551	490.0	0.960	0.714
1.358	0.251	12.29	3.007	11.959	320	1.806E-05	0.0080	1.106	4.65E-04	2.528E-05	15.551	490.0	0.960	0.714

**Erdgas/Luft kalt, lambda=1,50
Matrixbrenner d=20mm**

lambda	sl [m/s]	uavg [m/s]	st [m/s]	st/sl	T0 [K]	ny [m^2/s]	lt [m]	urms [m/s]	taukin [s]	a [m^2/s]	Dat	Ret	Le	Pr
1.546	0.160	4.93	1.519	9.495	310	1.720E-05	0.0080	0.444	1.06E-03	2.410E-05	17.062	206.3	0.964	0.714
1.546	0.160	4.93	1.528	9.551	310	1.720E-05	0.0080	0.444	1.06E-03	2.410E-05	17.062	206.3	0.964	0.714
1.546	0.160	4.93	1.510	9.439	310	1.720E-05	0.0080	0.444	1.06E-03	2.410E-05	17.062	206.3	0.964	0.714
1.490	0.182	6.16	1.725	9.493	310	1.721E-05	0.0080	0.554	8.17E-04	2.410E-05	17.677	257.7	0.963	0.714
1.490	0.182	6.16	1.770	9.741	310	1.721E-05	0.0080	0.554	8.17E-04	2.410E-05	17.677	257.7	0.963	0.714
1.490	0.182	6.16	1.726	9.498	310	1.721E-05	0.0080	0.554	8.17E-04	2.410E-05	17.677	257.7	0.963	0.714
1.469	0.188	7.29	1.794	9.536	309	1.712E-05	0.0080	0.656	7.55E-04	2.398E-05	16.153	306.5	0.963	0.714
1.469	0.188	7.29	1.789	9.509	309	1.712E-05	0.0080	0.656	7.55E-04	2.398E-05	16.153	306.5	0.963	0.714
1.469	0.188	7.29	1.880	9.993	309	1.712E-05	0.0080	0.656	7.55E-04	2.398E-05	16.153	306.5	0.963	0.714
1.476	0.186	8.74	2.019	10.872	310	1.721E-05	0.0080	0.786	7.82E-04	2.410E-05	13.014	365.5	0.963	0.714

1.476	0.186	8.74	1.988	10.705	310	1.721E-05	0.0080	0.786	7.82E-04	2.410E-05	13.014	365.5	0.963	0.714
1.476	0.186	8.74	1.989	10.711	310	1.721E-05	0.0080	0.786	7.82E-04	2.410E-05	13.014	365.5	0.963	0.714
1.473	0.196	9.76	2.083	10.645	315	1.763E-05	0.0080	0.879	7.32E-04	2.469E-05	12.440	398.8	0.962	0.714
1.473	0.196	9.76	2.124	10.854	315	1.763E-05	0.0080	0.879	7.32E-04	2.469E-05	12.440	398.8	0.962	0.714
1.473	0.196	9.76	2.102	10.742	315	1.763E-05	0.0080	0.879	7.32E-04	2.469E-05	12.440	398.8	0.962	0.714
1.468	0.202	10.88	2.205	10.924	320	1.805E-05	0.0080	0.979	7.14E-04	2.528E-05	11.447	434.1	0.962	0.714
1.468	0.202	10.88	2.230	11.048	320	1.805E-05	0.0080	0.979	7.14E-04	2.528E-05	11.447	434.1	0.962	0.714
1.468	0.202	10.88	2.221	11.003	320	1.805E-05	0.0080	0.979	7.14E-04	2.528E-05	11.447	434.1	0.962	0.714
1.476	0.198	11.98	2.398	12.129	320	1.805E-05	0.0080	1.079	7.14E-04	2.528E-05	10.389	478.3	0.962	0.714
1.476	0.198	11.98	2.357	11.922	320	1.805E-05	0.0080	1.079	7.14E-04	2.528E-05	10.389	478.3	0.962	0.714
1.476	0.198	11.98	2.319	11.730	320	1.805E-05	0.0080	1.079	7.14E-04	2.528E-05	10.389	478.3	0.962	0.714

**Erdgas/Luft vorgewärmt, lambda=1,75
Matrixbrenner d=5mm**

lambda	sl [m/s]	uavg [m/s]	st [m/s]	st/sl	T0 [K]	ny [m^2/s]	lt [m]	urms [m/s]	taukln [s]	a [m^2/s]	Dat	Ret	Le	Pr
1.750	0.808	64.03	3.825	4.731	673	6.446E-05	0.0020	3.842	3.17E-04	9.040E-05	1.642	119.2	0.945	0.713
1.750	0.808	64.03	4.245	5.251	673	6.446E-05	0.0020	3.842	3.17E-04	9.040E-05	1.642	119.2	0.945	0.713
1.762	0.799	45.08	2.965	3.711	673	6.446E-05	0.0020	2.705	3.25E-04	9.040E-05	2.277	83.9	0.945	0.713
1.762	0.799	45.08	3.243	4.059	673	6.446E-05	0.0020	2.705	3.25E-04	9.040E-05	2.277	83.9	0.945	0.713
1.762	0.799	45.08	3.143	3.934	673	6.446E-05	0.0020	2.705	3.25E-04	9.040E-05	2.277	83.9	0.945	0.713

**Erdgas/Luft vorgewärmt, lambda=1,75
Matrixbrenner d=10mm**

lambda	sl [m/s]	uavg [m/s]	st [m/s]	st/sl	T0 [K]	ny [m^2/s]	lt [m]	urms [m/s]	taukln [s]	a [m^2/s]	Dat	Ret	Le	Pr
1.756	0.799	38.35	3.467	4.339	673	6.446E-05	0.0045	2.761	3.25E-04	9.040E-05	5.019	192.7	0.945	0.713
1.756	0.799	38.35	3.496	4.376	673	6.446E-05	0.0045	2.761	3.25E-04	9.040E-05	5.019	192.7	0.945	0.713
1.756	0.799	38.35	3.802	4.759	673	6.446E-05	0.0045	2.761	3.25E-04	9.040E-05	5.019	192.7	0.945	0.713
1.745	0.808	47.57	3.929	4.860	673	6.446E-05	0.0045	3.425	3.17E-04	9.040E-05	4.143	239.1	0.945	0.713
1.745	0.808	47.57	4.183	5.174	673	6.446E-05	0.0045	3.425	3.17E-04	9.040E-05	4.143	239.1	0.945	0.713
1.745	0.808	47.57	4.244	5.250	673	6.446E-05	0.0045	3.425	3.17E-04	9.040E-05	4.143	239.1	0.945	0.713
1.752	0.808	58.34	4.576	5.660	673	6.446E-05	0.0045	4.200	3.17E-04	9.040E-05	3.379	293.2	0.945	0.713
1.752	0.808	58.34	5.924	7.328	673	6.446E-05	0.0045	4.200	3.17E-04	9.040E-05	3.379	293.2	0.945	0.713
1.752	0.808	67.60	5.591	6.916	673	6.446E-05	0.0045	4.867	3.17E-04	9.040E-05	2.916	339.8	0.945	0.713

1.752	0.808	67.60	5.134	6.350	673	6.446E-05	0.0045	4.867	3.17E-04	9.040E-05	2.916	339.8	0.945	0.713
1.745	0.808	75.33	5.666	7.008	673	6.446E-05	0.0045	5.424	3.17E-04	9.040E-05	2.616	378.6	0.945	0.713
1.745	0.808	75.33	5.896	7.293	673	6.446E-05	0.0045	5.424	3.17E-04	9.040E-05	2.616	378.6	0.945	0.713
1.746	0.808	28.32	2.977	3.682	673	6.446E-05	0.0045	2.039	3.17E-04	9.040E-05	6.960	142.3	0.945	0.713
1.746	0.808	28.32	3.194	3.951	673	6.446E-05	0.0045	2.039	3.17E-04	9.040E-05	6.960	142.3	0.945	0.713
1.746	0.808	28.32	3.132	3.874	673	6.446E-05	0.0045	2.039	3.17E-04	9.040E-05	6.960	142.3	0.945	0.713
1.746	0.808	18.89	2.089	2.584	673	6.446E-05	0.0045	1.360	3.17E-04	9.040E-05	10.435	94.9	0.945	0.713
1.746	0.808	18.89	2.168	2.682	673	6.446E-05	0.0045	1.360	3.17E-04	9.040E-05	10.435	94.9	0.945	0.713
1.746	0.808	18.89	2.870	3.550	673	6.446E-05	0.0045	1.360	3.17E-04	9.040E-05	10.435	94.9	0.945	0.713
1.750	0.808	44.71	4.240	5.245	673	6.446E-05	0.0045	3.219	3.17E-04	9.040E-05	4.409	224.7	0.945	0.713
1.750	0.808	65.93	4.805	5.943	673	6.446E-05	0.0045	4.747	3.17E-04	9.040E-05	2.989	331.4	0.945	0.713
1.750	0.808	75.56	5.581	6.903	673	6.446E-05	0.0045	5.440	3.17E-04	9.040E-05	2.609	379.8	0.945	0.713
1.750	0.808	84.31	6.147	7.603	673	6.446E-05	0.0045	6.071	3.17E-04	9.040E-05	2.338	423.8	0.945	0.713
1.740	0.819	18.90	2.646	3.230	673	6.446E-05	0.0045	1.361	3.09E-04	9.040E-05	10.712	95.0	0.945	0.713
1.740	0.819	18.90	2.117	2.584	673	6.446E-05	0.0045	1.361	3.09E-04	9.040E-05	10.712	95.0	0.945	0.713
1.740	0.819	18.90	2.249	2.746	673	6.446E-05	0.0045	1.361	3.09E-04	9.040E-05	10.712	95.0	0.945	0.713
1.740	0.819	28.67	3.526	4.304	673	6.446E-05	0.0045	2.064	3.09E-04	9.040E-05	7.064	144.1	0.945	0.713
1.740	0.819	28.67	3.612	4.409	673	6.446E-05	0.0045	2.064	3.09E-04	9.040E-05	7.064	144.1	0.945	0.713
1.740	0.819	28.67	3.325	4.059	673	6.446E-05	0.0045	2.064	3.09E-04	9.040E-05	7.064	144.1	0.945	0.713
1.740	0.819	37.90	4.018	4.905	673	6.446E-05	0.0045	2.729	3.09E-04	9.040E-05	5.342	190.5	0.945	0.713
1.740	0.819	37.90	4.056	4.951	673	6.446E-05	0.0045	2.729	3.09E-04	9.040E-05	5.342	190.5	0.945	0.713
1.740	0.819	37.90	3.942	4.812	673	6.446E-05	0.0045	2.729	3.09E-04	9.040E-05	5.342	190.5	0.945	0.713
1.710	0.851	42.73	4.615	5.422	673	6.447E-05	0.0045	3.077	2.86E-04	9.040E-05	5.110	214.8	0.945	0.713
1.710	0.851	42.73	4.444	5.221	673	6.447E-05	0.0045	3.077	2.86E-04	9.040E-05	5.110	214.8	0.945	0.713
1.710	0.851	42.73	4.444	5.221	673	6.447E-05	0.0045	3.077	2.86E-04	9.040E-05	5.110	214.8	0.945	0.713
1.710	0.851	51.99	5.199	6.108	673	6.447E-05	0.0045	3.743	2.86E-04	9.040E-05	4.201	261.3	0.945	0.713
1.710	0.851	51.99	5.043	5.925	673	6.447E-05	0.0045	3.743	2.86E-04	9.040E-05	4.201	261.3	0.945	0.713
1.710	0.851	51.99	5.147	6.047	673	6.447E-05	0.0045	3.743	2.86E-04	9.040E-05	4.201	261.3	0.945	0.713
1.710	0.851	59.62	5.605	6.585	673	6.447E-05	0.0045	4.293	2.86E-04	9.040E-05	3.663	299.6	0.945	0.713
1.710	0.851	59.62	5.664	6.654	673	6.447E-05	0.0045	4.293	2.86E-04	9.040E-05	3.663	299.6	0.945	0.713
1.710	0.851	59.62	5.008	5.884	673	6.447E-05	0.0045	4.293	2.86E-04	9.040E-05	3.663	299.6	0.945	0.713
1.710	0.851	69.02	6.143	7.217	673	6.447E-05	0.0045	4.969	2.86E-04	9.040E-05	3.165	346.8	0.945	0.713
1.710	0.851	69.02	5.936	6.974	673	6.447E-05	0.0045	4.969	2.86E-04	9.040E-05	3.165	346.8	0.945	0.713

**Erdgas/Luft vorgewärmt, lambda=2,00
Matrixbrenner d=10mm**

lambda	sl [m/s]	uavg [m/s]	st [m/s]	st/sl	T0 [K]	ny [m ² /s]	lt [m]	urms [m/s]	tau _{km} [s]	a [m ² /s]	Dat	Ret	Le	Pr
2.000	0.589	19.66	2.294	3.897	673	6.440E-05	0.0045	1.415	6.03E-04	9.040E-05	5.276	98.9	0.947	0.712
2.000	0.589	19.66	2.268	3.853	673	6.440E-05	0.0045	1.415	6.03E-04	9.040E-05	5.276	98.9	0.947	0.712
2.000	0.589	19.66	2.290	3.890	673	6.440E-05	0.0045	1.415	6.03E-04	9.040E-05	5.276	98.9	0.947	0.712
2.000	0.589	27.54	2.530	4.298	673	6.440E-05	0.0045	1.983	6.03E-04	9.040E-05	3.765	138.6	0.947	0.712
2.000	0.589	27.54	2.487	4.225	673	6.440E-05	0.0045	1.983	6.03E-04	9.040E-05	3.765	138.6	0.947	0.712
2.000	0.589	27.54	2.551	4.334	673	6.440E-05	0.0045	1.983	6.03E-04	9.040E-05	3.765	138.6	0.947	0.712
1.990	0.596	37.40	4.310	7.226	673	6.440E-05	0.0045	2.693	5.87E-04	9.040E-05	2.847	188.2	0.947	0.712
1.990	0.596	37.40	3.238	5.428	673	6.440E-05	0.0045	2.693	5.87E-04	9.040E-05	2.847	188.2	0.947	0.712
1.990	0.596	37.40	3.403	5.705	673	6.440E-05	0.0045	2.693	5.87E-04	9.040E-05	2.847	188.2	0.947	0.712
1.996	0.589	47.26	4.447	7.555	673	6.440E-05	0.0045	3.403	6.03E-04	9.040E-05	2.194	237.8	0.947	0.712
1.996	0.589	47.26	4.245	7.212	673	6.440E-05	0.0045	3.403	6.03E-04	9.040E-05	2.194	237.8	0.947	0.712
1.990	0.596	53.29	4.467	7.489	673	6.440E-05	0.0045	3.837	5.87E-04	9.040E-05	1.998	268.1	0.947	0.712
2.000	0.589	38.36	2.552	4.336	673	6.440E-05	0.0045	2.762	6.03E-04	9.040E-05	2.703	193.0	0.947	0.712
2.000	0.589	38.36	2.327	3.953	673	6.440E-05	0.0045	2.762	6.03E-04	9.040E-05	2.703	193.0	0.947	0.712
2.000	0.589	49.40	3.770	6.405	673	6.440E-05	0.0045	3.557	6.03E-04	9.040E-05	2.099	248.5	0.947	0.712
2.000	0.589	49.40	3.346	5.684	673	6.440E-05	0.0045	3.557	6.03E-04	9.040E-05	2.099	248.5	0.947	0.712
2.000	0.589	57.33	4.376	7.434	673	6.440E-05	0.0045	4.128	6.03E-04	9.040E-05	1.809	288.4	0.947	0.712
2.000	0.589	57.33	3.130	5.317	673	6.440E-05	0.0045	4.128	6.03E-04	9.040E-05	1.809	288.4	0.947	0.712
1.950	0.628	18.17	2.526	4.025	673	6.441E-05	0.0045	1.308	5.30E-04	9.040E-05	6.491	91.4	0.947	0.713
1.950	0.628	18.17	2.471	3.937	673	6.441E-05	0.0045	1.308	5.30E-04	9.040E-05	6.491	91.4	0.947	0.713
1.950	0.628	18.17	2.544	4.053	673	6.441E-05	0.0045	1.308	5.30E-04	9.040E-05	6.491	91.4	0.947	0.713
1.950	0.628	27.65	3.179	5.065	673	6.441E-05	0.0045	1.991	5.30E-04	9.040E-05	4.264	139.1	0.947	0.713
1.950	0.628	27.65	3.096	4.933	673	6.441E-05	0.0045	1.991	5.30E-04	9.040E-05	4.264	139.1	0.947	0.713
1.950	0.628	27.65	3.069	4.890	673	6.441E-05	0.0045	1.991	5.30E-04	9.040E-05	4.264	139.1	0.947	0.713
1.950	0.628	36.34	3.562	5.675	673	6.441E-05	0.0045	2.617	5.30E-04	9.040E-05	3.244	182.8	0.947	0.713
1.950	0.628	36.34	3.562	5.675	673	6.441E-05	0.0045	2.617	5.30E-04	9.040E-05	3.244	182.8	0.947	0.713
1.950	0.628	36.34	3.598	5.733	673	6.441E-05	0.0045	2.617	5.30E-04	9.040E-05	3.244	182.8	0.947	0.713

**Erdgas/Luft vorgewärmt, lambda=2,25
Matrixbrenner d=10mm**

lambda	sl [m/s]	uavg [m/s]	st [m/s]	st/sl	T0 [K]	ny [m ² /s]	lt [m]	urms [m/s]	taukin [s]	a [m ² /s]	Dat	Ret	Le	Pr
2.242	0.430	18.87	2.085	4.854	673	6.436E-05	0.0045	1.359	1.14E-03	9.040E-05	2.916	95.0	0.950	0.712
2.242	0.430	18.87	2.124	4.945	673	6.436E-05	0.0045	1.359	1.14E-03	9.040E-05	2.916	95.0	0.950	0.712
2.242	0.430	18.87	2.175	5.063	673	6.436E-05	0.0045	1.359	1.14E-03	9.040E-05	2.916	95.0	0.950	0.712
2.150	0.485	18.50	1.795	3.701	673	6.437E-05	0.0045	1.332	8.93E-04	9.040E-05	3.785	93.1	0.950	0.712
2.150	0.485	18.50	1.943	4.006	673	6.437E-05	0.0045	1.332	8.93E-04	9.040E-05	3.785	93.1	0.950	0.712
2.150	0.485	18.50	1.869	3.853	673	6.437E-05	0.0045	1.332	8.93E-04	9.040E-05	3.785	93.1	0.950	0.712
2.150	0.485	27.34	2.406	4.961	673	6.437E-05	0.0045	1.969	8.93E-04	9.040E-05	2.561	137.6	0.950	0.712
2.150	0.485	27.34	2.324	4.791	673	6.437E-05	0.0045	1.969	8.93E-04	9.040E-05	2.561	137.6	0.950	0.712
2.150	0.485	27.34	2.379	4.905	673	6.437E-05	0.0045	1.969	8.93E-04	9.040E-05	2.561	137.6	0.950	0.712

**Erdgas/Luft vorgewärmt, lambda=1,75
Matrixbrenner d=15mm**

lambda	sl [m/s]	uavg [m/s]	st [m/s]	st/sl	T0 [K]	ny [m ² /s]	lt [m]	urms [m/s]	taukin [s]	a [m ² /s]	Dat	Ret	Le	Pr
1.750	0.808	12.75	2.360	2.919	673	6.446E-05	0.0062	1.046	3.17E-04	9.040E-05	18.692	100.6	0.945	0.713
1.750	0.808	12.75	2.973	3.677	673	6.446E-05	0.0062	1.046	3.17E-04	9.040E-05	18.692	100.6	0.945	0.713
1.750	0.808	12.75	2.903	3.591	673	6.446E-05	0.0062	1.046	3.17E-04	9.040E-05	18.692	100.6	0.945	0.713
1.757	0.799	20.33	2.997	3.751	673	6.446E-05	0.0062	1.667	3.25E-04	9.040E-05	11.454	160.3	0.945	0.713
1.757	0.799	20.33	3.622	4.533	673	6.446E-05	0.0062	1.667	3.25E-04	9.040E-05	11.454	160.3	0.945	0.713
1.757	0.799	20.33	3.814	4.774	673	6.446E-05	0.0062	1.667	3.25E-04	9.040E-05	11.454	160.3	0.945	0.713
1.746	0.808	25.88	4.169	5.157	673	6.446E-05	0.0062	2.122	3.17E-04	9.040E-05	9.214	204.1	0.945	0.713
1.746	0.808	25.88	4.166	5.153	673	6.446E-05	0.0062	2.122	3.17E-04	9.040E-05	9.214	204.1	0.945	0.713
1.746	0.808	25.88	4.173	5.162	673	6.446E-05	0.0062	2.122	3.17E-04	9.040E-05	9.214	204.1	0.945	0.713
1.750	0.808	33.81	4.804	5.942	673	6.446E-05	0.0062	2.772	3.17E-04	9.040E-05	7.053	266.6	0.945	0.713
1.750	0.808	33.81	4.857	6.008	673	6.446E-05	0.0062	2.772	3.17E-04	9.040E-05	7.053	266.6	0.945	0.713
1.750	0.808	33.81	4.905	6.067	673	6.446E-05	0.0062	2.772	3.17E-04	9.040E-05	7.053	266.6	0.945	0.713
1.743	0.819	40.18	5.148	6.285	673	6.446E-05	0.0062	3.295	3.09E-04	9.040E-05	6.096	316.9	0.945	0.713
1.743	0.819	40.18	4.818	5.882	673	6.446E-05	0.0062	3.295	3.09E-04	9.040E-05	6.096	316.9	0.945	0.713
1.743	0.819	40.18	4.844	5.913	673	6.446E-05	0.0062	3.295	3.09E-04	9.040E-05	6.096	316.9	0.945	0.713
1.743	0.819	48.36	5.418	6.614	673	6.446E-05	0.0062	3.966	3.09E-04	9.040E-05	5.065	381.4	0.945	0.713
1.743	0.819	48.36	5.725	6.989	673	6.446E-05	0.0062	3.966	3.09E-04	9.040E-05	5.065	381.4	0.945	0.713

1.753	0.808	45.54	5.553	6.869	673	6.446E-05	0.0062	3.734	3.17E-04	9.040E-05	5.236	359.1	0.945	0.713
1.753	0.808	45.54	4.863	6.015	673	6.446E-05	0.0062	3.734	3.17E-04	9.040E-05	5.236	359.1	0.945	0.713
1.750	0.808	25.32	4.504	5.571	673	6.446E-05	0.0062	2.076	3.17E-04	9.040E-05	9.418	199.7	0.945	0.713
1.750	0.808	31.87	4.932	6.101	673	6.446E-05	0.0062	2.614	3.17E-04	9.040E-05	7.480	251.4	0.945	0.713
1.750	0.808	38.71	5.266	6.514	673	6.446E-05	0.0062	3.174	3.17E-04	9.040E-05	6.160	305.3	0.945	0.713
1.750	0.808	43.55	5.190	6.420	673	6.446E-05	0.0062	3.571	3.17E-04	9.040E-05	5.475	343.5	0.945	0.713
1.750	0.808	49.24	6.030	7.459	673	6.446E-05	0.0062	4.037	3.17E-04	9.040E-05	4.843	388.3	0.945	0.713

**Erdgas/Luft vorgewärmt, lambda=2,00
Matrixbrenner d=15mm**

lambda	sl [m/s]	uavg [m/s]	st [m/s]	st/sl	T0 [K]	ny [m^2/s]	lt [m]	urms [m/s]	taukin [s]	a [m^2/s]	Dat	Ret	Le	Pr
1.997	0.589	45.94	4.176	7.094	673	6.440E-05	0.0062	3.767	6.03E-04	9.040E-05	2.731	362.7	0.947	0.712
1.997	0.589	45.94	4.702	7.988	673	6.440E-05	0.0062	3.767	6.03E-04	9.040E-05	2.731	362.7	0.947	0.712
1.997	0.589	45.94	4.848	8.236	673	6.440E-05	0.0062	3.767	6.03E-04	9.040E-05	2.731	362.7	0.947	0.712
2.006	0.582	40.15	3.660	6.291	673	6.440E-05	0.0062	3.292	6.18E-04	9.040E-05	3.048	316.9	0.947	0.712
2.006	0.582	40.15	4.206	7.230	673	6.440E-05	0.0062	3.292	6.18E-04	9.040E-05	3.048	316.9	0.947	0.712
2.006	0.582	40.15	4.629	7.957	673	6.440E-05	0.0062	3.292	6.18E-04	9.040E-05	3.048	316.9	0.947	0.712
2.006	0.582	33.98	4.096	7.041	673	6.440E-05	0.0062	2.787	6.18E-04	9.040E-05	3.600	268.3	0.947	0.712
2.006	0.582	33.98	4.013	6.898	673	6.440E-05	0.0062	2.787	6.18E-04	9.040E-05	3.600	268.3	0.947	0.712
2.006	0.582	33.98	4.206	7.230	673	6.440E-05	0.0062	2.787	6.18E-04	9.040E-05	3.600	268.3	0.947	0.712
1.997	0.589	25.85	3.699	6.284	673	6.440E-05	0.0062	2.120	6.03E-04	9.040E-05	4.852	204.1	0.947	0.712
1.997	0.589	25.85	3.350	5.691	673	6.440E-05	0.0062	2.120	6.03E-04	9.040E-05	4.852	204.1	0.947	0.712
1.997	0.589	25.85	3.579	6.080	673	6.440E-05	0.0062	2.120	6.03E-04	9.040E-05	4.852	204.1	0.947	0.712
2.011	0.582	19.62	2.950	5.071	673	6.440E-05	0.0062	1.609	6.18E-04	9.040E-05	6.236	154.9	0.947	0.712
2.011	0.582	19.62	2.815	4.839	673	6.440E-05	0.0062	1.609	6.18E-04	9.040E-05	6.236	154.9	0.947	0.712
2.011	0.582	19.62	2.958	5.085	673	6.440E-05	0.0062	1.609	6.18E-04	9.040E-05	6.236	154.9	0.947	0.712
2.006	0.582	12.74	1.752	3.012	673	6.440E-05	0.0062	1.045	6.18E-04	9.040E-05	9.601	100.6	0.947	0.712
2.006	0.582	12.74	2.337	4.017	673	6.440E-05	0.0062	1.045	6.18E-04	9.040E-05	9.601	100.6	0.947	0.712
2.006	0.582	12.74	1.982	3.407	673	6.440E-05	0.0062	1.045	6.18E-04	9.040E-05	9.601	100.6	0.947	0.712
2.000	0.589	25.26	3.339	5.673	673	6.440E-05	0.0062	2.072	6.03E-04	9.040E-05	4.964	199.5	0.947	0.712
2.000	0.589	25.26	3.269	5.554	673	6.440E-05	0.0062	2.072	6.03E-04	9.040E-05	4.964	199.5	0.947	0.712
2.000	0.589	31.83	3.798	6.452	673	6.440E-05	0.0062	2.610	6.03E-04	9.040E-05	3.941	251.3	0.947	0.712
2.000	0.589	31.83	3.653	6.206	673	6.440E-05	0.0062	2.610	6.03E-04	9.040E-05	3.941	251.3	0.947	0.712
2.000	0.589	38.00	3.784	6.429	673	6.440E-05	0.0062	3.116	6.03E-04	9.040E-05	3.301	300.0	0.947	0.712
2.000	0.589	38.00	4.160	7.067	673	6.440E-05	0.0062	3.116	6.03E-04	9.040E-05	3.301	300.0	0.947	0.712

2.000	0.589	44.32	4.750	8.070	673	6.440E-05	0.0062	3.634	6.03E-04	9.040E-05	2.830	349.8	0.947	0.712
2.000	0.589	44.32	4.309	7.320	673	6.440E-05	0.0062	3.634	6.03E-04	9.040E-05	2.830	349.8	0.947	0.712
2.000	0.589	46.63	4.426	7.519	673	6.440E-05	0.0062	3.823	6.03E-04	9.040E-05	2.691	368.0	0.947	0.712

**Erdgas/Luft vorgewärmt, lambda=2,25
Matrixbrenner d=15mm**

lambda	sl [m/s]	uavg [m/s]	st [m/s]	st/sl	T0 [K]	ny [m ² /s]	lt [m]	urms [m/s]	taukin [s]	a [m ² /s]	Dat	Ret	Le	Pr
2.258	0.419	12.82	1.861	4.446	673	6.435E-05	0.0062	1.051	1.20E-03	9.040E-05	4.926	101.3	0.950	0.712
2.258	0.419	12.82	1.833	4.379	673	6.435E-05	0.0062	1.051	1.20E-03	9.040E-05	4.926	101.3	0.950	0.712
2.258	0.419	12.82	1.759	4.202	673	6.435E-05	0.0062	1.051	1.20E-03	9.040E-05	4.926	101.3	0.950	0.712
2.247	0.424	32.52	2.830	6.678	673	6.435E-05	0.0062	2.667	1.17E-03	9.040E-05	1.991	256.9	0.950	0.712
2.247	0.424	32.52	2.682	6.328	673	6.435E-05	0.0062	2.667	1.17E-03	9.040E-05	1.991	256.9	0.950	0.712
2.247	0.424	32.52	2.824	6.664	673	6.435E-05	0.0062	2.667	1.17E-03	9.040E-05	1.991	256.9	0.950	0.712
2.258	0.419	25.80	2.335	5.578	673	6.435E-05	0.0062	2.116	1.20E-03	9.040E-05	2.447	203.9	0.950	0.712
2.258	0.419	25.80	2.296	5.485	673	6.435E-05	0.0062	2.116	1.20E-03	9.040E-05	2.447	203.9	0.950	0.712
2.258	0.419	25.80	2.277	5.440	673	6.435E-05	0.0062	2.116	1.20E-03	9.040E-05	2.447	203.9	0.950	0.712
2.258	0.419	19.66	2.046	4.888	673	6.435E-05	0.0062	1.612	1.20E-03	9.040E-05	3.212	155.3	0.950	0.712
2.258	0.419	19.66	2.085	4.981	673	6.435E-05	0.0062	1.612	1.20E-03	9.040E-05	3.212	155.3	0.950	0.712
2.258	0.419	19.66	2.003	4.785	673	6.435E-05	0.0062	1.612	1.20E-03	9.040E-05	3.212	155.3	0.950	0.712
2.253	0.424	46.20	4.113	9.705	673	6.435E-05	0.0062	3.788	1.17E-03	9.040E-05	1.402	364.9	0.950	0.712
2.253	0.424	46.20	4.193	9.894	673	6.435E-05	0.0062	3.788	1.17E-03	9.040E-05	1.402	364.9	0.950	0.712
2.253	0.424	46.20	3.713	8.761	673	6.435E-05	0.0062	3.788	1.17E-03	9.040E-05	1.402	364.9	0.950	0.712
2.253	0.424	39.65	3.585	8.459	673	6.435E-05	0.0062	3.252	1.17E-03	9.040E-05	1.633	313.3	0.950	0.712
2.253	0.424	39.65	3.622	8.547	673	6.435E-05	0.0062	3.252	1.17E-03	9.040E-05	1.633	313.3	0.950	0.712
2.253	0.424	39.65	3.514	8.292	673	6.435E-05	0.0062	3.252	1.17E-03	9.040E-05	1.633	313.3	0.950	0.712
2.250	0.424	24.93	2.348	5.540	673	6.435E-05	0.0062	2.044	1.17E-03	9.040E-05	2.598	196.9	0.950	0.712
2.250	0.424	24.93	2.521	5.949	673	6.435E-05	0.0062	2.044	1.17E-03	9.040E-05	2.598	196.9	0.950	0.712
2.250	0.424	31.58	2.932	6.918	673	6.435E-05	0.0062	2.589	1.17E-03	9.040E-05	2.051	249.4	0.950	0.712
2.250	0.424	31.58	2.582	6.093	673	6.435E-05	0.0062	2.589	1.17E-03	9.040E-05	2.051	249.4	0.950	0.712
2.250	0.424	38.53	2.261	5.335	673	6.435E-05	0.0062	3.159	1.17E-03	9.040E-05	1.681	304.3	0.950	0.712
2.250	0.424	38.53	2.576	6.078	673	6.435E-05	0.0062	3.159	1.17E-03	9.040E-05	1.681	304.3	0.950	0.712
2.250	0.424	44.17	2.873	6.779	673	6.435E-05	0.0062	3.622	1.17E-03	9.040E-05	1.466	349.0	0.950	0.712
2.250	0.424	44.17	2.844	6.711	673	6.435E-05	0.0062	3.622	1.17E-03	9.040E-05	1.466	349.0	0.950	0.712

**Erdgas/Luft vorgewärmt, lambda=1,75
Matrixbrenner d=20mm**

lambda	sl [m/s]	uavg [m/s]	st [m/s]	st/sl	T0 [K]	ny [m ² /s]	lt [m]	urms [m/s]	tau_kin [s]	a [m ² /s]	Dat	Ret	Le	Pr
1.752	0.808	27.93	5.813	7.190	673	6.446E-05	0.0080	2.514	3.17E-04	9.040E-05	10.035	312.0	0.945	0.713
1.752	0.808	27.93	5.823	7.203	673	6.446E-05	0.0080	2.514	3.17E-04	9.040E-05	10.035	312.0	0.945	0.713
1.752	0.808	27.93	5.766	7.132	673	6.446E-05	0.0080	2.514	3.17E-04	9.040E-05	10.035	312.0	0.945	0.713
1.752	0.808	24.21	5.307	6.564	673	6.446E-05	0.0080	2.179	3.17E-04	9.040E-05	11.578	270.4	0.945	0.713
1.752	0.808	24.21	5.500	6.803	673	6.446E-05	0.0080	2.179	3.17E-04	9.040E-05	11.578	270.4	0.945	0.713
1.752	0.808	24.21	5.577	6.898	673	6.446E-05	0.0080	2.179	3.17E-04	9.040E-05	11.578	270.4	0.945	0.713
1.762	0.799	18.40	4.292	5.372	673	6.446E-05	0.0080	1.656	3.25E-04	9.040E-05	14.878	205.5	0.945	0.713
1.762	0.799	18.40	4.345	5.438	673	6.446E-05	0.0080	1.656	3.25E-04	9.040E-05	14.878	205.5	0.945	0.713
1.762	0.799	18.40	4.439	5.556	673	6.446E-05	0.0080	1.656	3.25E-04	9.040E-05	14.878	205.5	0.945	0.713
1.762	0.799	13.65	3.658	4.578	673	6.446E-05	0.0080	1.228	3.25E-04	9.040E-05	20.063	152.4	0.945	0.713
1.762	0.799	13.65	3.878	4.854	673	6.446E-05	0.0080	1.228	3.25E-04	9.040E-05	20.063	152.4	0.945	0.713
1.762	0.799	13.65	3.738	4.678	673	6.446E-05	0.0080	1.228	3.25E-04	9.040E-05	20.063	152.4	0.945	0.713
1.762	0.799	8.70	2.689	3.366	673	6.446E-05	0.0080	0.783	3.25E-04	9.040E-05	31.470	97.2	0.945	0.713
1.762	0.799	8.70	2.592	3.244	673	6.446E-05	0.0080	0.783	3.25E-04	9.040E-05	31.470	97.2	0.945	0.713
1.762	0.799	8.70	2.657	3.325	673	6.446E-05	0.0080	0.783	3.25E-04	9.040E-05	31.470	97.2	0.945	0.713
1.750	0.808	18.63	4.161	5.147	673	6.446E-05	0.0080	1.676	3.17E-04	9.040E-05	15.053	208.0	0.945	0.713
1.750	0.808	18.63	4.340	5.368	673	6.446E-05	0.0080	1.676	3.17E-04	9.040E-05	15.053	208.0	0.945	0.713
1.750	0.808	23.47	4.714	5.831	673	6.446E-05	0.0080	2.112	3.17E-04	9.040E-05	11.945	262.1	0.945	0.713

**Erdgas/Luft vorgewärmt, lambda=2,00
Matrixbrenner d=20mm**

lambda	sl [m/s]	uavg [m/s]	st [m/s]	st/sl	T0 [K]	ny [m ² /s]	lt [m]	urms [m/s]	tau_kin [s]	a [m ² /s]	Dat	Ret	Le	Pr
2.014	0.582	18.77	3.866	6.646	673	6.440E-05	0.0080	1.689	6.18E-04	9.040E-05	7.665	209.8	0.947	0.712
2.014	0.582	18.77	3.898	6.701	673	6.440E-05	0.0080	1.689	6.18E-04	9.040E-05	7.665	209.8	0.947	0.712
2.014	0.582	18.77	4.246	7.299	673	6.440E-05	0.0080	1.689	6.18E-04	9.040E-05	7.665	209.8	0.947	0.712
2.023	0.541	13.56	2.773	5.129	673	6.440E-05	0.0080	1.220	6.68E-04	9.040E-05	9.810	151.6	0.947	0.712
2.023	0.541	13.56	2.898	5.361	673	6.440E-05	0.0080	1.220	6.68E-04	9.040E-05	9.810	151.6	0.947	0.712
2.023	0.541	13.56	2.864	5.298	673	6.440E-05	0.0080	1.220	6.68E-04	9.040E-05	9.810	151.6	0.947	0.712
2.009	0.582	9.23	2.573	4.423	673	6.440E-05	0.0080	0.830	6.18E-04	9.040E-05	15.590	103.2	0.947	0.712
2.009	0.582	9.23	2.603	4.474	673	6.440E-05	0.0080	0.830	6.18E-04	9.040E-05	15.590	103.2	0.947	0.712

2.009	0.582	9.23	2.472	4.249	673	6.440E-05	0.0080	0.830	6.18E-04	9.040E-05	15.590	103.2	0.947	0.712
2.018	0.545	23.34	4.524	8.305	673	6.440E-05	0.0080	2.100	6.58E-04	9.040E-05	5.786	260.9	0.947	0.712
2.018	0.545	23.34	4.595	8.436	673	6.440E-05	0.0080	2.100	6.58E-04	9.040E-05	5.786	260.9	0.947	0.712
2.018	0.545	22.10	4.559	8.370	673	6.440E-05	0.0080	1.989	6.58E-04	9.040E-05	6.109	247.1	0.947	0.712
2.000	0.589	18.65	3.350	5.691	673	6.440E-05	0.0080	1.679	6.03E-04	9.040E-05	7.905	208.6	0.947	0.712
2.000	0.589	18.65	3.481	5.914	673	6.440E-05	0.0080	1.679	6.03E-04	9.040E-05	7.905	208.6	0.947	0.712
2.000	0.589	23.13	2.620	4.451	673	6.440E-05	0.0080	2.081	6.03E-04	9.040E-05	6.378	258.5	0.947	0.712
2.000	0.589	23.13	3.164	5.375	673	6.440E-05	0.0080	2.081	6.03E-04	9.040E-05	6.378	258.5	0.947	0.712
2.000	0.589	28.18	3.119	5.299	673	6.440E-05	0.0080	2.536	6.03E-04	9.040E-05	5.234	315.0	0.947	0.712
2.000	0.589	28.18	3.147	5.346	673	6.440E-05	0.0080	2.536	6.03E-04	9.040E-05	5.234	315.0	0.947	0.712

Erdgas/Luft vorgewärmt, lambda=2,25

Matrixbrenner d=20mm

lambda	sl [m/s]	uavg [m/s]	st [m/s]	st/sl	T0 [K]	ny [m ² /s]	lt [m]	urms [m/s]	tau[in [s]	a [m ² /s]	Dat	Ret	Le	Pr
2.283	0.408	18.63	3.093	7.581	673	6.435E-05	0.0080	1.676	1.26E-03	9.040E-05	3.788	208.4	0.950	0.712
2.283	0.408	18.63	2.950	7.230	673	6.435E-05	0.0080	1.676	1.26E-03	9.040E-05	3.788	208.4	0.950	0.712
2.283	0.408	18.63	3.019	7.400	673	6.435E-05	0.0080	1.676	1.26E-03	9.040E-05	3.788	208.4	0.950	0.712
2.270	0.413	14.02	2.358	5.710	673	6.435E-05	0.0080	1.262	1.23E-03	9.040E-05	5.152	156.9	0.950	0.712
2.270	0.413	14.02	2.319	5.615	673	6.435E-05	0.0080	1.262	1.23E-03	9.040E-05	5.152	156.9	0.950	0.712
2.270	0.413	14.02	2.130	5.157	673	6.435E-05	0.0080	1.262	1.23E-03	9.040E-05	5.152	156.9	0.950	0.712
2.276	0.408	9.64	1.999	4.900	673	6.435E-05	0.0080	0.867	1.26E-03	9.040E-05	7.322	107.8	0.950	0.712
2.276	0.408	9.64	1.790	4.387	673	6.435E-05	0.0080	0.867	1.26E-03	9.040E-05	7.322	107.8	0.950	0.712
2.276	0.408	9.64	1.840	4.510	673	6.435E-05	0.0080	0.867	1.26E-03	9.040E-05	7.322	107.8	0.950	0.712
2.250	0.424	18.33	2.694	6.357	673	6.435E-05	0.0080	1.650	1.17E-03	9.040E-05	4.153	205.1	0.950	0.712
2.250	0.424	18.33	3.149	7.430	673	6.435E-05	0.0080	1.650	1.17E-03	9.040E-05	4.153	205.1	0.950	0.712
2.250	0.424	23.03	2.726	6.432	673	6.435E-05	0.0080	2.073	1.17E-03	9.040E-05	3.305	257.7	0.950	0.712
2.250	0.424	23.03	3.350	7.905	673	6.435E-05	0.0080	2.073	1.17E-03	9.040E-05	3.305	257.7	0.950	0.712
2.250	0.424	27.34	3.393	8.006	673	6.435E-05	0.0080	2.460	1.17E-03	9.040E-05	2.785	305.8	0.950	0.712
2.250	0.424	27.34	3.590	8.471	673	6.435E-05	0.0080	2.460	1.17E-03	9.040E-05	2.785	305.8	0.950	0.712

**Erdgas(1)/H2(1)/Luft kalt, lambda d=1,05
Matrixbrenner d=5mm**

lambda	sl [m/s]	uavg [m/s]	st [m/s]	st/sl	T0 [K]	ny [m^2/s]	lt [m]	urms [m/s]	tau kin [s]	a [m^2/s]	Dat	Ret	Le	Pr
1.080	0.538	43.54	4.833	8.990	296	1.711E-05	0.0020	2.612	1.08E-04	2.799E-05	7.069	305.4	0.584	0.611
1.080	0.538	43.54	4.544	8.452	296	1.711E-05	0.0020	2.612	1.08E-04	2.799E-05	7.069	305.4	0.584	0.611
1.080	0.538	43.54	4.920	9.152	296	1.711E-05	0.0020	2.612	1.08E-04	2.799E-05	7.069	305.4	0.584	0.611
1.075	0.558	38.71	4.332	7.762	303	1.772E-05	0.0020	2.322	1.06E-04	2.899E-05	8.156	262.0	0.584	0.611
1.075	0.558	38.71	4.850	8.690	303	1.772E-05	0.0020	2.322	1.06E-04	2.899E-05	8.156	262.0	0.584	0.611
1.075	0.558	38.70	4.548	8.149	303	1.772E-05	0.0020	2.322	1.06E-04	2.899E-05	8.156	262.0	0.584	0.611
1.076	0.558	32.79	4.428	7.934	303	1.772E-05	0.0020	1.967	1.06E-04	2.899E-05	9.628	222.0	0.584	0.611
1.076	0.558	32.79	4.361	7.814	303	1.772E-05	0.0020	1.967	1.06E-04	2.899E-05	9.628	222.0	0.584	0.611
1.076	0.558	32.79	4.587	8.219	303	1.772E-05	0.0020	1.967	1.06E-04	2.899E-05	9.628	222.0	0.584	0.611
1.090	0.551	27.07	4.340	7.884	303	1.771E-05	0.0020	1.624	1.08E-04	2.899E-05	11.370	183.4	0.584	0.611
1.090	0.551	27.07	4.827	8.768	303	1.771E-05	0.0020	1.624	1.08E-04	2.899E-05	11.370	183.4	0.584	0.611
1.090	0.551	27.07	4.040	7.339	303	1.771E-05	0.0020	1.624	1.08E-04	2.899E-05	11.370	183.4	0.584	0.611
1.196	0.466	20.61	3.668	7.875	300	1.735E-05	0.0020	1.236	1.49E-04	2.856E-05	10.878	142.5	0.584	0.607
1.196	0.466	20.61	4.060	8.717	300	1.735E-05	0.0020	1.236	1.49E-04	2.856E-05	10.878	142.5	0.584	0.607
1.196	0.466	20.61	3.751	8.053	300	1.735E-05	0.0020	1.236	1.49E-04	2.856E-05	10.878	142.5	0.584	0.607

**Erdgas(1)/H2(1)/Luft kalt, lambda d=1,30
Matrixbrenner d=5mm**

lambda	sl [m/s]	uavg [m/s]	st [m/s]	st/sl	T0 [K]	ny [m^2/s]	lt [m]	urms [m/s]	tau kin [s]	a [m^2/s]	Dat	Ret	Le	Pr
1.339	0.348	43.79	4.356	12.506	296	1.689E-05	0.0020	2.627	2.43E-04	2.799E-05	3.139	311.0	0.571	0.604
1.313	0.385	38.54	4.485	11.655	303	1.751E-05	0.0020	2.313	2.12E-04	2.899E-05	4.072	264.1	0.571	0.604
1.313	0.385	38.54	4.402	11.439	303	1.751E-05	0.0020	2.313	2.12E-04	2.899E-05	4.072	264.1	0.571	0.604
1.313	0.385	38.54	4.706	12.229	303	1.751E-05	0.0020	2.313	2.12E-04	2.899E-05	4.072	264.1	0.571	0.604
1.261	0.420	32.14	4.586	10.919	303	1.755E-05	0.0020	1.928	1.80E-04	2.899E-05	5.749	219.7	0.571	0.606
1.261	0.420	32.14	4.331	10.312	303	1.755E-05	0.0020	1.928	1.80E-04	2.899E-05	5.749	219.7	0.571	0.606
1.261	0.420	32.14	4.480	10.667	303	1.755E-05	0.0020	1.928	1.80E-04	2.899E-05	5.749	219.7	0.571	0.606
1.350	0.357	27.49	4.091	11.466	303	1.749E-05	0.0020	1.650	2.45E-04	2.899E-05	4.956	188.7	0.571	0.603
1.387	0.327	23.48	4.202	12.870	300	1.720E-05	0.0020	1.409	2.83E-04	2.856E-05	5.024	163.8	0.571	0.602
1.387	0.327	23.48	4.108	12.582	300	1.720E-05	0.0020	1.409	2.83E-04	2.856E-05	5.024	163.8	0.571	0.602
1.387	0.327	23.48	4.132	12.655	300	1.720E-05	0.0020	1.409	2.83E-04	2.856E-05	5.024	163.8	0.571	0.602

**Erdgas(1)/H2(1)/Luft kalt, lambda=1,50
Matrixbrenner d=5mm**

lambda	sl [m/s]	uavg [m/s]	st [m/s]	st/sl	T0 [K]	ny [m^2/s]	lt [m]	urms [m/s]	tau kin [s]	a [m^2/s]	Dat	Ret	Le	Pr
1.511	0.252	43.68	3.792	15.032	296	1.679E-05	0.0020	2.621	4.46E-04	2.799E-05	1.713	312.2	0.562	0.600
1.511	0.252	43.68	3.511	13.918	296	1.679E-05	0.0020	2.621	4.46E-04	2.799E-05	1.713	312.2	0.562	0.600
1.511	0.252	43.68	3.393	13.450	296	1.679E-05	0.0020	2.621	4.46E-04	2.799E-05	1.713	312.2	0.562	0.600
1.424	0.314	38.71	3.530	11.232	303	1.744E-05	0.0020	2.323	3.10E-04	2.899E-05	2.774	266.4	0.562	0.602
1.424	0.314	38.71	4.190	13.332	303	1.744E-05	0.0020	2.323	3.10E-04	2.899E-05	2.774	266.4	0.562	0.602
1.424	0.314	38.71	3.677	11.700	303	1.744E-05	0.0020	2.323	3.10E-04	2.899E-05	2.774	266.4	0.562	0.602

**Erdgas(3)/H2(1)/Luft kalt, lambda=1,05
Matrixbrenner d=5mm**

lambda	sl [m/s]	uavg [m/s]	st [m/s]	st/sl	T0 [K]	ny [m^2/s]	lt [m]	urms [m/s]	tau kin [s]	a [m^2/s]	Dat	Ret	Le	Pr
1.061	0.430	21.09	2.347	5.465	299	1.674E-05	0.0020	1.265	1.51E-04	2.491E-05	10.464	151.1	0.724	0.672
1.061	0.430	21.09	3.284	7.644	299	1.674E-05	0.0020	1.265	1.51E-04	2.491E-05	10.464	151.1	0.724	0.672
1.061	0.430	21.09	2.880	6.704	299	1.674E-05	0.0020	1.265	1.51E-04	2.491E-05	10.464	151.1	0.724	0.672
1.015	0.448	27.36	2.857	6.380	299	1.676E-05	0.0020	1.642	1.39E-04	2.491E-05	8.760	195.9	0.724	0.673
1.015	0.448	27.36	3.247	7.252	299	1.676E-05	0.0020	1.642	1.39E-04	2.491E-05	8.760	195.9	0.724	0.673
1.015	0.448	27.36	2.853	6.372	299	1.676E-05	0.0020	1.642	1.39E-04	2.491E-05	8.760	195.9	0.724	0.673
1.031	0.453	32.60	3.926	8.664	303	1.709E-05	0.0020	1.956	1.40E-04	2.541E-05	7.306	228.9	0.724	0.673
1.031	0.453	32.60	3.919	8.650	303	1.709E-05	0.0020	1.956	1.40E-04	2.541E-05	7.306	228.9	0.724	0.673
1.031	0.453	32.60	3.819	8.429	303	1.709E-05	0.0020	1.956	1.40E-04	2.541E-05	7.306	228.9	0.724	0.673
1.017	0.457	37.97	4.248	9.289	303	1.710E-05	0.0020	2.278	1.37E-04	2.541E-05	6.388	266.4	0.724	0.673
1.017	0.457	37.97	4.753	10.393	303	1.710E-05	0.0020	2.278	1.37E-04	2.541E-05	6.388	266.4	0.724	0.673
1.017	0.457	37.97	4.791	10.475	303	1.710E-05	0.0020	2.278	1.37E-04	2.541E-05	6.388	266.4	0.724	0.673
1.048	0.444	43.60	4.681	10.542	303	1.708E-05	0.0020	2.616	1.46E-04	2.541E-05	5.237	306.2	0.724	0.672
1.048	0.444	43.60	5.278	11.887	303	1.708E-05	0.0020	2.616	1.46E-04	2.541E-05	5.237	306.2	0.724	0.672

**Erdgas(3)/H2(1)/Luft kalt, lambda d=1,30
Matrixbrenner d=5mm**

lambda	sl [m/s]	uavg [m/s]	st [m/s]	st/sl	T0 [K]	ny [m ² /s]	lt [m]	urms [m/s]	tau kin [s]	a [m ² /s]	Dat	Ret	Le	Pr
1.301	0.294	22.43	2.333	7.933	299	1.665E-05	0.0020	1.346	3.13E-04	2.491E-05	4.744	161.7	0.716	0.668
1.301	0.294	22.43	2.567	8.728	299	1.665E-05	0.0020	1.346	3.13E-04	2.491E-05	4.744	161.7	0.716	0.668
1.301	0.294	22.43	2.511	8.538	299	1.665E-05	0.0020	1.346	3.13E-04	2.491E-05	4.744	161.7	0.716	0.668
1.246	0.322	26.78	3.175	9.857	299	1.667E-05	0.0020	1.607	2.64E-04	2.491E-05	4.720	192.9	0.716	0.669
1.246	0.322	26.78	2.895	8.988	299	1.667E-05	0.0020	1.607	2.64E-04	2.491E-05	4.720	192.9	0.716	0.669
1.246	0.322	26.78	2.965	9.205	299	1.667E-05	0.0020	1.607	2.64E-04	2.491E-05	4.720	192.9	0.716	0.669
1.269	0.318	32.50	3.461	10.899	303	1.699E-05	0.0020	1.950	2.79E-04	2.541E-05	3.680	229.5	0.716	0.669
1.269	0.318	32.50	3.593	11.315	303	1.699E-05	0.0020	1.950	2.79E-04	2.541E-05	3.680	229.5	0.716	0.669
1.269	0.318	32.50	3.094	9.744	303	1.699E-05	0.0020	1.950	2.79E-04	2.541E-05	3.680	229.5	0.716	0.669
1.275	0.313	37.85	3.482	11.141	303	1.699E-05	0.0020	2.271	2.87E-04	2.541E-05	3.065	267.3	0.716	0.669
1.275	0.313	37.85	3.675	11.759	303	1.699E-05	0.0020	2.271	2.87E-04	2.541E-05	3.065	267.3	0.716	0.669
1.275	0.313	37.85	3.874	12.395	303	1.699E-05	0.0020	2.271	2.87E-04	2.541E-05	3.065	267.3	0.716	0.669

**Erdgas(3)/H2(1)/Luft kalt, lambda d=1,50
Matrixbrenner d=5mm**

lambda	sl [m/s]	uavg [m/s]	st [m/s]	st/sl	T0 [K]	ny [m ² /s]	lt [m]	urms [m/s]	tau kin [s]	a [m ² /s]	Dat	Ret	Le	Pr
1.449	0.219	21.80	2.342	10.709	299	1.660E-05	0.0020	1.308	5.52E-04	2.491E-05	2.768	157.6	0.710	0.666
1.449	0.219	21.80	2.247	10.275	299	1.660E-05	0.0020	1.308	5.52E-04	2.491E-05	2.768	157.6	0.710	0.666
1.449	0.219	21.80	2.448	11.194	299	1.660E-05	0.0020	1.308	5.52E-04	2.491E-05	2.768	157.6	0.710	0.666
1.461	0.214	26.61	2.269	10.580	299	1.660E-05	0.0020	1.597	5.74E-04	2.491E-05	2.181	192.4	0.710	0.666
1.461	0.214	26.61	2.223	10.365	299	1.660E-05	0.0020	1.597	5.74E-04	2.491E-05	2.181	192.4	0.710	0.666
1.461	0.214	26.61	2.183	10.179	299	1.660E-05	0.0020	1.597	5.74E-04	2.491E-05	2.181	192.4	0.710	0.666
1.377	0.259	32.84	3.295	12.730	303	1.696E-05	0.0020	1.970	4.12E-04	2.541E-05	2.465	232.4	0.710	0.667
1.377	0.259	32.84	3.345	12.923	303	1.696E-05	0.0020	1.970	4.12E-04	2.541E-05	2.465	232.4	0.710	0.667
1.377	0.259	32.84	3.295	12.730	303	1.696E-05	0.0020	1.970	4.12E-04	2.541E-05	2.465	232.4	0.710	0.667
1.419	0.239	37.99	3.544	14.836	303	1.694E-05	0.0020	2.279	4.79E-04	2.541E-05	1.831	269.0	0.710	0.667
1.419	0.239	37.99	3.007	12.588	303	1.694E-05	0.0020	2.279	4.79E-04	2.541E-05	1.831	269.0	0.710	0.667
1.419	0.239	37.99	3.012	12.609	303	1.694E-05	0.0020	2.279	4.79E-04	2.541E-05	1.831	269.0	0.710	0.667
1.416	0.239	44.27	3.188	13.346	303	1.694E-05	0.0020	2.656	4.79E-04	2.541E-05	1.571	313.5	0.710	0.667
1.416	0.239	44.27	3.133	13.115	303	1.694E-05	0.0020	2.656	4.79E-04	2.541E-05	1.571	313.5	0.710	0.667

1.416 0.239 44.27 3.155 13.207 303 1.694E-05 0.0020 2.656 4.79E-04 2.541E-05 1.571 313.5 0.710 0.667

Erdgas(1)/H₂(1)/Luft kalt, lambda=1,05
Matrixbrenner d=10mm

lambda	sl [m/s]	uavg [m/s]	st [m/s]	st/sl	T0 [K]	ny [m ² /s]	lt [m]	urms [m/s]	tau _{kin} [s]	a [m ² /s]	Dat	Ret	Le	Pr
1.065	0.576	10.22	3.252	5.644	307	1.808E-05	0.0045	0.736	1.02E-04	2.957E-05	59.752	183.1	0.584	0.612
1.065	0.576	10.22	3.575	6.206	307	1.808E-05	0.0045	0.736	1.02E-04	2.957E-05	59.752	183.1	0.584	0.612
1.065	0.576	10.22	2.594	4.503	307	1.808E-05	0.0045	0.736	1.02E-04	2.957E-05	59.752	183.1	0.584	0.612
1.074	0.576	12.55	3.429	5.952	307	1.808E-05	0.0045	0.903	1.02E-04	2.957E-05	48.660	224.9	0.584	0.611
1.074	0.576	12.55	3.432	5.958	307	1.808E-05	0.0045	0.903	1.02E-04	2.957E-05	48.660	224.9	0.584	0.611
1.074	0.576	12.55	3.473	6.028	307	1.808E-05	0.0045	0.903	1.02E-04	2.957E-05	48.660	224.9	0.584	0.611
1.076	0.570	15.15	3.790	6.645	307	1.807E-05	0.0045	1.091	1.04E-04	2.957E-05	39.530	271.6	0.584	0.611
1.076	0.570	15.15	3.787	6.641	307	1.807E-05	0.0045	1.091	1.04E-04	2.957E-05	39.530	271.6	0.584	0.611
1.076	0.570	15.15	3.762	6.596	307	1.807E-05	0.0045	1.091	1.04E-04	2.957E-05	39.530	271.6	0.584	0.611
1.084	0.570	17.55	4.070	7.136	307	1.807E-05	0.0045	1.264	1.04E-04	2.957E-05	34.119	314.9	0.584	0.611
1.084	0.570	17.55	4.015	7.040	307	1.807E-05	0.0045	1.264	1.04E-04	2.957E-05	34.119	314.9	0.584	0.611
1.084	0.570	17.55	4.070	7.136	307	1.807E-05	0.0045	1.264	1.04E-04	2.957E-05	34.119	314.9	0.584	0.611
1.089	0.562	20.23	4.139	7.360	307	1.806E-05	0.0045	1.456	1.07E-04	2.957E-05	28.873	362.8	0.584	0.611
1.089	0.562	20.23	4.056	7.211	307	1.806E-05	0.0045	1.456	1.07E-04	2.957E-05	28.873	362.8	0.584	0.611
1.045	0.592	25.96	5.255	8.882	307	1.811E-05	0.0045	1.869	9.80E-05	2.957E-05	24.572	464.5	0.584	0.612
1.045	0.592	25.96	5.211	8.808	307	1.811E-05	0.0045	1.869	9.80E-05	2.957E-05	24.572	464.5	0.584	0.612
1.045	0.592	25.96	5.152	8.709	307	1.811E-05	0.0045	1.869	9.80E-05	2.957E-05	24.572	464.5	0.584	0.612

Erdgas(1)/H₂(1)/Luft kalt, lambda=1,25
Matrixbrenner d=10mm

lambda	sl [m/s]	uavg [m/s]	st [m/s]	st/sl	T0 [K]	ny [m ² /s]	lt [m]	urms [m/s]	tau _{kin} [s]	a [m ² /s]	Dat	Ret	Le	Pr
1.307	0.394	10.02	2.976	7.551	307	1.787E-05	0.0045	0.721	2.09E-04	2.957E-05	29.866	181.6	0.571	0.604
1.307	0.394	10.02	3.088	7.835	307	1.787E-05	0.0045	0.721	2.09E-04	2.957E-05	29.866	181.6	0.571	0.604
1.307	0.394	10.02	2.739	6.950	307	1.787E-05	0.0045	0.721	2.09E-04	2.957E-05	29.866	181.6	0.571	0.604
1.329	0.380	12.56	3.085	8.128	307	1.785E-05	0.0045	0.905	2.24E-04	2.957E-05	22.235	228.0	0.571	0.604
1.329	0.380	12.56	3.313	8.729	307	1.785E-05	0.0045	0.905	2.24E-04	2.957E-05	22.235	228.0	0.571	0.604
1.329	0.380	12.56	3.056	8.052	307	1.785E-05	0.0045	0.905	2.24E-04	2.957E-05	22.235	228.0	0.571	0.604
1.339	0.372	15.39	3.362	9.027	307	1.784E-05	0.0045	1.108	2.32E-04	2.957E-05	17.474	279.4	0.571	0.604

1.339	0.372	15.39	3.233	8.681	307	1.784E-05	0.0045	1.108	2.32E-04	2.957E-05	17.474	279.4	0.571	0.604
1.339	0.372	15.39	3.349	8.992	307	1.784E-05	0.0045	1.108	2.32E-04	2.957E-05	17.474	279.4	0.571	0.604
1.338	0.372	17.56	3.463	9.298	307	1.784E-05	0.0045	1.264	2.32E-04	2.957E-05	15.317	318.8	0.571	0.604
1.338	0.372	17.56	3.628	9.741	307	1.784E-05	0.0045	1.264	2.32E-04	2.957E-05	15.317	318.8	0.571	0.604
1.338	0.372	17.56	3.492	9.376	307	1.784E-05	0.0045	1.264	2.32E-04	2.957E-05	15.317	318.8	0.571	0.604
1.342	0.372	20.60	3.673	9.862	307	1.784E-05	0.0045	1.483	2.32E-04	2.957E-05	13.055	374.1	0.571	0.603
1.342	0.372	20.60	4.106	11.025	307	1.784E-05	0.0045	1.483	2.32E-04	2.957E-05	13.055	374.1	0.571	0.603
1.342	0.372	20.60	4.192	11.256	307	1.784E-05	0.0045	1.483	2.32E-04	2.957E-05	13.055	374.1	0.571	0.603
1.292	0.408	25.99	4.238	10.390	307	1.788E-05	0.0045	1.872	1.96E-04	2.957E-05	12.246	471.2	0.571	0.605
1.292	0.408	25.99	4.424	10.847	307	1.788E-05	0.0045	1.872	1.96E-04	2.957E-05	12.246	471.2	0.571	0.605
1.292	0.408	25.99	4.336	10.631	307	1.788E-05	0.0045	1.872	1.96E-04	2.957E-05	12.246	471.2	0.571	0.605

Erdgas(1)/H2(1)/Luft kalt, lambda=1,50
 Matrixbrenner d=10mm

lambda	sl [m/s]	uavg [m/s]	st [m/s]	st/sl	T0 [K]	ny [m^2/s]	lt [m]	urms [m/s]	tauKin [s]	a [m^2/s]	Dat	Ret	Le	Pr
1.452	0.304	10.15	2.561	8.412	307	1.777E-05	0.0045	0.731	3.40E-04	2.957E-05	18.116	185.2	0.562	0.601
1.452	0.304	10.15	2.567	8.432	307	1.777E-05	0.0045	0.731	3.40E-04	2.957E-05	18.116	185.2	0.562	0.601
1.512	0.271	12.52	3.045	11.231	307	1.773E-05	0.0045	0.901	4.21E-04	2.957E-05	11.848	228.7	0.562	0.600
1.512	0.271	12.52	2.873	10.596	307	1.773E-05	0.0045	0.901	4.21E-04	2.957E-05	11.848	228.7	0.562	0.600
1.512	0.271	12.52	2.675	9.866	307	1.773E-05	0.0045	0.901	4.21E-04	2.957E-05	11.848	228.7	0.562	0.600
1.499	0.277	15.11	2.913	10.525	307	1.774E-05	0.0045	1.088	4.06E-04	2.957E-05	10.199	276.0	0.562	0.600
1.499	0.277	15.11	3.104	11.215	307	1.774E-05	0.0045	1.088	4.06E-04	2.957E-05	10.199	276.0	0.562	0.600
1.499	0.277	15.11	3.139	11.341	307	1.774E-05	0.0045	1.088	4.06E-04	2.957E-05	10.199	276.0	0.562	0.600
1.483	0.288	18.08	3.080	10.689	307	1.775E-05	0.0045	1.301	3.76E-04	2.957E-05	9.198	329.8	0.562	0.600
1.483	0.288	18.08	3.329	11.553	307	1.775E-05	0.0045	1.301	3.76E-04	2.957E-05	9.198	329.8	0.562	0.600
1.517	0.266	20.34	3.477	13.084	307	1.773E-05	0.0045	1.465	4.37E-04	2.957E-05	7.022	371.8	0.562	0.600
1.517	0.266	20.34	3.511	13.212	307	1.773E-05	0.0045	1.465	4.37E-04	2.957E-05	7.022	371.8	0.562	0.600
1.449	0.304	26.09	4.446	14.604	307	1.777E-05	0.0045	1.878	3.40E-04	2.957E-05	7.053	475.6	0.562	0.601
1.449	0.304	26.09	4.380	14.387	307	1.777E-05	0.0045	1.878	3.40E-04	2.957E-05	7.053	475.6	0.562	0.601
1.449	0.304	26.09	4.543	14.922	307	1.777E-05	0.0045	1.878	3.40E-04	2.957E-05	7.053	475.6	0.562	0.601

Erdgas(3)/H₂(1)/Luft kalt, lambda=1,05
Matrixbrenner d=10mm

lambda	sl [m/s]	uavg [m/s]	st [m/s]	st/sl	T0 [K]	ny [m ² /s]	lt [m]	urms [m/s]	taukin [s]	a [m ² /s]	Dat	Ret	Le	Pr
1.060	0.436	10.33	2.142	4.907	302	1.699E-05	0.0045	0.744	1.50E-04	2.529E-05	40.404	196.9	0.724	0.672
1.060	0.436	10.33	2.135	4.891	302	1.699E-05	0.0045	0.744	1.50E-04	2.529E-05	40.404	196.9	0.724	0.672
1.060	0.436	10.33	1.908	4.371	302	1.699E-05	0.0045	0.744	1.50E-04	2.529E-05	40.404	196.9	0.724	0.672
1.052	0.442	13.00	3.444	7.798	302	1.700E-05	0.0045	0.936	1.46E-04	2.529E-05	32.837	247.8	0.724	0.672
1.052	0.442	13.00	3.140	7.110	302	1.700E-05	0.0045	0.936	1.46E-04	2.529E-05	32.837	247.8	0.724	0.672
1.052	0.442	13.00	3.095	7.008	302	1.700E-05	0.0045	0.936	1.46E-04	2.529E-05	32.837	247.8	0.724	0.672
1.058	0.436	15.61	3.634	8.326	302	1.700E-05	0.0045	1.124	1.50E-04	2.529E-05	26.730	297.6	0.724	0.672
1.058	0.436	15.61	3.517	8.058	302	1.700E-05	0.0045	1.124	1.50E-04	2.529E-05	26.730	297.6	0.724	0.672
1.058	0.436	15.61	3.470	7.950	302	1.700E-05	0.0045	1.124	1.50E-04	2.529E-05	26.730	297.6	0.724	0.672
1.066	0.431	18.35	3.663	8.493	302	1.699E-05	0.0045	1.321	1.53E-04	2.529E-05	22.209	349.8	0.724	0.672
1.066	0.431	18.35	3.870	8.973	302	1.699E-05	0.0045	1.321	1.53E-04	2.529E-05	22.209	349.8	0.724	0.672
1.066	0.431	18.35	4.015	9.309	302	1.699E-05	0.0045	1.321	1.53E-04	2.529E-05	22.209	349.8	0.724	0.672
1.066	0.431	20.97	3.533	8.192	302	1.699E-05	0.0045	1.510	1.53E-04	2.529E-05	19.429	399.9	0.724	0.672
1.066	0.431	20.97	3.484	8.078	302	1.699E-05	0.0045	1.510	1.53E-04	2.529E-05	19.429	399.9	0.724	0.672
1.066	0.431	20.97	3.881	8.998	302	1.699E-05	0.0045	1.510	1.53E-04	2.529E-05	19.429	399.9	0.724	0.672

Erdgas(3)/H₂(1)/Luft kalt, lambda=1,30
Matrixbrenner d=10mm

lambda	sl [m/s]	uavg [m/s]	st [m/s]	st/sl	T0 [K]	ny [m ² /s]	lt [m]	urms [m/s]	taukin [s]	a [m ² /s]	Dat	Ret	Le	Pr
1.332	0.283	10.24	1.894	6.697	302	1.689E-05	0.0045	0.737	3.45E-04	2.529E-05	17.677	196.5	0.716	0.668
1.332	0.283	10.24	1.909	6.750	302	1.689E-05	0.0045	0.737	3.45E-04	2.529E-05	17.677	196.5	0.716	0.668
1.332	0.283	10.24	1.876	6.633	302	1.689E-05	0.0045	0.737	3.45E-04	2.529E-05	17.677	196.5	0.716	0.668
1.326	0.283	13.05	2.837	10.031	302	1.689E-05	0.0045	0.940	3.45E-04	2.529E-05	13.868	250.4	0.716	0.668
1.322	0.288	15.65	3.303	11.461	302	1.689E-05	0.0045	1.127	3.33E-04	2.529E-05	11.988	300.3	0.716	0.668
1.322	0.288	15.65	2.969	10.302	302	1.689E-05	0.0045	1.127	3.33E-04	2.529E-05	11.988	300.3	0.716	0.668
1.322	0.288	15.65	2.811	9.754	302	1.689E-05	0.0045	1.127	3.33E-04	2.529E-05	11.988	300.3	0.716	0.668
1.323	0.288	18.28	2.689	9.330	302	1.689E-05	0.0045	1.316	3.33E-04	2.529E-05	10.266	350.6	0.716	0.668
1.323	0.288	18.28	3.250	11.277	302	1.689E-05	0.0045	1.316	3.33E-04	2.529E-05	10.266	350.6	0.716	0.668
1.338	0.278	20.95	3.676	13.245	302	1.688E-05	0.0045	1.508	3.58E-04	2.529E-05	8.329	401.9	0.716	0.668

1.338	0.278	20.95	3.352	12.078	302	1.688E-05	0.0045	1.508	3.58E-04	2.529E-05	8.329	401.9	0.716	0.668
1.338	0.278	20.95	3.782	13.627	302	1.688E-05	0.0045	1.508	3.58E-04	2.529E-05	8.329	401.9	0.716	0.668

Erdgas(3)/H2(1)/Luft kalt, lambda=1,50
Matrixbrenner d=10mm

lambda	sl [m/s]	uavg [m/s]	st [m/s]	st/sl	T0 [K]	ny [m^2/s]	lt [m]	urms [m/s]	tau_kin [s]	a [m^2/s]	Dat	Ret	Le	Pr
1.454	0.223	10.12	1.852	8.305	302	1.685E-05	0.0045	0.729	5.45E-04	2.529E-05	11.333	194.6	0.710	0.666
1.454	0.223	10.12	1.678	7.525	302	1.685E-05	0.0045	0.729	5.45E-04	2.529E-05	11.333	194.6	0.710	0.666
1.454	0.223	10.12	1.733	7.771	302	1.685E-05	0.0045	0.729	5.45E-04	2.529E-05	11.333	194.6	0.710	0.666
1.464	0.219	12.75	2.530	11.571	302	1.685E-05	0.0045	0.918	5.66E-04	2.529E-05	8.665	245.1	0.710	0.666
1.426	0.232	15.17	2.581	11.104	302	1.686E-05	0.0045	1.092	5.03E-04	2.529E-05	8.200	291.5	0.710	0.667
1.426	0.232	15.17	2.774	11.934	302	1.686E-05	0.0045	1.092	5.03E-04	2.529E-05	8.200	291.5	0.710	0.667
1.426	0.232	15.17	2.545	10.949	302	1.686E-05	0.0045	1.092	5.03E-04	2.529E-05	8.200	291.5	0.710	0.667
1.481	0.210	18.32	3.083	14.654	302	1.684E-05	0.0045	1.319	6.10E-04	2.529E-05	5.595	352.4	0.710	0.666
1.481	0.210	18.32	2.835	13.475	302	1.684E-05	0.0045	1.319	6.10E-04	2.529E-05	5.595	352.4	0.710	0.666
1.481	0.210	18.32	2.796	13.289	302	1.684E-05	0.0045	1.319	6.10E-04	2.529E-05	5.595	352.4	0.710	0.666
1.421	0.237	20.20	3.109	13.106	302	1.686E-05	0.0045	1.454	4.82E-04	2.529E-05	6.417	388.1	0.710	0.667
1.421	0.237	20.20	3.289	13.865	302	1.686E-05	0.0045	1.454	4.82E-04	2.529E-05	6.417	388.1	0.710	0.667
1.421	0.237	20.20	3.029	12.769	302	1.686E-05	0.0045	1.454	4.82E-04	2.529E-05	6.417	388.1	0.710	0.667

Erdgas(1)/H2(1)/Luft vorgewärmt, lambda=1,80
Matrixbrenner d=5mm

lambda	sl [m/s]	uavg [m/s]	st [m/s]	st/sl	T0 [K]	ny [m^2/s]	lt [m]	urms [m/s]	tau_kin [s]	a [m^2/s]	Dat	Ret	Le	Pr
1.740	1.297	144.10	12.540	9.666	673	6.701E-05	0.0020	8.647	1.57E-04	1.030E-04	1.471	258.1	0.543	0.651
1.740	1.297	144.10	12.540	9.666	673	6.701E-05	0.0020	8.647	1.57E-04	1.030E-04	1.471	258.1	0.543	0.651
1.740	1.297	144.10	12.540	9.666	673	6.701E-05	0.0020	8.647	1.57E-04	1.030E-04	1.471	258.1	0.543	0.651
1.850	1.146	126.00	11.340	9.892	673	6.684E-05	0.0020	7.561	2.00E-04	1.030E-04	1.324	226.2	0.543	0.649
1.850	1.146	126.00	10.840	9.456	673	6.684E-05	0.0020	7.561	2.00E-04	1.030E-04	1.324	226.2	0.543	0.649
1.850	1.146	126.00	11.590	10.110	673	6.684E-05	0.0020	7.561	2.00E-04	1.030E-04	1.324	226.2	0.543	0.649
1.840	1.159	108.60	9.993	8.621	673	6.685E-05	0.0020	6.517	1.95E-04	1.030E-04	1.570	195.0	0.543	0.649
1.840	1.159	108.60	9.884	8.527	673	6.685E-05	0.0020	6.517	1.95E-04	1.030E-04	1.570	195.0	0.543	0.649
1.840	1.159	108.60	10.210	8.808	673	6.685E-05	0.0020	6.517	1.95E-04	1.030E-04	1.570	195.0	0.543	0.649
1.850	1.146	90.55	10.960	9.561	673	6.684E-05	0.0020	5.433	2.00E-04	1.030E-04	1.842	162.6	0.543	0.649

1.850	1.146	90.55	10.870	9.482	673	6.684E-05	0.0020	5.433	2.00E-04	1.030E-04	1.842	162.6	0.543	0.649
1.850	1.146	90.55	10.500	9.159	673	6.684E-05	0.0020	5.433	2.00E-04	1.030E-04	1.842	162.6	0.543	0.649
1.840	1.159	78.18	11.260	9.714	673	6.685E-05	0.0020	4.691	1.95E-04	1.030E-04	2.182	140.3	0.543	0.649
1.840	1.159	78.18	10.630	9.170	673	6.685E-05	0.0020	4.691	1.95E-04	1.030E-04	2.182	140.3	0.543	0.649
1.840	1.159	78.18	10.480	9.041	673	6.685E-05	0.0020	4.691	1.95E-04	1.030E-04	2.182	140.3	0.543	0.649

Erdgas(1)/H₂(1)/Luft vorgewärmt, lambda=2,10

Matrixbrenner d=Smm

lambda	sl [m/s]	uavg [m/s]	st [m/s]	st/sl	T0 [K]	ny [m ⁻² /s]	lt [m]	urms [m/s]	tau[in] [s]	a [m ² /s]	Dat	Ret	Le	Pr
2.110	0.847	137.50	9.764	11.527	673	6.649E-05	0.0020	8.252	3.58E-04	1.030E-04	0.677	248.2	0.537	0.646
2.110	0.847	137.50	10.180	12.018	673	6.649E-05	0.0020	8.252	3.58E-04	1.030E-04	0.677	248.2	0.537	0.646
2.110	0.847	137.50	10.180	12.018	673	6.649E-05	0.0020	8.252	3.58E-04	1.030E-04	0.677	248.2	0.537	0.646
2.090	0.867	126.20	9.592	11.059	673	6.652E-05	0.0020	7.573	3.42E-04	1.030E-04	0.772	227.7	0.537	0.646
2.090	0.867	126.20	9.341	10.769	673	6.652E-05	0.0020	7.573	3.42E-04	1.030E-04	0.772	227.7	0.537	0.646
2.090	0.867	126.20	10.100	11.644	673	6.652E-05	0.0020	7.573	3.42E-04	1.030E-04	0.772	227.7	0.537	0.646
2.100	0.858	107.10	7.821	9.120	673	6.651E-05	0.0020	6.428	3.50E-04	1.030E-04	0.890	193.3	0.537	0.646
2.100	0.858	107.10	7.927	9.243	673	6.651E-05	0.0020	6.428	3.50E-04	1.030E-04	0.890	193.3	0.537	0.646
2.100	0.858	107.10	8.141	9.493	673	6.651E-05	0.0020	6.428	3.50E-04	1.030E-04	0.890	193.3	0.537	0.646
2.070	0.887	87.45	8.395	9.459	673	6.654E-05	0.0020	5.247	3.27E-04	1.030E-04	1.167	157.7	0.537	0.646
2.070	0.887	87.45	8.570	9.657	673	6.654E-05	0.0020	5.247	3.27E-04	1.030E-04	1.167	157.7	0.537	0.646
2.070	0.887	87.45	8.395	9.459	673	6.654E-05	0.0020	5.247	3.27E-04	1.030E-04	1.167	157.7	0.537	0.646
2.110	0.847	75.14	8.115	9.580	673	6.649E-05	0.0020	4.509	3.58E-04	1.030E-04	1.239	135.6	0.537	0.646
2.110	0.847	75.14	8.416	9.935	673	6.649E-05	0.0020	4.509	3.58E-04	1.030E-04	1.239	135.6	0.537	0.646
2.110	0.847	75.14	8.265	9.757	673	6.649E-05	0.0020	4.509	3.58E-04	1.030E-04	1.239	135.6	0.537	0.646

Erdgas(1)/H₂(1)/Luft vorgewärmt, lambda=2,30

Matrixbrenner d=Smm

lambda	sl [m/s]	uavg [m/s]	st [m/s]	st/sl	T0 [K]	ny [m ⁻² /s]	lt [m]	urms [m/s]	tau[in] [s]	a [m ² /s]	Dat	Ret	Le	Pr
2.310	0.672	94.36	7.171	10.671	673	6.629E-05	0.0020	5.662	5.66E-04	1.030E-04	0.624	170.8	0.531	0.644
2.310	0.672	94.36	7.455	11.094	673	6.629E-05	0.0020	5.662	5.66E-04	1.030E-04	0.624	170.8	0.531	0.644
2.310	0.672	94.36	7.361	10.954	673	6.629E-05	0.0020	5.662	5.66E-04	1.030E-04	0.624	170.8	0.531	0.644
2.320	0.664	75.47	6.641	9.997	673	6.628E-05	0.0020	4.529	5.78E-04	1.030E-04	0.764	136.7	0.531	0.643
2.320	0.664	75.47	6.566	9.884	673	6.628E-05	0.0020	4.529	5.78E-04	1.030E-04	0.764	136.7	0.531	0.643

2.320 0.664 75.47 6.641 9.997 673 6.628E-05 0.0020 4.529 5.78E-04 1.030E-04 0.764 136.7 0.531 0.643

**Erdgas(3)/H2(1)/Luft vorgewärmt, lambda=1,75
Matrixbrenner d=10mm**

lambda	sl	uavg	st	st/sl	T0	ny	ny [m^2/s]	lt	urms	tau	a	Dat	Ret	Le	Pr
1.730	0.987	57.13	9.027	9.148	673	6.545E-05	0.0045	4.113	2.32E-04	9.540E-05	4.721	282.8	0.689	0.686	
1.730	0.987	57.13	8.970	9.090	673	6.545E-05	0.0045	4.113	2.32E-04	9.540E-05	4.721	282.8	0.689	0.686	
1.730	0.987	57.13	9.027	9.148	673	6.545E-05	0.0045	4.113	2.32E-04	9.540E-05	4.721	282.8	0.689	0.686	
1.730	0.987	66.61	8.925	9.045	673	6.545E-05	0.0045	4.796	2.32E-04	9.540E-05	4.049	329.7	0.689	0.686	
1.730	0.987	66.61	8.858	8.977	673	6.545E-05	0.0045	4.796	2.32E-04	9.540E-05	4.049	329.7	0.689	0.686	
1.730	0.987	66.61	8.658	8.774	673	6.545E-05	0.0045	4.796	2.32E-04	9.540E-05	4.049	329.7	0.689	0.686	
1.740	0.974	75.28	12.950	13.289	673	6.544E-05	0.0045	5.420	2.38E-04	9.540E-05	3.495	372.7	0.689	0.686	
1.740	0.974	75.28	12.870	13.207	673	6.544E-05	0.0045	5.420	2.38E-04	9.540E-05	3.495	372.7	0.689	0.686	
1.740	0.974	75.28	12.950	13.289	673	6.544E-05	0.0045	5.420	2.38E-04	9.540E-05	3.495	372.7	0.689	0.686	
1.740	0.974	18.72	5.523	5.668	673	6.544E-05	0.0045	1.348	2.38E-04	9.540E-05	14.052	92.7	0.689	0.686	
1.740	0.974	18.72	5.354	5.494	673	6.544E-05	0.0045	1.348	2.38E-04	9.540E-05	14.052	92.7	0.689	0.686	
1.740	0.974	18.72	5.467	5.610	673	6.544E-05	0.0045	1.348	2.38E-04	9.540E-05	14.052	92.7	0.689	0.686	
1.730	0.987	28.43	6.511	6.598	673	6.545E-05	0.0045	2.047	2.32E-04	9.540E-05	9.486	140.7	0.689	0.686	
1.730	0.987	28.43	6.256	6.340	673	6.545E-05	0.0045	2.047	2.32E-04	9.540E-05	9.486	140.7	0.689	0.686	
1.730	0.987	28.43	6.682	6.772	673	6.545E-05	0.0045	2.047	2.32E-04	9.540E-05	9.486	140.7	0.689	0.686	
1.740	0.974	37.72	7.279	7.470	673	6.544E-05	0.0045	2.716	2.38E-04	9.540E-05	6.974	186.8	0.689	0.686	
1.740	0.974	37.72	7.355	7.548	673	6.544E-05	0.0045	2.716	2.38E-04	9.540E-05	6.974	186.8	0.689	0.686	
1.740	0.974	37.72	7.506	7.702	673	6.544E-05	0.0045	2.716	2.38E-04	9.540E-05	6.974	186.8	0.689	0.686	
1.730	0.987	47.21	7.884	7.990	673	6.545E-05	0.0045	3.399	2.32E-04	9.540E-05	5.713	233.7	0.689	0.686	
1.730	0.987	47.21	8.026	8.134	673	6.545E-05	0.0045	3.399	2.32E-04	9.540E-05	5.713	233.7	0.689	0.686	
1.730	0.987	47.21	8.072	8.180	673	6.545E-05	0.0045	3.399	2.32E-04	9.540E-05	5.713	233.7	0.689	0.686	

**Erdgas(3)/H2(1)/Luft vorgewärmt, lambda=2,10
Matrixbrenner d=10mm**

lambda	sl	uavg	st	st/sl	T0	ny	ny [m^2/s]	lt	urms	tau	a	Dat	Ret	Le	Pr
2.030	0.690	28.69	5.824	8.438	673	6.524E-05	0.0045	2.065	4.75E-04	9.540E-05	4.586	142.4	0.686	0.684	
2.030	0.690	28.69	5.852	8.478	673	6.524E-05	0.0045	2.065	4.75E-04	9.540E-05	4.586	142.4	0.686	0.684	
2.030	0.690	28.69	5.737	8.312	673	6.524E-05	0.0045	2.065	4.75E-04	9.540E-05	4.586	142.4	0.686	0.684	

2.030	0.690	38.22	5.122	7.421	673	6.524E-05	0.0045	2.752	4.75E-04	9.540E-05	3.441	189.8	0.686	0.684
2.030	0.690	38.22	5.084	7.366	673	6.524E-05	0.0045	2.752	4.75E-04	9.540E-05	3.441	189.8	0.686	0.684
2.030	0.690	38.22	5.045	7.309	673	6.524E-05	0.0045	2.752	4.75E-04	9.540E-05	3.441	189.8	0.686	0.684
2.030	0.690	47.45	7.877	11.412	673	6.524E-05	0.0045	3.416	4.75E-04	9.540E-05	2.772	235.6	0.686	0.684
2.030	0.690	47.45	7.877	11.412	673	6.524E-05	0.0045	3.416	4.75E-04	9.540E-05	2.772	235.6	0.686	0.684
2.030	0.690	47.45	7.734	11.205	673	6.524E-05	0.0045	3.416	4.75E-04	9.540E-05	2.772	235.6	0.686	0.684
2.030	0.690	76.39	8.097	11.731	673	6.524E-05	0.0045	5.500	4.75E-04	9.540E-05	1.722	379.4	0.686	0.684
2.030	0.690	76.39	8.174	11.842	673	6.524E-05	0.0045	5.500	4.75E-04	9.540E-05	1.722	379.4	0.686	0.684
2.030	0.690	76.39	8.021	11.621	673	6.524E-05	0.0045	5.500	4.75E-04	9.540E-05	1.722	379.4	0.686	0.684
2.050	0.676	18.86	3.301	4.887	673	6.523E-05	0.0045	1.358	4.96E-04	9.540E-05	6.687	93.7	0.686	0.684
2.050	0.676	18.86	3.339	4.943	673	6.523E-05	0.0045	1.358	4.96E-04	9.540E-05	6.687	93.7	0.686	0.684
2.050	0.676	18.86	3.395	5.026	673	6.523E-05	0.0045	1.358	4.96E-04	9.540E-05	6.687	93.7	0.686	0.684

Erdgas(3)/H₂(1)/Luft vorgewärmt, lambda=2,30

Matritzbrenner d=10mm

lambda	sl [m/s]	uavg [m/s]	st [m/s]	st/sl	T0 [K]	ny [m ² /s]	kt [m]	urms [m/s]	taukin [s]	a [m ² /s]	Dat	Ret	Le	Pr
2.310	0.485	29.09	3.316	6.834	673	6.509E-05	0.0045	2.095	9.57E-04	9.540E-05	2.244	144.8	0.681	0.682
2.310	0.485	29.09	3.316	6.834	673	6.509E-05	0.0045	2.095	9.57E-04	9.540E-05	2.244	144.8	0.681	0.682
2.310	0.485	29.09	3.316	6.834	673	6.509E-05	0.0045	2.095	9.57E-04	9.540E-05	2.244	144.8	0.681	0.682
2.260	0.517	38.34	3.911	7.562	673	6.511E-05	0.0045	2.760	8.42E-04	9.540E-05	1.937	190.7	0.681	0.683
2.260	0.517	38.34	3.795	7.338	673	6.511E-05	0.0045	2.760	8.42E-04	9.540E-05	1.937	190.7	0.681	0.683
2.260	0.517	38.34	3.872	7.487	673	6.511E-05	0.0045	2.760	8.42E-04	9.540E-05	1.937	190.7	0.681	0.683
2.310	0.485	47.95	4.459	9.190	673	6.509E-05	0.0045	3.453	9.57E-04	9.540E-05	1.361	238.7	0.681	0.682
2.310	0.485	47.95	4.507	9.289	673	6.509E-05	0.0045	3.453	9.57E-04	9.540E-05	1.361	238.7	0.681	0.682
2.310	0.485	47.95	4.555	9.388	673	6.509E-05	0.0045	3.453	9.57E-04	9.540E-05	1.361	238.7	0.681	0.682
2.280	0.503	66.70	6.203	12.321	673	6.510E-05	0.0045	4.802	8.88E-04	9.540E-05	1.056	331.9	0.681	0.682
2.280	0.503	66.70	6.136	12.188	673	6.510E-05	0.0045	4.802	8.88E-04	9.540E-05	1.056	331.9	0.681	0.682
2.280	0.503	66.70	6.136	12.188	673	6.510E-05	0.0045	4.802	8.88E-04	9.540E-05	1.056	331.9	0.681	0.682
2.260	0.517	17.93	3.406	6.585	673	6.511E-05	0.0045	1.291	8.42E-04	9.540E-05	4.141	89.2	0.681	0.683
2.260	0.517	17.93	3.496	6.760	673	6.511E-05	0.0045	1.291	8.42E-04	9.540E-05	4.141	89.2	0.681	0.683
2.260	0.517	17.93	3.406	6.585	673	6.511E-05	0.0045	1.291	8.42E-04	9.540E-05	4.141	89.2	0.681	0.683

**Erdgas(1)/H2(1)/Luft vorgewärmt, lambda=1,80
Matrixbrenner d=10mm**

lambda	sl [m/s]	uavg [m/s]	st [m/s]	st/sl	T0 [K]	ny [m^2/s]	lt [m]	urms [m/s]	tau kin [s]	a [m^2/s]	Dat	Ret	Le	Pr
1.820	1.188	37.92	10.280	8.654	673	6.688E-05	0.0045	2.730	1.87E-04	1.030E-04	8.837	183.7	0.543	0.649
1.820	1.188	37.92	10.200	8.587	673	6.688E-05	0.0045	2.730	1.87E-04	1.030E-04	8.837	183.7	0.543	0.649
1.820	1.188	37.92	10.390	8.747	673	6.688E-05	0.0045	2.730	1.87E-04	1.030E-04	8.837	183.7	0.543	0.649
1.840	1.159	47.37	12.170	10.499	673	6.685E-05	0.0045	3.411	1.95E-04	1.030E-04	6.751	229.6	0.543	0.649
1.840	1.159	47.37	13.690	11.810	673	6.685E-05	0.0045	3.411	1.95E-04	1.030E-04	6.751	229.6	0.543	0.649
1.840	1.159	47.37	11.980	10.335	673	6.685E-05	0.0045	3.411	1.95E-04	1.030E-04	6.751	229.6	0.543	0.649
1.860	1.132	57.39	13.260	11.715	673	6.682E-05	0.0045	4.132	2.05E-04	1.030E-04	5.322	278.3	0.543	0.649
1.860	1.132	57.39	12.170	10.752	673	6.682E-05	0.0045	4.132	2.05E-04	1.030E-04	5.322	278.3	0.543	0.649
1.860	1.132	57.39	12.630	11.159	673	6.682E-05	0.0045	4.132	2.05E-04	1.030E-04	5.322	278.3	0.543	0.649
1.830	1.174	66.40	13.480	11.487	673	6.687E-05	0.0045	4.781	1.91E-04	1.030E-04	4.929	321.7	0.543	0.649
1.830	1.174	66.40	13.940	11.879	673	6.687E-05	0.0045	4.781	1.91E-04	1.030E-04	4.929	321.7	0.543	0.649
1.830	1.174	66.40	13.410	11.427	673	6.687E-05	0.0045	4.781	1.91E-04	1.030E-04	4.929	321.7	0.543	0.649
1.860	1.132	74.75	13.760	12.157	673	6.682E-05	0.0045	5.382	2.05E-04	1.030E-04	4.086	362.4	0.543	0.649
1.860	1.132	74.75	14.280	12.617	673	6.682E-05	0.0045	5.382	2.05E-04	1.030E-04	4.086	362.4	0.543	0.649
1.860	1.132	74.75	14.130	12.484	673	6.682E-05	0.0045	5.382	2.05E-04	1.030E-04	4.086	362.4	0.543	0.649

**Erdgas(1)/H2(1)/Luft vorgewärmt, lambda=2,10
Matrixbrenner d=10mm**

lambda	sl [m/s]	uavg [m/s]	st [m/s]	st/sl	T0 [K]	ny [m^2/s]	lt [m]	urms [m/s]	tau kin [s]	a [m^2/s]	Dat	Ret	Le	Pr
2.060	0.898	37.83	8.020	8.926	673	6.655E-05	0.0045	2.724	3.19E-04	1.030E-04	5.180	184.2	0.537	0.646
2.060	0.898	37.83	8.058	8.968	673	6.655E-05	0.0045	2.724	3.19E-04	1.030E-04	5.180	184.2	0.537	0.646
2.060	0.898	37.83	7.868	8.757	673	6.655E-05	0.0045	2.724	3.19E-04	1.030E-04	5.180	184.2	0.537	0.646
2.060	0.898	47.20	9.818	10.927	673	6.655E-05	0.0045	3.399	3.19E-04	1.030E-04	4.151	229.8	0.537	0.646
2.060	0.898	47.20	9.441	10.508	673	6.655E-05	0.0045	3.399	3.19E-04	1.030E-04	4.151	229.8	0.537	0.646
2.060	0.898	47.20	9.677	10.770	673	6.655E-05	0.0045	3.399	3.19E-04	1.030E-04	4.151	229.8	0.537	0.646
2.100	0.858	57.18	10.230	11.929	673	6.643E-05	0.0045	4.117	3.50E-04	1.030E-04	3.126	278.9	0.537	0.645
2.100	0.858	57.18	10.750	12.535	673	6.651E-05	0.0045	4.117	3.50E-04	1.030E-04	3.126	278.6	0.537	0.646
2.100	0.858	57.18	10.520	12.267	673	6.651E-05	0.0045	4.117	3.50E-04	1.030E-04	3.126	278.6	0.537	0.646
2.070	0.887	66.25	11.330	12.766	673	6.654E-05	0.0045	4.770	3.27E-04	1.030E-04	2.888	322.6	0.537	0.646
2.070	0.887	66.25	11.260	12.688	673	6.654E-05	0.0045	4.770	3.27E-04	1.030E-04	2.888	322.6	0.537	0.646

2.070	0.887	66.25	11.200	12.620	673	6.654E-05	0.0045	4.770	3.27E-04	1.030E-04	2.888	322.6	0.537	0.646
2.090	0.867	75.75	10.150	11.702	673	6.652E-05	0.0045	5.454	3.42E-04	1.030E-04	2.413	369.0	0.537	0.646
2.090	0.867	75.75	10.070	11.610	673	6.652E-05	0.0045	5.454	3.42E-04	1.030E-04	2.413	369.0	0.537	0.646
2.090	0.867	75.75	10.150	11.702	673	6.652E-05	0.0045	5.454	3.42E-04	1.030E-04	2.413	369.0	0.537	0.646

Erdgas(1)/H₂(1)/Luft vorgewärmt, lambda=2,30
Matrixbrenner d=10mm

lambda	sl [m/s]	uavg [m/s]	st [m/s]	st/sl	T0 [K]	ny [m ² /s]	lt [m]	urms [m/s]	tau_kln [s]	a [m ² /s]	Dat	Ret	Le	Pr
2.360	0.638	36.79	7.211	11.297	673	6.624E-05	0.0045	2.649	6.24E-04	1.030E-04	2.723	179.9	0.531	0.643
2.360	0.638	36.79	7.616	11.931	673	6.624E-05	0.0045	2.649	6.24E-04	1.030E-04	2.723	179.9	0.531	0.643
2.360	0.638	36.79	7.321	11.469	673	6.624E-05	0.0045	2.649	6.24E-04	1.030E-04	2.723	179.9	0.531	0.643
2.330	0.656	47.18	7.785	11.870	673	6.627E-05	0.0045	3.397	5.92E-04	1.030E-04	2.237	230.7	0.531	0.643
2.330	0.656	47.18	7.691	11.727	673	6.627E-05	0.0045	3.397	5.92E-04	1.030E-04	2.237	230.7	0.531	0.643
2.330	0.656	47.18	7.926	12.085	673	6.627E-05	0.0045	3.397	5.92E-04	1.030E-04	2.237	230.7	0.531	0.643
2.320	0.664	57.51	7.994	12.033	673	6.628E-05	0.0045	4.141	5.78E-04	1.030E-04	1.879	281.2	0.531	0.643
2.320	0.664	57.51	8.224	12.380	673	6.628E-05	0.0045	4.141	5.78E-04	1.030E-04	1.879	281.2	0.531	0.643
2.320	0.664	57.51	8.397	12.640	673	6.628E-05	0.0045	4.141	5.78E-04	1.030E-04	1.879	281.2	0.531	0.643
2.320	0.664	66.13	8.861	13.339	673	6.628E-05	0.0045	4.761	5.78E-04	1.030E-04	1.635	323.2	0.531	0.643
2.320	0.664	66.13	8.663	13.041	673	6.628E-05	0.0045	4.761	5.78E-04	1.030E-04	1.635	323.2	0.531	0.643
2.320	0.664	66.13	8.663	13.041	673	6.628E-05	0.0045	4.761	5.78E-04	1.030E-04	1.635	323.2	0.531	0.643
2.320	0.664	75.20	9.626	14.490	673	6.628E-05	0.0045	5.414	5.78E-04	1.030E-04	1.437	367.6	0.531	0.643
2.320	0.664	75.20	9.776	14.716	673	6.628E-05	0.0045	5.414	5.78E-04	1.030E-04	1.437	367.6	0.531	0.643
2.320	0.664	75.20	9.701	14.603	673	6.628E-05	0.0045	5.414	5.78E-04	1.030E-04	1.437	367.6	0.531	0.643

Literaturverzeichnis

Abdel-Gayed, R. G., Al-Khishali, K. J. and Bradley, D.:
Turbulent Burning Velocities and Flame Straining in Explosions
Proc. Royal Society London, A391, 393 - 414, 1984

Bockhorn, H.:
Grundlagen der Verbrennungstechnik II (Vorlesung)
<http://www.slidefinder.net/g/gvtii/gvtii/6210483>, 2010

Borghgi, R.:
On the Structure and Morphology of Turbulent Premixed Flames
Recent Advances in Aerospace Science, 117 - 138, 1984

Bradley, D., Lau A. K. C. and Lawes S.:
Flame Stretch Rate as a Determinant of Turbulent Burning Velocity
Philosophical Transactions Royal Society London, 338, 359 -387, 1992

Bradley, D.:
How fast can we burn ?
24th Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute, 247 - 262, 1992

Brutscher, T.:
Experimentelle und theoretische Untersuchung zur Entflammung und Flammenausbreitung
bei funkengezündeten Brenngas-Luft-Gemischen unter besonderer Berücksichtigung
bevorzugter Diffusion
Dissertation, Universität Karlsruhe, 2003

Buschmann, A., Dinkelacker, F., Schäfer, T., Schäfer, M. and Wolfrum, J.:
Measurements of the Instantaneous Detailed Flame Structure in Turbulent Premixed
Combustion
26th Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute, 437 - 445, 1996

Christill, M.:
Untersuchungen zum Einfluß hinderniserzeugter Turbulenz auf die instationäre Flammen-
ausbreitung in Brenngas/Luft-Gemischen
Dissertation, Universität Karlsruhe, 1990

Clavin, P.:
Dynamic Behaviour of Premixed Flame Fronts in Laminar and Turbulent Flows
Progress in Energy and Combustion Science, Vol. 11, 1-59, 1985

Damköhler, G.:
Der Einfluß der Turbulenz auf die Flammengeschwindigkeit in Gasgemischen
Zeitschrift für Elektrochemie und angewandte physikalische Chemie, Bd. 46, 601 -652,
1940

Egolfopoulos, F. N.; Cho, P. and Law, C. K.:
Laminar Flame Speeds of Methane- Air Mixtures under Reduced and Elevated Pressures
Combustion and Flame, Bd. 76, S. 375-391, 1989

Frenklach, M., Wang, H., Guldenberg, M., Smith, G. P., Golden, D. M., Bowman, C. T.,
Hanson, R. K., Gardiner, W. C. and Lissianski, V.:
GRI-Mech An Optimized Detailed Chemical Reaction Mechanism for Methane Combustion
Report. No. GRI-95/0058, 1995

Göttgens, J., Mauss, F. and Peters, N.:

Analytic approximations of burning velocities and Flame Thicknesses of Lean Hydrogen, Methane, Ethylene, Ethane, Acetylene and Propane Flames

24th Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute, 129 - 135, 1992

Heard, D. J.; Jeffries, J. B. Smith, G. P. and Crossley, D. R.:

LIF Measurements in Methane/Air Flames of Radicals Important in Prompt-NO Formation
Combustion and Flame 88, 137-142, 1992

Hirschfelder, J. O., Curtiss, C. F. and Bird, R. B.:

Molecular Theory of Gases and Liquids

Wiley, 1954

Hoffmann, A., Großschmidt, D., Zajadatz, M., Leuckel, W. und Bockhorn, H.:

Validierung eines JPDF-Modells sowie einer semi-globalen Reaktionskinetik anhand detaillierter Feldmessungen hochturbulenter Freistrahlfammen

20. deutscher Flammentag, VDI-Berichte 1629, S. 527-533, 2001

Hoffmann, A.:

Modellierung turbulenter Vormischverbrennung

Dissertation Universität Karlsruhe, 2004

JANAF

Thermochemical Tables

Natl. Stand. Ref. Data, Ser. NSRDS-NBS 37, 1971

Karpov, V., Severin, E.:

Effects of Molecular-Transport Coefficients on the Rate of Turbulent Combustion

Combustion, Explosion and Shock Waves, 16, No 1, 45 - 51, 1980

Kee, R. J., Rupley, F. M., Miller, J. A., Coltrin, M. E., Grcar, J. F., Meeks, E., Moffat, H. K., Lutz, A. E., Dixon-Lewis, G., Smooke, M. D., Warnatz, J., Evans, G. H., Larson, R. S., Mitchell, R. E., Petzold, L. R., Reynolds, W. C., Caracotsios, M., Stewart, W. E., Glarborg, P., Wang, C., Adigun, O., Houf, W. G., Chou, C. P. and Miller, S. F.:
Chemkin Collection, Release 3.7.1
Reaction Design, Inc., San Diego, CA, 2003

Kee, R. J., Miller, J. A., and Evans, G. H.:
A Computational Model of the Structure and Extinction of Strained, Opposed flow, Premixed Methane-Air Flames
21st Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute, 1479 - 1494, 1988

Lauer, G.; Leuckel, W.:
Laminar Burning Velocity of Coal Gases and Methane at Elevated Pressures and Temperatures: Experiments and Modelling
Archivum Combustionis 15, No. 1-2, 1995

Law, C. K.:
Dynamics of Stretched Flames
22nd Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute, 1381 - 1402, 1988

Leisenheimer, B.:
Zum Ausbreitungsverhalten von Deflagrationsfronten in instationären und turbulenten Brenngas/Luft-Gemischen innerhalb geschlossener Behälter
Dissertation, Universität Karlsruhe, 1997

Leuckel, W., Lauer, G., Hirsch, C. und Habisreuther, P.:
Mathematische Modellierung der Wechselwirkung von Turbulenz und Reaktion unter in
Gasturbinenbrennkammern vorliegenden Bedingungen
Abschlußbericht zum Forschungsvorhaben 3.1.3.4 der Arbeitsgemeinschaft Hochtempera-
turgasturbine, 1994

Leuckel, W.,
Theorie turbulenter Strömungen ohne und mit überlagerter Verbrennung
Skriptum Universität Karlsruhe, 1997

Libby, P, A.,:
Introduction to turbulence
Taylor & Francis, 1996

Lifshitz, A.; Scheller, K.; Burcat, A. and Skinner, G.B.:
Shock-Tube Investigation of Ignition in Methane-Oxygen-Argon Mixtures
Combustion and Flame 16, 311-321, 1970

Lindow, R.:
Zur Bestimmung der laminaren Flammgeschwindigkeit
Dissertation Universität Karlsruhe, 1966

Liu, Y.:
Untersuchung zur stationären Ausbreitung turbulenter Vormischflammen
Dissertation, Universität Karlsruhe, 1991

Müller, U. C., Bolling M. and Peters N.:
Approximations for burning velocities and Markstein Numbers for Lean Hydrocarbon and
Methanol Flames
Combustion and Flame, Bd. 108, 349-356, 1997

Nastoll, W.:

Untersuchung zur instationären turbulenten Flammenausbreitung in geschlossenen Behältern

Dissertation, Universität Karlsruhe, 1990

Nguyen, Q.-V. and Paul, Ph. H.:

The Flame Evolution of a Vortex-Flame Interaction Observed via Planar Imaging of CH and OH

26th Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute, 357 - 364, 1996

Peters, N.:

Laminar Flamlet Concepts in Turbulent Combustion

21st Symposium (International) on Combustion / The Combustion Institute, 1231 -1250, 1986

Peters, N.:

Turbulente Brenngeschwindigkeit

Abschlußbericht zum Forschungsvorhaben Pe 241/9-2, Universität Aachen, 1994

Prade, B.:

Experimentelle und theoretische Untersuchung zum Ablaseverhalten von turbulenten Stauscheibendiffusionsflammen

Dissertation, Universität Karlsruhe, 1993

Rotta J. C.:

Turbulente Strömungen: Eine Einführung in die Theorie und ihre Anwendung

B. G. Teubner, Stuttgart, 1972

Schelkin, K. I.:

Combustion hydrodynamics

Übersetzung aus: Fizika Goreniya i Vrzyva, Vol. 4, 455 -468, 1968

Schmid, H. P.:

Ein Verbrennungsmodell zur Beschreibung der Wärmefreisetzung von vorgemischten turbulenten Flammen

Dissertation, Universität Karlsruhe, 1995

Searby, G., Quinard, J.:

Direct and Indirect Measurements of Markstein Numbers of Premixed Flames

Combustion and Flame, Bd. 82, 298- 311, 1990

Seery, D. J. and Bowman, C. T.:

An Experimental and Analytical Study of Methane Oxidation Behind Shock Waves

Combustion and Flame 14, 37, 1970

Sivashinsky, G. I.:

Diffusional-Thermal Theory of Cellular Flames

Combustion, Science and Technology, Bd 15, 137 -146, 1977

Smith, G. P., Golden, D. M., Frenklach, M., Moriarty, N. W.; Eitneer, B.; Goldenberg, M.; Bowman, C. T.; Hanson, R. K.; Song, S.; Gardiner, W. C.; Lissianski, V. and Qin, Z.

http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/

Stahl, G. and Warnatz, J.:

Numerical Investigations of Time-Dependent Properties and Extinction of Strained Methane- and Propane-air flamelets

Combustion and Flame, Bd. 85, 285 - 299

Stapf, D.:

Experimentell basierte Weiterentwicklung von Berechnungsmodellen der NO_x - Emission technischer Verbrennungssysteme

Dissertation, Universität Karlsruhe, 1998

Tseng, L.-K., Ismail, M. A., Faeth, G. M.:

Laminar Burning Velocities and Markstein Numbers of Hydrocarbon-Air Flames
Combustion and Flame, Bd 90, 230 -246, 1992

Vagefopoulos, C. M.; Egolfopoulos, F. N.; Law, C. K.:

Further Considerations on the Determination of Laminar Flame Speeds with the Counter-flow Twin-Flame Technique
25th Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute, 1341-1347, 1994

Williams, B. A. and Flemming, J. W.:

Comperative Species Concentrations in CH₄/O₂/Ar Flames Doped with N₂O, NO and NO₂
Combustion and Flame 98, 93-106, 1994

Yu, G.; Law, C. K.; Wu, C. K.:

Laminar Flame Speeds of Hydrocarbon + Air Mixtures with Hydrogen Addition
Combustion and Flame 63, S. 339-347, 1986

Zajadatz, M., Lauer, G. und Leuckel, W.:

Bestimmung der Brenngeschwindigkeiten von typischen mittelkalorischen Brennstoffen für stationäre Gasturbinen
Abschlußbericht zum Forschungsvorhaben 3.2.1.6 der Arbeitsgemeinschaft Hochttemperaturgasturbine, 1998

Ziegler, M.:

Untersuchungen zur Ausbreitung stationärer, turbulenter Vormischflammen unter besonderer Berücksichtigung bevorzugter Diffusion
Dissertation, Universität Karlsruhe, 1998

Zimont, V. L.:

Theory of Turbulent Combustion of a Homogenous Fuel Mixture at High Reynolds Numbers

Übersetzung aus: Fizika Goreniya i Vrzyva, Vol. 15, No. 3, 23 - 33, 1979