

Martin Kröner

Einfluss lokaler Löschvorgänge auf den
Flammenrückschlag durch
verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen

Lehrstuhl für Thermodynamik
Technische Universität München

Einfluss lokaler Löschvorgänge auf den
Flammenrückschlag durch
verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen

Martin Kröner

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Maschinenwesen
der Technischen Universität München
zur Erlangung des akademischen Grades eines
DOKTOR – INGENIEURS
genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Hans-Peter Kau
Prüfer der Dissertation: 1. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Thomas Sattelmayer
2. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Nikolaos Zarzalis,
Universität Fridericiana zu Karlsruhe (TH)

Die Dissertation wurde am 10.03.2003 bei der Technischen
Universität München eingereicht und durch die Fakultät für
Maschinenwesen am 12.05.2003 angenommen.

Für Sylvia

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand am Lehrstuhl für Thermodynamik der Technischen Universität München im Rahmen des zunächst durch Asea Brown Boveri und später durch Alstom Power geförderten Forschungsvorhabens „Flammenausbreitung in verdrallten Rohrströmungen“.

Mein herzlicher Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. T. Sattelmayer für die Betreuung und die stetige Unterstützung meiner Tätigkeit, für sein Interesse an der Arbeit und für die Übernahme des Hauptreferates. Herrn Professor Dr.-Ing. N. Zarzalis danke ich für die freundliche Übernahme des Koreferates und Herrn Professor Dr.-Ing. H.-P. Kau für den Vorsitz bei der mündlichen Prüfung.

Allen Kolleginnen und Kollegen des Lehrstuhl für Thermodynamik möchte für die stets wohlwollende Unterstützung meiner verschiedener Aktivitäten danken, sei es im direkten oder auch im indirekten Zusammenhang mit dieser Arbeit. Mein besonderer Dank kommt Herrn Jassin Fritz zu, mit dem ich das Forschungsprojekt, in dessen Rahmen diese Arbeit entstand, gemeinsam bearbeitete. Ohne diese Zusammenarbeit wäre die vorliegende Arbeit sicherlich nicht möglich gewesen. Hervorheben möchte ich zudem folgende Freunde, die mich in meiner Zeit am Lehrstuhl beruflich, aber auch privat immer unterstützt haben: Die Herren Dr.-Ing. Bodo Durst, Fabian Hoseit und Dr.-Ing. Robert Tauscher, die mir den Einstieg in die Arbeit am Lehrstuhl sehr erleichtert haben. Herrn Dr.-Ing. Heinrich Sandner und Herrn Marcus Pöschl für die Zusammenarbeit bei der Betreuung der Vorlesung Thermodynamik I und die unzähligen philosophischen Diskussionen zum Thema Thermodynamik. Herrn Dr.-Ing. Christoph Hirsch für die vielen fachlichen Anregungen und Herrn Frank Kiesewetter für die Durchsicht dieser Arbeit. Die Herren Thomas Lex, Christian Pankiewitz, Markus Rothenwöhrer und Rene Schneider für ihre Freundschaft und die vielen guten Diskussionen. Auch allen Studentinnen und Studenten, die an dieser Arbeit

beteiligt waren, gebührt der Dank für ihre tatkräftige Unterstützung. Neben vielen anderen haben vor allem Herr Peter Zimmermann, Herr Jose Luis Periñán Blanco und Herr Robert Refalo durch ihre Hilfe bei den Experimenten zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Meinen Eltern danke ich besonders für ihre Unterstützung. Den Rückhalt, den sie mir während meiner gesamten Ausbildung gaben, war die Voraussetzung für diese Arbeit. Meiner ganzen Familie danke ich für ihren Zuspruch und ihre Motivation.

Nicht zuletzt gilt der Dank meiner lieben Frau Sylvia, die durch ihre ausdauernde Unterstützung und ihre Geduld, die ich ausgiebigst in Anspruch genommen habe, sehr großen Anteil an der Fertigstellung dieser Arbeit hat.

München, im Juli 2003

Martin Kröner

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	iii
Tabellenverzeichnis	ix
Nomenklatur	x
1 Einleitung	1
2 Physikalische und chemische Grundlagen	4
2.1 Ausbreitung einer vorgemischten laminaren Flamme .	4
2.1.1 Bilanzgleichungen an einer stationären lamina- ren Flammenfront	4
2.1.2 Grundlagen der Reaktionskinetik	10
2.1.3 Chemische Zeitmaße	13
2.1.4 Laminare Flammengeschwindigkeit	24
2.2 Turbulente Flammenausbreitung	28
2.2.1 Turbulente Flammengeschwindigkeiten	34
2.2.2 Turbulentes Flammenlöschen	39
2.3 Zeitskalenvergleiche in vorgemischten Flammen . . .	42
2.3.1 Laminare Flammenstreckung	43
2.3.2 Peclet-Zahl Modell	45
2.3.3 Flammenlöschen durch Wärmeverluste	51
2.4 Rückschlagsmechanismen und Rückschlagsgrenzen von Vormischflammen	54
2.4.1 Flammenrückschlag in der Kernströmung . . .	55
2.4.2 Flammenrückschlag in der Wandgrenzschicht .	57
2.4.3 Flammenrückschlag durch Verbrennungsinsta- bilitäten	63
2.4.4 Flammenrückschlag durch verbrennungsindu- ziertes Wirbelaufplatzen	65
3 Versuchsanlage	76
3.1 Aufbau der Versuchsanlage	76
3.2 Brennerkonfigurationen	80

3.3	Versuchsablauf	85
3.4	Luftzahlbestimmung	88
3.5	Laserzündung	92
4	Optische Messtechnik	95
4.1	Laserinduzierte Fluoreszenz	95
4.2	Chemilumineszenz	105
4.3	Optischer Flammensensor	110
5	Rückschlagsgrenzen verdrallter Vormischflammen	113
5.1	Messergebnisse	113
5.2	Einfluss der laminaren Flammengeschwindigkeit . . .	121
5.3	Einfluss der turbulenten Flammengeschwindigkeit . .	131
5.4	Auswirkungen des Flammenlöschens	133
5.4.1	Korrelation durch Zeitskalenvergleiche	133
5.4.2	Lewis-Zahl-Effekt auf das Flammenlöschens .	147
5.4.3	Lewis-Zahl für Mehrkomponenten-Brennstoffe	155
5.5	Einfluss der Drallerzeugergeometrie auf die Rück- schlagsgrenzen	166
5.5.1	Brennerkonfiguration <i>BK1</i>	166
5.5.2	Brennerkonfiguration <i>BK3</i>	170
5.6	Skalierung der Rückschlagsgrenzen für technische Ver- brennungssysteme	173
6	Rückschlagsverhalten bei Fremdzündung	184
7	Zusammenfassung	199
	Literaturverzeichnis	203

Abbildungsverzeichnis

1	Qualitativer Verlauf der thermischen Stickoxid-Produktion und der Flammentemperatur als Funktion der Luftzahl λ	1
2	Schematischer Aufbau einer Gasturbinen-Brennkammer mit drallstabilisierter magere Vormischverbrennung.	2
3	Transportschema an einer stationären laminaren Flammenfront in einer eindimensionalen Rohrströmung.	5
4	Idealisierter Temperaturverlauf in einer laminaren Flammenfront δ_L . Aufteilung in Vorwärmzone δ_V und Reaktionszone δ_R	16
5	Temperaturverlauf und Spezieskonzentrationen einer stationären eindimensionalen laminaren Methan-Luft-Flamme, $\lambda = 2$, $T_{mix} = 300^\circ C$ (Chemkin II, PREMIX [KGS ⁺ 92]).	18
6	Lewis-Zahl-Effekt auf den Temperaturverlauf und die Wärmefreisetzung in einer eindimensionalen Flammenfront [SPWD98].	19
7	Vergleich der normierten Zeitmaße τ_{CAZ} und $\tau_{CPREMIX}$ in Abhängigkeit von Frischgastemperatur T_{mix} und Wasserstoffanteil im Brennstoff $X_{H_2,Br}$. 20	20
8	Temperaturverläufe in der Flammenfront für unterschiedliche Brennstoffe bei gleichem chemischen Zeitmaß $\tau_{CAZ} = a/S_L^2$	20
9	Modell des idealgerührten Reaktors zur Berechnung kritischer chemischer Zeitmaße.	21
10	Druck- und Temperaturabhängigkeit der laminaren Flammgeschwindigkeit S_L für Methan bei $T = 25^\circ C$ (links) und $p = 1 \text{ bar}$ (rechts) [War88]. 25	25
11	Laminare Flammgeschwindigkeit S_L für Methan bei $T = 298 \text{ K}$ und $p = 1 \text{ bar}$ - Experimentelle Daten, Korrelationen und CHEMKIN-PREMIX-Rechnungen.	26
12	Laminare Flammgeschwindigkeit S_L für Wasserstoff bei $T = 298 \text{ K}$ und $p = 1 \text{ bar}$ - Experimentelle Daten, Korrelationen und CHEMKIN-PREMIX-Rechnungen.	27
13	Wirbelkaskade einer turbulenten Strömung. Normierte spektrale Energieverteilung in Abhängigkeit von der Wellenzahl κ	30
14	Phasendiagramm für turbulente Verbrennung nach Borghi [Bor84].	33
15	Schematische Darstellung der Flammenstreckung durch turbulente Wirbel. 35	35
16	Einfluss der Damköhler-Zahl auf die turbulente Flammenausbreitungsgeschwindigkeit nach Schmid [Sch95].	39

17	Vergleich experimenteller und berechneter turbulenter Flammengeschwindigkeiten [Sch95].	40
18	Experimentell bestimmte turbulente Flammengeschwindigkeiten S_T als Funktion von u'_{rms} bis zum turbulenten Flammenlöschen [AGBHL84]. . .	41
19	Normierte turbulente Flammengeschwindigkeiten S_T/S_L als Funktion von u'_{rms}/S_L für unterschiedliche Faktoren $Ka \cdot Le$ [AGBHL84] [Jor99].	42
20	Streckung einer ebenen laminaren Flammenfront durch einen Geschwindigkeitsgradienten.	44
21	Vergleich chemischer und strömungsmechanischer Zeitmaße an der mageren Löschgrenze von Drallflammen für verschiedene H_2-CH_4 -Luft-Flammen [HLE98].	50
22	Idealisierter Temperaturverlauf bei der Flammenlöschung durch Wandwärmeverluste.	51
23	Kritische laminare Geschwindigkeitsgradienten g_f für unterschiedliche Rohrdurchmesser D [cm] bei einem Flammenrückschlag in der Wandgrenzschicht [LE87].	59
24	Peclet-Zahl-Diagramm für einen Flammenrückschlag in der Wandgrenzschicht. Methan-Luft- und Methan-Sauerstoff-Flammen bei $20^\circ C - 400^\circ C$ [KMSS65].	61
25	Hochgeschwindigkeits-Videsequenz und Zeitverlauf der Flammenposition eines Flammenrückschlags durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen (CIVB).	66
26	Schematische Skizze der Strömungsformen im stabilen Betriebspunkt (links) und beim Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen (rechts) [Fri03].	67
27	Flammenausbreitung beim verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen, Phase 1 [Fri03].	69
28	Flammenausbreitung beim verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen, Phase 2 [Fri03].	70
29	Flammenausbreitung beim verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen, Phase 3 [Fri03].	71
30	Flammenausbreitung beim verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen, Phase 4 [Fri03].	72
31	Direkte numerische Simulation einer turbulenten Strömung mit der Bildung kleiner Wirbelröhren (grüne Strukturen) [Col03].	74

32	Schematische Skizze der Versuchsanlage zur Untersuchung des Flammenrückschlags in gasturbinentypischen Drallbrennern.	76
33	Kernkomponenten der Versuchsanlage.	77
34	Drallbrenner mit einstellbarem zentralem Ringspalt.	81
35	Radiale Verteilung der mittleren Axialgeschwindigkeit u (oben) und Tangentialgeschwindigkeit w (unten) an der axialen Position $z = 2,21 \cdot D$ [Fri03].	82
36	Gemittelte Geschwindigkeitsschwankungen der Axialgeschwindigkeit $\frac{u'_{rms}}{u}$ (oben) und Tangentialgeschwindigkeit $\frac{w'_{rms}}{u}$ (unten) an der axialen Position $z = 2,21 \cdot D$ [Fri03].	84
37	Axialer Verlauf der mittleren Axialgeschwindigkeit u [Fri03].	85
38	Versuchsparameter und ihre Einflussfaktoren auf einen Flammenrückschlag. 87	
39	Radialer Verlauf der Brennstoffkonzentration am Drallerzeuger–Mischrohr–Übergang.	89
40	Vibrations– und Rotationsniveaus eines Moleküls. Anregung und Emission bei Rayleigh– und Raman–Streuung.	96
41	Vibrations–, Rotations– und elektronische Niveaus eines Moleküls. Anregung und Emission bei der laserinduzierten Fluoreszenz.	97
42	Versuchsaufbau zur simultanen Anwendung von laserinduzierter OH–Fluoreszenz und Hochgeschwindigkeits-Videotechnik.	99
43	Anregungsspektrum des OH–Radikals [LC99].	101
44	Mögliche Übergänge zwischen den Molekülzuständen $A^2\Sigma^+(\nu' = 1)$ und $X^2\Pi(\nu'' = 0)$	102
45	Fluoreszenzspektrum des OH–Radikals bei Anregung des $A^2\Sigma^+(\nu' = 3) \leftarrow X^2\Pi(\nu'' = 0)$, $P_1(8)$ Übergangs [Ger96].	103
46	Trigger-Schema bei simultaner Anwendung von laserinduzierter Fluoreszenz, Hochgeschwindigkeits-Videotechnik und optischem Flammensensor. 103	
47	Korrektur der OH–LIF–Aufnahmen an die Intensitätsverteilung des Anregungslasers.	104
48	Eigenfluoreszenzspektrum relevanter Gase einer Methan–Flamme ($\lambda = 1,0$) und spektrale Empfindlichkeit der Photodioden des Flammensensors [CYC+98][SEB95].	106
49	Optimierung der Chemilumineszenz–Aufnahmen und automatische Flammenfronterkennung durch digitale Bildbearbeitung.	109

50	Optischer Flammensensor zur Überwachung der momentanen Flammenposition.	111
51	Vergleich der Messzeitspannen von laserinduzierter Fluoreszenz, Hochgeschwindigkeits-Video und optischem Flammensensor.	112
52	Flammenrückschlagsgrenzen für <i>BK2</i> , Brennstoff 1 ($Y_{H_2,Br} = 0,00$).	114
53	Flammenrückschlagsgrenzen für <i>BK2</i> , Brennstoff 2 ($Y_{H_2,Br} = 0,05$).	114
54	Flammenrückschlagsgrenzen für <i>BK2</i> , Brennstoff 3 ($Y_{H_2,Br} = 0,10$).	115
55	Flammenrückschlagsgrenzen für <i>BK2</i> , Brennstoff 4 ($Y_{H_2,Br} = 0,15$).	115
56	Dichtesprung über die Flammenfront als Funktion der Vorheiztemperatur an der Flammenrückschlagsgrenze für Brennstoff 1 ($Y_{H_2,Br} = 0,00$, <i>BK2</i>).	118
57	Dichtesprung über die Flammenfront als Funktion der Vorheiztemperatur an der Flammenrückschlagsgrenze für Brennstoff 2 ($Y_{H_2,Br} = 0,05$, <i>BK2</i>).	119
58	Dichtesprung über die Flammenfront als Funktion der Vorheiztemperatur an der Flammenrückschlagsgrenze für Brennstoff 3 ($Y_{H_2,Br} = 0,10$, <i>BK2</i>).	120
59	Dichtesprung über die Flammenfront als Funktion der Vorheiztemperatur an der Flammenrückschlagsgrenze für Brennstoff 4 ($Y_{H_2,Br} = 0,15$, <i>BK2</i>).	121
60	Laminare Flammengeschwindigkeiten S_L für Brennstoff 1. Vergleich zwischen <i>CHEMKIN-PREMIX</i> -Rechnungen (Symbole) und analytisch berechneten Werten (Linien).	124
61	Laminare Flammengeschwindigkeiten S_L für Brennstoff 2. Vergleich zwischen <i>CHEMKIN-PREMIX</i> -Rechnungen (Symbole) und analytisch berechneten Werten (Linien).	124
62	Laminare Flammengeschwindigkeiten S_L für Brennstoff 3. Vergleich zwischen <i>CHEMKIN-PREMIX</i> -Rechnungen (Symbole) und analytisch berechneten Werten (Linien).	125
63	Laminare Flammengeschwindigkeiten S_L für Brennstoff 4. Vergleich zwischen <i>CHEMKIN-PREMIX</i> -Rechnungen (Symbole) und analytisch berechneten Werten (Linien).	125
64	Laminare Flammengeschwindigkeiten von Wasserstoff-Methan-Mischungen: Vergleich Scholte und Vaags [SV59] und analytische Berechnung.	126
65	Laminare Flammengeschwindigkeiten von Wasserstoff-Methan-Mischungen: Vergleich Nastoll [Nas89] und analytische Berechnung.	127
66	Abhängigkeit des Dichtesprungs σ von der laminaren Flammengeschwindigkeit S_L , Brennstoff 1, <i>BK2</i>	127

67	Abhängigkeit des Dichtesprungs σ von der laminaren Flammengeschwindigkeit S_L , Brennstoff 2, <i>BK2</i>	128
68	Abhängigkeit des Dichtesprungs σ von der laminaren Flammengeschwindigkeit S_L , Brennstoff 3, <i>BK2</i>	129
69	Abhängigkeit des Dichtesprungs σ von der laminaren Flammengeschwindigkeit S_L , Brennstoff 4, <i>BK2</i>	130
70	OH-Konzentrationsverteilung in der Flammenspitze. Flammenlöschen bei spiralförmigem Auswaschen der Flamme. Brennstoff 2, <i>BK 2</i>	134
71	OH-Konzentrationsverteilung in der Flammenspitze. Flammenlöschen bei spiralförmigem Auswaschen der Flamme. Brennstoff 1, <i>BK 1</i>	135
72	OH-Konzentrationsverteilung in der Flammenspitze. Flammenlöschen bei stumpfen, propfenförmigem Auswaschen der Flamme. Brennstoff 1, <i>BK 3</i>	136
73	Quenching-Konstante C_{quench} bei den Flammenrückschlagsgrenzen basierend auf S_L (Brennstoff 1, <i>BK2</i>).	141
74	Quenching-Konstante C_{quench} bei den Flammenrückschlagsgrenzen basierend auf S_L : Vergleich unterschiedlicher Brennstoffe, <i>BK2</i>	142
75	Kritische chemische Zeitmaße auf Basis von PSR-Rechnungen, Brennstoff 1.	144
76	Kritische chemische Zeitmaße auf Basis von PSR-Rechnungen, Brennstoff 2.	144
77	Kritische chemische Zeitmaße auf Basis von PSR-Rechnungen, Brennstoff 3.	145
78	Kritische chemische Zeitmaße auf Basis von PSR-Rechnungen, Brennstoff 4.	145
79	Quenching-Konstante C_{quench} bei den Flammenrückschlagsgrenzen basierend auf PSR-Rechnungen: Vergleich unterschiedlicher Brennstoffe, <i>BK2</i>	146
80	Vereinfachte Darstellung des Temperaturverlaufs T , der Wärmefreisetzung \dot{Q} und der Konzentrationsverläufe X_i der Brennstoffe durch Diffusion.	159
81	Berücksichtigung der Lewis-Zahl bei der Ermittlung von $C_{quench}^* = Le \cdot C_{quench}$, <i>BK2</i>	162
82	Quenching-Konstante C_{quench}^* in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl Re , <i>BK2</i>	163
83	Vergleich theoretisch ermittelter Flammenrückschlagsgrenzen mit experimentellen Werten, <i>BK2</i>	164
84	Peclet-Zahl-Modell für die Flammenrückschlagsgrenzen. Vergleich zwischen experimentellen Werten und berechnetem Idealverlauf für $C_{quench}^* = 0,03$, <i>BK2</i>	165
85	Flammenrückschlagsgrenzen für <i>BK1</i> , Brennstoff 1 ($Y_{H_2,Br} = 0,00$).	166

86	Flammenrückschlagsgrenzen für BK1, Brennstoff 2 ($Y_{H_2,Br} = 0,05$).	167
87	Flammenrückschlagsgrenzen für BK1, Brennstoff 3 ($Y_{H_2,Br} = 0,10$).	167
88	Flammenrückschlagsgrenzen für BK1, Brennstoff 4 ($Y_{H_2,Br} = 0,15$).	168
89	Quenching-Konstante C_{quench}^* in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl Re , Brennerkonfiguration BK1.	169
90	Flammenrückschlagsgrenzen für BK3, Brennstoff 1 ($Y_{H_2,Br} = 0,00$).	170
91	Flammenrückschlagsgrenzen für BK3, Brennstoff 2 ($Y_{H_2,Br} = 0,05$).	171
92	Flammenrückschlagsgrenzen für BK3, Brennstoff 3 ($Y_{H_2,Br} = 0,10$).	171
93	Flammenrückschlagsgrenzen für BK3, Brennstoff 4 ($Y_{H_2,Br} = 0,15$).	172
94	Quenching-Konstante C_{quench}^* in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl Re , Brennerkonfiguration BK3.	172
95	Druckabhängigkeit des chemischen Zeitmaßes τ_c für Brennstoff 1, $\lambda = 1$	175
96	Druckabhängigkeit des chemischen Zeitmaßes τ_c für Brennstoff 1, $\lambda = 1,5$	176
97	Druckabhängigkeit des chemischen Zeitmaßes τ_c für Brennstoff 1, $\lambda = 2$	176
98	Druckabhängigkeit des chemischen Zeitmaßes τ_c für Brennstoff 4, $\lambda = 2$	177
99	Chemisches Zeitmaß, Reaktortemperatur und ausgewählte Spezies- verläufe aus PSR-Rechnungen in Abhängigkeit des Reaktordrucks, Brenn- stoff 1, $100^\circ C$	178
100	Chemisches Zeitmaß, Reaktortemperatur und ausgewählte Spezies- verläufe aus PSR-Rechnungen in Abhängigkeit des Reaktordrucks, Brenn- stoff 1, $400^\circ C$	179
101	Chemisches Zeitmaß, Reaktortemperatur und ausgewählte Spezies- verläufe aus PSR-Rechnungen in Abhängigkeit des Reaktordrucks, H_2 - Luft-Flamme, $100^\circ C$	182
102	Chemisches Zeitmaß, Reaktortemperatur und ausgewählte Spezies- verläufe aus PSR-Rechnungen in Abhängigkeit des Reaktordrucks, H_2 - Luft-Flamme, $400^\circ C$	183
103	Fokuspunkte der Laserzündung und Bildausschnitt der Hochgeschwindigkeits-Videosequenzen bei der Laserzündung.	185
104	Hochgeschwindigkeits-Videoaufnahmen der Flammenausbreitung bei Fremdzündung auf der Mischrohrachse, $r = 0$. Brennstoff 1, Brenner- konfiguration 2, $T_{mix} = 100^\circ C$, $\dot{m}_{Luft} = 100 \text{ g/s}$	186

105	Hochgeschwindigkeits-Videoaufnahmen der Flammenausbreitung bei Fremdzündung in Wandnähe, $r = 0,4D$. Brennstoff 1, Brennerkonfiguration 2, $T_{mix} = 100^\circ C$, $\dot{m}_{Luft} = 100 \text{ g/s}$	187
106	Fokuspunkte der Laserzündung und Bildausschnitt der UV-intensivierten Einzelbildkamera bei der Laserzündung.	189
107	Einzelbildaufnahmen der Flammenausbreitung bei Fremdzündung auf der Mischrohrachse, $r = 0D$. Brennstoff 1, Brennerkonfiguration 2, $T_{mix} = 100^\circ C$, $\dot{m}_{Luft} = 100 \text{ g/s}$	190
108	Ausbreitung einer Flammenfront bei konstanter axialer Geschwindigkeit $u \neq u(r)$ (Blockprofil).	191
109	Ausbreitung einer Flammenfront in einem Geschwindigkeitsfeld nach Abbildung 35.	191
110	Einzelbildaufnahmen der Flammenausbreitung bei Fremdzündung in Wandnähe, $r = 0,4D$. Brennstoff 1, Brennerkonfiguration 2, $T_{mix} = 100^\circ C$, $\dot{m}_{Luft} = 100 \text{ g/s}$	195
111	Einzelbildaufnahmen der Flammenausbreitung bei Fremdzündung bei $r = 0,27D$. Brennstoff 1, Brennerkonfiguration 2, $T_{mix} = 100^\circ C$, $\dot{m}_{Luft} = 100 \text{ g/s}$	197
112	Einzelbildaufnahmen der Flammenausbreitung bei Fremdzündung bei $r = 0,13D$. Brennstoff 1, Brennerkonfiguration 2, $T_{mix} = 100^\circ C$, $\dot{m}_{Luft} = 100 \text{ g/s}$	198

Tabellenverzeichnis

1	Vergleich verschiedener Berechnungsmethoden eines charakteristischen chemischen Zeitmaßes.	22
2	Übersicht über die Zeitskalen für Strömung und Wärmeleitung in lamina- ren und turbulenten Strömungen	54
3	Brennstoffmischungen	78
4	Eckdaten der Veruchsanlage.	80
5	Auf die Bohrungsfläche bezogene verbleibende Ringspaltfläche der ver- schiedenen Brennerkonfigurationen.	81
6	Literaturvergleich der Leistungsdaten für einen laserinduzierten Gas- durchschlag durch Fokussierung eines Laserstrahls.	94
7	Lewis-Zahlen für verschiedene Wasserstoff-Methan-Luftmischungen.	161

Nomenklatur

Lateinische Buchstaben

A	$[m^2]$	Fläche
A_0	$[m^3/kmols]$	Frequenzfaktor der Arrheniusgleichung
a	$[m^2/s]$	Wärmeleitfähigkeit
$a, b, c, d, e, B,$ E, m, F, G, n		Brennstoffparameter zur Berechnung der laminaren Flammgeschwindigkeit
B_a	$[-]$	Blockierrate
BK		Brennerkonfiguration
b	$[-]$	Temperaturrexponent der Arrheniusgleichung
C	$[kmol/m^3]$	Gesamtkonzentration
C	$[-]$	Konstante
C_{quench}	$[-]$	Quenching Konstante
C_s	$[-]$	Formfaktor
C_{quench}^*	$[-]$	Quenching Konstante auf Basis von <i>PSR</i> -Rechnungen
C_η	$[-]$	Proportionalitätskonstante
$CIVB$		Combustion induced vortex breakdown, verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen
c_p	$[J/kgK]$	Spezifische isobare Wärmekapazität
D	$[m]$	Innendurchmesser Mischrohr, Brennerdurchmesser
D	$[m^2/s]$	Binärer Diffusionskoeffizient, Dissipation
\dot{D}	$[Nm]$	Drehimpulsstrom
Da	$[-]$	Damköhler-Zahl
d_q	$[m]$	Quenching Abstand
E_A	$[J/kmol]$	Aktivierungsenergie
E_{Puls}	$[J]$	Laserpulsenergie
f'	$[m]$	Linsenfokallänge
g	$[1/s]$	Geschwindigkeitsgradient
g_f	$[1/s]$	Kritischer Geschwindigkeitsgradient
H	$[J/kg]$	Heizwert
h	$[J/kg]$	Spezifische Enthalpie
h^0	$[J/kg]$	Standardbildungsenthalpie
\dot{I}	$[N]$	Axialimpulsstrom
K	$[-]$	Karlovitz-Streckungsfaktor
K	$[-]$	Konstante
Ka	$[-]$	Karlovitz-Zahl
k	$[1/s]$	Geschwindigkeitskoeffizient
L	$[m]$	Integrales turbulentes Längenmaß
Le	$[-]$	Lewis-Zahl
l_s	$[m]$	Kolmogorov Mikromaß
M	$[kg/kmol]$	Molmasse

m	[kg]	Masse
\dot{m}	[kg]	Massenstrom
N	[$kmol$]	Stoffmenge
\dot{N}	[$kmol/s$]	Stoffstrom
n	[–]	Reaktionsordnung
n	[–]	Konstante
\dot{P}	[W/m^2]	Laserleistungsdichte
Pe_{SL}	[–]	Peclet-Zahl basierend auf der laminaren Flammgeschwindigkeit
Pe_u	[–]	Peclet-Zahl basierend auf der massengemittelten Geschwindigkeit im Brenner
Pr	[–]	Prandtl-Zahl
p	[bar]	Druck
\hat{p}	[bar]	Amplitude der Druckoszillation
\dot{Q}	[W]	Wärmestrom
R	[m]	Radius
R	[$J/kmolK$]	Allgemeine Gaskonstante
Re	[–]	Reynolds-Zahl
Re_T	[–]	Turbulente Reynolds-Zahl
\Re	[–]	Korrelationsfunktion
r	[m]	Radiale Koordinate im zylindrischen Koordinatensystem
S_L	[m/s]	Laminare Flammgeschwindigkeit
S_T	[m/s]	Turbulente Flammgeschwindigkeit
T	[K], [$^{\circ}C$]	Temperatur
T_{ad}	[K], [$^{\circ}C$]	Adiabate Flammentemperatur
T_{mix}	[K], [$^{\circ}C$]	Vorheiztemperatur der Brennstoff-Luft-Mischung
t	[s]	Zeit
U	[J]	Innere Energie
U_f	[m/s]	Flammenausbreitungsgeschwindigkeit (in Drallströmungen)
u	[m/s]	Allgemeine Geschwindigkeit
u	[m/s]	Axiale Geschwindigkeit
\hat{u}	[m/s]	Maximale Geschwindigkeitsfluktuation
u_{ls}	[m/s]	Kolmogorov-Geschwindigkeit
u_{ref}	[m/s]	Referenzgeschwindigkeit
\bar{u}	[m/s]	Massengemittelte axiale Geschwindigkeit
u', v', w'	[m/s]	Momentane Schwankungsgeschwindigkeit
$u'_{rms}, v'_{rms}, w'_{rms}$	[m/s]	R.m.s. der Geschwindigkeitsschwankungen
V	[m^3]	Volumen
v	[m/s]	Radiale Geschwindigkeitskomponente
w	[m/s]	Azimutale Geschwindigkeitskomponente
X	[–]	Molenbruch

$[X]$	$[kmol/m^3]$	Konzentration
x, y, z	$[m]$	Koordinaten im kartesischen Koordinatensystem
x	$[-]$	Anzahl der Kohlenstoffatome im Brennstoff
Y	$[-]$	Massenbruch
y	$[-]$	Anzahl der Wasserstoffatome im Brennstoff
z	$[m]$	Axiale Koordinate im zylindrischen Koordinatensystem

Griechische Buchstaben

δ_L	$[m]$	Dicke der laminaren Flammenfront
δ_L	$[m]$	Dicke der laminaren Unterschicht
δ_R	$[m]$	Dicke der Reaktionszone
δ_V	$[m]$	Dicke der Vorwärmzone
ϵ	$[m^2/s^3]$	Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie
η_0	$[m]$	Charakteristische Länge der Vorwärmzone
κ	$[1/m]$	Wellenzahl
λ	$[-]$	Luftzahl
λ_{kr}	$[-]$	Luftzahl an der Rückschlagsgrenze
λ	$[m]$	Wellenlänge
λ	$[W/mK]$	Wärmeleitfähigkeit
λ_T	$[m]$	Taylor-Mikromaß
ν	$[m^2/s]$	Kinematische Viskosität
ρ	$[kg/m^3]$	Dichte
$\bar{\rho}$	$[kg/m^3]$	Mittlere Dichte
σ	$[-]$	Dichtesprung über die Flammenfront
τ_c	$[s]$	Chemisches Zeitmaß
τ_c^*	$[s]$	Brennstoffkorrigiertes chemisches Zeitmaß
τ_u	$[s]$	Charakteristisches Strömungszeitmaß
$\tau_{\lambda_T}, \tau_L, \tau_s$	$[s]$	Turbulente Strömungszeitmaße
φ	$[^\circ]$	Winkelkoordinate im zylindrischen Koordinatensystem
$\dot{\omega}$	$[kmol/m^3s]$	Reaktionsrate

Indices

0	Anfangszustand
A, B	Spezies
Arr	Arrhenius
AZ	Aufenthaltszeit
ab	Stromab
ad	Adiabat
auf	Stromauf
BO	Blow Out, Blow Off, Löschgrenze
Br	Brennstoff
b	Verbrannt

<i>bi</i>	Bimolekular
<i>c</i>	Chemisch
<i>Diff</i>	Diffusion
<i>Diss</i>	Dissipation
<i>d</i>	Dynamisch
<i>f</i>	Flamme
<i>i</i>	Innen
<i>i, j, n</i>	Laufindex
<i>ig</i>	Zündung
<i>kr</i>	kritischer Wert, Rückschlagsgrenze
<i>L</i>	Laminar
<i>m</i>	Gasmischung, Brennstoffmischung
<i>max</i>	Maximalwert
<i>mix</i>	Gasmischung, unverbranntes Frischgas
<i>O</i>	Oxidator
<i>PREMIX</i>	Premix, Chemkin Reaktionskinetik-Programm
<i>PSR</i>	Perfectly stirred reactor, Chemkin Reaktionskinetik-Programm, idealgerührter Behälter
<i>R</i>	Reaktionszone
<i>Reaktor</i>	Reaktor
<i>ref</i>	Referenzgröße
<i>Streck</i>	Streckung
<i>st</i>	Stöchiometrisch
<i>T</i>	Turbulent
<i>tri</i>	Trimolekular
<i>u</i>	Unverbrannt
<i>uni</i>	Unimolekular
<i>V</i>	Vorwärmzone
<i>vc</i>	Vortex core, Wirbelkern
<i>W</i>	Wand, Wärmefreisetzung (hochgestellt)
<i>WL</i>	Wärmeleitung

1 Einleitung

Fossile Brennstoffe sind in Deutschland und auch weltweit mit etwa 85% die wichtigste Primärenergieform (zum Vergleich: Kernenergie 10%, erneuerbare Energieträger 5%) und tragen mit ca. 63% den größten Anteil zur Stromerzeugung in Deutschland bei (Kernenergie 30%, alternative Energieträger 7%) (Stand 2000, [FN02] [HRR97] [Boc02]). Gasturbinen, die in Kombination mit einem Dampfkraftprozess (GUD-Kraftwerke) einen sehr hohen thermischen Gesamtwirkungsgrad von bis zu 60% erreichen, ermöglichen momentan die schadstoffärmste Umsetzung fossiler Brennstoffe. Ein wesentlicher

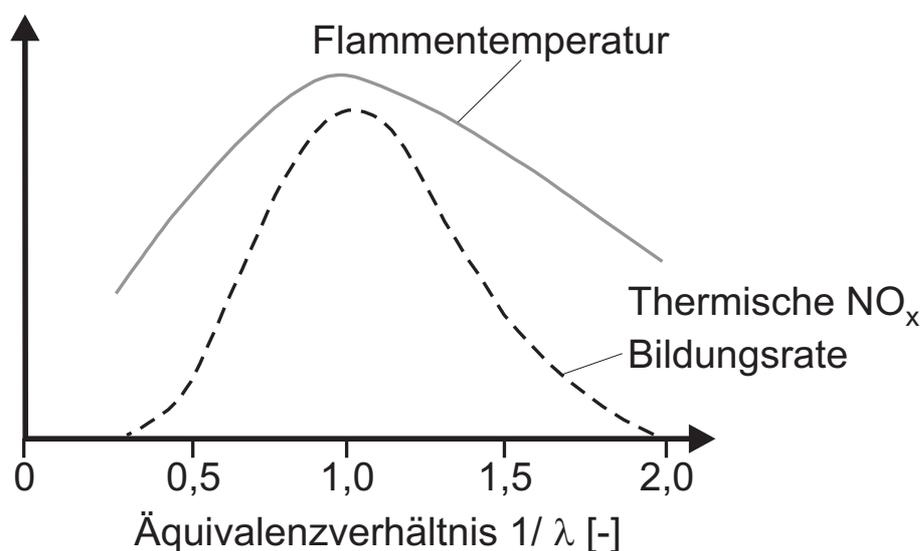


Abbildung 1: Qualitativer Verlauf der thermischen Stickoxid-Produktion und der Flammentemperatur als Funktion der Luftzahl λ .

Schritt zur Reduzierung der Schadstoffemissionen von Gasturbinen, vor allem der Stickoxidemissionen, war die Einführung der mageren Vormischverbrennung. Stickoxide (NO_x) entstehen vor allem bei hohen Verbrennungstemperaturen [WMD01] und sind u.a für die Reduzierung des Ozons in der Stratosphäre (Ozonloch) und durch die Umwandlung von NO_2 in salpetrige Säure auch für die Entstehung des sauren Regens verantwortlich [Hir02]. Die Vormischverbrennung ermöglicht eine magere Verbrennung mit Luftüberschuss. Im Ver-

gleich zu den nicht vorgemischten Verbrennungssystemen, bei denen prinzipbedingt eine stöchiometrische Brennstoffumsetzung stattfindet, kann somit eine geringere Verbrennungstemperatur erreicht und in der Folge die thermische NO_x -Produktion kontrolliert werden.

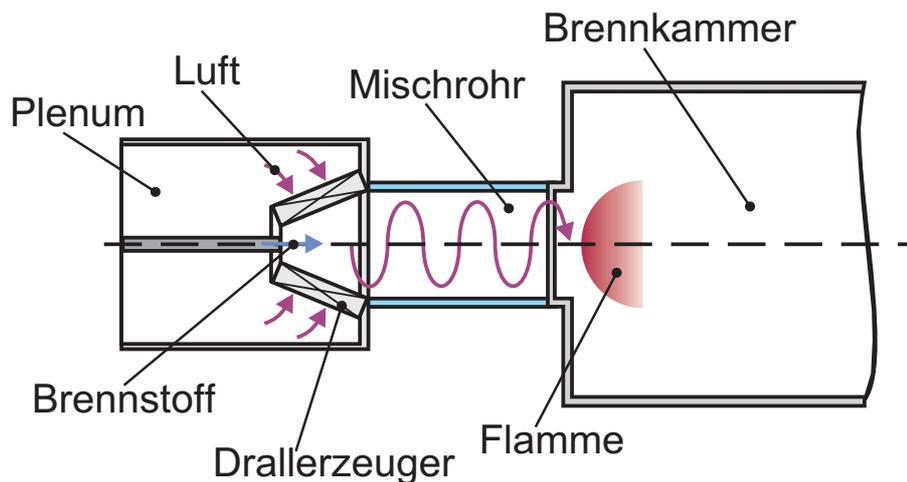


Abbildung 2: Schematischer Aufbau einer Gasturbinen-Brennkammer mit drallstabilisierter magere Vormischverbrennung.

Abbildung 2 zeigt schematisch den Aufbau einer Gasturbinenbrennkammer mit Vormischbrenner. Die verdichtete Luft tritt über ein Plenum in den Drallerzeuger (Drallbrenner) ein, der der Strömung eine Umfangskomponente aufprägt. Im Drallerzeuger wird zudem Brennstoff eingespritzt bzw. eingeblasen. Die intensive Turbulenz in der Drallströmung fördert die Durchmischung von Brennstoff und Luft. Durch eine Querschnittserweiterung am Brennkammer-eintritt geht die geschlossene Drallströmung in eine annulare Form über, auf der Achse platzt der Drallwirbel auf und es entsteht ein Rückströmgebiet, in dem sich die Flamme stabilisieren kann. Neueste Verbrennungssysteme implementieren zwischen Drallerzeuger und Brennkammer ein zusätzliches Mischrohr, um die Mischungsgüte des Brennstoff-Luft-Gemischs weiter zu optimieren.

Ein inhärentes Problem der mageren Vormischverbrennung ist die potentielle Verlagerung Flamme von der Brennkammer stromauf in

Richtung des Drallerzeugers, der Flammenrückschlag¹. Während die Brennkammer selbst durch geeignete Kühlmaßnahmen vor der thermischen Überbelastung durch die Flamme geschützt ist, kann ein Flammenrückschlag innerhalb von Sekunden zur Überhitzung des Drallbrenners führen. Zudem sind in Ring- oder Silobrennkammern negative Auswirkungen auf andere Brenner möglich.

Ziel der vorliegenden Arbeit war es, die Flammenrückschlagsgrenzen eines technischen Gasturbinen-Drallbrenners zu ermitteln. Zusätzlich wurde untersucht, inwieweit das System dazu fähig ist, bereits gezündete Bereiche aus dem Brenner bzw. dem Mischrohr auszuspülen. Für eine ausführliche Beschreibung des vorliegenden Rückschlagsmechanismus, das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen², wird auf die Dissertation von Fritz [Fri03] verwiesen, die parallel zur vorliegenden Arbeit entstand. Eine kurze Zusammenfassung aller Rückschlagsmechanismen findet sich in Abschnitt 2.4.

Zunächst werden im folgenden Kapitel die Grundlagen der laminaren und turbulenten Verbrennung erläutert. Ein besonderer Fokus liegt dabei auf der Energiegleichung an der Flammenfront und auf den verschiedenen Definitionen des chemischen Zeitmaßes der Brennstoffumsetzung. Anschließend werden in Kapitel 2.3 einige bekannte Zeitskalenvergleiche erläutert. Auf Basis dieser Grundlagen wird in Kapitel 5.4 über einen Zeitmaßvergleich eine brennerspezifische Konstante C_{quench}^* eingeführt, die die Vorhersage der Rückschlagsgrenzen bei geänderten Betriebsparametern ermöglicht.

Ferner werden im Rahmen dieser Arbeit eine analytische Berechnungsmöglichkeit zur Bestimmung der laminaren Flammengeschwindigkeit (Kapitel 5.2) und die Definition einer Lewis-Zahl (Kapitel 5.4.3), jeweils für Mehrkomponentenbrennstoffe, sowie eine Lewis-Zahl-Korrektur für das chemische Zeitmaß (Kapitel 5.4.2) entwickelt, die losgelöst von der Flammenrückschlagsproblematik auch für die allgemeine Verbrennungstheorie von Interesse sind.

¹Englisch: Flashback

²Englisch: Combustion Induced Vortex Breakdown, CIVB

2 Physikalische und chemische Grundlagen

2.1 Ausbreitung einer vorgemischten laminaren Flamme

Die Ausbreitung einer Vormischflamme, oder allgemein die Ausbreitung einer Reaktionszone in vorgemischten Gasen, wird von einer komplexen Interaktion thermodynamischer, fluiddynamischer und reaktionskinetischer Prozesse bestimmt. Im nächsten Abschnitt sollen ausgehend von den Bilanzgleichungen an einer eindimensionalen stationären laminaren Flammenfront (Massenerhaltung, Speziesbilanz und Energieerhaltung) und einem kurzen Überblick über die Reaktionskinetik von Kohlenwasserstoffflammen die physikalischen und chemischen Grundlagen zur Diskussion des Flammenrückschlagsverhaltens in Abschnitt 5 und Kapitel 6 eingeführt werden. Kapitel 2.2 beschreibt den Einfluss turbulenter Strömungen auf eine Flammenausbreitung. Ein Schwerpunkt beider Kapitel liegt auf der Betrachtung der relevanten reaktionskinetischen und strömungsmechanischen Zeitmaße und der entsprechenden Zeitmaßvergleiche, die in Kapitel 2.3 nochmals zusammengefasst werden. Im Abschnitt 2.4 folgt eine Zusammenstellung der wichtigsten Flammenrückschlagsmechanismen und eine Übersicht über die Flammenrückschlagsgrenzen in technischen Verbrennungssystemen und deren Modellierung.

2.1.1 Bilanzgleichungen an einer stationären laminaren Flammenfront

Betrachtet man eine Flamme in einer eindimensionalen stationären laminaren Strömung, so stehen die Transportprozesse, die ein Stromaufwandern der Flamme fördern, wie zum Beispiel die Diffusion von heißen Produkten oder Zwischenprodukten ins Frischgas und die Wärmeleitung von der Produktseite zu den Reaktanden, mit dem

konvektiven Transport der Reaktionszone durch die Strömung im Gleichgewicht (Abbildung 3).

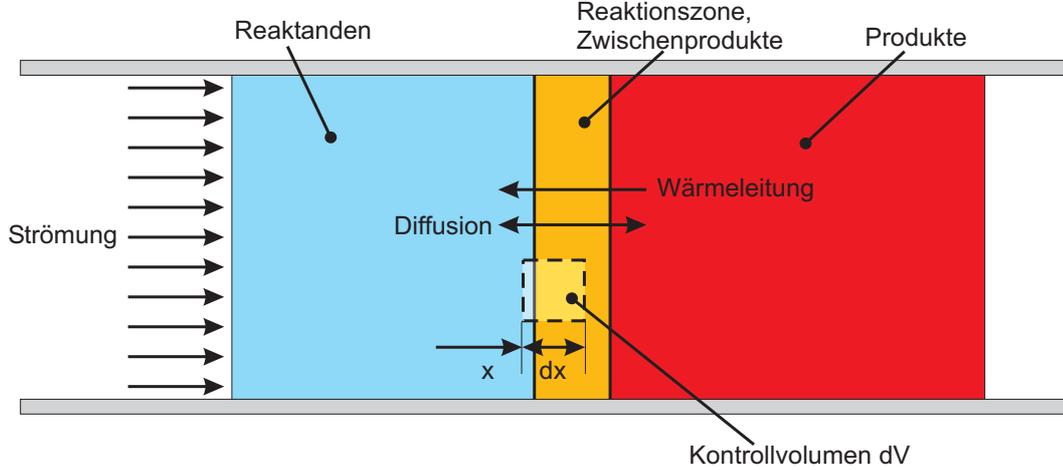


Abbildung 3: Transportschema an einer stationären laminaren Flammenfront in einer eindimensionalen Rohrströmung.

Für die Masse m in einem beliebigen stationären Kontrollvolumen dV mit der konstanten Ein- bzw. Austrittsfläche A und der Länge dx gilt:

$$\frac{\partial m}{\partial t} = \dot{m}|_x - \dot{m}|_{x+dx} = \bar{\rho}\bar{u}A|_x - \bar{\rho}\bar{u}A|_{x+dx} = 0 \quad (1)$$

Die ein- und ausströmenden Massenströme \dot{m} werden dabei durch die mittlere Dichte $\bar{\rho}$ und die massengemittelten Geschwindigkeit \bar{u} bestimmt, die nur von der Konvektion, nicht aber von der Stoffdiffusion³ beeinflusst wird. Da die Massenbilanz eine Erhaltungsgleichung ist, sind für das stationäre Kontrollvolumen die ein- und aus tretenden Massenströme gleich groß. Im Gegensatz dazu führt die chemische Umsetzung von Reaktanden zu Produkten im Kontrollvolumen zu einer Änderung der Speziesströme \dot{N}_i [$\frac{\text{kmol}_i}{\text{s}}$]:

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = \dot{N}_i|_x - \dot{N}_i|_{x+dx} + \dot{\omega}_i dV = 0 \quad (2)$$

³Dies gilt streng genommen nur für binäre Gasmischungen, wird aber als Näherung meist auch für komplexe Systeme angewandt [Tur00].

Der Quellterm $\dot{\omega}_i dV$ enthält die Reaktionsrate $\dot{\omega}_i$ für die Spezies i , auf die im Folgenden noch genauer eingegangen wird. Die Speziesströme werden dabei nicht nur von der mittleren Geschwindigkeit \bar{u} beeinflusst, sondern auch von der Stoffdiffusion:

$$\dot{N}_i = \frac{\bar{\rho}\bar{u}A}{M_i}Y_i - \frac{\bar{\rho}A}{M_i}D_{im}\frac{\partial Y_i}{\partial x} \quad (3)$$

In Gleichung 3 steht Y_i für den Massenbruch, D_{im} für den binären Diffusionskoeffizienten der Spezies i in der Gasmischung. In Kapitel 5.4.3 wird im Rahmen der Herleitung einer Lewis-Zahl für Mehrkomponenten-Brennstoffe noch genauer auf die Definition von D_{im} eingegangen.

Für eine Energiebilanz am Kontrollvolumen dV muss neben den durch Konvektion bzw. Diffusion bestimmten Enthalpieströmen auch noch der Energietransport durch Wärmeleitung berücksichtigt werden. Ausgehend von den Speziesbilanzen und unter Vernachlässigung potentieller und kinetischer Energien folgt somit für die innere Energie U des Systems:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} = A \cdot \left[\bar{\rho}\bar{u} \cdot \sum_{i=1}^n (h_i Y_i) - \sum_{i=1}^n \left(h_i \bar{\rho} D_{im} \frac{\partial Y_i}{\partial x} \right) - \bar{\lambda} \frac{\partial T}{\partial x} \right]_x \\ - A \cdot \left[\bar{\rho}\bar{u} \cdot \sum_{i=1}^n (h_i Y_i) - \sum_{i=1}^n \left(h_i \bar{\rho} D_{im} \frac{\partial Y_i}{\partial x} \right) - \bar{\lambda} \frac{\partial T}{\partial x} \right]_{x+dx} = 0 \end{aligned} \quad (4)$$

Durch eine Taylor-Reihen-Entwicklung des Terms an der Stelle $x+dx$ vereinfacht sich Gleichung 4 zu:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\bar{\rho}\bar{u} \cdot \sum_{i=1}^n (h_i Y_i) \right] - \frac{\partial}{\partial x} \left[\sum_{i=1}^n \left(h_i \bar{\rho} D_{im} \frac{\partial Y_i}{\partial x} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial x} \left[\bar{\lambda} \frac{\partial T}{\partial x} \right] = 0 \quad (5)$$

Der zweite Term aus Gleichung 5 (Diffusion) erfordert eine getrennte

Betrachtung für jede einzelne Spezies. Eine Lösung der Energiegleichung muss dann in der Regel numerisch erfolgen. Für eine weitere analytische Vereinfachung von Gleichung 5 muss vorausgesetzt werden, dass alle Stoffe den selben Diffusionskoeffizienten $D_{im} = \bar{D}$ aufweisen. Mit

$$\frac{\partial \sum_{i=1}^n (h_i Y_i)}{\partial x} = \sum_{i=1}^n h_i \frac{\partial Y_i}{\partial x} + \sum_{i=1}^n Y_i \frac{\partial h_i}{\partial x} \quad (6)$$

und

$$\sum_{i=1}^n Y_i \frac{\partial h_i}{\partial x} = \sum_{i=1}^n Y_i c_{p_i} \frac{\partial T}{\partial x} = c_p \frac{\partial T}{\partial x}$$

kann dann der Diffusionsterm in Gleichung 5 umgeformt werden:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\bar{\rho} \bar{u} \cdot \sum_{i=1}^n (h_i Y_i) \right] - \frac{\partial}{\partial x} \left[\bar{\rho} \bar{D} \left(\frac{\partial \sum_{i=1}^n (h_i Y_i)}{\partial x} - c_p \frac{\partial T}{\partial x} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial x} \left[\bar{\lambda} \frac{\partial T}{\partial x} \right] = 0 \quad (7)$$

Durch Einführung der thermischen Diffusivität (Temperaturleitfähigkeit) $a = \lambda / \rho c_p$ und unter der Annahme, dass Wärme- und Stoffdiffusion gleich schnell ablaufen ($a = \bar{D}$), heben sich der Wärmeleitungsterm und der rechte Teil des Diffusionsterms aus Gleichung 7 auf. Es ergibt sich die sogenannte *Shvab–Zeldovich–Gleichung*:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\bar{\rho} \bar{u} \cdot \sum_{i=1}^n (h_i Y_i) \right] - \frac{\partial}{\partial x} \left[\bar{\rho} a \frac{\partial}{\partial x} \left(\sum_{i=1}^n (h_i Y_i) \right) \right] = 0 \quad (8)$$

Es gilt zu beachten, dass der Diffusionsterm in Gleichung 8 nicht vernachlässigt wurde, sondern lediglich mit dem Wärmeleitungsterm zusammengefasst wurde. Für Brennstoff–Luft–Gemische mit der Lewis–Zahl⁴ $Le = a / \bar{D} = 1$ werden Diffusionsvorgänge daher

⁴Für den Diffusionskoeffizienten in der Lewis–Zahl wird dabei der binäre Diffusionskoeffizient

ohne Einschränkung berücksichtigt, wenn alle Spezies die gleiche thermische bzw. stoffliche Diffusivität aufweisen. Für Lewis-Zahlen $Le \neq 1$ ist dagegen Gleichung 8 streng genommen nicht zulässig. Aufgrund der einfacheren Handhabung durch die Vermeidung des Diffusionsterms wird diese Form der Energiebilanz allerdings häufig angewandt, insbesondere bei der numerischen Berechnung turbulenter Flammen, bei denen die turbulente Diffusion (a_T) die laminaren Transportvorgänge (a , D) überwiegt. Im Hinblick auf die vorliegende Arbeit muss allerdings darauf hingewiesen werden, dass $Le \approx 1$ zwar für weite Bereiche technischer Verbrennungssysteme gilt (z.B. Methan-Luft-Flammen: $Le_{CH_4} \approx 0,95$), für wasserstoffhaltige Brennstoffe aufgrund der extrem hohen molekularen Diffusivität von Wasserstoff ($D_{H_2,Luft} \approx 3 \cdot D_{CH_4,Luft}$, $Le_{H_2} \approx 0,3$) aber nicht zulässig ist.

Gleichung 4 wurde unter Berücksichtigung der Wärmeleitung im Wesentlichen aus Gleichung 2 abgeleitet. Der Quellterm $\dot{\omega}_i dV$ der Stoffbilanz (Gleichung 2) ist in der Energiebilanz, die aufgrund der Energieerhaltung keinen Quellterm enthalten darf, in den Standardbildungsenthalpien h_i^0 der Enthalpieterme enthalten. Um die intuitive Vorstellung der Wärmefreisetzung (Quellterm) in einer Reaktion auch in Energiegleichung darzustellen zu können, werden in Gleichung 9 alle Terme der Standardbildungsenthalpie und der fühlbaren Wärme getrennt ($h_i = h_i^0 + \int_{T_0}^T c_{pi}(T') dT'$):

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\bar{\rho} \bar{u} \int_{T_0}^T c_p(T') dT' \right] - \frac{\partial}{\partial x} \left[\bar{\rho} a \frac{\partial}{\partial x} \left(\int_{T_0}^T c_p(T') dT' \right) \right] = - \sum_{i=1}^n h_i^0 \dot{\omega}_i M_i$$

mit $c_p(T') = \sum_{i=1}^n [c_{pi}(T') \cdot Y_i]$

(9)

Betrachtet man die Verbrennung als direkte Umsetzung des Brenn-

der Minoritätsspezies in der Gasmischung eingesetzt, also im Allgemeinen der des Brennstoffs D_{Brm} .

stoffs mit dem Oxidator zu den Produkten ohne Zwischenreaktionen (Einschrittkinetik), so läßt sich in der rechten Seite von Gleichung 9 der Heizwert $H_{Br}[J/kg]$ des Brennstoffs einführen:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\bar{\rho} \bar{u} \int_{T_0}^T c_p(T') dT' \right] - \frac{\partial}{\partial x} \left[\bar{\rho} a \frac{\partial}{\partial x} \left(\int_{T_0}^T c_p(T') dT' \right) \right] = H_{Br} \dot{\omega}_{Br} M_{Br} \quad (10)$$

Die Reaktionsrate $\dot{\omega}_{Br}$, oder allgemein $\dot{\omega}_i$ [$kmol/m^3s$], die bereits in der Speziesbilanz (Gleichung 2) eingeführt wurde, ist ein Maß für die Geschwindigkeit einer Reaktion und gibt an, wieviele Moleküle der Spezies i pro Volumen und Zeiteinheit gebildet bzw. abgebaut werden. Mit der Konzentration $[X_i] = N_i/dV$ der Spezies i im Kontrollvolumen dV kann die Reaktionsrate auch in Form von $\dot{\omega} = -\frac{d[X_i]}{dt}$ beschrieben werden. Wird wiederum eine Einschritt-Reaktion mit Brennstoff (Br) und Oxidator (O) betrachtet, so gilt für die Reaktionsrate:

$$\dot{\omega}_{Br} = -\frac{d[X_{Br}]}{dt} = k(T)[X_{Br}]^{n_{Br}}[X_O]^{n_O} \quad (11)$$

Eine technische Verbrennung muß allerdings eigentlich als ein Zusammenspiel vieler Elementarreaktionen betrachtet werden. Allgemein gilt dann für eine Elementarreaktion der Spezies i und j :

$$\dot{\omega}_i = -\frac{d[X_i]}{dt} = k(T)[X_i]^{n_i}[X_j]^{n_j} \quad (12)$$

Die Reaktionsordnungen n_i und n_j bezüglich der Reaktionspartner i und j , geben an, wieviele Moleküle der entsprechenden Spezies an der Reaktion teilnehmen (Reaktionsmolekularität). Bei einer bimolekularen Reaktion $A_2 + B = A_2B$ wäre die Reaktionsordnung für A und B jeweils $n_{A_2} = n_B = 1$, die Gesamt-Reaktionsordnung für eine derartige bimolekulare Reaktion folglich $n = n_{A_2} + n_B = 2$. Eine Reaktion für mehr als zwei Stoßpartner, z.B. $A_2 + 4B = 2AB_2$ ergibt die

Reaktionsordnungen $n_{A_2} = 1$ und $n_B = 4$ und folglich $n = 5$. Für unimolekulare Reaktionen wie z.B. Dissoziationsreaktionen $A_2 = A + A$ ergibt sich $n = n_{A_2} = 1$. Allerdings sind unimolekulare Reaktionen in der Realität meist nur in Verbindung mit einem weiteren Stoßpartner möglich, sodass sich auch hier die Reaktionsordnung $n = 2$ einstellt. Für die meisten in Verbrennungssystemen ablaufenden Elementarreaktionen weisen die Reaktionsordnung den Wert $n = 2$ auf. Für einige wenige trimolekulare Reaktionen ergibt sich $n = 3$ [WMD01] [SGF⁺99].

Der Geschwindigkeitskoeffizient $k(T)$ in Gleichung 11 läßt sich auf Grundlage der molekularen Stoßtheorie über den Arrhenius-Ansatz berechnen:

$$k(T) = A_0 T^b e^{-E_A/RT} \quad (13)$$

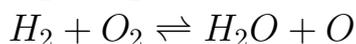
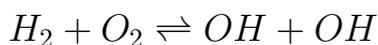
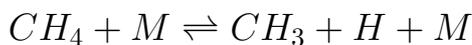
Die Aktivierungsenergie E_A im Exponenten entspricht der Energieschwelle, die zur Einleitung der Reaktion mit der Stossenergie $R \cdot T$ überwunden werden muss. Im Faktor T^b werden Effekte berücksichtigt, die von der exponentiellen Temperaturabhängigkeit abweichen. Der Exponent b geht häufig gegen Null und ist meist nur bei sehr geringen Aktivierungsenergien oder sehr hohen Anfangstemperaturen von Bedeutung, wenn sich der Exponentialterm $e^{-E_A/RT}$ dem Wert Eins nähert. Der Frequenzfaktor A_0 beschreibt bei unimolekularen Prozessen den Kehrwert der Lebensdauer des aktivierten Moleküls. Bei bi- und trimolekularen Reaktionen steht A_0 für die Anzahl der Stöße der beiden Moleküle je Zeiteinheit [WMD01].

2.1.2 Grundlagen der Reaktionskinetik

Wie bereits angedeutet besteht die Reaktion einer technischen Verbrennung nicht aus einer einzigen globalen Reaktion (Einschritt-Reaktion) sondern im Allgemeinen aus einer Vielzahl von Elementarreaktionen. Es existiert in der Literatur eine Reihe unter-

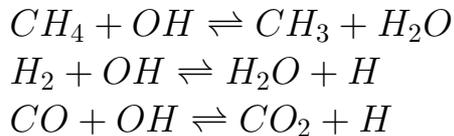
schiedlicher Reaktionsmechanismen, die die Arrhenius-Parameter A_0 , b und E_A für alle berücksichtigten Elementarreaktionen auflisten. Je nach Detaillierungsgrad und Anwendungsfall eignen sie sich z.B. für Wasserstoff-Sauerstoff-Flammen [BCC⁺92] oder für Kohlenwasserstoff-Luft-Flammen mit und ohne Berücksichtigung der Stickstoffchemie [FWY⁺95] [SGF⁺99]. In der vorliegenden Arbeit wurde der GRI 3.0 Mechanismus des Gas Research Institute [SGF⁺99] verwendet, der 325 verschiedene Elementarreaktionen unter 53 verschiedenen Molekülen bzw. Atomen. berücksichtigt und anhand einer Vielzahl experimenteller Ergebnisse validiert wurde. Einen Überblick über verschiedene Reaktionsmechanismen und deren Validierung sind bei Shepherd [She01] zu finden. Die bisher vorgestellten Bilanzgleichungen, angewandt auf alle Reaktionen eines kompletten Mechanismus, bieten somit die Möglichkeit die Transportvorgänge und die chemischen Reaktionen einer Verbrennung zu berechnen, wobei aufgrund der Komplexität der Reaktionsmechanismen meist numerische Lösungsverfahren verwendet werden.

Die Elementarreaktionen einer Verbrennung können grundsätzlich in Startreaktionen, Kettenreaktionen, Kettenverzweigungen, Rekombinations- und Kettenabbruchreaktionen unterteilt werden. Eine besonders wichtige Rolle bei Verbrennungsreaktionen bilden die Kettenstartreaktionen, die nach der Zufuhr der benötigten Aktivierungsenergie die Verbrennung einleiten. Zu den wichtigen Startreaktionen der Wasserstoff- und Methanverbrennung zählen u.a.:

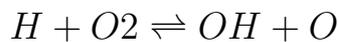


Bei den Startreaktionen werden aus ein oder mehreren chemisch stabilen Molekülen, ggf. mit Hilfe eines Stoßpartners M , ein oder mehrere Radikale, d.h. Atome oder Moleküle mit freien Bindungsvalenzen (z.B. H , OH , CH_3) gebildet, die im weiteren Verlauf der Reaktion die Aufspaltung stabiler Spezies wesentlich beschleunigen. Bei den darauf folgenden Kettenreaktionen oder auch Kettenfortpflanzungs-

reaktionen bleibt die Anzahl der Radikale vor und nach der Reaktion konstant:



Hervorzuheben ist hier vor allem die Oxidation von CO durch OH -Radikale, da in dieser Elementarreaktion ca. 60% der Wärmefreisetzung der Methanverbrennung erfolgt. Bei Kettenverzweigungsreaktionen werden aus einem stabilen Molekül und einem Radikal zwei Radikale gebildet, z.B.:



Durch diese Verzweigungsreaktionen steigt die Anzahl der Radikale exponentiell an, was zu einer starken Beschleunigung der Verbrennung bis zur thermischen Explosion führen kann.

Die Kettenabbruchreaktionen führen schliesslich ggf. unter Mitwirkung eines zusätzlichen Stoßpartners M durch die Bildung stabiler Spezies zu einer Reduktion der Radikalkonzentration, z.B.:



Bei der Verbrennung von Methan kommt es vor allem bei niedrigen Temperaturen ($T < 1500\text{ K}$) zur Rekombination von CH_3 -Radikalen zu Ethan:



Dadurch eröffnet sich ein weiterer möglicher Reaktionspfad, wobei die Ethan-Moleküle schrittweise über C_2H_5 , C_2H_4 , C_2H_3 , C_2H_2 zu CO und CH_2 abgebaut werden. Eine übersichtliche Darstellung des Reaktionsmechanismus GRI Mech 2.11 [BHD⁺95] und der Reaktionspfade für hohe und niedrige Reaktionstemperaturen findet sich bei Turns [Tur00].

Die Arrheniusparameter der Elementarreaktionen, wie sie in den zitierten Reaktionsmechanismen aufgelistet sind, sind im Wesentlichen

druck- und temperaturunabhängige Konstanten. Lediglich bei einigen trimolekulare Reaktionen (u.a. auch die Rekombination von CH_3 mit einem Stoßpartner M) sind diese Parameter Funktionen des Drucks, wobei sich in allen Fällen eine Steigerung der Reaktionsrate mit dem Druck einstellt, die sich für hohe Drücke asymptotisch einem Maximum nähert (sog. Fall-Off-Reaktionen).

2.1.3 Chemische Zeitmaße

Die Gleichungen 12 und 13 ermöglichen die Bestimmung eines charakteristischen Zeitmaßes $\tau_{C_{Arr}}$ für eine chemische Reaktion. Dies ist zunächst im Hinblick auf die Elementarreaktionen von Bedeutung, da mit diesem Zeitmaß die Relevanz einer Reaktion auf die Dynamik eines Verbrennungsprozesses abgeschätzt werden kann. Wählt man den Abfall der Konzentration $[X_i]$ einer Spezies i auf den Wert $1/e$ als Kriterium für das chemische Zeitmaß, so ergibt sich mit Gleichung 12 für eine bimolekulare Elementarreaktion der Spezies i und j (Reaktionsordnung $n = 2$) die homogene Differenzialgleichung [Hir02]:

$$\frac{dX_i}{dt} + k(T)[X_i][X_j] = 0 \quad (14)$$

Da bei den bimolekularen Elementarreaktionen der molspezifische Abbau der Spezies gleich ist ($[X_i]_0 - [X_i] = [X_j]_0 - [X_j]$) läßt sich die Konzentration $[X_j]$ eliminieren. Nach Lösung der Differentialgleichung ergibt sich:

$$\tau_{C_{Arr,bi}} = \frac{\ln \left[e + (1 - e) \frac{[X_i]_0}{[X_j]_0} \right]}{([X_j]_0 - [X_i]_0) k(T)} \quad (15)$$

Wesentlich übersichtlicher gestaltet sich Gleichung 15 mit der Näherung, dass die Spezies j , zu Beginn der Reaktion im Überschuss vorliegt ($[X_j]_0 \gg [X_i]_0$):

$$\tau_{c_{Arr,bi}} = \frac{1}{k(T)[X_j]_0} \quad (16)$$

Im Vergleich mit Gleichung 12 zeigt sich, dass das chemische Zeitmaß proportional zum Kehrwert der Reaktionsrate ist:

$$\tau_{c_{Arr,bi}} = \frac{[X_i]_0}{\dot{\omega}} \quad (17)$$

Analog gilt für uni- bzw. trimolekulare Reaktionen:

$$\begin{aligned} \tau_{c_{Arr,uni}} &= \frac{1}{k(T)} \\ \tau_{c_{Arr,tri}} &= \frac{1}{k(T)[X_j]_0[M]_0} \end{aligned} \quad (18)$$

Die Gleichungen 16 und 18 bieten nun die Möglichkeit, das Zeitmaß einer chemischen Reaktion abzuschätzen. So zeigt sich, dass die Zeitmaße für alle Reaktionen durch den Faktor $k(T)$ mit steigender Temperatur exponentiell sinken. Dagegen ist die Druckabhängigkeit des chemischen Zeitmaßes in dieser Näherung nicht eindeutig. Während $\tau_{c_{Arr,uni}}$ für unimolekulare Reaktionen offensichtlich druckunabhängig ist, verkürzen sich $\tau_{c_{Arr,bi}} \sim 1/p$ und $\tau_{c_{Arr,tri}} \sim 1/p^2$ mit steigendem Druck, da die Konzentrationen $[X_i]$, $[X_j]$ und $[M]$ proportional mit dem Druck steigen. Zudem ergeben druckabhängige Arrheniusparameter ggf. ebenfalls eine Beschleunigung der Reaktion mit steigendem Druck.

Sind die globale Reaktionsordnung und die Arrheniusparameter einer Einsrittkinetik bekannt, kann das in den Gleichungen 15 bis 18 beschriebene chemische Zeitmaß natürlich auch auf eine globale Verbrennungsreaktion angewandt werden, um ein chemisches Zeitmaß für den gesamten Verbrennungsvorgang zu bestimmen. Obwohl die meisten Elementarreaktionen die Reaktionsordnung $n = 2$ aufweisen,

werden für Einschrittkinetiken oft auch andere Reaktionsordnungen angegeben (z.B. $n = 1$ für Methan bei Westbrook und Dryer [WD81], $n = 1,5 - 2$ für Butan bei Wohl [Woh53]).

Alternativ besteht die Möglichkeit, ein charakteristisches chemisches Zeitmaß aus der Aufenthaltszeit der Moleküle in der Reaktionszone δ_R mit Hilfe der Energiebilanz aus Gleichung 10 zu berechnen. Ausgehend vom Bezugssystem einer stationären Flammenposition (siehe Abbildung 3) läßt sich die Aufenthaltszeit τ_{AZ} aus der Anströmgeschwindigkeit \bar{u} und der Dicke der Reaktionszone δ_R berechnen. Die Anströmgeschwindigkeit entspricht bei einer stationären laminaren Flamme der laminaren Flammengeschwindigkeit S_L , auf die später in diesem Kapitel noch detailliert eingegangen wird⁵:

$$\tau_{cAZ} = \frac{\delta_R}{\bar{u}} = \frac{\delta_R}{S_L} \quad (19)$$

Eine Beziehung zwischen der laminaren Flammendicke δ_L und der laminaren Flammengeschwindigkeit S_L kann aus der Energiebilanz gewonnen werden. Teilt man die Flammendicke in eine Vorwärmzone δ_V , in der nur eine Vorwärmung des Frischgases von der Ausgangstemperatur T_{mix} auf die Zündtemperatur T_{ig} durch Wärmeleitung oder Diffusion stattfindet, und eine Reaktionszone δ_R , in der die Brennstoffumsetzung bis zur adiabaten Flammentemperatur T_{ad} stattfindet (Abbildung 4), so ergibt eine Integration von Gleichung 10 über die Vorwärmezone δ_V :

$$\rho_0 S_L \bar{c}_p (T_{ig} - T_{mix}) - \bar{\lambda} \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{ig} = 0 \quad (20)$$

Eine einfache Lösung von Gleichung 20 ergibt sich, wenn man voraussetzt, dass die Vorwärmzone und die Reaktionszone jeweils die

⁵Berücksichtigt man einen linearen Temperaturanstieg in der Flammenfront und eine damit einhergehende Verringerung der Dichte, findet durch die Verbrennung eine Beschleunigung der Gasströmung in der Flammenfront statt. Gleichung 19 müßte daher genauer lauten: $\tau_{cAZ} = \frac{\delta_R}{S_L} \cdot \frac{T_{ad}}{T_{ad} - T_{mix}}$. Üblicherweise wird in der Literatur die Temperaturabhängigkeit jedoch vernachlässigt.

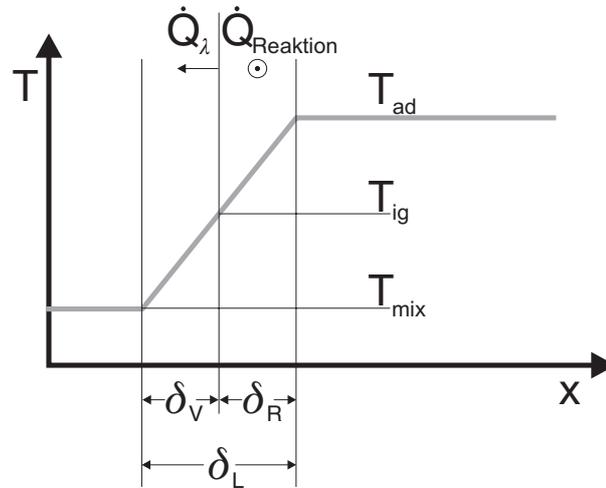


Abbildung 4: Idealisierter Temperaturverlauf in einer laminaren Flammenfront δ_L . Aufteilung in Vorwärmzone δ_V und Reaktionszone δ_R .

Hälfte der Flammendicke betragen ($\delta_V = \delta_R = \delta_L/2$) und zudem ein linearer Temperaturanstieg über die gesamte Flammendicke δ_L vorliegt ($T_{ig} - T_{mix} = T_{ad} - T_{ig} = (T_{ad} - T_{mix})/2$):

$$S_L = \frac{a}{\delta_V} = \frac{a}{\delta_R} = \frac{2a}{\delta_L} \quad (21)$$

bzw. $\delta_V = \delta_R = \delta_L/2 = \frac{a}{S_L}$

Es muss allerdings nochmals betont werden, dass diese Berechnung der laminaren Flammengeschwindigkeit bzw. der Flammendicke neben der sehr groben Vereinfachungen einer Aufteilung der Flammenfront in Reaktions- und Vorwärmzone⁶ auch die Lewis-Zahl-Näherung $Le = 1$ aus Gleichung 10 zugrunde liegt. Zudem wird für Prandtl-Zahlen $Pr = \nu/a \approx 1$ die Temperaturleitfähigkeit a in Gleichung 21 häufig durch die kinematische Viskosität ν ersetzt. Für die Aufenthaltszeit τ_{CAZ} folgt damit:

⁶Die Zündung erfolgt bei einer Methanflamme erst bei relativ hohen Temperaturen. Der Zündzeitpunkt ist somit u.a. abhängig von der Frischgastemperatur T_{mix} oder der Luftzahl λ . Die Annahme $\delta_V = \delta_R$ mag für eine brennstoffreiche Reaktion eine akzeptable Näherung darstellen. Für eine magere Verbrennung gilt sicherlich $\delta_V > \delta_R$. Peters [Pet91] schlägt z.B. für die Reaktionszone $\delta_R = 0,1 \cdot \delta_L$ vor.

$$\begin{aligned} \tau_{cAZ} &= \frac{\delta_R}{S_L} = \frac{a}{S_L^2} = \frac{\nu}{S_L^2} \\ \text{bzw.} \quad &= \frac{\delta_R}{S_L} = \frac{\delta_R^2}{a} = \frac{\delta_R^2}{\nu} \end{aligned} \quad (22)$$

Zur Bestimmung des charakteristischen chemischen Zeitmaßes aus Gleichung 22 wird somit neben der Temperaturleitfähigkeit bzw. der Viskosität des Frischgases nur die laminare Flammgeschwindigkeit S_L benötigt, die für gängige Brennstoff–Luft–Gemische experimentell ermittelt wurde. Allerdings sind experimentelle Werte für S_L für Brennstoff–Mischungen oder weite Parameterbereiche in der Literatur oft nicht verfügbar oder unterliegen sehr großen Streuungen, wie später noch ausführlich erläutert wird. Eine Alternative bietet die Berechnung von S_L mit Hilfe einer eindimensionalen numerischen Simulation auf Basis eines komplexen Reaktionsmechanismus, wie es zum Beispiel das Programm *PREMIX* aus dem Reaktionskinetik–Programmpaket *CHEMKIN II* [KGS⁺92] ermöglicht. Im Gegensatz zu der vereinfachten analytischen Lösung (siehe Gleichungen 20 und 21) werden neben den komplexen Reaktionsmechanismen auch die Massen-, Stoff-, und Energiegleichungen unter Berücksichtigung der Diffusion numerisch gelöst. Neben den Spezies- und Temperaturverläufen, wie sie in Abbildung 5 zu sehen sind, gibt die von *PREMIX* berechnete Anströmgeschwindigkeit \bar{u} der stationären Flammenfront auf der Frischgasseite die laminare Flammgeschwindigkeit wieder. Darauf basierend kann über Gleichung 22 das chemische Zeitmaß $\tau_{cAZ} = a/S_{L_{PREMIX}}^2$ berechnet werden. Obwohl bei der Berechnung von S_L in diesem Fall die Diffusion mit berücksichtigt wurde, basiert die Berechnung des Zeitmaßes bzw. der Flammendicke (Gleichung 21 bzw. 22) weiterhin auf der Näherung $Le = 1$, da Gleichung 20 auf der Shvab–Zeldovich–Form der Energiegleichung 8 basiert.

Ein chemisches Zeitmaß bzw. eine charakteristische Aufenthaltszeit der Moleküle in der Reaktionszone kann auch direkt aus dem Temperaturverlauf der eindimensionalen Berechnung der Flammenausbrei-

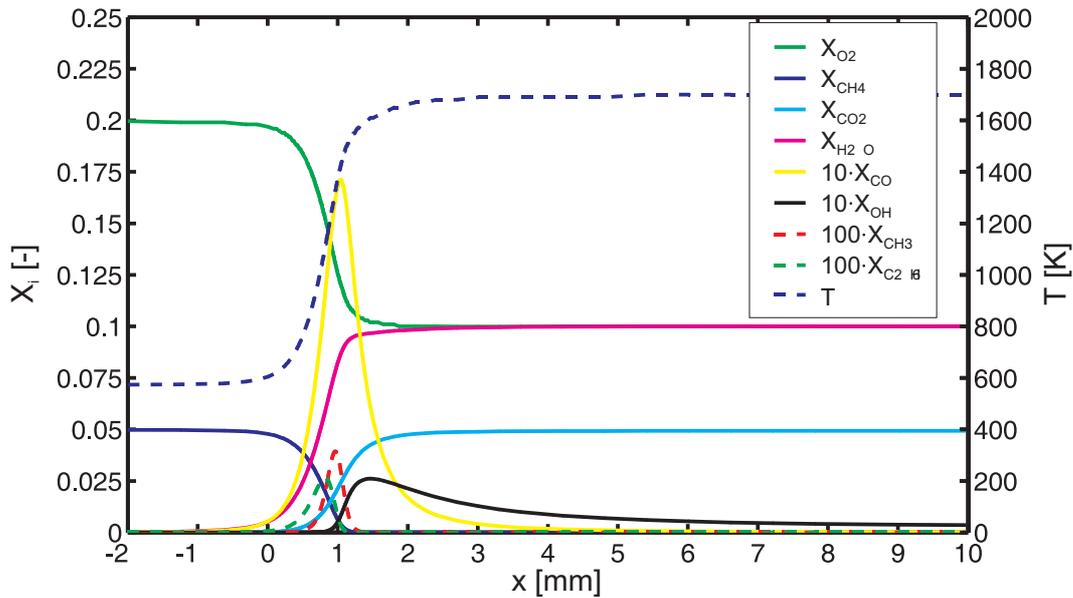


Abbildung 5: Temperaturverlauf und Spezieskonzentrationen einer stationären eindimensionalen laminaren Methan-Luft-Flamme, $\lambda = 2$, $T_{mix} = 300^\circ\text{C}$ (Chemkin II, PREMIX [KGS⁺92]).

tung (*PREMIX*) ermittelt werden [Sch95]:

$$\tau_c(x) = T(x) \cdot \left(\frac{dT(x)}{dt} \right)^{-1} \quad (23)$$

$$\tau_{cPREMIX} = \min(\tau_c(x))$$

mit

$$\frac{dT(x)}{dt} = \frac{\partial T(x)}{\partial x} \cdot \frac{dx}{dt} = \frac{\partial T(x)}{\partial x} \cdot u(x) \quad (24)$$

Mit Gleichung 23 wird zunächst ein differentielles Zeitmaß an jeder Stelle der Flamme bestimmt. Das Minimum $\tau_{cPREMIX} = \min(\tau_c(x))$ entspricht dem Zeitmaß an der Stelle des steilsten Temperaturgradienten und kann als charakteristische Größe für die Reaktion betrachtet werden. Diese Methode entspricht einer Erweiterung des Ansatzes aus Gleichung 20 bzw. 21 auf Brennstoffe mit $Le \neq 1$, da die Flammendicke nicht mehr über $\delta_R = a/S_L$ berechnet wird, sondern direkt aus den 1-D-Rechnungen hervorgeht. Verstärkte Stoffdiffusion (D) bewirkt immer ein Anwachsen der Flammendicke δ .

Abbildung 6 zeigt zur Verdeutlichung den Vergleich der Wärmefreisetzungsrate und des Temperaturverlaufs einer 1-D-Flamme (*laminar*) mit Rechnungen, bei denen der Diffusionskoeffizient der gesamten Gasmischung gezielt modifiziert wurde⁷ [SPWD98]. Es ergeben sich für Mischungen mit großen Lewis-Zahlen ($Le = 5$) sehr hohe Wärmefreisetzungsraten und folglich steile Temperaturgradienten. Stark verstärkte Diffusion ($Le = 0,07$) bewirkt eine extrem geringe Wärmefreisetzungsrate und einen sehr flachen Temperaturgradienten, das chemische Zeitmaß steigt im Vergleich zu Mischungen mit größeren Lewis-Zahlen.

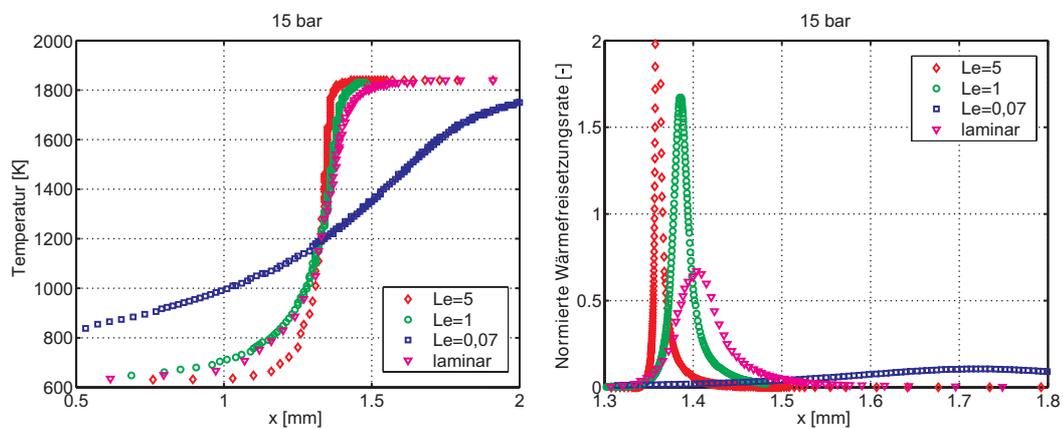


Abbildung 6: Lewis-Zahl-Effekt auf den Temperaturverlauf und die Wärmefreisetzung in einer eindimensionalen Flammenfront [SPWD98].

Bei verstärkten diffusiven Prozessen gilt daher im Allgemeinen $\tau_{CPREMI} > \tau_{CAZ}$. Exemplarische Vergleiche zwischen τ_{CAZ} und τ_{CPREMI} zeigen, dass weder die bevorzugte Diffusion des Wasserstoffs (Abbildung 7, rechts), noch die Einflüsse der Frischgastemperatur auf die Diffusionsprozesse (Abbildung 7, links) in τ_{CAZ} ausreichend berücksichtigt werden. Entgegen der intuitiven Annahme, dass der Brennstoffumsatz in Wasserstoff-Flammen schneller stattfindet als bei

⁷Diese Rechnungen simulieren durch die Modifizierung des Diffusionskoeffizienten der gesamten Mischung den Einfluss einer turbulenten Diffusion auf die Flammenfront und sind daher nicht exakt mit dem vorliegenden Fall vergleichbar, in dem die Auswirkungen bevorzugter Diffusion einzelner Spezies betrachtet wird. Dennoch wird der prinzipielle Einfluss der verstärkten Stoffdiffusion auf den Temperaturverlauf in der Flammenfront veranschaulicht.

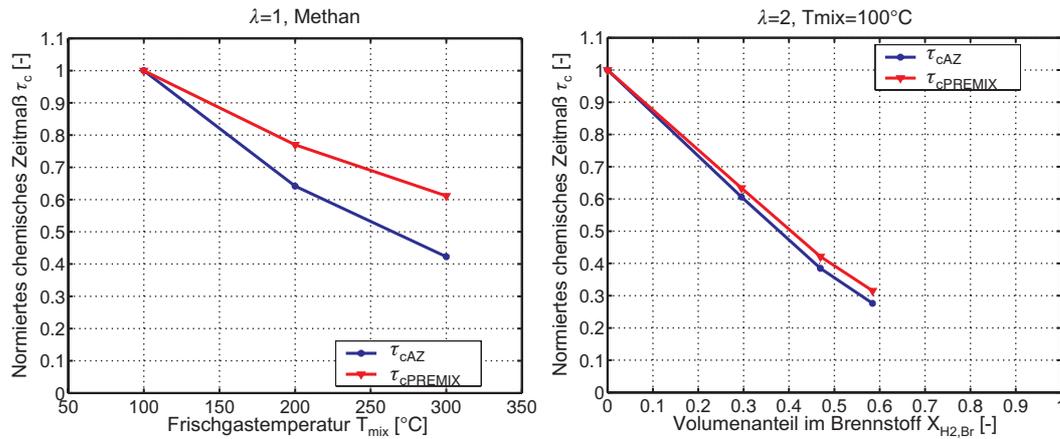


Abbildung 7: Vergleich der normierten Zeitmaße τ_{cAZ} und $\tau_{cPREMIX}$ in Abhängigkeit von Frischgastemperatur T_{mix} und Wasserstoffanteil im Brennstoff $X_{H_2,Br}$.

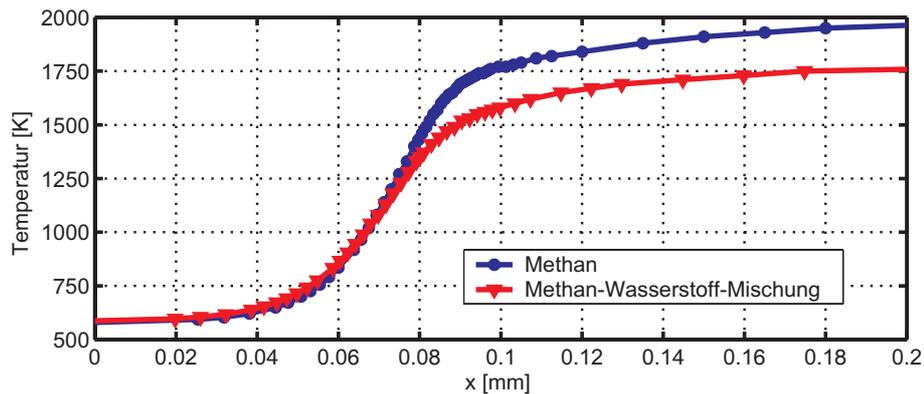


Abbildung 8: Temperaturverläufe in der Flammenfront für unterschiedliche Brennstoffe bei gleichem chemischen Zeitmaß $\tau_{cAZ} = a/S_L^2$.

Brennstoffen mit $Le \geq 1$, ergibt sich bei gleichem chemischen Zeitmaß $\tau_{cAZ} = a/S_L^2$ für wasserstoffhaltige Brennstoffe im Vergleich zu Methan ein flacherer Temperaturgradient und damit ein längeres chemisches Zeitmaß $\tau_{cPREMIX}$ (Abbildung 8), was unter anderem auf die unterschiedlichen Flammentemperaturen zurückgeführt werden kann⁸. Aus dem Vergleich wird deutlich, dass die chemischen Zeit-

⁸Diese Aussage basiert auf gleichen laminaren Flammgeschwindigkeiten S_L bzw. gleichen Zeitmaßen $\tau_{cAZ} = a/S_L^2$. Vergleicht man Brennstoffe mit unterschiedlichen Le -Zahlen bei gleicher Luftzahl λ , ergibt sich für kleine Le -Zahlen aufgrund der verstärkten Transportprozesse ein größerer Wert für S_L und ein kürzeres chemisches Zeitmaß τ_{cAZ} bzw. $\tau_{cPREMIX}$.

maße τ_{CAZ} und $\tau_{CPREMIK}$, die anhand einer thermischen Betrachtung der Flammenfront bestimmt wurden, die diffusiven Eigenschaften der Gasmischung unterschiedlich stark berücksichtigen. Die bevorzugte Brennstoffdiffusion von Wasserstoff bewirkt wider Erwarten einen Anstieg in $\tau_{CPREMIK}$.

Die 1-D-Simulation der Flamme (*PREMIK*) berechnet eine Reaktion bis zum chemischen Gleichgewicht im Abgas. Im Gegensatz dazu bietet das Modell eines idealgerührten Reaktors⁹ die Möglichkeit, die Reaktionskinetik in einem stationären gradientenfreien Behälter zu berechnen, wobei über das Behältervolumen bzw. durch den Massendurchsatz eine beliebige Aufenthaltszeit der Gasmischung im Behälter eingestellt werden kann. In der vorliegenden Arbeit erfolgte die Implementierung dieses Reaktormodells mit dem Programm *PSR* aus dem Programmpaket *CHEMKIN II* [KGS⁺92]. Für das PSR-Modell werden, wie bei 1-D-Simulation in *PREMIK*, ebenfalls die Massen-, Spezies- und Energiebilanzen gelöst. Allerdings erfolgt die Berechnung nulldimensional, d.h. der gesamte Behälter wird als ein perfekt durchmisches System ohne Temperatur- oder Stoffgradienten betrachtet. Demnach müssen in den Stoff- bzw. Energiebilanzen keine Transportterme (Wärmeleitung, Diffusion) gelöst werden. Durch die schrittweise Reduzierung des Behältervolumens bei kon-

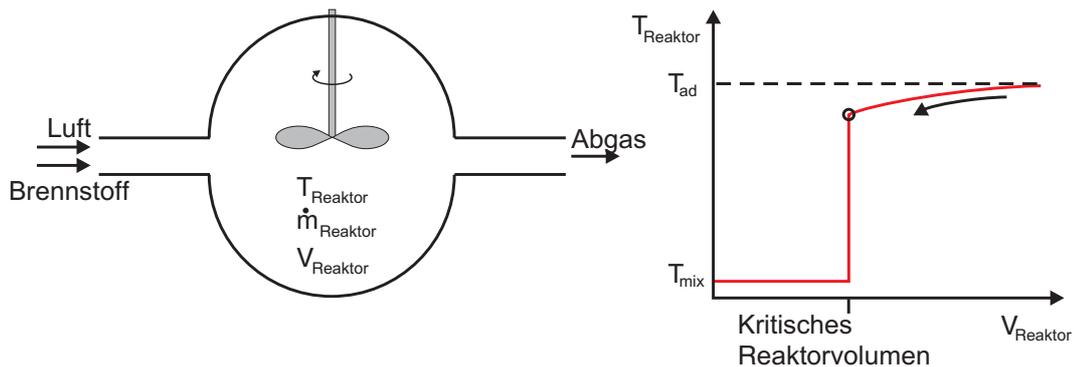


Abbildung 9: Modell des idealgerührten Reaktors zur Berechnung kritischer chemischer Zeitmaße.

stanten Eingangsbedingungen (z.B. Massendurchsatz, Temperatur,

⁹Englisch: Perfectly Stirred Reactor, PSR

Gemischzusammensetzung) wird eine minimale Aufenthaltszeit erreicht, bei der sich gerade noch eine Reaktion im Behälter etablieren kann. Diese Aufenthaltszeit kann als ein kritisches chemisches Zeitmaß für die chemische Reaktion interpretiert werden:

$$\tau_{c_{PSR}} = \frac{\rho_{Reaktor} \cdot V_{Reaktor}}{\dot{m}} = \frac{p_{Reaktor} \cdot V_{Reaktor}}{R \cdot T_{Reaktor} \cdot \dot{m}} \quad (25)$$

Tabelle 1 zeigt im Überblick nochmals die bisher vorgestellten analytischen und numerischen Möglichkeiten der Berechnung eines charakteristischen chemischen Zeitmaßes für ein Verbrennungssystem.

Mechanismus	Einschritt-Reaktion	Komplexer Reaktionsmechanismus		
Ansatz	Arrhenius-Ansatz	Energiebilanz/ Experiment PREMIX	Temperatur- gradient bzw.	PSR
		$S_L \Rightarrow$ $\tau_{c_{AZ}} = \delta_R / S_L = a / S_L^2$		
Zeitmaß	$\tau_{c_{Arr}}$	$\tau_{c_{AZ}}$	$\tau_{c_{PREMIX}}$	$\tau_{c_{PSR}}$
Reaktion	Komplette Reaktion			Unvollständige Reaktion
Näherungen, Einschränkungen	-Arrhenius-Parameter und Reaktionsordnung für Einschritt-Kinetik meist unbekannt -Frei wählbarer Brennstoffumsatz -Keine Diffusion und Wärmeleitung	-Näherung für Lage und Länge der Reaktionszone -Vollständiger Brennstoffumsatz - $Le = 1$ bei der Berechnung der Flammendicke -ggf. Verfügbarkeit experimenteller Daten für S_L	-Keine Näherung für Lage und Länge der Reaktionszone -Vollständiger Brennstoffumsatz	-Kritisches Zeitmaß an der Löschgrenze -Keine Diffusion und Wärmeleitung
Rechenaufwand	gering	hoch	sehr hoch	mittel

Tabelle 1: Vergleich verschiedener Berechnungsmethoden eines charakteristischen chemischen Zeitmaßes.

Da selten ausreichend validierte Werte für die Arrheniusparameter für eine globale Einschrittreaktion vorliegen, die grundsätzlich nur eine Näherung für die tatsächlich ablaufenden chemischen Reaktionen darstellen, ist $\tau_{c_{Arr}}$ für Vergleiche chemischer Zeitmaße für unterschiedliche Ausgangsbedingungen verschiedener Verbrennungssysteme schlecht geeignet. $\tau_{c_{Arr}}$ eignet sich allerdings zur Abschätzung der Zeitmaße von Elementarreaktionen und damit zur Bewertung der Reaktionsgeschwindigkeiten der einzelnen Elementarreaktionen und

deren Auswirkung auf die gesamte Reaktionskinetik einer Verbrennung (siehe auch Abschnitt 5.6).

Eine Zeitmaßberechnung auf Basis der laminaren Flammgeschwindigkeit (τ_{cAZ}) setzt immer die Kenntnis der Flammendicke voraus, die zunächst schwer zu definieren ist. Die in Gleichung 21 vorgestellte Berechnungsmethode basiert auf einigen starken Vereinfachungen ($Le = 1$, $\delta_V = \delta_R$) und ergibt genau betrachtet nur eine proportionale Abschätzung für die laminare Flammendicke δ_L und damit auch für das Zeitmaß.

Brennstoffvariationen, die sich auf das Diffusionsverhalten und den Temperaturverlauf in der Flammenfront auswirken, können durch $\tau_{cPREMIX}$ berücksichtigt werden. Sowohl bei τ_{cAZ} als auch bei $\tau_{cPREMIX}$ bestehen allerdings Unsicherheiten in der Validierung der über *PREMIX* berechneten Flammgeschwindigkeiten und Temperaturverläufe, da experimentell ermittelte Werte in der Literatur insbesondere bei mageren Brennstoff–Luft–Mischungen z.T. starke Streuungen aufweisen.

τ_{cPSR} repräsentiert das minimale chemische Zeitmaß kurz vor dem Erlöschen einer Reaktion und ist somit per Definition natürlich wesentlich kürzer als die bisher vorgestellten chemischen Zeitmaße, denen an sich eine vollständige Reaktion (τ_{cAZ} , $\tau_{cPREMIX}$) oder zumindest ein fast kompletter Brennstoffumsatz (τ_{cArr}) zu Grunde liegt. Aufgrund der vereinfachten Rechenbedingungen sind die Berechnungen des chemischen Zeitmaßes durch *PSR* wesentlich schneller durchführbar als durch *PREMIX*, zumal bei sehr brennstoffarmen Mischungen die Berechnungen mit *PREMIX* numerisch instabil werden können.

Zur Korrelation der Flammenrückschlagsgrenzen in Kapitel 5 wird sowohl τ_{cAZ} als auch τ_{cPSR} verwendet. Die Verwendung von $\tau_{cPREMIX}$ wird kurz diskutiert. Das chemische Zeitmaß auf Basis des Arrhenius–Ansatzes ermöglicht in Kapitel 5.6 die Abschätzung des Druckeinflusses auf die Kinetik von Elementarreaktionen.

2.1.4 Laminare Flammengeschwindigkeit

Die laminare Flammengeschwindigkeit S_L , die bereits in der Energiebilanz an der laminaren Flammenfront in den Gleichungen 20 und 21 zur Berechnung der chemischen Zeitmaße eingeführt wurde, ist neben den chemischen Zeitmaßen ein weiteres Maß zur globalen Charakterisierung der chemischen Eigenschaften einer Verbrennungsreaktion. Zunächst ist S_L als die Geschwindigkeit definiert, mit der sich eine laminare Flamme in einem ruhenden Gasmisch ausbreiten kann. In der laminaren Flammengeschwindigkeit spiegelt sich aber auch eine Reihe von Einflussfaktoren wider, wie z.B. die Diffusivität, die Exothermie und die Reaktivität einer Brennstoff–Oxidator–Mischung. Gleichung 22 umformuliert zu $S_L = \sqrt{a/\tau_c}$ zeigt anschaulich, dass die laminare Flamme durch diffusive Prozesse transportiert wird (hier thermische Diffusion a , analog Stoffdiffusion D), und die dazu notwendigen Gradienten durch die chemische Reaktion (τ_c) aufgebaut werden.

Die laminare Flammengeschwindigkeit ist in stationären Flammen prinzipiell direkt aus der Geschwindigkeit der Frischgasanströmung experimentell bestimmbar. Es existiert allerdings eine Vielzahl von Methoden und Versuchskonfigurationen zur Bestimmung von S_L , die zum Teil mit sehr großen Abweichungen bzw. Unsicherheiten behaftet sind. Einen kritischen Überblick dazu geben Andrews und Bradley [AB72]. Alternativ kann S_L auch über das oben genannte Modell mit Hilfe von *PREMIX* für einen komplexen Reaktionsmechanismus berechnet werden. Eine analytische Lösung der Energiebilanz aus Gleichung 20 für eine Einschrittkinetik ermöglicht zudem eine Abschätzung der Proportionalitäten zwischen Frischgastemperatur T_{mix} , adiabater Flammentemperatur T_{ad} ¹⁰, Druck p und S_L [Tur00]:

$$S_L \sim \left(\frac{T_{mix} + T_{ad}}{2} \right)^{0,375} \cdot T_{mix} \cdot T_{ad}^{-\frac{n}{2}} \cdot e^{-\frac{E_A}{2RT_{ad}}} \cdot p^{\frac{n-2}{2}} \quad (26)$$

¹⁰Die adiabate Flammentemperatur T_{ad} wird nur von der Luftzahl λ , der Brennstoff–Zusammensetzung und der Frischgastemperatur T_{mix} bestimmt.

Aus Gleichung 26 wird ersichtlich, dass der Temperatureinfluss auf S_L im Wesentlichen durch den Exponentialterm beschrieben wird [WMD01]. Dies wird auch von experimentellen Ergebnissen bestätigt (siehe Abbildung 10 rechts).

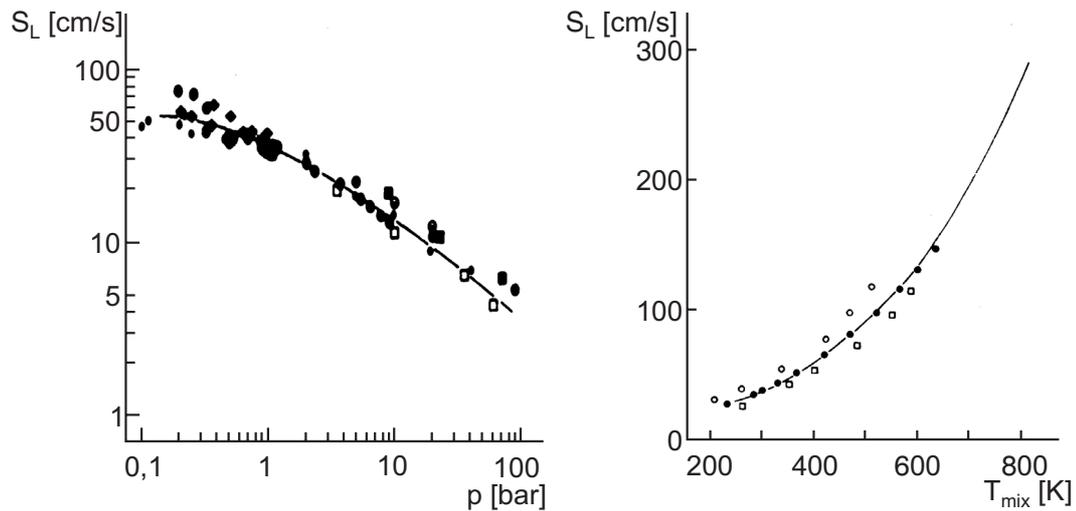


Abbildung 10: Druck- und Temperaturabhängigkeit der laminaren Flammgeschwindigkeit S_L für Methan bei $T = 25^\circ\text{C}$ (links) und $p = 1\text{ bar}$ (rechts) [War88].

Häufig wird auch anstelle des Exponentialterms die Abhängigkeit von der Frischgastemperatur in der Form $S_L = S_{L_0} \cdot \left(\frac{T_{mix}}{T_{mix_0}}\right)^m$ angegeben. Der Exponent m ist wiederum abhängig von Brennstoff und Luftzahl. Entsprechende Werte für Methan oder Wasserstoff finden sich bei Liu und McFarlane [LM83], Stone [SCB98], Koroll [KKB93] oder Kuo [Kuo86] und liegen in der Größenordnung von 0,5 – 3.

Der Druckeinfluss auf S_L wird hauptsächlich von der Reaktionsordnung n bestimmt. Westbrook und Dryer [WD81] geben z.B. für eine Einschrittkinetik für Methan die Reaktionsordnung $n = 1$ an, wohingegen bei den Elementarreaktionen für die Methanverbrennung $n = 2$ und $n = 3$ überwiegen. So ergibt sich für $n = 2$ keine Druckabhängigkeit ($S_L \sim p^0$) bzw. für $n = 3$ ein Anstieg der laminaren Flammgeschwindigkeit mit $S_L \sim p^{0,5}$. Experimente zeigen allerdings eine bessere Übereinstimmung für eine Reaktionsordnung $n = 1$ und da-

mit einem leichten Abfall der Flammgeschwindigkeit mit $S_L \sim p^{-0,5}$ (Abbildung 10).

Für häufig verwendete Brennstoffe, z.B. für Methan–Luft–Flammen, existiert eine Breite Datenbasis für S_L bei verschiedenen Luftzahlen, Frischgastemperaturen und Drücke mit sehr guten Übereinstimmungen zwischen verschiedenen Autoren. Abbildung 11 zeigt hierzu einige Beispiele [SCB98] [Nas89] [SV59] [YLW86] im Vergleich mit *CHEMKIN-PREMIX*-Rechnungen [KGS⁺92] (GRI3.0-Mechanismus [SGF⁺99]) und einer Korrelation von Peters [Pet94], auf die in Abschnitt 5.2 noch genauer eingegangen wird (Kapitel 5.2).

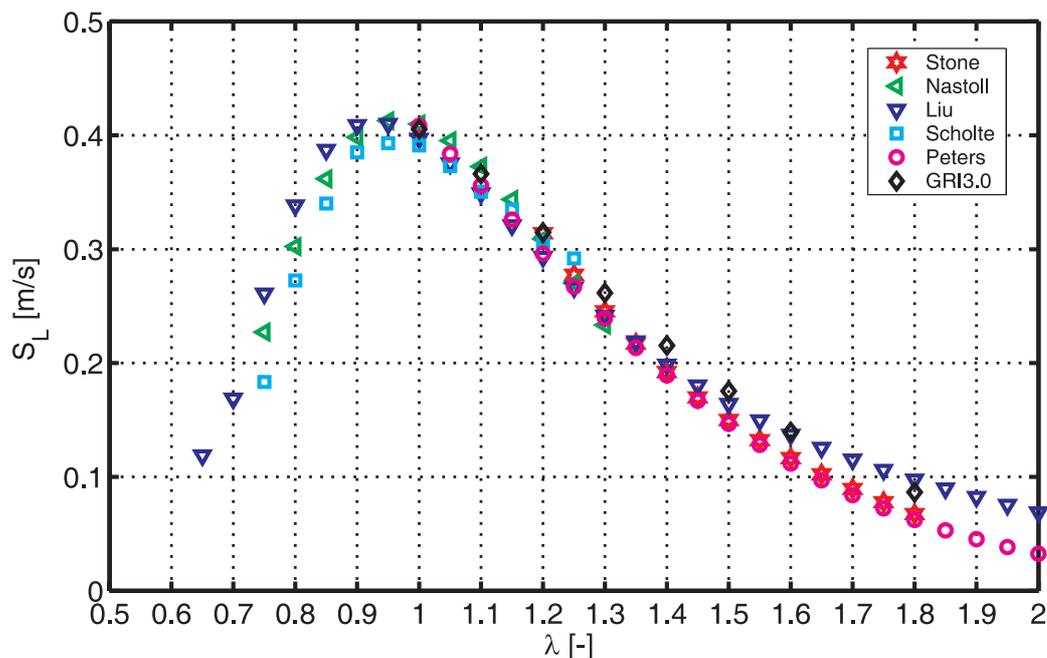


Abbildung 11: Laminare Flammgeschwindigkeit S_L für Methan bei $T = 298\text{ K}$ und $p = 1\text{ bar}$ - Experimentelle Daten, Korrelationen und *CHEMKIN-PREMIX*-Rechnungen.

Für Wasserstoff–Luft–Flammen existieren ebenfalls zahlreiche experimentelle Daten für die laminare Flammgeschwindigkeit, die jedoch zum Teil beträchtlichen Streuungen unterliegen. Aufgrund des weiten Zündbereichs von Wasserstoff–Luft–Gemischen sind hier

grundsätzlich weite Luftzahlbereiche möglich, die in den Versuchen offensichtlich nur schwer zuverlässig zu realisieren sind. Abbildung 12 zeigt bei annähernd stöchiometrischer Verbrennung ein gute Übereinstimmungen der experimentellen Daten mit *CHEMKIN-PREMIX*-Rechnungen bzw. der Korrelation von Peters. Für sehr magere Flammen bei $\lambda > 2$ ergeben sich allerdings Streuungen von bis zu 500%. Für $\lambda > 3$ gehen die Flammengeschwindigkeiten nach Peters [Pet94] oder Dowdy [DSTW90] gegen Null, wohingegen Berman [Ber84] und Koroll [KKB93] in diesem Bereich noch nennenswerte Flammengeschwindigkeiten von $S_L \approx 0,35 \text{ m/s}$ vorhersagen. Die meisten in der Literatur verfügbaren Korrelationen sind zudem nur für einen engen Temperatur-, Druck- oder Stöchiometriebereich gültig. Eine Ausnahme bildet hier die Korrelation von Peters, die sowohl für Methan- als auch für Wasserstoff-Luft-Flammen verfügbar ist, und die für weite Temperatur- und Druckspannen einsetzbar ist.

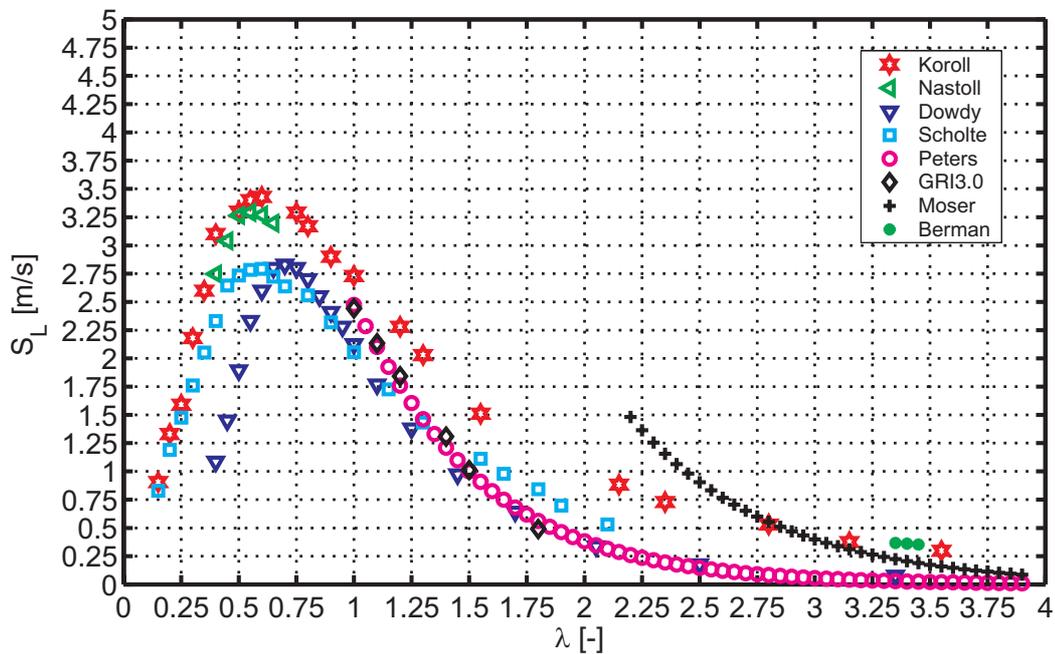


Abbildung 12: Laminare Flammgeschwindigkeit S_L für Wasserstoff bei $T = 298 \text{ K}$ und $p = 1 \text{ bar}$ - Experimentelle Daten, Korrelationen und *CHEMKIN-PREMIX*-Rechnungen.

In der vorliegenden Arbeit kamen neben Methan auch Mischungen von Methan und Wasserstoff zum Einsatz, oft auch als Hythane-Gemische bezeichnet. Für diese Brennstoffe sind in der Literatur leider kaum Werte für die Flammengeschwindigkeit verfügbar. Scholte und Vaags [SV59] und Nastoll [Nas89] führten Messungen mit Hythane-Flammen durch, beschränkten sich aber auf atmosphärische Flammen bei Raumtemperatur und Luftzahlbereiche von $0,8 < \lambda < 1,4$. Liu berechnet sowohl die maximalen als auch die stöchiometrischen laminaren Flammengeschwindigkeiten, $S_{L,m,max}$ und $S_{L,m,st}$, einer Methan-Wasserstoff-Mischung auf Basis der Flammengeschwindigkeiten der reinen Brennstoffe und der Volumenanteile der jeweiligen Brennstoffe im Brennstoffgemisch $X_{i,Br}$ und erhält damit gute Übereinstimmungen mit experimentellen Daten für einen maximalen Wasserstoffanteil im Brennstoff von $X_{H_2} < 0,7$ [Liu91]:

$$\frac{1}{S_{L,m,max}} = \frac{X_{CH_4,Br}}{S_{L,CH_4,max}} + \frac{X_{H_2,Br}}{S_{L,H_2,max}} \quad \text{bzw.} \quad \frac{1}{S_{L,m,st}} = \frac{X_{CH_4,Br}}{S_{L,CH_4,st}} + \frac{X_{H_2,Br}}{S_{L,H_2,st}} \quad (27)$$

Auf Basis dieser Formulierung wird in Kapitel 5.2 eine neue Korrelation vorgestellt, die es ermöglicht, die laminaren Flammengeschwindigkeiten für Methan-Wasserstoff-Luft-Flammen mit beliebigen Frischgaszusammensetzungen und -temperaturen, Luftzahlen und Drücken analytisch zu berechnen.

2.2 Turbulente Flammenausbreitung

Im Kapitel 2.1.1 wurde die Flammenausbreitung am Beispiel einer eindimensionalen Strömung diskutiert. Dies entspricht hinsichtlich der Transportvorgänge einer laminaren Flammenausbreitung, da über die gesamte Flammenfront die mittlere Geschwindigkeit senkrecht zur Flammenfront gleich groß ist. Technische Verbrennungsprozesse laufen allerdings meist bei turbulenten Bedingungen ab, die durch schnelle Fluktuationen von Geschwindigkeit, Dichte, Tempe-

ratur oder Stoffkonzentrationen charakterisiert sind.

Im Gegensatz zu einer laminaren Strömung, in der die örtliche Strömungsgeschwindigkeit¹¹ $u(x, y, z, t)$ immer gleich ihrem zeitlichen Mittelwert $\overline{u(x, y, z)}$ entspricht, kann die Geschwindigkeit in einem turbulenten Strömungsfeld durch eine Überlagerung des zeitlichen Mittelwerts mit einem momentanen Schwankungswert beschrieben werden:

$$u(x, y, z, t) = \overline{u(x, y, z)} + u'(x, y, z, t) \quad (28)$$

Wobei die mittlere Schwankungsgeschwindigkeit

$$u'_{rms} = \sqrt{\overline{u'^2(x, y, z, t)}} \quad (29)$$

auch als Turbulenzintensität¹² u'_{rms} bezeichnet wird und häufig als charakteristische Größe einer turbulenten Strömung verwendet wird.

Zur Beschreibung einer turbulenten Strömung und deren Wechselwirkung mit einer Reaktion können eine Reihe charakteristischer Längen- und Zeitmaße bzw. dimensionslose Kennzahlen definiert werden, die in der Folge kurz vorgestellt werden. Eine ausführliche Beschreibung dieser Größen finden sich z.B. bei Kuo [Kuo86], Turns [Tur00] oder Eder [EEM98] wo auch die Verweise auf die entsprechende Primärliteratur zu finden sind.

Eine freie turbulente Strömung besteht aus einer Vielzahl von Wirbeln unterschiedlicher Größe, in der sich eine sogenannte Wirbelkaskade ausbildet, wobei ein ständiger Energietransfer zwischen Wirbeln unterschiedlicher Größe stattfindet. Im Mittel wird dabei Energie von den großen Wirbeln zu den kleinen Wirbeln übertragen, bis die von der Strömung produzierte Turbulenzenergie schließlich zu innerer Energie dissipiert wird. Abbildung 13 zeigt die Wirbelkaskade

¹¹In diesem Zusammenhang bezeichnet u die allgemeine Geschwindigkeit, nicht die axiale Komponente.

¹²Root Mean Square = rms

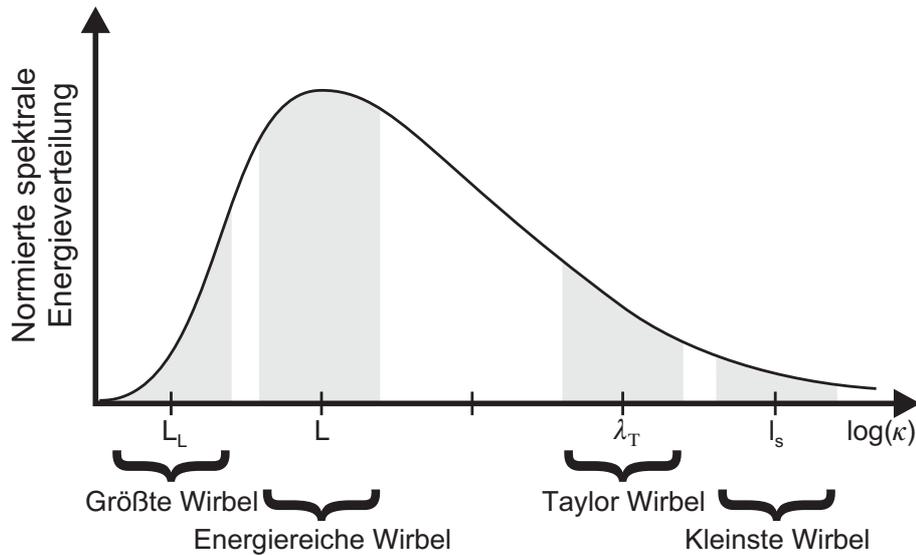


Abbildung 13: Wirbelkaskade einer turbulenten Strömung. Normierte spektrale Energieverteilung in Abhängigkeit von der Wellenzahl κ .

einer turbulenten Strömung. Dabei ist die normierte spektrale Energieverteilung der Wirbel über den Kehrwert der Wirbelgröße, der Wellenzahl κ aufgetragen. Makrowirbel, deren Größe im Bereich der begrenzenden Geometrie liegen kann, werden mit dem turbulenten Makromaß L_L beschrieben. Die Wirbel, die den größten spektralen Anteil an kinetischer Energie transportieren, werden mit dem integralen Längenmaß L gekennzeichnet, das sich aus der Korrelationsfunktion \Re errechnen läßt [Kuo86]:

$$L = \int_0^\infty \Re(r) dr \quad \text{mit} \quad \Re_{ij}(\vec{x}, \vec{r}) = \frac{\overline{u'_i(\vec{x})u'_j(\vec{x} + \vec{r})}}{\sqrt{\overline{u'^2_i(\vec{x})}}\sqrt{\overline{u'^2_j(\vec{x} + \vec{r})}}} \quad (30)$$

Ersetzt man in der Definition der Reynolds-Zahl $Re = \frac{uD}{\nu}$ die charakteristische Länge D durch das integrale Längenmaß der turbulenten Strömung und die mittlere Geschwindigkeit u durch die Turbulenzintensität, so läßt sich die turbulente Reynolds-Zahl Re_T definieren:

$$Re_T = \frac{u'_{rms} L}{\nu} \quad (31)$$

Das Taylor–Mikromaß λ_T kann zwar keiner bestimmten Wirbelgröße zugeordnet werden, gilt aber als charakteristische Größe zur Abschätzung der Schubspannungen innerhalb der turbulenten Strömung:

$$\lambda_T = \sqrt{\frac{u'_{rms}}{\left(\frac{\partial u'_{rms}}{\partial x}\right)^2}} \quad (32)$$

Die Wirbel, die die kleinsten kohärenten Strukturen vor dem Übergang zur ungeordneten Wärmebewegung bilden, werden durch das sogenannte Kolmogorov–Mikromaß l_s und die Kolmogorov–Geschwindigkeit u_{l_s} definiert, die sich auf Basis der kinematischen Viskosität ν und der Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie ϵ berechnen lassen:

$$l_s = \sqrt[4]{\frac{\nu^3}{\epsilon}} \quad \text{und} \quad u_{l_s} = \sqrt[4]{\epsilon \nu} \quad (33)$$

Aus diesen turbulenten Längenmaßen werden mit Hilfe der Turbulenzintensität u'_{rms} die entsprechenden Zeitmaße definiert, die auch als Lebensdauer der Wirbel interpretiert werden können:

$$\tau_L = \frac{L}{u'_{rms}} \quad \text{bzw.} \quad \tau_{\lambda_T} = \frac{\lambda_T}{u'_{rms}} \quad \text{bzw.} \quad \tau_{l_s} = \frac{l_s}{u_{l_s}} \quad (34)$$

Nach Friedrich [Fri86] (s.a. [Bea94]) lassen sich die Größenordnungen der genannten Längenmaße wie folgt abschätzen^{13 14}:

¹³In der in dieser Arbeit vorliegenden verdrahten Rohrströmung existiert bereits im isothermen Fall eine radiale Verteilung der turbulenten Längenmaße, die durch eine Reaktion in der Strömung zusätzlich beeinflusst wird. Gleichung 35 dient daher nur als grobe Abschätzung.

¹⁴Für die vorliegende Arbeit liegen die turbulenten Reynoldszahlen im Bereich von $Re_T \approx 10^4$.

$$\frac{\lambda_T}{L} \sim Re_T^{-\frac{1}{2}}, \quad \frac{\lambda_T}{l_s} \sim Re_T^{\frac{1}{4}} \quad \text{und somit} \quad \frac{l_s}{L} \sim Re_T^{-\frac{3}{4}} \quad (35)$$

In Kombination mit dem im vorherigen Abschnitt diskutierten charakteristischen chemischen Zeitmaß lassen sich mit den turbulenten Zeitmaßen dimensionslose Kennzahlen definieren, die eine Beschreibung und einen Vergleich unterschiedlichster reagierender turbulenter Strömungen erlauben. Die Damköhler-Zahl Da beschreibt die Wechselwirkung zwischen großen Wirbeln der charakteristischen Länge L und der Reaktion.

$$Da = \frac{\tau_L}{\tau_c} \quad (36)$$

Den Einfluss kleiner Wirbel der Größe l_s auf die Reaktion beschreibt die Karlovitz-Zahl Ka :

$$Ka = \frac{\tau_c}{\tau_{l_s}} \quad (37)$$

Kovaszny [Kov56] führt den Karlovitz-Streckungsfaktor K ein, der ursprünglich auf eine Arbeit von Karlovitz [KDKW53] zurückzuführen ist und die Lebensdauer der Taylor-Wirbel mit dem chemischen Zeitmaß in Beziehung setzt:

$$K = \frac{\tau_c}{\tau_{\lambda_T}} \quad (38)$$

Entspricht die Lebensdauer der Wirbel in etwa dem Zeitmaß der chemischen Reaktion ($Da \approx 1$, $K \approx 1$ bzw. $Ka \approx 1$), ist eine starke Interaktion zwischen Reaktion und den jeweiligen Wirbeln (L , λ_T , l_s) zu erwarten. Ist die dimensionslose Kennzahl viel größer oder viel

Daher gilt in etwa:

$$\lambda_T \approx 0,01 \cdot L, \quad l_s \approx 0,001 \cdot L$$

kleiner als Eins, spielt einer der beiden Prozesse, Reaktion (τ_c) oder Strömung ($\tau_L, \tau_{\lambda T}, \tau_{l_s}$), eine untergeordnete Rolle.

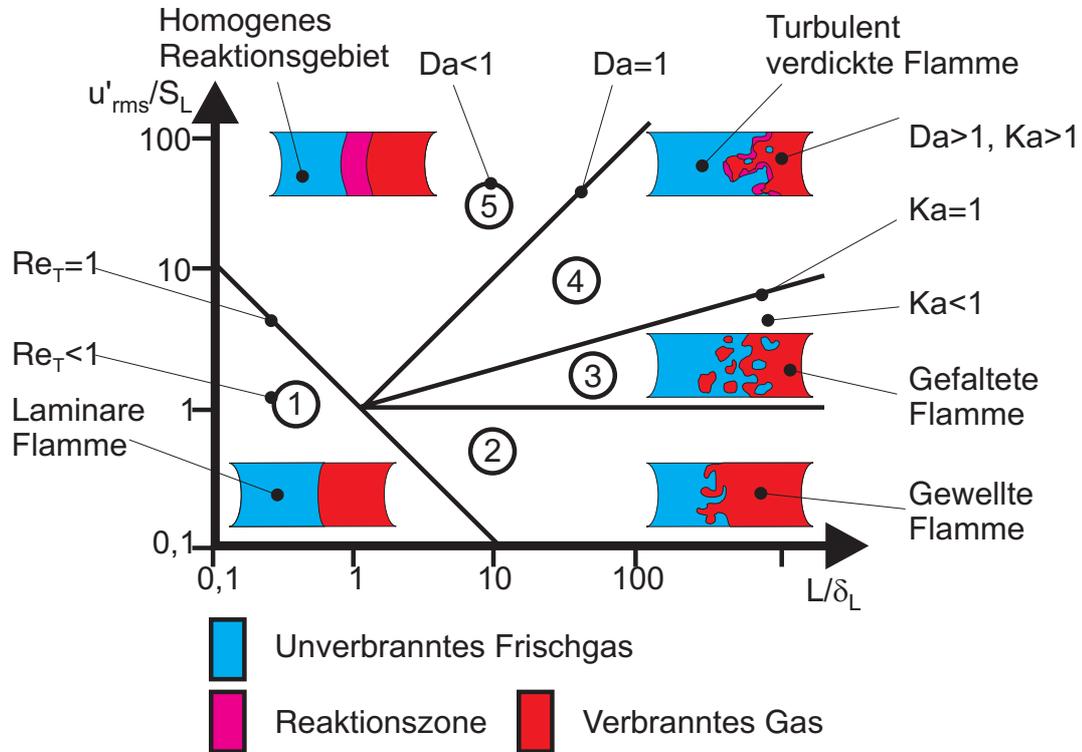


Abbildung 14: Phasendiagramm für turbulente Verbrennung nach Borghi [Bor84].

Borghi [Bor84] und später Peters [Pet86] gelang es auf Grundlage der Damköhler-, der Karlovitz- und der turbulenten Reynolds-Zahl, in einem Phasendiagramm unterschiedliche Regime turbulenter Flammen zu kennzeichnen. Bereich ① wird durch die Linie für $Re_T = 1$ begrenzt und kennzeichnet die laminaren Flammen. Im Bereich ② liegen die turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen u' noch unter der laminaren Flammengeschwindigkeit S_L . Es treten leicht gewellte, in ihrer Struktur aber noch laminare Flammen auf. Mit steigender Turbulenzintensität (Bereich ③) verstärkt sich die Faltung der Flamme. Durch Dehnungs- und Krümmungseffekte nimmt die Fläche der Flammenfront zu, der Brennstoffumsatz wird gesteigert und damit die Brenngeschwindigkeit erhöht. Lokal liegen aber immer noch laminare Flammenstrukturen vor (Flamelets). Erst im Bereich

④ ($Ka > 1$), wenn die turbulenten die chemischen Zeitmaße unterschreiten, können kleine turbulente Wirbel in die Reaktionszone eindringen und diese verdicken. Im Gegensatz zu den Bereichen ② und ③, in denen die Erhöhung der Flammengeschwindigkeit durch Auffaltung und Vergrößerung der Flammenfläche erfolgt, geschieht dies im Bereich ④ vor allem durch die schnellen turbulenten Transportprozesse innerhalb der Flammenfront. Entlang der Linie $Da = 1$ laufen die chemischen Prozesse in der gleichen Zeitskala ab wie der turbulente Transport. Bei weiterer Steigerung der Turbulenzintensität ($Da < 1$) findet eine schnelle Durchmischung von Frischgas und verbranntem Gas bzw. Zwischenprodukten statt, bevor es aufgrund der im Vergleich zur Strömung relativ langsamen chemischen Reaktion verbrennt. Die Brennrate ist hier unabhängig von den turbulenten Mischvorgängen und wird nur noch von der Reaktionskinetik bestimmt. Bereich ⑤ wird daher auch als homogener Reaktor¹⁵ bezeichnet.

2.2.1 Turbulente Flammengeschwindigkeiten

Um die Beschleunigung der Flammengeschwindigkeit aufgrund der Turbulenz zu berücksichtigen, wird analog zur laminaren Flammengeschwindigkeit S_L eine turbulente Flammengeschwindigkeit S_T definiert. In einer Vielzahl von Studien wurde versucht, experimentell ermittelte turbulente Flammengeschwindigkeiten mit physikalischen Modellen zu korrelieren. Einen ausgezeichneten Überblick zu diesem Thema bieten die Arbeiten von Kuo [Kuo86], Schmid [Sch95], Andrews, Bradley und Lwakabamba [ABL75], Bradley [Bra92] und Abdel Gayed und Bradley et al. [AGBHL84] [AGB85] [AGBL89].

Ein erstes anschauliches Modell zur Berechnung der turbulenten Flammengeschwindigkeit stellte Damköhler [Dam40] (siehe auch [WMD01]) bereits 1940 vor. Er bedient sich dabei der bereits erwähnten Vorstellung, dass sich die Flammenfläche durch den Einfluss der

¹⁵Englisch: Perfectly Stirred Reactor. Die reaktionskinetischen Vorgänge lassen sich wie in Abschnitt 2.1.3 beschrieben mit dem PSR-Modell berechnen

turbulenten Wirbel vergrößert. Aus der Massenbilanz

$$\rho_0 S_L A_L = \rho_0 S_T A_T \quad (39)$$

ergibt sich der grundlegende Zusammenhang

$$S_T = S_L \frac{A_L}{A_T} \quad (40)$$

wobei A_T die Fläche der zeitlich gemittelten turbulenten Flamme und A_L die durch Turbulenzeinwirkung gestreckte, in ihrer lokalen Struktur aber laminare Flamme (siehe Abbildung 15) sind.

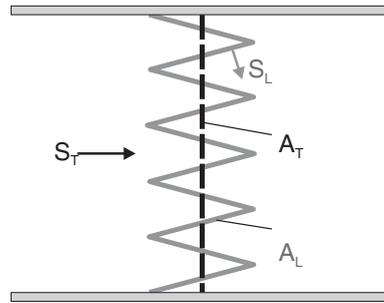


Abbildung 15: Schematische Darstellung der Flammenstreckung durch turbulente Wirbel.

Danköhler verwendet für die Flammenstreckung den Ansatz:

$$\frac{A_L}{A_T} = 1 + \frac{u'_{rms}}{S_L} \quad (41)$$

Damit ergibt sich für die turbulente Flammengeschwindigkeit S_T der anschauliche Ausdruck:

$$S_T = S_L \left(1 + \frac{u'_{rms}}{S_L}\right) \quad \text{oder} \quad S_T = S_L + u'_{rms} \quad (42)$$

Gemäß Gleichung 42 steigt S_T linear mit steigender Turbulenzintensität an. Interessanterweise ergibt sich keine Abhängigkeit von den

turbulenten Wirbelgrößen (L bzw. λ_T). Das von Damköhler vorgeschlagene Modell kann allerdings aufgrund seiner einfachen Modellannahmen nicht alle Effekte der turbulenten Flammenausbreitung berücksichtigen. Ein Beispiel sind sehr brennstoffreiche oder brennstoffarme Gasmischungen am Rande oder ausserhalb der Zündgrenzen, bei denen die laminare Flammengeschwindigkeit gegen Null bzw. die chemischen Zeitmaße gegen sehr hohe Werte streben, die Flamme also erlischt. Gleichung 40 geht hier fälschlicherweise von $S_T = u'_{rms}$ aus.

Aus den vielen in der Literatur verfügbaren Berechnungsmodellen für die turbulente Flammengeschwindigkeit, soll an dieser Stelle exemplarisch das Modell von Schmid [Sch95] herausgegriffen werden, das für alle Bereiche des Borghi-Diagramms gilt. Schmid postuliert, dass der eigentlichen chemischen Reaktion in einem turbulenten Strömungsfeld zunächst immer der Transport von Molekülen und Enthalpie durch die turbulente Wirbelkaskade vorausgeht (skalare Dissipation). Das charakteristische Zeitmaß eines turbulenten Reaktionsumsatzes τ_T setzt sich daher sowohl aus der charakteristischen chemischen Zeit $\tau_c(\kappa)$ als auch aus einer charakteristischen Zeit der skalaren Dissipation $\tau_{Diss}(\kappa)$ zusammen, wobei die Abhängigkeit von der Wellenzahl κ eine spektrale Verteilung beider Zeitmaße über die Wirbelkaskade aufzeigt. Die beiden Zeitmaße werden quadratisch überlagert, damit in den Grenzfällen das jeweils dominante Zeitmaß resultiert.

$$\tau_T(\kappa) = \sqrt{\tau_{Diss}(\kappa)^2 + \tau_c(\kappa)^2} \sim \frac{1}{\dot{\omega}(\kappa)} = \frac{1}{\sqrt{\dot{\omega}_{Diss}(\kappa)^2 + \dot{\omega}_c(\kappa)^2}} \quad (43)$$

Wie am Beispiel des Arrhenius-Ansatzes erläutert, ist das charakteristische Zeitmaß proportional zum Kehrwert der Umsatzrate, in diesem Falle der spektralen Umsatzrate $\dot{\omega}(\kappa)$, die sich analog aus einem Chemie- und einem Turbulenzterm zusammensetzen läßt (Gleichung 43). Während $\dot{\omega}_{Diss}(\kappa)$ durch die turbulenten Geschwindigkeits- bzw. Spezies-Fluktuationen und die spektrale Dissipationsrate $D(\kappa)$ aus-

gedrückt werden kann, wird für die spektrale chemische Umsatzrate, wie auch schon bei Damköhler, die Vergrößerung der Flammenfront berücksichtigt, nämlich durch die Multiplikation eines integralen chemischen Zeitmaßes für die Wärmefreisetzung τ_c^W mit dem Verhältnis der direkten Dissipation eines Wirbels $D(\kappa)$ zur gesamten Dissipation aller Wirbel ϵ .

$$\dot{\omega}_c^W(\kappa) = \frac{1}{\tau_c^W} \cdot \frac{D(\kappa)}{\epsilon} \quad (44)$$

Das chemische Zeitmaß τ_c^W der Wärmefreisetzung berechnet Schmid auf Basis des maximalen lokalen zeitlichen Temperaturgradienten in der Flammenfront (siehe $\tau_{cPREMIX}$ in Abschnitt 2.1.3), den er aus ein-dimensionalen Rechnungen auf Basis eines komplexen Reaktionsmechanismus (vgl. *PREMIX*) ermittelt. Um diesen Ansatz auf das experimentell bestimmbare chemische Zeitmaß $\tau_{cAZ} = a/S_L^2$ zurückzuführen, wird ein brennstoffspezifischer Faktor C_c^W eingeführt:

$$\tau_c^W = \tau_{cPREMIX} = C_c^{W2} \cdot \frac{a}{S_L^2} \quad (45)$$

C_c^W liegt in der Größenordnung eins und nimmt für Methan Werte zwischen 1 und 1,2, für Wasserstoff Werte zwischen 1,3 und 2,6 an. In Abschnitt 2.1.3 (Abbildung 7) wurde der Brennstoffeinfluss auf C_c^W bereits detailliert diskutiert¹⁶ und auf die Einschränkungen hinsichtlich der Frischgastemperatur hingewiesen, die von Schmid nicht untersucht wurden. So ergibt sich z.B. für Methan bei einer Frischgastemperatur von 300°C und $\lambda = 2$ ein wesentlich höherer Wert von $C_c^W \approx 1,7$.

Nach Integration von Gleichung 43 über das gesamte Wirbelspektrum ergibt sich für die mittlere turbulente Umsatzrate:

¹⁶Siehe auch Fußnote auf Seite 153

$$\bar{\dot{\omega}} = \frac{1}{\tau_L} \left(1 + \frac{1}{Da^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (46)$$

Analog zum laminaren Fall aus Gleichung 22 kann für den turbulenten Fall die Temperaturleitfähigkeit a durch den turbulenten Wärmetransport ($u'_{rms} \cdot L$) und das chemische Zeitmaß durch die reaktionskinetische Energieumwandlung $\bar{\dot{\omega}}$ ersetzt werden. Für die turbulente Flammengeschwindigkeit folgt dann:

$$S_L = \sqrt{a \cdot \frac{1}{\tau_c}} \quad \Longrightarrow \quad S_T \sim \sqrt{(u'_{rms} \cdot L) \cdot \bar{\dot{\omega}}} \quad (47)$$

Schmid berücksichtigt zudem, dass die turbulente Flammengeschwindigkeit bei verschwindend kleiner Turbulenz in die laminare Flammengeschwindigkeit übergehen muss. Aus den Gleichungen 46 und 47 ergibt sich:

$$S_T = S_L + u'_{rms} \left(1 + \frac{1}{Da^2} \right)^{-\frac{1}{4}} \quad (48)$$

Für große Damköhler-Zahlen $Da \gg 1$, d.h. bei einer schnellen chemischen Reaktion, strebt die Klammer in Gleichung 48 gegen eins. Für diesen Grenzfall findet sich Gleichung 42 aus dem Damköhler-Ansatz wieder. Es liegt wiederum kein Einfluss der turbulenten Längenmaße vor.

Ist die chemische Reaktion im Vergleich zum turbulenten Zeitmaß sehr langsam ($Da \ll 1$), liefert Gleichung 48 den Grenzfall:

$$\begin{aligned} S_T &= S_L + u'_{rms} \sqrt{Da} \quad \text{bzw.} \\ S_T &= S_L \left(1 + \sqrt{Re_T} \right) \approx S_L \sqrt{Re_T} \end{aligned} \quad (49)$$

Abbildung 16 veranschaulicht den Einfluss der Damköhler-Zahl auf die turbulente Flammenausbreitungsgeschwindigkeit nach Schmid.

Für $Da \geq 1$ gilt in etwa $(S_T - S_L)/u'_{rms} = 1$. Gleichung 42 stellt für diesen Bereich eine gute Näherung dar, die turbulente Flammengeschwindigkeit wird von den Geschwindigkeitsfluktuationen u'_{rms} dominiert. Erst für $Da < 1$ spielt das Verhältnis der chemischen und der Wirbelzeitmaße eine signifikante Rolle.

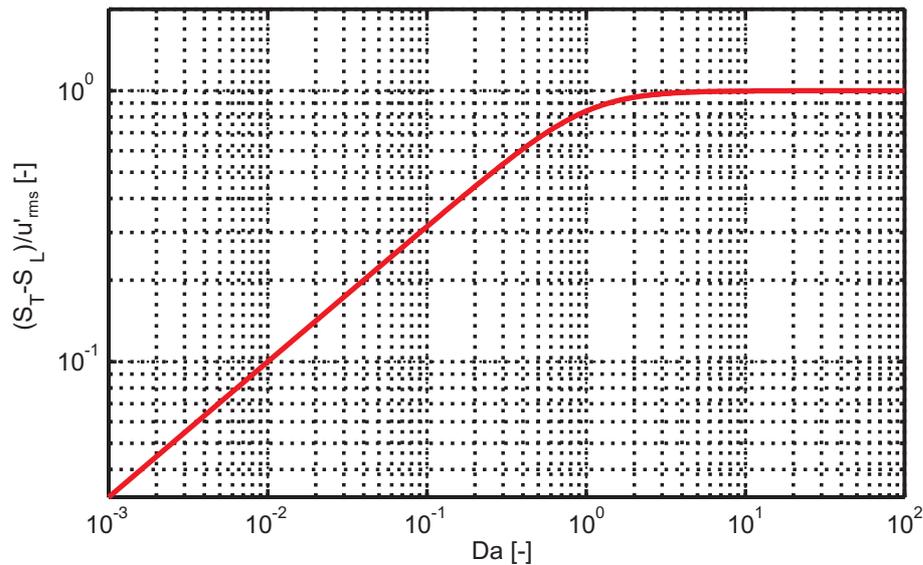


Abbildung 16: Einfluss der Damköhler-Zahl auf die turbulente Flammenausbreitungsgeschwindigkeit nach Schmid [Sch95].

Das Modell von Schmid zeigt für eine Vielzahl verschiedenartiger turbulenter Strömungen eine ausgezeichnete Übereinstimmung mit experimentellen Daten. Die turbulenten Flammengeschwindigkeiten konnten für unterschiedliche turbulente Längenmaße und für unterschiedliche Brennstoffe validiert werden, wenngleich für Wasserstoff–Methan–Gemische tendenziell zu kleine Werte berechnet werden (Abbildung 17).

2.2.2 Turbulentes Flammenlöschen

Auch Messungen von Abdel Gayed et al. (Abbildung 18 [AGBHL84]) zeigen, dass sich bei geringen Turbulenzgraden die in Gleichung 42 und Gleichung 48 formulierte proportionale Abhängigkeit von

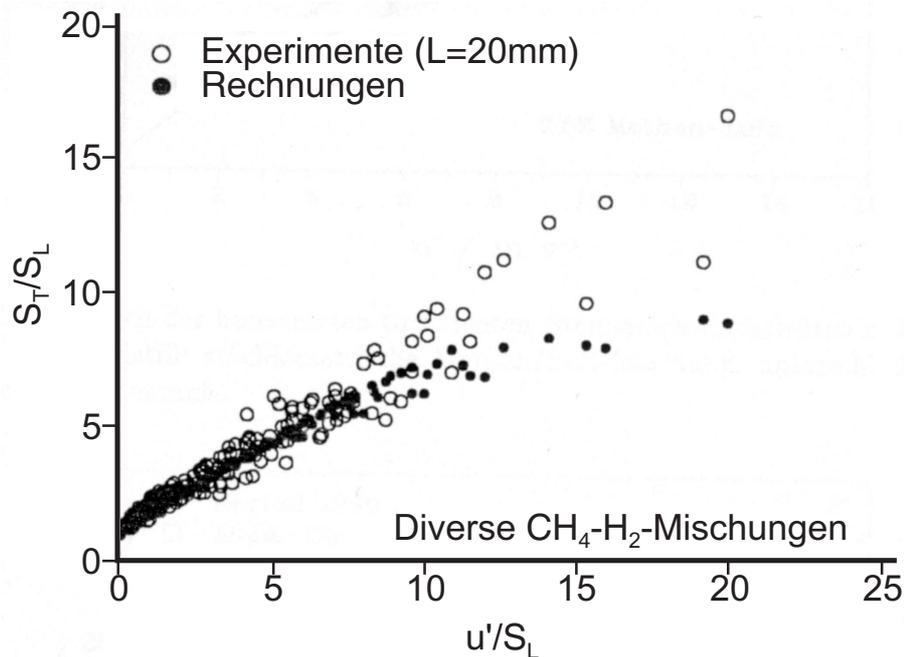


Abbildung 17: Vergleich experimenteller und berechneter turbulenter Flammengeschwindigkeiten [Sch95].

S_T und u'_{rms} ergibt. Mit wachsendem u'_{rms} und damit sinkender Damköhler-Zahl (bei konstantem L) wird der Anstieg der turbulenten Flammengeschwindigkeit allerdings schwächer, bis ein gemischspezifisches Maximum erreicht ist (Abbildung 18). Mit weiter steigenden Turbulenzgraden sinkt die turbulente Flammengeschwindigkeit wieder bis hin zum vollständigen Löschen der Flamme. Die chemische Reaktionsrate reicht in diesem Bereich nicht aus, dass innerhalb der Lebensdauer eines Wirbels genügend Wärme freigesetzt wird um die Frischgase über die Zündtemperatur zu erwärmen [CJ82] [AGB85] [AGBL89] [KDKW53] [Kov56] [Wil70]. Die dadurch induzierten konvektiven Wärmeverluste überwiegen lokal die in der Reaktionszone freigesetzte Energie, was anfangs zu örtlich begrenzten Löscheffekten¹⁷ führt, die zunächst den Effekt der Flammenbeschleunigung durch steigende u'_{rms} dämpfen, und im weiteren Verlauf die Ausbildung einer Flammenfront vollständig verhindern (turbulentes Flammenlöschen). Die bereits zitierten Arbeiten verwenden den

¹⁷Englisch: Quenching

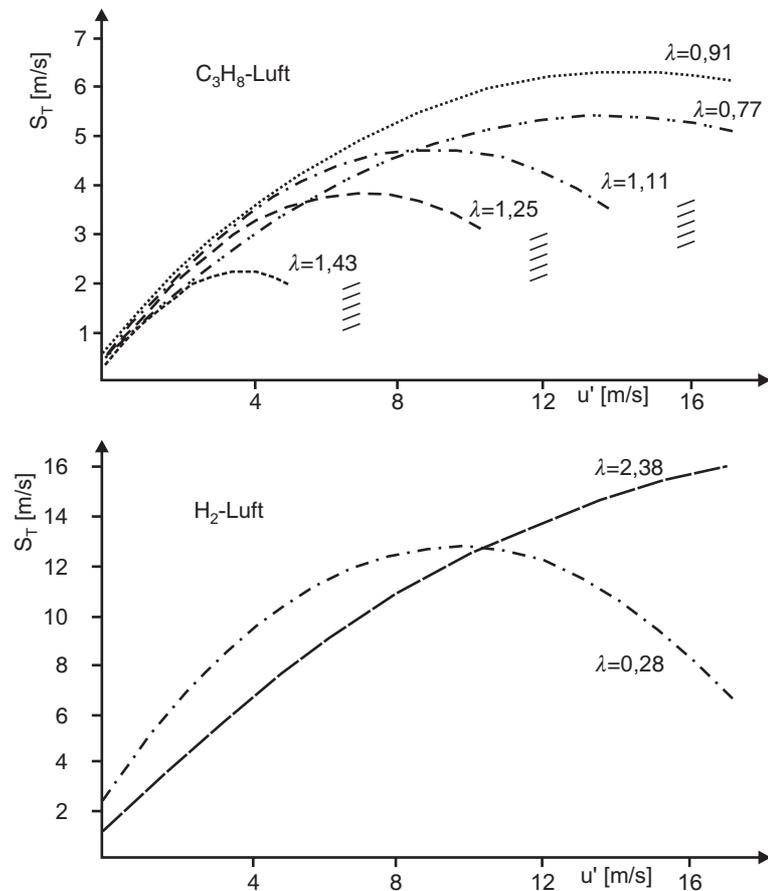


Abbildung 18: Experimentell bestimmte turbulente Flammengeschwindigkeiten S_T als Funktion von u'_{rms} bis zum turbulenten Flammenlöschen [AGBHL84].

Karlovitz–Streckungsfaktor, um ein allgemeines Maß für das Flammenlöschen zu bestimmen. Abdel–Gayed, Bradley et al. [AGBHL84] [AGB85] zeigen zudem, dass die Lewis–Zahl des Brennstoffs zur Bestimmung der turbulenten Löschgrenzen (Quenching Limits) berücksichtigt werden muß, ohne eine exakte physikalische Deutung für den Einfluss der Lewis–Zahl anzuführen. Ausgehend von dem allgemeinen Ansatz $K \cdot Le^n = C$ ermitteln sie durch Anpassung an experimentelle Daten für die Löschgrenze turbulenter Flammen mit $Re_T > 300$ die Werte $n = 1$ und $C = 1,5$. Damit ergibt sich:

$$K \cdot Le = 1,5 \quad (50)$$

Abbildung 19 zeigt den Einfluss des turbulenten Flammenlöschens auf die turbulente Flammengeschwindigkeit in einem S_T/S_L - u'_{rms}/S_L -Diagramm. Während für $Ka \cdot Le = 0,14$ der lineare Anstieg von S_T vollständig erhalten bleibt, zeigen sich für $Ka \cdot Le = 0,30$ und noch stärker für $Ka \cdot Le = 1,0$ erste dämpfende Auswirkungen des turbulenten Flammenlöschens. Für Werte von $Ka \cdot Le > 1,5$ kommt es zu einem vollständigen Löschen der Flamme.

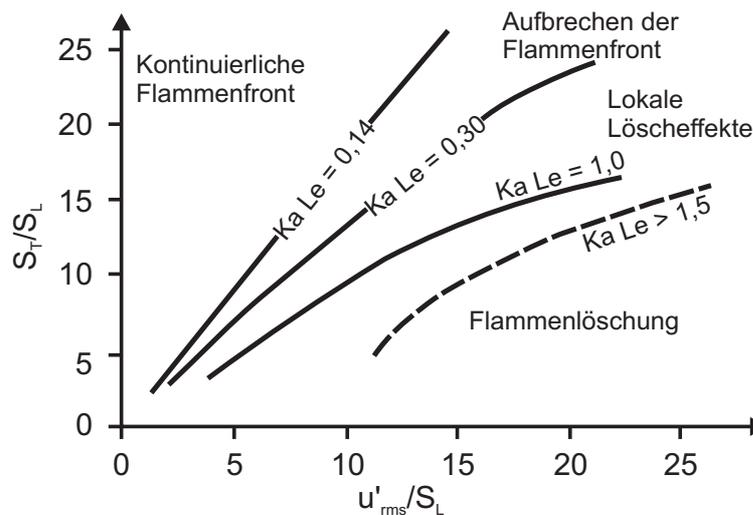


Abbildung 19: Normierte turbulente Flammengeschwindigkeiten S_T/S_L als Funktion von u'_{rms}/S_L für unterschiedliche Faktoren $Ka \cdot Le$ [AGBHL84] [Jor99].

2.3 Zeitskalenvergleiche in vorgemischten Flammen

Der Vergleich charakteristischer Zeitmaße zweier physikalischer Vorgänge bietet die Möglichkeit, gegenseitige Wechselwirkungen abzuschätzen. So läßt sich allgemein feststellen, dass sich Prozesse, die in einer ähnlichen Zeitskala ablaufen, gegenseitig stark beeinflussen, wohingegen Prozesse, deren Zeitskalen weit auseinander liegen, kaum Kopplungen aufweisen. Im vorigen Abschnitt wurden bereits einige dimensionslose Kennzahlen eingeführt, die auf Zeitskalenvergleichen basieren (Da , Ka , K). In diesem Kapitel werden diese Kennzahlen

nochmals aufgegriffen, und durch einige weitere Zeitmaßvergleiche ergänzt.

Die Damköhler-Zahl Da , die Karlovitz-Zahl Ka und der Karlovitz-Streckungsfaktor K (Gleichungen 36 bis 38) vergleichen ein chemisches Zeitmaß mit einem charakteristischen Zeitmaß für die turbulente Strömung, das auch als Lebensdauer der entsprechenden Wirbel gedeutet werden kann. Alle drei Kennzahlen unterscheiden sich in ihrer Definition nur durch die Verwendung unterschiedlicher turbulenter Längen- bzw Zeitskalen. Hier greift die oben erwähnte Regel, dass eine Wechselwirkung zwischen den jeweiligen in Betracht gezogenen Wirbeln (L , λ_T , l_s) dann die Reaktionszone beeinflussen, wenn die entsprechenden Zeitmaße die gleiche Größenordnung aufweisen.

2.3.1 Laminare Flammenstreckung

Der Streckungsfaktor K wurde ursprünglich von Karlovitz [KDKW53] (siehe auch [LE87]) anhand der Streckung einer ebenen laminaren Flammenfront durch einen Geschwindigkeitsgradienten $\frac{du}{dr}$ definiert:

$$K = \frac{du}{dr} \cdot \frac{\eta_0}{u} \quad (51)$$

Die Länge η_0 wird dabei als charakteristische Länge der Vorwärmzone betrachtet ($\eta_0 \sim \delta_V = a/S_L$). Im Gegensatz zu einer ebenen Flammenfront (Abbildung 20 links), bei der die laminare Flammengeschwindigkeit S_L und die Anströmgeschwindigkeit u im Gleichgewicht stehen, halten sich bei der gestreckten Flammenfront die senkrecht zur Flamme stehende Komponente der Anströmgeschwindigkeit und die laminare Flammengeschwindigkeit die Waage, was sich in den Geschwindigkeitsdreiecken in Abbildung 20 rechts widerspiegelt.

Daraus resultiert eine Streckung der Flamme, die eine Vergrößerung der Flammenfront bewirkt. Dadurch kommt eine größere Menge an

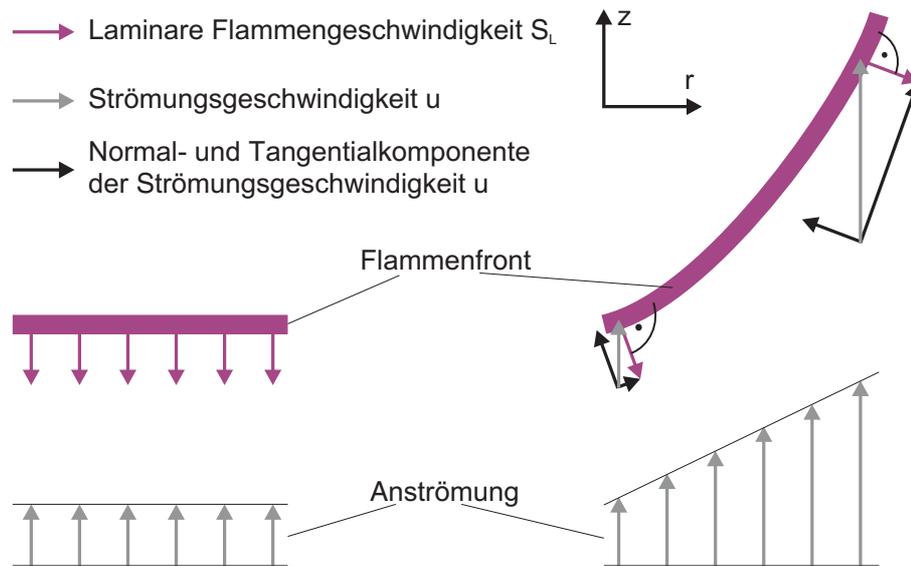


Abbildung 20: Streckung einer ebenen laminaren Flammenfront durch einen Geschwindigkeitsgradienten.

Frischgas in Kontakt mit der Reaktionszone, wodurch die erforderliche Vorwärmleistung steigt. Die damit einhergehende Abkühlung der Reaktionszone kann beim Erreichen einer kritischen Streckung bzw. eines kritischen Streckungsfaktors K durch die Wärmefreisetzung der Reaktion nicht mehr ausgeglichen werden, die Reaktionstemperatur sinkt unter die Zündgrenze und die Flamme erlischt. Es ist zu beachten, dass dieser Löschvorgang ohne externe Wärmesenke von statten geht. Vielmehr bildet das unverbrannte Frischgas selbst die Wärmesenke. Lewis und von Elbe [LE87] zeigen zum Beispiel, dass sich das Flammenlöschen durch den Geschwindigkeitsgradienten in einer laminaren Grenzschicht einer zylindrischen Rohrströmung unabhängig vom Rohrdurchmesser bei einem konstanten Streckungsfaktor K einstellt. Dies bildet u.a. die Grundlage zur Bestimmung der Flammenrückschlagsgrenzen in Wandgrenzschichten (Siehe dazu Kapitel 2.4).

Im Rahmen der Ausführungen zur turbulenten Flammengeschwindigkeit bzw. des turbulenten Flammenlöschens wurde bereits mehrfach die turbulente Flammenstreckung erwähnt. Anhand von Gleichung 51 wird nun deutlich, dass sich die turbulente Flam-

menstreckung grundsätzlich auf die laminare Flammenstreckung zurückführen läßt. Die lokale Anströmgeschwindigkeit u der turbulenten Flammenfront entspricht der laminaren Flammengeschwindigkeit S_L (Flamelet-Modell). Wird der Geschwindigkeitsgradient, der sich durch turbulente Wirbelbewegungen ausbildet, durch die turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen und das Taylor Mikromaß ausgedrückt,

$$\left. \frac{du}{dr} \right|_{\eta_0} = \frac{u'_{rms}}{\lambda_T} = \frac{1}{\tau_{\lambda_T}} \quad (52)$$

so ergibt sich aus Gleichung 51 der Karlovitz–Streckungsfaktor nach Gleichung 38. Analog zu τ_{λ_T} kann demnach auch der Kehrwert des Geschwindigkeitsgradienten aus Gleichung 51 als charakteristisches Zeitmaß τ_{Streck} der Streckung interpretiert werden.

$$\tau_{Streck} = \frac{1}{\left. \frac{du}{dr} \right|_{\eta_0}} \quad (53)$$

Entsprechend kann der Kehrwert des chemischen Zeitmaßes $1/\tau_c = S_L^2/a$ als flammeninduzierter Geschwindigkeitsgradient gedeutet werden, der aufgrund der Beschleunigung der Gase durch die Temperatur- bzw. Dichteänderung in der Flammenfront entsteht.

2.3.2 Peclet–Zahl Modell

Putnam und Jensen [PJ48] erweitern die Theorie des kritischen Gradienten von Lewis und von Elbe indem sie den Geschwindigkeitsgradienten einer laminaren Rohrströmung (Rohrradius R , Durchmesser D , Volumenstrom \dot{V}) über die Poiseuille–Gleichung ableiten:

$$\left. \frac{du}{dr} \right|_{r=R} = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{\dot{V}}{R^3} \quad (54)$$

Im Weiteren wird η_0 aus Gleichung 51 als kritischer Wandabstand interpretiert (siehe auch Abschnitt 2.3.3), bei dem die laminare Flammengeschwindigkeit und die mittlere Anströmgeschwindigkeit im Gleichgewicht stehen. Für den Wandgradienten gilt unter dieser Voraussetzung¹⁸:

$$\left. \frac{du}{dr} \right|_{r=\eta_0} = \frac{u}{\eta_0} = \frac{S_L}{\eta_0} \quad (55)$$

Aus dem Vergleich der Gleichungen 55 und 54 ergibt sich dann mit $\eta_0 = C_\eta \cdot \delta_V = C_\eta \cdot a/S_L$ durch Erweiterung mit dem Faktor D^2/a :

$$\begin{aligned} \frac{D \cdot u}{a} &= \frac{1}{8C_\eta} \cdot \frac{D^2 \cdot S_L^2}{a^2} \\ Pe_u &= \frac{1}{8C_\eta} \cdot Pe_{S_L}^2 \end{aligned} \quad (56)$$

Da beide Seiten der Gleichung 56 auch in Form von Peclet-Zahlen ausgedrückt werden können, basierend auf der Anströmgeschwindigkeit u oder der laminaren Flammengeschwindigkeit S_L , wird diese Darstellung auch als Peclet-Zahl-Modell bezeichnet. Die Peclet-Zahlen beschreiben dabei allgemein das Verhältnis des konduktiven zum konvektiven Wärmetransport. Der konvektive Anteil bezieht sich bei Pe_u auf die Abkühlung der Flammenfront durch die aufgeprägte Strömung, bei Pe_{S_L} auf die durch die Reaktion freigesetzte Energie. Der konstante Faktor C_η liegt in der Größenordnung eins und beschreibt die Proportionalität zwischen η_0 und der Vorwärmzone δ_V . Putnam und Jensen gelingt mit diesem Ansatz die Korrelation des Flammenlöschens an zylindrischen laminaren Rohrströmungen.

Durch Gleichung 54 und 55 wurde das Peclet-Zahl-Modell, das wie auch die zuvor beschriebenen Zeitmaßvergleiche (Da , Ka , K) ursprünglich auf der Betrachtung lokaler Strömungs- oder Geometrie-

¹⁸Unter Berücksichtigung von Gleichung 51 entsprechen diese Annahmen einer Abschätzung des Karlovitz-Streckungsfaktor zu $K = 1$

größen basiert, auf globale Größen zurückgeführt, wobei die Unabhängigkeit von der Geometrie des betrachteten Systems aufgegeben wird. Auch andere Zeitmaßvergleiche, wie z.B. die Modellierung der mageren Löschgrenze in technischen Verbrennungssystemen¹⁹, können in ähnlicher Weise unabhängig von lokalen Größen angestellt werden. Für die magere Löschgrenze einer staukörperstabilisierten Flamme präsentierten Zukowski und Marble [ZM56] ein Modell, das die Aufenthaltszeit von unverbranntem Frischgas in der Scherschicht zwischen freier Strömung und Rezirkulationszone mit einer Zündverzugszeit auf Basis eines Arrhenius-Ansatzes vergleicht. Reicht die Wärmefreisetzung durch die chemische Reaktion nicht aus, um das Frischgas auf Zündtemperatur zu erwärmen solange es sich in der Scherschicht befindet, tritt ein Verlöschen der Flamme auf. Longwell und Weiss [LW55] beziehen dieses Modell auf die komplette Rezirkulationszone im Nachlauf des Staukörpers, wobei sie von der Annahme ausgehen, dass in diesem Bereich die fluidmechanische Mischung schneller erfolgt als die chemische Brennstoffumsetzung (vgl. ideal gerührter Behälter). Eine Reihe weiterer Autoren verfolgten ähnliche Ansätze, wobei größtenteils empirisch ermittelte Konstanten oder Exponenten nötig waren, um eine Übereinstimmung von Theorie und Experiment zu erreichen. Levebvre [Lev83] gibt einen Überblick über einige dieser Modelle mit den Hinweisen auf die Primärliteratur. Für die Anströmgeschwindigkeit u_{BO} einer staukörperstabilisierten Flamme an der mageren Löschgrenze berechnet Levebvre die Aufenthaltszeit im Nachlauf des Staukörpers mit

$$\tau_{AZ} = C_s \cdot \frac{D}{u_{BO}} \quad (57)$$

wobei D eine charakteristische Länge und C_s einen Formfaktor darstellt, dessen Wert von einigen Parametern abhängt, die die Form des Rückströmgebiets im Nachlauf des Staukörpers beeinflussen.

Das Verbrennungszeitmaß τ_c wird in diesen Zeitskalenvergleichen meist über eine Brennstoffumsatzrate eingeführt, die wiederum auf

¹⁹Englisch: lean blow off, lean blow out oder weak extinction

Basis des laminaren 1-D Modells aus Gleichung 22 über die laminare Flammengeschwindigkeit berechnet wird. Für eingeschlossene Staukörperflammen wird C_s durch die geometrische Blockierrate B_a ausgedrückt. Für die Löschgrenze ergibt sich dann das Stabilitätskriterium:

$$\frac{\tau_c}{\tau_{AZ}} = \frac{u_{BO} \cdot a}{D \cdot S_L^2} = C_s \quad \text{bzw.} \quad \frac{\tau_c}{\tau_{AZ}} = \frac{u_{BO} \cdot a}{D \cdot S_L^2} = (1 - B_a) \quad (58)$$

Obwohl beide Zeitmaße aufgrund globaler Näherungen berechnet werden und damit eher eine Abschätzung darstellen, können mit dem Ansatz aus Gleichung 58 gute Übereinstimmungen mit experimentellen Werten erzielt werden, wobei der Faktor C_s erstaunlicherweise in der Größenordnung eins liegt ($1,2 < C_s < 1,6$).

Erweitert man die Gleichung 58 um das Quadrat einer Peclet-Zahl $Pe_{S_L} = D \cdot S_L/a$, die auf Basis der laminaren Flammengeschwindigkeit gebildet wird, so ergibt sich auf der linken Seite eine Peclet-Zahl Pe_u , die sich auf die Strömungsgeschwindigkeit u_{BO} bezieht:

$$\frac{u_{BO} \cdot D}{a} = C_s \cdot \left(\frac{D \cdot S_L}{a} \right)^2 \quad (59)$$

$$Pe_u = C_s \cdot Pe_{S_L}^2$$

Es zeigt sich, dass sich der Ansatz von Zukowski und Marble letztlich auf das Peclet-Zahl-Modell von Putnam und Jensen zurückführen läßt.

Diese Arbeiten legten die Grundlage für zahlreiche weitere Arbeiten zu diesem Thema (z.B. [Min69] [KMR76] [PL92] [HHL94] [Hof94] [HLE98]), wobei das Peclet-Zahl-Modell meist mit allgemeinen Konstanten C und n formuliert wurde, die zum Teil durch Anpassung an experimentelle Ergebnisse bestimmt wurden²⁰:

²⁰Minx bestimmt z.B. für eine staukörperstabilisierte turbulente Diffusionsflamme $C = 2,37 \cdot 10^{-5}$ und $n = 3,68$. Hoffmann [Hof94] ermittelte für drallstabilisierte Vormischflammen die Faktoren und $C = 0,11 - 0,34$ (abhängig von der Drallzahl) und $n = 2$.

$$Pe_u = C \cdot (Pe_{S_L})^n \quad (60)$$

Rawe [RK81] und später auch Hoffmann [HHL94] [Hof94] [HLE98] erweiterten das Peclet–Zahl–Modell auch auf drallstabilisierte Flammen. Bei diesem Flammentyp erfolgt die Stabilisierung der Reaktionszone an einer Rückströmblase (Vortex Breakdown), die durch einen Querschnittssprung in einer Drallströmung induziert wird. Der turbulente Stoffaustausch zwischen der Reaktionszone und den umgebenden Gasen wird maßgeblich durch die von der Tangentialkomponente der Drallströmung induzierte Scherschicht bestimmt. Diese Transportvorgänge beeinflussen wiederum die für die Flammenstabilisierung bedeutenden Faktoren wie Spezieskonzentration (Stöchiometrie) oder Temperaturverteilung. Daher ersetzt Rawe für seine Stabilitätsbetrachtungen die Anströmgeschwindigkeit u_{BO} durch den auftretenden Maximalwert der Tangentialgeschwindigkeit w_{max} . Als charakteristisches Längenmaß wird der Brenneraustrittsdurchmesser D verwendet. Hoffmann verwendet später anstelle der maximalen eine charakteristische Tangentialgeschwindigkeit $w_{char} = u \cdot S_0$, die er über die mittlere Axialgeschwindigkeit und die Drallzahl abschätzt:

$$\begin{aligned} \frac{w_{max} \cdot D}{a} &= C \cdot \left(\frac{S_L \cdot D}{a} \right)^n \\ \frac{u \cdot S_0 \cdot D}{a} &= C \cdot \left(\frac{S_L \cdot D}{a} \right)^n \end{aligned} \quad (61)$$

mit $\tau_{AZ} = \frac{D}{w_{max}}$ bzw. $\tau_{AZ} = \frac{D}{u \cdot S_0}$

Hoffmann [Hof94] zeigt zudem, dass das Peclet–Zahl–Modell, das ursprünglich nur für laminare Prozesse entwickelt wurde, auch für turbulente Flammen anwendbar ist. Er erweitert dazu die laminaren Größen aus Gleichung 61 mit den entsprechenden turbulenten Schwankungstermen (z.B. $a_{eff} = a_{laminar} + a_{turbulent}$) und setzt die turbulente Flammengeschwindigkeit mit $S_T = S_L \sqrt{1 + u'_{rms} \cdot L/a}$

ein. Unter Berücksichtigung der Selbstähnlichkeit turbulenter Strahlen ergibt sich letztlich auch für den turbulenten Fall wieder Gleichung 61.

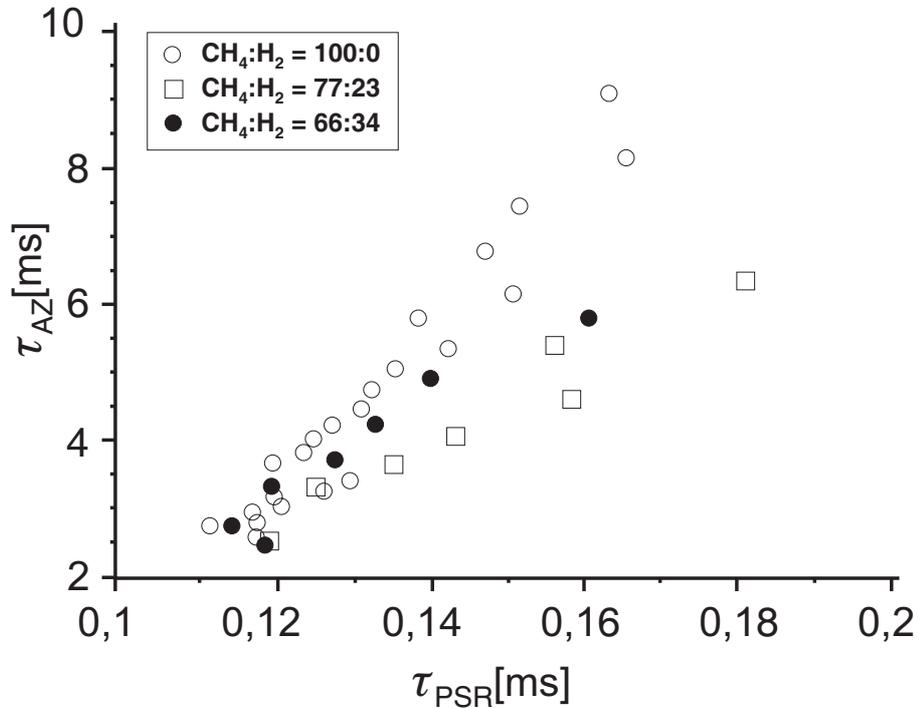


Abbildung 21: Vergleich chemischer und strömungsmechanischer Zeitmaße an der mageren Löschgrenze von Drallflammen für verschiedene H_2 - CH_4 -Luft-Flammen [HLE98].

Während alle zuvor angeführten Beispiele für Zeitmaßvergleiche in vorgemischten Flammen ausnahmslos ein chemisches Zeitmaß auf Basis der Energiebilanz verwenden ($\tau_{CPREMIK}$, τ_{CAZ}), schlägt Hoffmann [HHL94] [Hof94] [HLE98] die Verwendung der kritischen chemischen Zeitmaße auf Basis der Simulation eines perfekt durchmischten Reaktors PSR vor. Mit diesen chemischen Zeitmaßen ergibt sich eine Proportionalität zu den Strömungszeitmaßen, die mit dem theoretischen Ansatz aus Gleichung 61 gut übereinstimmt (Abbildung 21). Für wasserstoffhaltige Brennstoffe zeigt sich allerdings eine geringe Abweichung von Theorie und Experiment [HLE98]. Möglicherweise lassen sich diese Brennstoffeinflüsse darauf zurückführen, dass in den verwendeten Ansätzen die chemischen Zeitmaße unter der Näherung

$Le = 1$ berechnet wurden.

2.3.3 Flammenlöschen durch Wärmeverluste

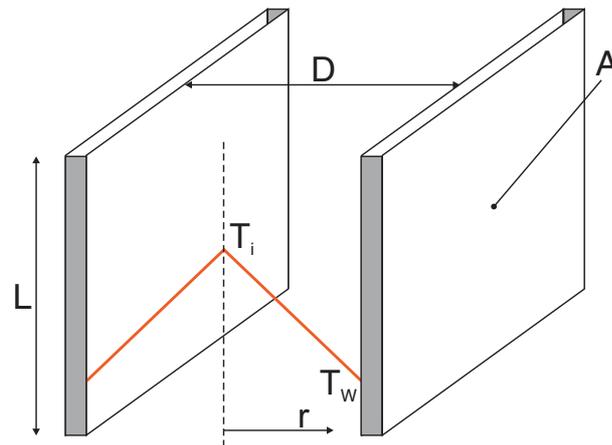


Abbildung 22: Idealisierter Temperaturverlauf bei der Flammenlöschung durch Wandwärmeverluste.

Sowohl das Flammenlöschen durch einen Geschwindigkeitsgradienten in einer laminaren Strömung oder in einem turbulenten Wirbel als auch die Unterdrückung der Reaktion durch zu geringe Aufenthaltszeiten des unverbrannten Frischgases in der Zündzone basieren auf der Vorstellung, dass die chemische Reaktion nicht ausreichend schnell Wärme freisetzt, um Wärmeverluste durch Konvektion oder Flammenstreckung auszugleichen. Das System ist dabei nach außen hin adiabat, die Wärmesenke bildet dabei das Fluid selbst. Ein Löschen der Flamme ist aber natürlich auch durch von außen aufgeprägte Wärmeverluste möglich, z.B. an der gekühlten Wand in einer Rohrströmung oder in kleinen Spalten (Abbildung 22). Hier steht die Reaktionsrate der reagierenden Strömung mit der Wärmeübertragung vom Fluid an die Wand im Wettbewerb. Sinkt die Temperatur im Zentrum eines Spalts der Breite D unter die Zündtemperatur T_i , wird die Flamme erlöschen. Ausgehend von einem linearen Temperaturprofil (Wandtemperatur T_w) in der Strömung gilt für die Wärmeabgabe durch Wärmeleitung:

$$\dot{Q} = \lambda A \frac{dT}{dr} = \lambda A \frac{T_i - T_W}{\frac{D}{2}} \quad (62)$$

Die im Volumen $V = D \cdot A$ von der chemischen Reaktion freigesetzte Energie (siehe Gleichung 10) gleicht an der Löschgrenze gerade die Wärmeleitung aus:

$$\dot{Q} = H_{Br} M_{Br} \dot{\omega}_{Br} V \quad (63)$$

Wird die Reaktionsrate $\dot{\omega} = [X_{Br}]/\tau_c$ ²¹ durch das chemische Zeitmaß nach Gleichung 17 ersetzt, folgt aus den Gleichungen 62 und 63:

$$\tau_c = \frac{D^2}{\lambda} \cdot \frac{H_{Br} M_{Br} [X_{Br}]}{2 (T_i - T_W)} \quad (64)$$

Ersetzt man den Heizwert über eine vereinfachte Energiebilanz durch die spezifische Wärmekapazität und die Differenz zwischen Flammentemperatur und Frischgastemperatur $H_{Br} = c_p \cdot (T_f - T_0)/Y_{Br}$ mit $Y_{Br} = M_{Br}/M_{ges} \cdot X_{Br}$ und $[X_{Br}] = X_{Br} \cdot [X_{ges}] = X_{Br} \cdot \rho_{ges}/M_{ges}$ [Tur00], ergibt sich auf der rechten Seite von Gleichung 65 ein Zeitmaß für die Wärmeverluste durch Wärmeleitung.

$$\tau_c = \frac{D^2}{a} \cdot \frac{(T_f - T_0)}{2 (T_i - T_W)} = \tau_{WL} \quad (65)$$

bzw. $\tau_c \sim \frac{D^2}{a}$

Für die kritische Spaltbreite²² D_{kr} , bei der sich eine Flamme gerade noch ausbreiten kann, gilt mit einem chemischen Zeitmaß $\tau_c = a/S_L^2$:

$$D_{kr} \sim \sqrt{a \tau_c} = \frac{a}{S_L} = \delta_R \quad (66)$$

²¹Diese Näherung gilt streng genommen nur für $X_{Br} \ll X_{Oxidator}$

²²Besonders in der englischsprachigen Literatur existieren für D_{kr} einige alternative Bezeichnungen, z.B. quenching distance, penetration distance oder dead space.

Die kritische Spaltbreite ist damit proportional zur Dicke der Reaktionszone δ_R , wobei der Proportionalitätsfaktor größer eins ist [Tur00]. Nach Berland und Potter [BP55] gilt für den kritischen Wandabstand bzw. Rohrdurchmesser bei der Flammenausbreitung in zylindrischen Rohren:

$$D_{kr_{Rohr}} = \sqrt{\frac{12}{32}} \cdot D_{kr_{Spalt}} \quad (67)$$

Offensichtlich ist dabei die Analogie zur Herleitung der laminaren Flammgeschwindigkeit (Gleichung 21) in Kapitel 2.1.3, die ebenfalls aus einem Gleichgewicht von Wärmefreisetzung und Wärmeleitung basiert, dort allerdings an der Vorwärmzone der Flammenfront.

Zum Abschluss des Kapitels 2.3 soll in Tabelle 2 eine Übersicht über die verschiedenen Zeitmaßvergleiche in Vormischflammen gegeben werden. Da mit Ausnahme der Arbeiten von Hoffmann alle vorgestellten Zeitmaßvergleiche auf der gleichen Definition für das chemische Zeitmaß ($\tau_c = a/S_L^2$) basieren, liegt der wesentliche Unterschied der Zeitskalenvergleiche im jeweils verwendeten Zeitmaß für die Strömung bzw. die Wärmeleitung.

Strömungszeitmaß	Physikalischer Hintergrund	Dimensionslose Kennzahl
$\tau_L = \frac{L}{u'_{rms}}$	Lebensdauer energiereicher turbulenter Wirbel	Da
$\tau_{\lambda T} = \frac{\lambda_T}{u'_{rms}}$	Lebensdauer turbulenter Taylor-Wirbel bzw. turbulente Flammstreckung	K
$\tau_{l_s} = \frac{l_s}{u'_{rms}}$	Lebensdauer turbulenter Kolmogorov-Wirbel	Ka
$\tau_{Streck} = \frac{1}{\frac{du}{dr}}$	Streckung der Flamme durch einen Geschwindigkeitsgradienten	$K, (Pe)$
$\tau_{AZ} = \frac{D}{u_{BO}}$	Aufenthaltszeit in einer Scherschicht oder Flammenstabilisierungszone	(Pe)
$\tau_{WL} = \frac{D^2}{a}$	Wärmeverluste durch Wärmeleitung	-

Tabelle 2: Übersicht über die Zeitskalen für Strömung und Wärmeleitung in laminaren und turbulenten Strömungen

2.4 Rückschlagsmechanismen und Rückschlagsgrenzen von Vormischflammen

In modernen schadstoffarmen Verbrennungssystemen mit stationären Flammen, z.B. in Gasturbinenbrennkammern oder in Heizungsbrennern, wird üblicherweise eine Vormischung von Brennstoff und Luft vorgenommen, um eine ungleichmäßige Brennstoffverteilung zu vermeiden, die u.a. aufgrund lokal höherer Verbrennungstemperaturen zur stärkeren Stickoxidbildung führen würden. Die Vermischung von Brennstoff und Luft erfolgt üblicherweise in einer Mischstrecke, die sich zwischen Brennstoffzufuhr und Brennkammer bzw. Flammenstabilisator befindet. Es besteht jedoch grundsätzlich die Gefahr, dass die Flamme von ihrer Position im stabilen Betriebsfall stromauf in die Mischzone wandert. Dieser Vorgang wird als Flammenrückschlag²³ bezeichnet. Die Fähigkeit, einen Flammenrückschlag zu vermeiden, ist ein wesentliches Sicherheitsmerkmal

²³Englisch: Flashback

eines Brenners.

Um die Flammenrückschlagsgrenzen unterschiedlicher Verbrennungssysteme miteinander zu vergleichen, muss zwischen unterschiedlichen Rückschlagsmechanismen unterschieden werden. Allen Mechanismen gemeinsam ist ein Stromaufwandern der Flamme, wenn die Flammengeschwindigkeit zumindest lokal größer ist als die Geschwindigkeit der Gegenströmung. Existieren in der Mischzone Störungen in der Strömung, z.B. hervorgerufen durch Querschnittssprünge oder Einbauten, können sich dadurch Rückströmzonen ausbilden. Wenn derartige Strömungsablösungen mit der Flammenstabilisierungszone interagieren, ist ein Rückschlagen der Flamme grundsätzlich nicht zu vermeiden. Dieser Fall der Flammenrückschläge soll daher an dieser Stelle nicht weiter vertieft werden. Eine ausführliche Zusammenfassung dazu findet sich bei Plee und Mellor [PM78].

Neben den Strömungsablösungen existieren vier Mechanismen, die zu einem Flammenrückschlag führen können:

- Flammenrückschlag durch laminare oder turbulente Flammenausbreitung in der Kernströmung
- Flammenrückschlag in der Wandgrenzschicht
- Flammenrückschlag durch Verbrennungsschwingungen
- Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen²⁴

2.4.1 Flammenrückschlag in der Kernströmung

Auch wenn in einem stabilen Betriebsfall das Strömungsprofil in der Mischzone ein Stromaufwandern der Flamme verhindert, ist es doch

²⁴Englisch: Combustion Induced Vortex Breakdown, CIVB

möglich, dass aufgrund lokaler Inhomogenitäten in der Brennstoff–Luft–Mischung oder durch Änderung des Betriebspunktes die laminare bzw. turbulente Flammengeschwindigkeit erhöht wird und ein Flammenrückschlag eingeleitet wird [PM78] [Woh53] [Gru58] [KMSS65].

Die Rückschlagsgrenzen einer Flamme in der Kernströmung durch laminare oder turbulente Flammenausbreitung lassen sich beschreiben durch:

$$\begin{aligned} u(x, y, z) &= S_L \\ u(x, y, z) &= S_T \end{aligned} \quad (68)$$

In technischen Verbrennungssystemen spielt der laminare Fall eine untergeordnete Rolle, da dort überwiegend turbulente Strömungen vorliegen. Durch eine einfache Abschätzung läßt sich zeigen, dass im Falle der turbulenten Flammenausbreitung in der Kernströmung ein Flammenrückschlag sehr unwahrscheinlich ist. Gemäß Gleichung 42 ist die turbulente Flammengeschwindigkeit S_T proportional zur turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit u'_{rms} . Für technische Anwendungen, wie u.a. auch in der vorliegenden Arbeit (siehe Abbildung 36), gilt in etwa $u'_{rms} \approx 0,1 \dots 0,3 \cdot \bar{u}$ [Zim02]. Mit Gleichung 42 wird offensichtlich, dass ein Flammenrückschlag nur auftreten kann, wenn für die laminare Flammengeschwindigkeit ungefähr gilt:

$$S_L \geq 0,7 \dots 0,9 \cdot u(x, y, z) \quad \text{bzw.} \quad u(x, y, z) \leq 1,1 \dots 1,4 \cdot S_L \quad (69)$$

Da die laminare Flammengeschwindigkeit bei herkömmlichen Brennstoffen selbst bei hohen Gemischtemperaturen einige m/s nicht übersteigt, z.B. Methan ($\lambda = 1$, $T_{mix} = 450^\circ C$, $S_L = 2,2 \text{ m/s}$ [Pet94]) kann ein Flammenrückschlag nur bei sehr geringen Strömungsgeschwindigkeiten unter $u(x, y, z) \leq 3,1 \text{ m/s}$ auftreten. Für wasserstoffhaltige Brennstoffe verschiebt sich diese Grenze zu höheren Werten von etwa $u(x, y, z) \leq 21 \text{ m/s}$ (z.B. reiner Wasserstoff, $\lambda = 1$, $T_{mix} = 450^\circ C$, $S_L \approx 15 \text{ m/s}$ [Pet94]).

Diese grundlegenden Abschätzungen decken sich mit den veröffentlichten experimentellen Daten. Wohl [Woh53] beschreibt turbulente Flammenrückschläge in der nicht verdrallten Kernströmung von Rohren in einem Bereich von $5 \text{ m/s} \leq \bar{u} \leq 10 \text{ m/s}$ für wasserstoffhaltige Brennstoffe, wogegen für Propan-Flammen Geschwindigkeiten im Bereich von $u \approx 3 \text{ m/s}$ beobachtet wurden.

2.4.2 Flammenrückschlag in der Wandgrenzschicht

Wird in der Mischzone eines Brenners das Rückschlagskriterium aus Gleichung 68 nicht erfüllt, d.h. die Geschwindigkeiten in der Kernströmung liegen über dem Niveau der Flammengeschwindigkeit, ist dennoch ein Flammenrückschlag möglich, da aufgrund der Haftbedingung an der Wand in der Grenzschicht in jedem Fall Geschwindigkeiten unterhalb der Flammengeschwindigkeit auftreten. Eine Flammenausbreitung in der Grenzschicht kann allerdings durch die Streckung der Flamme durch den Geschwindigkeitsgradienten in der Wandgrenzschicht und durch Wärmeverluste an die Wand unterdrückt werden. Wie in den Abschnitten 2.3.1, 2.3.2 und 2.3.3 gezeigt, lassen sich ausgehend vom laminaren Fall für den Flammenrückschlag entlang der Wand zwei Kriterien aufstellen. Der Flammenrückschlag wird durch die Flammenstreckung verhindert, wenn der Geschwindigkeitsgradient groß genug ist, um eine Flammenausbreitung bis zum Wandabstand η_0 zu unterdrücken. Die Voraussetzung hierfür ist, dass bis zum Abstand η_0 die Flammengeschwindigkeit S_L über der Strömungsgeschwindigkeit u liegt (Gleichung 55).

$$g_f = \frac{du}{dr} = \frac{S_L}{\eta_0} \quad (70)$$

Der Flammenrückschlag wird durch Wärmeverluste an eine kalte Wand verhindert, wenn die Strömungsgeschwindigkeit bei einem kritischen Wandabstand $D_{krRohr}/2$ (Gleichung 67) über der Flammengeschwindigkeit liegt.

$$g_f = \frac{du}{dr} = \frac{2 \cdot S_L}{D_{krRohr}} \quad (71)$$

Beide Kriterien für einen Flammenrückschlag entlang der Wandgrenzschicht lassen sich folglich auf den Gradientenansatz zurückführen. Die Grenzen für Flammenrückschläge in der Wandgrenzschicht werden daher üblicherweise in Form von kritischen Gradienten $g_f = \frac{du}{dr}$ angegeben, der, mit Ausnahme von sehr kleinen oder sehr großen Brennern, unabhängig vom Brennerdurchmesser nur eine Funktion der laminaren Flammgeschwindigkeit S_L ist. Auf Basis numerischer Berechnungen erklären Lee und T'ien [LT82] die Abweichungen der Gradiententheorie für kleine Rohrdurchmesser durch das von der Flamme erzeugte Druckfeld im Brenner, das zu einer Beschleunigung der Flamme bis zum fünffachen der laminaren Flammgeschwindigkeit führt. Abbildung 23 zeigt die kritischen Gradienten für eine Erdgas–Luft–Flamme für unterschiedliche Rohrdurchmesser und Brennstoffkonzentrationen²⁵ [LE87]. Typische Werte adiabater Brenner liegen für den stöchiometrischen Fall bei Butan–Luft– und Methan–Luft–Flammen im Bereich $g_f \approx 400 - 600 \text{ 1/s}$ [LE87] [WKG49] [Woh53] [Gru58], für Wasserstoff–Luft–Flammen bei $g_f \approx 2000 - 10000 \text{ 1/s}$ [BP57]. Für Flammen mit reinem Sauerstoff als Oxidator reichen die Werte bis zu $g_f \approx 50000 \text{ 1/s}$ [LE87]. Bei erhöhten Frischgastemperaturen von 400°C werden bei Methan–Sauerstoff–Flammen Gradienten bis zu $g_f \approx 130000 \text{ 1/s}$ erreicht [KMSS65]. Bei $\text{H}_2\text{-O}_2$ -Flammen liegt der kritische Gradient trotz einer dämpfenden Wirkung durch Wärmeabgabe an wassergekühlte Brennerwände bei $g_f \approx 130000 \text{ 1/s}$ [LE87]. Gemäß Gleichung 53 läßt sich der Kehrwert des kritischen Geschwindigkeitsgradienten auch als charakteristisches Strömungszeitmaß auslegen, das für adiabate Methan–Luft–Flammen im Bereich von $\tau = 1,67 - 2,5 \text{ ms}$ liegt. Im Extremfall der Oxidation mit reinem Sauerstoff verkürzt sich dieses Zeitmaß bis zu $\tau = 7,7 \mu\text{s}$.

²⁵Bei einem Brennstoff, konstanter Frischgastemperatur und konstantem Druck ist S_L und damit g_f nur eine Funktion von der Brennstoffkonzentration(siehe Abbildung 23).

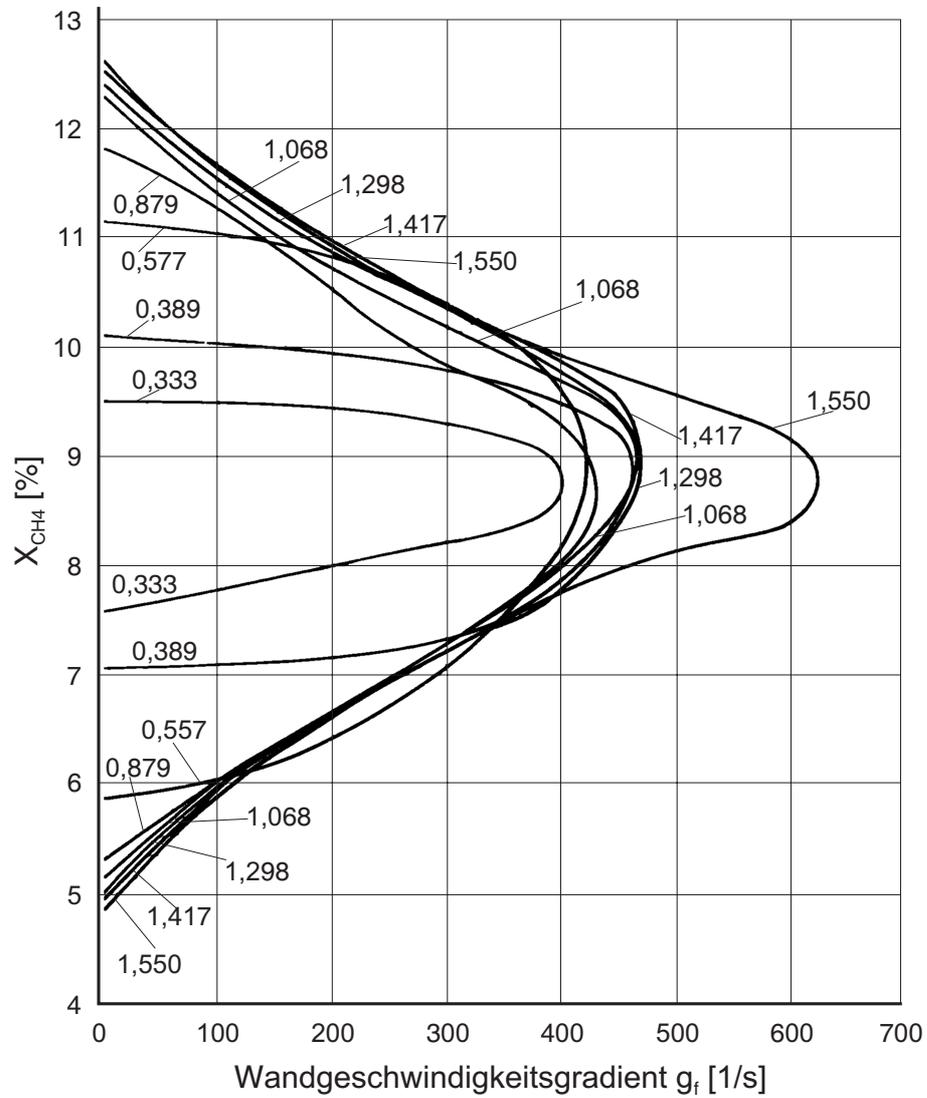


Abbildung 23: Kritische laminare Geschwindigkeitsgradienten g_f für unterschiedliche Rohrdurchmesser D [cm] bei einem Flammenrückschlag in der Wandgrenzschicht [LE87].

Das Peclet–Zahl–Modell von Putnam und Jensen [PJ48] nach Gleichung 56 bietet die Möglichkeit, den Gradientenansatz zu entdimensionieren. Es ergibt sich für den Flammenrückschlag eine kritische Peclet–Zahl auf Basis der laminaren Flammengeschwindigkeit, die nur eine Funktion der Peclet–Zahl der Strömung ist. Es ist daher möglich, in einem Diagramm die Flammenrückschlagsgrenzen z.B. für unterschiedliche Brennstoffe oder unterschiedliche Frischgastemperaturen darzustellen (Abbildung 24). Auch unterschiedliche Brennerdurchmesser lassen sich mit dieser Korrelation erfassen, wobei zu beachten ist, dass der Ansatz nach Gleichung 54 und Gleichung 56 auf eine zylindrische Brennergeometrie beschränkt ist.

Für den Flammenrückschlag entlang der Wand in turbulenten Strömungen ergibt sich in der Literatur kein einheitliches Bild. Fine [Fin58] erhält für verschiedene Brennstoff–Oxidator–Kombinationen zwar im turbulenten Fall höhere kritische Geschwindigkeitsgradienten als im laminaren Fall, vermutet jedoch, dass der Flammenrückschlag nicht in der turbulenten Grenzschicht, sondern in der laminaren Unterschicht abläuft. Khitrin et al. [KMSS65] zeigen später, dass das Peclet–Zahl–Modell auf die laminare Unterschicht in turbulenten Rohrströmungen anwendbar ist, da der kritische Wandabstand (η_0 aus Gleichung 55 bzw. $D_{kr}/2$ aus Gleichung 66), in dem sich eine Flamme ausbeiten kann, kleiner als die Dicke der laminaren Unterschicht δ_L ist.

$$\delta_L = 62,2 \cdot D \cdot Re^{-7/8} = 62,2 \cdot D^{1/8} \cdot \left(\frac{\nu}{u}\right)^{7/8} \quad (72)$$

Mit einem Geschwindigkeitsgradienten an der Wand von $g = 0,023 \cdot \frac{u}{D} \cdot Re^{0,8}$ ist kritische Peclet–Zahl auf Basis der laminaren Flammengeschwindigkeit eine Funktion der Reynolds– und der Prandtl–Zahl:

$$Pe_{S_L} = \sqrt{0,023 \cdot C_\eta \cdot Pr} \cdot Re^{0,9} \quad (73)$$

Poinsot et al. [PHB93] bestätigen den Ansatz von Khitrin et

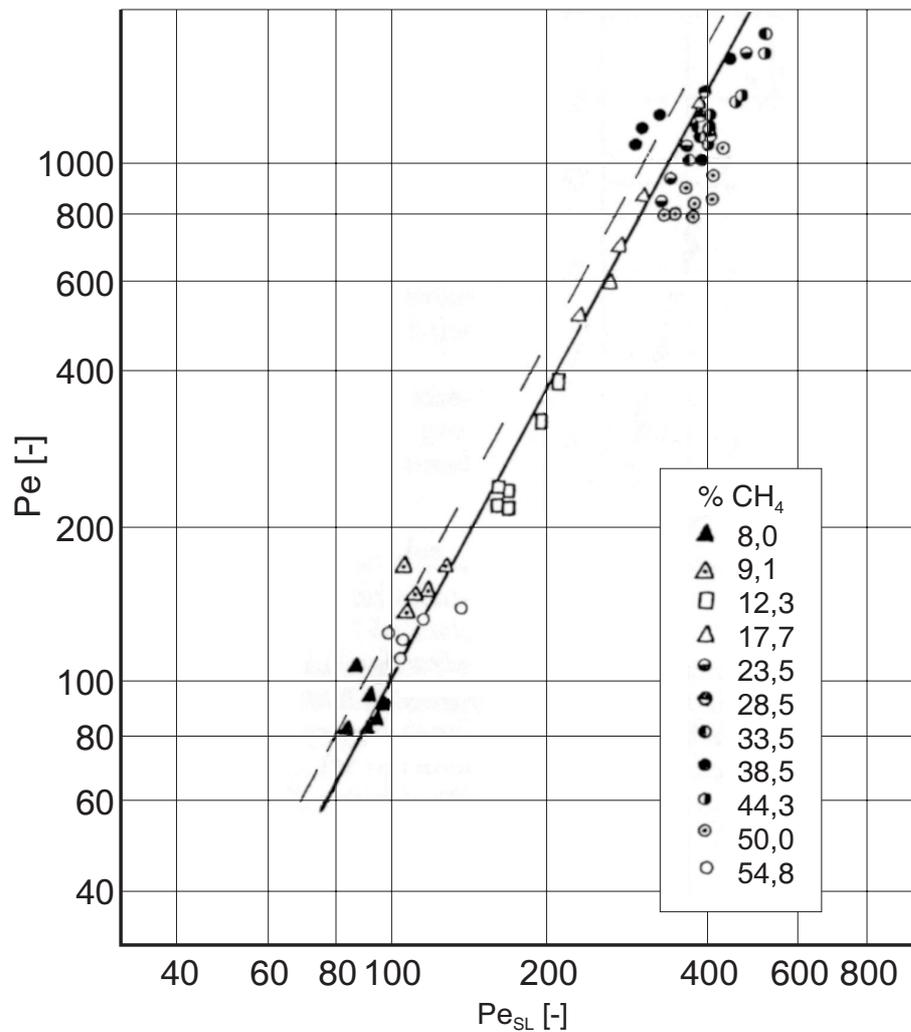


Abbildung 24: Peclet-Zahl-Diagramm für einen Flammenrückschlag in der Wandgrenzschicht. Methan-Luft- und Methan-Sauerstoff-Flammen bei $20^{\circ}C - 400^{\circ}C$ [KMSS65].

al. anhand direkter numerischer Simulationen der Flamme–Wand–Wechselwirkungen in turbulenten Strömungen, wobei nur die Wärmeverluste an die Wand berücksichtigt werden, Streckungseffekte hingegen nicht in die Berechnung eingehen. Kurdyumov et al. [KFL0] berücksichtigen diese Streckungseffekte und kommen mit einer numerischen Studie zum selben Ergebnis, wobei sie zusätzlich zeigen, dass für Brennstoffe mit Lewis–Zahl $Le < 1$ ein Flammenrückschlag bereits bei wesentlich höheren Geschwindigkeitsgradienten auftritt. Interessanterweise verwenden Kurdyumov et al. anstelle des kritischen Geschwindigkeitsgradienten den Karlovitz–Streckungsfaktor K (Gleichung 51) als Kenngröße für die Flammenrückschlagsgrenzen, der in Gleichung 70 eine Proportionalitätskonstante darstellen würde. Auch die experimentellen Ergebnisse von Schäfer et al. [SKW01] lassen sich mit der laminaren Peclet–Theorie beschreiben.

Die numerischen Simulationen von Poinso et al. [PHB93] und Lee et al. [LT82] und auch experimentelle Ergebnisse von Vosen et al. [VGW84] und Schäfer et al. [SKW01] zeigen typische Werte für kritische Peclet–Zahl im Bereich $Pe_{S_L} = 3–16$ (laminar und turbulent). Im Vergleich zu Abbildung 24 fällt auf, dass die Peclet–Zahlen im turbulenten Fall wesentlich niedriger liegen als im laminaren. Während im laminaren Fall der Geschwindigkeitsverlauf in der Wandgrenzschicht durch die Poiseuille–Gleichung berechnet wird (Gleichung 54) und damit der Rohrdurchmesser D die charakteristische Länge bildet, wird die Dicke der laminaren Unterschicht im turbulenten Fall von der Strömungsgeschwindigkeit im Rohr dominiert (Gleichung 72) und ist annähernd unabhängig vom Rohrdurchmesser [KMSS65]. In das turbulente Peclet–Modell geht daher u.a. an Stelle des Rohrdurchmessers die Breite der Flammenlöschungszone als charakteristische Länge ein, was zu den erwähnten kleinen Peclet–Zahlen führt.

Im Widerspruch zu diesen Arbeiten ergeben Messungen von Wohl [Woh53] und Boyer und Friebertshauer [BF57], dass sowohl für Wasserstoff–Isooctan–Luft–Flammen als auch für Propan–Luft–Flammen und Propan–Salpetersäure–Luft–Flammen der kritische

Geschwindigkeitsgradient im turbulenten Fall auf das drei- bis vierfache des laminaren Wertes steigt. Auch Grumer [Gru58] [Gru65] zeigt, dass laminare und turbulente kritische Wandgradienten beim Flammenrückschlag nicht immer übereinstimmen. Er führt dies darauf zurück, dass für große Brennerdurchmesser die laminare Unterschicht δ_L nach Gleichung 72 [KMSS65] [Gru58] kleiner wird als der Wandabstand der Flamme.

2.4.3 **Flammenrückschlag durch Verbrennungsinstabilitäten**

Flammenrückschläge können auch von Druckschwankungen aufgrund von Verbrennungsinstabilitäten, d.h. durch schwankende Wärmefreisetzung in der Reaktionszone hervorgerufen werden. Dabei ist ein Stromaufwandern der Flamme sowohl in der Kernströmung als auch in der in der Wandgrenzschicht möglich [Gui98] [KVK⁺81] [VHO82]. Es können grundsätzlich vier verschiedene physikalische Mechanismen zu Verbrennungsinstabilitäten führen [Sat03].

Ein turbulentes Strömungsfeld erzeugt immer ein breitbandiges Rauschen, dessen Frequenzanteile, die den Eigenfrequenzen des Verbrennungssystems entsprechen, verstärkt werden können. Die Folge sind ausgeprägte Druckspitzen. Kohärente Strukturen, wie sie in Drallströmungen häufig auftreten (z.B. präzessierende Wirbelkerne [SB73]), können beim Erreichen kritischer Strouhalzahlen Instabilitäten auslösen, die den Verbrennungslärm im Bereich der Eigenfrequenzen ebenfalls verstärken. Diese beiden Mechanismen existieren bereits in isothermen Strömungen, beeinflussen jedoch die akustischen Eigenschaften des Verbrennungssystems. Zusätzliche kohärente Strukturen können entstehen, wenn Geschwindigkeitsstörungen Instabilitäten hervorrufen, die sich bei gleicher Phasenlage weiter verstärken. Der vierte Auslöser für Verbrennungsinstabilitäten ist die klassische Selbsterregung, bei der weder der turbulente Lärm noch Periodizitäten eine Rolle spielen.

Keller et al. [KVK⁺81] und Vanefeld [VHO82] beobachten schwingungsinduzierte Flammenrückschläge in einem Kanal mit rechteckigem Querschnitt und mit plötzlicher Querschnittserweiterung. Die durch großskalige turbulente Wirbelstrukturen in der Scherschicht der Strömungsablösung hervorgerufenen Schwingungen erzeugen instabile Strömungs- und Flammenstrukturen, die im Extremfall zur Bildung eines Sekundärwirbels führen, der in der Grenzschicht stromaufwandert und damit einen Flammenrückschlag einleitet. Guin [Gui98] zeigt ebenfalls für einen gasturbinentypischen Drallbrenner, dass die von Verbrennungsinstabilitäten erzeugten Druckschwankungen periodische Verlagerungen der Flamme in die Wandgrenzschicht bewirken, die zu einem Flammenrückschlag führen können.

Eine quantitative Grenze für Flammenrückschläge aufgrund von Verbrennungsschwingungen ist nach Guin [Gui98] erreicht, wenn die Amplitude \hat{p} der Druckoszillationen den dynamischen Druck der Strömung ausgleicht:

$$p_d = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot u^2 = \hat{p} \quad (74)$$

Keller et al. [KVK⁺81] und Vanefeld et al. [VHO82] zeigen jedoch, dass Flammenrückschläge in der von ihnen untersuchten Konfiguration erst ab ca. 4,5 *kPa* auftreten, wohingegen der dynamische Druck am Querschnittssprung, berechnet auf Basis der massenmittelten Geschwindigkeit, etwa bei 50 – 100 *Pa* liegt. Das Flammenrückschlagskriterium nach Gleichung 74 muss daher in Frage gestellt werden. Thibaut und Candel [TC98] konnten mit einer Grobstruktursimulation die experimentellen Ergebnisse von Keller und Vanefeld nachrechnen. Sie geben als Kriterium für den Flammenrückschlag an, dass die maximalen Geschwindigkeitsfluktuationen \hat{u} die lokale Strömungsgeschwindigkeit übersteigen müssen. Mit Hilfe der linearisierten Akkustik folgt dann:

$$\hat{u} = \frac{\hat{p}}{\rho \cdot c} > u \quad (75)$$

Dabei sind c die Schallgeschwindigkeit, \hat{u} und \hat{p} die maximalen Amplituden der Druck- bzw. Schwingungsfluktuationen. Mit Gleichung 75 lassen sich neben den numerischen Ergebnissen von Thibaut und Candel auch die von Keller und Vanefeld experimentell ermittelten Druckschwankungen an der Flammenrückschlagsgrenze erklären.

2.4.4 **Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen**

Der in der vorliegenden Arbeit untersuchte Flammenrückschlag in einem gasturbinentypischen Drallbrenner kann auf keinen der drei zuvor beschriebenen Mechanismen zurückgeführt werden. Ein Flammenrückschlag durch Verbrennungsinstabilitäten kann ausgeschlossen werden, da keine ausreichend starken Druckpulsationen auftreten. Wie Abbildung 25 zeigt, erfolgt die Flammenausbreitung während des Rückschlags entlang der Rohrachse, so dass Prozesse in der Wandgrenzschicht ebenfalls keine Rolle spielen. Da zudem die axiale Geschwindigkeit in der isothermen Strömung die turbulente Flammengeschwindigkeit um ein Vielfaches überwiegt, kann der Flammenrückschlag in diesem Fall auch nicht durch turbulente Flammenausbreitung in der Kernströmung verursacht werden. In den Arbeiten von Fritz et al. [FKS01] [Fri03] und Kiesewetter et al. [KHF⁺03] konnte zum ersten Mal gezeigt werden, dass ein massiver verbrennungsinduzierter Zusammenbruch der Strömung im Mischrohr des Drallbrenners notwendig ist, um eine Flammenausbreitung stromauf in das Mischrohr des Brenners zu ermöglichen²⁶.

Abbildung 25 zeigt Ausschnitte einer Hochgeschwindigkeits-Videsequenz eines derartigen Flammenrückschlags. Zusätzlich sind die zugehörigen Flammenpositionen abgebildet, die von einem optischen Flammensensor (siehe auch Abschnitte 3 und 4.3) über einen längeren Versuchszeitraum aufgezeichnet wurden. Innerhalb einer knappen Sekunde finden zahlreiche stochastische Verlagerungen

²⁶Guin [Gui98] beobachtete in einem Drallbrenner ebenfalls einen Flammenrückschlag entlang der Mischrohrachse, konnte aber die zu Grunde liegenden physikalischen Effekte nicht aufzeigen.

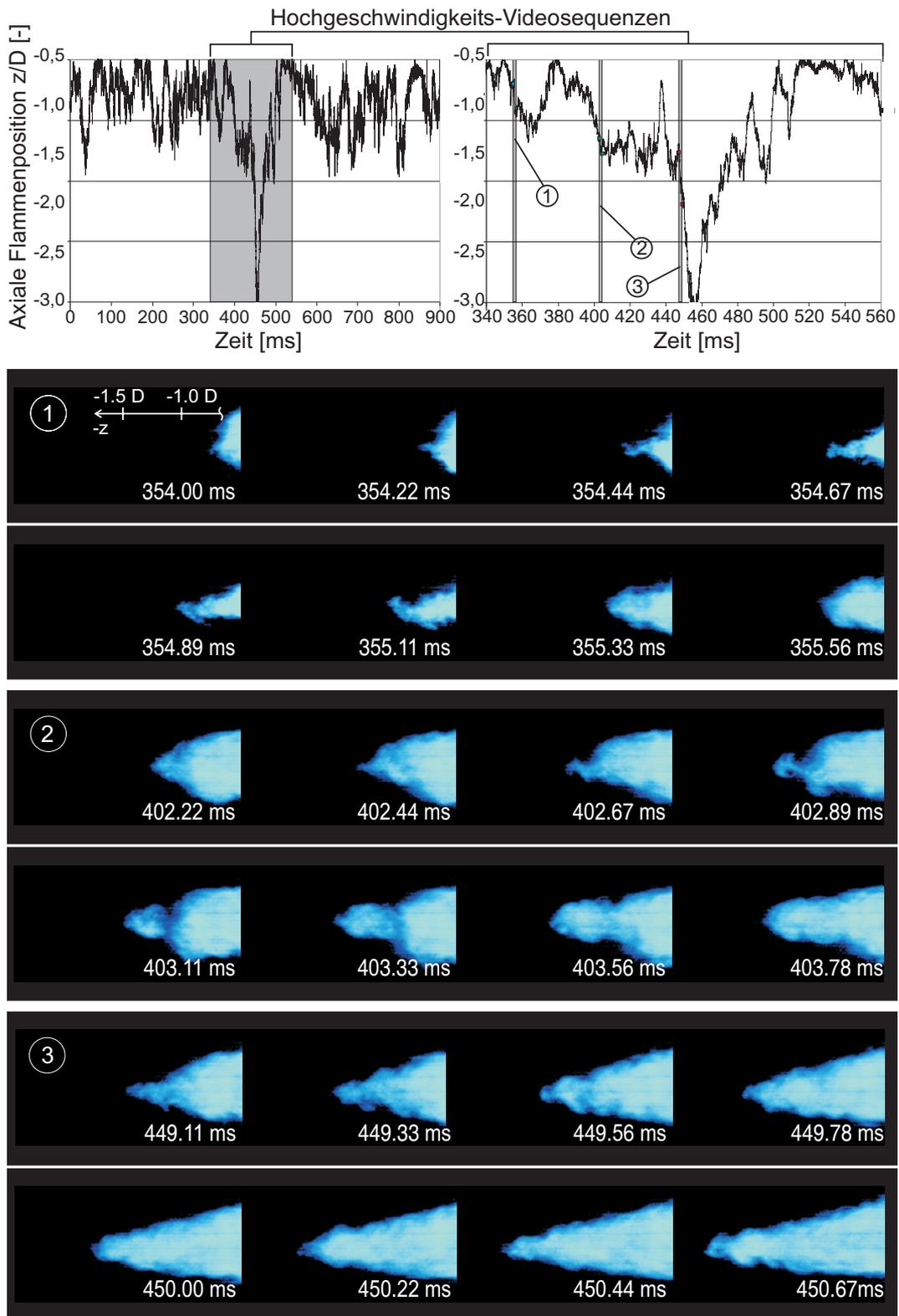


Abbildung 25: Hochgeschwindigkeits-Videosequenz und Zeitverlauf der Flammenposition eines Flammenrückschlags durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen (CIVB).

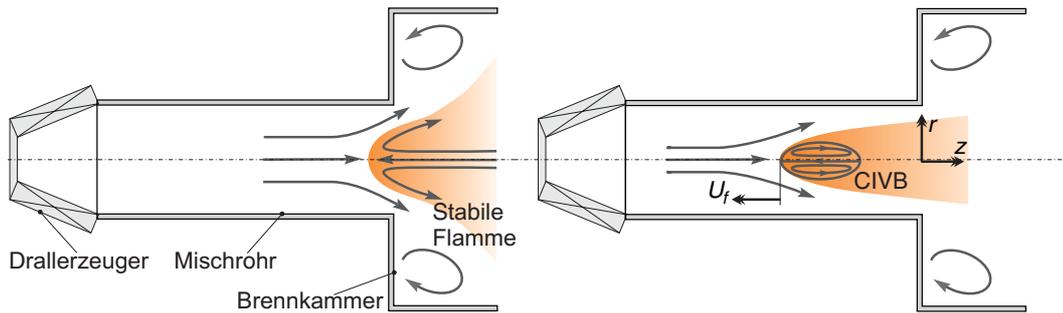


Abbildung 26: Schematische Skizze der Strömungsformen im stabilen Betriebspunkt (links) und beim Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen (rechts) [Fri03].

der Flamme von der Brennkammer in das zylindrische Mischrohr zwischen Brennkammer und Drallerzeuger statt, bis sich die Flamme schließlich am Drallerzeuger stabilisiert. Auf Basis von instationären Geschwindigkeitsmessungen mit Hilfe der Laser-Doppler-Anemometrie konnte die Strömungsform während des Flammenrückschlags, die in Abbildung 26 idealisiert dargestellt ist, rekonstruiert werden [Fri03]. Im stabilen Betriebspunkt wird durch den Querschnittsprung zwischen Mischrohr und Brennkammer ein Aufplatzen der Strömung induziert, das die Ausbildung einer Rückströmzone und dadurch eine Stabilisierung der Flamme am Brennkammereintritt zur Folge hat (Abbildung 26 links). Während des Flammenrückschlags wird durch die Interaktion von chemischer Reaktion und Wirbeldynamik ein Wirbelaufplatzen im Mischrohr induziert (Abbildung 26 rechts). In der dabei entstehenden, stromauf wandernden Rückströmblase kann sich eine Reaktion etablieren, was schließlich zu einem Flammenrückschlag führt. Der physikalische Mechanismus für diesen Rückschlagsprozess wird daher als verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen bezeichnet.

Fritz zeigt, dass die durch divergierende Stromlinien bedingte Umwandlung von axialer Wirbelstärke in azimuthale Wirbelstärke die treibende Kraft für das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen ist. In der isothermen Strömung, wie auch im Fall mit stabiler Verbrennung in der Brennkammer, bewirkt die Krümmung der Stromlini-

en durch den Querschnittssprung am Brennkammereintritt durch Kippen und Strecken der Wirbelfäden eine negative azimuthale Wirbelstärke, die nach dem Biot–Savartschen Gesetz eine negative axiale Geschwindigkeit induziert. Ein Druckanstieg auf der Symmetrieachse ist die Folge. In Achsnähe bildet sich ein Rückströmgebiet aus, die Drallströmung geht von einer geschlossenen in eine annulare Form über. Durch das lokale Gleichgewicht zwischen axialer Strömung und induzierter Gegenströmung entsteht ein Staupunkt, der im stabilen Fall eine feste Position des Wirbelaufplatzens und damit verbunden eine stabile Flammenposition in der Brennkammer gewährleistet (Abbildung 26 links). Wird zur Einleitung eines Flammenrückschlags die Flammenleistung bzw. die Wärmefreisetzung erhöht, wird dieses sensible Gleichgewicht gestört. Die verstärkte Krümmung und Dehnung der Stromlinien bewirkt einen zusätzlichen Druckanstieg auf der Achse im Bereich des Staupunkts der Rezirkulationszone bzw. eine weitere Verzögerung der axialen Anströmung der Rückströmblase und führt in der Folge zu einem Stromaufwandern der reagierenden Rezirkulationszone, bis sich schließlich die in Abbildung 26 rechts skizzierte Strömungsform, das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen, ausbildet.

Nachdem sich eine Rückströmblase im Mischrohr gebildet hat, läuft die Flammenausbreitung in vier Phasen ab, die sich während einer einzigen stromaufgerichteten Flammenbewegung mehrmals wiederholen können. Eine voll ausgebildete stromaufwandernde Rückströmblase (vgl. Abbildung 26 rechts) besteht aus einem näherungsweise gleichmäßig reagierenden, gut durchmischten Gasgemisch (Phase 1, Abbildung 27). Im weiteren Verlauf wird ein Wirbelaufplatzen stromauf der Reaktionszone induziert (Phase 2, Abbildung 28), woraufhin in Achsnähe ein Strahl aus reagierenden Gasen stromauf gesaugt wird (Phase 3, Abbildung 29). Fritz zeigt, dass sich die Produktion negativer azimuthaler Wirbelstärke und die dadurch induzierte Verzögerung der axialen Anströmung besonders im achsnahen Bereich stromauf der Reaktionszone auswirkt. Die in den Abbildungen 28 und 29 dargestellte Ausbreitung der Flamme, insbesondere die Bildung des achsnahen Strahls in Phase 2 und 3, lässt sich so-

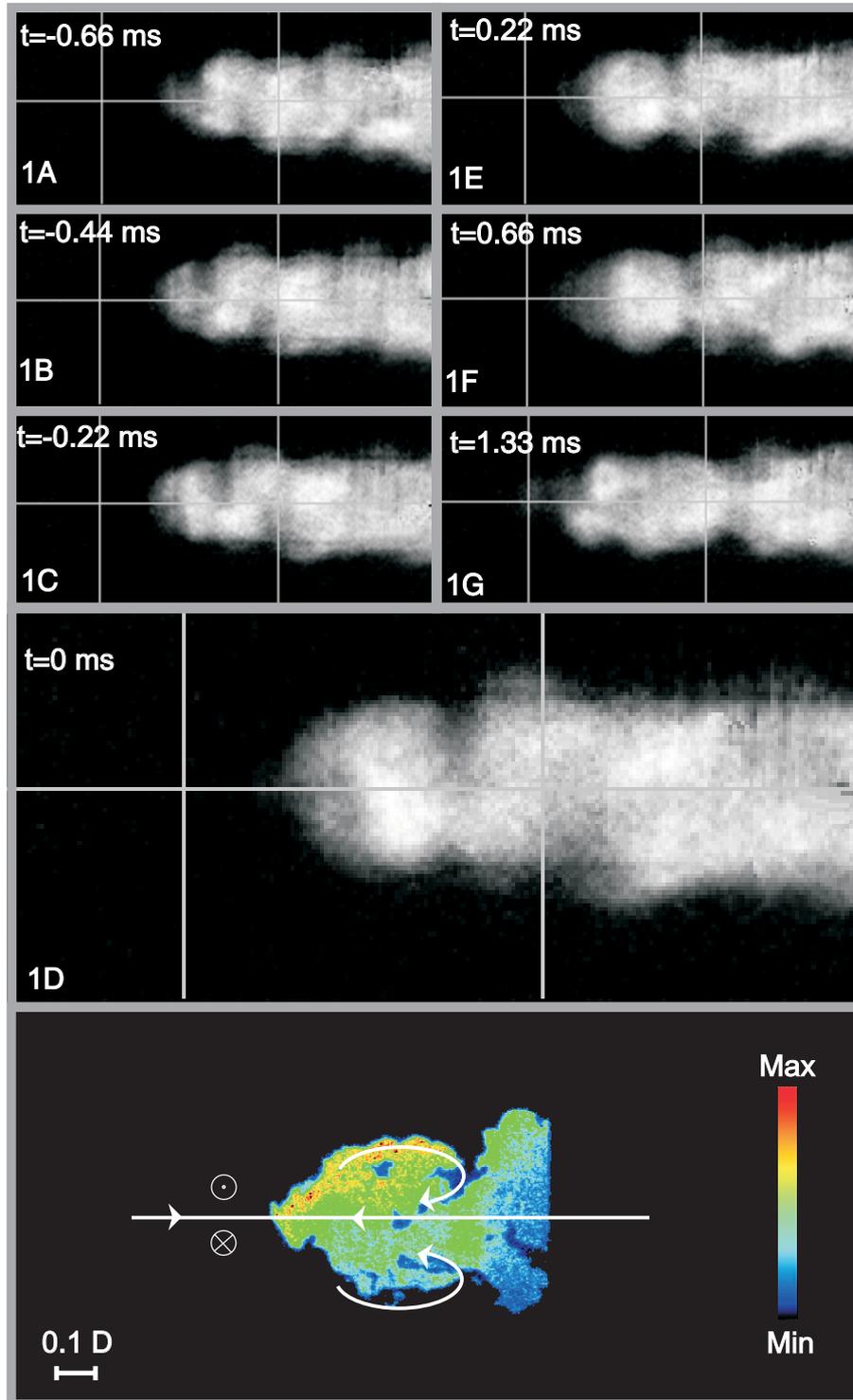


Abbildung 27: Flammenausbreitung beim verbrennungsinduzierten Wirbelaufläufen, Phase 1 [Fri03].

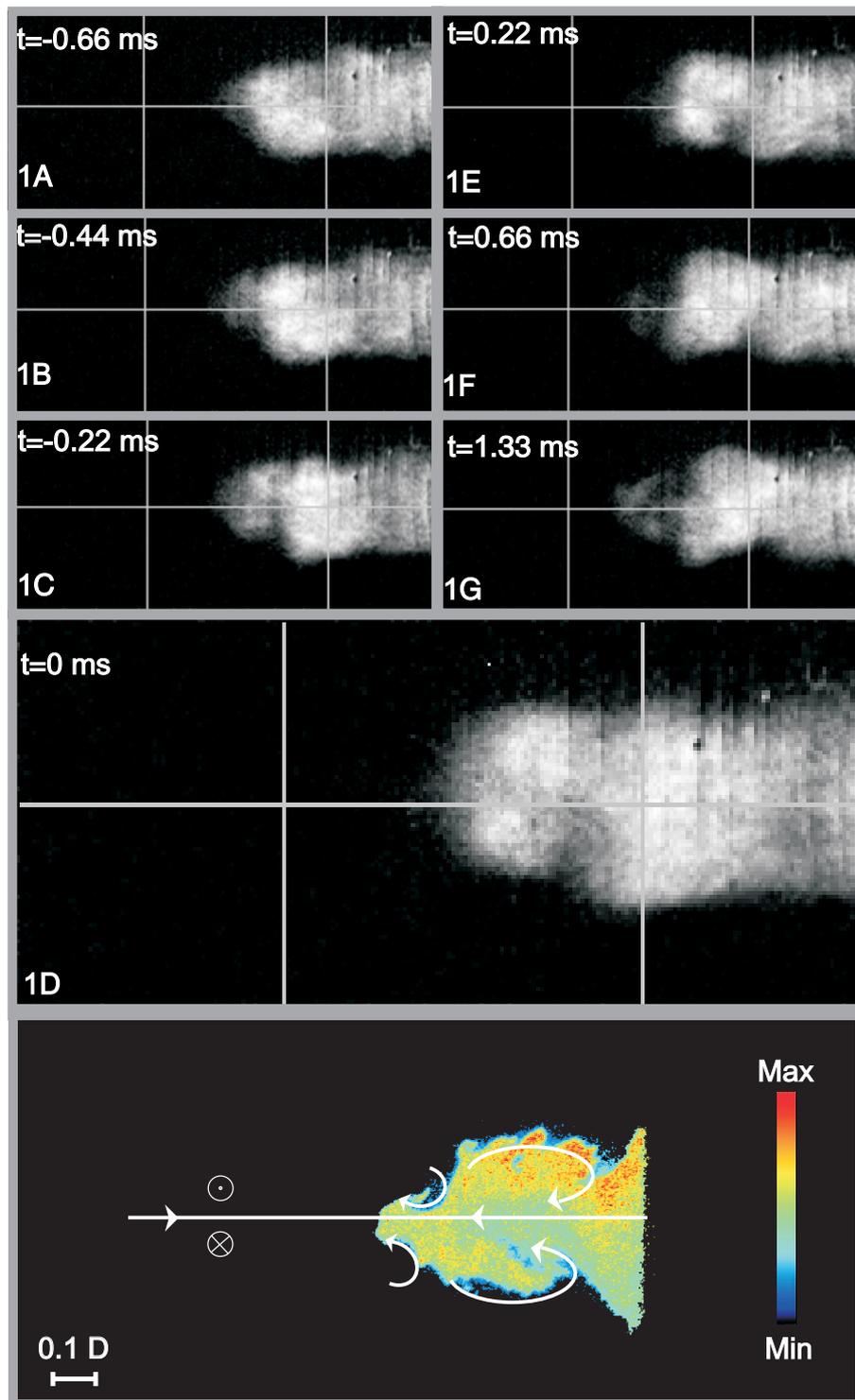


Abbildung 28: Flammenausbreitung beim verbrennungsinduzierten Wirbelauflösen, Phase 2 [Fri03].

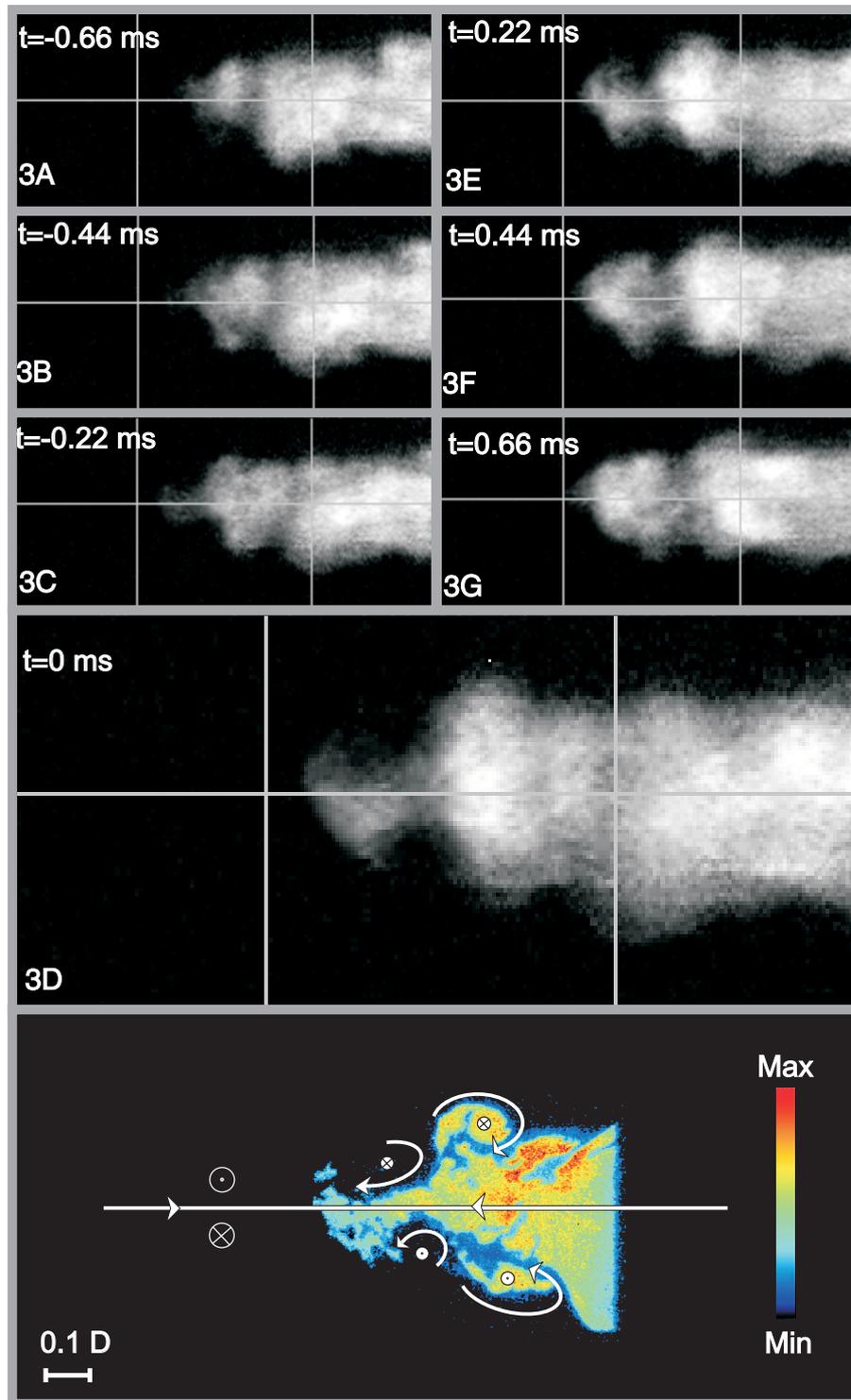


Abbildung 29: Flammenausbreitung beim verbrennungsinduzierten Wirbelauflätzen, Phase 3 [Fri03].

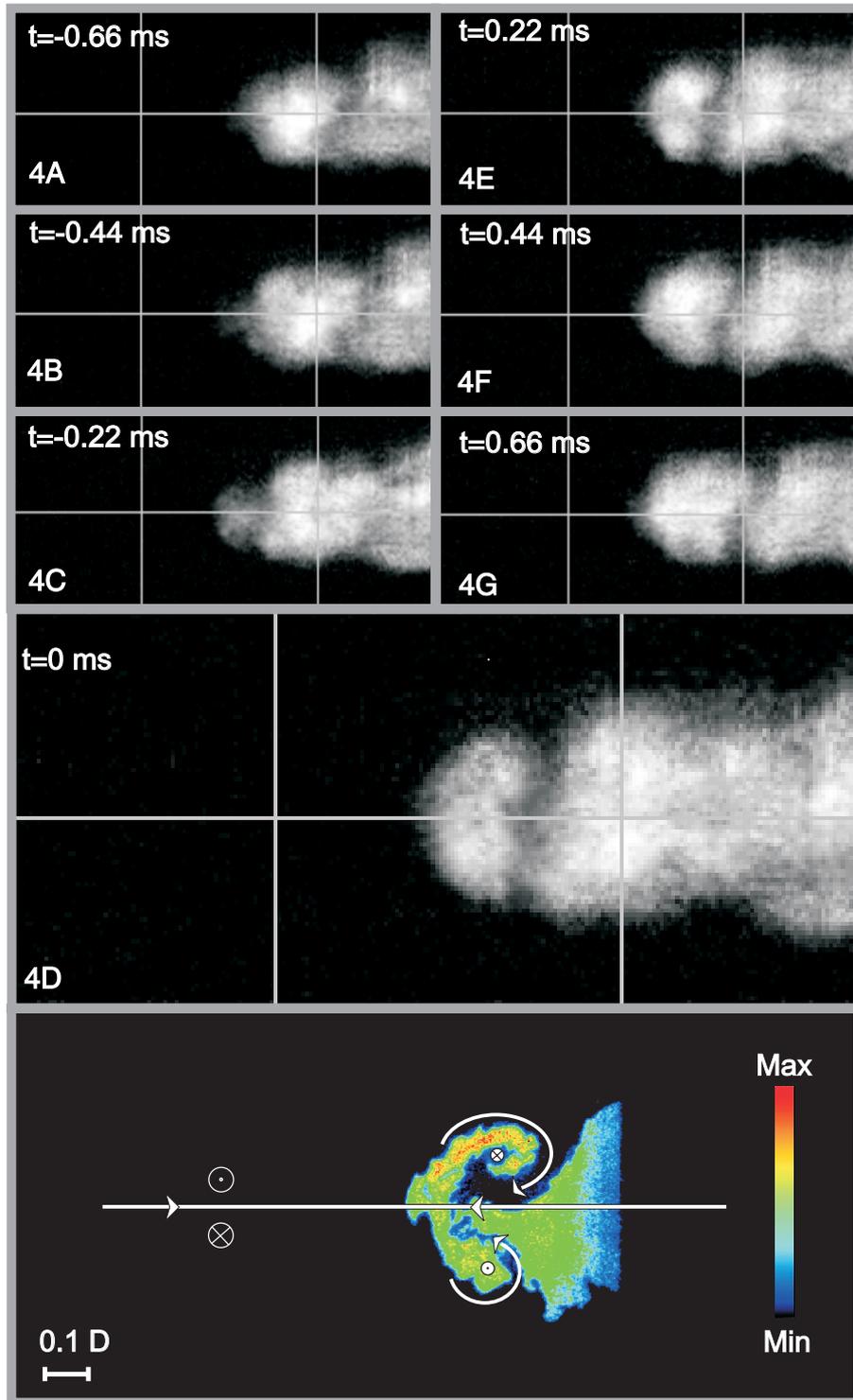


Abbildung 30: Flammenausbreitung beim verbrennungsinduzierten Wirbelauflagen, Phase 4 [Fri03].

mit physikalisch anschaulich erklären. In Phase 4 bildet sich eine symmetrische, reagierende Rückströmzone aus (Abbildung 30), die schließlich komplett ausreagiert und damit wieder in Phase 1 übergeht.

Das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen bewirkt im Endeffekt eine beschleunigte Flammenausbreitung, die in ähnlicher Weise auch schon in generischen Studien zur Flammenausbreitung in Wirbelröhren beobachtet wurde (z.B. [MSMT72], [Cho77], [CJ82], [Ish90], [IHKH98], [AB94], [HNC95], [Ash96], [AWHT97], [UT01]). Diese Studien wurden im Wesentlichen vom Auftreten kleiner Wirbelröhren in turbulenten Strömungen motiviert, die als Ursache der beschleunigten Flammenausbreitung in turbulenten Strömungen gelten. Wie die grünen tubulären Strukturen in Abbildung 31 zeigen, konnten diese Wirbelröhren, deren Durchmesser im Bereich des Kolmogorowschen Längenmaßes l_s und deren Länge im Bereich des Taylor–Mikromaßes λ_T liegt, durch direkte numerische Simulationen nachgewiesen werden [Col03].

Im Vergleich zur vorliegenden Problematik beschränken sich diese generischen Studien allerdings mit wenigen Ausnahmen auf die Flammenausbreitung in freien, nicht eingeschlossenen Wirbelröhren, oft auch ohne eine ausgebildete axiale Strömung. Fritz [Fri03] stellte daher basierend auf den Erhaltungsgleichungen einer reibungsfreien inkompressiblen Strömung eine neue Gleichung für die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit in einer eingeschlossenen Drallströmung auf (Gleichung 76). Für einen Rankine–Wirbel mit axialem Blockprofil existiert eine analytische Lösung:

$$U_f = w_{max} \sqrt{\frac{\eta_2^2 \cdot (\eta_2^2 - 1)^2 \cdot (2\eta_2^2\sigma - \eta_1^2(1 + \sigma))}{\sigma \cdot (\eta_2^4 \cdot (\eta_1^2 - 1)^2 - \sigma \cdot \eta_1^4 \cdot (\eta_2^2 - 1)^2)}} \quad (76)$$

Dabei steht $\eta_1 = 2r_{vc,u}/D$ für den dimensionslosen Wirbelkernradius der isothermen Strömung und $\eta_2 = 2r_b/D$ für den dimensionslosen Radius der Stromfläche, die gerade noch an der Verbrennung teil-

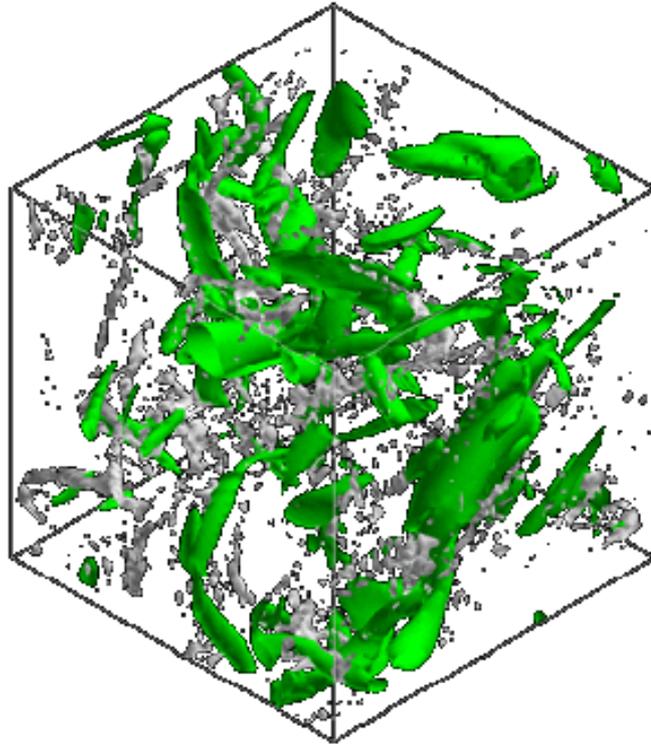


Abbildung 31: Direkte numerische Simulation einer turbulenten Strömung mit der Bildung kleiner Wirbelröhren (grüne Strukturen) [Col03].

nimmt. Nach Gleichung 76 sind die maximale Umfangsgeschwindigkeit w_{max} und das Dichteverhältnis σ die wesentlichen Einflussparameter für die Flammengeschwindigkeiten beim verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen. Es fällt auf, dass das Dichteverhältnis σ in erster Näherung umgekehrt proportional in U_f eingeht. Entgegen der intuitiven Annahme bremst also ein hohes Dichteverhältnis die Flammenausbreitung, wenngleich die Existenz einer Reaktionszone und damit eines Dichteverhältnisses eine notwendige Voraussetzung für den physikalischen Prozess eines verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens bildet.

Da bei einem Flammenrückschlag die Flammengeschwindigkeit U_f zumindest lokal größer sein muss als die axiale Gegenströmung, ist

es wichtig, die Erkenntnisse aus Gleichung 76, insbesondere den Einfluss von w_{max} und σ , bei der Diskussion der Rückschlagsgrenzen in Kapitel 5 zu berücksichtigen.

3 Versuchsanlage

3.1 Aufbau der Versuchsanlage

Für die Untersuchung des Flammenrückschlags in drallstabilisierten Gasturbinenbrennern mit zusätzlicher Mischstrecke wurde eine Versuchsanlage entwickelt (siehe auch [Fri03]), die sowohl die detaillierte Untersuchung der physikalischen Mechanismen des Flammenrückschlags und der Regenerationsfähigkeit des Systems, lokal gezündete Bereiche ausspülen zu können, als auch die Bestimmung der Rückschlagsgrenzen ermöglicht. Insbesondere für die Ermittlung der Rückschlagsmechanismen, wie sie bei Fritz [Fri03] beschrieben sind, aber auch zur Beobachtung der Flammenausbreitung bei lokaler Fremdzündung, war vor allem eine gute optische Zugänglichkeit notwendig, um berührungslose optische Messmethoden wie die Laser-Doppler-Anemometrie, die laserinduzierte Fluoreszenz und verschiedene Videotechniken einsetzen zu können.

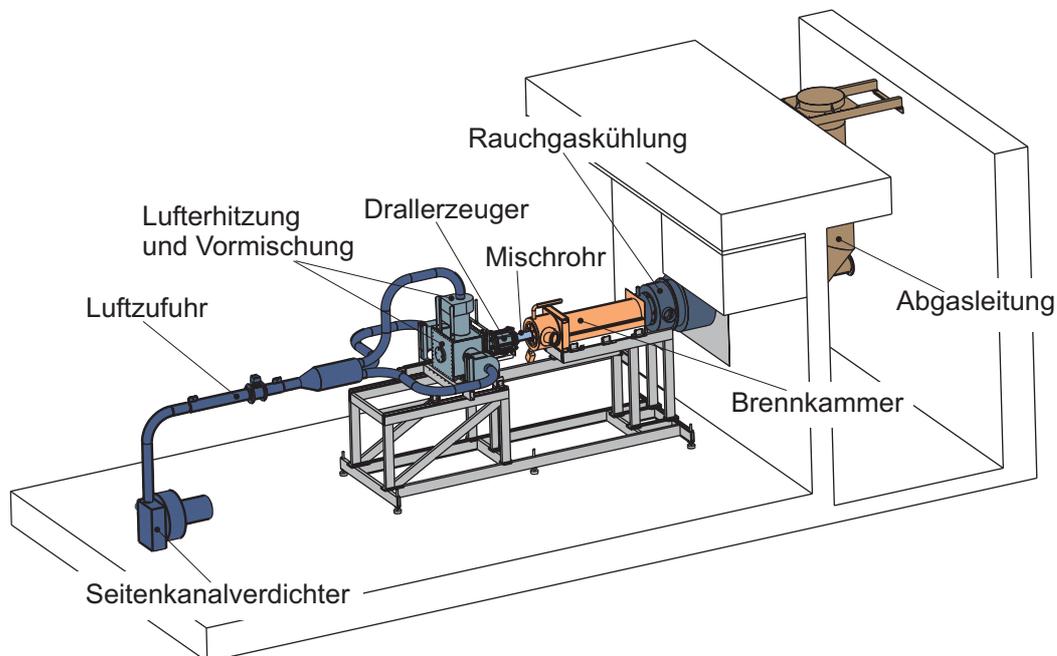


Abbildung 32: Schematische Skizze der Versuchsanlage zur Untersuchung des Flammenrückschlags in gasturbinentypischen Drallbrennern.

Abbildung 32 zeigt die komplette Versuchsanlage. Die Luftzufuhr erfolgt durch einen Seitenkanalverdichter (Rietschle SKP 49033(06)), dessen Drehzahl durch einen extern ansteuerbaren Frequenzumformer geregelt wird. Der Luftmassenstrom wird innerhalb der vorgeschriebenen Vor- und Nachlaufstrecke durch einen thermischen Durchflussmesser (Bronkhorst HiTec IN-FLOW F-106) bestimmt, bevor die Luft in drei Teilmassenströme aufgeteilt wird. Jeder Teilstrom kann in einem elektrischen Lufterhitzer (Leister 40000) mit je 35 kW Heizleistung auf maximal 700°C aufgeheizt werden, wobei die Temperaturen in den Versuchen auf 400°C beschränkt wurden. Die Lufterhitzer sind direkt mit dem eigentlichen Kern der Versuchsanlage verbunden, der im Wesentlichen aus drei Elementen besteht, einer komplexen Mischstrecke, dem Brenner und der Brennkammer (Abbildung 33).

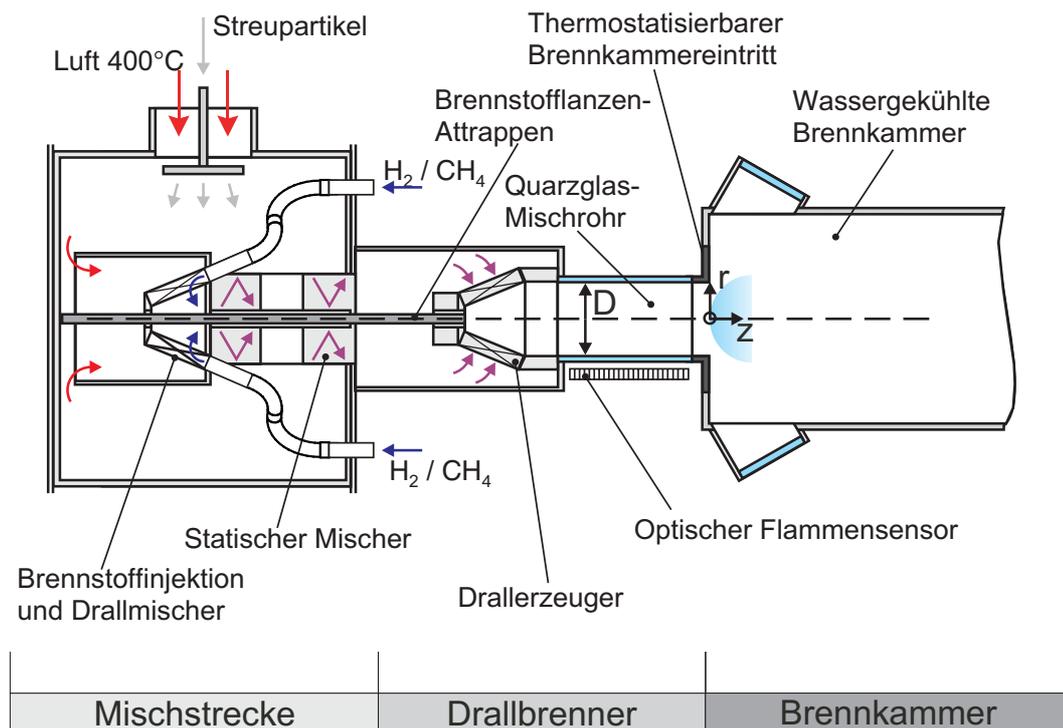


Abbildung 33: Kernkomponenten der Versuchsanlage.

Die Mischstrecke dient zur perfekten Vormischung von Brennstoff und Luft. In einem Drallmischer wird zunächst der Brennstoff eingeblasen. Nach einer kurzen Mischstrecke folgt ein statischer Mischer

Brennstoff	$Y_{CH_4,Br}$	$Y_{H_2,Br}$	$X_{CH_4,Br}$	$X_{H_2,Br}$
1	1.00	0.00	1.0000	0.0000
2	0.95	0.05	0.7047	0.2953
3	0.90	0.10	0.5306	0.4694
4	0.85	0.15	0.4158	0.5842

Tabelle 3: Brennstoffmischungen

(Sulzer). Die feinskalige Mischung übernimmt abschließend ein Lochblech, das auch als Flammensperre zwischen Drallbrenner und Mischstrecke dient. Als Brennstoffe kommen Erdgas, Wasserstoff oder eine Mischung der beiden Gase zum Einsatz, die durch zwei unabhängige thermische Massenstromregler (Bronkhorst HiTec EL-FLOW F-203 (Erdgas), F206 (H_2)) kontrolliert werden. Das Erdgas besteht zu 98,2 Vol% aus Methan mit einer maximalen Schwankung im Methangehalt von $\pm 0,1$ Vol% und kann daher im Folgenden mit guter Näherung als reines Methan behandelt werden. Zur besseren Übersichtlichkeit werden die in den Versuchen dieser Arbeit verwendeten Brennstoff-Mischungen gemäß Tabelle 3 bezeichnet.

In der Mischstrecke kann zudem eine Zufuhr von Streupartikeln erfolgen, wie sie zum Beispiel zur Geschwindigkeitsmessung mit der Laser-Doppler-Anemometrie benötigt werden. Nach der Mischstrecke folgt der Drallbrenner, der aus einem gasturbinentypischen Drallerzeuger mit zylindrischem Mischrohr besteht. Im technischen Einsatz wird der Brennstoff erst im Drallerzeuger eingeblasen. Das zusätzliche Mischrohr führt dann zu einer besseren Durchmischung von Brennstoff und Luft bis zum Erreichen der Brennkammer und zu entsprechend geringen NO_x -Emissionen. Im vorliegenden Fall wurde die zusätzliche komplexe Mischstrecke implementiert, um jeglichen Einfluss der Mischungsgüte auf den Flammenrückschlagsprozess auszuschließen. Der Drallerzeuger und das Mischrohr dienen somit nur zur Erzeugung des Strömungsprofils, das eine Flammenstabilisierung in der Brennkammer ohne weitere Einbauten wie z.B. Staukörper ermöglicht. Auch wenn das Mischrohr in der Versuchsanlage keine Mischfunktion übernimmt, wird im Folgenden diese

Bezeichnung beibehalten. Das Mischrohr besteht aus synthetischem Quarzglas, um neben einer grundsätzlichen optischen Zugänglichkeit auch Experimente mit UV-Licht (laserinduzierte Fluoreszenz, OH-Chemilumineszenz) zu ermöglichen. Unterhalb des Mischrohrs ist ein optischer Flammensensor zur Detektion der momentanen Flammenposition während des Flammenrückschlags angebracht, der in Kapitel 4.3 näher beschrieben wird. Zusätzlich sind an der Brennkammer schräg angestellte Quarzglasfenster eingebaut, die eine Beobachtung der Strömung und der Flamme in der Brennkammer erlauben.

An der Schnittstelle zwischen Mischrohr und Brennkammer wurde eine austauschbare Brennkammervorderkante eingebaut. Neben einem durch eine Luftkühlung thermostatisierten Mischrohr-Brennkammer-Übergang kann so optional auch ein Wasserstoff-Pilotbrenner eingebaut werden. Der Übergang zwischen Mischrohr und Brennkammer wird als Ursprung des zylindrischen Koordinatensystems definiert, das in dieser Arbeit verwendet wird (siehe Abbildung 33). Die axiale Koordinate z weist dabei in Richtung der Hauptströmung. Eine Flamme im Mischrohr wird daher durch axiale Positionen von $z < 0$ gekennzeichnet (siehe Abbildung 25).

Nach Durchströmen des Mischrohres tritt die Brennstoff-Luft-Mischung in die zylindrische Brennkammer ein, in der das Gemisch durch einen Zündbrenner gezündet wird. Der Zündbrenner wird sowohl beim stabilen Betrieb der Brennkammer als auch während der Flammenrückschlagsversuche durchgängig betrieben, um zu vermeiden, dass unverbranntes Gemisch die Brennkammer verläßt. Die Brennkammer wird auf ihrer Innenseite durch zwei konzentrisch angeordnete Keramikrohre gegen thermische Überlastung geschützt. Das innere Rohr steht in direktem Kontakt zur Flamme bzw. den heißen Abgasen und wurde daher aus hochtemperaturbeständigem plasmagespritztem Aluminiumoxid ausgeführt (Plascera Plasmakeramik LWK-205). Die zweite Schicht (Duotherm Duoform 1400S) besteht aus einer Faserkeramik ($Al_2O_3 - SiO_2 - ZrO_2$ -Gemisch) und dient aufgrund seiner sehr niedrigen Wärmeleitfähigkeit als Isolierung zwischen dem Stahlmantel der Brennkammer und den heißen

Abgasen. Die Stirnseite der Brennkammer wurde lediglich durch eine Plasmakeramik-Schicht vor der Flamme geschützt. Der Stahlmantel der Brennkammer ist wassergekühlt, wobei das Kühlwasser in einem engen Ringspalt im Gegenstromprinzip vom Ende der Brennkammer in Richtung des Brenners geführt wird und nach einer Umlenkung auch den feststehenden Teil der Brennkammerstirnseite kühlt.

Aufgrund des hohen Temperaturhubs durch die Verbrennung treten zum Teil erhebliche thermische Ausdehnungen, insbesondere an der Plasmakeramik auf. Zudem schrumpft die Faserkeramik unter langfristiger thermischer Belastung. Am Ende der Brennkammer ist daher ein Federsystem installiert, das die keramischen Flammrohre gegen die vordere Stirnseite der Brennkammer spannt. Sowohl das Federsystem als auch das Abgas werden über ein externes Gebläse mit Umgebungsluft gekühlt, sodass sicher gestellt ist, dass die Abluft im abschließenden Kamin eine Temperatur von ca. 500°C nicht überschreitet. Tabelle 4 zeigt abschließend die Eckdaten der Versuchsanlage.

Luftmassenstrom	50 – 160 g/s
Vorheiztemperatur	100 – 700°C
Druck	atmosphärisch
Nennleistung	200 kW
Spitzenleistung	430 kW

Tabelle 4: Eckdaten der Versuchsanlage.

3.2 Brennerkonfigurationen

In der technischen Anwendung wird im Drallerzeuger auf der Achse eine Brennstoffdüse zur Einspritzung flüssigen Brennstoffs eingebaut. Da im vorliegenden Fall nur gasförmige Brennstoffe verwendet werden, die zudem stromauf des Drallerzeugers bereits in der Mischstrecke der Verbrennungsluft beigemischt werden, entfällt die Brennstoffdüse an dieser Stelle. Eine kreisförmige axiale Aussparung in allen Bauteilen der Mischstrecke einschließlich des Drallerzeugers

ermöglicht die Montage unterschiedlicher lanzenförmiger Einbauten. Für die Flammenrückschlagsversuche können so Brennstofflanzen-Attrappen mit verschiedenen Durchmessern eingebaut werden (siehe Abbildung 33 und 34). Durch diese Lanzen kann die zentrale Bohrung im Drallerzeuger verschlossen werden oder, bei geringerem Lanzen-durchmesser, ein Ringspalt eingestellt werden. Die Strömung durch den Ringspalt bewirkt die Aufprägung eines unverdrallten, axialen Jets im Drallerzeuger. Somit kann über die Lanzen direkt Einfluss auf das Strömungsfeld im Mischrohr genommen werden. Für die Experimente wurden drei verschiedene Lanzendurchmesser verwendet. In Tabelle 5 sind die Ringspaltflächen A bezogen auf die maximale Bohrungsfläche A_{max} aufgelistet (siehe Abbildung 34). Im Folgenden werden diese drei Konfigurationen als Brennerkonfigurationen $BK1$, $BK2$ und $BK3$ bezeichnet.

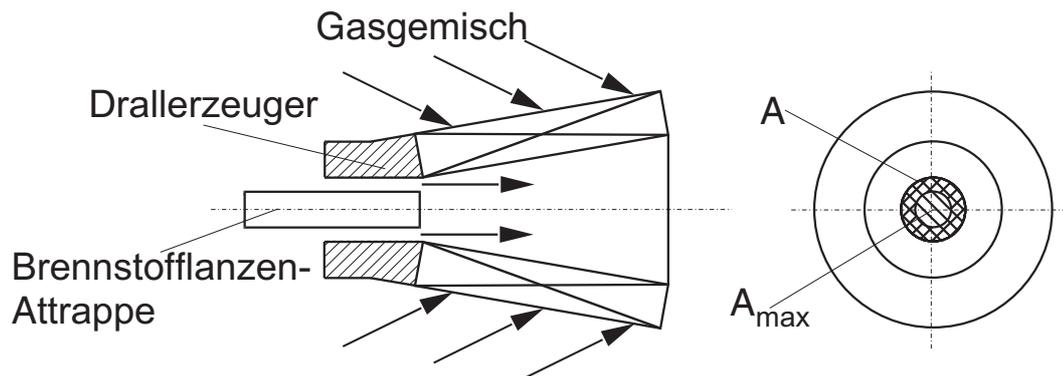


Abbildung 34: Drallbrenner mit einstellbarem zentralem Ringspalt.

Brennerkonfiguration	Verbleibende Restfläche A/A_{max}
$BK1$	0%
$BK2$	21,0%
$BK3$	39,5 %

Tabelle 5: Auf die Bohrungsfläche bezogene verbleibende Ringspaltfläche der verschiedenen Brennerkonfigurationen.

Die stationären, isothermen Strömungsfelder, die sich für diese Brennerkonfigurationen ergeben, wurden von Fritz [FKS00] [Fri03] an der gleichen Versuchsanlage mit Hilfe der Laser-Doppler-Anemometrie

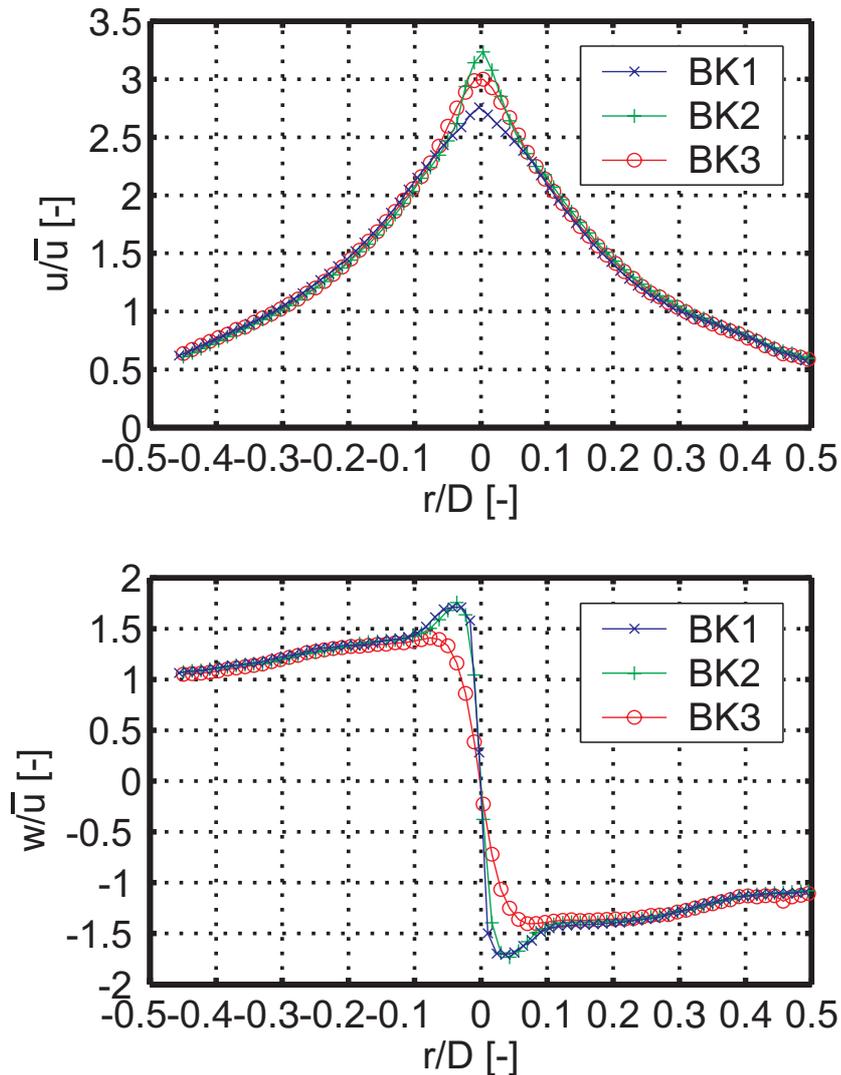


Abbildung 35: Radiale Verteilung der mittleren Axialgeschwindigkeit u (oben) und Tangentialgeschwindigkeit w (unten) an der axialen Position $z = 2,21 \cdot D$ [Fri03].

(LDA) vermessen und im Detail diskutiert. Im nächsten Abschnitt soll daher nur ein kurzer Überblick über die Geschwindigkeitsfelder der drei Brennerkonfigurationen gegeben werden. In den Arbeiten von Fritz [FKS00] [Fri03] wird zudem die Vorgehensweise der Geschwindigkeitsmessung mit der LDA durch gekrümmte Glasflächen beschrieben.

Die radialen Verteilungen der axialen und der tangentialen Geschwin-

digkeitskomponenten u und w an der axialen Position $z = -2,21 \cdot D$ sind in Abbildung 35 normiert mit der massengemittelten axialen Geschwindigkeit \bar{u} bzw. dem Mischrohrdurchmesser D dargestellt. Es zeigt sich ein ausgeprägter axialer Jet auf der Mischrohrachse mit einem starken Abfall der axialen Geschwindigkeit bei größeren Radien. Mit Ausnahme des Bereichs direkt im Wirbelkern decken sich die Geschwindigkeitsprofile der verschiedenen Brennerkonfigurationen. Dies gilt in gleichem Maße auch für die Tangentialgeschwindigkeit. Auffällig ist hier die Überhöhung der Tangentialkomponente für $BK1$ und $BK2$, die sich aber stromab schnell abbaut, sodass sich für diese Konfigurationen qualitativ der selbe Verlauf einstellt wie für $BK3$. Für alle Bereiche im Mischrohr gilt jedoch, dass der Gradient der Tangentialgeschwindigkeit im Wirbelkern mit zunehmender Ringspaltfläche kleiner wird, d.h. für $BK1$ (kein Ringspalt) ergibt sich ein sehr steiler Gradient, während sich bei breitem Ringspalt ($BK3$) der flachste Gradient einstellt. Die maximale Tangentialgeschwindigkeit w_{max} , eine weitere wichtige Größe zur Charakterisierung des Geschwindigkeitsfeldes (siehe Abschnitt 2.4.4), erreicht für Brennerkonfiguration $BK1$ die höchsten und für $BK3$ die geringsten Werte.

Die experimentell bestimmte Drallzahl in der Definition nach Gleichung 77, mit dem Drehimpulsstrom \dot{D} und dem Axialimpulsstrom \dot{I}_z , beträgt für alle Brennerkonfigurationen unabhängig von der axialen Position $S = 0,55$ und kann somit nicht als charakteristische Größe der Brennerkonfigurationen verwendet werden [Fri03].

$$S = \frac{\dot{D}}{R\dot{I}_z} \quad (77)$$

Die Messungen der gemittelten turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen u'_{rms} zeigen einen annähernd konstanten Turbulenzgrad von $Tu = \frac{u'_{rms}}{\bar{u}} \approx 0,2$ (Abbildung 36). Eine Ausnahme bildet der Bereich im Wirbelkern, der höhere Geschwindigkeitsschwankungen aufweist, die aber u.a. auf kohärente Strukturen in der Drallströmung, wie zum Beispiel präzessierende Wirbelkerne, zurückzuführen sind.

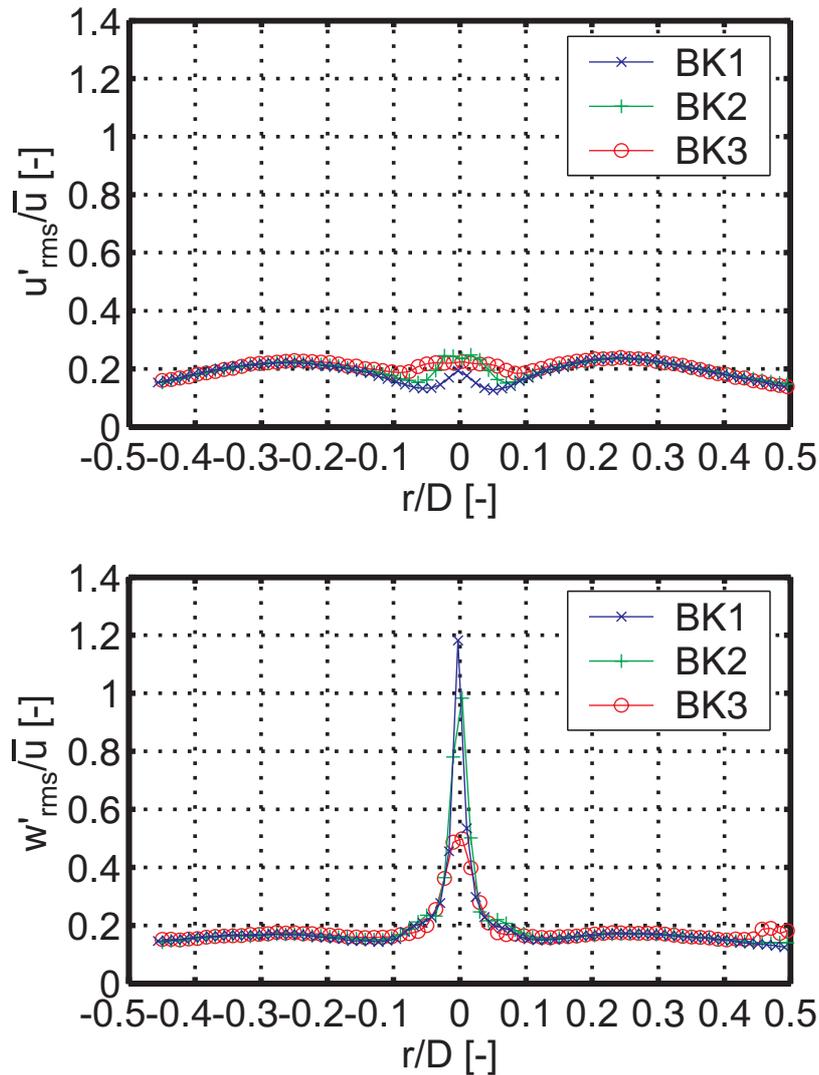


Abbildung 36: Gemittelte Geschwindigkeitsschwankungen der Axialgeschwindigkeit $\frac{u'_{rms}}{\bar{u}}$ (oben) und Tangentialgeschwindigkeit $\frac{w'_{rms}}{\bar{u}}$ (unten) an der axialen Position $z = 21 \cdot D$ [Fri03].

Abbildung 37 zeigt den Verlauf der axialen Geschwindigkeitskomponente entlang der Symmetrieachse im Bereich $-2,55 \cdot D < z < 0,4 \cdot D$ für alle drei Brennerkonfigurationen. Während für Brennerkonfiguration *BK1* bereits bei $z = -1,5 \cdot D$ ein signifikanter Einbruch der axialen Geschwindigkeit stattfindet, bricht die Strömung für die beiden Konfigurationen mit einem Ringspalt am Drallerzeuger wesentlich später ein. Für *BK2* liegt der Staupunkt der Strömung ($u(r=0) = 0$), der den Beginn der flammenstabilisierenden Rückströmzo-

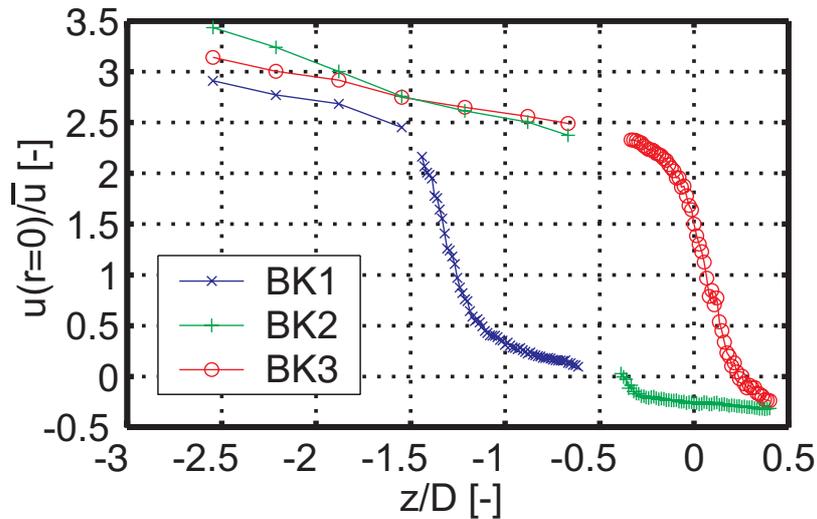


Abbildung 37: Axialer Verlauf der mittleren Axialgeschwindigkeit u [Fri03].

ne kennzeichnet, bei ca. $z = -0,38 \cdot D$ noch leicht innerhalb des Mischrohres, während der Staupunkt bei Konfiguration $BK3$ in die Brennkammer auf $z = +0,25 \cdot D$ verschoben wird²⁷.

3.3 Versuchsablauf

Flammenrückschläge wurden in den vorliegenden Experimenten eingeleitet, indem ausgehend von einer stabilen, mageren Flamme bei gleichbleibendem Luftmassenstrom der Brennstoffmassenstrom kontinuierlich erhöht wurde. Dies führt bei annähernd gleichbleibenden Geschwindigkeiten in Mischrohr und Brennkammer zu einer Absenkung der Luftzahl λ . Der Brennstoffmassenstrom wird dabei solange erhöht, bis sich die Flamme von der Brennkammer stromauf in Richtung Drallerzeuger verlagert und dort im Nachlauf der Drallschaufeln stabilisiert. Der Betriebspunkt für diesen Zustand wird im Folgenden mit einer kritischen Luftzahl λ_{kr} bezeichnet und dient hier als **Definition der Flammenrückschlagsgrenze**. Es gilt zu beachten, dass bereits bei $\lambda > \lambda_{kr}$ Flammenrückschläge in das Mischrohr

²⁷Bei der Betrachtung des Betriebs mit Flamme muss berücksichtigt werden, dass sich im Falle einer reagierenden Strömung, mit einer Stabilisierung der Flamme am Rückströmgebiet, der Staupunkt verschieben kann.

auftreten (siehe Abschnitt 2.4.4). Allerdings ist in diesem Luftzahlbereich die Strömung im Mischrohr noch dazu fähig, die Flamme wieder in die Brennkammer zurückzuspülen. Auch wenn in diesem Fall die Reaktion bereits im Mischrohr einsetzt, führt dieser aufgrund der Flammenausbreitung entlang der Mischrohrachse nicht zu einer thermischen Überbelastung des Brenners. Daher ist die Definition von λ_{kr} als Grenze für einen rückschlagsicheren Betrieb ohne vollständigen Flammenrückschlag geeignet.

Während des Betriebs werden alle wichtigen Parameter, wie Luftmassenstrom, Luftzahl, Brennstoffzusammensetzung und Vorheiztemperatur von einem Steuerungsrechner automatisch geregelt. Zur Kontrolle werden die Temperaturen im Bereich der gesamten Anlage, insbesondere am Mischrohereintritt und -auslass überwacht. Die Luftzahlabenkung zur Einleitung des Flammenrückschlags erfolgt ebenfalls automatisch mit Schritten von $\frac{\Delta\lambda}{\Delta t} \approx 0,01 \frac{1}{s}$ um einen gleichmäßigen und reproduzierbaren Versuchsablauf zu gewährleisten. Durch die Änderung der Luftzahl werden einige wichtigen Einflussgrößen für die Flammenausbreitung in Drallströmungen (vgl. Abschnitt 2.4.4) gleichzeitig geändert. Die komplexe Vernetzung der relevanten Größen zeigt Abbildung 38. So steigt z.B. die adiabate Flammentemperatur T_{ad} und damit das Dichteverhältnis σ über die Flammenfront mit sinkender Luftzahl an. Außerdem wird bei kleineren Luftzahlen die Reaktion beschleunigt, wodurch sowohl die Flammengeschwindigkeiten (S_L, S_T) als auch die Brennstoffumsetzung ($\dot{\omega} \sim \frac{1}{\tau_c}$) gesteigert werden²⁸. Eine Variation des Massenstroms \dot{m} nimmt zwar Einfluss auf die Geschwindigkeiten im Mischrohr, die normierten Geschwindigkeits- und Turbulenzprofile (Abbildung 35 und 36) werden dabei jedoch nicht verändert. Um Einfluss auf die Tangentialgeschwindigkeitsverteilung nehmen zu können, kommen unterschiedliche Brennerkonfigurationen zum Einsatz. Die Frischgastemperatur T_{mix} beeinflusst eine Reihe wichtiger physikalischer

²⁸Durch die erhöhte Brennstoffzufuhr wird die Luftzahl λ zwar abgesenkt, das Brennstoff-Luft-Gemisch also fetter, allerdings verläuft die Verbrennung im gesamten Parameterbereich im mageren Bereich ($\lambda > 1$). Eine Brennstoffzugabe bewirkt demnach immer eine beschleunigte Chemie.

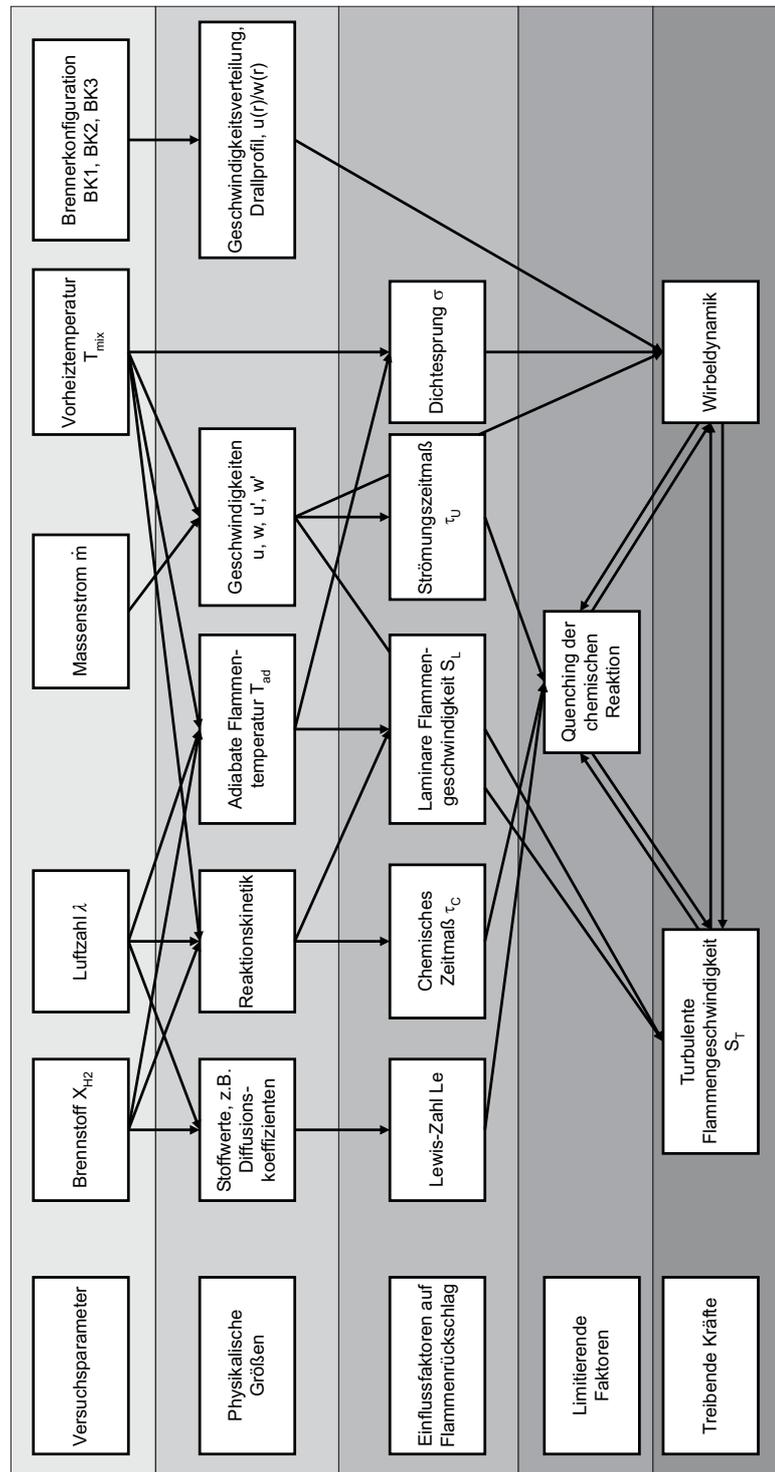


Abbildung 38: Versuchsparameter und ihre Einflussfaktoren auf einen Flammenrückschlag.

Größen des Rückschlagsvorgangs, wie zum Beispiel die Reaktionskinetik, die Flammentemperatur oder die Geschwindigkeiten im Mischrohr. Zudem wird durch T_{mix} auch das Dichteverhältnis σ maßgeblich bestimmt. Der Einsatz unterschiedlicher Brennstoffe ermöglicht schließlich die Untersuchung des Lewis-Zahl-Effekts auf die Flammenrückschlagsgrenzen, wobei gleichzeitig auch Auswirkungen auf die Reaktionskinetik und die Flammentemperatur bestehen. Um trotz dieser komplexen Vernetzung den Einfluss eines einzelnen Parameters auf die Flammenrückschlagsgrenzen identifizieren zu können, wurde eine umfangreiche Parameterstudie mit Variation von Luftmassenstrom, Vorheiztemperatur, Brennstoffzusammensetzung und Brennerkonfiguration durchgeführt.

3.4 Luftzahlbestimmung

Von zentraler Bedeutung für die Bestimmung und Auswertung der Flammenrückschlagsgrenzen ist die exakte Bestimmung der kritischen Luftzahl λ_{kr} . Die Luftzahl wird grundsätzlich von der Anlagensteuerung auf Basis der Messwerte der Massendurchflussmesser bzw. -regler vorgegeben. Da die thermischen Massendurchflussmesser nach Herstellerangaben je nach Betriebspunkt Fehler zwischen $\pm 1\%$ und $\pm 10\%$ aufweisen können, ergibt sich u.U. für die Luftzahlbestimmung nach Gleichung 78 mit dem stöchiometrischen, minimalen Luftbedarf $L_{min,Br}$ [$kmol_{Luft}/kmol_{Br}$] eine maximale Abweichung in λ von über 20%.

$$\lambda = \frac{\dot{N}_{Luft}}{\dot{N}_{Luft_{st\ddot{o}ch.}}} = \frac{\dot{m}_{Luft} \cdot M_{Br}}{L_{min,Br} \cdot \dot{m}_{Br} \cdot M_{Luft}} \quad (78)$$

Nach längerem Betrieb treten zudem weitere Abweichungen von der ursprünglichen Gerätekalibrierung auf, z.B. durch Verschmutzung, Alterung etc.. Es ist daher notwendig, die Luftzahl zusätzlich mit exakteren Messungen zu überprüfen und die thermische Massenstrommessung zu kalibrieren. Zum Einsatz kamen hier sowohl die Gaschro-

matographie als auch eine stationäre Abgasanalyseeinrichtung.

Mit Hilfe eines Perkin Elmer Autosystem XL Gaschromatographen wurde die Brennstoff–Luft–Zusammensetzung über eine Gasentnahme am Übergang zwischen Drallerzeuger und Mischrohr an vier radialen Positionen bestimmt. Für die Ermittlung der Gasgehalte im Chromatographen wurde für alle Gase ein Wärmeleitfähigkeitsdetektor eingesetzt. Neben der Bestimmung der Luftzahl nach Gleichung 79 konnte so zusätzlich die Mischungsgüte im Drallerzeuger überprüft werden.

$$\lambda = \frac{X_{O_2}}{2X_{CH_4} + 0,5X_{H_2}} \Big|_{mix} \quad (79)$$

Abbildung 39 zeigt, dass über den gesamten Querschnitt eine maximale Abweichung vom gemittelten Brennstoffanteil \bar{X}_{Br} von $\pm 2\%$ vorliegt, was in etwa auch der Wiederholgenauigkeit des Messverfahrens entspricht.

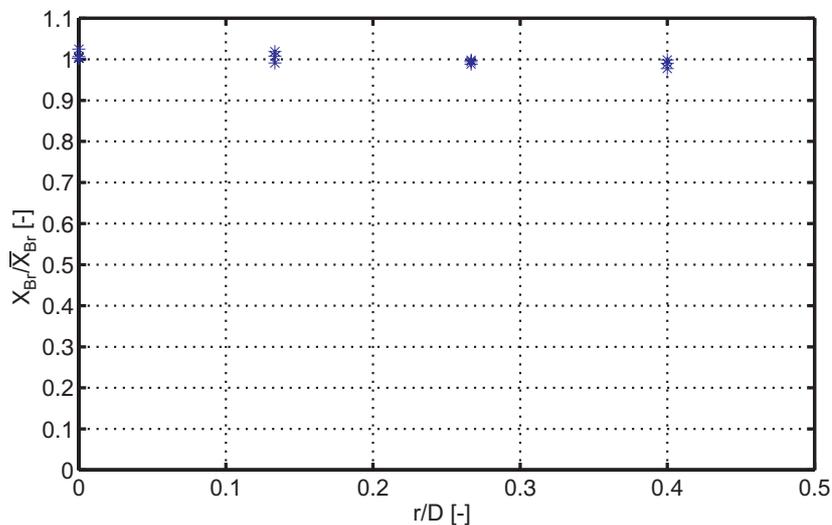


Abbildung 39: Radialer Verlauf der Brennstoffkonzentration am Drallerzeuger–Mischrohr–Übergang.

Redundant zu diesen Messungen wurde die Luftzahl auch über eine Analyse des Abgases bestimmt. Die Messungen erfolgten über

eine stationäre Abgasanalyseanlage, die über eine Sonde in der Brennkammer und eine beheizte Entnahmeleitung einen konstanten Abgasstrom entnimmt. Die Analyseeinrichtung kann über einen Flammenionisationsdetektor die unverbrannten Kohlenwasserstoffe (UHC) und durch einen Chemilumineszenzdetektor die Stickoxide (NO_x) im Abgas bestimmen. Beide Messungen erfolgen am heißen Abgas. Durch eine Abkühlung der Gase auf ca. $2^\circ C$ wird das im Abgas enthaltene Wasser auskondensiert²⁹ und das trockene Abgas den weiteren Detektoren zugeführt. Der Sauerstoffgehalt wird über die paramagnetischen Eigenschaften des O_2 -Moleküls ermittelt. Die Konzentrationen von CO , CO_2 , N_2O , H_2 werden durch Infrarot-Absorptionsdetektoren bestimmt.

Ist die Brennstoffzusammensetzung bekannt, z.B. reines Methan, reiner Wasserstoff oder eine konstante Zusammensetzung C_xH_y , kann die Luftzahl nach den Gleichungen 80-82 aus dem Restsauerstoff im Rauchgas oder alternativ bei kohlenstoffhaltigen Brennstoffen aus dem Kohlendioxidkonzentration im Rauchgas bestimmt werden. Voraussetzung ist in beiden Fällen eine vollständige Verbrennung mit vernachlässigbaren UHC -, H_2 - und CO -Konzentrationen im trockenen Rauchgas ($X_{H_2O} = 0$).

$$\lambda = \frac{2 - X_{O_2}}{2 - 2 \frac{X_{O_2}}{X_{O_2, Luft}}} \Bigg|_{RG} \quad (80)$$

$$= \frac{1 + X_{CO_2}}{2 \frac{X_{CO_2}}{X_{O_2, Luft}}} \Bigg|_{RG} \quad \text{Methan}$$

$$\lambda = \frac{1 - X_{O_2}}{1 - \frac{X_{O_2}}{X_{O_2, Luft}}} \Bigg|_{RG} \quad \text{Wasserstoff} \quad (81)$$

²⁹Bei $2^\circ C$ herrscht ein Sättigungsdampfdruck für Wasser von ca. 7 mbar . Demnach kann in einem Gasgemisch bei dieser Temperatur maximal eine Wasserdampfkonzentration von $X_{H_2O} = 0,007$ vorliegen. Eine weitere Abkühlung ist nicht möglich, da die Messeinrichtungen sonst z.T. vereisen.

$$\lambda = \frac{(x + \frac{y}{4}) - \frac{y}{4} X_{O_2}}{(x + \frac{y}{4})(1 - \frac{X_{O_2}}{X_{O_2, Luft}})} \Bigg|_{RG}$$

$$= \frac{1 + \frac{y}{4} X_{CO_2}}{(x + \frac{y}{4}) \frac{X_{CO_2}}{X_{O_2, Luft}}} \Bigg|_{RG} \quad \text{allgemein } C_x H_y$$

mit $X_{O_2, Luft} = 0,21$

(82)

Im vorliegenden Fall wurden auch Wasserstoff–Methan–Mischungen als Brennstoff verwendet, deren Mischungsverhältnisse durch die thermischen Massendurchflussregler vorgegeben werden. Zur Überprüfung der Luftzahl für diese Mischungen kann allerdings nicht von einem bekannten H_2 – CH_4 –Verhältnis ausgegangen werden, da die Daten der Durchflussregler nicht in die Berechnung eingehen dürfen. In diesem Fall muss die Luftzahl aus den Rauchgaskonzentrationen von Sauerstoff und Kohlendioxid berechnet werden:

$$\lambda = \frac{1 - X_{CO_2} - X_{O_2}}{1 - X_{CO_2} - \frac{X_{O_2}}{X_{O_2, Luft}}} \Bigg|_{RG} \quad (83)$$

Die Gleichungen 80-83 bieten somit die Möglichkeit, die thermischen Massendurchflussmesser nachträglich zu überprüfen und ggf. neu zu kalibrieren.

Die Luftzahlen, die mit Hilfe der Abgasanalyse bestimmt wurden, stimmen mit den Werten aus der Gaschromatographie mit einer Abweichung von $\pm 2\%$ überein. Dieser Wert liegt im Bereich der Wiederholgenauigkeit der einzelnen Messverfahren. Berücksichtigt man die Tatsache, dass hier zwei vollkommen unabhängige Messverfahren verwendet wurden, die zum einen das Frischgas vor der chemischen Reaktion, zum anderen das Rauchgas analysieren, kann diese Übereinstimmung als exzellent bezeichnet werden. Es ist anzumerken, dass mit den beschriebenen Methoden nur das Verhältnis zwischen Luft und Brennstoff kalibriert wurde, nicht jedoch die abso-

luten Massenströme. Die Überprüfung mit einer Normblende (DIN 1952) bestätigte die Messwerte der thermischen Massenstrommesser mit weniger als 3% Abweichung.

3.5 Laserzündung

Neben der Ermittlung der Flammenrückschlagsgrenzen war ein Ziel dieser Arbeit, die Regenerationsfähigkeit des Brenners zu untersuchen, d.h. inwieweit bereits gezündete Bereiche von der Drallströmung wieder ausgespült werden können bevor sich eine stabile Verbrennung im Mischrohr etabliert. Zu diesem Zweck musste ein möglichst variables Zündungssystem am Mischrohr installiert werden, um verschiedene axiale oder radiale Zündpositionen zu ermöglichen. Ein Hochspannungszündsystem benötigt immer Elektroden, die bei einer Zündung in der Nähe der Rohrachse immer eine Störung des Strömungsfeldes bewirken können. Aus diesem Grunde wurde zur lokalen Fremdzündung ein Laserzündungssystem verwendet, das eine Zündung ohne störende Einbauten am Brenner ermöglicht.

Durch die Fokussierung eines gepulsten Lasers mit hoher Pulsenergie entstehen im Strahlfokus extrem hohe Leistungsdichten bis hin zu 300 TW/cm^2 . Die Absorption mehrerer Photonen innerhalb kurzer Zeit führt zur Ionisierung einiger weniger Gasmoleküle. Dabei entsteht im Fokus, ähnlich wie bei einer herkömmlichen elektrischen Funkenzündung, ein Plasma. Freie Elektronen werden durch das starke elektrische Feld im Strahlfokus zusätzlich beschleunigt und können zu einer weiteren Anregung oder Ionisierung anderer Gasatome beitragen, eine sogenannte Kaskadenionisierung ist die Folge. Die Rekombination der Gasmoleküle erfolgt unter Abgabe von Strahlung (sichtbarer Funken) und Wärme, wodurch eine Zündung des fokushen Gasgemisches erfolgt. Freie Elektronen und Radikale aus dem Gasplasma unterstützen die Zündung zusätzlich. Eine ausführliche Beschreibung der physikalischen Vorgänge bei einem laserinduzierten Gasdurchschlag findet sich u.a. bei Morgan [Mor78].

Um mit einem Laserpuls zuverlässig einen Gasdurchschlag zu erreichen, muss die Leistungsdichte \dot{P} im Laserfokus einen Schwellenwert erreichen. Die Leistungsdichte berechnet sich aus der Pulsenergie E_{Puls} , der Pulsdauer t_{Puls} und der Querschnittsfläche A_{Fokus} des Laserstrahls im Fokus:

$$\dot{P} = \frac{E_{Puls}}{t_{Puls} \cdot A_{Fokus}} \quad (84)$$

Gleichung 84 zeigt, dass die Leistungsdichte vor allem durch eine Minimierung der Querschnittsfläche A_{Fokus} erreicht werden kann, da sowohl E_{Puls} als auch t_{Puls} vom zur Verfügung stehenden Laser begrenzt werden. Der minimale Radius r_{min} der Strahltaile eines fokussierten Laserstrahls beträgt

$$r_{min} = \frac{\lambda \cdot f'}{\pi \cdot r_0} \quad (85)$$

und hängt neben der Wellenlänge λ und dem Ausgangsradius r_0 des Laserstrahls auch von der Brennweite f' der Fokussierlinse ab. Die in der Literatur angegebene Werte für die zur Erzeugung eines Gasdurchschlags notwendigen Leistungsdichte unterscheiden sich zum Teil erheblich. Tabelle 6 zeigt eine Auswahl an Literaturdaten, die sich auf einen Gasdurchschlag im Allgemeinen oder auf einen Gasdurchschlag zur Zündung eines Gasgemisches beziehen, im Vergleich zu der in der vorliegenden Arbeit verwendeten Konfiguration.

Für die Laserzündung wurde hier ein Nd:YAG Laser (New Wave Research Gemini PIV 200-15) mit einer Pulsenergie von $E_{Puls} = 200 \text{ mJ}$, einer Pulsdauer von $t_{Puls} = 10 \text{ ns}$ und einem Strahlradius von ca. $r_0 \approx 3 \text{ mm}$ bei $\lambda = 532 \text{ nm}$ eingesetzt. Mit einer Fokussierlinsenbrennweite von $f' = 100 \text{ mm}$ ergibt sich ein rechnerischer Strahltaillenradius von $r_{min} \approx 1,4 \text{ }\mu\text{m}$ bzw. eine Leistungsdichte von $\dot{P} \approx 3,2 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$. Mit dieser Konfiguration kann ein Gasdurchschlag erzeugt werden, der zuverlässig zu einer Zündung im Mischrohr führt. Auf eine Aufweitung des Laserstrahls vor der Fo-

Gas	Lasertyp	Wellenlänge [nm]	Pulsdauer [ns]	Fokusburchmesser [μm]	Brennweite [cm]	Leistungs- dichte [W/cm ²]	Quelle
H ₂	KrF- Excimer	248	20	—	20 - 96	$2,5 \cdot 10^{11} - 4,5 \cdot 10^{13}$	[YH96]
N ₂ , H ₂	Rubin	694	50	—	2	$1,5 \cdot 10^6$	[Min64]
Luft	CO ₂	10600	50 - 200	100 - 1000	2,5 - 13	$1 - 3 \cdot 10^9$	[Smi71]
Luft	CO ₂	10600	cw	560	14 - 50	$10^4 - 10^7$	[SF73]
CH ₄ - Luft	Nd:YAG	532	7	—	50	$6 \cdot 10^8$	[MM97]
N ₂ , O ₂	Nd:YAG, Rubin, Nd:glass	530, 690, 1060	$7 - 25 \cdot 10^{-3}$	—	3,8 - 6,6	$0,3 - 8 \cdot 10^{14}$	[Dew78]
N ₂	Rubin	690	0,05 - 200	div.	div.	$4,5 \cdot 10^9$	[Mor78]
H ₂	CO ₂	1060	200	div.	div.	$4,5 \cdot 10^9$	[Mor78]
Propan- Luft	Nd:YAG	532	10	5,6	200	$1,26 \cdot 10^{14}$	[HWS ⁺ 99]
Propan- Luft	Nd:YAG	532	8	13	75	$1,3 \cdot 10^{12}$	[SMF ⁺ 95]
Methan- Luft	Nd:YAG	532	10	6	10	$3,2 \cdot 10^{14}$	Vorliegende Arbeit

Tabelle 6: Literaturvergleich der Leistungsdaten für einen laserinduzierten Gasdurchschlag durch Fokussierung eines Laserstrahls.

kussierung, was zu einem kleineren Tailenradius führen würde (Vgl. Gleichung 85) konnte daher verzichtet werden.

Vor allem bei der Zündung im wandnahen Bereich muss bei der Fokussierung des Laserstrahls darauf geachtet werden, dass der Laser beim Durchtritt durch das Mischrohr eine möglichst geringe Leistungsdichte aufweist (große Durchtritts-Querschnittsfläche an der Mischrohrwand), um eine zu große lokale Lichtabsorption und damit eine Beschädigung im Glas zu vermeiden. Die Brennweite $f' = 100 \text{ mm}$ der Fokussierlinse bietet einen ausreichend großen Aperturwinkel, so dass eine Zündung bis zu einem minimalen Wandabstand von ca. $0,1 \cdot D$ möglich war.

Bei den Versuchen mit Laserzündung wurden die Chemilumineszenz-Aufnahmen durch das TTL-Ausgangssignal des Lasers ausgelöst, das mit einer variablen Verzögerung im μs -Bereich versehen werden konnte.

4 Optische Messtechnik

4.1 Laserinduzierte Fluoreszenz

Laserspektroskopische Messverfahren, zu denen auch die laserinduzierte Fluoreszenz zu zählen ist, sind in der Naturwissenschaft eine weitverbreitete Methode u.a zur Konzentrationsmessung in Gasen und Flüssigkeiten. Die Laserspektroskopie beruht allgemein darauf, das zu untersuchende System mit Laserlicht zu beleuchten und anschliessend die vom System emittierte Strahlung zu analysieren.

Zunächst sind grundsätzlich zwei Effekte zu unterscheiden. Werden die Photonen des einfallenden Laserlichts durch Reflexion an Teilchen gestreut oder durch die Änderung der magnetischen und elektrischen Felder in der Nähe eines Teilchens abgelenkt, ohne dass dabei ein Energieaustausch zwischen Photon und Teilchen stattfindet, so spricht man von elastischer Streuung, da die Wellenlänge des gestreuten Lichts der des einfallenden Lichts entspricht. In diesem Fall liegt die Teilchengröße im Bereich der Wellenlänge der einfallenden Strahlung. Dieses Messprinzip wird als Mie–Streuung bezeichnet und häufig zur Detektion von Flüssigkeitströpfchen oder Ruß angewandt.

Im zweiten Fall wird das einfallende Photon von den zu untersuchenden Teilchen zunächst absorbiert, wobei die Teilchen, z.B. Atome oder Moleküle, wesentlich kleiner sind, als die Wellenlänge des Lichts. Die dabei dem Teilchen zugeführte Energie wird kurz danach durch Emission von Photonen wieder abgegeben. Auch wenn in diesem Fall eigentlich ein Absorptions–Emissions–Prozess vorliegt, wird hier dennoch häufig von Streuung gesprochen, da die beiden Effekte von außen betrachtet nicht zu trennen sind. Es wird dann unterschieden zwischen einer elastischen Streuung (z.B. Rayleigh–Streuung), bei der die Wellenlängen der absorbierten und der emittierten Strahlung identisch sind, und einer unelastischen Streuung (z.B. Raman–Streuung, laserinduzierte Fluoreszenz), bei der eine Frequenzverschiebung zwischen beiden Wellen stattfindet.

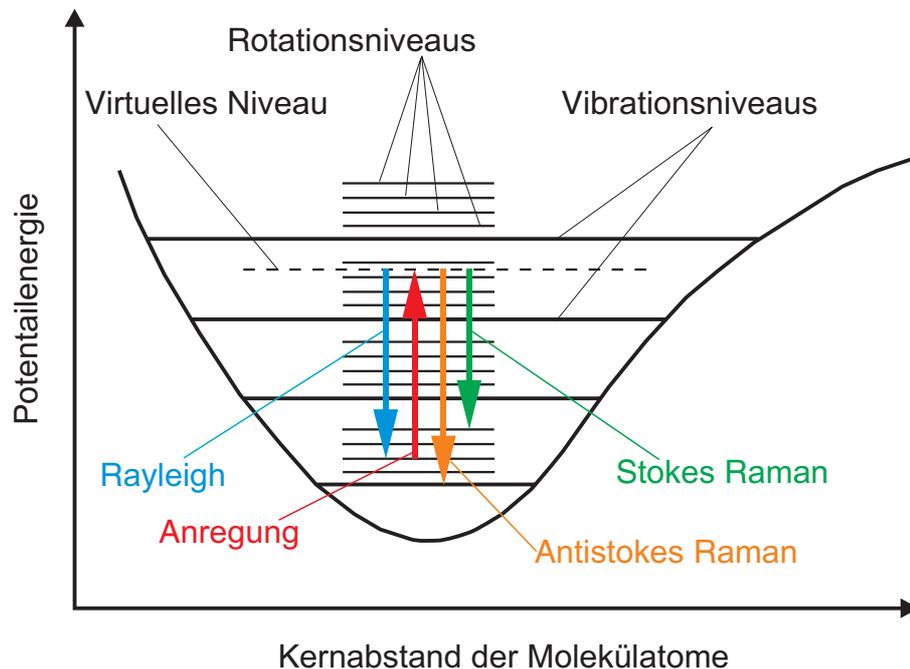


Abbildung 40: Vibrations- und Rotationsniveaus eines Moleküls. Anregung und Emission bei Rayleigh- und Raman-Streuung.

Bei der Rayleigh- und der Raman-Streuung wird die Energie des einfallenden Photons dazu verwendet das Molekül in ein höheres Energieniveau zu heben (Abbildung 40), wobei es sich hier um ein virtuelles Niveau handelt, das nicht mit einem tatsächlich existierenden Schwingungs- oder Rotationsniveau übereinstimmt³⁰. Daher muss die Energie des Photons nicht exakt dem Energieunterschied zweier Niveaus des Moleküls entsprechen, die Anregungswellenlänge ist also frei wählbar. Dieser angeregte Zustand ist folglich höchst instabil, sodass die Moleküle nach ca. 10^{-14} s unter Abgabe eines Photons in einen energetisch niedrigeren und damit stabileren Zustand zurückfallen. Bei der Rayleigh-Streuung sind Ausgangs- und

³⁰Die elektronischen Energieniveaus eines Moleküls beruhen auf den elektrostatischen Wechselwirkungen zwischen den Elektronen und den Molekülkernen bzw. den Elektronen untereinander und sind mit den elektronischen Niveaus eines Atoms vergleichbar. Allerdings wird ein elektronisches Molekülniveau zusätzlich zu den Hauptquantenzahlen (Orbitaltheorie) auch noch durch eine Drehimpuls- und eine magnetische Quantenzahl beschrieben. Neben den elektronischen Energieniveaus ist bei Molekülen auch die Energie der Eigenrotation um die Molekülachse und die Schwingungsenergie der Moleküle im Potentialfeld zu berücksichtigen. Es existieren jeweils endlich viele Schwingungs- bzw. Rotationsniveaus, die untereinander gekoppelt sind.

Endzustand identisch, eine elastische Streuung ist die Folge. Bei der Raman-Streuung ist der Endzustand energetisch höher (Stokes-Raman) oder tiefer (Antistokes-Raman) als der Ausgangszustand, woraus eine Wellenlängenverschiebung resultiert (unelastische Streuung). Da der Endzustand von den Energieniveaus der einzelnen Moleküle abhängt, kann mit der Raman-Streuung die relative Speziedichte (Spezieskonzentration) in einer Gasmischung bestimmt werden, während bei der Rayleighstreuung nur die Teilchendichte einer homogenen Gasmischung bestimmt werden kann.

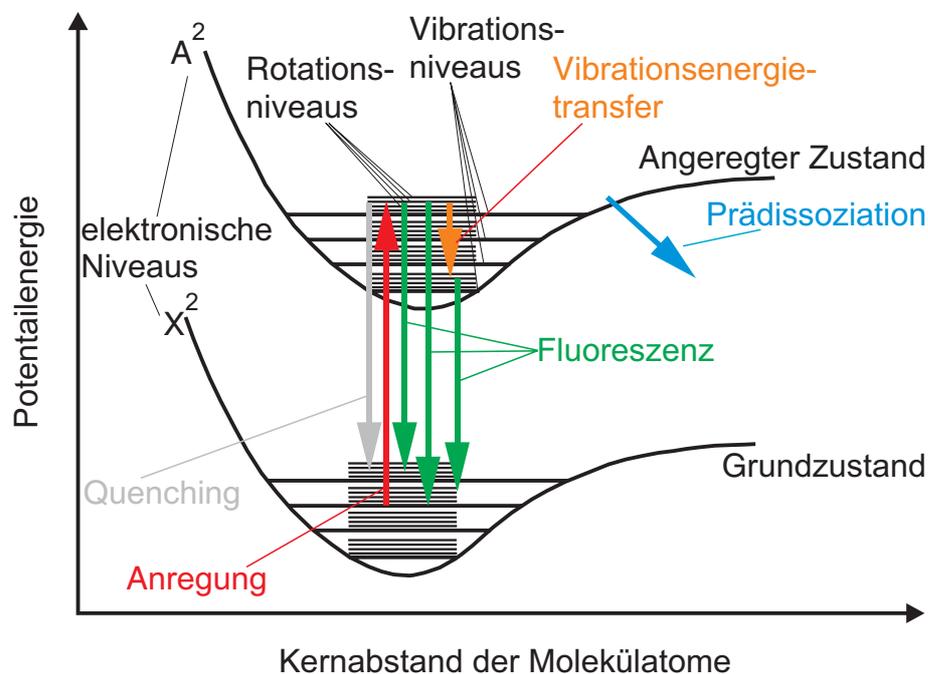


Abbildung 41: Vibrations-, Rotations- und elektronische Niveaus eines Moleküls. Anregung und Emission bei der laserinduzierten Fluoreszenz.

Sowohl bei der Rayleigh- als auch bei der Raman-Streuung befinden sich die virtuellen Anregungsniveaus in der Größenordnung der Vibrations- und Rotationsniveaus im elektronischen Grundzustand des Moleküls (Abbildung 40). Im Gegensatz dazu hebt das einfallende Photon bei der laserinduzierten Fluoreszenz das Molekül in ein höheres elektronisches Niveau und dort wiederum auf ein tatsächliches Schwingungs- und Rotationsniveau (Abbildung 41). Demnach

muss die Energie des einfallenden Photons genau der Energiedifferenz zwischen Ausgangs- und Anregungszustand entsprechen. Es kann folglich mit einer bestimmten Laserwellenlänge, d.h. einer bestimmten Photonenenergie, exakt ein Übergang angeregt werden. Da hier ein realer Anregungszustand vorliegt, der etwas stabiler ist als die oben erwähnten virtuellen Anregungsniveaus, kehrt das Molekül erst nach ca. $10^{-5} - 10^{-8} \text{ s}$ in den energetisch niedrigeren Quantenzustand zurück. Zusätzliche Effekte wie Energieaustauschvorgänge auf Vibrations- und Rotationsebene oder Energieverlust durch Stoßvorgänge mit anderen Molekülen (Quenching) können innerhalb des Absorptions-Emissions-Prozesses die Belegung weiterer Energieniveaus ermöglichen (siehe Abbildung 41). Die laserinduzierte Fluoreszenz kann daher sowohl eine elastische als auch eine unelastische Streuung bewirken. Bei bestimmten Anregungsbanden, zum Beispiel dem *OH*-Übergang $A^2\Sigma^+(\nu' = 3) \leftarrow X^2\Pi(\nu'' = 0)$, wird ein Großteil der angeregten Moleküle dissoziiert. Da in diesem Fall die spontane Emission und Quenching-Effekte vernachlässigt werden können, vereinfacht sich die quantitative Auswertung des Fluoreszenzsignals [Ede01].

Da die möglichen Übergänge zwischen Grundzustand und angeregtem Zustand molekülspezifisch sind, kann durch die Verwendung eines schmalbandigen Lasers mit der entsprechenden Wellenlängenabstimmung genau ein Übergang einer Molekül-Spezies angeregt werden. Die Intensität des Fluoreszenzsignals ist dann ein Maß für die Konzentration der angeregten Spezies. Eine quantitative Auswertung ist aber nur dann möglich, wenn die o.g. Effekte wie Quenching durch Stoßeffekte oder Dissoziation, die die Fluoreszenzintensität beeinflussen, quantifizierbar sind. Auf eine aufwändige quantitative Auswertung der LIF-Aufnahmen, wie sie in [Eck96] [Jor99] [Ede01] [Fin01] beschrieben ist, wurde hier verzichtet, da in der vorliegenden Arbeit die laserinduzierte Fluoreszenz zur qualitativen Visualisierung der *OH*-Verteilung während des Flammenrückschlagsprozesses eingesetzt wurde. Wie in Abbildung 5 bereits gezeigt wurde, entstehen die *OH*-Radikale in der Reaktionszone. Von den *OH*-LIF-Aufnahmen können daher Rückschlüsse auf die Lage und Struktur der Reakti-

onszone gezogen werden. Es gilt jedoch zu beachten, dass die OH-Radikale bei hohen Temperaturen, z.B. im heissen Abgas, eine hohe stabile Gleichgewichtskonzentration aufweisen (siehe Abbildung 5), sodass nicht immer eindeutig zwischen Reaktionszone und Abgas unterschieden werden kann.

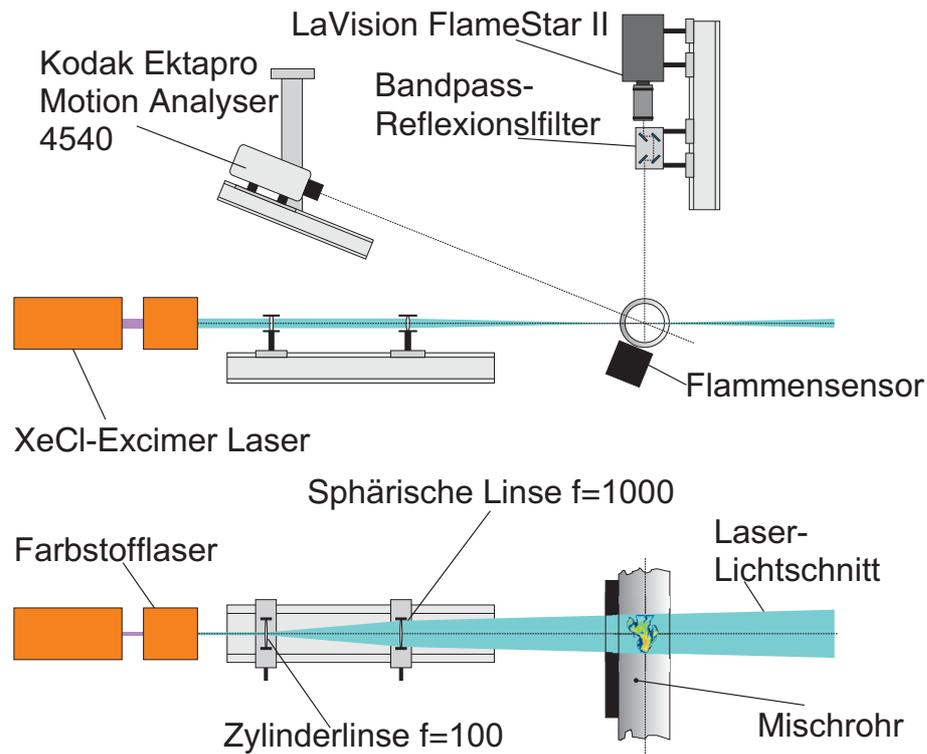


Abbildung 42: Versuchsaufbau zur simultanen Anwendung von laserinduzierter OH-Fluoreszenz und Hochgeschwindigkeits-Videotechnik.

Der Versuchsaufbau zur laserinduzierten Fluoreszenz ist in Abbildung 42 schematisch dargestellt. Als Lichtquelle dient ein Farbstoff-Laser (Lambda Physics Scanmate II mit Frequenzverdopplungs-Einheit, Farbstoff Coumarin 153), der von einem *XeCl*-Excimer-Laser (Lambda Physics EMG 201) gepumpt wird. Ein Vorteil dieser Laserkombination ist u.a., dass sie in einem weiten Wellenlängenbereich von $522 - 600 \text{ nm}$ ($261 - 300 \text{ nm}$ nach Frequenzverdopplung) schmalbandig abstimmbar ist und somit eine Reihe verschiedener Molekülübergänge anregbar sind. Der Laserstrahl wird durch eine Zylinderlinse mit der Brennweite $f = 100 \text{ mm}$ in horizontaler

Richtung aufgeweitet und anschließend von einer spärlichen Linse ($f=1000$ mm) gebündelt, sodass ein schmales Lichtband entsteht, dessen Fokus auf der Mischrohrachse liegt. Die Anregung der Radikale in dieser Lichtebeine ermöglicht eine zweidimensionale Abbildung der OH-Verteilung, weshalb auch häufig der Begriff der planaren laserinduzierten Fluoreszenz (PLIF) verwendet wird. Das Fluoreszenzlicht wird durch einen Bandpass-Reflexionsfilter (Laseroptik REF 297) von Umgebungslicht und Laserreflexionen getrennt und von einer UV-intensivierten CCD-Kamera (LaVision Flamestar II mit Objektiv Nikon UV-Nikkor 105 mm, 1 : 4.5) aufgezeichnet.

Für eine Optimierung der LIF-Aufnahmen muss die Anregungswellenlänge des Lasers auf einen günstigen Molekülübergang abgestimmt werden. Das dazu notwendige Anregungsspektrum (Abbildung 43) zeigt die Fluoreszenzintensität in Abhängigkeit von der Anregungswellenlänge des Lasers. Die Anregung der OH-Radikale ist in insgesamt drei Wellenlängenbereichen möglich³¹, die im Wesentlichen unterschiedlichen Schwingungsübergängen zuzuordnen sind (Vgl. auch Abbildung 41 und 45). Häufig wird in der Flammendiagnostik eine Anregung durch einen abstimmbaren KrF-Excimer-Laser bei ca. 248 nm gewählt. Abbildung 43 zeigt, dass für diese Anregungswellenlänge nur eine schwache relative Fluoreszenz-Intensität von 0,04 erreicht werden kann, da die Anregung, bedingt durch den begrenzte Abstimmbarkeit des Lasers, in einem ungünstigen Bereich des Anregungsspektrums liegt. Für die vorliegenden Versuche wurde daher die Anregung bei der höchsten relativen Fluoreszenzintensität gewählt (ca. 283 nm), die mit dem Farbstofflaser problemlos erzielt werden kann. Obwohl die Pulsenergie des Farbstoff-Lasers (ca. 4 mJ) nur etwa 1% der Pulsenergie eines üblichen KrF-Excimers beträgt, ist die effektive Lichtintensität aufgrund der relativen Fluoreszenzintensität von 22,5 bei der Verwendung des Farbstofflasers ca. drei bis fünf mal höher. Ein weiterer Vorteil ist der verbesserte Signal-Rauch-Abstand, d.h. das Verhältnis aus Laser- und Fluoreszenzin-

³¹Ein weiterer Bereich zwischen 300 – 330 nm (Vgl. Abbildung 45) wird in Abbildung 43 zur besseren Übersichtlichkeit nicht gezeigt. Eine Anregung in diesem Bereich ist nicht üblich, da hier das Laserlicht vom Fluoreszenzlicht experimentell nur schwer zu trennen ist.

tensität. Dies ist von besonderer Bedeutung, da an dem zylindrischen Mischrohr komplexe Reflexionen des Anregungslasers auftreten, die die Bildqualität der LIF-Aufnahmen negativ beeinflussen.

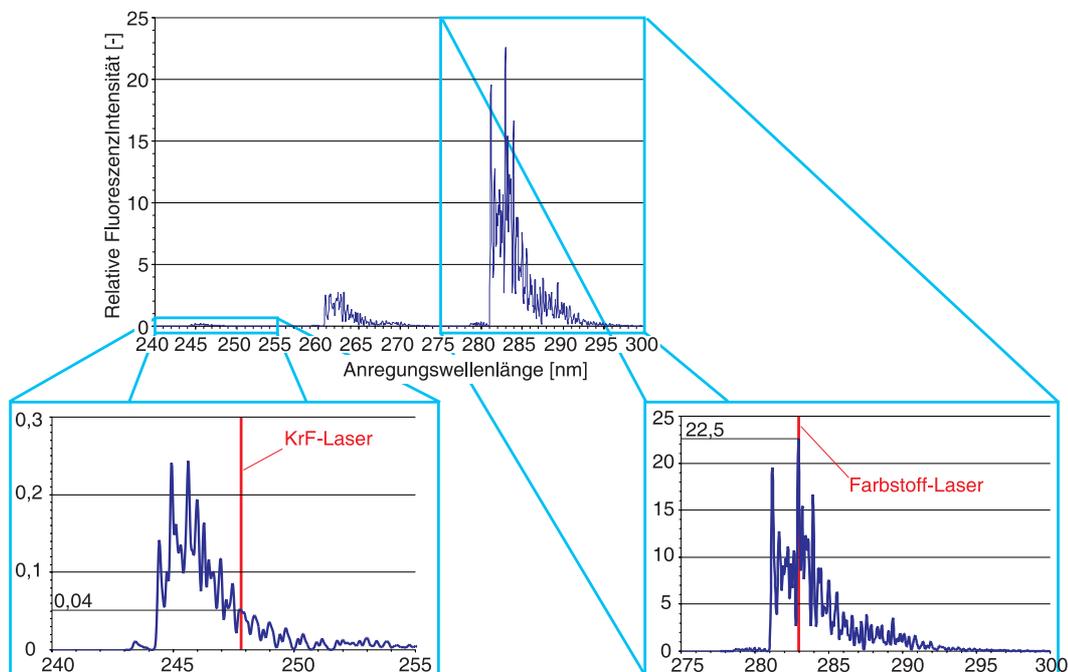


Abbildung 43: Anregungsspektrum des OH-Radikals [LC99].

Die Anregung erfolgte in den Experimenten exakt bei bei $282,9277 \text{ nm}$, was dem OH -Übergang $A^2\Sigma^+(\nu' = 1) \leftarrow X^2\Pi(\nu'' = 0)$, $Q_1(6)$ entspricht [DC62]. Dieser Übergang ist in Abbildung 44 zur Verdeutlichung schematisch dargestellt. Das Molekül wird vom elektronischen Grundzustand $X^2\Pi$ in den ersten angeregten Zustand $A^2\Sigma^+$ versetzt. Die Schwingungsquantenzahlen ν ($''$: Grundzustand, $'$: angeregter Zustand) drücken aus, dass das Molekül vom Schwingungszustand null in den Schwingungszustand eins übergeht. Die Rotationsübergänge der Anregung werden durch den Ausdruck $Q_1(6)$ beschrieben. Der Grundzustand weist die Rotationsquantenzahl $N'' = 6$ auf. Der Unterschied ΔN zwischen den Rotationsniveaus von Grundzustand und angeregtem Zustand wird als Übergangszweig bezeichnet (O-Zweig: $\Delta N = -2$, P-Zweig: $\Delta N = -1$, Q-Zweig: $\Delta N = 0$, R-Zweig: $\Delta N = 1$, S-Zweig: $\Delta N = 2$). Demnach liegt beim $Q_1(6)$ -Übergang auch im angeregten

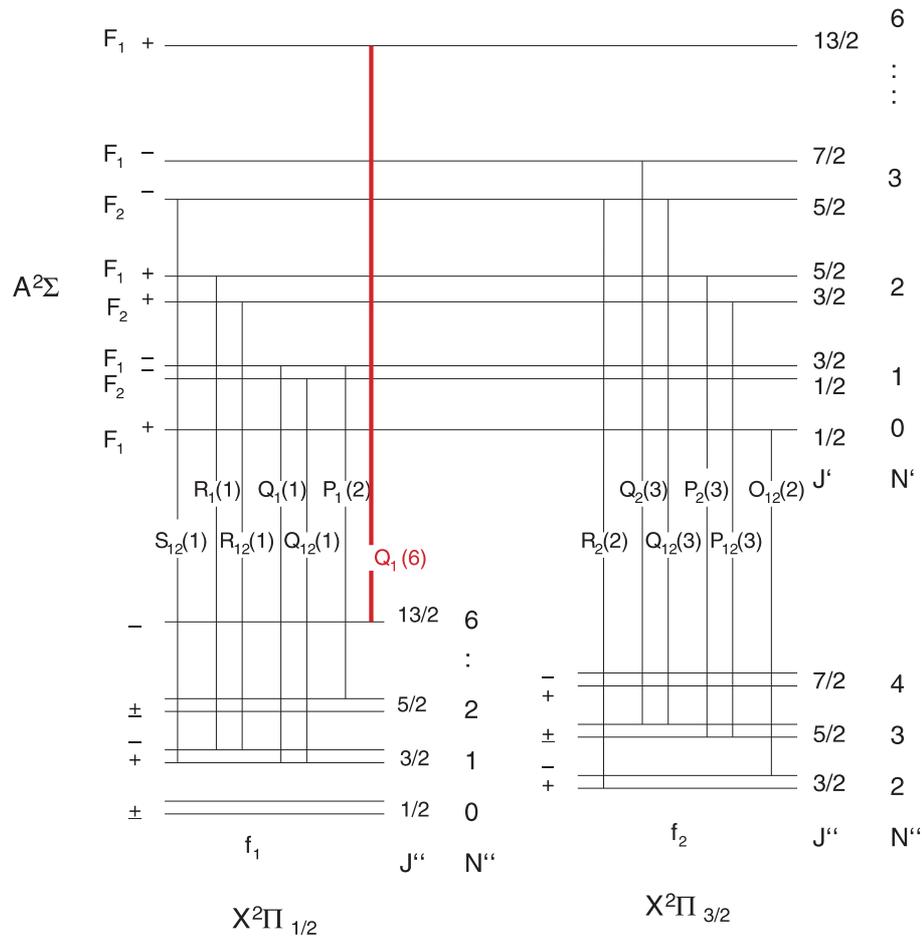


Abbildung 44: Mögliche Übergänge zwischen den Molekülzuständen $A^2\Sigma^+(\nu' = 1)$ und $X^2\Pi(\nu'' = 0)$.

Zustand die Rotationsquantenzahl $N' = 6$ vor. Beide Zuständen befinden sich zudem in der Feinstruktur $F = f = 1$, was durch den Index 1 in $Q_1(6)$ beschrieben wird. Für eine detailliertere Erläuterung der quantenmechanischen Zustände wird auf die Arbeit von Markmiller [MZ01] und andere Sekundärliteratur [Atk83] verwiesen.

Abbildung 45 zeigt ein ähnliches Fluoreszenzspektrum (emittierte Strahlung) der OH-Radikale, dem allerdings eine Anregung bei $248,16 \text{ nm}$ zu Grunde liegt [Ger96]. Es ergibt sich ein breites Frequenzspektrum, wobei die maximale Intensität im Bereich von $295 - 300 \text{ nm}$ bzw. $305 - 320 \text{ nm}$ liegt. Zur Trennung von Anregungslicht und Fluoreszenzlicht wurde der Bandpass-Reflexionsfilter

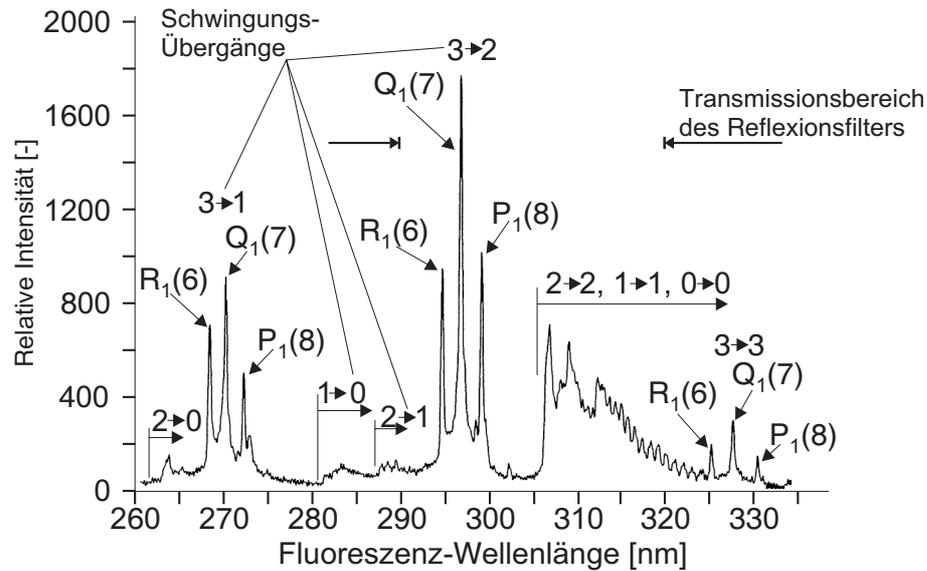


Abbildung 45: Fluoreszenzspektrum des OH-Radikals bei Anregung des $A^2\Sigma^+(\nu' = 3) \leftarrow X^2\Pi(\nu'' = 0)$, $P_1(8)$ Übergangs [Ger96].

im Experiment auf eine zentrale Frequenz von 305 nm mit einer Bandbreite von $\pm 20 \text{ nm}$ justiert.

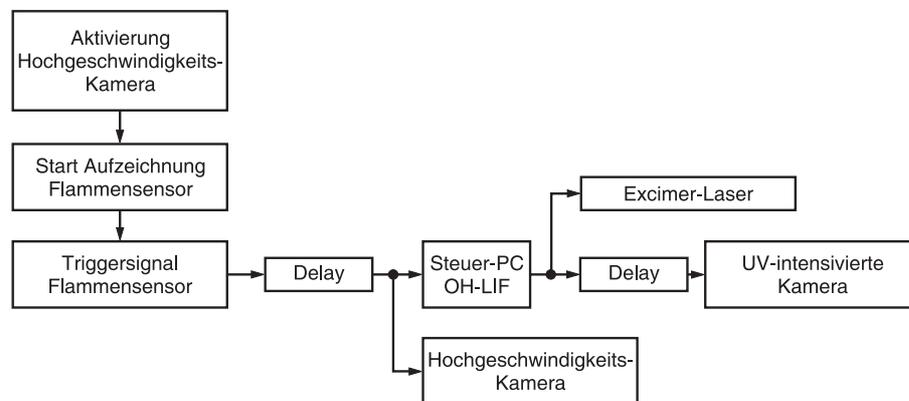


Abbildung 46: Trigger-Schema bei simultaner Anwendung von laserinduzierter Fluoreszenz, Hochgeschwindigkeits-Videotechnik und optischem Flammensensor.

Der zu untersuchende Flammenrückschlag ist ein hochgradig instationärer Vorgang. Da eine einzelne Aufnahme der OH-Verteilung ohne zusätzliche Informationen über den Rückschlagsprozess wenig aussagekräftig ist, wurden zu den LIF-Messungen simulta-

ne Hochgeschwindigkeits-Videsequenzen aufgezeichnet (siehe Abschnitt 4.2) und die Flammenposition über einen optischen Sensor (siehe Abschnitt 4.3) überwacht. Die dazu notwendige Synchronisierung des Versuchsablaufs zeigt Abbildung 46. Nach der Aktivierung der Messsysteme beginnt die eigentliche Messung wenn der optische Flammensensor eine Flamme im Mischrohr detektiert. Nach einer frei wählbaren Verzögerung wird das Triggersignal sowohl an die Hochgeschwindigkeits-Kamera als auch an den Steuerungsrechner des LIF-Systems weitergeleitet. Dieser löst einen Laserpuls aus. Nach einer Verzögerung von ca. $1 \mu\text{s}$, die sich aus Entladungszeit des Lasers, der Lauflänge des Laserstrahls und der Zeit des Absorptions-Emissionsprozesses ergibt, erfolgt die Aufnahme mit der intensivierten CCD-Kamera, wobei eine Beleuchtungszeit von 100 ns gewählt wurde.

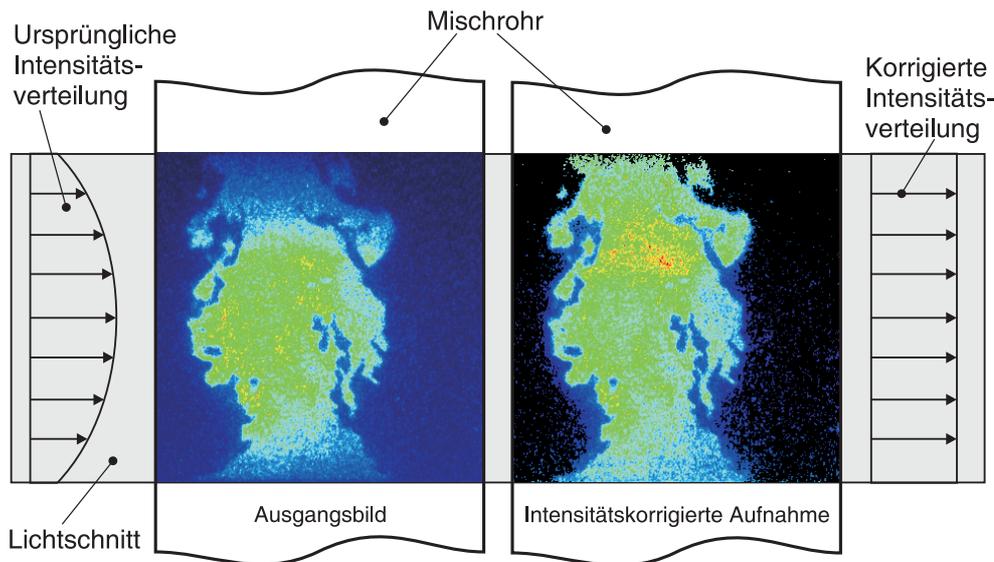


Abbildung 47: Korrektur der OH-LIF-Aufnahmen an die Intensitätsverteilung des Anregungslasers.

Ein Beispiel für eine OH-LIF-Aufnahme mit dem beschriebenen Messaufbau ist links in Abbildung 47 dargestellt. Es fällt auf, dass die Intensität der Aufnahme zu den Rändern des Lichtschnitts abfällt. Dies ist nicht auf eine geringere OH-Konzentration zurückzuführen, sondern auf die Tatsache, dass der Strahl des Lasers eine in etwa

gaußförmige radiale Intensitätsverteilung aufweist, die bei der Formung des Lichtschnitts erhalten bleibt. Da sich das Fluoreszenzsignal in weiten Bereichen proportional zur Intensität des Anregungslichts verhält, ergibt sich an den Rändern des Lichtschnitts die erwähnte Abschwächung im OH–LIF–Bild. Zum Ausgleich dieses Effekts wurden die Aufnahmen nachträglich auf die zugrunde liegende Laserintensitätsverteilung kalibriert. Dazu wurde anhand eines Referenzbildes (z.B. Mie Streuung des Laserlichts an Rauchpartikeln) die Intensitätsverteilung im Lichtschnitt aufgezeichnet und anschließend linear in die OH–Verteilung eingerechnet. Der rechte Teil von Abbildung 47 zeigt im Vergleich zum Ausgangsbild, dass die intensitätskorrigierte Aufnahme die Flammenstruktur auch an den Rändern des Lichtschnitts erkennbar macht.

4.2 Chemilumineszenz

Wie im vorangegangenen Kapitel erwähnt, wurden simultan zur laserinduzierten Fluoreszenz Hochgeschwindigkeits–Videosequenzen aufgezeichnet. Zudem wurde die momentane Flammenposition von einem optischen Flammensensor aufgezeichnet. Beide Messmethoden registrieren das natürliche Eigenleuchten der Flamme, auch Chemilumineszenz genannt. Die Aufzeichnung des Eigenleuchtens ist eine der einfachsten abbildenden Messmethoden zur Untersuchung einer Flamme. Die Beobachtung mit dem bloßen Auge basiert grundsätzlich auf dem selben Prinzip, auch wenn hier nur der sichtbare Anteil des Emissionsspektrums registriert wird.

Im Wesentlichen wird die Chemilumineszenz von Kohlenwasserstoffflammen durch vier Moleküle hervorgerufen [SEB95]: CH^* , C_2^* , OH^* , und CO_2^* . Da CO_2 aus drei Atomen zusammengesetzt ist, ergeben sich so viele mögliche Molekülniveaus, dass das Spektrum als breitbandige Emission oberhalb von 330 nm erscheint und in Abbildung 48 nicht mehr einzelnen Übergängen zugeordnet werden kann. Die Intensität der CO_2 –Emission läßt sich in Abbildung 48 bei den Wellenlängen 370 nm und 450 nm abschätzen, bei

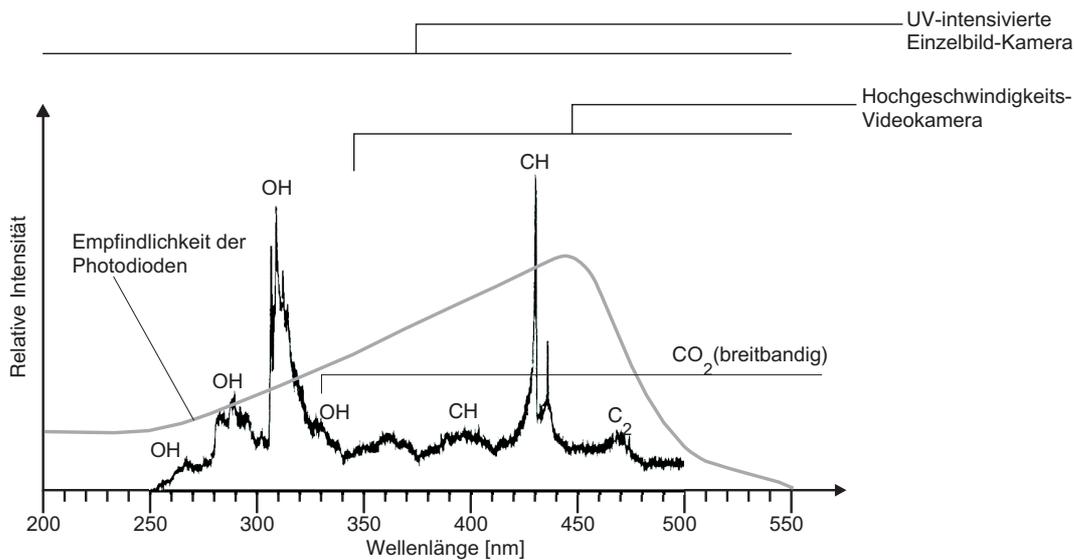


Abbildung 48: Eigenfluoreszenzspektrum relevanter Gase einer Methan-Flamme ($\lambda = 1,0$) und spektrale Empfindlichkeit der Photodioden des Flammensensors [CYC⁺98][SEB95].

denen keine signifikante Emission anderer Moleküle stattfindet. Der Index * bezeichnet Moleküle, die sich nach ihrer Bildung in der Reaktionszone kurzzeitig in einem elektronisch angeregten Zustand befinden (Vgl. Abbildung 41) und unter Photonenemission in ihren Grundzustand zurückfallen. Daher liegen die Moleküle näherungsweise nur in der Reaktionszone im angeregten Zustand vor, im Gegensatz zur laserinduzierten Fluoreszenz, bei der die Moleküle im Bereich des gesamten Lichtschnitts angeregt werden. Die Chemilumineszenz kann daher auch als Indikator für die Reaktionszone und sogar als quantitatives Maß für die lokale Wärmefreisetzung verwendet werden [SEB95] [HVSK00]. Die emittierte Wellenlänge weist für jedes Molekül ein spezifisches Spektrum auf, das für die wesentlichen Gase in Abbildung 48 dargestellt ist.

Für die Aufzeichnung des Eigenleuchtens bieten sich grundsätzlich sowohl Videokameras, in diesem Fall Hochgeschwindigkeitskameras, als auch Einzelbild-Kameras an. In Kombination mit der laserinduzierten Fluoreszenz ist eine Videosequenz notwendig um das LIF-Einzelbild in den Rückschlagsprozess einordnen zu können. Die ent-

sprechenden Aufnahmen wurden mit einem Kodak Ektapro Motion Analyzer 4540 mit einer Bildfrequenz von 4500 1/s erstellt. Die Sequenzen waren auf 1000 Bilder beschränkt, sodass die maximale Sequenzdauer 222 ms beträgt, der Bildabstand bzw. die Belichtungszeit liegt bei 0,22 ms. Ein Vorteil dieser Kamera ist, dass nach einer Aktivierung der Kamera laufend Bilder in den Speicher geschrieben werden, und das eigentliche Trigger-Signal nur das Ende der Aufzeichnung vorgibt. Somit ist es möglich, auch die Flammenentwicklung vor der Triggerung, dem Zeitpunkt der LIF-Aufnahme, zu beobachten. In den hier gezeigten Messungen wurde ein Modus gewählt, der jeweils 500 Bilder vor und nach dem Triggersignal speichert. Da eine Aufzeichnung des hochenergetischen Laserblitzes und der entsprechenden Reflexionen am Mischrohr vermieden werden muss, wird für die Hochgeschwindigkeitskamera ein lichtstarkes 50 mm/1,4 Objektiv von Nikon verwendet, das aufgrund der verwendeten Glassorten die Transmission der kurzwelligen UV-Strahlen verhindert. Allerdings werden dadurch auch die OH-Anteile der Eigenfluoreszenz ausgefiltert (siehe Abbildung 48).

Zur Beobachtung der Flammenausbreitung bei Laserzündung wurde dieselbe Kombination aus Kamera und Objektiv verwendet. Allerdings zeigten die Versuche (siehe Kapitel 6), dass die Bildfrequenz der Hochgeschwindigkeitskamera bei voller Bildauflösung nicht ausreicht, um eine Bewegungsunschärfe zu vermeiden (zu lange Belichtungszeit). Daher wurden zusätzlich zu den Hochgeschwindigkeits-Aufnahmen auch Einzelaufnahmen der Flammenausbreitung bei den Laserzündungs-Experimenten angefertigt, die durch Versuchswiederholungen mit unterschiedlichen Aufnahmezeitpunkten zu Pseudo-Sequenzen zusammengestellt werden können. Dazu wurde, wie auch bei den LIF-Versuchen, eine UV-intensivierte La Vision Flamestar II Kamera mit einem UV-Nikor Objektiv von Nikon eingesetzt. Wie in Abbildung 48 skizziert ist, wird mit dieser Anordnung wieder das gesamte Spektrum des Eigenleuchtens aufgezeichnet, was sich positiv auf die Bildintensität und den Rauschabstand auswirkt. Zudem konnte aufgrund der präzisen Verschlusszeiten des Bildverstärkers ohne weiteres eine exakte zeitliche Zuordnung des

Einzelbildes zur Laserzündung erfolgen und zur Vermeidung der Bewegungsunschärfe die Belichtungszeit auf $10 \mu s$ reduziert werden.

Trotz einer Optimierung der eingesetzten Messtechnik ist die Qualität der aufgezeichneten Bilder, insbesondere die Lichtintensität für eine weitere Auswertung zu schlecht. Bei den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen verhindert die mangelnde Empfindlichkeit des Kamera-CCD-Chips und der spektral eingeschränkte Aufnahmebereich eine bessere Lichtausbeute. Bei den Einzelaufnahmen ermöglicht der UV-intensivierende Bildverstärker zwar grundsätzlich eine höhere Empfindlichkeit, aber durch die prozessbedingte kurze Belichtungszeit sind ebenfalls keine lichtintensiven Abbildungen möglich. Umgebungslicht und Streulicht der im Betrieb rotglühenden Keramikwände der Brennkammer, die über Reflexionen am Mischrohr oder am Flammensensor (siehe Kapitel 4.3) ebenfalls von den Kameras aufgezeichnet werden, weisen zudem zum Teil höhere Lichtintensitäten auf als die Flamme selbst.

Zur Optimierung der Bildqualität und zur zuverlässigen Auswertung der Bilddaten ganzer Sequenzen wurde daher eine automatisierte digitale Bildverarbeitung entwickelt [FKS00] [KFS01]. Zum Einsatz kam das Programmpaket *ImageMagick*, als graphische Benutzeroberfläche diente *Vee* von *Hewlett Packard*. In einem ersten Schritt werden die relevanten Bildbereiche aus den Rohbilder ausgeschnitten (Abbildung 49a) und die absoluten Positionen der Bilddecken als Koordinaten im Bezugssystem der Versuchsanlage über ein zuvor aufgenommenes Testbild mit Skaleneinteilung bestimmt. So ist nachträglich eine präzise Zuordnung eines Bildpunktes, z.B. der Flammenfront, zur Lage im Mischrohr möglich. In einem zweiten Schritt kann dem ausgeschnittenen Rohbild ein Hintergrundbild abgezogen werden. In der Regel dient als Hintergrundbild eine Aufnahme aus dem Anfang einer Bildsequenz, die alle Störeinflüsse, wie z.B. Reflexionen, aber noch keine Flamme im Mischrohr zeigt. Durch die Subtraktion dieses Hintergrundbildes ist auf der resultierenden Aufnahme nur noch die eigentliche Flamme zu sehen, die aber immer noch eine schwache Intensität aufweist (Abbildung 49b). Im nächsten

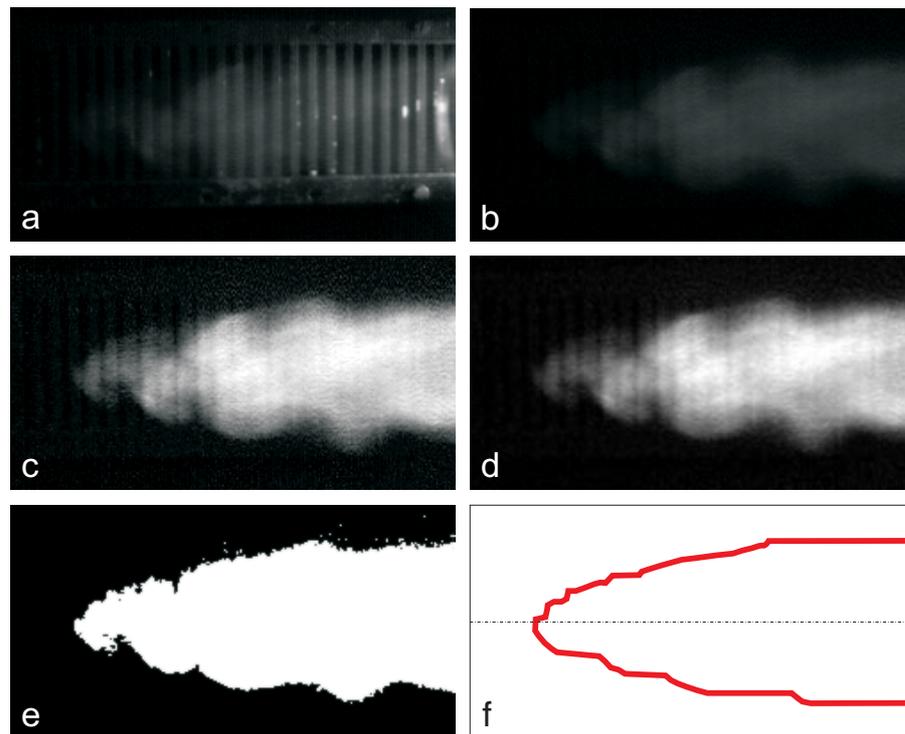


Abbildung 49: Optimierung der Chemilumineszenz-Aufnahmen und automatische Flammenfronterkennung durch digitale Bildbearbeitung.

Schritt wird durch eine Spreizung der Gradationskurve eine optimale Grauwertverteilung erreicht, d.h. dem hellsten Bildpunkt wird der höchste Graustufenwert (255 = weiß), dem dunkelsten der kleinste Graustufenwert (0 = schwarz) zugeordnet (Abbildung 49c). Störungen in Form einzelner heller Bildpunkte werden anschließend durch einen Weichzeichnungsfilter reduziert, ohne dabei die Struktur des Bildes wesentlich zu verändern (Abbildung 49d). Abschließend erzeugt ein Grenzwertfilter ein Binärbild, in dem reagierende Gase im Mischrohr weiß, nicht reagierende schwarz dargestellt werden (Abbildung 49e). Ein Algorithmus zur Flammenfronterkennung liest dann die Daten des Binärbildes zeilenweise in Richtung der Hauptströmung ein und detektiert einen nachhaltigen Dunkel-Hell-Übergang als Flammenfront. Durch die Skalierung der Aufnahmen im ersten Schritt der Bildverarbeitung kann nun eine automatische Bestimmung der axialen und radialen Position der gesamten Flammen-

front erfolgen, wobei bei diesem Verfahren Hinterschneidungen in der Flammenfront vernachlässigt werden (Abbildung 49f). Die Koordinaten der Flammenfront sowie eine in Achsnähe gemittelte axiale Flammenposition werden in einer ASCII-Datei gespeichert und dienen u.a. zur Kalibrierung der simultan zu den Hochgeschwindigkeits-Aufnahmen erstellten Messungen mit dem optischen Flammensensor, der im folgenden Abschnitt beschrieben wird.

4.3 Optischer Flammensensor

Wie in Abbildung 50 dargestellt, ist unterhalb des Mischrohrs ein optischer Flammensensor installiert, der im Wesentlichen drei Aufgaben erfüllt:

- Bestimmung der momentanen Position der Flammenspitze im Mischrohr
- Auslösung der Brennstoffabschaltung im Falle eines Flammenrückschlags durch das komplette Mischrohr
- Generierung von Triggersignalen für weitere messtechnische Einrichtungen

Der Sensor besteht aus einem Aluminiumgehäuse, in das 14 Photodioden in einer Reihe entlang der Mischrohrachse eingebaut sind. Der Sichtbereich jeder Photodiode wird durch quer zur Mischrohrachse stehende Trennbleche in axialer Richtung eingeschränkt, sodass jede Diode ein Querschnittselement des Mischrohrs der Länge $0,16 \cdot D$ überwacht. Jede Photodiode registriert das Eigenleuchten der Flamme im jeweiligen Mischrohrabschnitt und wandelt die Lichtinformation in ein elektrisches Signal um. Da das Eigenleuchten der Flamme größtenteils im ultravioletten Bereich liegt, wurden auf diese Wellenlängen optimierte Photodioden des Typs Hamamatsu G1961 gewählt (Siehe Abbildung 48). Durch geeignete Wahl eines Farbglas-Filters über den Dioden kann zudem der detektierte Wellenlängenbereich eingeschränkt werden und damit ein Wellenlängenbereich

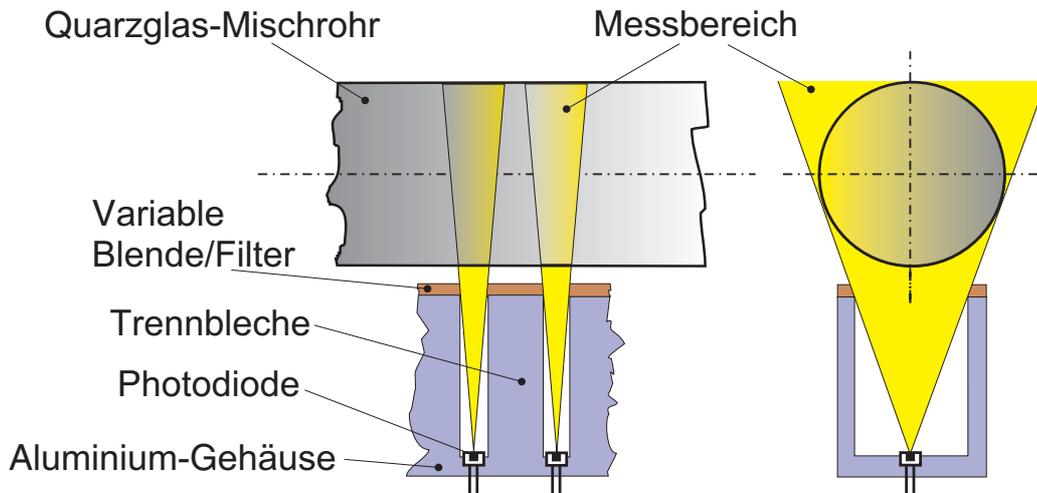


Abbildung 50: Optischer Flammensensor zur Überwachung der momentanen Flammenposition.

gezielt ausgeschlossen werden (z.B. Umgebungslicht oder Streulicht der glühenden Brennkammerkeramik) oder eine Spezies getrennt betrachtet werden (z.B. OH). Zugunsten einer optimalen Lichtintensität wurde in den Experimenten meist auf einen Filter verzichtet.

Der durch das Flammenleuchten ausgelöste Photostrom jeder einzelnen Diode wird als analoges Signal in einer Verstärker-Wandler-Einheit weiterverarbeitet. Nach einer Verstärkung kann das analoge Einzelsignal jeder einzelnen Dioden ausgegeben werden. Überschreitet dieses Signal einen frei wählbaren Schwellenwert, wird von der Verstärker-Wandler-Einheit ein TTL-Rechtecksignal generiert (digitales Signal), das zur Triggerung anderer Messverfahren wie der Hochgeschwindigkeits-Videotechnik oder der laserinduzierten Fluoreszenz verwendet werden kann. Das TTL-Signal der Photodiode, die sich direkt am Drallerzeuger befindet, wird als Auslöser zur Abschaltung der Brennstoffzufuhr verwendet. Der entsprechende Schwellenwert wird manuell so bestimmt, dass die Abschaltung erfolgt, sobald sich die Flamme durch das gesamte Mischrohr ausbreitet und sich am Drallerzeuger stabilisiert. Auf diesem Weg erfolgt im Experiment automatisch die Bestimmung der Flammenrückschlagsgrenzen.

Sowohl die analogen als auch die digitalen Einzelsignale können aufsummiert werden. Nach einer Kalibrierung mit einer Hochgeschwindigkeits-Videsequenz enthält das analoge Summensignal sogar eine quantitative Information über die momentane Position der Flammenspitze im Mischrohr. Der Sensor ermöglicht somit die Aufzeichnung der Flammenposition über einen beliebigen Zeitraum, üblicherweise mehrere Sekunden, mit einer Abtastrate bis zu 100 kHz .

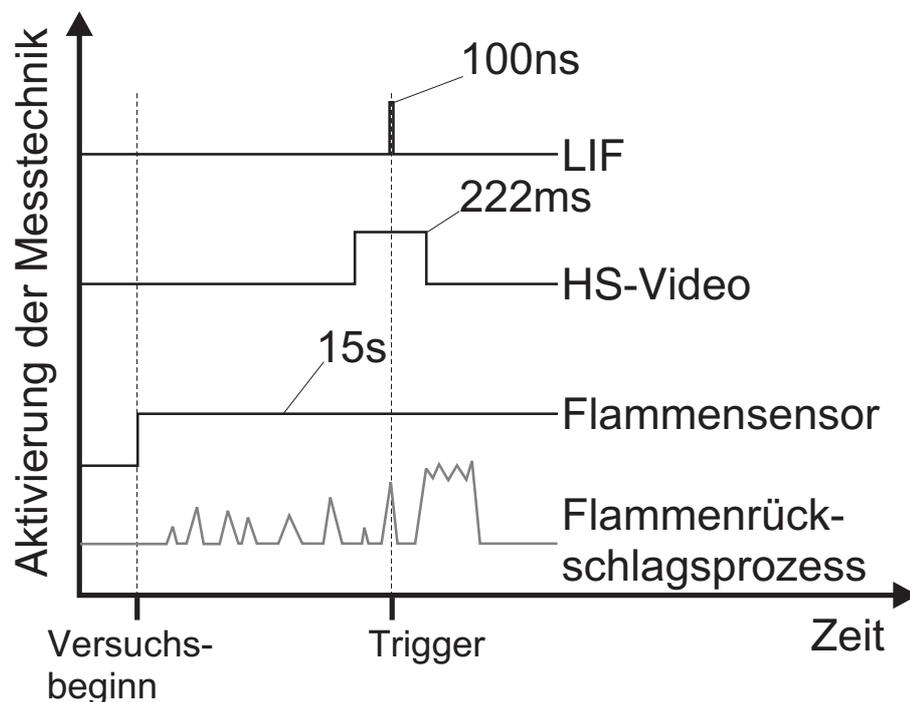


Abbildung 51: Vergleich der Messzeitspannen von laserinduzierter Fluoreszenz, Hochgeschwindigkeits-Video und optischem Flammensensor.

Im Zusammenspiel von optischem Flammensensor, Hochgeschwindigkeits-Videoaufnahmen und laserinduzierter Fluoreszenz kann letztlich vom Einzelbild eines quasi eingefrorenen Zustands bis hin zur sekundenlangen Aufnahme das komplette Zeitspektrum eines Flammenrückschlags messtechnisch aufgelöst werden. So ermöglicht der simultane Einsatz der drei Messtechniken eine umfassende charakterisierung des gesamten Flammenausbreitungsprozesses (Abbildung 51).

5 Rückschlagsgrenzen verdrallter Vormischflammen

5.1 Messergebnisse

Zunächst ist in den Abbildungen 52-55 die kritische Luftzahl λ_{kr} , bei der die Rückschlagsgrenze erreicht wird, in Abhängigkeit vom Luftmassendurchsatz für die Standard-Brennerkonfiguration (*BK2*) dargestellt. Auf die beiden anderen Brennerkonfigurationen *BK1* und *BK3* wird in Kapitel 5.5 näher eingegangen. Scharparameter ist die Vorheiztemperatur der Brennstoff–Luft–Mischung T_{mix} . Zur besseren Übersichtlichkeit wurde in diesen Diagrammen auf die Darstellung der Rückschlagsgrenzen für die Vorheiztemperaturen $T_{mix} = 150^\circ C, 250^\circ C, 350^\circ C$ verzichtet. In allen weiteren Diagrammen wurden auch diese Messwerte wieder berücksichtigt. Oberhalb der kritischen Werte, d.h. bei höheren Luftzahlen oder größeren Massenströmen, ist die Verbrennung im stabilen Bereich. Unterhalb der Messwerte, d.h. bei niedrigeren Luftzahlen und kleinen Massenströmen, lässt sich ein Rückschlagen der Flamme bis zum Drallerzeuger nicht mehr vermeiden. Die Bestimmung der Flammenrückschlagsgrenzen wurde für jede Parameterkonfiguration mehrmals wiederholt. Die Abbildungen 52-55 zeigen, dass die kritischen Luftzahlen λ_{kr} in einem Bereich von $\Delta\lambda \pm 0,05$ reproduzierbar sind.

Für alle Brennstoffe ergibt sich ein annähernd linearer Verlauf der kritischen Luftzahl λ_{kr} in Abhängigkeit vom Massendurchsatz, wobei bei sehr kleinen Massendurchsätzen ($\dot{m} < 70 \text{ g/s}$) höhere Gradienten auftreten. Am Beispiel von Abbildung 52 ($200^\circ C$) erkennt man, dass eine Erhöhung des Massenstroms von 50 g/s auf 135 g/s nur eine relativ geringe Änderung der kritischen Luftzahl von $\lambda_{kr} = 1,6$ auf $\lambda_{kr} = 1,1$ zur Folge hat. Der intuitive Ansatz, dass ein Flammenrückschlag durch einen erhöhten Massendurchsatz vermieden werden kann, wird zwar bestätigt, ist jedoch nur durch eine extreme

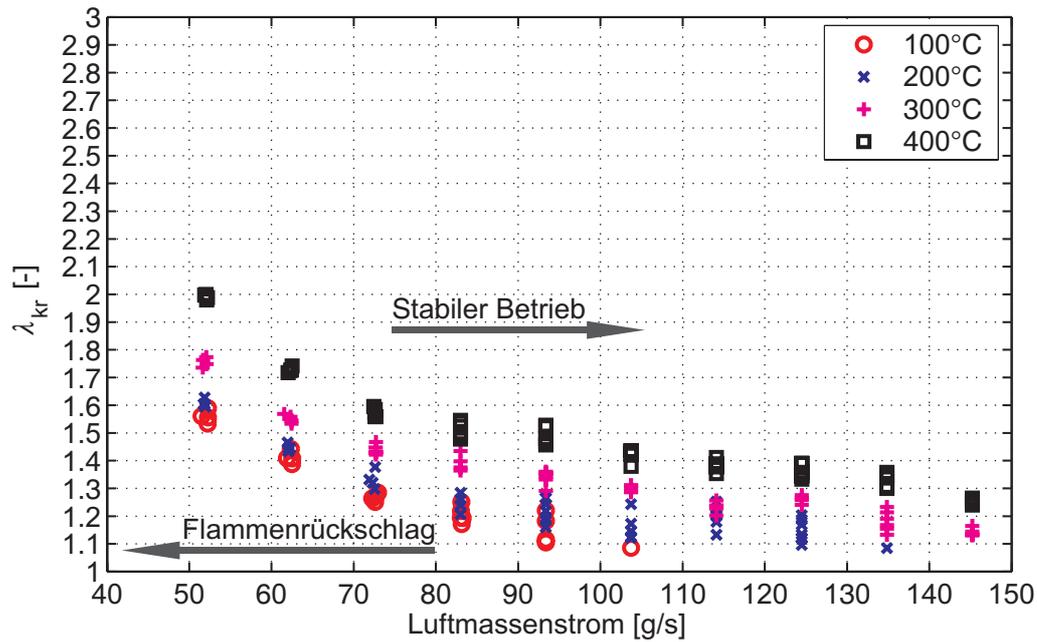


Abbildung 52: Flammenrückschlagsgrenzen für BK2, Brennstoff 1 ($Y_{H_2, Br} = 0,00$).

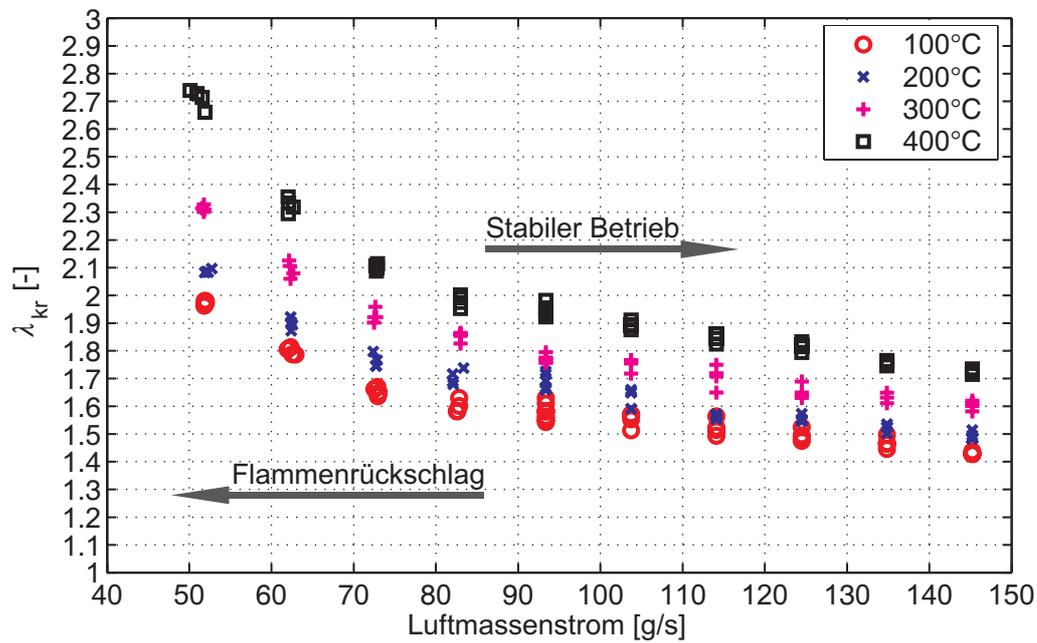


Abbildung 53: Flammenrückschlagsgrenzen für BK2, Brennstoff 2 ($Y_{H_2, Br} = 0,05$).

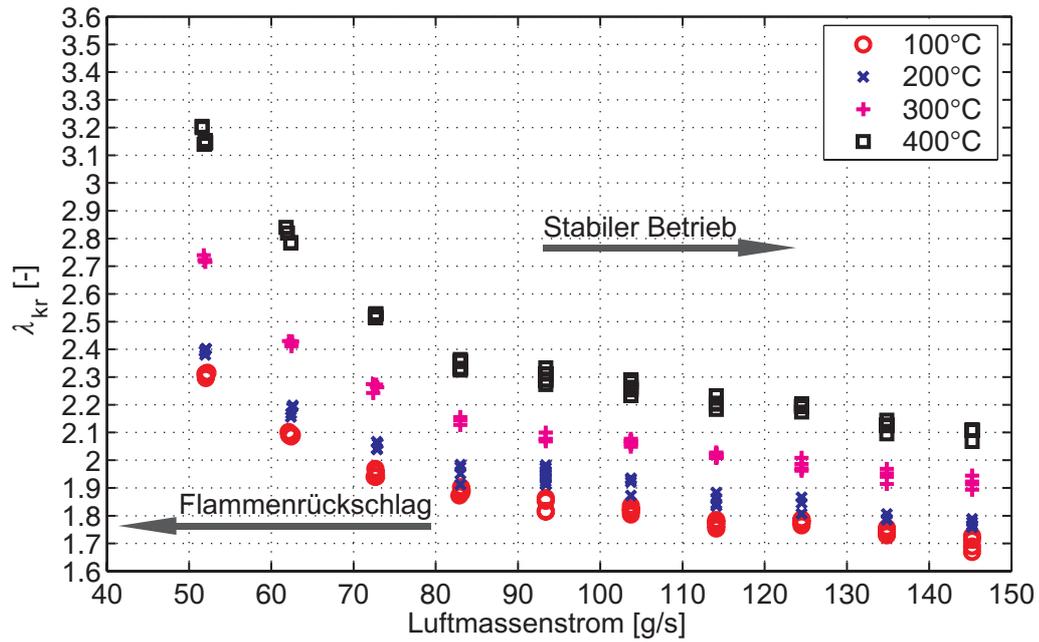


Abbildung 54: Flammenrückschlagsgrenzen für BK2, Brennstoff 3 ($Y_{H_2, Br} = 0, 10$).

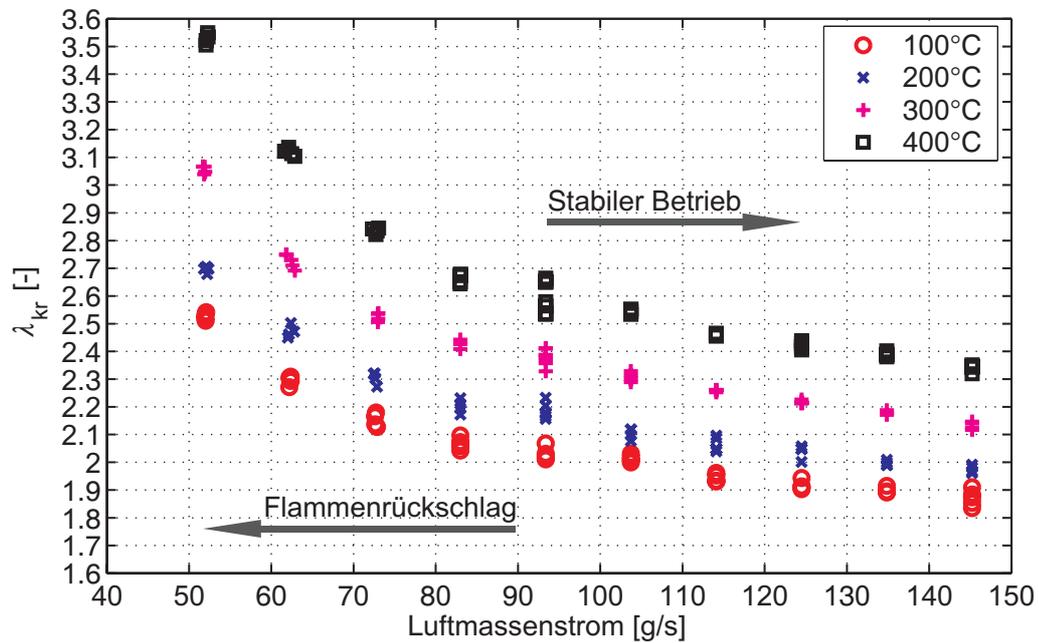


Abbildung 55: Flammenrückschlagsgrenzen für BK2, Brennstoff 4 ($Y_{H_2, Br} = 0, 15$).

Änderung des Betriebspunktes möglich. In technischer Hinsicht kann folglich die Flammenrückschlagsicherheit durch eine Anpassung des Brennerdurchsatzes nicht wesentlich verbessert werden.

Weiterhin erkennt man in den Abbildungen 52-55, dass eine Erhöhung der Vorheiztemperatur die kritischen Luftzahlen λ_{kr} zu höheren, mageren Werten verschiebt. Ähnlich wie bei einer Absenkung der Luftzahl λ bewirken auch höhere Vorheiztemperaturen eine beschleunigte chemische Reaktion. Allerdings gilt es zu beachten, dass mit der Temperaturerhöhung und mit der entsprechenden Absenkung der Dichte gleichzeitig auch die Geschwindigkeiten im Brenner ansteigen, was der Flammenrückschlagsneigung entgegen wirken sollte. Zudem wird bei höheren Ausgangstemperaturen und gleichen bzw. höheren Luftzahlen λ der Dichtesprung über die Flammenfront reduziert.

Mit steigenden Wasserstoffgehalten im Brennstoff tritt ein Flammenrückschlag auch im Bereich hoher Massenströme und niedriger Vorheiztemperaturen bereits bei sehr hohen Luftzahlen λ_{kr} auf (Abbildung 52 bis 55). Brennstoff 4 ($Y_{H_2,Br} = 0,15$) erzeugt bereits bei $\lambda_{kr} \geq 1,8$ einen Flammenrückschlag.

Zur Bestimmung der in Bezug auf die Flammenrückschlagsgrenzen maßgeblichen physikalischen Mechanismen wird zunächst von dem Ansatz ausgegangen, dass im Falle eines Flammenrückschlags die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit zumindest lokal höher sein muss als die Axialkomponente der Gegenströmung. Die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Rückschläge basieren alle auf dem in Kapitel 2.4.4 beschriebenen verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen (CIVB). In einem ersten Schritt wird daher versucht, die von Fritz [Fri03] beschriebenen Einflussgrößen auf die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit beim CIVB (Gleichung 76) mit der mittleren bzw. lokalen axialen Geschwindigkeitskomponente in Beziehung zu setzen. Um möglichst allgemeingültige Aussagen zu erhalten, wird an dieser Stelle darauf verzichtet, spezielle Korrelationen (siehe auch [UT01], [IHKH98], [AWHT97] und [Ash96]) auf die vorliegenden Messdaten

anzuwenden. Wie in Kapitel 2.4.4 erläutert, wird die Flammenausbreitung in verdrahten Strömungen wesentlich von der Umfangsgeschwindigkeitsverteilung $w(r)$ und, in geringerem Maße, auch vom Dichtesprung σ über die Flammenfront und der laminaren Flammengeschwindigkeit beeinflusst (Gleichung 76). Für eine Brennerkonfiguration sind im vorliegenden Fall die Geschwindigkeitsprofile und auch die Geschwindigkeitsschwankungen an die massengemittelte Geschwindigkeit \bar{u} im Mischrohr gekoppelt [Fri03], d.h. es gilt: $\bar{u} \sim u(r) \sim w(r)$; $\bar{u} \sim u' \sim w'$. Höhere Massendurchsätze und damit höhere Axialgeschwindigkeiten im Mischrohr haben demnach auch höhere Tangentialgeschwindigkeiten zur Folge, die ihrerseits eine Flammenausbreitung stromauf fördern. Folglich bleibt bei einer Veränderung des Massendurchsatzes das Gleichgewicht aus treibender Kraft (Wirbeldynamik, $w(r)$) und axialer Gegenströmung in erster Näherung erhalten. Es könnte nur gestört werden und zu einem Flammenrückschlag führen, wenn die Umfangsgeschwindigkeit $w(r)$ unabhängig von der axialen Geschwindigkeit $u(r)$ erhöht wird, was mit nicht verstellbaren Drallerzeugern jedoch nicht beeinflusst werden kann. Damit kann der schwache Einfluss einer Durchsatzhöhung auf die Flammenrückschlagsgrenzen erklärt werden. Anders ausgedrückt kann man Drallströmungen offensichtlich in zwei Gruppen aufteilen: Eine, die aufgrund ihres Strömungsprofils prinzipiell zu einem Flammenrückschlag neigt, da die axiale Strömung nicht in der Lage ist, ein verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen zu verhindern und eine zweite Gruppe, die aufgrund der Geschwindigkeitsverteilungen in axialer und azimuthaler Richtung kein verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen zulässt.

Bei einer Variation von Parametern, die auch eine Veränderung der Geschwindigkeiten bewirken (Vgl. Abbildung 38), muss die Darstellung der Versuchsergebnisse durch die Einführung von Bereichen gleicher dimensionsloser massengemittelter Geschwindigkeiten (\bar{u}/u_{ref}) als Scharparameter vom Einfluss der Umfangsgeschwindigkeit entkoppelt werden. Somit bleibt der Dichtesprung σ über die Flammenfront der einzige verbleibende wirbeldynamische Einflussfaktor. Wählt man die Temperatur der Brennstoff–Luft–Mischung T_{mix} als

einfachstes Maß für den Einfluss der Reaktionskinetik, bieten sich die σ - T_{mix} -Diagramme 56-59 als Darstellungsmöglichkeit an. Die eingezeichneten Messdaten beziehen sich wiederum auf die Flammenrückschlagsgrenzen, wobei sich die stabilen Betriebspunkte unterhalb der kritischen Größen befinden ($\sigma < \sigma_{kr}$; $T_{mix} < T_{mix,kr}$). Beide Größen, σ und T_{mix} , sind über die Luftzahl λ miteinander gekoppelt ($\sigma = \frac{\rho_{mix}}{\rho_f} = \frac{T_{ad}}{T_{mix}} \cdot \frac{M_{mix}}{M_f} \sim \frac{T_{ad}}{T_{mix}}$; $T_{ad} = f(\lambda)$).

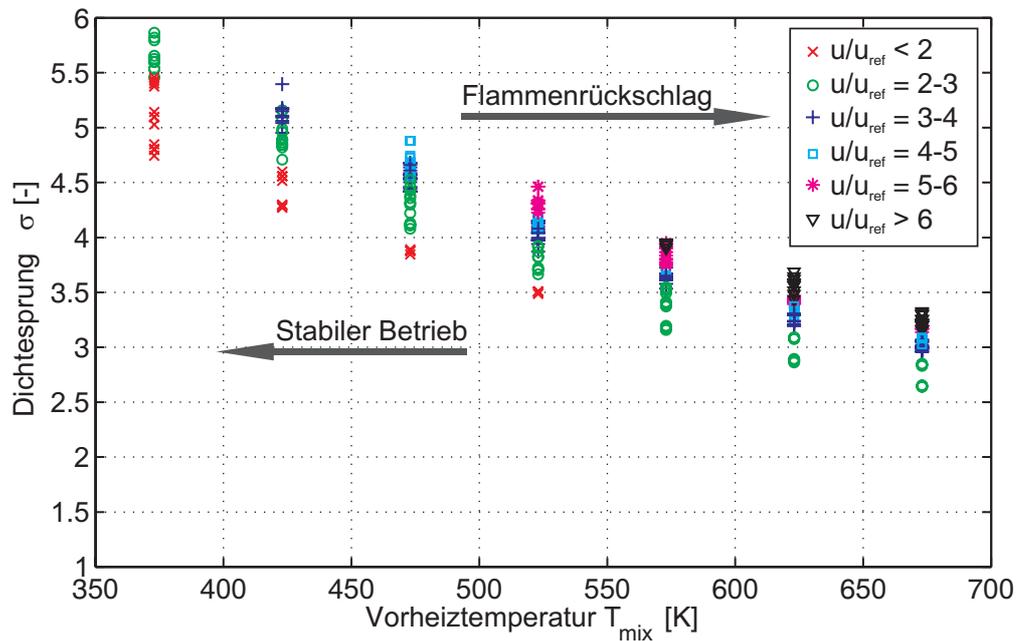


Abbildung 56: Dichtesprung über die Flammenfront als Funktion der Vorheiztemperatur an der Flammenrückschlagsgrenze für Brennstoff 1 ($Y_{H_2,Br} = 0,00$, BK2).

Aus den Abbildungen 56-59 wird deutlich, dass bei konstanten Mischrohrgeschwindigkeiten (\bar{u}/u_{ref}) das Dichteverhältnis an den Flammenrückschlagsgrenzen mit höheren Gemischtemperaturen sinkt. Auch hier ist, wie schon in den Abbildungen 52-55, eine annähernd lineare Abhängigkeit festzustellen. Entgegen der Aussage der in Abschnitt 2.4.4 erwähnten Grundlagenstudien, dass für die Flammenausbreitung in Wirbelröhren im Wesentlichen nur die Wirbeldynamik, d.h. die Umfangsgeschwindigkeitsverteilung und das Dichteverhältnis über die Flammenfront, ausschlaggebend sind (siehe Glei-

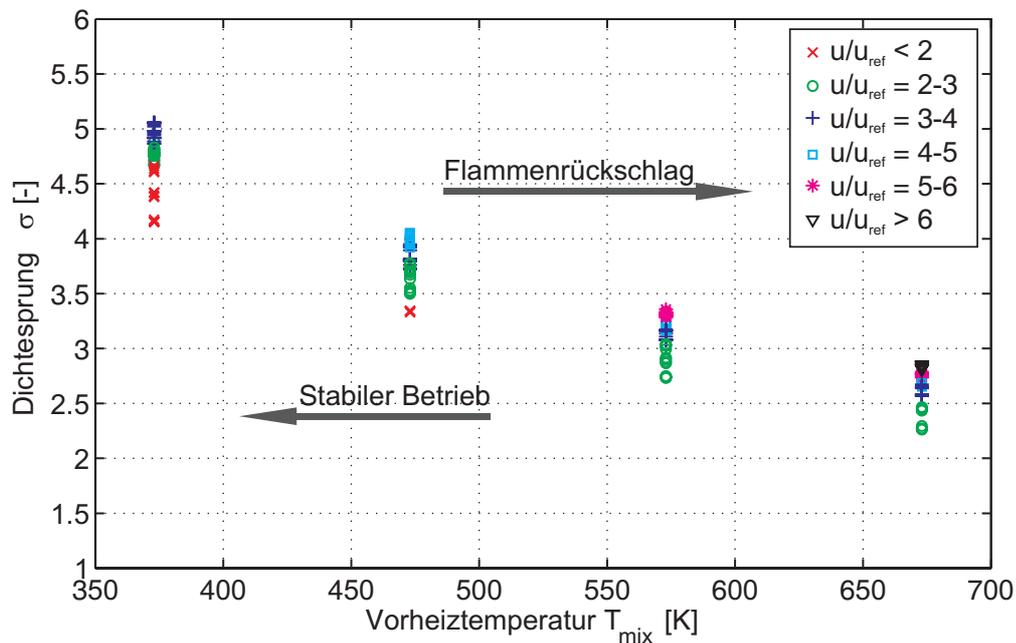


Abbildung 57: Dichtesprung über die Flammenfront als Funktion der Vorheiztemperatur an der Flammenrückschlagsgrenze für Brennstoff 2 ($Y_{H_2,Br} = 0,05$, BK2).

chung 76), ist offensichtlich, dass eine beschleunigte chemische Reaktion durch eine erhöhte Vorheiztemperatur T_{mix} den Flammenrückschlagsmechanismus begünstigt. In dieser Darstellung wird zudem deutlich, dass der Dichtesprung σ über die Flammenfront bei gleichen Vorheiztemperaturen nur schwach vom Massendurchsatz bzw. der mittleren Strömungsgeschwindigkeit abhängt. So ändert sich der Dichtesprung an der Flammenrückschlagsgrenze bei $200^\circ C$ trotz einer Verdoppelung der mittleren Geschwindigkeit nur von $\sigma = 3,8$ auf $\sigma = 4,8$ (Abbildung 56).

Auf Basis der bisherigen Überlegungen können folgende Erkenntnisse zusammengefasst werden:

- Eine Erhöhung des Massendurchsatzes hat nur schwachen Einfluss auf die Sicherheit gegen einen Flammenrückschlag.
- Eine Beschleunigung der chemischen Reaktion fördert den Flam-

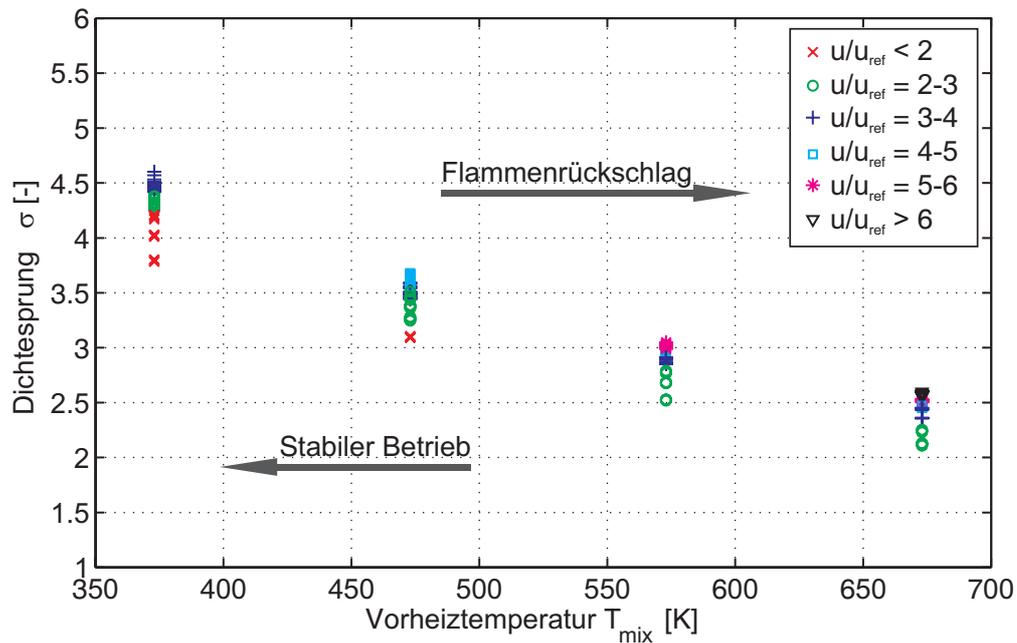


Abbildung 58: Dichtesprung über die Flammenfront als Funktion der Vorheiztemperatur an der Flammenrückschlagsgrenze für Brennstoff 3 ($Y_{H_2, Br} = 0, 10$, BK2).

menrückschlag.

- Wasserstoff-Beimischungen im Brennstoff verstärken die Flammenrückschlagsneigung.
- Da die Flammausbreitungsgeschwindigkeit im Wesentlichen von der Tangentialgeschwindigkeit im Mischrohr beeinflusst wird und axiale bzw. tangentielle Geschwindigkeitsverteilungen gekoppelt sind, existieren offensichtlich Brennerkonfigurationen, die aufgrund geeigneter Geschwindigkeitsprofile die Entstehung eines Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen grundsätzlich vermeiden können.
- Neben der Tangentialgeschwindigkeitsverteilung haben sowohl der Dichtesprung über die Flammenfront als auch die Reaktionskinetik einen Einfluss auf die Flammenrückschlagsgrenzen.

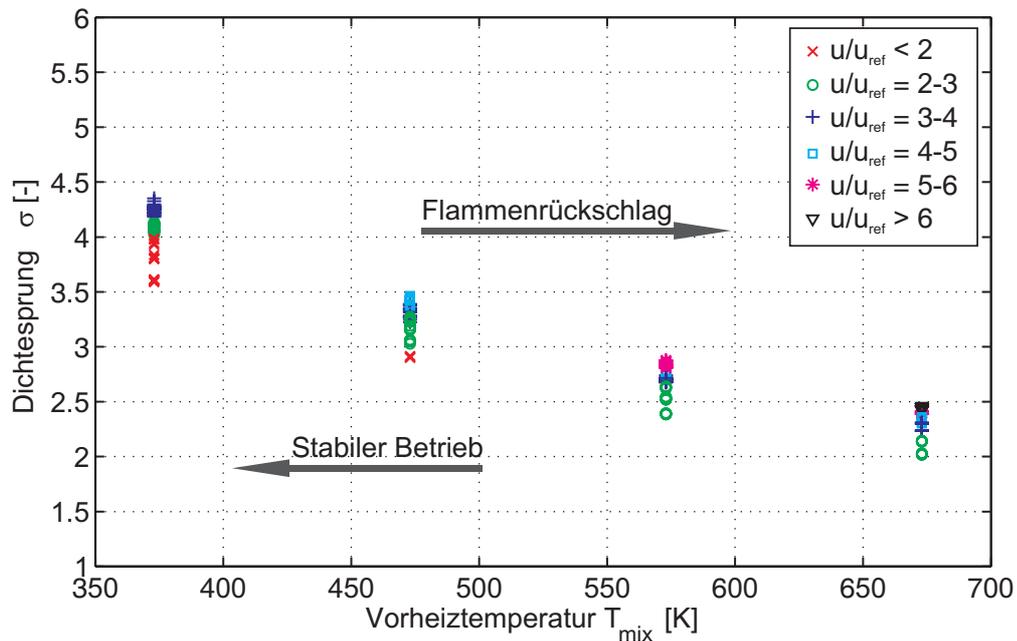


Abbildung 59: Dichtesprung über die Flammenfront als Funktion der Vorheiztemperatur an der Flammenrückschlagsgrenze für Brennstoff 4 ($Y_{H_2,Br} = 0,15$, $BK2$).

5.2 Einfluss der laminaren Flammgeschwindigkeit

Wie aus den Abbildungen 56-59 ersichtlich ist, hat eine beschleunigte Chemie Auswirkungen auf die Flammenrückschlagsgrenzen. Sowohl eine Veränderung der Vorheiztemperatur T_{mix} als auch eine Variation des Brennstoffs beeinflussen die Umsatzrate des Brennstoffs und verschieben die Rückschlagsgrenzen. Es ist naheliegend, diesen Einfluss der Reaktionskinetik mit Hilfe der laminaren Flammgeschwindigkeit S_L zu korrelieren. Sie bietet aufgrund ihrer Abhängigkeit von den Gemisch- und Abgastemperaturen, vom Brennstoff, vom Druck und vor allem von der Luftzahl ein gutes globales Maß für die Brennstoffumsetzung. Zudem wurde die laminare Flammgeschwindigkeit bei einigen Arbeiten zur Flammenausbreitung in Wirbelröhren [UT01] [Ash96] bereits zur Berücksichtigung

der Reaktionskinetikeinflüsse verwendet³².

Wie in Kapitel 2 bereits erwähnt, existieren in der Literatur für die laminaren Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten von Wasserstoff–Methan–Gemischen für die hier benötigten Vorheiztemperaturen (100°C - 400°C) und Luftzahlen ($\lambda < 3,8$) weder experimentelle Ergebnisse noch numerische Berechnungen mit reaktionskinetischen Modellen. Aus diesem Grunde wurden mit Hilfe des Programmpakets Chemkin II - Premix [KGS⁺92] und dem Reaktionsmechanismus GRI3.0 [SGF⁺99] umfangreiche Berechnungen durchgeführt. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 60-63 als Stützwerte eingezeichnet. Es bleibt festzustellen, dass die numerische Simulation, insbesondere bei mageren wasserstoffhaltigen Brennstoffen möglicherweise zu kleine Werte für die laminare Flammenausbreitungsgeschwindigkeit berechnet (siehe auch Abbildung 12).

Eine Möglichkeit, die laminare Flammenausbreitungsgeschwindigkeit analytisch zu ermitteln soll im Folgenden vorgestellt werden. Wie im Abschnitt 2.1.1 bereits erwähnt, berechnet Liu [Liu91] sowohl die maximalen als auch die stöchiometrischen laminaren Flammengeschwindigkeiten einer Methan–Wasserstoff-Mischung auf Basis der Flammengeschwindigkeiten der reinen Brennstoffe und der Volumenanteile der jeweiligen Brennstoffe im Brennstoffgemisch $X_{i,Br}$. Liu et al. zeigten eine gute Übereinstimmung für Wasserstoffgehalte $X_{H_2,Br} < 0,7$, was wesentlich über der maximalen Konzentration der hier verwendeten Brennstoffe ($X_{H_2,4} = 0,5842$) liegt. Erweitert man diesen Ansatz auf den gesamten Luftzahlbereich

$$\frac{1}{S_{L,m}(\lambda)} = \frac{X_{CH_4,Br}}{S_{L,CH_4}(\lambda)} + \frac{X_{H_2,Br}}{S_{L,H_2}(\lambda)} \quad (86)$$

so ist auch eine analytische Berechnung laminarer Flammengeschwindigkeiten für magere Methan–Wasserstoff–Luft–Mischungen möglich.

Voraussetzung für die Anwendung dieses Ansatzes sind zunächst kon-

³²Allerdings ist in den entsprechenden Korrelation keine einheitliche Abhängigkeit der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit von der laminaren Flammengeschwindigkeit zu finden.

sistente Daten für die reinen Brennstoffe bei den benötigten Vorheiztemperaturen und Luftzahlen, die z.B. nach einem Gleichungssatz von Peters [Pet94] berechnet werden können. Zusätzlich erlaubt die Korrelation von Peters die Berechnung der Druckabhängigkeit der Flammgeschwindigkeit.

$$S_L = F Y_{Br}^m e^{-G/T^0} \frac{T_{mix}}{T^0} \left(\frac{T_{ad} - T^0}{T_{ad} - T_{mix}} \right)^n \quad (87)$$

mit

$$T^0 = \frac{E}{\ln \frac{B}{p}} \quad \text{und} \quad T_{ad} = aT_{mix} + b + c\phi + d\phi^2 + e\phi^3 \quad (88)$$

und die Parameter für Methan und Wasserstoff:

Brennstoff	a	b [K]	c [K]	d [K]	e [K]	
CH ₄	0.627	1270.15	-2449	6776	-3556	
	B [bar]	E [K]	m	F [cm/s]	G [K]	n
CH ₄	3.1557·10 ⁸	23873	0.565	22.176	-6444.27	2.516
	a	b [K]	c [K]	d [K]	e [K]	
H ₂	0.522	673.8	807.9	2515.6	-1765.9	
	B [bar]	E [K]	m	F [cm/s]	G [K]	n
H ₂	30044.1	10200.9	1.08721	1292880	2057.56	3.535

Einen Vergleich der nach den Gleichungen 86 bis 88 berechneten laminaren Flammgeschwindigkeiten mit denen der reaktionskinetischen Rechnungen für alle vier verwendeten Brennstoffmischungen zeigen die Abbildungen 60 - 63. Beide Berechnungsmethoden stimmen sehr gut überein. Lediglich bei annähernd stöchiometrischen Luftzahlen ergibt das reaktionskinetische Modell um ca. 15 – 20% kleinere Werte. Dieser Bereich ist allerdings für die experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit nicht von Bedeutung.

Es muß jedoch kritisch angemerkt werden, dass die Konstanten in der Korrelation für reine Brennstoffe nach Peters (Gleichung 87) offensichtlich auf ein reaktionskinetisches Modell angepaßt wurden. So bleibt offen, inwieweit die hier präsentierten Werte sich in der Praxis wiederfinden lassen. Insbesondere für sehr magere Flammen

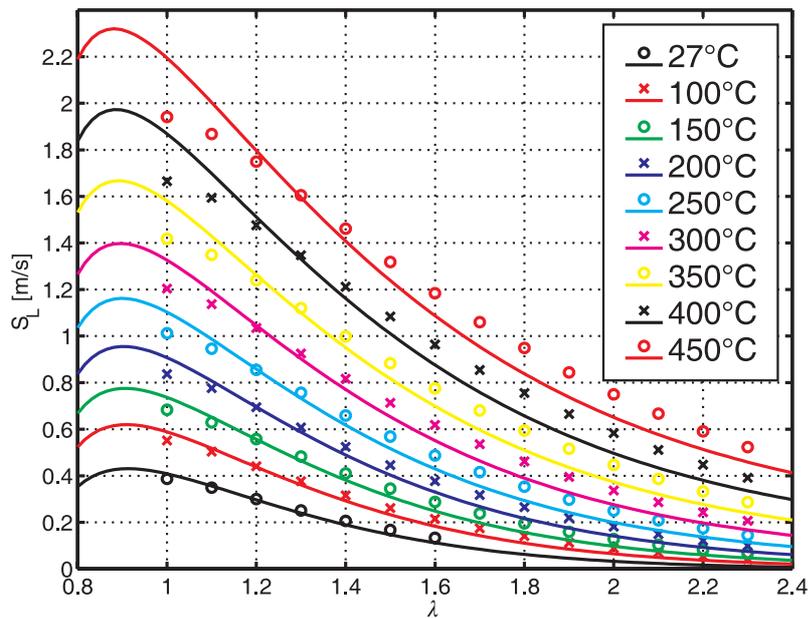


Abbildung 60: Laminare Flammgeschwindigkeiten S_L für Brennstoff 1. Vergleich zwischen *CHEMKIN-PREMIX*-Rechnungen (Symbole) und analytisch berechneten Werten (Linien).

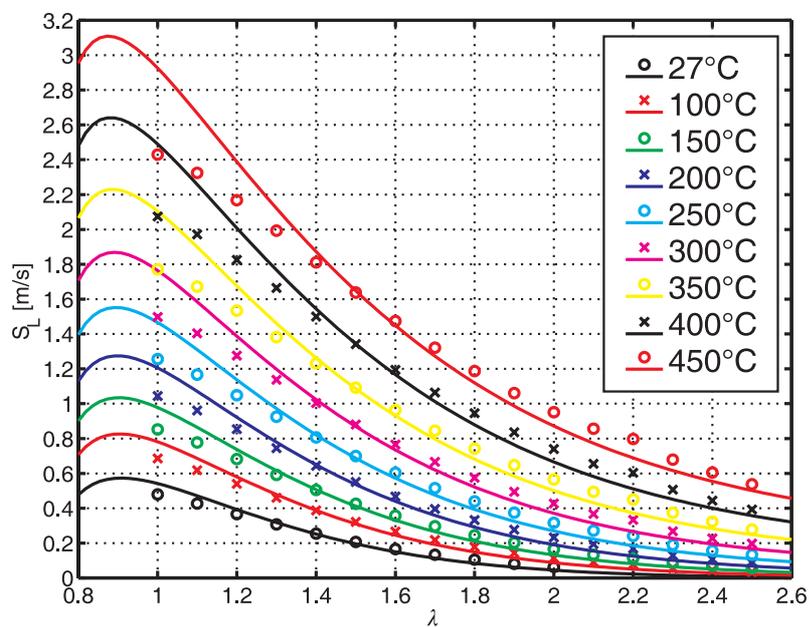


Abbildung 61: Laminare Flammgeschwindigkeiten S_L für Brennstoff 2. Vergleich zwischen *CHEMKIN-PREMIX*-Rechnungen (Symbole) und analytisch berechneten Werten (Linien).

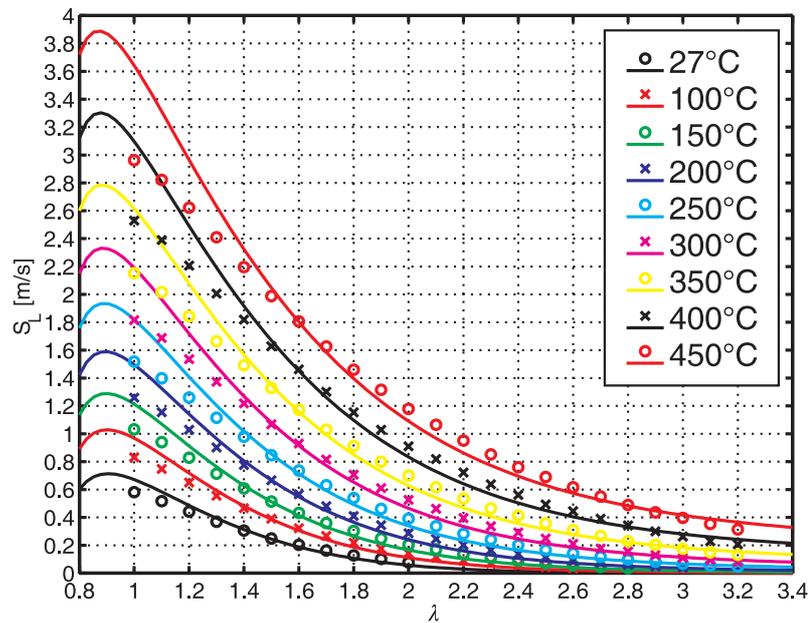


Abbildung 62: Laminare Flammgeschwindigkeiten S_L für Brennstoff 3. Vergleich zwischen *CHEMKIN-PREMIX*-Rechnungen (Symbole) und analytisch berechneten Werten (Linien).

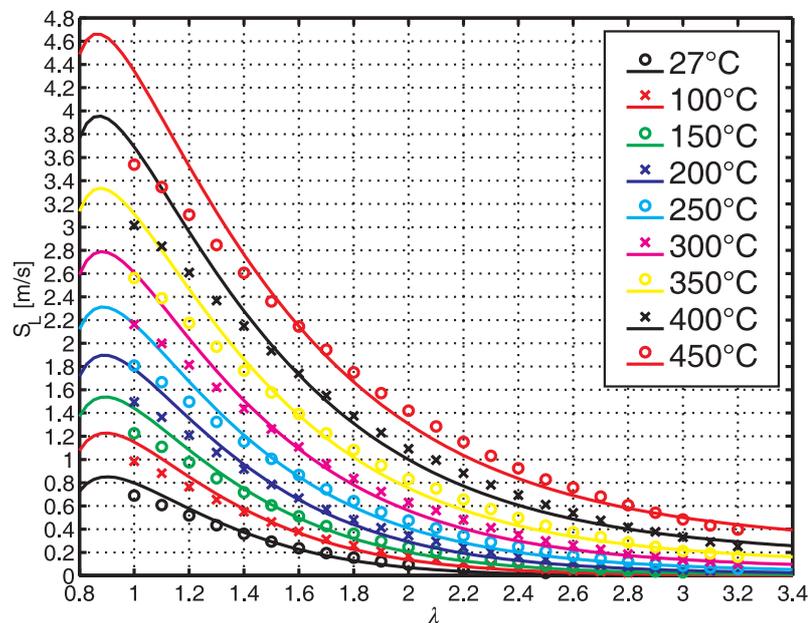


Abbildung 63: Laminare Flammgeschwindigkeiten S_L für Brennstoff 4. Vergleich zwischen *CHEMKIN-PREMIX*-Rechnungen (Symbole) und analytisch berechneten Werten (Linien).

sind aufgrund der schwer zu realisierenden Experimente keine zuverlässigen oder nur sehr stark schwankende Literaturwerte verfügbar [She01]. Ansätze die Konstanten der Korrelation nach Peters auf magerere Wasserstoff–Luft–Flammen anzupassen, waren wenig erfolgreich [Mos97] (siehe auch Abbildung 12).

Die Abbildungen 64 und 65 zeigen den Vergleich zwischen der vorgeschlagenen analytischen Berechnungsmethode, die für alle weiteren Auswertungen verwendet wird, mit den experimentell ermittelten Flammgeschwindigkeiten von Scholte und Vaags [SV59] und Nas toll [Nas89] im Bereich von $0,8 < \lambda < 2$. In beiden Fällen stimmen experimentelle und berechnete Werte für die in dieser Arbeit verwendeten Brennstoff–Mischungen ($X_{H_2,Br} < 0,6$) sehr gut überein. Anhand der Flammgeschwindigkeiten bei hohem Wasserstoffanteil im Brennstoff ($X_{H_2,Br} = 0,95$ bzw. 1) zeigt sich jedoch wieder die Tendenz, dass die analytisch berechneten Flammgeschwindigkeiten im Bereich von $\lambda > 1,3$ in jedem Falle unter den experimentell ermittelten liegen.

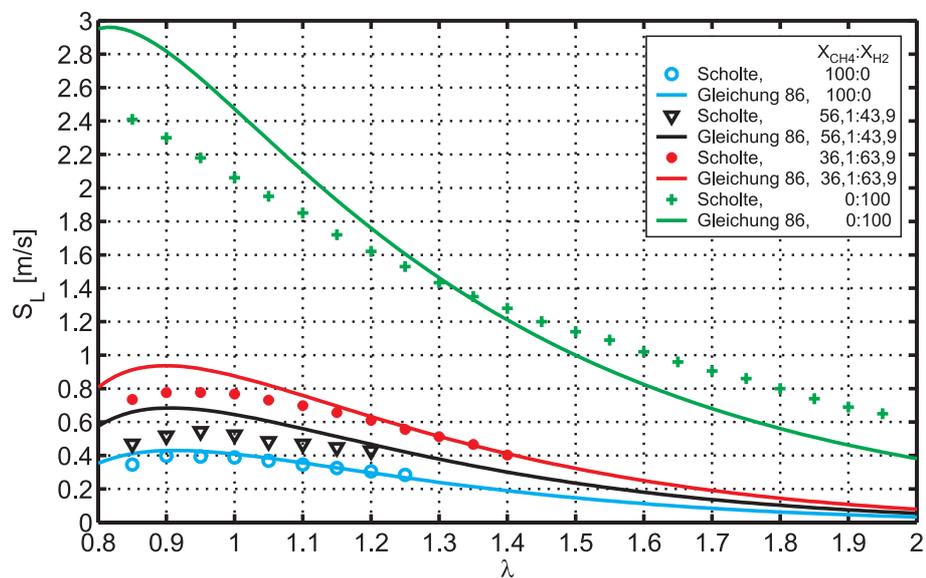


Abbildung 64: Laminare Flammgeschwindigkeiten von Wasserstoff-Methan-Mischungen: Vergleich Scholte und Vaags [SV59] und analytische Berechnung.

Durch die vorgestellte Näherungsformel (Gleichung 87) ist es nun

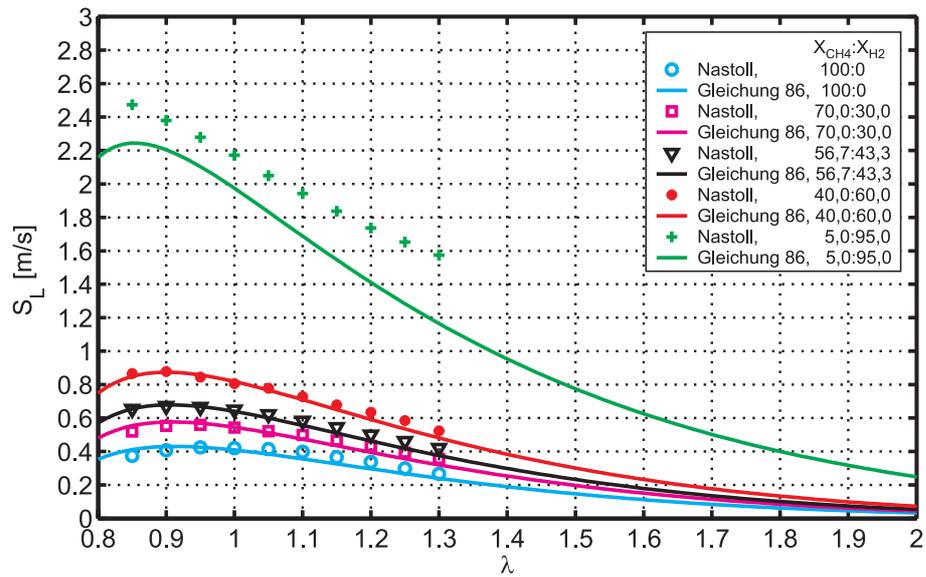


Abbildung 65: Laminare Flammgeschwindigkeiten von Wasserstoff-Methan-Mischungen: Vergleich Nastoll [Nas89] und analytische Berechnung.

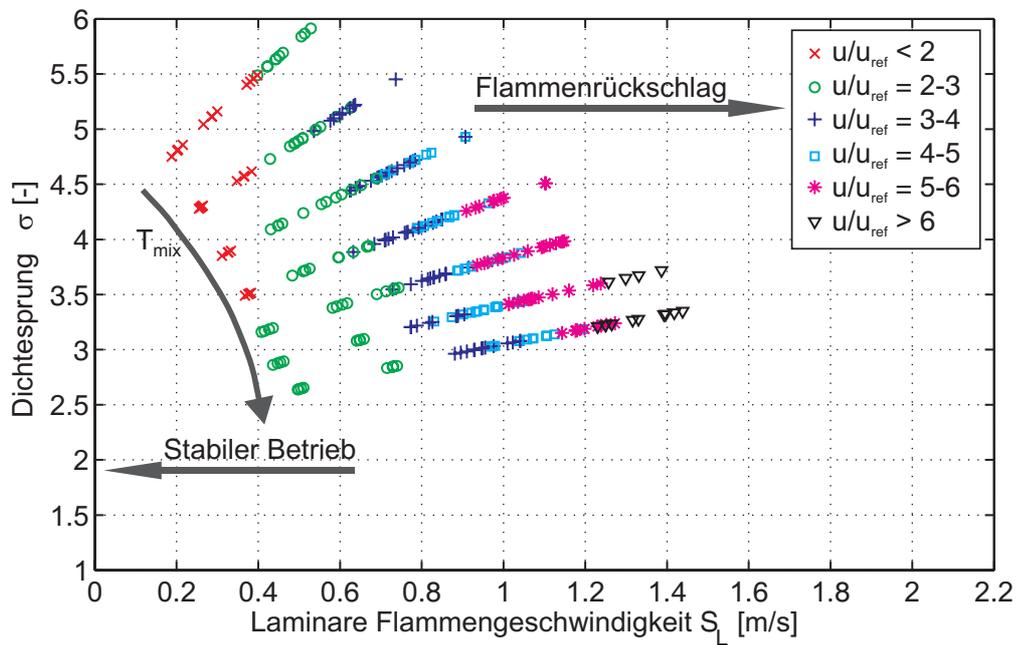


Abbildung 66: Abhängigkeit des Dichtesprungs σ von der laminaren Flammgeschwindigkeit S_L , Brennstoff 1, BK2.

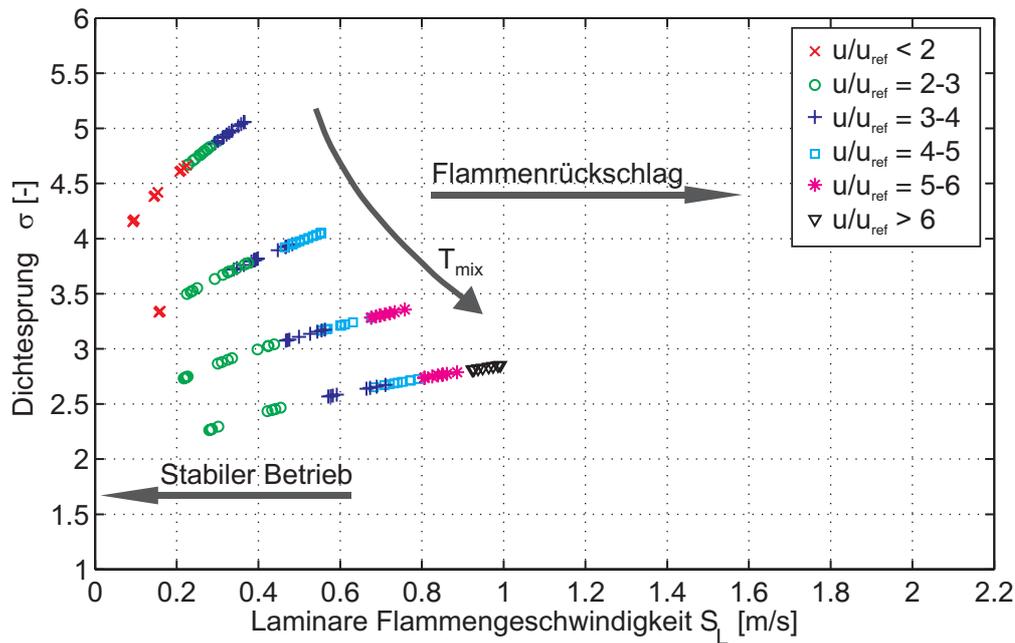


Abbildung 67: Abhängigkeit des Dichtesprungs σ von der laminaren Flammgeschwindigkeit S_L , Brennstoff 2, BK2.

möglich, den Einfluss der laminaren Flammgeschwindigkeit auf die Rückschlagsgrenzen zu überprüfen (Abbildungen 66 bis 69). Dazu wird im Vergleich zu den Abbildungen 56 bis 59 in der Abszisse an Stelle der Frischgastemperatur T_{mix} die laminare Flammgeschwindigkeit aufgetragen. Die Geschwindigkeitsbereiche sind weiterhin als Scharparameter eingeführt, um den Einfluss der Wirbeldynamik zu entkoppeln. Ausgehend von konstanten wirbeldynamischen Parametern ($u(r)$, $w(r)$, σ) müßte sich für jede Parameterkonfigurationen eine konstante Flammgeschwindigkeit einstellen. Entgegen den Erwartungen existieren für eine charakteristische Geschwindigkeit (z.B. Abbildung 66, $u/u_{ref} = 2 - 3$) und eine laminare Flammgeschwindigkeit (z.B. $S_L = 0,5 \text{ m/s}$) verschiedene Dichtesprünge ($\sigma = 2, 5-6$). Die Zuordnung einer laminaren Flammgeschwindigkeit zu einem bestimmten wirbeldynamischen Zustand ist also nicht möglich. Ganz offensichtlich ist die Vorheiztemperatur T_{mix} weiterhin ein wichtiger Einflussfaktor, obwohl T_{mix} im Vergleich zu Abbildung 56 durch die Korrelation von $\sigma = f(T_{mix})$ und $S_L = f(T_{mix})$ eli-

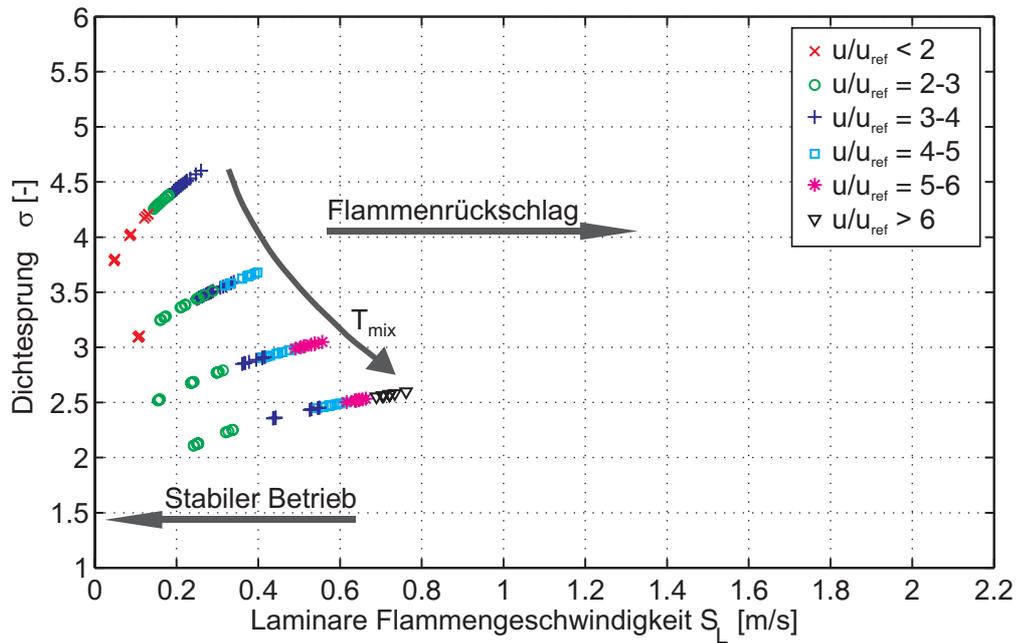


Abbildung 68: Abhängigkeit des Dichtesprungs σ von der laminaren Flammgeschwindigkeit S_L , Brennstoff 3, BK2.

miniert sein sollte³³. Da allerdings jeder normierten Geschwindigkeit u/u_{ref} ein annähernd konstanter Wert für die laminare Flammgeschwindigkeit zugeordnet werden kann, liegt die Vermutung nahe, dass das Dichteverhältnis eine untergeordnete Rolle für die Rückschlagsgrenzen spielt.

In diesem Zusammenhang sei erwähnt, dass sich für konstante Vorheiztemperaturen vermeindlich lineare oder schwach exponentielle Zusammenhänge zwischen σ und S_L ergeben, die aber keine physikalische Deutung der Rückschlagsgrenzen ermöglichen. Für konstante T_{mix} sinkt die adiabate Flammentemperatur annähernd linear mit der Luftzahl. Da auch die laminare Flammgeschwindigkeit in engen Luftzahlbereichen in erster Näherung linear mit λ fällt, ergeben sich für konstante T_{mix} die in Abbildung 66 erkennbaren Geraden, die somit Rückschlagsgrenzen mit jeweils einer konstanten Vorheiztemperatur T_{mix} repräsentieren, wobei geringe T_{mix} zu hohen Dich-

³³Es gilt näherungsweise [KKB93], [Kuo86]: $\sigma \sim 1/T_{mix}$ und $S_L \sim T_{mix}^{0,5...2} \Rightarrow \sigma \sim S_L^{-0,5...-2}$

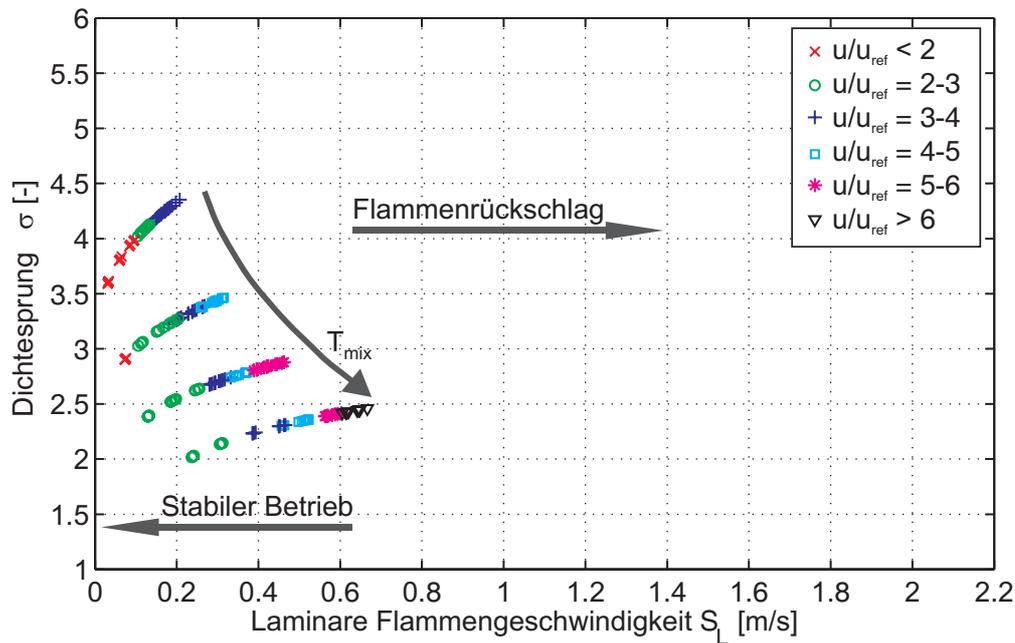


Abbildung 69: Abhängigkeit des Dichtesprungs σ von der laminaren Flammgeschwindigkeit S_L , Brennstoff 4, BK2.

tesprüngen σ führen.

Weitere Erkenntnisse versprechen die entsprechenden Darstellungen für die wasserstoffhaltigen Brennstoffe 2, 3 und 4. In den Abbildungen 67-69 ist analog zu Abbildung 66 die Abhängigkeit des Dichtesprungs von der Flammgeschwindigkeit bei den Flammenrückschlagsgrenzen für die wasserstoffhaltigen Brennstoffe 2, 3 und 4 dargestellt. Wie bei Brennstoff 1 ist auch hier keine eindeutige Funktion zwischen Dichtesprung und laminarer Flammgeschwindigkeit zu erkennen. Auch im Vergleich der Brennstoffe untereinander ergeben sich keine eindeutigen Zusammenhänge. Es fällt vielmehr auf, dass bei ansonsten identischen Zuständen die laminaren Flammgeschwindigkeiten für wasserstoffhaltige Brennstoffe beim Flammenrückschlag wesentlich (Faktor 2-3) unter denen von Methan liegen, was nicht ausschließlich durch Ungenauigkeiten in der Bestimmung der laminaren Flammgeschwindigkeiten erklärt werden kann, sondern vielmehr durch die extrem mageren Brennstoff-Luft-Mischungen an den Flammenrückschlagsgrenzen. Daraus wird wiederum ersichtlich, dass

die laminare Flammengeschwindigkeit alleine nicht genügt, um den Einfluss der Reaktionskinetik auf die Flammenrückschlagsgrenzen zu korrelieren.

Aus den Korrelationsversuchen mit Hilfe der laminaren Flammengeschwindigkeit folgt somit:

- Unabhängig vom Dichteverhältnis σ kann jeder normierten Geschwindigkeit u/u_{ref} eine laminare Flammengeschwindigkeit S_L zugeordnet werden. Das Dichteverhältnis hat nur geringen Einfluss auf die Rückschlagsgrenzen.
- Trotz gleicher wirbeldynamischer Zustände können die Flammenrückschlagsgrenzen nicht alleine mit der laminaren Flammengeschwindigkeit als Maß für den Einfluss der Reaktionskinetik korreliert werden.
- Beim Flammenrückschlag unterscheiden sich die laminaren Flammengeschwindigkeiten der verschiedenen Brennstoffe wesentlich, auch wenn alle anderen Einflussgrößen konstant gehalten werden.

5.3 Einfluss der turbulenten Flammengeschwindigkeit

Wie die Darstellung der Geschwindigkeitsprofile und deren Schwankungsgrößen in Kapitel 3 zeigt, breitet sich ein Flammenrückschlag gegen eine hohturbulente Strömung aus (Abbildung 35 und 36). Es ist daher naheliegend, anstelle der laminaren, die turbulente Flammengeschwindigkeit S_T als bestimmenden Faktor für den Einfluss der chemischen Reaktion auf die Flammenrückschlagsgrenzen in Betracht zu ziehen. Im einfachen Modell nach Damköhler (Gleichung 42) wird die turbulente Flammengeschwindigkeit zusammengesetzt aus der laminaren Flammengeschwindigkeit S_L und dem Transport der Reaktionszone durch die turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen u'_{rms} : $S_T = S_L + u'_{rms}$. Wie in Abbildung 16 gezeigt wurde, ist

Gleichung 42 für Damköhlerzahlen größer Eins, und damit auch für den vorliegenden Fall, eine gute Näherung und soll daher die Grundlage für die folgende Abschätzung bilden. Da bei den vorliegenden Experimenten die Geschwindigkeitsschwankungen u'_{rms} etwa um eine Größenordnung höher sind als die laminaren Flammgeschwindigkeiten S_L , kann Gleichung 42 sogar weiter vereinfacht werden zu: $S_T \approx u'_{rms}$. Damit gilt aber, dass die turbulente Flammgeschwindigkeit direkt proportional zur massengemittelten Geschwindigkeit \bar{u} ist:

$$S_T \approx u'_{rms} \sim \bar{u} \quad (89)$$

Wie auch schon die wirbeldynamischen Effekte, kann S_T daher allein auf die Strömungszustände im Mischrohr zurückgeführt werden. Wie in den Kapitel 5.1 und 5.2 gezeigt wurde, kann dann die erhöhte Rückschlagsneigung durch eine beschleunigte chemische Reaktion aber eindeutig nicht mit der turbulenten Flammgeschwindigkeit erklärt werden.

In den Kapiteln 5.2 und 5.3 wurde ausgehend von bekannten Flammenausbreitungs-Mechanismen versucht, die Flammenrückschlagsgrenzen durch eine additive Überlagerung aus wirbeldynamischen Phänomenen und laminarer bzw. turbulenter Flammenausbreitung zu erklären. Dies führt zu folgenden Aussagen:

- Die turbulente Flammgeschwindigkeit S_T , die aufgrund des hohen Turbulenzgrades im Wesentlichen von den Strömungszuständen im Brenner bestimmt wird, ist quasi unabhängig von Luftzahl und Vorheiztemperatur und kann daher den Einfluss der Reaktionskinetik auf die Rückschlagsgrenzen nicht erklären.
- Mit einer additiven Überlagerung wirbeldynamischer Effekte und laminarer oder turbulenter Flammenausbreitung können für die Flammenrückschlagsgrenzen weder die Einflüsse der Vorheiztemperatur noch die der verschiedenen Brennstoffe korreliert werden.

- Die Wirbeldynamik ist der dominierende Faktor für die Ausbreitungsgeschwindigkeit U_f des Flammenrückschlags.
- Das Flammenrückschlagsverhalten wird von einem zusätzlichen physikalischen Effekt beeinflusst, der von der Reaktionskinetik dominiert wird.

5.4 Auswirkungen des Flammenlöschens

5.4.1 Korrelation durch Zeitskalenvergleiche

Der Betriebszustand, bei dem sich die Flamme durch das Mischrohr bis zum Drallerzeuger ausbreitet, wurde in Kapitel 3 als Flammenrückschlagsgrenze definiert. Bisher wurde versucht, den Vorgang damit zu erklären, dass im Laufe des Versuchs durch Absenkung der Luftzahl λ die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flamme U_f solange erhöht wird, bis die Flamme die Gegenströmung überwinden kann. Mit diesem Ansatz konnte der Einfluss einer beschleunigten chemischen Reaktion auf die Rückschlagsgrenzen jedoch nicht geklärt werden.

Vielmehr wird deutlich, dass die betrachtete Brennerkonfiguration *BK2* grundsätzlich Flammenrückschläge ermöglicht, wenn, wie bei Fritz [Fri03] beschrieben, eine ausreichend starke Wärmequelle im Mischrohr des Brenners ein verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen erzeugt. Tritt die Flamme einmal in das Mischrohr ein, müßte sie sich in der Folge auch bis zum Drallerzeuger ausbreiten können. Tatsächlich zeigen die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen bzw. die Daten des optischen Flammensensors, dass schon lange vor der eigentlichen Rückschlagsgrenze mehrmals Flammen in das Mischrohr eintreten (siehe Abbildung 25 und Abbildungen 70 bis 72). Allerdings werden diese Flammen bis zum Erreichen der Rückschlagsgrenze jeweils wieder in Richtung Brennkammer ausgespült.

Fritz zeigt in seiner Arbeit [Fri03], dass dem Übergang von einer stromaufwandernden Flamme zum Ausspülen der Flamme meist

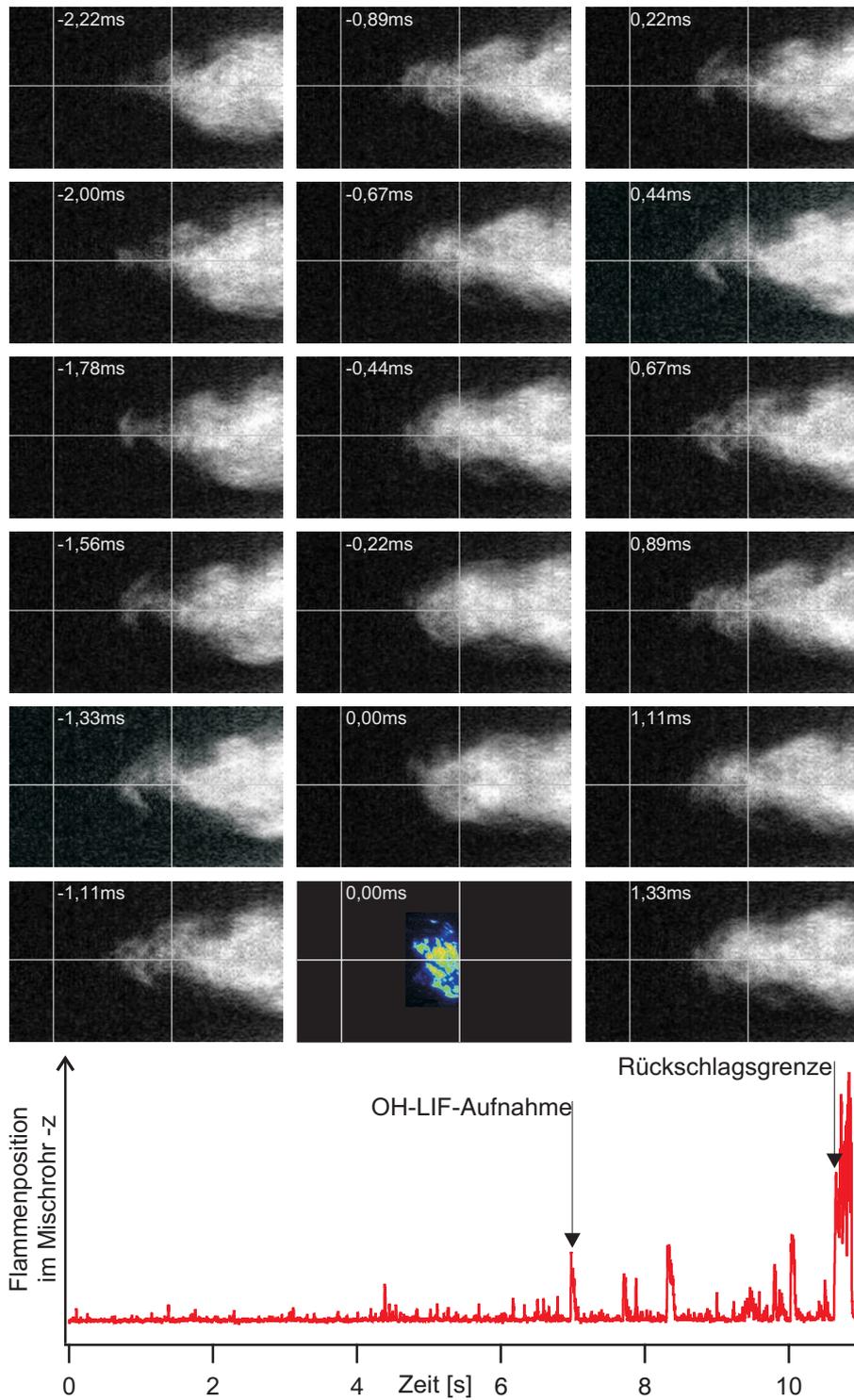


Abbildung 70: OH-Konzentrationsverteilung in der Flammenspitze. Flammenlöschten bei spiralförmigem Auswaschen der Flamme. Brennstoff 2, BK 2.

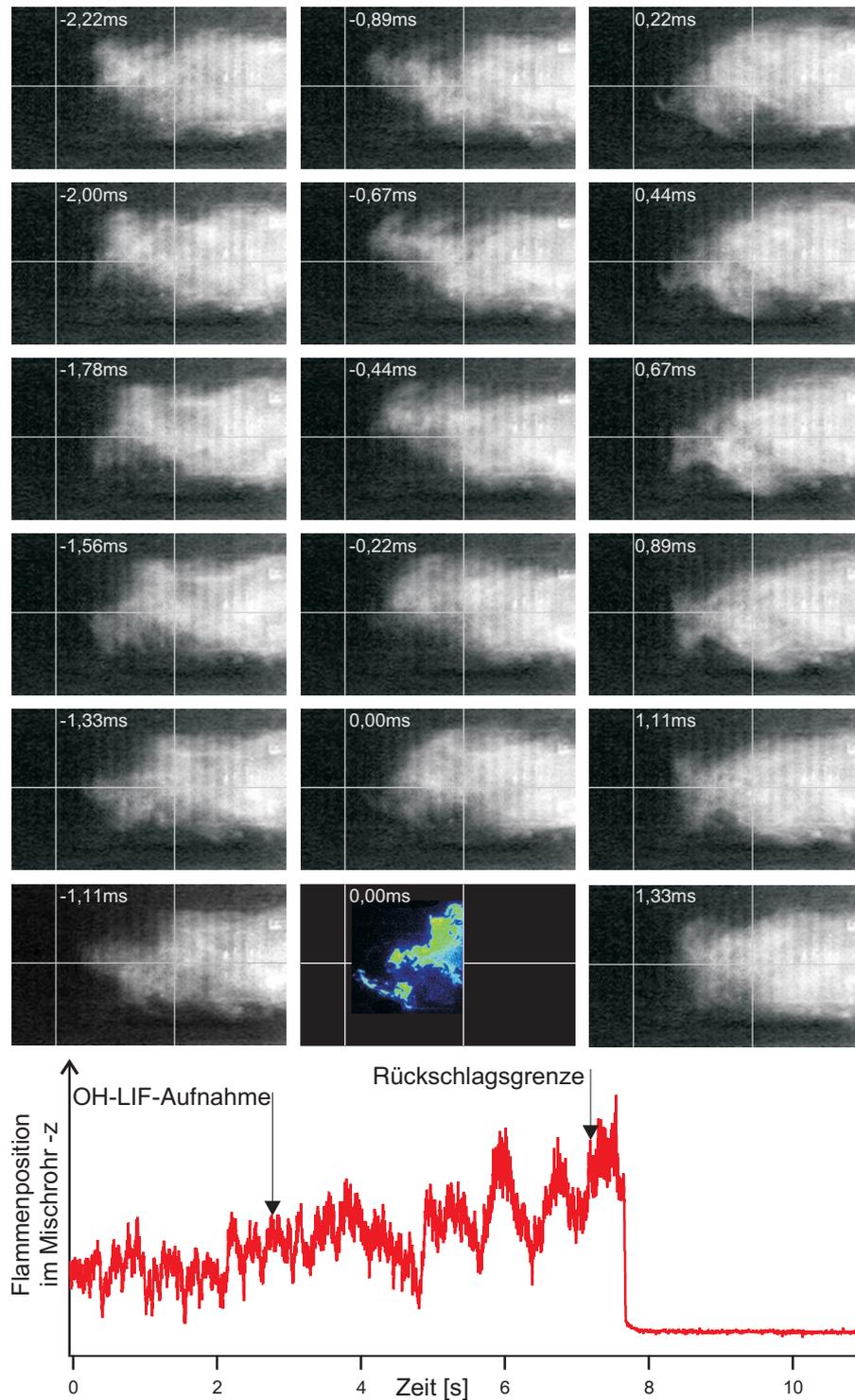


Abbildung 71: OH-Konzentrationsverteilung in der Flammenspitze. Flammenlöschens bei spiralförmigem Auswaschen der Flamme. Brennstoff 1, *BK* 1.

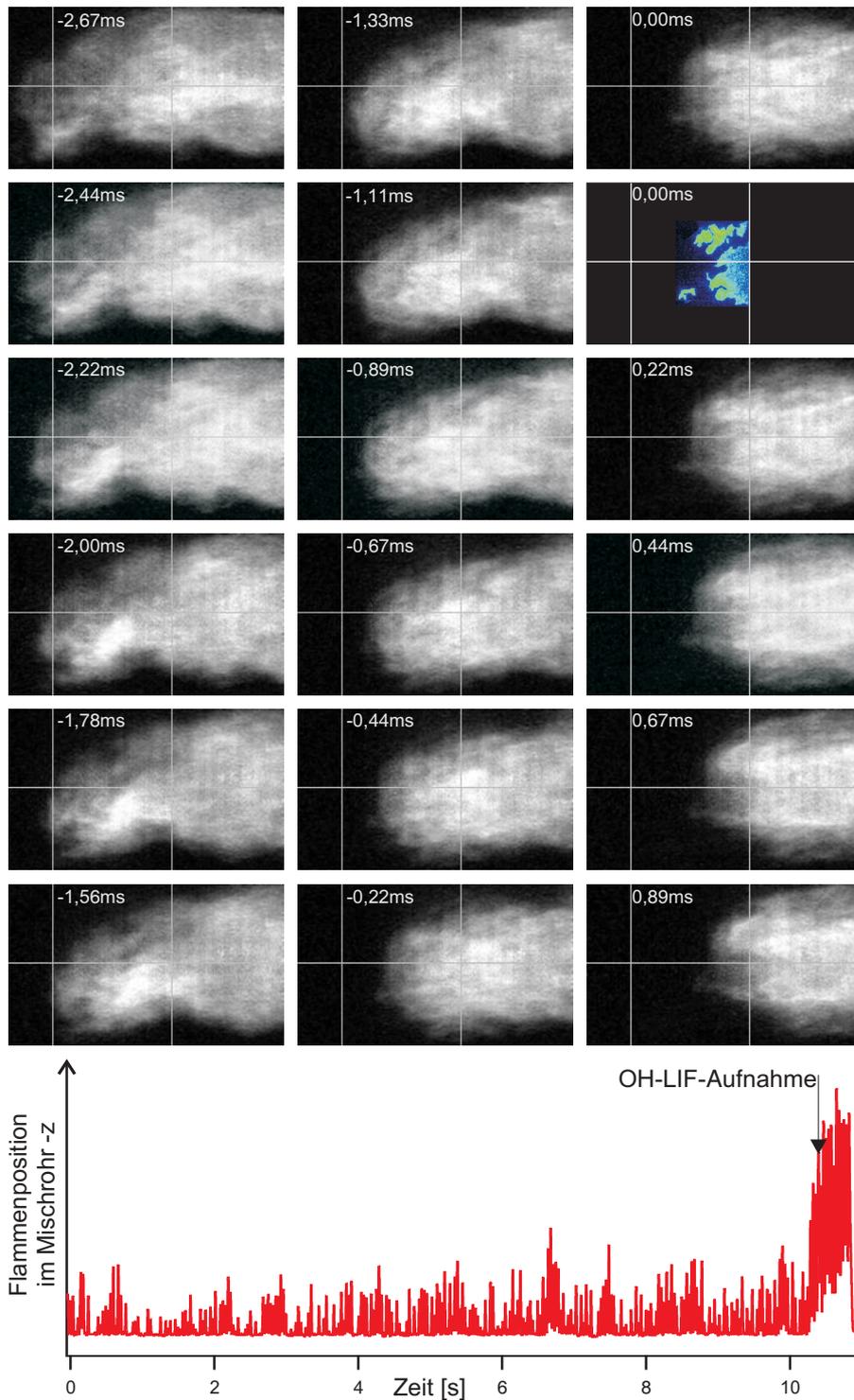


Abbildung 72: OH-Konzentrationsverteilung in der Flammenspitze. Flammenlöschten bei stumpfen, propfenförmigem Auswaschen der Flamme. Brennstoff 1, BK 3.

asymmetrische Wirbelstrukturen vorausgehen. Diese Strömungsformen steigern die Einmischung kalter Frischgase in die Reaktionszone. Zeigen OH-LIF-Aufnahmen einer stromaufwandernden Flamme noch eine gleichmäßige OH-Radikal-Verteilung, die auf eine Volumenreaktion schließen lässt, bilden sich nun durch das verstärkte Entrainment kalter Gase lokal stark zerklüftete Flammenstrukturen aus. Die Abbildungen 70 bis 72 zeigen³⁴, dass sich die von Fritz beschriebenen charakteristischen Flammenstrukturen am Umkehrpunkt der Flamme bzw. beim Ausspülen der Flamme nicht nur bei der von ihm untersuchten Konfiguration (Brennstoff 1, BK 2), sondern auch bei anderen Brennstoffen und Brennerkonfigurationen auftreten. Starke Nutationsbewegungen führen zu einem spiralförmigen Auswaschen der Flamme [Fri03], das in den Abbildungen 70 und 71 dargestellt ist. Alternativ dazu kann auch eine stumpfe, propfenförmige Flamme ausgespült werden [Fri03], wobei im Vorfeld aber ebenfalls eine stark asymmetrische Wirbelstruktur auftritt (Abbildung 72).

Die in diesen Fällen zu beobachtenden aufgebrochenen Flammenstrukturen innerhalb der Flammenspitze zeigen, dass lokal keine OH-Radikale mehr auftreten. Daraus kann gefolgert werden, dass in diesen Bereichen der Flammenspitze kaltes Frischgas vorliegt³⁵ und keine Reaktion bzw. Wärmefreisetzung stattfindet. Ist die integrale chemische Brennstoffumsetzung innerhalb der stromaufwandernden Rückströmblase und damit die freigesetzte Wärmemenge zu gering, so werden die wirbeldynamischen Kräfte des CIVB geschwächt. Dadurch entsteht ein Rückkopplungsmechanismus, der letztlich zu einem Auswaschen der Flamme führt, sogar wenn sich stromauf der Flammenspitze noch kurzfristig eine Rezirkulationszone halten kann [Fri03]. Die turbulente Flammenausbreitungsgeschwindigkeit ist in diesem Fall nicht groß genug, um alleine die hohen axialen

³⁴Neben der Hochgeschwindigkeits-Videsequenz und der zugehörigen OH-LIF-Aufnahme ist in den Abbildungen auch der zeitliche Verlauf der Flammenposition abgebildet, der vom optischen Flammensensor aufgezeichnet wurde. An der Flammenrückschlagsgrenze ergibt sich durch ein radiales Pulsieren der Flamme ein stark oszillierendes Signal hoher Amplitude.

³⁵OH-Radikale werden nicht nur in der Reaktionszone gebildet, sondern existieren auch im heißen Abgas in einer reaktiv hohen Gleichgewichtskonzentration (siehe Abschnitt 4.1).

Strömungsgeschwindigkeiten auf der Mischrohrachse zu überwinden.

Der Nachweis, dass das turbulente Löschen der Reaktion in der Flammenspitze ein weiteres Stromaufwandern der Flamme verhindern kann zeigt, dass neben der grundsätzlichen Fähigkeit der Flamme aufgrund eines CIVB in das Mischrohr einzudringen eine weitere notwendige Bedingung erfüllt sein muss, um eine Flammenausbreitung bis zum Drallerzeuger (Rückschlagsgrenze) zu ermöglichen. Diese Bedingung ist, dass die chemische Umsetzung des Brennstoffs ausreichend schnell erfolgt, um die verstärkte Beimengung kalten Frischgases bei ungünstigen Wirbelstrukturen an der Reaktionszone ausgleichen zu können.

Gemäß Kapitel 2.3 kann dieses Verhalten, also der Übergang von einer stabilen Reaktion zum Flammenlöschen (Quenching), durch den Vergleich eines chemischen Zeitmaßes τ_c mit einem charakteristischen Zeitmaß für die Strömung τ_u beschrieben werden. Ist die chemische Umsetzung zu langsam, τ_c folglich größer als τ_u , so wird der Reaktionszone mehr Wärme konvektiv entzogen als die Reaktion selbst produziert. Fritz [Fri03] zeigt, dass die Geometrie der Rückströmzone des CIVB in erster Näherung vom Durchmesser des Mischrohrs D bestimmt wird. Zudem kann er nachweisen, dass sich die Intensität der Rückströmzone, d.h. der Betrag der stromaufgerichteten Strömungsgeschwindigkeit in der Rückströmblase, proportional zur mittleren Strömungsgeschwindigkeit \bar{u} im Mischrohr verhält. $\tau_u = \frac{D}{\bar{u}}$ kann daher als ein charakteristisches Strömungszeitmaß für den Zeitmaßvergleich definiert werden. Mit einem chemischen Zeitmaß, abgeschätzt über $\tau_{cAZ} = a/S_L^2$ (Gleichung 22), kann eine dimensionslose brennerspezifische Konstante C_{quench} definiert werden. Gilt für die Zustände im Mischrohr:

$$\frac{\tau_{cAZ}}{\tau_u} = \frac{a}{S_L^2} \cdot \frac{\bar{u}}{D} \geq C_{quench} \quad (90)$$

bleibt der Reaktion nicht genügend Zeit sich zu etablieren, eine stabile Flammenausbreitung durch das Mischrohr ist nicht möglich. Der

Brenner befindet sich für diesen Fall in einem rückschlagssicheren Betriebszustand. Kleine Werte für C_{quench} weisen auf einen Brenner hin, der selbst für sehr kurze chemische Zeitmaße (bzw. hohe laminare Flammengeschwindigkeiten) oder niedrige Strömungsgeschwindigkeiten einen sicheren Betrieb garantiert, Dagegen charakterisieren große C_{quench} einen Brenner, der zu Flammenrückschlägen neigt, da nur ein Betrieb bei sehr mageren Brennstoff–Luft–Mischungen möglich ist.

Wie im Kapitel 2.3 beschrieben, werden zahlreiche Vorgänge in der Verbrennungstechnik mit Hilfe von Zeitmaßvergleichen beschrieben. So wird die magere Löschgrenze in Gasturbinen-Brennern mit einem ähnlichen Ansatz modelliert [Lev83] [Hof94]. Des Weiteren kann C_{quench} hinsichtlich der Kenngrößen für die turbulente Verbrennung auch als Damköhler– (Da), Karlovitz–Zahl (Ka) oder Karlovitz–Streckungsfaktor (K) interpretiert werden. Alle drei Kennzahlen basieren ebenfalls auf Zeitmaßvergleichen unter Verwendung des gleichen chemischen Zeitmaßes. Allerdings werden zur Berechnung der jeweiligen charakterischen Zeitmaße turbulente Strömungskenngrößen verwendet. Die massengemittelte Geschwindigkeit \bar{u} wird in allen drei Fällen durch die Geschwindigkeitsschwankungen u'_{rms} ersetzt. Das Längenmaß D wird durch charakterische Wirbelgrößen der turbulenten Strömung, das integrale Längenmaß L (Da), das Kolmogorov–Mikromaß l_s (Ka) bzw. das Taylor–Mikromaß λ_T (K) ersetzt. Grundsätzlich liegt es nahe, diese Kennzahlen zur Korrelation der Rückschlagsgrenzen heranzuziehen. Insbesondere der Karlovitz–Streckungsfaktor wird häufig verwendet, um turbulente Löschvorgänge, wie sie auch im vorliegenden Fall auftreten, zu korrelieren [AGBHL84] [AGB85] [AGBL89]. Zur korrekten Ermittlung dieser Kennzahlen sind aber exakte Aussagen über das Strömungsfeld, insbesondere über die Turbulenzgrößen notwendig. Auch wenn die Geschwindigkeitsschwankungen u'_{rms} und w'_{rms} ausreichend genau bestimmt wurden, zeigt Abbildung 36, dass aufgrund der radialen Verteilung $u'_{rms}(r)$ im Mischrohr kein einheitlicher Turbulenzgrad für das komplette Mischrohr angegeben werden kann. Die Bestimmung der charakteristischen Wirbelgrößen L und λ_T unterliegt

zudem zum Teil großen Unsicherheiten durch inhärente Eigenschaften der Drallströmung, wie zum Beispiel einer Präzession des Wirbelkerns³⁶. Außerdem ist eine Bestimmung der Turbulenzgrößen im Anwendungsfall nicht immer möglich. Hier liegt der entscheidende Vorteil in der Definition von C_{quench} : Das charakteristische Zeitmaß für die Strömung τ_u ist über makroskopisch leicht zu bestimmende Größen des Mischrohr- bzw. Brennerdurchmessers und die massengemittelte Geschwindigkeit einfach zu berechnen. Im Gegensatz zu den Zeitskalenvergleichen in der turbulenten Strömung (Da , Ka , K) ist C_{quench} durch die Verwendung von D als charakteristische Länge jedoch von der betrachteten Geometrie abhängig.

In den vorliegenden Experimenten führt die Luftzahlablenkung zu kürzeren chemischen Zeitmaßen τ_c bzw. höheren laminaren Flammengeschwindigkeiten S_L . Beim Erreichen der Flammenrückschlagsgrenzen unterschreitet der Wert für $\frac{a}{S_L^2} \cdot \frac{\bar{u}}{D}$ die Brenner-Konstante C_{quench} . Die chemische Reaktion ist schnell genug, um nicht mehr gelöscht zu werden und die Flamme kann sich durch das ganze Mischrohr bis zum Drallerzeuger fortpflanzen.

Abbildung 73 zeigt die experimentell ermittelten Werte für C_{quench} in Abhängigkeit vom Dichtesprung über die Flammenfront. Weiterhin sind die Bereiche gleicher massengemittelter Geschwindigkeiten als Scharparameter eingezeichnet. Obwohl die Datenstreuung insbesondere bei geringen mittleren Mischrohrgeschwindigkeiten nicht vernachlässigbar ist, ergibt sich ein nahezu konstanter Wert $C_{quench} \approx 0,05$ für alle Flammenrückschlagsgrenzen, der unabhängig von den mittleren Geschwindigkeiten oder den Temperaturen der Brennstoff-Luft-Mischung ist. Mit Ausnahme der Experimente bei sehr niedrigen Mischrohrgeschwindigkeiten ($\bar{u}/u_{ref} < 3$) ergeben sich Streuungen für C_{quench} von $\pm 35\%$. Die wirbeldynamischen Einflüsse, also weder der Dichtesprung σ noch die unterschiedlichen dimensionslosen Geschwindigkeiten \bar{u}/u_{ref} , haben offensichtlich keinen Einfluss (Abbildung 73). Dies bestätigt den Ansatz, dass Quenching ein dominierender Parameter für den Flammenrückschlag ist. In den fol-

³⁶Englisch: Precessing Vortex Core.

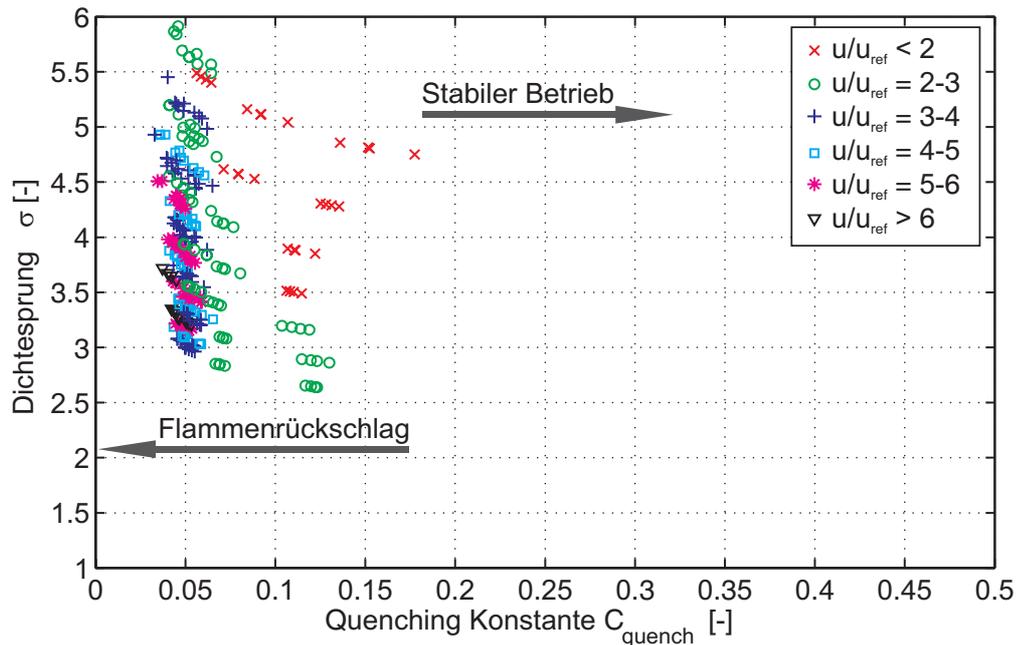


Abbildung 73: Quenching-Konstante C_{quench} bei den Flammenrückschlagsgrenzen basierend auf S_L (Brennstoff 1, BK2).

genden Darstellungen wird daher auf eine Unterscheidung der verschiedenen Geschwindigkeitsbereiche verzichtet.

Für die wasserstoffhaltigen Brennstoffe war die Ermittlung von C_{quench} weit weniger erfolgreich. In Abbildung 74 sind die ermittelten Werte für C_{quench} für alle Brennstoffe dargestellt. Mit zunehmendem Wasserstoffgehalt im Brennstoff wird die Streuung größer. Kann bei Brennstoff 2 noch näherungsweise ein konstantes $C_{\text{quench}} \approx 0,13$ bestimmt werden, so steigen mit zunehmendem Wasserstoffgehalt im Brennstoff die Streuungen selbst unter Vernachlässigung der extremen Streuungen der Messwerte bei kleinen Mischrohrgeschwindigkeiten bis auf $\pm 80\%$. Auch ist bei diesen Brennstoffen eine Abhängigkeit vom Dichtesprung über die Flammenfront erkennbar. Zudem tendiert C_{quench} bei den wasserstoffhaltigen Brennstoffen grundsätzlich zu höheren Werten. Bei Brennstoff 4 liegen die Werte für C_{quench} um den Faktor 4 – 24 höher als bei Brennstoff 1.

Wie in Abschnitt 5.3 bereits erwähnt, sind die Werte für die laminaren Flammengeschwindigkeiten insbesondere für magere

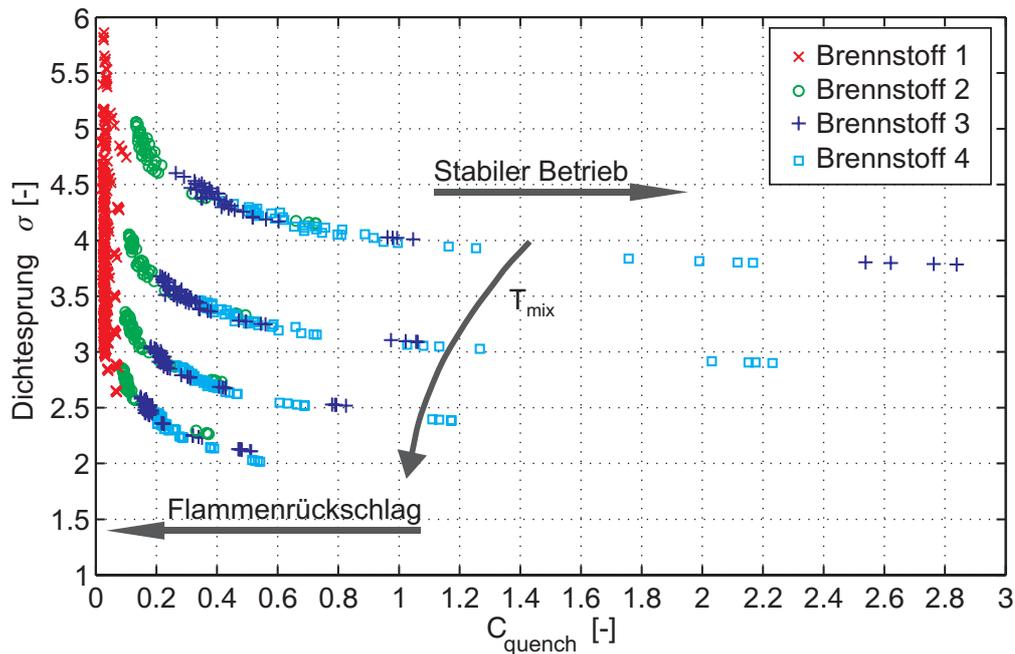


Abbildung 74: Quenching-Konstante C_{quench} bei den Flammenrückschlagsgrenzen basierend auf S_L : Vergleich unterschiedlicher Brennstoffe, BK2.

Wasserstoff–Methan–Luft Flammen mit großen Unsicherheiten behaftet. In Abbildung 74 sind gerade bei Brennstoff 4, bei dem nach Abbildung 55 die Flammenrückschlagsgrenzen bei sehr hohen Luftzahlen $\lambda_{kr} \leq 3,6$ liegen, die Streuungen am höchsten. Die Bestimmung von C_{quench} basiert hier folglich auf unsicheren Werten für die laminaren Flammgeschwindigkeiten, die zudem in zweiter Potenz in die Berechnung eingehen.

Bei wasserstoffhaltigen Brennstoffen ergeben sich bei hohen Frischgastemperaturen T_{mix} (geringe Dichtesprünge σ) vergleichsweise kleine Werte für C_{quench} , was darauf schließen läßt, dass in diesem Temperaturbereich durch τ_{cAZ} zu kleine Zeitmaße vorgegeben werden. In Kapitel 2.1.3 wurde gezeigt, dass eine Anhebung der Frischgastemperatur und die damit verbundene Verstärkung der thermischen Diffusion eine Verbreiterung der Reaktionszone bewirkt. Eine Berechnung des Zeitmaßes durch τ_{cAZ} kann diesen Effekt und das damit verbundene Anwachsen des Zeitmaßes nicht vollständig erfassen. Eine exempla-

rische Bestimmung von C_{quench} mit $C_{quench} = \tau_{cPREMIX} \cdot \bar{u}/D$ zeigt, dass sich diese Diffusionseinflüsse mit der Berechnung des chemischen Zeitmaßes durch $\tau_{cPREMIX}$ simulieren lassen. Die in Abbildung 74 erkennbare Temperatur- bzw. Dichtsprung-Abhängigkeit von C_{quench} kann folglich auf die τ_{cAZ} zugrunde liegenden Näherungen zurückgeführt werden. Auch eine Zeitmaßbestimmung durch $\tau_{cPREMIX}$ kann jedoch die Unsicherheiten in den *PREMIX*-Berechnungen bei extrem mageren Flammen (siehe Abbildung 12) nicht umgehen, die großen Streuungen in C_{quench} bei wasserstoffhaltigen Brennstoffen bleiben bestehen.

Sowohl τ_{cAZ} als auch $\tau_{cPREMIX}$ stellen Zeitmaße für eine vollständige Brennstoffumsetzung dar. Im Bezug auf das Flammenlöschens, das dem C_{quench} -Modell zugrunde liegt, ist es jedoch unerheblich, ob die Reaktion vollständig abläuft. Wichtig ist nur die Gewährleistung einer ausreichenden Wärmefreisetzung, sodass sich die Reaktion selbst aufrecht erhalten kann.

Die Berechnung des chemischen Zeitmaßes auf Basis von *PSR*-Rechnungen (τ_{cPSR}) ist eine Alternative (Siehe Tabelle 1). Bei diesen Zeitmaßen wird gerade der kritische Zustand nahe der Verlöschgrenze berücksichtigt. Da die OH-LIF-Aufnahmen einer stabil stromaufwandernden Flamme einen gut durchmischten Bereich annähernd konstanter OH-Verteilung zeigen (Abbildung 27), lässt sich eine Verwendung des *PSR*-Modells physikalisch begründen. Kritisch muss allerdings in diesem Zusammenhang angemerkt werden, dass im Falle des Flammenlöschens ausgeprägte Wirbelstrukturen in den OH-LIF-Aufnahmen zu sehen sind (Abbildungen 70 bis 72). Folglich liegt keine ideal durchmischte Rückströmzone vor, und es treten Gradienten in den Konzentrations- und Temperaturverteilungen innerhalb der Reaktionszone auf.

Die Abbildungen 75-78 zeigen die kritischen Zeitmaße τ_{cPSR} auf Basis der *PSR*-Rechnungen für alle Brennstoffe und Vorheiztemperaturen in Abhängigkeit von der Luftzahl λ . Mit Hilfe dieser direkt berechneten Werte kann nun der Wert für C_{quench} aus den experimentellen

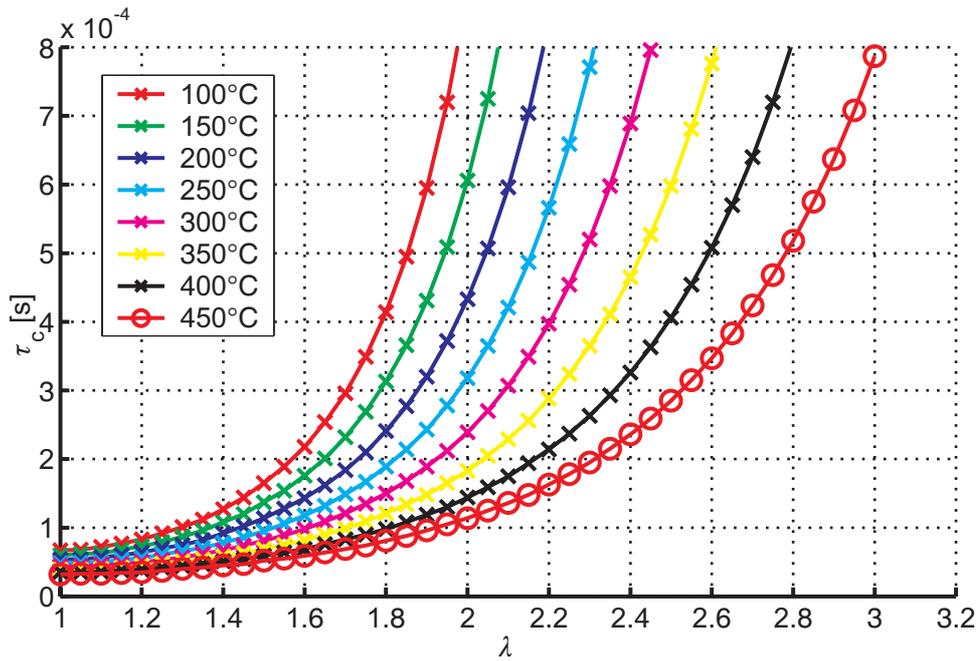


Abbildung 75: Kritische chemische Zeitmaße auf Basis von PSR-Rechnungen, Brennstoff 1.

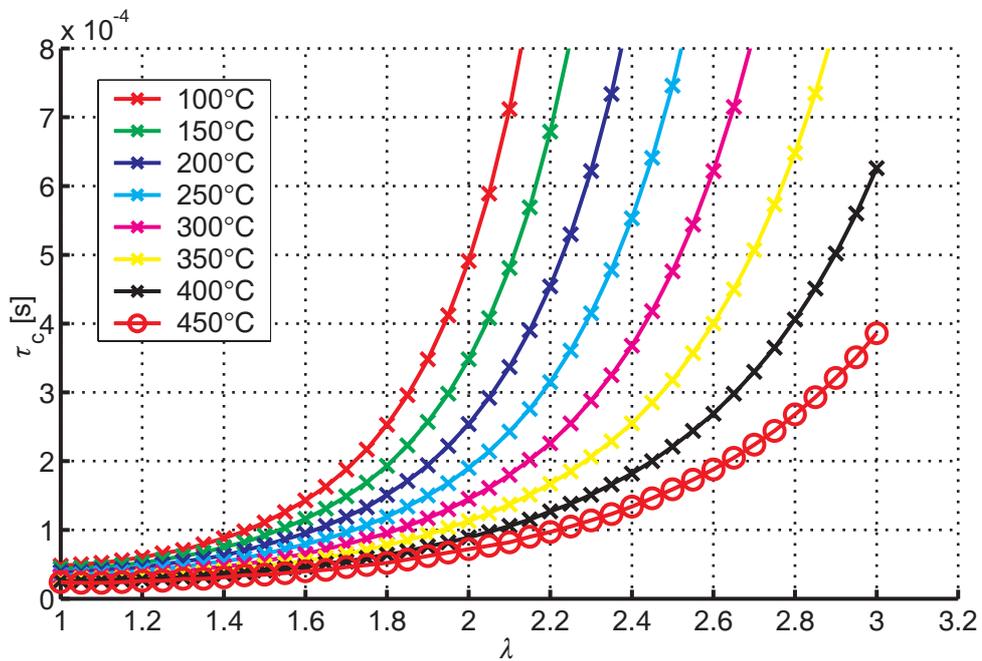


Abbildung 76: Kritische chemische Zeitmaße auf Basis von PSR-Rechnungen, Brennstoff 2.

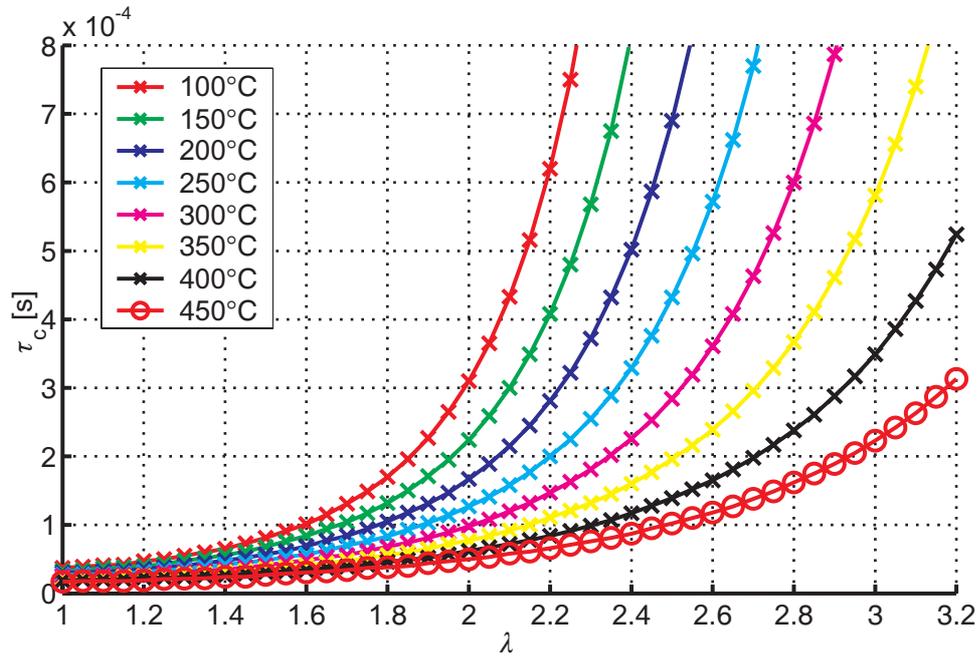


Abbildung 77: Kritische chemische Zeitmaße auf Basis von PSR-Rechnungen, Brennstoff 3.

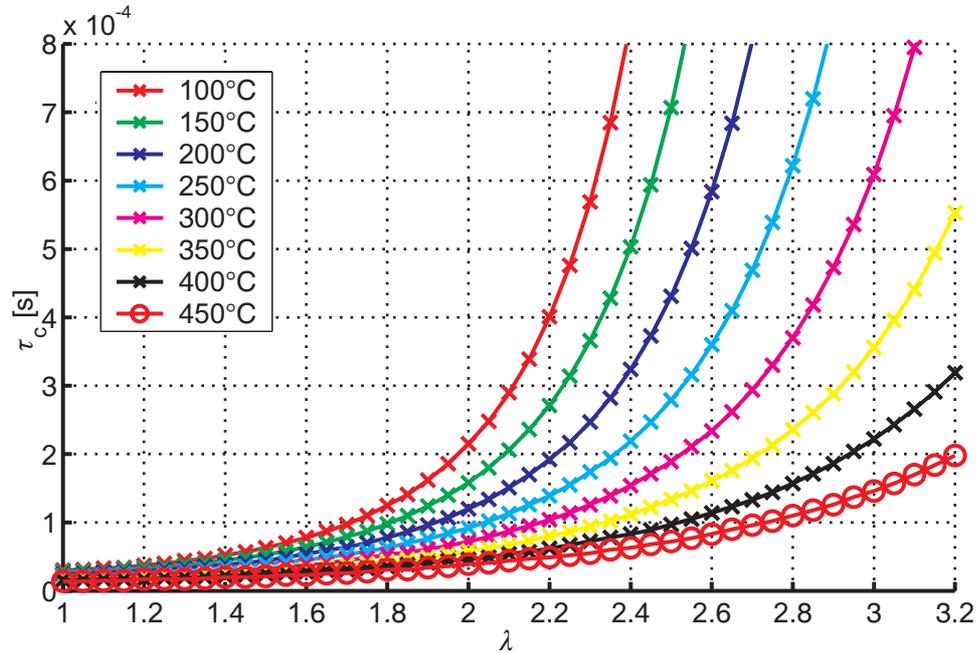


Abbildung 78: Kritische chemische Zeitmaße auf Basis von PSR-Rechnungen, Brennstoff 4.

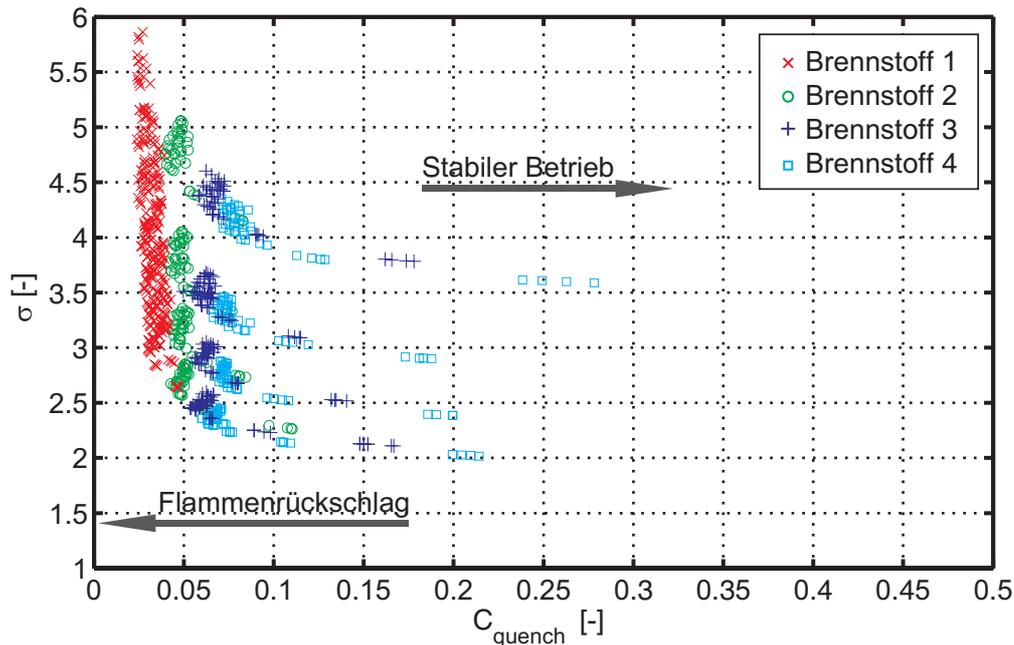


Abbildung 79: Quenching-Konstante C_{quench} bei den Flammenrückschlagsgrenzen basierend auf PSR-Rechnungen: Vergleich unterschiedlicher Brennstoffe, BK2.

Daten neu ermittelt werden (Abbildung 79):

$$C_{quench} = \frac{\tau_{cPSR} \cdot \bar{u}}{D} \quad (91)$$

Im Vergleich zu den Berechnungen von C_{quench} auf Basis der laminaren Flammengeschwindigkeiten zeigt sich für Brennstoff 1 keine Abhängigkeit vom Dichtesprung mehr. Über alle Vorheiztemperaturen ergibt sich ein konstanter Wert von $C_{quench} \approx 0,03$. Da die kritischen Zeitmaße der PSR-Rechnungen kleiner sind als die durch die laminare Flammengeschwindigkeit berechneten (vollständige Reaktion), ergeben sich nun niedrigere Werte für C_{quench} . Die Streuung beträgt für einen Brennstoff inklusive den Experimenten bei kleinen Mischrohrgeschwindigkeiten unter $\pm 20\%$. An dieser Stelle sei nochmals erwähnt, dass jede einzelne Messung in den Diagrammen dargestellt wird und keine Mittelwertbildung über Wiederholungsmessungen für gleiche Parameter erfolgte. Auch für die wasserstoffhaltigen Brennstoffe kann nun ein annähernd konstanter Wert für

C_{quench} ermittelt werden, wobei unter Vernachlässigung der stark streuenden Messungen bei niedrigen Mischrohrgeschwindigkeiten die maximale prozentuale Schwankung ebenfalls unter $\pm 20\%$ liegt. Diese Schwankungen entsprechen zurückgerechnet auf die Luftzahl λ einer Unsicherheit von unter $\pm 10\%$. Da die Wiederholgenauigkeit der Rückschlagsgrenzen bei einer Parameterkonfiguration bereits im Bereich von $\pm 1\% - \pm 5\%$ liegt, sind die Streuungen in der Korrelation von C_{quench} , insbesondere unter Berücksichtigung der Komplexität des Prozesses, der sicherlich auch stochastischen Schwankungen unterliegt, ausgezeichnet.

Es fällt jedoch auf, dass C_{quench} mit zunehmendem Wasserstoffgehalt im Brennstoff weiterhin größere Werte annimmt. Die wirbeldynamischen Zustände unterscheiden sich aber nicht von denen bei Brennstoff 1. Sowohl die Näherung über die laminaren Flammgeschwindigkeiten, als auch die Berechnungen der chemischen Zeitmaße durch die PSR-Rechnungen ergeben an den Flammenrückschlagsgrenzen mit steigendem $X_{H_2,Br}$ eine vermeintlich langsamere chemische Brennstoffumsetzung.

Als einziger signifikanter Unterschied im Brennverhalten der verschiedenen Brennstoffe verbleibt die bevorzugte Diffusion von Wasserstoff. Während Sauerstoff, Stickstoff und Methan ähnliche diffusive Stoffeigenschaften aufweisen, liegt der Diffusionskoeffizient von Wasserstoff etwa um den Faktor drei höher.

5.4.2 Lewis–Zahl–Effekt auf das Flammenlöschen

Auch wenn bereits mehrfach erwähnt wurde, dass die Definition des chemischen Zeitmaßes mit $\tau_{cAZ} = a/S_L^2$ für den vorliegenden Fall keine optimale Näherung bietet, soll im Folgenden der Einfluss der bevorzugten Brennstoffdiffusion auf das für das Flammenlöschen relevante chemische Zeitmaß anhand dieses Ansatzes erfolgen, um die grundlegenden Zusammenhänge anschaulich erläutern zu können. Dieses chemische Zeitmaß wurde in Kapitel 2.1.3 durch die Auf-

enthaltszeit der reagierenden Gase in der Reaktionszone δ_R abgeschätzt (Gleichungen 19 bis 22). Die Dicke der Reaktionszone wurde näherungsweise der Vorwärmzone δ_V gleichgesetzt, die über die Shvab–Zeldovich–Form der Energiegleichung (Gleichung 8) an der Vorwärmzone berechnet wurde. Dieser Gleichung liegen im Vergleich zur allgemeinen Energiebilanz (Gleichung 5) bezüglich der Diffusion zwei wichtige Einschränkungen zu Grunde:

- Alle Stoffe weisen den selben Stoffdiffusionskoeffizienten in der Restmischung auf: $D_{im} = D_{Brm} = \bar{D}$
- Wärme- und Stoffdiffusion sind gleich stark. Für die Lewis–Zahl gilt daher $Le = D_{im}/a = D_{Brm}/a = 1$

Die erste Näherung, die für Wasserstoff an sich nicht gültig ist, soll im Weiteren dennoch verwendet werden, da ansonsten eine Vereinfachung der Energiebilanz nicht möglich ist. Somit wird ein Ersatz-Gasgemisch betrachtet, dessen Diffusionseigenschaften von denen von Luft abweichen können. Für den Diffusionskoeffizienten wird nur, wie auch für andere Stoffwerte wie die Wärmeleitfähigkeit oder die Wärmekapazität üblich, ein einheitlicher Wert definiert. Folglich kann insbesondere die Lewis–Zahl einen Wert $Le \neq 1$ annehmen.

Die zweite Einschränkung der Shvab–Zeldovich–Gleichung kann dann umgangen werden, wenn an Stelle der Näherung $Le = 1$ die Stoffdiffusion weiterhin getrennt von der thermischen Diffusion berücksichtigt wird. Mit $\bar{D} = a/Le$ ergibt sich dann aus Gleichung 7:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\bar{\rho} \bar{u} \cdot \sum_{i=1}^n (h_i Y_i) \right] - \frac{\partial}{\partial x} \left[\bar{\rho} \frac{a}{Le} \left(\frac{\partial \sum_{i=1}^n (h_i Y_i)}{\partial x} - c_p \frac{\partial T}{\partial x} \right) \right] \quad (92)$$

$$- \frac{\partial}{\partial x} \left[\bar{\lambda} \frac{\partial T}{\partial x} \right] = 0$$

Die $\frac{\partial T}{\partial x}$ –Terme zusammengefasst erhält man analog zu Gleichung 9 bzw. 10:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left[\bar{\rho} \bar{u} \int_0^i c_p dT \right] - \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\bar{\rho} a}{Le} \frac{\partial}{\partial x} \left(\int_0^i c_p dT \right) \right] \\ + \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\frac{1}{Le} - 1 \right) \bar{\lambda} \frac{\partial T}{\partial x} \right] = H_{Br} \dot{\omega}_{Br} M_{Br} \end{aligned} \quad (93)$$

Für $Le = 1$ entfällt der dritte Term von Gleichung 93 und es ergibt sich Gleichung 10. Allerdings heben sich die Lewis-Zahl-Terme auch untereinander auf (Gleichung 93), wenn die Wärmekapazität $c_p \neq c_p(T)$ als konstant betrachtet wird:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\bar{\rho} \bar{u} \int_0^i c_p dT \right] - \frac{\partial}{\partial x} \left[\bar{\lambda} \frac{\partial T}{\partial x} \right] = H_{Br} \dot{\omega}_{Br} M_{Br} \quad (94)$$

Die Näherung der temperaturunabhängigen Wärmekapazität, die in der Shvab-Zeldovich-Gleichung noch nicht benutzt wird, wird jedoch später der Berechnung von δ_V zu Grunde gelegt (Gleichung 20). Somit läßt sich auch für $Le \neq 1$ die Energiegleichung an der Vorwärmzone nach Gleichung 20 herleiten. Mit den entsprechenden Annahmen analog zu Gleichung 21 gilt demnach auch für Gas-mischungen mit $Le \neq 1$ weiterhin

$$\delta_V = a/S_L, \quad (95)$$

wenn ein einheitlicher Stoffdiffusionskoeffizient für die gesamte Mischung vorausgesetzt wird.

Dieses Ergebnis läßt sich auch anschaulich deuten. Die Dicke der gesamten Flammenfront (Reaktionszone δ_R und/oder Vorwärmzone δ_V) wird nur durch die Energieströme durch Wärmeleitung bzw. Diffusion, die Wärmefreisetzung infolge der chemischen Reaktion und die Wärmekapazität der Masse in der jeweiligen Zone (ρc_p) bestimmt. Der Faktor (ρc_p) ist für alle im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Stoffe näherungsweise stoffunabhängig, im Besonderen gilt dies auch für Wasserstoff. Neben der laminaren Flammgeschwindigkeit bzw.

der Anströmgeschwindigkeit³⁷ bestimmt dann nur die Temperaturleitfähigkeit $a = \lambda/(\rho c_p)$ die Dicke der Vorwärmzone, der Diffusionskoeffizient geht hier nicht direkt ein³⁸. Der Wasserstoff weist jedoch neben einem hohen Diffusionskoeffizienten auch eine sehr hohe Wärmeleitfähigkeit auf³⁹, da beide Stoffwerte von der geringen Molekülmasse profitieren. Daher wird bei der Verbrennung von Wasserstoff auch die Temperaturleitfähigkeit eines wasserstoffhaltigen Frischgases erhöht, was wiederum zu einer Verdickung der Vorwärmzone führt. Dieser Effekt wird von Gleichung 95 aber berücksichtigt.

Selbst unter der Berücksichtigung der Diffusionsströme gilt auch für $Le \neq 1$ Gleichung 93, da ein einheitlicher Diffusionskoeffizient für die Gasmischung vorausgesetzt wurde. Im Gegensatz zur Wärmeleitung haben die Diffusionsströme keine Vorzugsrichtung, da ein Diffusionsstrom einer Spezies in eine Richtung auch immer einen Strom einer anderen Spezies in die entgegengesetzte Richtung induziert⁴⁰. Es finden daher über eine Kontrollfläche immer diffusionsbedingte Enthalpieströme in beide Richtungen statt, die zwar netto einen Enthalpiestrom in Richtung der kalten Seite ergeben, sich aber weitgehend gegenseitig ausgleichen. Die Effekte der verstärkten Diffusion wirken sich auf die thermische Bilanz nur schwach aus und treten daher aufgrund der Näherung $D_{im} = \bar{D}$ in Gleichung 94 nicht auf.

Verwendet man weiterhin die Annahme, dass Vorwärmzone und Reaktionszone gleich breit oder zumindest proportional zueinander sind (siehe auch Kapitel 2.1.3) wird das chemische Zeitmaß üblicherweise als Aufenthaltszeit der Gasmischung in der Reaktionszone betrachtet (Gleichung 19). Berücksichtigt man jedoch die bevorzugte Diffusion des Wasserstoffs, so muss man von dieser vereinfachten Vorstellung auf Basis einer thermischen Bilanz Abstand nehmen.

³⁷Im eindimensionalen Modell nach Abbildung 3 gilt $\bar{u} = S_L$

³⁸Losgelöst von dieser Modellbetrachtung zeigen Untersuchungen mit detaillierter Reaktionskinetik, dass die Stoffdiffusion wesentlichen Einfluss auf die Flammendicke, die Wärmefreisetzung und die laminare Flammgeschwindigkeit nimmt [SPWD98].

³⁹Es gilt in etwa $\lambda_{H_2} \approx 7 \cdot \lambda_{Luft}$.

⁴⁰Daher wird auch in der Massenbilanz kein Diffusionsterm berücksichtigt (siehe Kapitel 2.1.1).

Insbesondere vor dem Hintergrund, dass das entscheidende Kriterium für die Flammenrückschlagsgrenzen eine nicht ausreichende lokale Wärmefreisetzung ist, die zum Flammenlöschen führt, muss das chemische Zeitmaß eher als charakteristische Größe für den lokalen Brennstoffumsatz betrachtet werden. Das turbulente Flammenlöschen, das offensichtlich die Flammenrückschlagsgrenzen beeinflusst, wird durch eine lokale konvektive Störung, zum Beispiel durch Eindringen turbulenter Wirbelstrukturen in die Reaktionszone eingeleitet. Der Temperaturgradient an dieser Störung wird zum Einen durch den Temperaturhub zwischen Frischgas und Flammentemperatur (entsprechend der laminaren 1-D-Flamme), zum Anderen durch die lokale Dicke der neu entstandenen Flammenfront bestimmt. Die Geometrie dieser lokalen Flammenfront wird aber nicht mehr durch thermische Vorgänge dominiert, sondern allein durch die konvektive Störung und ist damit anfangs unabhängig von Brennstoff oder Temperatureinflüssen. Ist die Reaktionszone dazu in der Lage sich ausreichend schnell in das Frischgas der Störstelle auszubreiten, kann die konvektive Störung wieder geschlossen werden. Andernfalls wird im weiteren Verlauf die Störstelle mit neuem Frischgas versorgt und konvektiv transportiert, was zum Ablösen makroskopischer Flammenstrukturen führt, wie sie in den LIF-Aufnahmen der Abbildungen 70 bis 72 zu erkennen sind.

Für diesen Vorgang ist vor allem relevant, wie schnell die Minoritätsspezies der Verbrennungsreaktion in die Reaktionszone transportiert werden kann. Im Falle einer mageren Verbrennung, wie sie in der vorliegenden Arbeit ausschließlich auftritt, ist die Minoritätsspezies immer der Brennstoff, da an jeder Stelle der Reaktionszone ausreichend Sauerstoff für die Brennstoffoxidation vorhanden ist. Verglichen mit den restlichen Gasen der Mischung sind die hochdiffusiven Wasserstoff-Moleküle in der Lage, schneller in die Reaktionszone einzudringen um dort zu reagieren und zur Wärmefreisetzung beizutragen. Im Vergleich zu einem *integralen* chemischen Zeitmaß τ_{CAZ} , basierend auf der Aufenthaltszeit des Gasgemisches in der Reaktionszone, muss somit der Transport durch bevorzugte Diffusion zusätzlich in der Berechnung des chemischen Zeitmaßes berücksichtigt werden.

Die Formulierung $\tau_{cAZ} = \delta_V^2/a$ in Gleichung 22 kennzeichnet das Verhältnis der Dicke der Reaktionszone zum entsprechenden Transport durch Wärmeleitung. Allgemein ausgedrückt muss zur Berücksichtigung der bevorzugten Diffusion des Brennstoffs der Transportkoeffizient für die gesamte Gasmischung (a) durch den des schnellen Brennstoffs (D_{Brm}) ersetzt werden⁴¹. Es folgt dann für das korrigierte Zeitmaß:

$$\tau_c^* = \frac{a}{D_{Brm}} \cdot \frac{\delta_V^2}{a} = Le_{Br} \cdot \tau_{cAZ} \quad (96)$$

Für Lewis-Zahlen $Le < 1$ ergibt sich demnach ein kleineres korrigiertes Zeitmaß τ_c^* als die übliche Berechnung auf Basis der thermischen Bilanz τ_{cAZ} .

Zusammengefasst basiert die Korrektur des chemischen Zeitmaßes auf der Voraussetzung, dass die Dicke der Reaktionszone δ_R von der konvektiven Störung des Gasgemisches bestimmt wird und damit in erster Näherung unabhängig von der bevorzugten Diffusion oder Temperaturleitfähigkeit einer einzelnen Spezies ist. Dadurch ist es möglich, δ_R in der zweiten Formulierung von Gleichung 22 als konstante Größe zu behandeln, während die laminare Flammgeschwindigkeit als freie Größe aus der Gleichung eliminiert werden kann. Wichtig ist zudem, dass τ_c^* nicht mehr auf einer rein thermischen Analyse der Reaktionszone beruht, sondern den Brennstoff-Transport berücksichtigt. Durch eine einfache Lewis-Zahl-Multiplikation können beide Ansätze jedoch ineinander übergeführt werden.

Ein alternativer Ansatz wäre, die erste, allgemein üblichere Schreibweise von Gleichung 22, $\tau_{cAZ} = a/S_L^2$, zu verwenden. Für diesen Fall wäre δ_R eine aus der Gleichung eliminierte aber grundsätzlich variable Größe. Die Berücksichtigung der bevorzugten Diffusion eines einzelnen Stoffes müßte dann durch die relevante Geschwindigkeit er-

⁴¹Dies erklärt, warum in der Literatur zur Berücksichtigung des Lewis-Zahl-Effektes die Lewis-Zahl mit $Le = a/D_{Br}$ und nicht etwa mit $Le = a_{Br}/D_{Br}$ oder $Le = a/\bar{D}$ gebildet wird.

folgen. Anstelle der charakteristischen Geschwindigkeit S_L , die sich an einer ungestörten Flammenfront ausbilden würde, muss die durch bevorzugte Diffusion erhöhte Geschwindigkeit des Brennstoffs S_L^* eingesetzt werden.

$$S_L^* = C_{Diff} \cdot S_L \quad (97)$$

Dadurch findet auch für diesen Ansatz der Übergang von einer rein thermischen Bilanz an der Flammenfront zu einer transportorientierten Betrachtung statt. Das chemische Zeitmaß berechnet sich für diesen Fall:

$$\tau_c^* = \frac{a}{S_L^{*2}} = \frac{1}{C_{Diff}^2} \cdot \frac{a}{S_L^2} = \frac{1}{C_{Diff}^2} \cdot \tau_{cAZ} \quad (98)$$

Im Vergleich der Gleichungen 96 und 97 folgt dann für den brennstoffspezifischen Faktor C_{Diff} ⁴²:

⁴²Ein interessanter Aspekt ergibt sich, wenn man diese Lewis-Zahl-Anpassung auf den in Kapitel 2.1.3 durchgeführten Vergleich zwischen τ_{cAZ} und $\tau_{cPREMIX}$ anwendet. Betrachtet man zwei unterschiedliche Brennstoff-Luft-Gemische mit gleichem $\tau_{cAZ} = a/S_L^2$ und gleicher Frischgastemperatur aber unterschiedlichem Diffusionskoeffizienten des Brennstoffs D_{Br} , so ergibt sich im Falle bevorzugter Brennstoffdiffusion ein flacherer Temperaturgradient und damit ein größeres Zeitmaß $\tau_{cPREMIX}$ als für Brennstoffe mit $Le = 1$. Analog Gleichung 21 muss für diesen Fall die Dicke der Vorwärmzone δ_V^* auf Basis des Diffusionskoeffizienten berechnet werden, um die Aufenthaltszeit $\tau_{cAZ}^* = \delta_V^*/S_L$ mit $\tau_{cPREMIX}$ vergleichen zu können. In erster Näherung gilt:

$$\delta_V^* = \frac{D_{Br}}{a} \cdot \frac{a}{S_L} = \frac{1}{Le} \cdot \delta_V$$

$$\tau_{cAZ}^* = \frac{\delta_V^*}{S_L} = \frac{1}{Le} \cdot \frac{\delta_V}{S_L} = \frac{1}{Le} \cdot \tau_{cAZ} \approx \tau_{cPREMIX}$$

Im Vergleich mit dem von Schmid [Sch95] vorgeschlagenen brennstoffspezifischen Faktor C_c^W aus Gleichung 45 folgt dann:

$$C_c^W \approx \sqrt{\frac{1}{Le}}$$

Diese erste Näherung ergibt für magere Wasserstoff-Flammen ($Le \approx 0,36$) und Methan-Flammen ($Le \approx 0,95$) Werte von $C_{c,H_2}^W = 1,67$ bzw. $C_{c,CH_4}^W = 1,03$, die innerhalb der von Schmid genannten Spannen liegen. Diese einfache Abschätzung berücksichtigt jedoch in keinsten Weise Einflüsse der Frischgas- oder Flammentemperatur.

$$C_{Diff} = \sqrt{\frac{1}{Le}} \quad (99)$$

Eine entsprechende Anpassung des chemischen Zeitmaßes für unterschiedliche Brennstoffe ist in der Literatur durchaus üblich, wenngleich bisher keine entsprechende analytische Begründung angegeben wurde. Im vorliegenden Fall wird das chemische Zeitmaß benutzt um einen Zeitskalenvergleich zwischen Strömung und chemischer Reaktion anzustellen. In einem analogen Ansatz verwenden Abdel-Gayed und Bradley et al. (u.a. [AGBL89]) bei der Korrelation der turbulenten Flammenlöschung (siehe Kapitel 2.2.2, Gleichung 50) bereits die Lewis-Zahl, um die bevorzugte Brennstoff-Diffusion zu berücksichtigen.

$$K \cdot Le^n = \frac{\tau_c}{\tau_{\lambda_T}} \cdot Le^n > 1,5 \quad (100)$$

Da das turbulente Zeitmaß τ_{λ_T} von einer bevorzugten Diffusion bei $Le < 1$ nicht beeinflusst wird, kann auch dieser Ansatz als eine Korrektur des chemischen Zeitmaßes interpretiert werden, wobei der Exponent empirisch zu $n = 1$ bestimmt wurde. Die Gleichungen 96 bis 99 bieten nun auch eine analytische Erklärung für den Ansatz von Abdel-Gayed und Bradley.

Kurdymov et al. [KFL0] berechneten den Flammenrückschlag in der Wandgrenzschicht für verschiedene Lewis-Zahlen ($0,8 < Le < 1,2$) mit einer numerischen Simulation. Dabei wird die Flammenrückschlagsgrenze durch einen kritischen Karlovitz-Streckungsfaktor ($0,057 < K < 0,085$) ausgedrückt, der sich in diesem Fall aus einem chemischen Zeitmaß nach Gleichung 22 und dem kritischen Geschwindigkeitsgradienten (Kehrwert des Strömungszeitmaßes) zusammensetzt. Multipliziert man den von Kurdymov et al. berechneten kritischen Streckungsfaktor an der Rückschlagsgrenze mit der jeweiligen Lewis-Zahl, was wiederum einer Korrektur des chemischen Zeitmaßes entspricht, ergibt sich ein konstanter Wert von $K = 0,068$. Offensichtlich führt für diesen Fall eine Anpassung des chemischen

Zeitmaßes durch die Lewiszahl zu einer Verallgemeinerung der numerischen Ergebnisse für unterschiedliche Brennstoffe.

In den chemischen Zeitmaßen auf Basis der *PSR*-Rechnungen, die zur Korrelation der Flammenrückschlagsgrenzen verwendet werden, ist aufgrund fehlender Konzentrationsgradienten im Reaktor-Modell die bevorzugte Diffusion prinzipbedingt nicht berücksichtigt. Eine Anpassung des Zeitmaßes durch eine Lewis-Zahl-Multiplikation ist folglich auch für diesen Fall notwendig ($\tau_{cPSR}^* = Le \cdot \tau_{cPSR}$). Zur Beschreibung der Flammenrückschlagsgrenzen ergibt sich schließlich eine korrigierte Quenching-Konstante C_{quench}^* :

$$C_{quench}^* = \frac{\bar{u}}{D} \cdot \tau_{cPSR}^* = \frac{\bar{u}}{D} \cdot Le \cdot \tau_{cPSR} \quad (101)$$

Im vorliegenden Fall werden neben Methan auch Methan-Wasserstoff-Mischungen als Brennstoffe eingesetzt. Hier ist die Definition der Lewis-Zahl $Le = a/D_{Brm}$ nicht trivial. Während die Temperaturleitfähigkeit a des Gemisches mit Hilfe der Stoffdatenbank des Reaktionskinetik-Programms CHEMKIN oder anderen Literaturwerten berechnet werden kann, sind bisher weder eine Definition des Diffusionskoeffizienten für Brennstoffgemische noch eine Definition für eine entsprechende Lewis-Zahl bekannt. An sich muß jede Spezies des Brennstoff-Luft-Gemisches getrennt betrachtet werden. So ist zu erwarten, dass sich Wasserstoff und Methan aufgrund der unterschiedlichen Diffusionseigenschaften voneinander trennen. Um dennoch den Einfluss der Brennstoffdiffusion, im speziellen den Einfluss des Wasserstoffanteils in der Brennstoffmischung, auch quantitativ bewerten zu können, soll im Folgenden ein Berechnungsmodell für einen Diffusionskoeffizienten, bzw. eine Lewis-Zahl für Brennstoff-Gemische vorgestellt werden.

5.4.3 Lewis-Zahl für Mehrkomponenten-Brennstoffe

Der Stoffstrom \dot{N}_i einer Spezies i setzt sich gemäß Gleichung 3 aus einem konvektiven und einem diffusiven Anteil zusammen. Erweitert

man Gleichung 3 um den Term $(X_i M_i)/(Y_i M_m) = 1$ erhält man den Stoffstrom in Abhängigkeit der Molenbrüche X_i . Der diffusive Stoffstrom N_A einer Spezies A in einem **binären Gemisch** aus den Stoffen A und B kann dann allgemein berechnet werden durch [BSL60], [HCB66], [Tur00]:

$$\dot{N}_A = -CAD_{AB}\nabla X_A + X_A(\dot{N}_A + \dot{N}_B) \quad (102)$$

Hierbei ist \dot{N}_i [$\frac{kmol_i}{s}$] proportional zur Anzahl der Moleküle des Stoffes i , die je Zeiteinheit über die Querschnittsfläche A in das Kontrollvolumen ein- oder austritt. Die Konzentration C [$\frac{kmol_m}{m^3}$] ist die Anzahl aller Gasmoleküle pro Volumen, D_{AB} [$\frac{m^2}{s}$] der binäre Diffusionskoeffizient, X_i [$\frac{kmol_i}{kmol_m}$] die Molenbrüche oder Volumenanteile des Stoffes i in der Mischung m und ∇X_i der entsprechende Gradient. Der erste Term beschreibt dabei den Speziestransport durch Diffusion (Fick'sches Gesetz), der zweite Term den Speziestransport durch eine gegebenenfalls überlagerte Hauptströmung. Letzterer ist unabhängig von den diffusiven Eigenschaften der jeweiligen Spezies. Im Weiteren soll daher nur noch der diffusive Term näher betrachtet werden. Es ist zu berücksichtigen, dass im binären Fall der Diffusionskoeffizient $D_{AB} = D_{BA}$ eine Konstante ist, die nur von der jeweiligen Stoffpaarung abhängt, nicht aber von den Volumenanteilen X_i .

Bei **Multikomponenten–Mischungen** (Anzahl der Komponenten $n > 2$) existiert für jede Stoffpaarung ij ein eigener Diffusionskoeffizient D_{ij} , wobei im Allgemeinen $D_{ij} \neq D_{ji}$ gilt. Zudem ist D_{ij} abhängig von den Molenbrüchen X_i und X_j . Zur vollständigen Beschreibung des diffusiven Transportes einer einzigen Spezies i in einem Gemisch aus n Spezies sind somit n Gleichungen mit $n^2 - n$ verschiedenen Diffusionskoeffizienten D_{ij} notwendig ($D_{ii} = 0$):

$$\dot{N}_i = -CA \sum_{j \neq i}^n D_{ij} \nabla X_i \quad (103)$$

Eine verbreitete Methode zur Vereinfachung dieses Gleichungssatzes liegt in der Formulierung eines effektiven Diffusionskoeffizienten D_{im}

für einen Stoff i in einem Multikomponenten-System m [KGS⁺92], [BSL60], [Tur00]:

$$D_{im} = \frac{1 - X_i}{\sum_{j \neq i}^n \frac{X_j}{D_{ij}}} \quad (104)$$

Die Anzahl der zu berechnenden Diffusionskoeffizienten je Stoff reduziert sich von $n^2 - n$ auf n . Am Beispiel einer Mischung aus Wasserstoff, Methan, Sauerstoff und Stickstoff ($n = 4$) ergeben sich folgende effektive Diffusionskoeffizienten:

$$D_{H_2m} = \frac{1 - X_{H_2}}{\frac{X_{CH_4}}{D_{H_2CH_4}} + \frac{X_{O_2}}{D_{H_2O_2}} + \frac{X_{N_2}}{D_{H_2N_2}}} \quad (105)$$

$$D_{CH_4m} = \frac{1 - X_{CH_4}}{\frac{X_{H_2}}{D_{CH_4H_2}} + \frac{X_{O_2}}{D_{CH_4O_2}} + \frac{X_{N_2}}{D_{CH_4N_2}}} \quad (106)$$

$$D_{O_2m} = \frac{1 - X_{O_2}}{\frac{X_{H_2}}{D_{O_2H_2}} + \frac{X_{CH_4}}{D_{O_2CH_4}} + \frac{X_{N_2}}{D_{O_2N_2}}} \quad (107)$$

$$D_{N_2m} = \frac{1 - X_{N_2}}{\frac{X_{H_2}}{D_{N_2H_2}} + \frac{X_{CH_4}}{D_{N_2CH_4}} + \frac{X_{O_2}}{D_{N_2O_2}}} \quad (108)$$

Dieser Mischungsansatz gewährleistet nicht notwendigerweise die Massenerhaltung. Üblicherweise wird daher die Gleichung für die Majoritäts-Spezies, im Falle einer Verbrennung mit Luft als Oxidator meist Stickstoff, mit Hilfe der Massenbilanz gelöst. Die Berechnung des Diffusionskoeffizienten für Stickstoff D_{N_2m} kann somit ggf. entfallen.

Die Diffusionskoeffizienten D_{im} in den Gleichungen 105-108 entsprechen den jeweiligen binären Diffusionskoeffizienten (siehe D_{AB} in Gleichung 102). Diese können wie in CHEMKIN [KGS⁺92] aus einer Polynom-Näherung dritten Grades mit folgender Struktur berechnet werden:

$$D_{AB} = \sum_{j=1}^4 e^{a_{j,AB} \cdot (\ln T)^{j-1}} \quad (109)$$

Für jede Stoffpaarung AB werden vier Konstanten $a_{j,AB}$ benötigt. Näherungsweise verhält sich der binäre Diffusionskoeffizient in Abhängigkeit von der Temperatur und vom Druck nach [VDI84]:

$$D_{AB} \sim \frac{T^{1,75}}{p} \quad (110)$$

CHEMKIN bietet die Möglichkeit die Berechnungen der Transportgleichungen mit einem Multikomponentenansatz⁴³ auf Basis der $n^2 - n$ verschiedenen Diffusionskoeffizienten D_{ij} oder alternativ mit dem Mischungsansatz⁴⁴ mit Hilfe der n effektiven Diffusionskoeffizienten D_{im} zu lösen. Vergleichsrechnungen zeigen, dass der Unterschied zwischen beiden Lösungsoptionen vernachlässigbar klein ist, obwohl der Mischungsansatz streng genommen nur für stationäre Systeme bzw. identische Geschwindigkeiten v_i der Minoritätsgase gilt [BSL60].

Um für die Wasserstoff–Methan–Gemische einen einzigen Diffusionskoeffizienten D_{Brm} zu definieren, wird der gesamte Brennstoffstrom durch Diffusion \dot{N}_{Br} betrachtet. Dies entspricht der Betrachtung eines Ersatzbrennstoffs an Stelle einer Mischung verschiedener Brennstoffe. Analog zu Gleichung 103 soll gelten:

$$\dot{N}_{Br} = -CAD_{Brm} \nabla X_{Br} \quad (111)$$

$$\dot{N}_{Br} = \dot{N}_{H_2} + \dot{N}_{CH_4} = -CAD_{H_2m} \nabla X_{H_2} - CAD_{CH_4m} \nabla X_{CH_4} \quad (112)$$

Somit folgt:

⁴³Eingabeoption MULT

⁴⁴Eingabeoption MIX

$$D_{Brm} \nabla X_{Br} = D_{H_2m} \nabla X_{H_2} + D_{CH_4m} \nabla X_{CH_4} \quad (113)$$

Betrachtet man nur den eindimensionalen Speziestransport in Richtung x senkrecht zur Flammenfront (siehe auch Abbildung 3) ergibt sich:

$$D_{Brm} \frac{dX_{Br}}{dx} = D_{H_2m} \frac{dX_{H_2}}{dx} + D_{CH_4m} \frac{dX_{CH_4}}{dx} \quad (114)$$

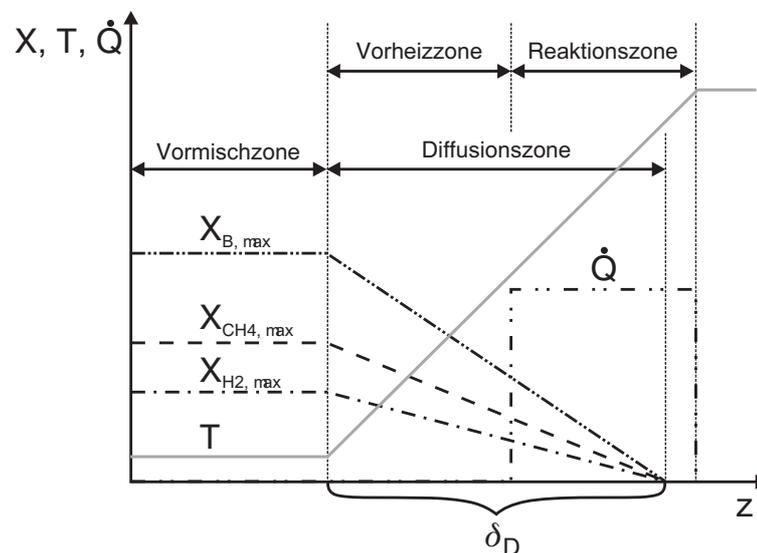


Abbildung 80: Vereinfachte Darstellung des Temperaturverlaufs T , der Wärme-freisetzung \dot{Q} und der Konzentrationsverläufe X_i der Brennstoffe durch Diffusion.

Wie in Abbildung 80 skizziert, existiert weit vor der Flammenfront ein Gemisch mit den zeitlich konstanten Brennstoffanteilen $X_{H_2, \max}$ und $X_{CH_4, \max}$. In der Flammenfront reagieren die Brennstoffe vollständig aus ($X_{H_2} = 0$, $X_{CH_4} = 0$). Setzt man näherungsweise für alle Brennstoffe die gleiche Diffusionszonendicke δ_D an, folgt⁴⁵:

⁴⁵Die Vereinfachung einer einheitlichen Diffusionszone ist sicherlich nur eine grobe Abschätzung, die aber durch die Erkenntnis aus Gleichung 95 gestützt wird, dass die Dicke der Flammenfront im Wesentlichen durch die thermischen Transportvorgänge und nicht von der Diffusion bestimmt wird.

$$D_{Brm} = D_{H_2m} \frac{X_{H_2,max}}{X_{Br,max}} + D_{CH_4m} \frac{X_{CH_4,max}}{X_{Br,max}} \quad (115)$$

Mit dem maximalen Brennstoffanteil $X_{Br,max} = X_{H_2,max} + X_{CH_4,max}$ und dem Wasserstoffanteil im Brennstoff $X_{H_2,Br} = \frac{X_{H_2,max}}{X_{Br,max}}$ (analog für Methan $X_{CH_4,Br} = \frac{X_{CH_4,max}}{X_{Br,max}}$) ergibt sich ein quasi-binärer Diffusionskoeffizient für eine Wasserstoff–Methan–Mischung in Luft von:

$$D_{Brm} = X_{H_2,Br} \cdot D_{H_2m} + X_{CH_4,Br} \cdot D_{CH_4m} \quad (116)$$

bzw.

$$D_{Brm} = X_{H_2,Br} \frac{1 - X_{H_2}}{\frac{X_{CH_4}}{D_{H_2CH_4}} + \frac{X_{O_2}}{D_{H_2O_2}} + \frac{X_{N_2}}{D_{H_2N_2}}} + X_{CH_4,Br} \frac{1 - X_{CH_4}}{\frac{X_{H_2}}{D_{CH_4H_2}} + \frac{X_{O_2}}{D_{CH_4O_2}} + \frac{X_{N_2}}{D_{CH_4N_2}}} \quad (117)$$

Der quasi-binäre Diffusionskoeffizient D_{Brm} berechnet sich folglich aus dem konzentrationsgewichteten Mittelwert der einzelnen effektiven Diffusionskoeffizienten der Brennstoffspezies in der Brennstoff–Luft–Mischung. Neben der Gemischzusammensetzung sind nur noch die binären Diffusionskoeffizienten zur Berechnung notwendig, die in der Literatur [KGS⁺92] verfügbar sind. Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, dass an dieser Stelle die Effekte aufgrund thermischer Diffusion (Soret-Effekt) vernachlässigt werden.

Die Lewis Zahl einer Brennstoffmischung berechnet sich schließlich zu:

$$\begin{aligned}
Le_{Br} &= \frac{a}{D_{Brm}} = \frac{a}{X_{H_2,Br} \cdot D_{H_2m} + X_{CH_4,Br} \cdot D_{CH_4m}} \\
&= \frac{1}{\frac{X_{H_2,Br} \cdot D_{H_2m}}{a} + \frac{X_{CH_4,Br} \cdot D_{CH_4m}}{a}} \\
&= \frac{1}{\frac{X_{H_2,Br}}{Le_{H_2m}} + \frac{X_{CH_4,Br}}{Le_{CH_4m}}}
\end{aligned} \tag{118}$$

Da sowohl die Temperaturleitfähigkeit als auch der Diffusionskoeffizient von der Gemischtemperatur abhängen (es gilt in etwa: $D_{AB} \sim T_{mix}^{1,75}$ und $a \sim T_{mix}^{1,75}$) und sich die Brennstoffanteile im vorliegenden Fall in engen Grenzen bewegen ($0,05 < X_{Br} < 0,1$), sind die Lewis-Zahlen näherungsweise nur von der Brennstoffzusammensetzung abhängig. Zur Bestimmung der Temperaturleitfähigkeit a muss insbesondere der Wasserstoffgehalt der Frischgas Mischung berücksichtigt werden. Große Temperaturdifferenzen können ebenfalls leichte Veränderungen der Lewis-Zahl bewirken. Bei den vorliegenden Betriebszuständen an den Flammenrückschlagsgrenzen betragen die Abweichungen der Lewis-Zahl eines Brennstoffs aufgrund des schmalen Stöchiometriebereichs allerdings maximal ein Prozent. Es ergeben sich demnach für die in den Experimenten verwendeten Brennstoffmischungen die konstanten Lewis-Zahlen nach Tabelle 5.4.3. Zum Vergleich sind auch die Lewis-Zahlen für Wasserstoff-Luft-Gemische für magere und stöchiometrische Verbrennung angegeben.

Brennstoffmischung	$Y_{H_2,Br}$	Lewis-Zahl
1 (Methan)	0,00	0,957
2	0,05	0,598
3	0,10	0,500
4	0,15	0,458
Wasserstoff $\lambda = 1$	1,00	0,40
Wasserstoff $\lambda = 5$	1,00	0,32

Tabelle 7: Lewis-Zahlen für verschiedene Wasserstoff-Methan-Luftmischungen.

Mit Hilfe der Lewis-Zahlen aus Tabelle 7 ist es nun möglich, die Quenchingfaktoren C_{quench}^* (Gleichung 101) aus den experimentel-

len Flammenrückschlagsgrenzen zu ermitteln. Abbildung 81 zeigt C_{quench}^* wiederum als Funktion vom Dichtesprung σ . Alle verwendeten Brennstoffe weisen nun einen fast identischen Wert von $C_{quench}^* \approx 0,03$ auf (Vgl. C_{quench} für Brennstoff 1 in Abbildung 79). Die Streuung in C_{quench}^* liegt wiederum unter $\pm 20\%$.

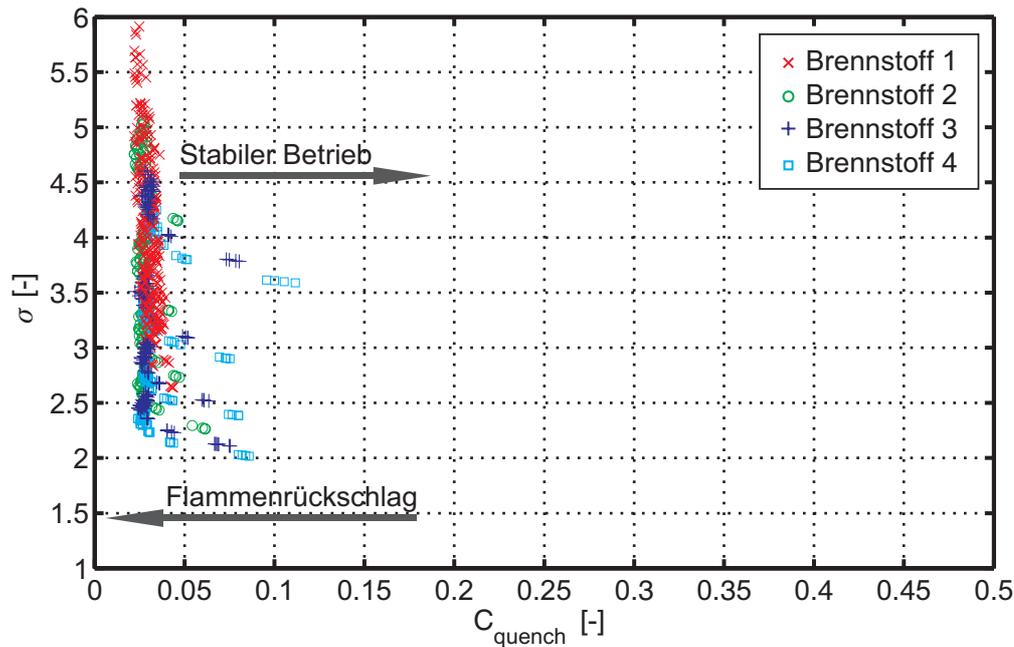


Abbildung 81: Berücksichtigung der Lewis-Zahl bei der Ermittlung von $C_{quench}^* = Le \cdot C_{quench}$, BK2.

In allen bisher gezeigten Diagrammen fallen starke Abweichungen von C_{quench}^* bei Experimenten mit geringen massengemittelten Mischrohrgeschwindigkeiten auf. In Abbildung 82 wird ersichtlich, dass bei den daraus resultierenden niedrigen Reynolds-Zahlen $Re < 50.000$ die Bestimmung von C_{quench}^* nicht mit der gleichen Präzision erfolgen kann wie bei höheren Reynolds-Zahlen. Dies kann darauf zurückgeführt werden, dass die Strömungszustände bei kleinen Reynolds-Zahlen nicht mehr selbstähnlich sind, d.h. die in Abbildung 35 dargestellten dimensionslosen Strömungsprofile ggf. nicht mehr gelten⁴⁶.

Die Definition des Quenching-Faktors C_{quench}^* bietet hinsichtlich der

⁴⁶Bereits bei Betriebspunkten $\lambda \gg \lambda_{kr}$ stabilisiert sich die Flamme bei sehr kleinen Reynolds-Zahlen weiter stromauf, ohne dass ein Flammenrückschlag eingeleitet wird. Dies lässt auf einen verlagerten Staupunkt der Rückströmzone schließen.

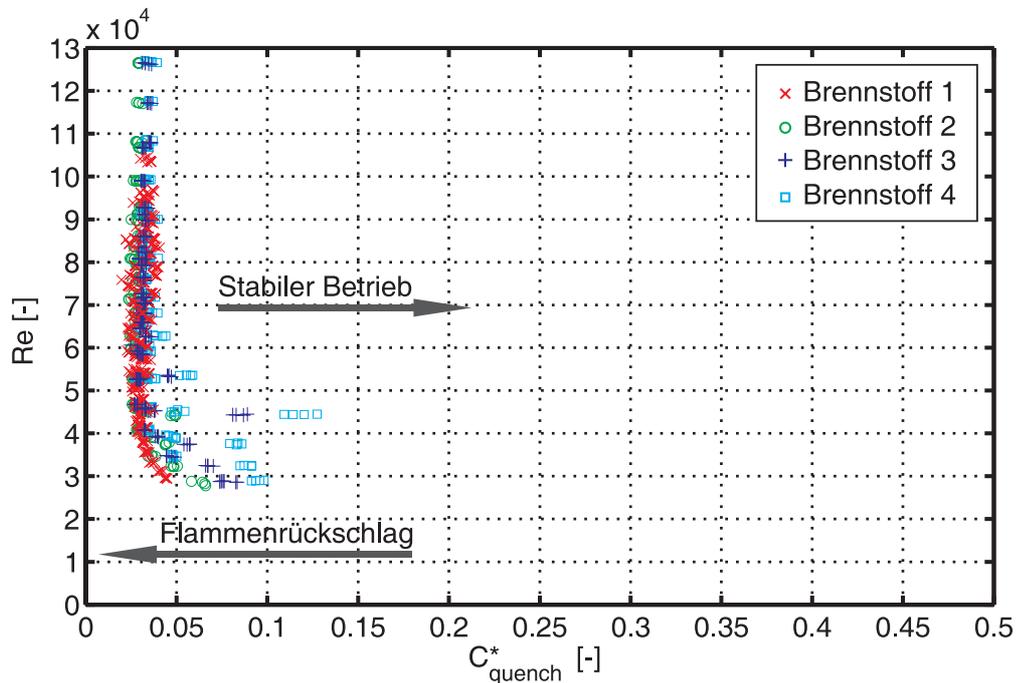


Abbildung 82: Quenching-Konstante C_{quench}^* in Abhängigkeit von der Reynoldszahl Re , BK2.

Anwendung des Modells auf technische Brenner große Vorteile. Es genügt, C_{quench}^* anhand einiger weniger Rückschlagsversuche zu bestimmen, um für jeden beliebigen Betriebspunkt (Brennstoff, Temperatur, Massendurchsatz) die zu erwartende Flammenrückschlagsgrenze (kritische Luftzahl λ_{kr}) abzuschätzen. Ausgehend von den für den Betriebspunkt bekannten Größen (C_{quench}^* , \bar{u} , Le , D) kann ein kritisches chemisches Zeitmaß berechnet werden, bei dem eine Flammenausbreitung durch das Mischrohr nicht mehr bzw. gerade noch von Quenching-Effekten unterdrückt wird:

$$\tau_{c_{kr}} = \frac{C_{quench}^* \cdot D}{Le \cdot \bar{u}} \quad (119)$$

Mit Hilfe von $\tau_{c_{kr}}$ kann nun die kritische Luftzahl λ_{kr} , z.B. durch PSR -Rechnungen oder aus den Abbildungen 75 bis 78 ermittelt werden:

$$\lambda_{kr} = f(\tau_{c_{kr}}, T_{mix}, p, \text{Brennstoff}) \quad (120)$$

Abbildung 83 zeigt das Potential dieser Methode am Beispiel der Brennstoffe 1 und 3 bei $T_{mix} = 200^\circ\text{C}$. Abgesehen von den Abweichungen bei sehr geringen Massenströmen, liegen die aus C_{quench}^* berechneten theoretischen Flammenrückschlagsgrenzen (Sterne) sogar innerhalb der experimentellen Schwankungsbreiten (Quadrate). Diese Vorhersagegenauigkeit gilt auch für die übrigen experimentellen Konfigurationen.

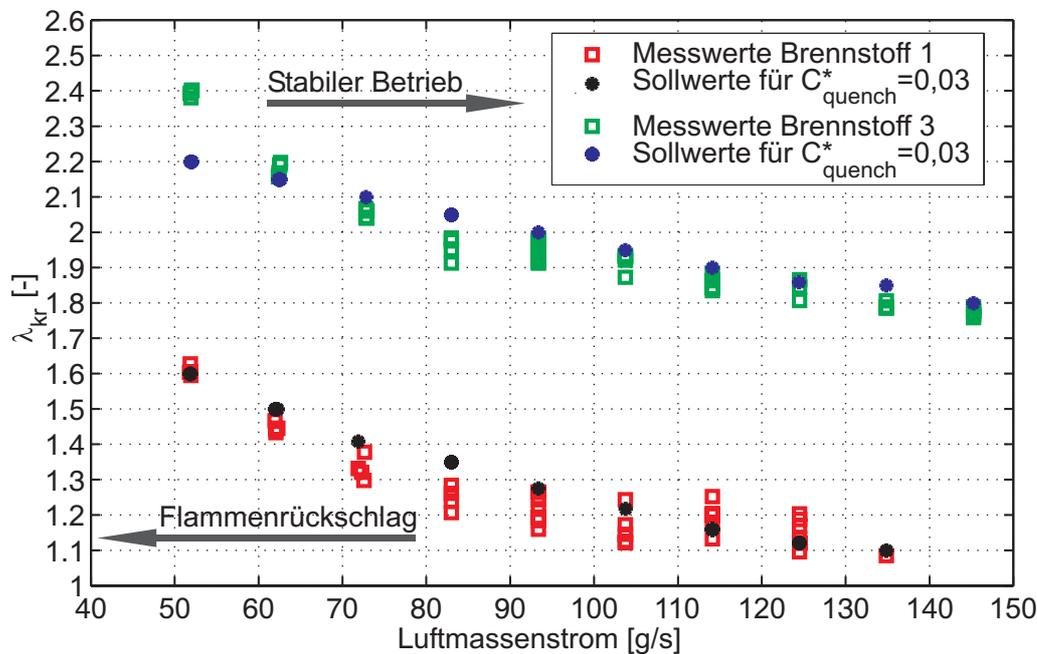


Abbildung 83: Vergleich theoretisch ermittelter Flammenrückschlagsgrenzen mit experimentellen Werten, BK2.

Abschließend soll die Analogie der C_{quench}^* -Korrelation zum Peclet-Zahl-Modell verdeutlicht werden, das in Kapitel 2.3.2 vorgestellt wurde. Anhand der laminaren Flammenstreckung wurde gezeigt, dass sich ein Zeitmaßvergleich wie die Quenching-Konstante C_{quench}^* analog zu den Gleichungen 54 bis 56 in das Peclet-Zahl-Modell von Putnam und Jensen überführen lässt [KFS02]⁴⁷. Mit $\tau_u = \frac{D}{u}$,

⁴⁷Das chemische Zeitmaß τ_c^* wird in Abbildung 84 durch die PSR-Zeitmaße berechnet. Zum besseren Vergleich zum Modell von Putnam und Jensen wird in Gleichung 121 die Näherung des chemischen Zeitmaßes über die laminare Flammgeschwindigkeit eingesetzt.

$\tau_c^* \approx Le \cdot \frac{a}{S_L^2}$ und $Pe_{SL}^2 = \frac{D^2}{a\tau_c^*}$ ergibt sich:

$$\begin{aligned} \frac{\tau_c^*}{\tau_u} &= C_{quench}^* & \left| \cdot \frac{D^2}{a\tau_c^*} \right. \\ \frac{\bar{u} \cdot D}{a} &= C_{quench}^* \cdot \frac{D^2}{a \cdot \tau_c^*} \\ Pe_u &= C_{quench}^* \cdot Pe_{SL}^2 \end{aligned} \quad (121)$$

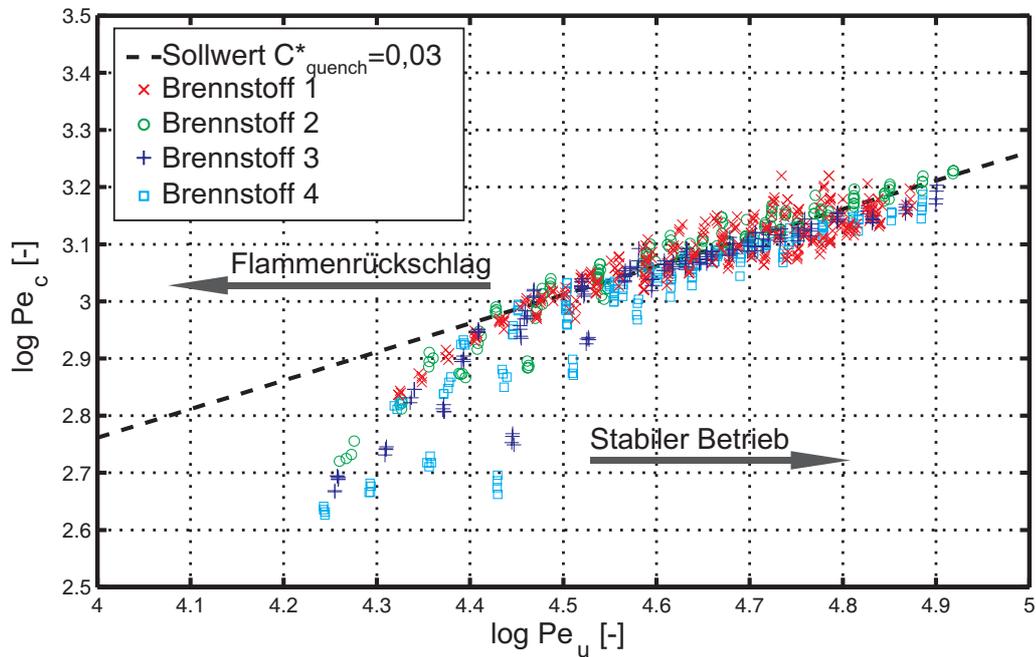


Abbildung 84: Pelet-Zahl-Modell für die Flammenrückschlagsgrenzen. Vergleich zwischen experimentellen Werten und berechnetem Idealverlauf für $C_{quench}^* = 0,03$, BK2.

Im Vergleich zu den in Kapitel 2.3.2 vorgestellten Korrelationen zum Pelet-Zahl-Modell für die magere Löschgrenze in Staukörper- und Drallflammen ersetzt C_{quench}^* den Formfaktor C_s bzw. die allgemeine Konstante C . Wie in Abbildung 84 dargestellt, entspricht der Exponent $n = 2$ im vorliegenden Fall dem theoretischen Wert und muss nicht empirisch angepasst werden, wie dies bei staukörper- und drallstabilisierten Flammen der Fall ist (Vgl. Gleichung 60 und Fußnote auf Seite 48).

5.5 Einfluss der Drallerzeugergeometrie auf die Rückschlagsgrenzen

Neben der bisher betrachteten Brennerkonfiguration *BK2* wurden ergänzend die zwei weiteren Varianten *BK1* und *BK3* hinsichtlich der Flammenrückschlagsgrenzen untersucht.

5.5.1 Brennerkonfiguration *BK1*

Die Abbildungen 85-88 und 90-93 zeigen analog zu den Abbildungen 52 bis 55 die experimentell ermittelten kritischen Luftzahlen in Abhängigkeit des Luftmassenstroms. Allgemein gilt wiederum, dass die kritischen Luftzahlen monoton mit steigendem Massenstrom und Reduzierung der Vorheiztemperatur bzw. der Wasserstoffkonzentrationen im Brennstoff sinken.

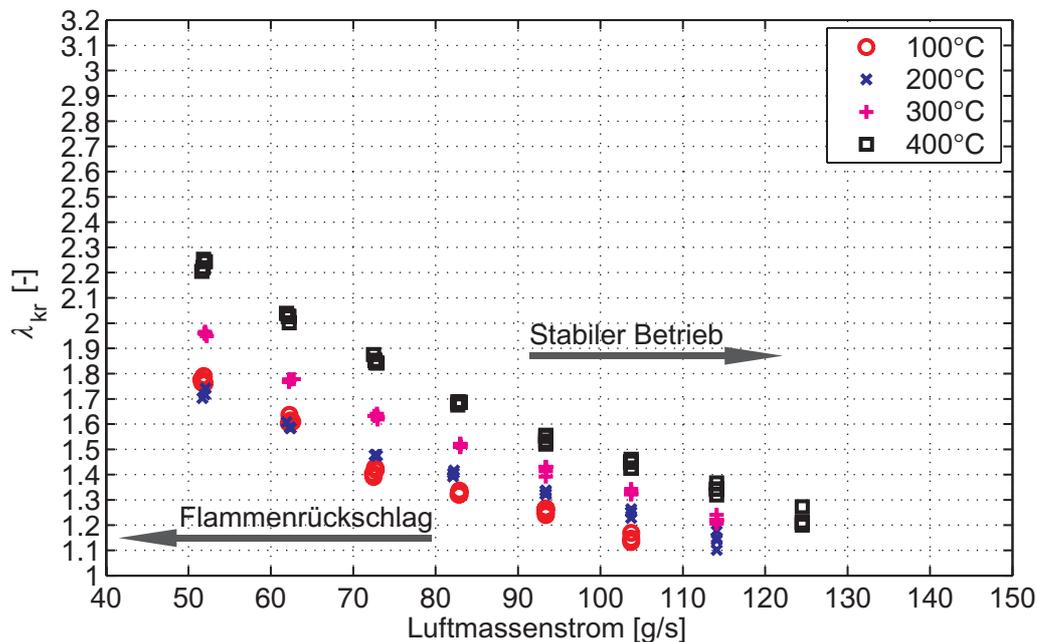


Abbildung 85: Flammenrückschlagsgrenzen für *BK1*, Brennstoff 1 ($Y_{H_2,Br} = 0,00$).

Im Vergleich zur Standardkonfiguration *BK2* bricht die Axialkompo-

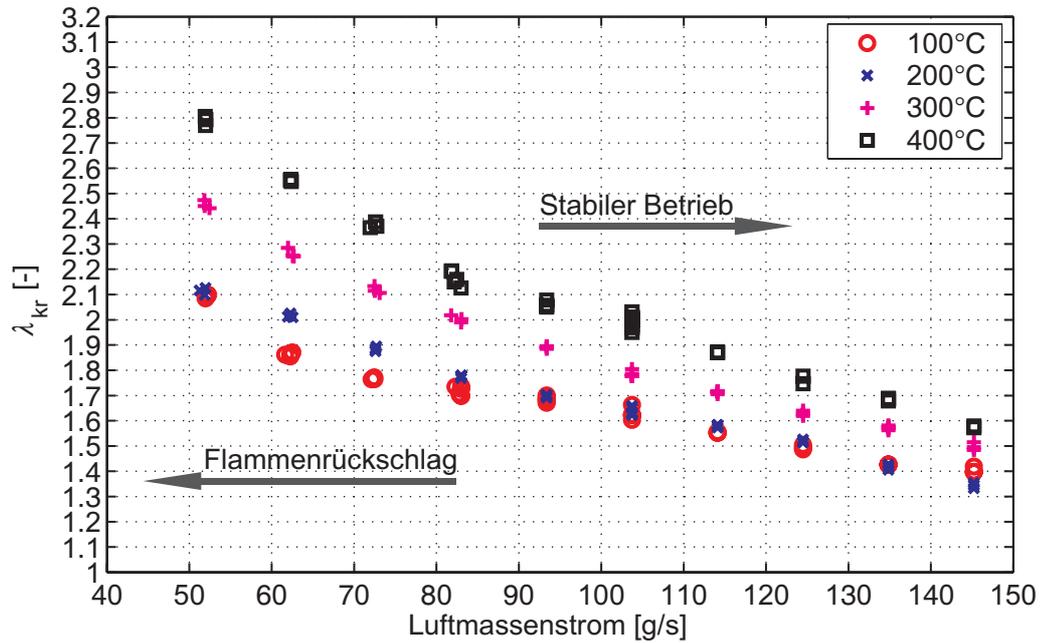


Abbildung 86: Flammenrückschlagsgrenzen für BK1, Brennstoff 2 ($Y_{H_2, Br} = 0,05$).

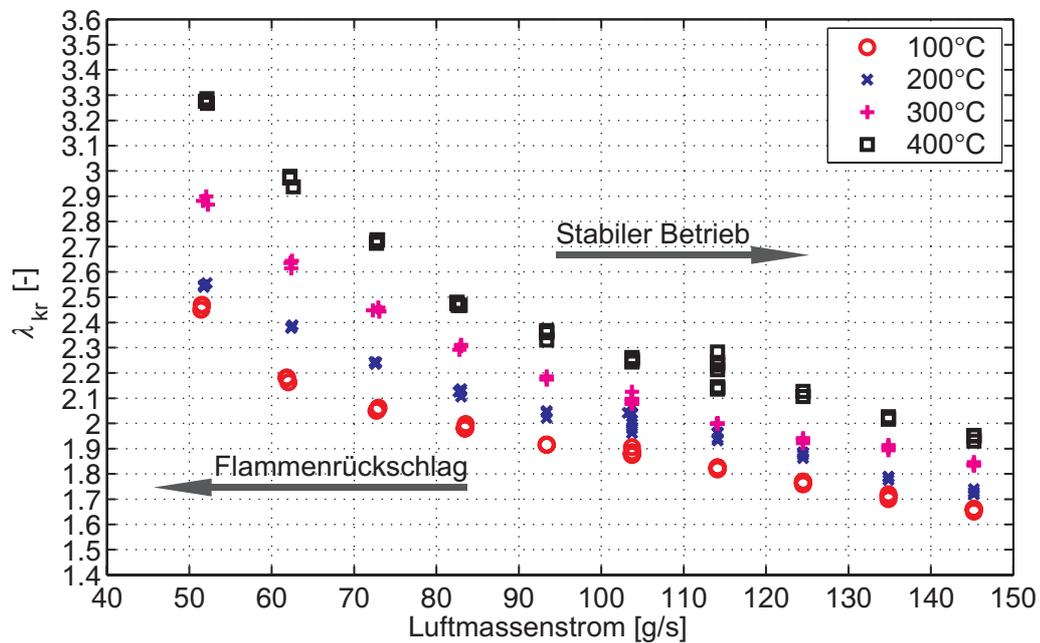


Abbildung 87: Flammenrückschlagsgrenzen für BK1, Brennstoff 3 ($Y_{H_2, Br} = 0,10$).

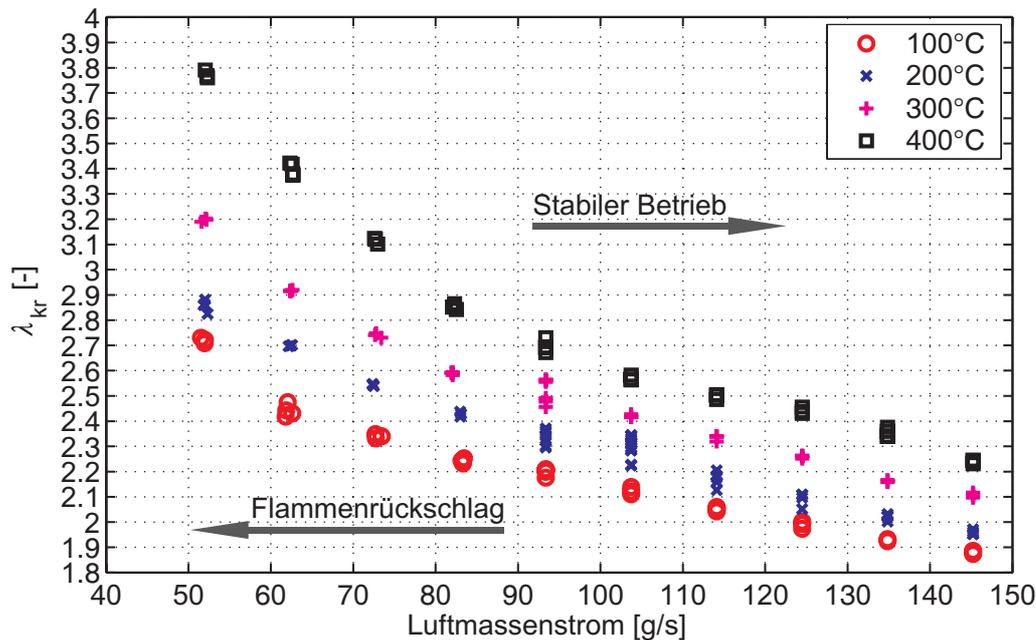


Abbildung 88: Flammenrückschlagsgrenzen für *BK1*, Brennstoff 4 ($Y_{H_2, Br} = 0, 15$).

nente u der Geschwindigkeit im Mischrohr auf der Achse bei Brennerkonfiguration *BK1* (kein verbleibender Ringspalt auf der Brennerachse) wesentlich weiter stromauf ein (vgl. Abbildung 37). Bereits im stabilen Betriebspunkt kann sich daher eine Flamme innerhalb des Mischrohrs halten [Fri03]. Aufgrund der treibenden Kräfte des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens CIVB müßte sich die Flamme in diesem Fall stromauf bewegen können. Tatsächlich ist es der Flamme oberhalb der Flammenrückschlagsgrenzen nicht möglich, sich vom isothermen Staupunkte zu lösen und stromauf zu propagieren. Dies ist wiederum ein Hinweis darauf, dass neben dem CIVB noch eine weitere Bedingungen, nämlich eine Unterschreitung von C_{quench}^* , vorliegen muß, um eine Flammenausbreitung stromauf zu ermöglichen. Beide für C_{quench}^* relevanten Anlagen-Parameter, die mittlere Brennergeschwindigkeit \bar{u} und der Brennerdurchmesser D sind bei den Brennerkonfigurationen *BK1* und *BK2* unverändert. Zudem sind in beiden Fällen auch die radiale Verteilung der Azimuthalgeschwindigkeit, verantwortlich für die wirbeldynamischen Kräfte, und damit die Drallzahl annähernd identisch (Abbil-

dung 35). Es steht daher grundsätzlich zu erwarten, dass sich in beiden Brennern aufgrund der kaum unterschiedlichen Bedingungen gleiche chemische Zeitmaße $\tau_c(\lambda_{kr})$ an der Löschgrenze (Quenching) einstellen, d.h. ähnliche Flammenrückschlagsgrenzen (λ_{kr}) auftreten. Der Vergleich der Abbildungen 52 bis 55 mit den Abbildungen 85 bis 88 bestätigt dies. Die Flammenrückschlagsgrenzen decken sich fast im kompletten Parameterbereich mit einer Abweichung in der kritischen Luftzahl von $\Delta\lambda \approx 0,1$.

In Abbildung 89 ist die Reynoldszahl Re über den experimentell ermittelten C_{quench}^* für alle Brennstoffe für Brennerkonfiguration $BK1$ dargestellt. Wie schon bei Konfiguration $BK2$ liegt auch hier ein annähernd konstantes $C_{quench}^* \approx 0,03$ vor. Für Reynoldszahlen $Re < 50.000$ zeigen sich wiederum starke Streuungen, die analog zur Konfiguration $BK2$ auf geänderte Geschwindigkeitsprofile im isothermen Fall zurückzuführen sind (siehe auch Fußnote auf Seite 162).

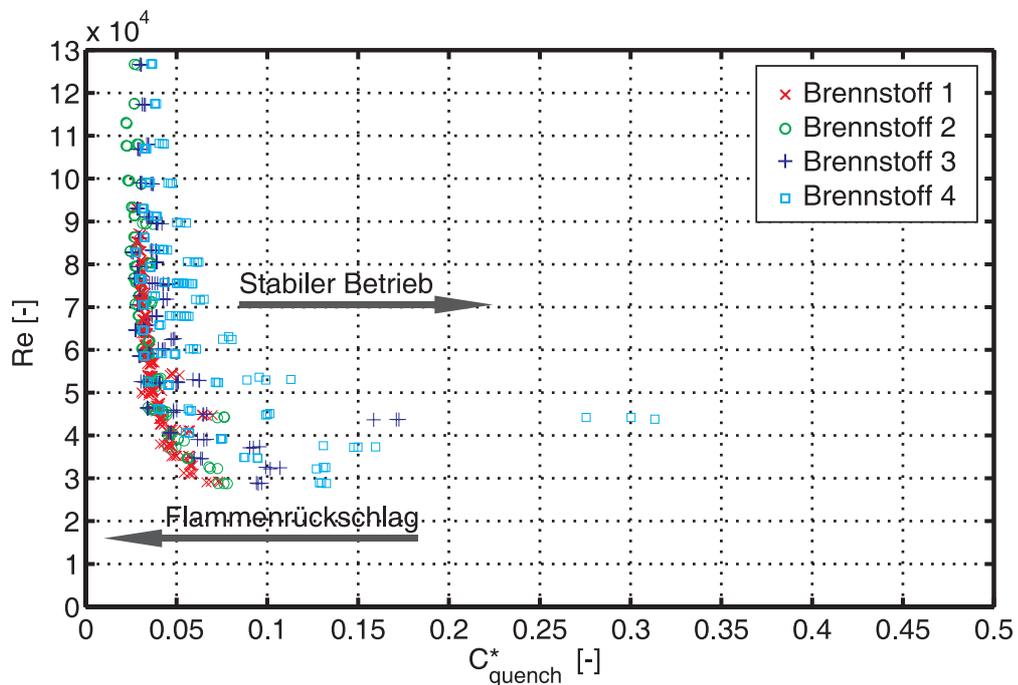


Abbildung 89: Quenching-Konstante C_{quench}^* in Abhängigkeit von der Reynoldszahl Re , Brennerkonfiguration $BK1$.

5.5.2 Brennerkonfiguration BK3

Im Vergleich zu Brennerkonfiguration *BK2* liegt der Staupunkt der isothermen Strömung bei *BK3* $0,7D$ weiter stromab ($z \approx 0,3D$) in der Brennkammer (Abbildung 35). In den Experimenten konnte ein Flammenrückschlag grundsätzlich nur bei Luftmassenströmen unter $\dot{m} = 80 \text{ g/s}$ erreicht werden.

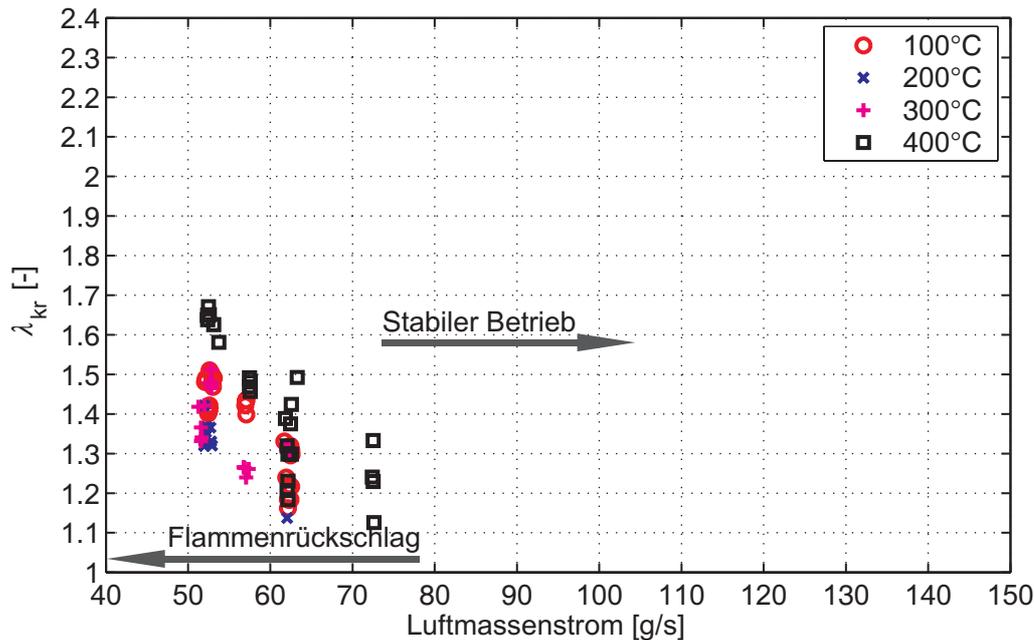


Abbildung 90: Flammenrückschlagsgrenzen für BK3, Brennstoff 1 ($Y_{H_2,Br} = 0,00$).

Bei diesen Betriebspunkten etabliert sich bereits im stabilen Fall eine Flamme im Mischrohr, die allerdings nicht stromauf wandert. Dies deutet daraufhin, dass aufgrund der kleinen Reynolds-Zahlen ($Re < 55.000$) die Strömung wiederum nicht mehr selbständig ist und sich der Staupunkt der Flammenstabilisierungszone ins Mischrohr verlagert⁴⁸. Analog zu *BK1* müsste die Flamme in diesem Fall sofort zurückschlagen, wird aber offensichtlich durch Löschungseffekte bis zum Erreichen der kritischen Luftzahl daran gehindert. Abbildung 94 zeigt die experimentell ermittelten C_{quench}^* in Abhängigkeit

⁴⁸Nach Fritz [Fri03] befindet sich die Spitze der Reaktionszone beim CIVB am Staupunkt der Strömung.

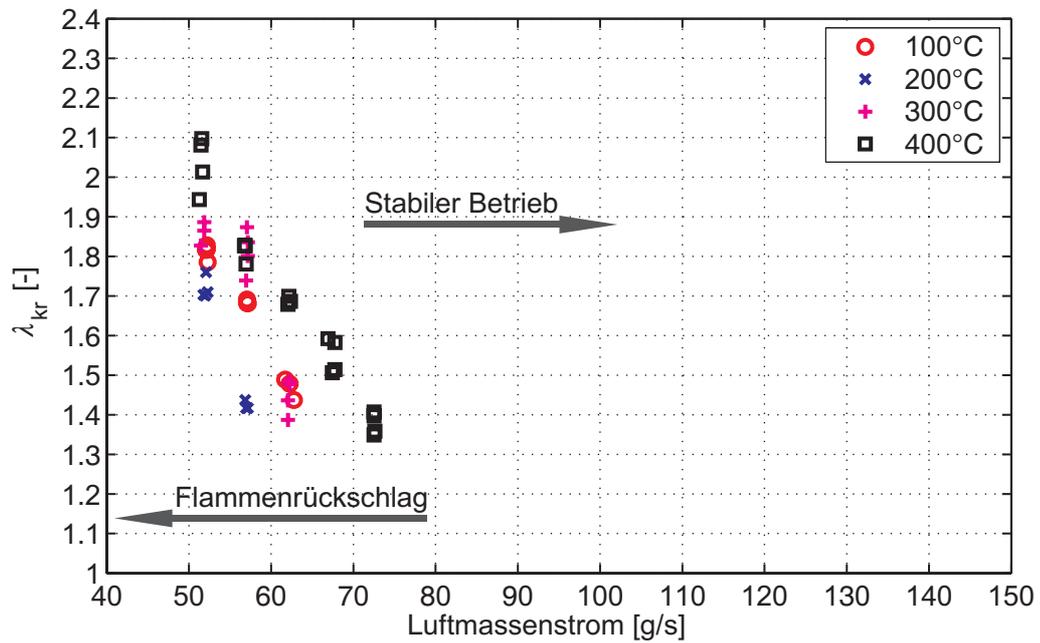


Abbildung 91: Flammenrückschlagsgrenzen für BK3, Brennstoff 2 ($Y_{H_2,Br} = 0,05$).

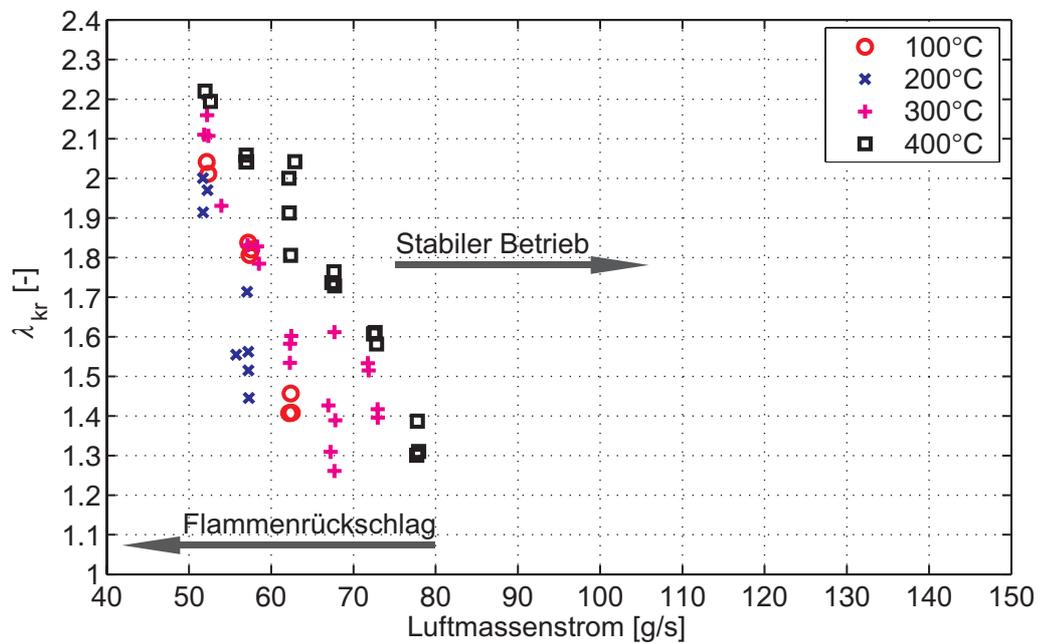


Abbildung 92: Flammenrückschlagsgrenzen für BK3, Brennstoff 3 ($Y_{H_2,Br} = 0,10$).

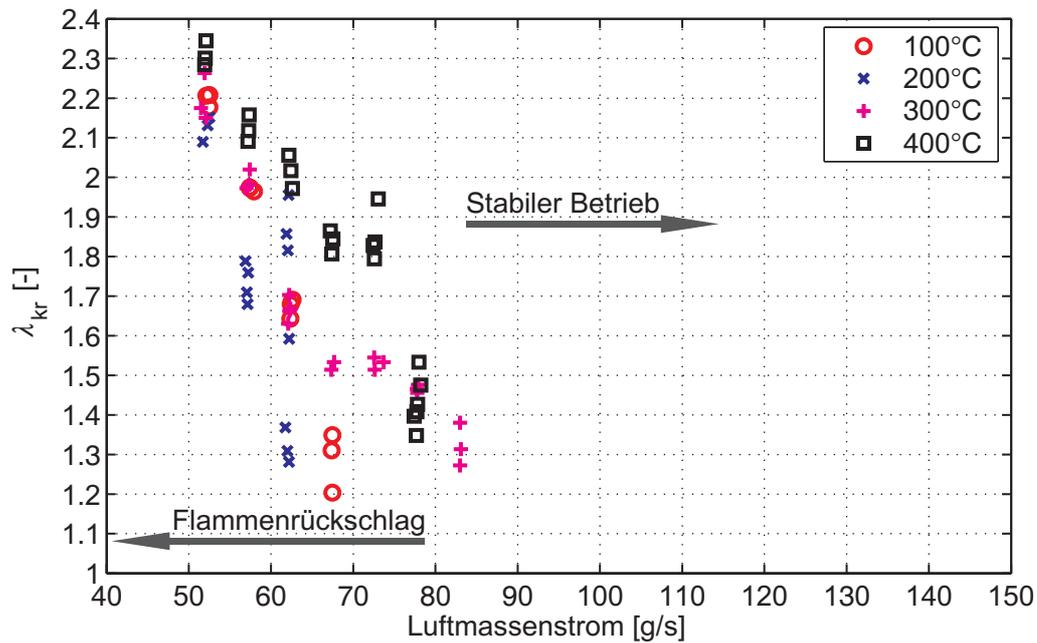


Abbildung 93: Flammenrückschlagsgrenzen für BK3, Brennstoff 4 ($Y_{H_2,Br} = 0,15$).

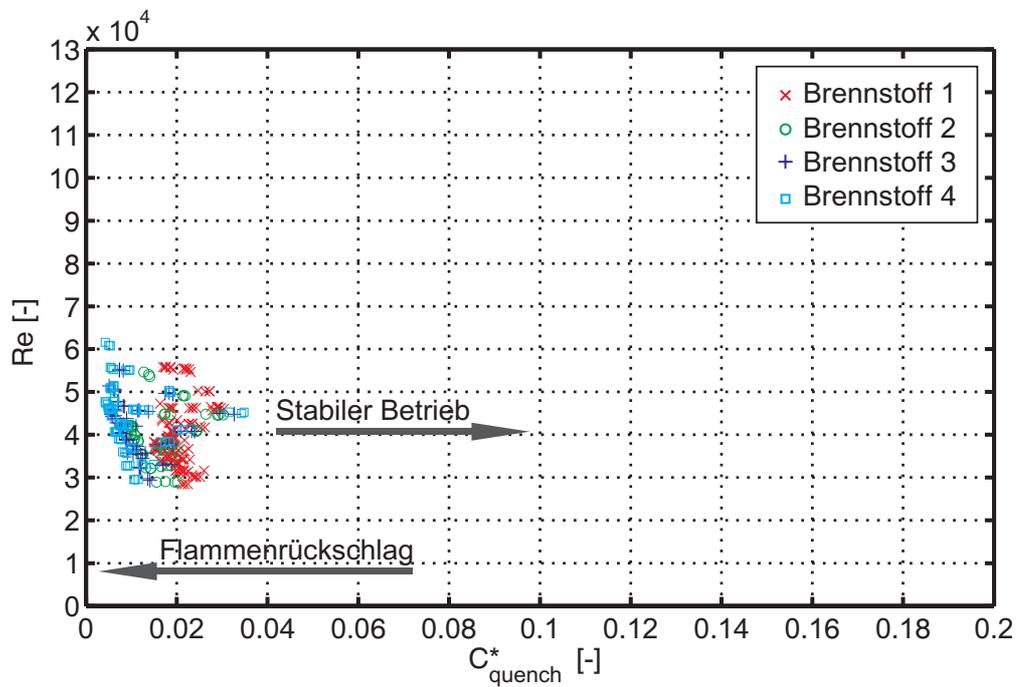


Abbildung 94: Quenching-Konstante C_{quench}^* in Abhängigkeit von der Reynoldszahl Re , Brennerkonfiguration BK3.

der Reynolds-Zahl. Es gilt zu beachten, dass für diesen Fall der Skalenbereich der Abszisse geändert wurde. Wie erwartet, ergeben sich im Vergleich zu den übrigen Brennerkonfigurationen kleinere Werte für C_{quench}^* , da der Brenner grundsätzlich rückschlagssicherer ist. Allerdings muß die Korrelation der Rückschlagsgrenzen durch den Quenchingfaktor für *BK3* grundsätzlich in Frage gestellt werden, da Rückschläge hier in einem Strömungsfeld erzeugt wurden, das aufgrund der geringen Massenströme offensichtlich nicht den in Abbildung 35 gezeigten Strömungsfeldern entspricht.

5.6 Skalierung der Rückschlagsgrenzen für technische Verbrennungssysteme

Die Korrelation der Flammenrückschlagsgrenzen durch den Quenchingfaktor C_{quench}^* bietet die Möglichkeit, die in dieser Arbeit gewonnenen experimentellen Ergebnisse auf die realen Gasturbinenbedingungen zu skalieren. Die Brennergeometrie, die Geschwindigkeitsfelder, die Frischgastemperaturen und die Luftzahlen entsprechen den technischen Betriebsbedingungen. Da die Versuche an einem atmosphärischen Versuchsstand durchgeführt wurden, die Verbrennung in Gasturbinen jedoch unter erhöhten Drücken (bis zu 40 bar) stattfindet, ist eine Überprüfung des Druckeinflusses notwendig.

Die Strömungszeitmaße im Experiment und unter realen Bedingungen sind vergleichbar. Daher muss für eine Druckskalierung in C_{quench}^* nur die Lewis-Zahl und das chemische Zeitmaß τ_{CPSR} berücksichtigt werden. Die Lewis-Zahl ist in sehr guter Näherung druckunabhängig, da sowohl der Diffusionskoeffizient D als auch die Temperaturleitfähigkeit a proportional zum Kehrwert des Drucks sind [Goo02].

Ausgehend vom Arrhenius-Ansatz (Kapitel 2.1.1) kann eine umgekehrt proportionale Druckabhängigkeit des chemischen Zeitmaßes einer bimolekularen Reaktion angenommen werden, da die Stoßfrequenz der Moleküle und damit die Reaktionsrate bzw. die Brennstoffumset-

zung mit der absoluten Molekülkonzentration $[X] \sim p$ ansteigt (Gleichung 16) [WMD01] [ZFK38]:

$$\tau_c \sim \frac{1}{p} \quad (122)$$

Auch die thermische Analyse (siehe Gleichung 26) ergibt mit $S_L \sim p^{\frac{n-2}{2}}$ und $\tau_c = a/S_L^2$ für eine Reaktionsordnung $n = 2$ die selbe Proportionalität $\tau_c \sim 1/p$. Allerdings ist, wie auch schon bei der Diskussion der Druckabhängigkeit der laminaren Flammengeschwindigkeit (siehe Kapitel 2.1.4), in Frage zu stellen, ob die dabei zu Grunde liegenden vereinfachenden Annahmen (beide Ansätze basieren auf einer Einschnitt-Reaktion mit Reaktionsordnung $n = 2$) auch auf nicht-atmosphärische Drücke angewendet werden können. So sollte nach der thermischen Analyse die laminare Flammengeschwindigkeit keine Funktion des Drucks sein (Gleichung 26). Experimentell ermittelte laminare Flammengeschwindigkeiten sind bei unter-atmosphärischen Drücken [Tsa78] annähernd konstant, zeigen allerdings leicht abfallende Werte mit steigenden Drücken⁴⁹, wobei für $p > 1 \text{ bar}$ ungefähr gilt [WMD01] [AB72] (Abbildung 10):

$$S_l \sim \frac{1}{p^{0,5}} \quad (123)$$

Aus Gleichung 123 folgt nun für das chemische Zeitmaß nach Gleichung 22:

$$\tau_c(p) = \frac{a_{ref} \cdot \left(\frac{p_{ref}}{p}\right)}{\left[S_{L_{ref}} \cdot \left(\frac{p_{ref}}{p}\right)^{0,5}\right]^2} = \frac{a_{ref}}{S_{L_{ref}}^2} = \tau_c(p_{ref}) \quad (124)$$

Die chemischen Zeitmaße wären daher in erster Näherung unabhängig vom Druck. Aus rein analytischen bzw. experimentel-

⁴⁹Da die Wärmeleitfähigkeit λ in der Vorwärmzone nicht vom Druck beeinflusst wird, die zur Flammenausbreitung notwendige Vorwärmleistung aber mit der wachsenden Dichte bei hohen Drücken ($\rho \sim p$) steigt, muss die laminare Flammengeschwindigkeit bei hohen Drücken sinken.

len Ansätzen kann letztendlich keine einheitliche Aussage über den Druckeinfluss auf das chemische Zeitmaß getroffen werden (Gleichungen 122 und 124). Es bietet sich also an, mit Hilfe von reaktionskinetischen Rechnungen auf Basis des PSR-Programms von Chemkin II [KGS⁺92] die chemischen Zeitmaße auch für hohe Drücke zu berechnen. Hierbei muss jedoch berücksichtigt werden, dass die verfügbaren Reaktionsmechanismen, wie zum Beispiel der hier verwendete GRI 3.0 Mechanismus [SGF⁺99], fast ausschließlich für atmosphärische Bedingungen validiert wurden (siehe auch [She01] und [SGF⁺99]). Eine gesicherte Aussage über die Gültigkeit der im Folgenden gezeigten Druckeffekte auf Basis der PSR-Rechnungen kann daher nicht ohne Weiteres vorausgesetzt werden.

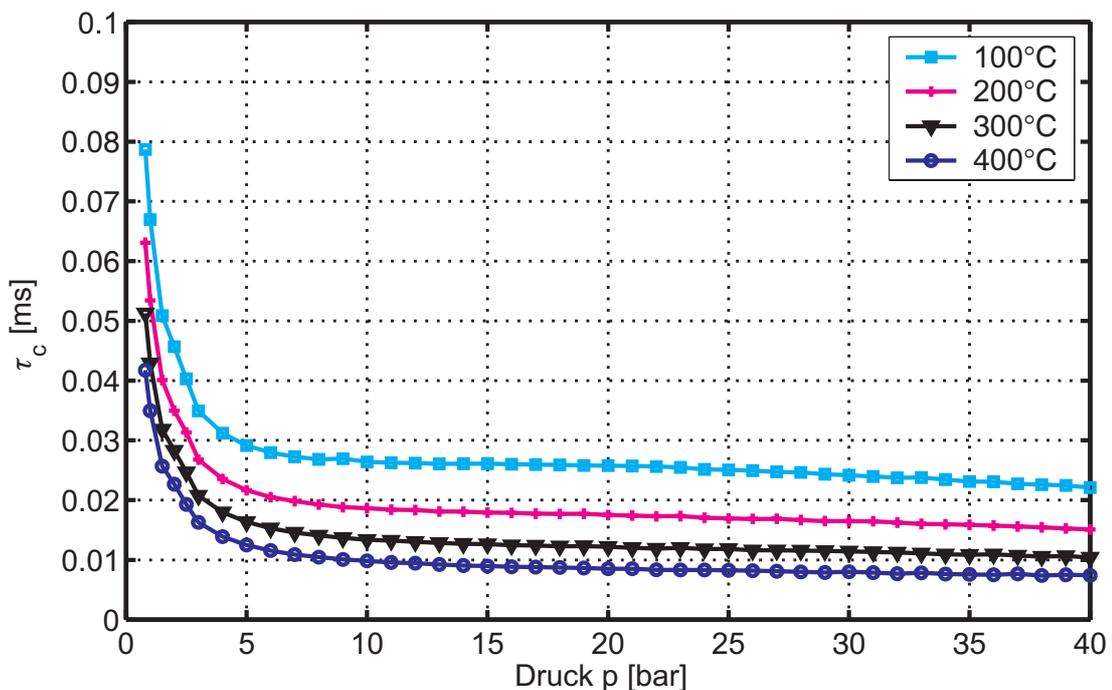


Abbildung 95: Druckabhängigkeit des chemischen Zeitmaßes τ_c für Brennstoff 1, $\lambda = 1$.

Die Abbildungen 95 bis 97 zeigen die kritischen chemischen Zeitmaße aus PSR-Rechnungen mit dem GRI 3.0 Mechanismus für Brennstoff 1 für einen Druckbereich von $1 \text{ bar} < p < 40 \text{ bar}$ bei $\lambda = 1, 1,5$ und 2 und unterschiedlichen Ausgangstemperaturen. Zur Abschätzung des Brennstoffeinflusses ist in Abbildung 98 der Druckeinfluss auf das

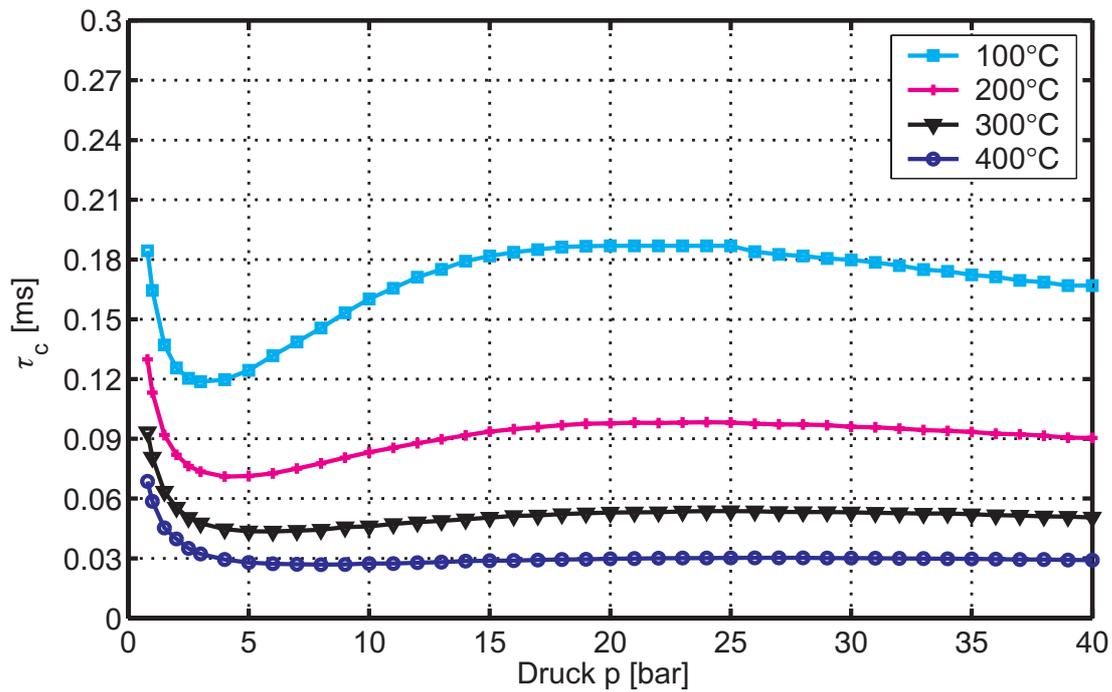


Abbildung 96: Druckabhängigkeit des chemischen Zeitmaßes τ_c für Brennstoff 1, $\lambda = 1,5$.

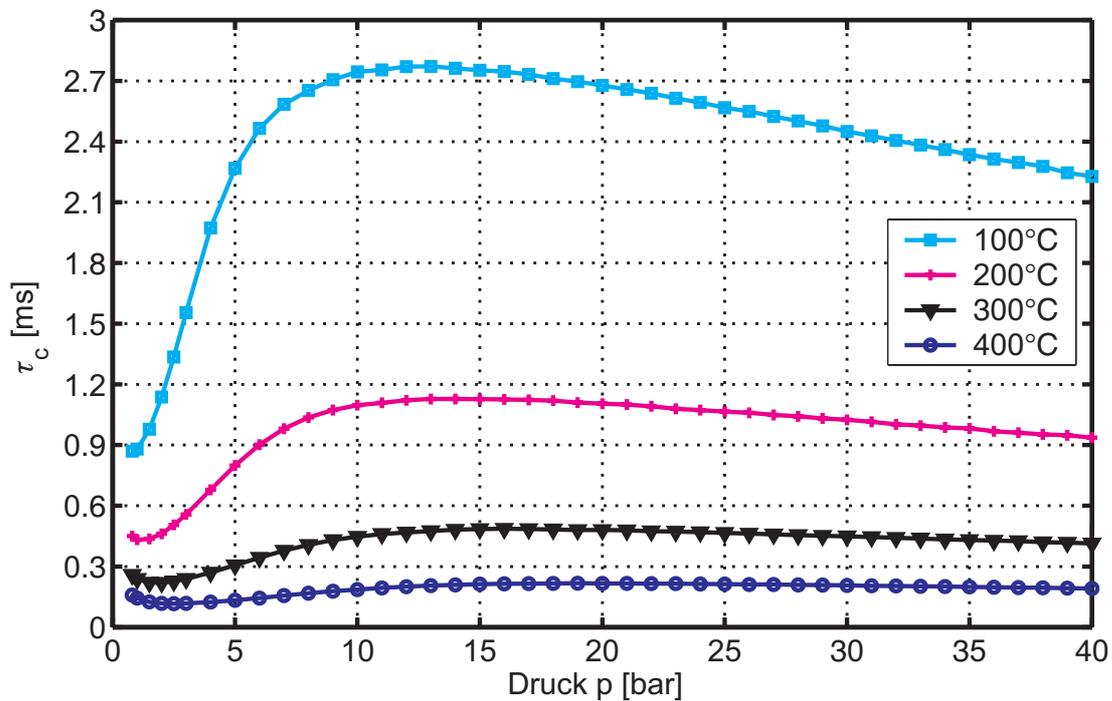


Abbildung 97: Druckabhängigkeit des chemischen Zeitmaßes τ_c für Brennstoff 1, $\lambda = 2$.

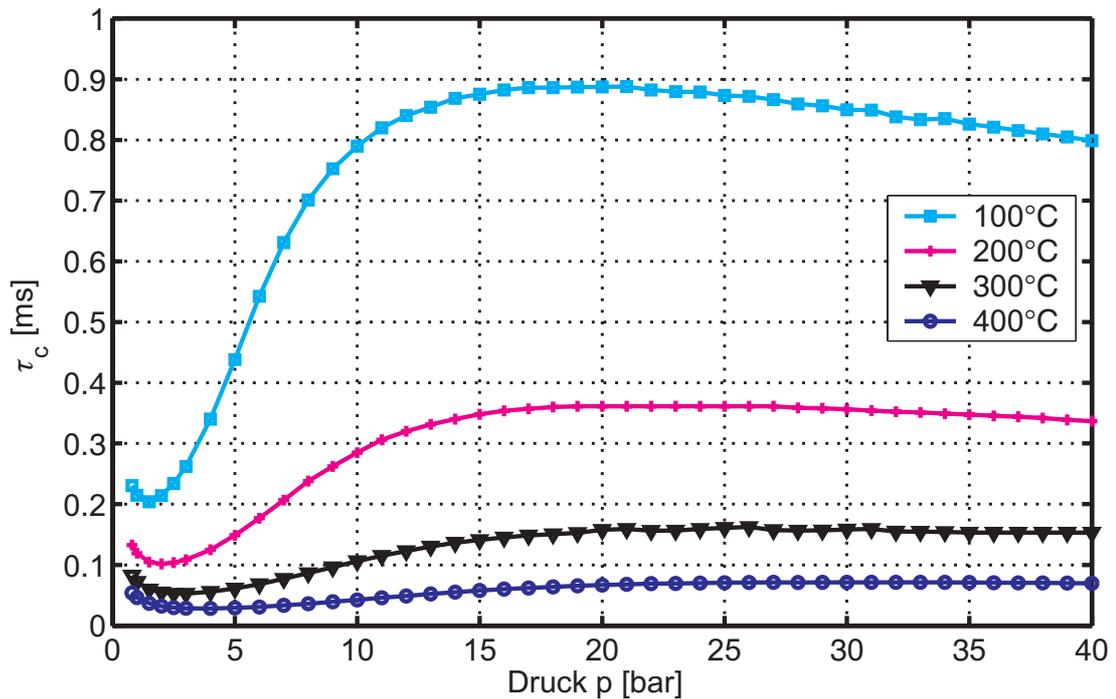


Abbildung 98: Druckabhängigkeit des chemischen Zeitmaßes τ_c für Brennstoff 4, $\lambda = 2$.

kritische chemische Zeitmaß für Brennstoff 4 dargestellt.

Mit Ausnahme der sehr mageren Methan-Flamme ($\lambda = 2$, Abbildung 97) fällt das chemische Zeitmaß im atmosphärischen Bereich stark mit dem Druck ab. In diesem Bereich kann zumindest tendenziell eine Abhängigkeit nach Gleichung 122 erkannt werden. Dagegen zeigen sich bei Drücken über 10 bar, insbesondere bei $\lambda = 1$ oder hohen Vorheiztemperaturen, annähernd druckunabhängige Zeitmaße (analog Gleichung 124). Ein besonderer Verlauf zeigt sich allerdings bei mageren Brennstoff-Luft-Gemischen ($\lambda = 2$) und geringen Eingangstemperaturen $T < 200^\circ\text{C}$. Ausgehend von $p = 1$ bar sinkt das chemische Zeitmaß mit steigendem Druck bis zu einem Minimum bei ca. $p = 2 - 5$ bar, um dann zu einem lokalen Maximum bei ca. $p = 10 - 15$ bar anzusteigen und anschliessend zu hohen Drücken hin wieder moderat abzufallen. Dieser nichtmonotone Verlauf ergibt sich bei allen verwendeten Brennstoffen.

Eine genauere Betrachtung der Reaktortemperaturen und der Spe-

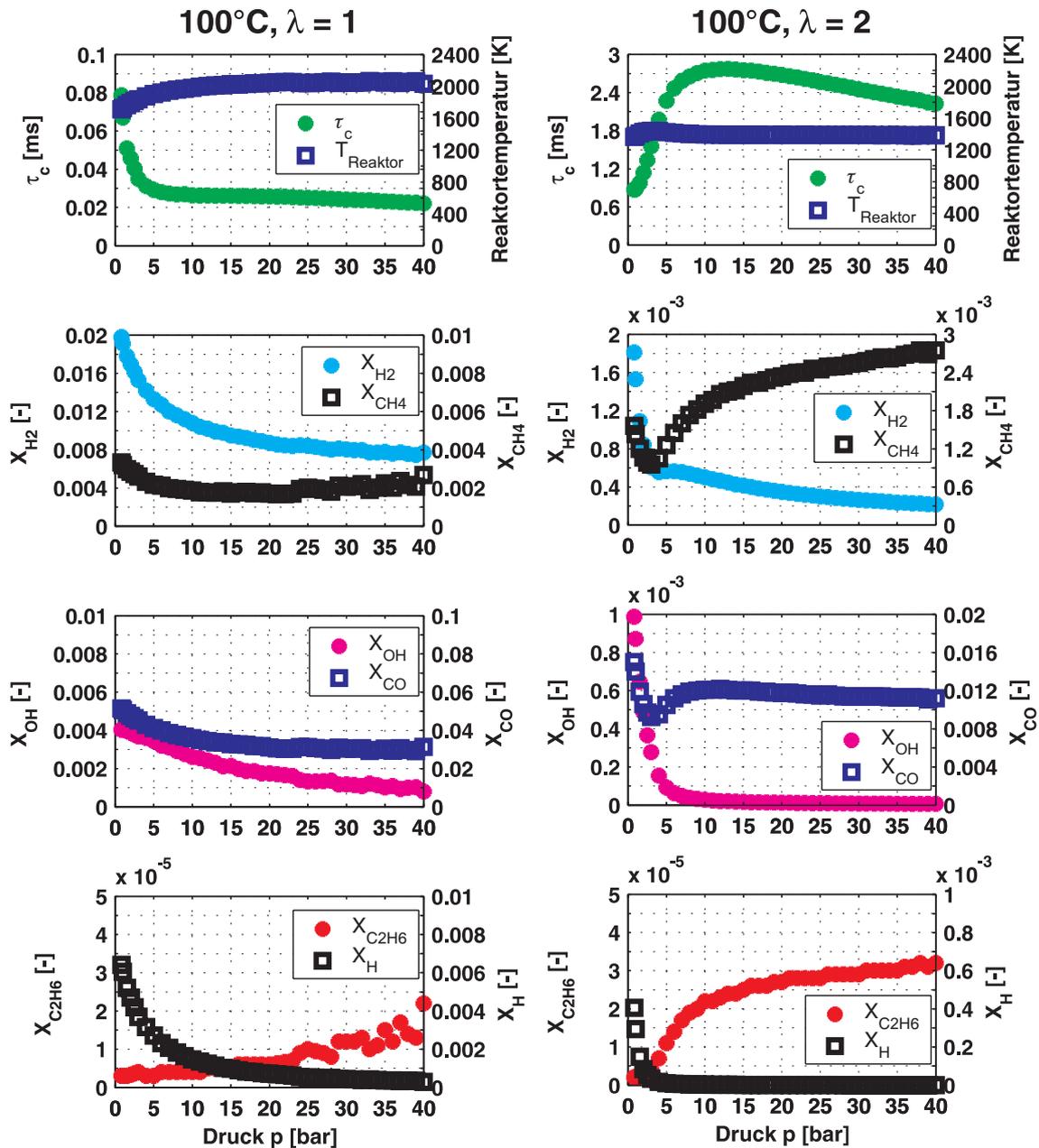


Abbildung 99: Chemisches Zeitmaß, Reaktortemperatur und ausgewählte Speziesverläufe aus PSR-Rechnungen in Abhängigkeit des Reaktor-drucks, Brennstoff 1, 100°C .

zieskonzentrationen der PSR-Rechnungen⁵⁰ zeigt qualitativ die Ur-

⁵⁰Es wird weiterhin jeweils der kritische Zustand im perfekt durchmischten Reaktor PSR betrachtet, bei dem sich gerade noch eine Reaktion etablieren kann. Kleinere Zeitmaße führen zum Abbruch der Reaktion.

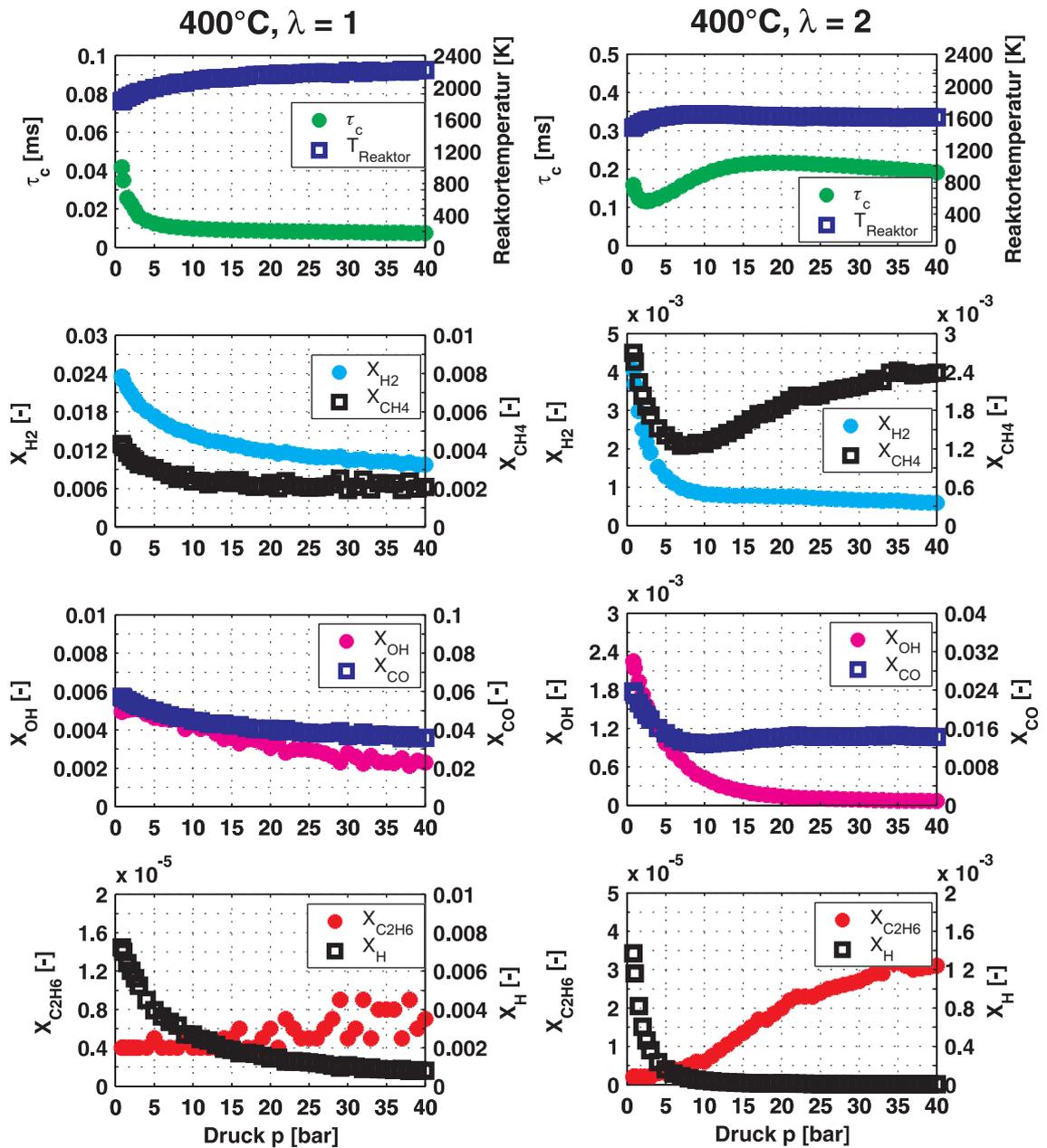


Abbildung 100: Chemisches Zeitmaß, Reaktortemperatur und ausgewählte Speziesverläufe aus PSR-Rechnungen in Abhängigkeit des Reaktor-drucks, Brennstoff 1, 400°C.

sachen dieser nichtmonotonen Druckabhängigkeit. Der Anstieg des chemischen Zeitmaßes mit sinkenden Drücken, deutlich zu erkennen bei den stöchiometrischen Mischungen, kann grundsätzlich mit einer konzentrationsbedingten geringen Umsatzrate des Brennstoffs

erklärt werden (Konzentrationssterm im Arrhenius-Ansatz), ersichtlich aus den mit sinkenden Drücken ansteigenden CH_4 - und CO -Konzentrationen (Abbildung 99 und 100 links⁵¹). Die hohe Restkonzentration an CO , dessen Oxidation zu CO_2 mit ca. 60% für den Großteil der Wärmefreisetzung der Verbrennung verantwortlich ist [MS99], spiegelt sich in niedrigen Abbruchtemperaturen bei kleinen Drücken wieder. Dies verstärkt nochmals den Anstieg der chemischen Zeitmaße mit sinkendem Druck, da die Reaktionsrate bei geringeren Reaktortemperaturen weiter sinkt (Temperaturterm im Arrhenius-Ansatz). Dieser Zusammenhang erklärt, warum das chemische Zeitmaß bei kleinen Drücken wesentlich stärker mit dem Druck abfällt als nach Gleichung 122 zu erwarten wäre. Eine Reaktion im Reaktor, die bei diesen vergleichsweise kleinen Temperaturen an sich erlöschen sollte, wird jedoch durch die ansteigenden Radikalkonzentrationen gefördert (z.B. OH , O - und H -Radikale). Insbesondere eine hohe Hydroxyl-Konzentration X_{OH} dient hier z.B. als Auslöser der wichtigen Startreaktion der Methanoxidation $CH_4 + OH \rightarrow CH_3 + H_2O$ [Tur00].

Bei hohen Luftzahlen und insbesondere bei hohen Vormischtemperaturen (Abbildung 100 rechts) hingegen führen fast konstante CO -Konzentration bei $p > 5 \text{ bar}$ zu einer konstanten Abbruchtemperatur im Reaktor. Aber auch hier zeigt sich, wenn auch in deutlich abgeschwächter Form, dass der Anstieg in der CO -, CH_4 - und OH -Konzentration bei sinkenden Drücken zu einem Absinken der Reaktortemperatur und einem Anstieg des kritischen chemischen Zeitmaßes führt (Abbildung 100 rechts).

Erstaunlich ist, dass sich bei den sehr brennstoffarmen Mischungen bei ca. 5 – 10 bar ein Konzentrationsminimum für CH_4 einstellt, wobei die Konzentration bis 40 bar wieder kontinuierlich ansteigt. Gegenläufig ist hierbei das Absinken der Radikalkonzentrationen X_{OH} und X_H mit wachsendem Druck. Kontrollrechnungen zeigen, dass selbst bei reinem Wasserstoff als Brennstoff bei sehr mageren Flammen ähnliche nichtmonotone Druckverläufe im

⁵¹Zu beachten ist die unterschiedliche Skalierung der Ordinate.

kritischen chemischen Zeitmaß auftreten, die mangels C-Atomen in den Reaktionspartnern nicht durch Methan- oder Kohlenmonoxid-Konzentrationen entstehen können (Abbildungen 101 und 102). Allein mit dem Verlauf der Methankonzentration kann das nichtmonotone Verhalten des chemischen Zeitmaßes demnach nicht erklärt werden. Vielmehr zeigt sich, dass der nach Gleichung 122 erwartete hyperbolische Abfall des chemischen Zeitmaßes bei mageren Wasserstoff-Flammen (Abbildungen 101 und 102 rechts) durch ein exponentielles Absinken der eine Zündung fördernden Radikalkonzentrationen im Reaktor gedämpft wird und sogar zum Anstieg des Zeitmaßes mit dem Druck führen kann. Stöchiometrische Wasserstoffflammen hingegen (Abbildungen 101 und 102 links) weisen nur eine flach abfallende Radikalkonzentration auf. In diesem Falle überwiegen die das Zeitmaß verkürzende Temperatur- und Konzentrations-Effekte bei höheren Drücken.

Im Vergleich zu den mageren Wasserstoffflammen, bei denen das chemische Zeitmaß bei Drücken über 10 *bar* monoton ansteigt, sinkt das Zeitmaß bei mageren Methan-Flammen nach dem lokalen Maximum bei ca. 10 *bar* mit weiter ansteigendem Druck. Druckabhängige Reaktionen (Fall-Off-Reaktionen), die besonders bei niedrigen Temperaturen ablaufen, wie zum Beispiel die Rekombination von CH_3 -Radikalen zu Ethan ($CH_3 + CH_3 + M \rightarrow C_2H_6 + M$), gewinnen an Bedeutung (siehe C_2H_6 -Konzentrationen und Temperaturverläufe in den Abbildungen 99 und 100 rechts). Diese Reaktionen können offensichtlich die Verbrennung bei hohen Drücken beschleunigen, was zu einer Absenkung des chemischen Zeitmaßes oder zumindest zu einer Dämpfung des Zeitmaßanstieges bei hohen Drücken führt.

Da auf Basis der PSR-Rechnungen keine einheitliche Funktion des chemischen Zeitmaßes in Abhängigkeit des Drucks ermittelt werden kann, ist es für eine exakte Druckskalierung der vorliegenden experimentellen Flammenrückschlagsgrenzen bzw. der Korrelation dieser Grenzen durch C_{quench}^* notwendig, das kritische chemische Zeitmaß durch eine reaktionskinetische Simulation für den jeweiligen Anwendungsfall zu berechnen. Zu beachten ist allerdings, dass un-

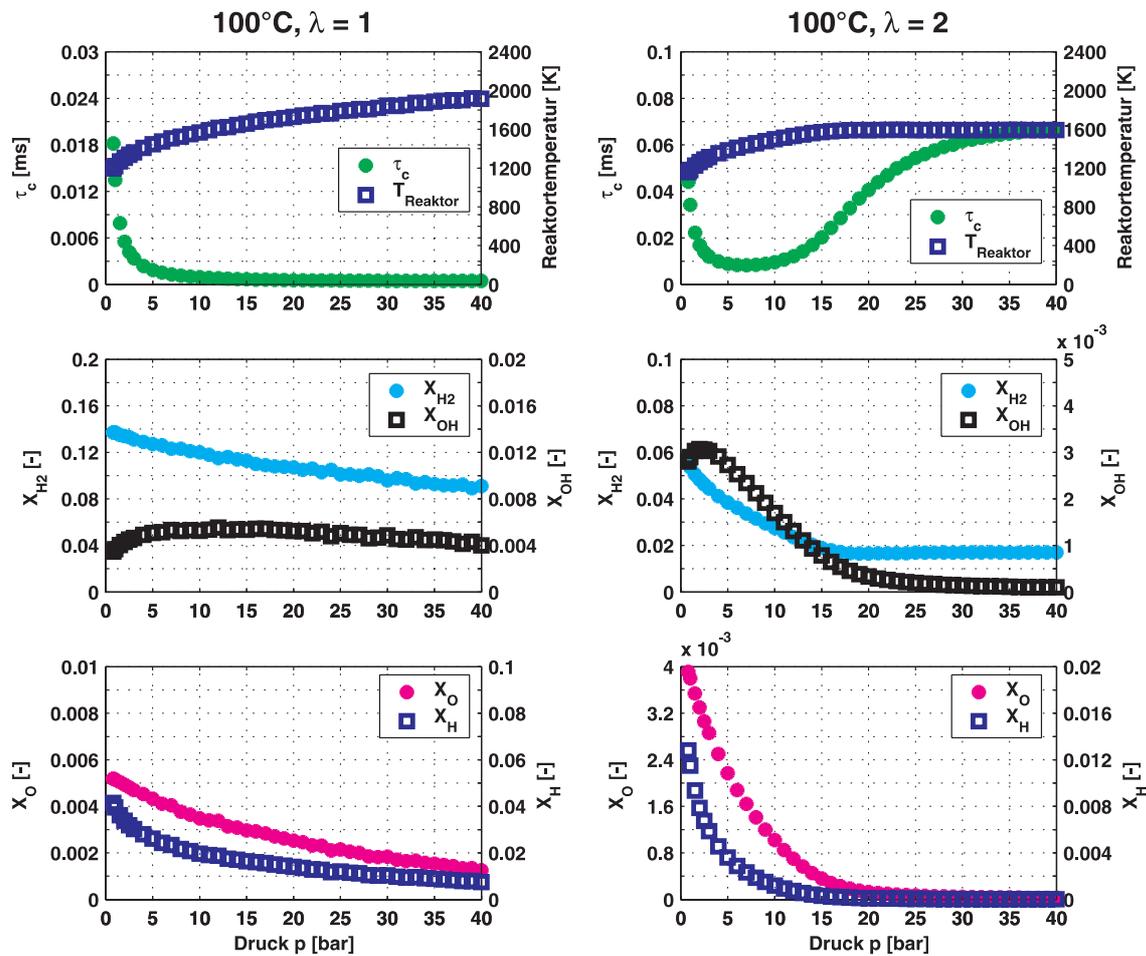


Abbildung 101: Chemisches Zeitmaß, Reaktortemperatur und ausgewählte Speziesverläufe aus PSR-Rechnungen in Abhängigkeit des Reaktor-drucks, H_2 -Luft-Flamme, $100^\circ C$.

terschiedliche Reaktionsmechanismen⁵² zum Teil beträchtliche Abweichungen in den absoluten Werten der chemischen Zeitmaße ergeben. Allerdings bleiben die qualitativen Druckkurven unabhängig vom Mechanismus erhalten. Berücksichtigt man jedoch die zum Teil widersprüchlichen Aussagen der analytischen, experimentellen und reaktionskinetischen Ergebnisse zur Druckabhängigkeit des chemischen Zeitmaßes, so zeigt sich, dass zu einer sicheren Druckskalie-

⁵²Die vorliegenden Ergebnisse auf Basis des GRI 3.0 Mechanismus wurden exemplarisch mit dem Reaktionsmechanismus nach Miller und Bowman [MB89] überprüft. Es ergeben sich qualitativ vergleichbare Druckabhängigkeiten des chemischen Zeitmaßes. Allerdings weichen die absoluten Werte von τ_{cPSR} voneinander ab.

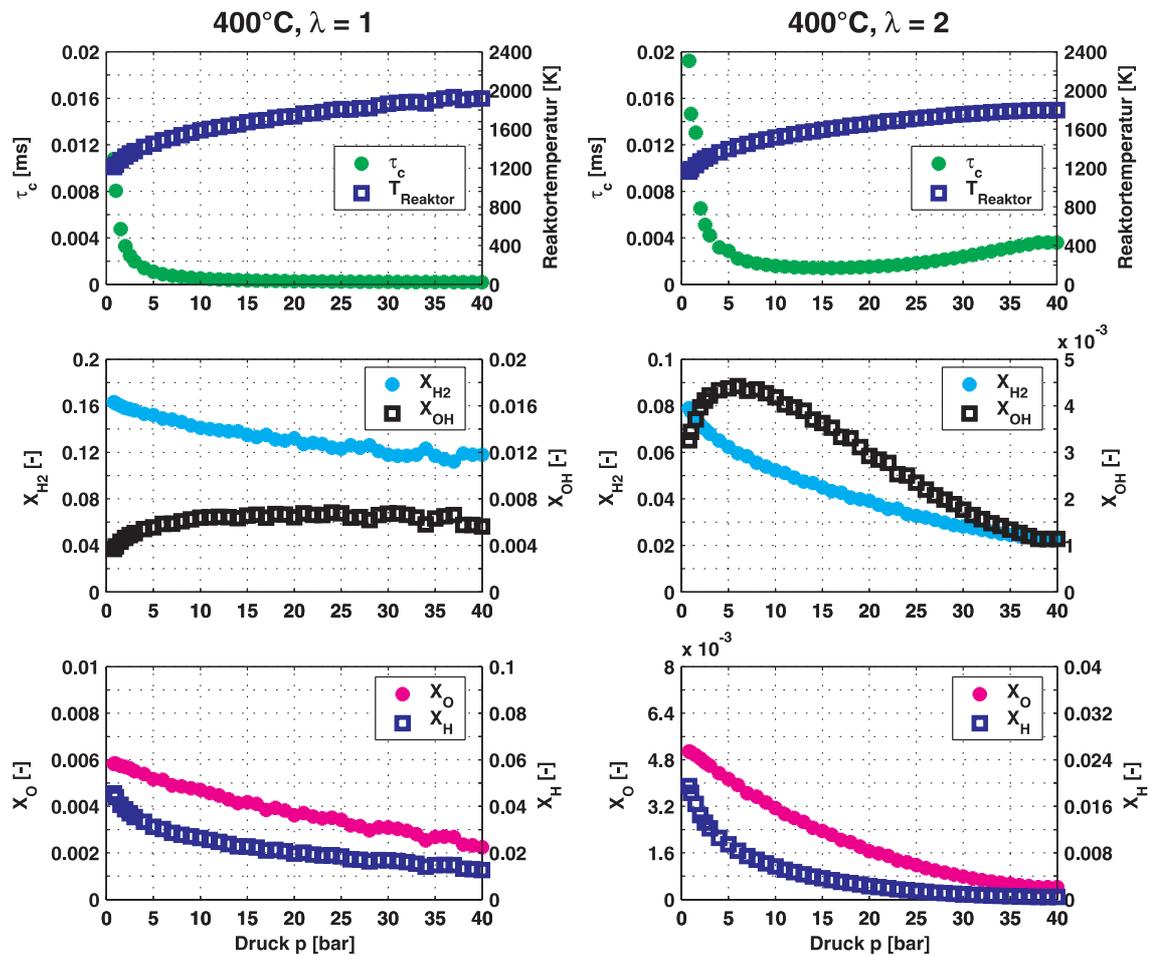


Abbildung 102: Chemisches Zeitmaß, Reaktortemperatur und ausgewählte Speziesverläufe aus PSR-Rechnungen in Abhängigkeit des Reaktor-drucks, H_2 -Luft-Flamme, 400°C .

Die Anwendung des Korrelationsansatzes mit C_{quench}^* für Versuche bei geänderten Druckrandbedingungen zu empfehlen sind.

6 Rückschlagsverhalten bei Fremdzündung

Im vorangegangenen Kapitel wurden die Flammenrückschlagsgrenzen des Drallbrenners für den Fall diskutiert, dass die Flamme ausgehend von einer stabilen Lage in der Brennkammer stromauf in das Mischrohr wandert. Ähnlich wichtig ist das Verhalten der reagierenden Strömung, wenn im Mischrohr bereits ein lokal gezündeter Bereich existiert. Im Rahmen dieses Kapitels soll geklärt werden, ob die Drallströmung fähig ist, derartige lokale Reaktionszonen im Mischrohr in Richtung der Brennkammer auszuspülen, oder ob durch diese lokalen Zündherde einen Flammenrückschlag eingeleitet wird.

Für diese Versuche wurde die in Kapitel 3.5 beschriebene Einrichtung zur Laserzündung am Mischrohr installiert. Dadurch ist es möglich, ohne Verwendung von Elektroden oder anderen Einbauten, die die Drallströmung stören, eine Zündung an einer beliebigen Position im Mischrohr zu erzeugen. Für die vorliegenden Versuche wurde eine axiale Zündposition sehr nahe am Drallerzeuger–Mischrohr–Übergang bei $z = -2,53D$ gewählt. Die radiale Position des Laserfokusses wurde in $0,13D$ -Schritten variiert ($r = 0D, 0,13D, 0,27D, 0,4D$). Um zu vermeiden, dass unverbranntes Gasgemisch aus der Brennkammer austritt, wurde während der Versuche zur Laserzündung ein Betriebspunkt gewählt, der eine stabile Verbrennung mit einer Flammenposition in der Brennkammer ermöglicht. Dadurch wurde auch gewährleistet, dass bei einer Laserzündung keine unkontrollierte Flammenausbreitung vom Mischrohr in die Brennkammer und weiter in das Abgassystem stattfindet. Um bei den Fremdzündungsexperimenten dennoch eine möglichst rückschlagskritische Situation zu untersuchen, wurde die Luftzahl bis knapp über die Rückschlagsgrenze reduziert. Bei noch geringerem Luftüberschuss tritt in jedem Falle ein Flammenrückschlag von der Brennkammer aus auf. Die Experimente mit Laserzündung wurden ausschließlich mit der Standard-Brennkonfiguration *BK2* und Brennstoff 1 (Methan) durchgeführt⁵³.

⁵³Die Unterbrechung der Brennstoffzufuhr wurde bei den Rückschlagsversuchen vom optischen

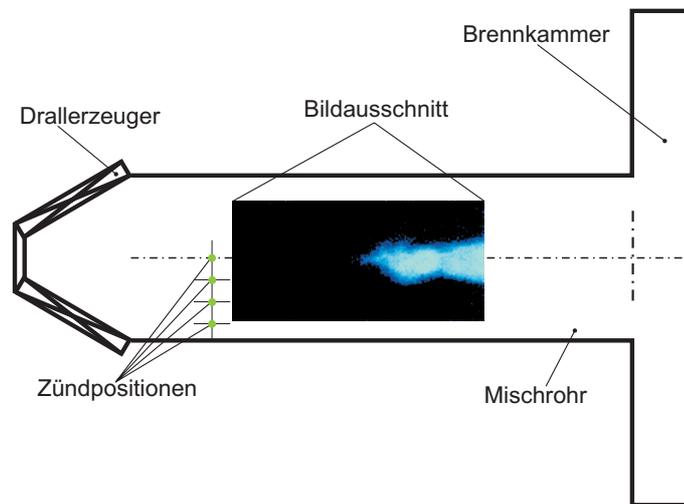


Abbildung 103: Fokuspunkte der Laserzündung und Bildausschnitt der Hochgeschwindigkeits-Videosequenzen bei der Laserzündung.

Die Abbildungen 104 und 105 zeigen Hochgeschwindigkeits-Videosequenzen bei einer Laserzündung auf der Achse und in Wandnähe, wobei die Sequenzen zeilenweise von links oben nach rechts unten zu lesen sind. Abgebildet ist dabei der Ausschnitt des Mischrohres, der in Abbildung 103 skizziert ist. Um eine Übersteuerung des CCD-Chips durch den laserinduzierten Luftdurchschlag zu vermeiden, wurde der Bildausschnitt der Hochgeschwindigkeitskamera um einige Millimeter neben den Zündort verschoben. Zudem konnte die Aufnahme erst 1 ms nach der Zündung gestartet werden, da ansonsten das Streulicht des Zündfunken ebenfalls zu einer Übersteuerung der Kamera geführt hätte. Die dargestellte Sequenz erstreckt sich von $t = 1\text{ ms}$ bis $t = 18,78\text{ ms}$ mit einem Bildabstand von $0,22\text{ ms}$.

Bei einer Laserzündung auf der Mischrohrachse (Abbildung 104) verläuft die Flammenausbreitung so schnell, dass die Flamme be-

Flammensensor automatisch ausgelöst. Bei den Versuchen mit Fremdzündung konnte der Flammensensor nicht eingesetzt werden, da der Zündfunke die Photodioden übersteuert hätte und zudem die Brennstoffzufuhr sofort unterbrochen worden wäre. Ohne die automatische Abschaltung im Rückschlagsfall konnte die Anlage jedoch nur mit Methan betrieben werden, da bei wasserstoffhaltigen Brennstoffen keine ausreichende Sicherheit gewährleistet gewesen wäre.

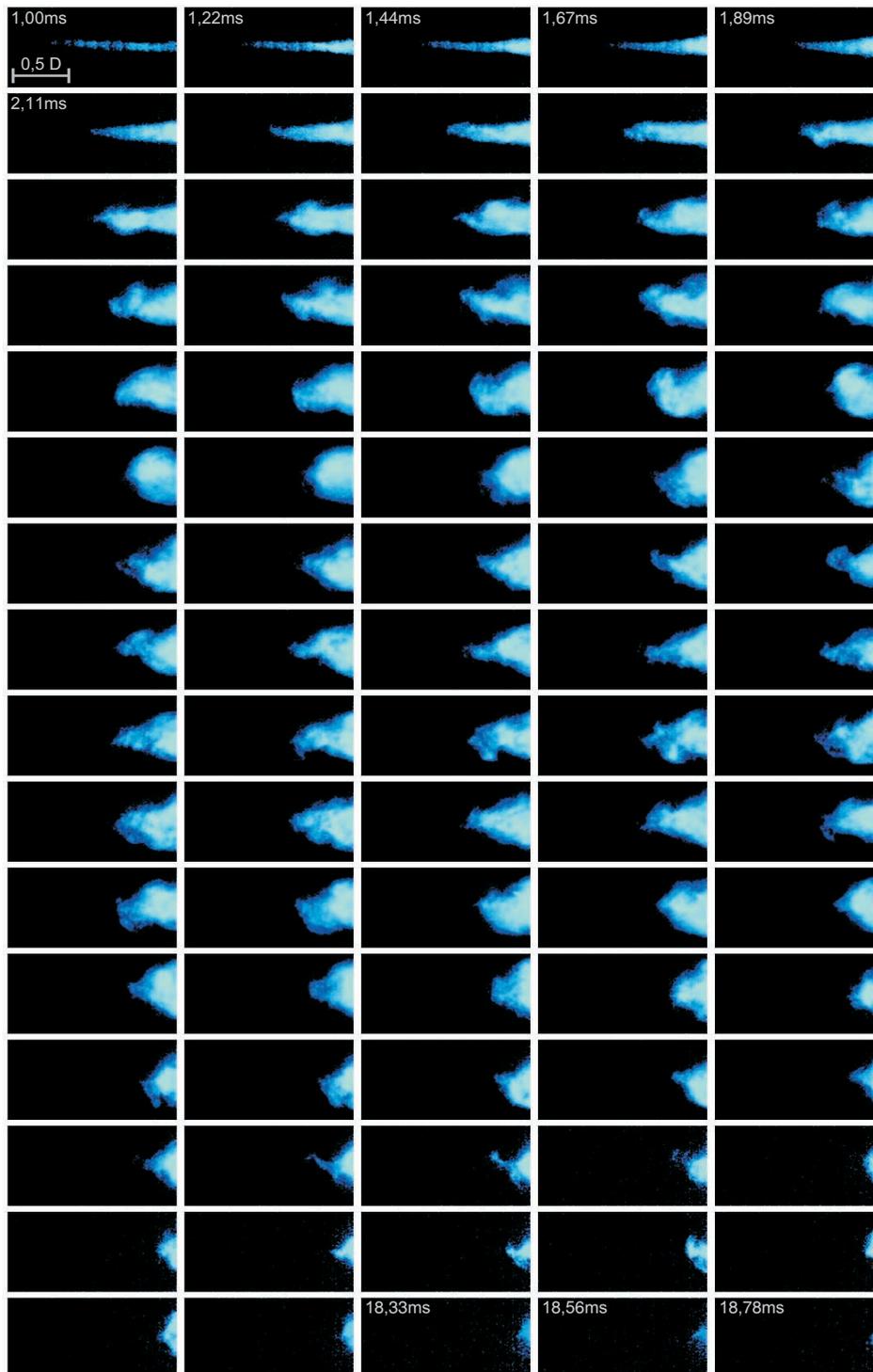


Abbildung 104: Hochgeschwindigkeits-Videoaufnahmen der Flammenausbreitung bei Fremdzündung auf der Mischrohrachse, $r = 0$. Brennstoff 1, Brennerkonfiguration 2, $T_{mix} = 100^\circ C$, $\dot{m}_{Luft} = 100 \text{ g/s}$.

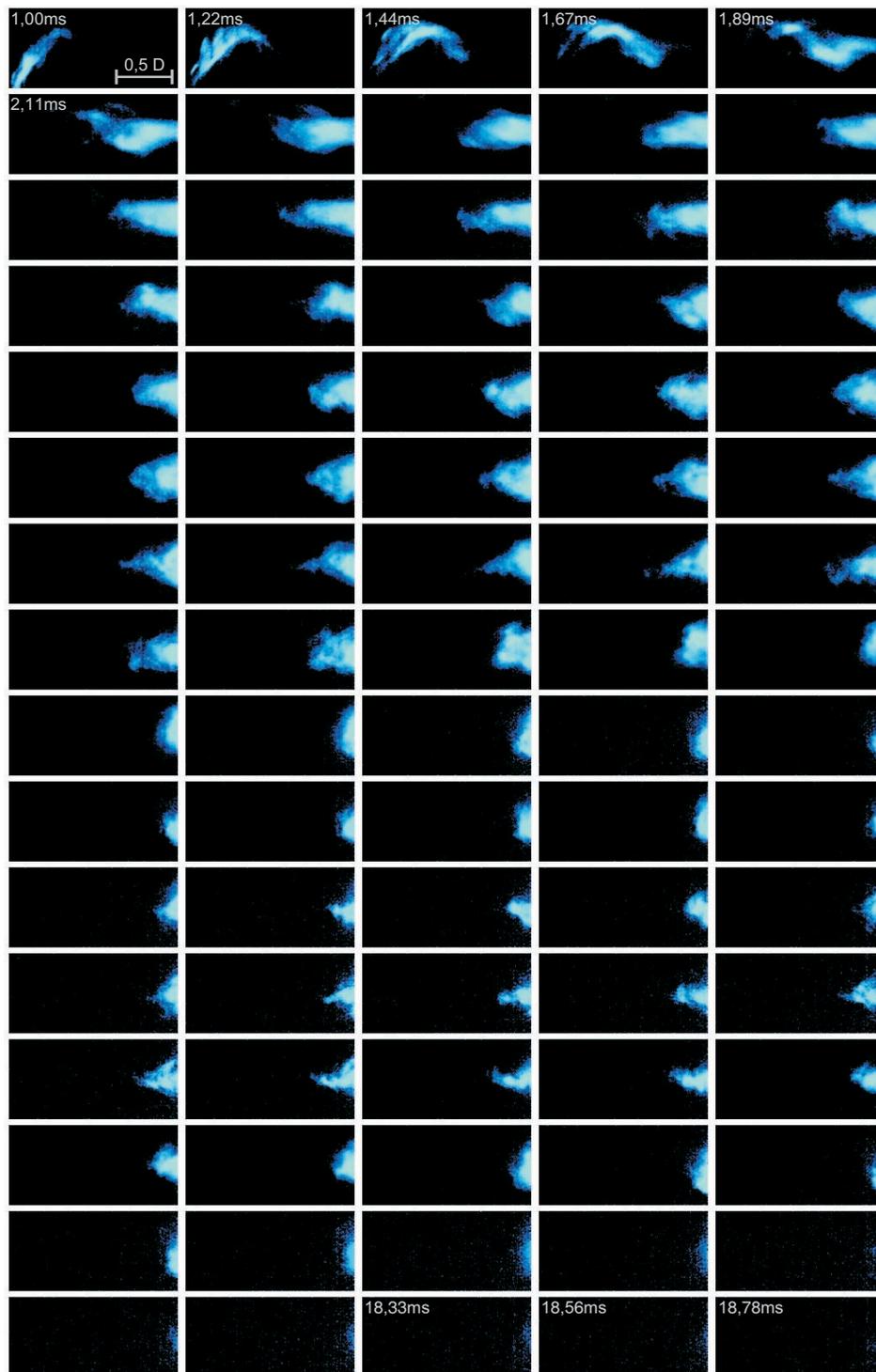


Abbildung 105: Hochgeschwindigkeits-Videoaufnahmen der Flammenausbreitung bei Fremdzündung in Wandnähe, $r = 0,4D$. Brennstoff 1, Brennerkonfiguration 2, $T_{mix} = 100^{\circ}C$, $\dot{m}_{Luft} = 100 \text{ g/s}$.

reits zum Zeitpunkt der ersten Aufnahme bis zum stromabseitigen Ende des Bildausschnitts gestreckt wird und sich ca. $1,5\text{ ms}$ nach der Zündung mit der stabilen Flamme in der Brennkammer verbindet. Im weiteren Verlauf wird auch das stromaufseitige Ende der Flamme langsam in Richtung der Brennkammer ausgespült. Das Verhalten der Flamme gleicht dabei dem Ausspülen der Flamme bei einem eigeninduzierten Flammenrückschlag, wie es in Kapitel 5.4 beschrieben wurde (siehe auch [Fri03]).

Bei einer Zündung in der Nähe der Mischrohrwand (Abbildung 105) folgt die Flamme während des Ausspülvorgangs zunächst etwa einer Stromlinie der Drallströmung, wobei im weiteren Verlauf deutlich zu erkennen ist, dass die heißen, reagierenden Gase aufgrund der geringeren Dichte eine Zentripetalbeschleunigung erfahren. Nach ca. $2,5\text{ ms}$ findet auch hier ein Zusammenschluss mit der in der Brennkammer stabil brennenden Flamme statt, der im Vergleich zur Zündung auf der Achse etwas verzögert erfolgt, da die Axialgeschwindigkeit bei höheren Radien geringer ist (siehe Abbildung 35).

Grundsätzlich ist festzustellen, dass die fremdgezündete Reaktionszone bei allen Betriebspunkten oberhalb der Rückschlagsgrenzen ($\lambda > \lambda_{kr}$) aus dem Mischrohr ausgespült wird. Oberhalb der in Kapitel 5 gezeigten Flammenrückschlagsgrenzen ist der Brenner folglich nicht nur gegen einen Flammenrückschlag von der Brennkammer aus gesichert, sondern gewährleistet auch bei lokal gezündeten Zonen im Mischrohr einen störungsfreien Betrieb.

In den Videosequenzen konnte die besonders interessante Zeitspanne unmittelbar nach der Fremdzündung nicht aufgenommen werden. Zudem ist die zeitliche Auflösung der Kamera mit 4500 Bildern/Sekunde nicht ausreichend, um die Entwicklung der Reaktionszone während des Ausspülers im Detail abzubilden. Aufgrund der sehr hohen axialen Geschwindigkeiten, gerade im Bereich der Mischrohrachse, muss bei einer Belichtungszeit von $0,22\text{ ms}$ zudem eine Bewegungsunschärfe im Zentimeter-Bereich in Kauf genommen werden. Eine Erhöhung der Aufnahme Frequenz und damit

eine Verkürzung der Belichtungszeit schwächt die Bildintensität so stark, dass keine ausreichende Bildqualität erreicht werden kann.

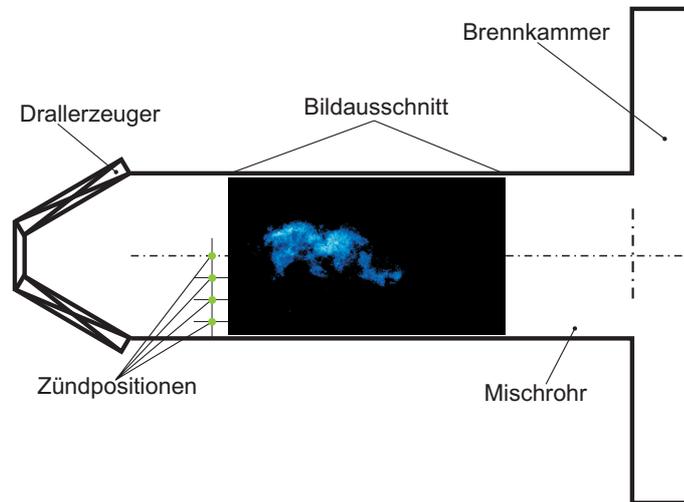


Abbildung 106: Fokuspunkte der Laserzündung und Bildausschnitt der UV-intensivierten Einzelbildkamera bei der Laserzündung.

Daher wurden zusätzlich zu den Video-Sequenzen auch Einzelbildaufnahmen bei kurzen Belichtungszeiten von $10 \mu\text{s}$ mit einer UV-intensivierten Kamera erstellt (LaVision Flamestar II, siehe Abschnitt 4.1). Durch die Möglichkeit, die Einzelbild-Kamera exakt zu triggern, konnte die erste Aufnahme bereits $100 \mu\text{s}$ nach der Zündung erfolgen. Der zeitliche Bildabstand beträgt in der Folge ebenfalls $100 \mu\text{s}$, wobei die in den Abbildungen 107 und 110 gezeigten Sequenzen aus unterschiedlichen Zündexperimenten zusammengesetzt wurden, es handelt sich daher nicht um Echtzeitsequenzen. Der im Vergleich zu den Hochgeschwindigkeits-Sequenzen leicht veränderte Bildausschnitt ist in Abbildung 106 dargestellt. Ein positiver Nebeneffekt der Einzelbildaufnahmen ist zudem die verbesserte Bildauflösung.

Abbildung 107 zeigt analog zu Abbildung 104 den Verlauf der Flammenausbreitung bei Zündung auf der Mischrohrachse. Die ersten zehn Bilder decken gerade den Zeitbereich ab, den die Hochgeschwindigkeitskamera noch nicht erfassen kann. Es wird deutlich, dass die Flamme innerhalb der ersten Phase extrem gestreckt wird,

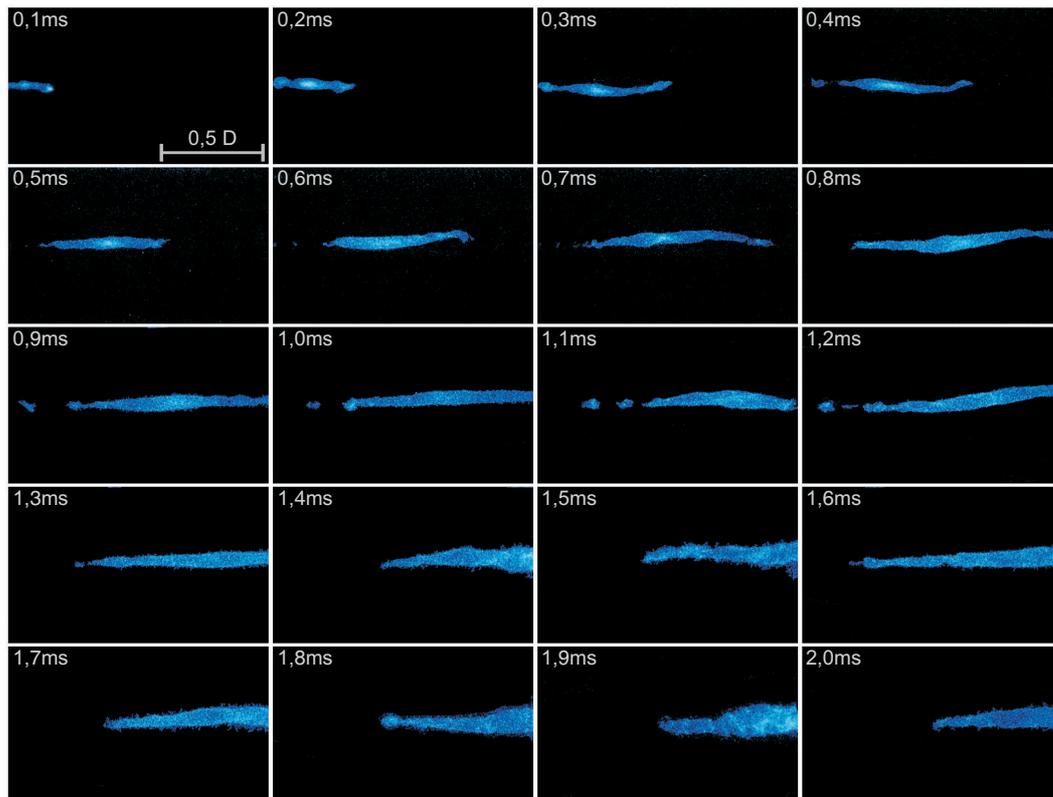


Abbildung 107: Einzelaufnahmen der Flammenausbreitung bei Fremdzündung auf der Mischrohrachse, $r = 0D$. Brennstoff 1, Brennerkonfiguration 2, $T_{mix} = 100^\circ C$, $\dot{m}_{Luft} = 100 \text{ g/s}$.

was aufgrund der kurzen Belichtungszeit nicht mit einer Bewegungsunschärfe erklärt werden kann. Das stromabseitige Ende der Reaktionszone bewegt sich fast doppelt so schnell wie die maximale konvektiv aufgeprägte Geschwindigkeit ($U_{fab} \approx 1,85 \cdot u(r=0) \approx 6,3 \cdot \bar{u}$), während das stromaufseitige Ende der Flamme innerhalb der ersten 2 Millisekunden mit einer ebenfalls annähernd konstanten Geschwindigkeit von ca. $U_{fauf} \approx 0,4 \cdot u(r=0) \approx 1,3 \cdot \bar{u}$ stromab transportiert wird. Die Relativgeschwindigkeit zwischen Flamme und Strömung liegt damit im Bereich $U_f = [u(r=0) - U_{fauf}] = [U_{fab} - u(r=0)] = 2,1 \cdot \bar{u} \dots 2,9 \cdot \bar{u}$.

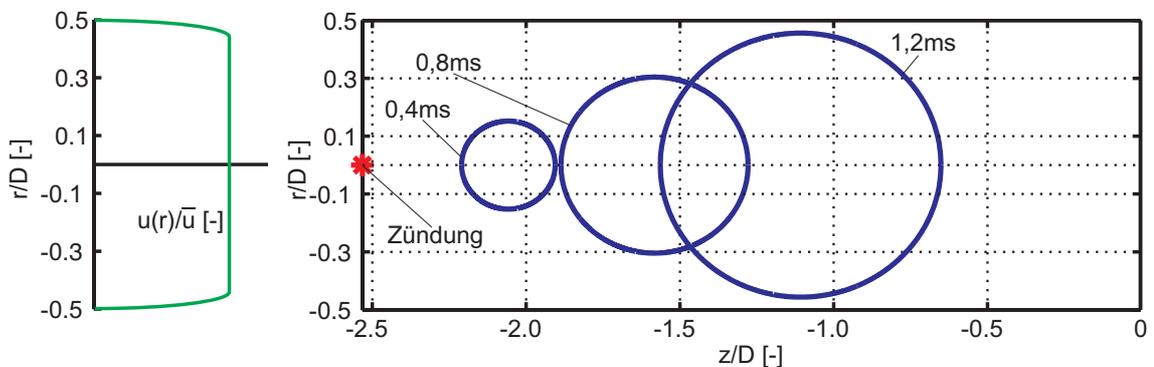


Abbildung 108: Ausbreitung einer Flammenfront bei konstanter axialer Geschwindigkeit $u \neq u(r)$ (Blockprofil).

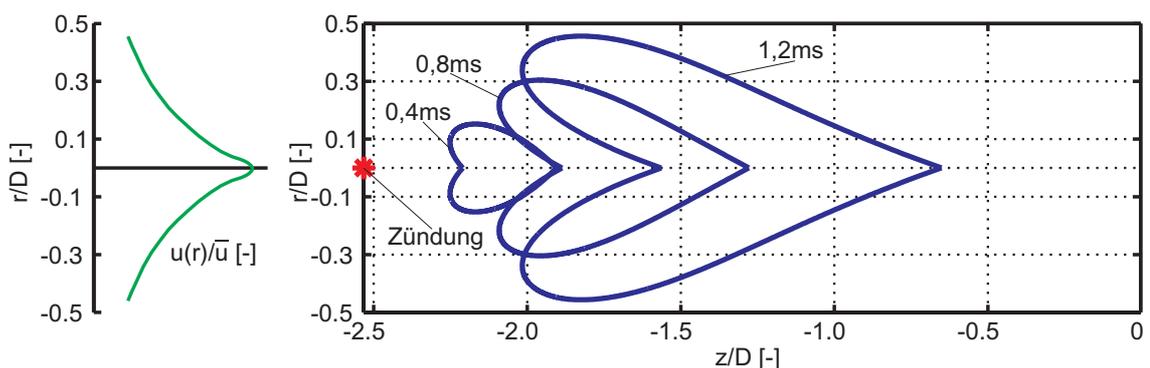


Abbildung 109: Ausbreitung einer Flammenfront in einem Geschwindigkeitsfeld nach Abbildung 35.

Zunächst soll die Flammenausbreitung im Anschluss an die La-

serzündung als Überlagerung einer turbulenten Flammenausbreitung mit dem konvektivem Transport der Reaktionszone betrachtet werden. Abbildung 108 zeigt die zeitliche Entwicklung einer Flamme in einer vollausgebildeten turbulenten drallfreien Strömung mit Blockprofil ($u(r) = \bar{u}$) auf Basis einer zweidimensionalen analytischen Rechnung. Die turbulente Flammengeschwindigkeit wurde nach Gleichung 89 mit $S_T \approx u'_{rms} \approx 0,2 \cdot \bar{u}$ abgeschätzt (siehe Abbildung 36). Bei einer kugelförmigen Flammenausbreitung bei konstantem Druck muss zudem noch berücksichtigt werden, dass die thermische Expansion durch die Verbrennung eine radiale Strömung erzeugt. Für den betrachteten Betriebszustand gilt nach Lewis und van Elbe [LE87] für die Geschwindigkeit einer kugelförmigen Flammenfront $S_K = \sigma \cdot S_T = 5,36 \cdot S_T \approx \bar{u}$.

Neben einer kugelförmigen Vergrößerung der Flammenoberfläche findet durch die überlagerte Konvektion ein Transport der Flamme in Richtung der Brennkammer statt. Im vorliegenden Fall liegt keine blockförmige Geschwindigkeitsverteilung vor, sondern vielmehr ein ausgeprägter Jet auf der Achse. In einem derartigen axialen Geschwindigkeitsprofil (siehe Abbildung 35 oben), das jedoch für diese Abschätzung ohne Drallkomponente betrachtet wird, stellt sich keine kugelförmige Flammenausbreitung mehr ein (Abbildung 109). Es ergibt sich vielmehr eine Dehnung in axialer Richtung, da die Reaktionszone bei größeren Radien langsamer stromab transportiert werden als die reagierenden Gase entlang der Achse⁵⁴. Für eine Eigenfluoreszenz–Aufnahme, der eine Integration der Flammenstrahlung in Blickrichtung zu Grunde liegt, müsste sich folglich stromabseitig eine keilförmige Flammenfront mit einer leichten Einschnürung am stromaufseitigen Ende ausbilden. Der Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen aus Abbildung 107 zeigt aber, dass die einfache Superposition von Konvektion und turbulenter Flammenausbreitung die physikalischen Prozesse nicht ausreichend widerspiegelt. Vielmehr bildet sich auch stromaufseitig eine keilförmige Flam-

⁵⁴Die Simulation der Abbildung berücksichtigt weder Dralleinflüsse, noch 3D- oder Wand-Effekte, noch die Auswirkungen auf die Flammenausbreitung durch die strömungsbedingte Verzerrung der Flammenfront, insbesondere in der stromaufseitigen Hinterschneidung.

menstruktur aus, wobei sich der Durchmesser der Flamme bei einer Zündung auf der Achse im Gegensatz zu Abbildung 109 nicht wesentlich weiter ausdehnt als der Durchmesser des Wirbelkerns der ungestörten Strömung.

Eine Abschätzung der zu erwartenden Ausbreitungsgeschwindigkeiten stützt ebenfalls die Annahme, dass weitere physikalische Mechanismen die Flammenausbreitung beeinflussen. Zumindest entlang der Achse müssten sich die Geschwindigkeit der kugelförmigen Flammenfront S_K und die experimentell ermittelte Flammengeschwindigkeit U_f in etwa entsprechen. Beim Vergleich der Werte stellt sich jedoch heraus, dass ungefähr $U_f \approx 2,1 \dots 2,9 \cdot S_K$ gilt. Dies entspricht einer unrealistisch hohen turbulenten Flammengeschwindigkeit⁵⁵ von $S_T \approx 2,1 \dots 2,9 \cdot u'_{rms}$.

Offensichtlich wird das Gemisch durch den Laser lokal gezündet. Dadurch entsteht zunächst ein begrenztes Gasvolumen geringerer Dichte, das das Strömungsfeld modifiziert. Ähnlich wie bei der Flammenausbreitung während eines Rückschlags von der Brennkammer in das Mischrohr, bewirkt im weiteren Verlauf die Interaktion zwischen chemischer Reaktion und der damit verbundenen Dichteänderung mit der Wirbeldynamik eine axiale Beschleunigung der Strömung vor der Flammenfront in Richtung des kalten Frischgases. Wie Abbildung 107 zeigt, stellt sich eine annähernd symmetrische keilförmige Flamme ein, deren Schwerpunkt in etwa mit der Geschwindigkeit der ungestörten Strömung auf der Achse transportiert wird. Stromaufseitig bilden sich zum Teil Ablösungen reagierender Gase vom Flammenkeil aus, die auf Löscheffekte zurückzuführen sind. Hier läuft die Anströmung entgegen der Flammenausbreitung und fördert somit das turbulente Flammenlöschen, da aufgrund der hohen Scherkräfte eine starke Mischung der kalten Frischgase mit der Reaktionszone erfolgt. Am stromabseitigen Ende der Flamme weisen die Flammenausbreitung und die Strömung die gleiche Richtung auf, was zu einer Glättung der Flammenfront führt, es entstehen keine Ablösungen.

⁵⁵Im Widerspruch dazu wird üblicherweise der Proportionalitätsfaktor zwischen S_T und u'_{rms} mit $0,1 \dots 1$ angesetzt [Zim02].

Aus diesen Beobachtungen kann gefolgert werden, dass auch im Falle lokal gezündeter Bereiche ein verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen (CIVB) eintritt. Die dadurch induzierte Flammengeschwindigkeit $U_f \approx 2,5 \cdot \bar{u} \approx 1,4 \cdot w_{max}$ liegt in der Größenordnung der maximalen Tangentialgeschwindigkeit w_{max} der Drallströmung. Dies deckt sich mit den theoretischen und experimentellen Ergebnissen von Fritz [Fri03] für die Flammengeschwindigkeiten beim verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen während eines Flammenrückschlags, der von der Brennkammer aus eingeleitet wird.

Bei einer Laserzündung in der Nähe der Mischrohrwand findet in der ersten Phase der Flammenausbreitung keine Streckung der Flamme statt (Abbildung 110). Anhand dieser Aufnahmen mit der UV-intensivierten Einzelbildkamera zeigt sich, dass bei den Hochgeschwindigkeits-Videosequenzen (Abbildung 105) eine Verfälschung der Abbildungen durch die Bewegungsunschärfe aufgrund der langen Belichtungszeit stattfindet. Wie auch schon in Abbildung 105, folgt die Flamme innerhalb der ersten $1,5 \text{ ms}$ in etwa einer Stromlinie der Drallströmung. In dieser Phase wächst die Flamme annähernd kugelförmig an. Erst wenn sich die Reaktionszone durch die Zentripetalbeschleunigung, die die heißen Gase mit geringer Dichte erfahren, der Achse und damit den Wirbelkern nähert, erfährt die Flamme eine axiale Streckung. Des Weiteren fällt auf, dass im Vergleich zu einer Zündung auf der Achse keine geschlossene Flammenstruktur mit einer scharfen Abgrenzung zum umgebenden Frischgas, sondern eher eine lose Wolke reagierender Gase entsteht. Selbst diese integralen Abbildungen (vgl. Lichtschnittverfahren, wie z.B. LIF) offenbaren zahlreiche fein ausgebildete Strukturen im gesamten Bereich der Flamme.

Die kugelförmige Ausbreitung der Flamme in der ersten Phase lässt zumindest eine grobe Abschätzung der turbulenten Flammengeschwindigkeit in der vorliegenden Strömungskonfiguration zu. Innerhalb des Zeitraumes von $t_1 = 0,5 \text{ ms}$ bis $t_2 = 1,2 \text{ ms}$ wächst der Durchmesser der Flamme um ca. $0,1 \cdot D$ an. Die Flammenfront bewegt sich folglich mit einer Geschwindigkeit von $S_K \approx 0,2 \cdot \bar{u}$

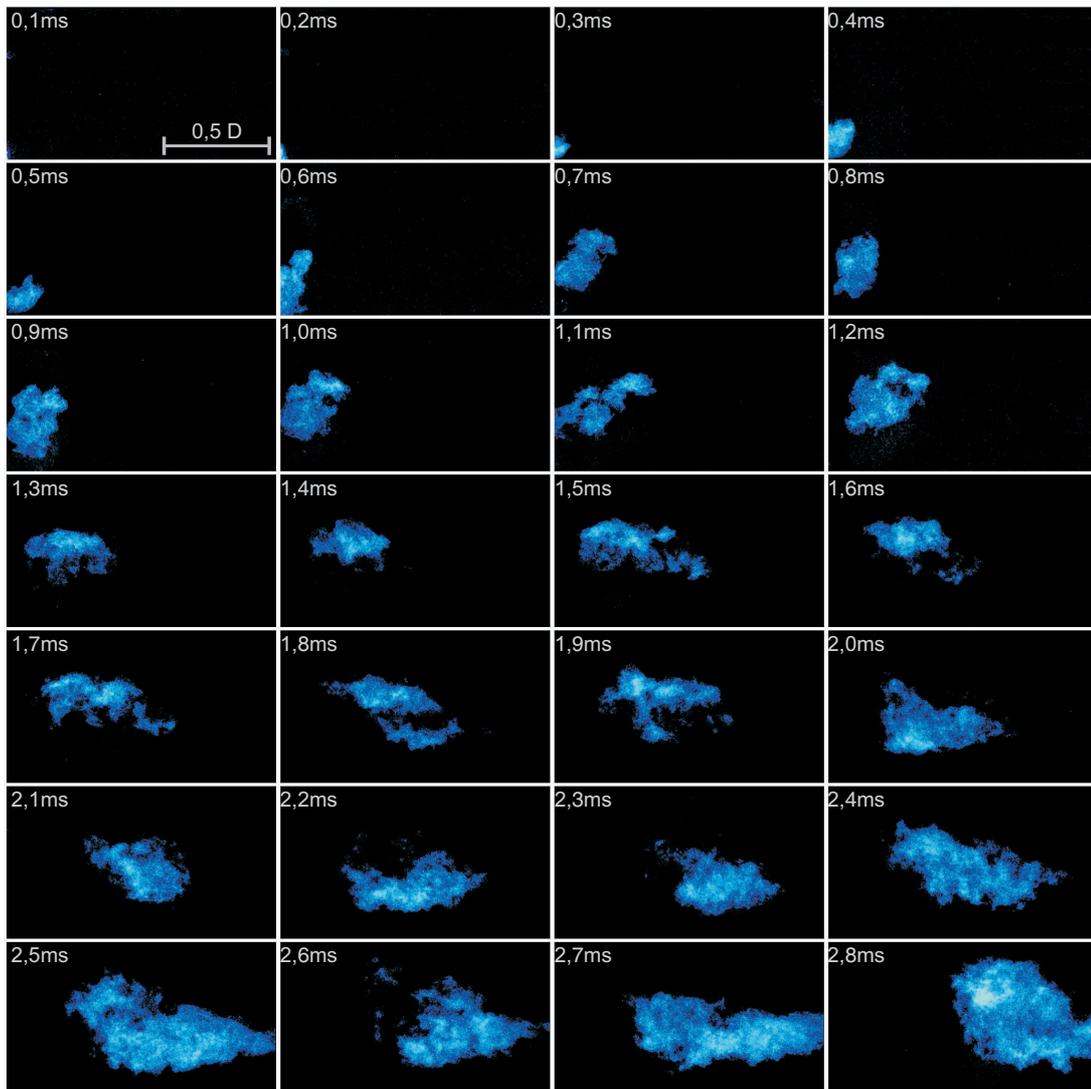


Abbildung 110: Einzelaufnahmen der Flammenausbreitung bei Fremdzündung in Wandnähe, $r = 0,4D$. Brennstoff 1, Brennerkonfiguration 2, $T_{mix} = 100^{\circ}C$, $\dot{m}_{Luft} = 100 \text{ g/s}$.

bzw. $S_K \approx u'_{rms}$. Berücksichtigt man die Effekte der thermischen Expansion, folgt dann für die turbulente Flammengeschwindigkeit $S_T = S_K/\sigma \approx 0,19 \cdot u'_{rms}$ ⁵⁶. S_T liegt damit weit unter den beim Flammenrückschlag oder der Fremdzündung auf der Achse beobachteten Flammengeschwindigkeiten U_f , die sich in der Größenordnung der maximalen axialen Geschwindigkeit $u(r=0) \approx 3,4 \cdot \bar{u}$ bewegen. Die Feststellung von Fritz [Fri03], dass die turbulente Flammengeschwindigkeit bei der Betrachtung des CIVB vernachlässigbar ist, wird hier bestätigt.

Abschließend zeigen die Abbildungen 111 und 112 den Verlauf der Flammenausbreitung bei den mittleren Zündpositionen ($r = 0,27D$ und $r = 0,13D$). Bei einer Zündung an der Position $r = 0,27D$ bildet sich die Flamme analog zu einer wandnahen Zündung aus (Abbildung 111). Allerdings erfolgt der Transport der Reaktionszone auf die Achse in kürzerer Zeit. In der ersten Millisekunde nach der Zündung bildet sich wiederum eine annähernd kugelförmige Flamme aus, die aber in ihrem Durchmesser kleiner bleibt als zum vergleichbaren Zeitpunkt bei einer Zündung in Wandnähe. In der Folge findet im Wirbelkern ebenfalls eine Dehnung der Flamme in axialer Richtung statt, ein weiteres Anwachsen der Flamme in radialer Richtung wird unterdrückt. Wiederholungsmessungen zeigen, dass der Übergang zwischen der kugelförmigen Ausbreitung und der Dehnungsphase hochgradig instabil verläuft. Zum Einen bricht die Struktur der sphärischen Flamme durch Löscheffekte stark auf ehe die Wirbeldynamik eine Dehnung der Flamme verursacht. Zum Anderen stellt sich aber zum gleichen Zeitpunkt sofort eine stark gedehnte Flamme ein, die eher an die Flammenausbreitung nach einer Zündung auf der Mischrohrachse erinnert.

Bei einer Zündung bei $r = 0,13D$ wird die Reaktionszone bereits nach ca. $0,5 \text{ ms}$ auf die Wirbelachse gespült (Abbildung 112). Aufgrund der Nähe zum Wirbelkern ($r \approx 0,04D$) beginnt damit sehr früh eine Dehnung der Flamme. Im Anschluss erfolgt die Flammen-

⁵⁶Die turbulente Flammengeschwindigkeit aus Gleichung 42 stellt demnach eine obere Grenze für S_T dar.

ausbreitung wie bei einer direkten Zündung auf der Achse, allerdings mit einem Zeitversatz von ca. $0,5 \text{ ms}$.

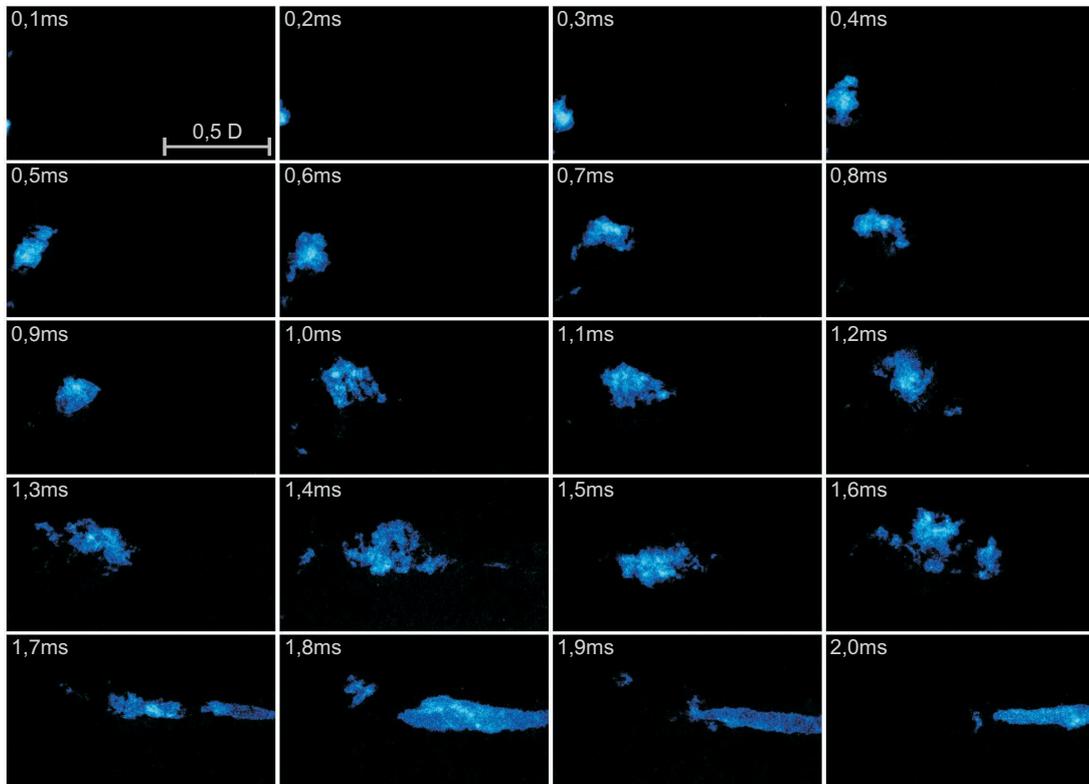


Abbildung 111: Einzelaufnahmen der Flammenausbreitung bei Fremdzündung bei $r = 0,27D$. Brennstoff 1, Brennerkonfiguration 2, $T_{mix} = 100^\circ\text{C}$, $\dot{m}_{Luft} = 100 \text{ g/s}$.

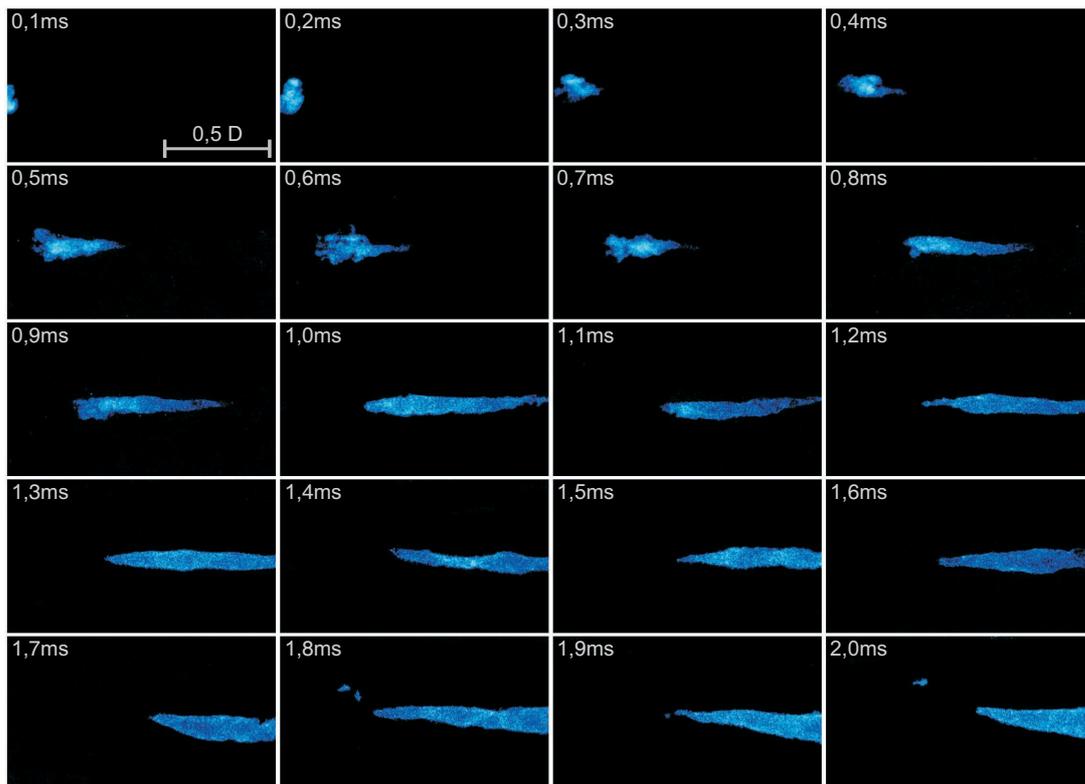


Abbildung 112: Einzelbildaufnahmen der Flammenausbreitung bei Fremdzündung bei $r = 0,13D$. Brennstoff 1, Brennerkonfiguration 2, $T_{mix} = 100^{\circ}C$, $\dot{m}_{Luft} = 100 \text{ g/s}$.

7 Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in zwei wesentliche Abschnitte. Zum Einen wurden die Flammenrückschlagsgrenzen eines gasturbinentypischen Drallbrenners für den Fall eines Rückschlags durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen (Combustion Induced Vortex Breakdown, CIVB) untersucht. Zum Anderen wurde durch die Zündung des Gasgemisches durch einen laserinduzierten Gasdurchschlag beobachtet, wie sich lokal gezündete Bereiche im Mischrohr ausbreiten.

Die Flammenrückschlagsgrenzen wurden für vier verschiedene Brennstoffe (Wasserstoff–Methan–Mischungen), sieben unterschiedliche Vorheiztemperaturen zwischen 100°C und 400°C und zehn verschiedene Massendurchsätze ermittelt. Die Strömungsformen wurden durch kleine Änderungen am Drallerzeuger variiert, sodass drei verschiedene Brennerkonfigurationen getestet werden konnten. Insgesamt ergaben sich damit fast 400 verschiedene Parameterkonfigurationen. Der Flammenrückschlag wurde ausgehend von einem stabilen Betriebspunkt durch kontinuierliches Absenken der Luftzahl herbeigeführt.

Es konnte gezeigt werden, dass der klassische Ansatz, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flamme beim Flammenrückschlag zumindest lokal größer ist als die Gegenströmung, alleine nicht ausreicht um die Rückschlagsgrenzen zu korrelieren. Weder mit Hilfe der laminaren oder der turbulenten Flammengeschwindigkeit noch mit Ansätzen für eine beschleunigte Flammenausbreitung in Drallströmungen konnten die Rückschlagsgrenzen erklärt werden.

Vielmehr muss berücksichtigt werden, dass die Ausbildung einer stabilen Reaktion mit ausreichender Wärmefreisetzung eine notwendige Voraussetzung für das Auftreten eines verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens darstellt. Mit Hilfe optischer Messtechniken, der Hochgeschwindigkeits–Videotechnik und der laserinduzierten Fluoreszenz, konnte nachgewiesen werden, dass Löscheffekte die strom-

aufwandernde Flamme soweit schwächen können, dass keine ausreichende Wärmefreisetzung mehr stattfindet und die Flamme durch den Zusammenbruch des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens aus dem Brenner ausgespült wird. Als Rückschlagsgrenze wurde daher der Betriebszustand definiert, bei dem die Flamme nicht wieder ausgespült werden kann, sondern sich bis zum Drallerzeuger verlagert und sich dort stabilisiert.

Die Löschvorgänge in der zurückschlagenden Flamme konnten über einen Zeitskalenvergleich zwischen einem charakteristischen chemischen Zeitmaß der Brennstoffumsetzung und einem charakteristischen Zeitmaß für die Strömung τ_u korreliert werden. Es wurde gezeigt, dass übliche Definitionen für das chemische Zeitmaß auf der Näherung $Le = 1$ beruhen. Daher wurde für Brennstoffe mit $Le \neq 1$ ein korrigiertes chemisches Zeitmaß $\tau_c^* = Le \cdot \tau_c$ eingeführt. Für eine Standardbrennerkonfiguration (*BK2*) ergibt sich für alle Messwerte ein konstantes Zeitmaßverhältnis $C_{quench}^* = \tau_c^*/\tau_u \approx 0,03$. Einmal anhand weniger Rückschlagsexperimente ermittelt, ermöglicht diese brennerspezifische Konstante eine Vorhersage der Flammenrückschlagsgrenzen für andere Betriebspunkte. Gilt für einen Betriebspunkt $\tau_c^*/\tau_u > C_{quench}^*$, so ist die chemische Reaktion zu langsam, um eine stabile Reaktion in der Rückströmblase des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens zu ermöglichen, ein Flammenrückschlag bis zum Drallerzeuger kann verhindert werden. Kleine C_{quench}^* bedeuten daher eine hohe Resistenz des Brenners gegen Flammenrückschläge. Allerdings gilt es zu beachten, dass nur geometrisch ähnliche Brennerkonstruktionen verglichen werden können.

Die Ergebnisse für die modifizierten Brennerkonfigurationen zeigen, dass sich selbst sehr kleine Änderungen der Brennergeometrie und die damit verbundene Änderung der Strömungszustände im Mischrohr stark auf die Rückschlagsgrenzen auswirken. Bei Brennerkonfiguration *BK1* steht aufgrund der ungünstigen Strömungsform bereits im stabilen Zustand eine Flamme im Mischrohr, die nur aufgrund des Flammenlöschens am Propagieren in Richtung des Drallerzeugers gehindert werden kann. Da sich die globalen Strömungsgrößen und da-

mit auch das Strömungszeitmaß τ_u nicht ändern, ergibt sich für *BK1* an den Rückschlagsgrenzen ebenfalls $C_{quench}^* \approx 0,03$. Konfiguration *BK3* verhindert dagegen bei technisch relevanten Reynolds-Zahlen grundsätzlich die Ausbildung eines verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens im Mischrohr. Für diese Brennerkonfiguration konnte daher kein einheitliches C_{quench}^* definiert werden.

Eine Skalierung der bei atmosphärischen Bedingungen gemessenen Rückschlagsgrenzen auf geänderte Druckrandbedingungen ist durch Berechnung des chemischen Zeitmaßes grundsätzlich möglich. Allerdings zeigten die reaktionskinetischen Rechnungen Druckeffekte im chemischen Zeitmaß, die sich nur mit komplexen Reaktionsmechanismen erklären lassen. Eine experimentelle Validierung steht hier noch aus.

Zur Bestimmung des Ausbreitungsverhaltens lokal gezündeter Bereiche wurde im Fokus eines Nd:YAG-Lasers an vier verschiedenen radialen Positionen im Mischrohr ein Gasdurchschlag erzeugt, durch den das Brennstoff-Luft-Gemisch gezündet wurde. Bei einer wandnahen Zündung wird die Reaktionszone aufgrund der hohen Strömungsgeschwindigkeiten im Mischrohr schnell stromab gespült, wobei in der Drallströmung aufgrund der geringen Dichte der heißen Verbrennungsgase eine Zentrierung der Reaktionszone auf die Mischrohrachse stattfindet. Bei einer Zündung im Bereich des Wirbelkerns wird das stromabseitige Ende der Reaktionszone mit etwa dem Doppelten der axialen Strömungsgeschwindigkeit in Richtung Brennkammer transportiert. Die stromaufseitige Flammenfront kann sich dagegen fast gegen die starke axiale Strömung auf der Mischrohrachse behaupten. Dadurch konnte gezeigt werden, dass durch die Fremdzündung ein verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzern erzeugt wird. Bei Betriebspunkten oberhalb der Flammenrückschlagsgrenzen wurde die Flamme aber in jedem Falle wieder in die Brennkammer ausgespült.

Es kann abschließend festgestellt werden, dass Brenner- bzw. Strömungskonfigurationen Flammenrückschläge aufgrund des ver-

brennungsinduzierten Wirbelaufplatzens entweder grundsätzlich ermöglichen (*BK1*, *BK2*) oder grundsätzlich vermeiden (*BK3*). Ist ein CIVB-Rückschlag prinzipiell möglich, so kann er durch Löschvorgänge in der Reaktionszone unterbunden werden. In diesem Falle sind für einen rückschlagssicheren Betrieb nur Zustände mit $\tau_c^*/\tau_u > C_{quench}^*$ zulässig.

Zur Korrelation aller Messwerte waren einige Entwicklungen bzw. Definitionen notwendig, die losgelöst von der Problemstellung Flammenrückschlag auch von allgemeinem Interesse für die Ausbreitungsvorgänge laminarer und turbulenter Flammen sind. Es konnte eine analytische Berechnungsvorschrift vorgestellt werden, die es ermöglicht, die Flammengeschwindigkeit von Brennstoffmischungen für einen weiten Parameterbereich zu ermitteln. Für den vorliegenden Fall von CH_4-H_2 -Luft-Flammen konnte eine ausgezeichnete Übereinstimmung mit reaktionskinetischen 1D Simulationen erreicht werden.

Des Weiteren wurde anhand der Energiebilanz an einer Flammenfront gezeigt, dass das charakteristische chemische Zeitmaß für Brennstoffe mit $Le \neq 1$ mit der Lewis-Zahl linear korrigiert werden muss. Dies erklärt zum ersten Mal auch theoretisch bereits bekannte empirische Ansätze zur Korrelation des turbulenten Flammenlöschens [AGBHL84] [AGB85]. Hierzu wurde eine Näherung vorgestellt, die es ermöglicht, eine Ersatz-Lewis-Zahl bzw. einen Ersatz-Diffusionskoeffizienten für Brennstoffmischungen zu berechnen.

Literatur

- [AB72] ANDREWS, G.E. ; BRADLEY, D.: Determination of Burning Velocities: A Critical Review. In: *Combustion and Flame* 18 (1972), S. 133 – 163
- [AB94] ATOBILOYE, R.Z. ; BRITTER, R.E.: On Flame Propagation Along Vortex Tubes. In: *Combustion and Flame* 98 (1994), S. 220 – 230
- [ABL75] ANDREWS, G.E. ; BRADLEY, D. ; LWAKABAMBA, S.B.: Turbulence and Turbulent Flame Propagation - A Critical Appraisal. In: *Combustion and Flame* 24 (1975), S. 285 – 304
- [AGB85] ABDEL-GAYED, R.G. ; BRADLEY, D.: Criteria for Turbulent Propagation Limits of Premixed Flames. In: *Combustion and Flame* 62 (1985), S. 61–68
- [AGBHL84] ABDEL-GAYED, R. G. ; BRADLEY, D. ; HAMID, M. N. ; LAWES, M.: Lewis Number Effects on Turbulent Burning Velocity. In: *20th Symposium (International) on Combustion* (1984), S. 505–512
- [AGBL89] ABDEL-GAYED, R.G. ; BRADLEY, D. ; LUNG, F.K.-K.: Combustion Regimes and the Straining of Turbulent Premixed Flames. In: *Combustion and Flame* 76 (1989), S. 213–218
- [Ash96] ASHURST, WM. T.: Flame Propagation Along a Vortex: the Baroclinic Push. In: *Combustion Science and Technology* 112 (1996), S. 175 – 185
- [Atk83] ATKINS, P.W.: *Molekular Quantum Mechanics*. zweite Auflage. Oxford University Press, Oxford, 1983
- [AWHT97] ASATO, K. ; WADA, H. ; HIRUMA, T. ; TAKEUCHI, Y.: Characteristics of Flame Propagation in a Vortex Core:

- Validity of a Model for Flame Propagation. In: *Combustion and Flame* 110 (1997), S. 418 – 428
- [BCC⁺92] BAULCH, D.L. ; COBOS, C.J. ; COX, R.A. ; ESSER, C. ; FRANK, P. ; JUST, Th. ; KERR, J.A. ; PILLING, M.J. ; TROE, J. ; WALKER, R.W. ; WARNATZ, J.: Evaluated kinetic data for combustion modeling. In: *J. Phys. Chem. Ref. Data* 21 (1992), Nr. 3, S. 411–736
- [Bea94] BEAUVAIS, R.: *Brennverhalten vorgemischter, turbulenter Wasserstoff-Luft-Flammen in einem Explosionsrohr*, Lehrstuhl A für Thermodynamik, Technische Universität München, Dissertation, 1994
- [Ber84] BERMAN, M.: Sandia Laboratories Report. In: *SAND84-0689* (1984)
- [BF57] BOYER, M.H. ; FRIEBERTSHAUSER, P.E.: An Investigation of the Behaviour and Reaction Mechanisms of Nitric Acid-Hydrocarbon Flames. In: *Combustion and Flame* 1 (1957), S. 264 – 280
- [BHD⁺95] BOWMAN, C.T. ; HANSON, R.K. ; DAVIDSON, D.F. ; GARDINER, W.C. ; LISSIANSKI, Jr. V. ; SMITH, G.P. ; GOLDEN, D.M. ; FRENKLACH, M. ; GOLDENBERG, M.: GRI-Mech 2.11. In: [http : //www.me.berkeley.edu/gri_mech/](http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/) (1995)
- [Boc02] BOCKHORST, M.: ABC Energie. Eine Einführung mit Lexikon. Energieerzeugung und Energienutzung, Probleme und Lösungsansätze. In: [http : //www.abc – energie.de](http://www.abc-energie.de) (2002). ISBN 3–8311–4083–9
- [Bor84] BORGHI, R.: *On the Structure of Turbulent Premixed Flames*. In C. Bruno und C. Casci, Hrsg. Pergamon Press, 1984
- [BP55] BERLAD, A.L. ; POTTER, A.E.: Prediction of the Quenching Effect of Various Surface Geometries. In: *5th Sym-*

- posium (International) on Combustion* (1955), S. 728 – 735
- [BP57] BERLAD, A.L. ; POTTER, A.E.: Relation of Boundary Velocity Gradient for Flash-Back to Burning Velocity and Quenching Distance. In: *Combustion and Flame* 1 (1957), S. 127 – 128
- [Bra92] BRADLEY, D.: How Fast Can We Burn? In: *24th Symposium (International) on Combustion* (1992), S. 247–262
- [BSL60] BIRD, R.B. ; STEWART, W.E. ; LIGHTFOOT, E.N.: *Transport Phenomena*. New York : John Wiley and Sons, 1960
- [Cho77] CHOMIAK, J.: Dissipation Fluctuations and the Structure and Propagation of Turbulent Flames in Premixed Gases at High Reynolds Numbers. In: *17th International Symposium on Combustion* (1977), S. 1665 – 1673
- [CJ82] CHOMIAK, Jerzy ; JAROSINSKI, Jozef: Flame Quenching by Turbulence. In: *Combustion and Flame* 48 48 (1982), S. 241 – 249
- [Col03] COLLINS, L.R.: Turbulent Collision and Coagulation. In: <http://fenske.che.psu.edu/Faculty/Collins/aerosol/collision> (2003)
- [CYC+98] CHENG, T.S. ; YUAN, T. ; CHAO, Y.-C. ; LU, C.-C. ; WU, D.-C.: Premixed Methane-Air Flame Spectra Measurements Using UV Raman Scattering. In: *Combustion Science and Technology* 135 (1998), Nr. 1/6, S. 65 – 84
- [Dam40] DAMKÖHLER, G.: Der Einfluß der Turbulenz auf die Flammengeschwindigkeit in Gasgemischen. In: *Zeitschrift f. Elektrochem. u. angew. Chemie* 46 (1940), S. 601 – 626

- [DC62] DIEKE, G.H. ; CROSSWHITE, H.M.: The Ultraviolet Bands of OH. In: *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* 2 (1962), S. 97 – 199
- [Dew78] DEWHURST, R.J.: Comparative Data on Molecular Gas Breakdown Thresholds in High Laser-Radiation Fields. In: *J. Phys. D: Applied Physics* 11 (1978), S. L191 – L195
- [DSTW90] DOWDY, D. R. ; SMITH, D. B. ; TAYLOR, S. C. ; WILLIAMS, A.: The Use of Expanding Spherical Flames to Determine Burning Velocities and Stretch Effects in Hydrogen/Air Mixtures. In: *Combustion and Flame* (1990), S. 325–332
- [Eck96] ECKBRETH, C.: *Laser Diagnostics for Combustion Temperature and Species*. Gordon and Breach Publishers, 1996. – ISBN 90–5699–532–4
- [Ede01] EDER, A.: *Brennverhalten schallnaher und überschallschneller Wasserstoff–Luft Flammen*, Technische Universität München, Dissertation, 2001
- [EEM98] EDER, E. ; EDLINGER, B. ; MAYINGER, F.: Einfluß Containment-typischer Strömungshindernisse auf die Ausbreitung von Wasserstoff–Luft–Flammen. In: *Abschlußbericht BMBF1500957* (1998), Nr. Band III, Maßstabeffekte und Anlaufvorgänge
- [Fin58] FINE, B.: The Flashback of Laminar and Turbulent Burner Flames at Reduced Pressure. In: *Combustion and Flame* 2 (1958), S. 253 – 266
- [Fin01] FINK, R.: *Untersuchungen zur LPP–Flugtriebwerksbrennkammern unter erhöhtem Druck*, Technische Universität München, Dissertation, 2001
- [FKS00] FRITZ, J. ; KRÖNER, M. ; SATTELMAYER, T.: Simultaner Einsatz optischer Messmethoden zur Untersuchung

- der Flammenausbreitung in verdrahten Rohrströmungen. In: *Tagungsbericht GALA* (2000)
- [FKS01] FRITZ, J. ; KRÖNER, M. ; SATTELMAYER, T.: Flashback in a Swirl Burner with Cylindrical Premixing Zone. In: *ASME Paper 2001 GT-0054* The 46th ASME International Gas Turbine and Aeroengine Technical Congress (2001)
- [FN02] FISCHEDICK, M. ; NITSCH, J.: Langfristszenarien für eine nachhaltige Energienutzung in Deutschland. In: *Forschungsbericht 200 97 104, UBA-FB 00314/kurz* <http://www.umweltbundesamt.org/fpdf-k/2135.pdf> (2002)
- [Fri86] FRIEDRICH, R.: Grundlagen turbulenter Strömungen. In: *Vorlesungsskript* (1986)
- [Fri03] FRITZ, J.: *Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen*, Lehrstuhl für Thermodynamik, Technische Universität München, Dissertation, 2003
- [FWY⁺95] FRENKLACH, M. ; WANG, H. ; YU, C.-L. ; GOLDBERG, M. ; BOWMAN, C.T. ; HANSON, R.K. ; DAVIDSON, D.F. ; CHANG, E.J. ; SMITH, G.P. ; GOLDEN, D.M. ; GARDINER, W.C. ; LISSIANSKI, V.: GRI-Mech 1.2. In: http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/ (1995)
- [Ger96] GERLACH, C.: Laseroptische Untersuchung der Wechselwirkung von Turbulenz und Reaktionskinetik in turbulenten reagierenden Strömungen. In: *Diplomarbeit, Lehrstuhl A für Thermodynamik, Technische Universität München* (1996)
- [Goo02] GOODWIN, D.G.: The Theory of Thermal Propagation of Flames. In: <http://blue.caltech.edu/tcc/> Caltech, Explosion Dynamics Laboratory, California Institute of Technology (2002)

- [Gru58] GRUMER, J.: Flashback and Blowoff Limits of Unpiloted Turbulent Flames. In: *Jet Propulsion* 28 (1958)
- [Gru65] GRUMER, J.: Comments on “Peculiarities of Laminar- and Turbulent-Flame Flashbacks“ of Khitrin et al. In: *10th Symposium (International) on Combustion* (1965), S. 1291
- [Gui98] GUIN, C.: Characterisation of Autoignition and Flashback in Premixed Injection Systems. In: *AVT Symposium on Gas Turbine Engine Combustion, Em* Lisbon, Portugal (1998), S. 30–11 – 30–19
- [HCB66] HIRSCHFELDER, J.O. ; CURTISS, C.F. ; BIRD, R.B.: *Molecular Theory of Gases and Liquids*. 3. Printing. John Wiley and Sons, 1966
- [HHL94] HOFFMANN, S. ; HABISREUTHER, P. ; LENZE, B.: Development and Assessment of Correlations for Predicting Stability Limits of Swirling Flames. In: *Chemical Engineering and Processing* 33 (1994), S. 393–400
- [Hir02] HIRSCH, Christoph: *Vorlesungsskriptum Technische Verbrennung*. Technische Universität München : Lehrstuhl für Thermodynamik, 2002
- [HLE98] HOFFMANN, S. ; LENZE, B. ; EICKHOFF, H.: Results of Experiments and Models for Predicting Stability Limits of Turbulent Swirling Flames. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 120 (1998), S. 311–316
- [HNC95] HASEGAWA, T. ; NISHIKADO, K. ; CHOMIAK, J.: Flame Propagation Along a Fine Vortex Tube. In: *Combustion Science and Technology* 108 (1995), S. 67 – 80
- [Hof94] HOFFMANN, S.: Untersuchungen des Stabilisierungsverhaltens und der Stabilitätsgrenzen von Drallflammen mit innerer Rückströmzone. In: *Ph.D. Thesis, TH Karlsruhe* (1994)

- [HRR97] HINSCH, C. ; REHFELDT, K. ; REGUSE, W.: Die Windenergie in verschiedenen Energiemärkten. In: *DEWI Magazin* [http : //www.dewi.de/dewi/themen/magazin/11/05.pdf](http://www.dewi.de/dewi/themen/magazin/11/05.pdf) (1997), Nr. 11
- [HVSK00] HABER, L.C. ; VANDSBURGER, U. ; SAUNDERS, W.R. ; KHANNA, V.K.: An Examination of the Relationship Between Chemiluminescent Light Emissions and Heat Release Rate Under Non-Adiabatic Conditions. In: *ASME Paper GT-2000-0121* The 45th ASME International Gas Turbine and Aeroengine Technical Congress (2000)
- [HWS⁺99] HICKS, R.A. ; WILSON, C.W. ; SHEPPARD, C.G.W. ; WOOLLEY, R. ; WYATT, J.: Investigation of Ignition Probability in a Gas Turbine Combustor Using Laser Ignition. In: *ASME Paper 99-GT-116* The 44th ASME International Gas Turbine and Aeroengine Technical Congress (1999)
- [IHKH98] ISHIZUKA, S. ; HAMASAKI, T. ; KOUMURA, K. ; HASEGAWA, R.: Measurements of Flame Speeds in Combustible Vortex Rings: Validity of the Back-Pressure Drive Flame Propagation Mechanism. In: *27th International Symposium on Combustion* (1998), S. 727 – 734
- [Ish90] ISHIZUKA, S.: On the Flame Propagation in a Rotating Flow Field. In: *Combustion and Flame* 82 (1990), S. 176 – 190
- [Jor99] JORDAN, M.: *Zündung und Verbrennung in vorgemischten turbulenten Freistrahlen*, Lehrstuhl für Thermodynamik, Technische Universität München, Dissertation, 1999
- [KDKW53] KARLOVITZ, B. ; DENNISTON, D.W. ; KNAPPSCHAEFER, D.H. ; WELLS, F.E.: Studies on Turbulent Fla-

- mes. In: *4th Symposium (International) on Combustion* (1953), S. 613–620
- [KFL0] KURDYMOV, V.N. ; FERNANDEZ, E. ; LINAN, A.: Flame Flashback and Propagation of Premixed Flames Near a Wall. In: *28th Symposium (International) on Combustion* (0), S. 1883 – 1889
- [KFS01] KRÖNER, M. ; FRITZ, J. ; SATTELMAYER, T.: Simultaner Einsatz optischer Messmethoden zur Untersuchung instationärer Drallflammen. In: *Gaswärme International* 50 (2001), Nr. 9, S. 411 – 415
- [KFS02] KRÖNER, M. ; FRITZ, J. ; SATTELMAYER, T.: Flashback Limits for Combustion Induced Vortex Breakdown in a Swirl Burner. In: *ASME Paper GT-2002-30075* The 47th ASME International Gas Turbine and Aeroengine Technical Congress (2002)
- [KGS⁺92] KEE, R.J. ; GRGAR, J.F. ; SMOOKE, M.D. ; MILLER, J.A. ; MEEKS, E.: A Fortran Program for Modeling Steady Laminar One-Dimensional Premixed Flame. In: *Sandia National Laboratories Report SAND85-8240* (1992)
- [KHF⁺03] KIESEWETTER, F. ; HIRSCH, C. ; FRITZ, J. ; KRÖNER, M. ; SATTELMAYER, T.: Two Dimensional Flashback Simulation in Strongly Swirling Flows. In: *ASME Paper GT2003-38395* 48th ASME International Gas Turbine and Aeroengine Technical Congress (2003)
- [KKB93] KOROLL, G. W. ; KUMAR, R. K. ; BOWLES, E. M.: Burning Velocities of Hydrogen-Air Mixtures. In: *Combustion and Flame* 94 (1993), S. 330–340
- [KMR76] KREMER, H. ; MINX, E. ; RAWE, R.: Flammenstabilität bei Gasbrennern mit Gebläse. In: *Forschungsbericht des Landes Nordrhein-Westfalen; Nr. 2567/Fachgruppe Energie* (1976)

- [KMSS65] KHITRIN, L.N. ; MOIN, P.B. ; SMIRNOV, D.B. ; SHEVCHUK, V.U.: Peculiarities of Laminar- and Turbulent-Flame Flashbacks. In: *10th Symposium (International) on Combustion* (1965), S. 1285 – 1291
- [Kov56] KOVASZNAY, L.S.G.: A Comment on Turbulent Combustion. In: *Jet Propulsion* 26 (1956), S. 485
- [Kuo86] KUO, K. K.: *Principles of Combustion*. 1. New York : John Wiley and Sons, 1986. – ISBN 0-471-09852-3
- [KVK⁺81] KELLER, J.O. ; VANEFELD, L. ; KORSCHOLT, D. ; GHONIUM, A.F. ; DAILY, J.W. ; OPPENHEIM, A.K.: Mechanisms of Instabilities in Turbulent Combustion Leading to Flashback. In: *AIAA 19th Aerospace Sciences Meeting* (1981), Nr. N-81-0107
- [LC99] LUQUE, J. ; CROSLY, D.R.: LIFBASE: Database and Spectral Simulation Program (Version1.5). In: *SRI International Report MP 99-009* (1999)
- [LE87] LEWIS, B. ; VON ELBE, G.: *Combustion Flames and Explosion of Gases*. third. 1987. – ISBN 0-12-446751-2
- [Lev83] LEVEBvre, Arthur H.: Gas Turbine Combustion. (1983). ISBN 0-07-037029-X
- [Liu91] LIU, Y.: Untersuchung zur stationären Ausbreitung turbulenter Vormischflammen. In: *Ph.D. Thesis, TH Karlsruhe* (1991)
- [LM83] LIU, D.D.S. ; MACFARLANE, R.: Laminar Burning Velocities of Hydrogen-Air-Steam-Flames. In: *Combustion and Flame* 49 (1983), S. 59 – 71
- [LT82] LEE, S.T. ; TIEN, J.S.: A Numerical Analysis of Flame Flashback in a Premixed Laminar System. In: *Combustion and Flame* 48 (1982), S. 273 – 285

- [LW55] LONGWELL, J.P. ; WEISS, M.A.: High Temperature Reaction Rates in Hydrocarbon Combustion. In: *Ind. Eng. Chem.* 47 (1955), S. 1634 – 1643
- [MB89] MILLER, J.A. ; BOWMAN, C.T.: Mechanism and Modeling of Nitrogen Chemistry in Combustion. In: *Progress in Energy Combustion Science* 15 (1989), Nr. 4, S. 287–338
- [Min64] MINCK, R.W.: Optical Frequency Electrical Discharges in Gases. In: *Journal of Applied Physics* 35 (1964), S. 252 – 254
- [Min69] MINX, E.: Über die Stauscheibenstabilisierung turbulenter Diffusionsflammen an Brennern mit zentraler Brennstoff- und ringförmiger Luftzufuhr. In: *Ph.D. Thesis, RWTH Aachen* (1969)
- [MM97] MEDOFF, L.D. ; MCILROY, A.: Laser-Induced Spark Flameholding in Supercritical, Subsonic Flow. In: *Journal of Propulsion and Power* 13 (1997), Nr. 6, S. 721 – 729
- [Mor78] MORGAN, C.G.: *Laser-Induced Electrical Breakdown of Gases*. In: *Electrical Breakdown of Gases*, Wiley, New York, 1978
- [Mos97] MOSER, V.: Simulation der Explosion magerer Wasserstoff-Luft-Gemische in großskaligen Geometrien. In: *Ph.D. Thesis, RWTH Aachen* (1997)
- [MS99] MERKER, G.P. ; STIESCH, G.: *Technische Verbrennung Motorische Verbrennung*. Teubner-Verlag , Stuttgart, 1999. – ISBN 3519063816
- [MSMT72] MCCORMACK, P.D. ; SCHELLER, K. ; MUELLER, G. ; TISHER, R.: Flame Propagation in a Vortex Core. In: *Combustion and Flame* 19 (1972), S. 297 – 303

- [MZ01] MARKMILLER, J. ; ZIMMERMANN, P.: Konstruktion laseroptischer Komponenten, physikalische Grundlagen der laserinduzierten Fluoreszenz und Ermittlung der Rückschlagsgrenzen vorgemischter Drallflammen. In: *Semesterarbeit, Lehrstuhl für Thermodynamik, Technische Universität München* (2001)
- [Nas89] NASTOLL, W.: Untersuchung zur instationären turbulenten Flammenausbreitung in geschlossenen Behältern. In: *Ph.D. Thesis, TH Karlsruhe* (1989)
- [Pet86] PETERS, N.: Laminar Flamelet Concepts in Turbulent Combustion. In: *21st (Int.) Symposium on Combustion* (1986), S. 1231 – 1250
- [Pet91] PETERS, N.: Numerical Approaches to to Combustion Modelling. In: *Prog. Astronautics Aeronautics, AIAA 135* (1991), S. 155 – 182
- [Pet94] PETERS, N.: Turbulente Brenngeschwindigkeit. In: *Abschlussbericht zum Forschungsvorhaben Pe 241/9-2* (1994)
- [PHB93] POINSOT, T.J. ; HAWORTH, D.C. ; BRUNEAUX, G.: Direct Simulation and Modelling of Flame-Wall Interaction for Premixed Turbulent Combustion. In: *Combustion and Flame 95* (1993), S. 118 – 132
- [PJ48] PUTNAM, A. A. ; JENSEN, R. A.: Application of Dimensionless Numbers to Flash-Back and Other Combustion Phenomena. In: *3rd International Symposium on Combustion, Flame and Explosion Phenomena* (1948), S. 89–98
- [PL92] PRADE, B. ; LENZE, B: Experimental Investigation in Extinction of Turbulent Non-Premixed Disk Stabilized Flames. In: *24th Symposium (International) on Combustion* (1992), S. 369–375

- [PM78] PLEE, S.L. ; MELLOR, A.M.: Review of Flashback Reported in Pre vaporizing/Premixing Combustors. In: *Combustion and Flame* 32 (1978), S. 193 – 203
- [RK81] RAWE, R. ; KREMER, H.: Stability Limits of Natural Gas Diffusion Flames With Swirl. In: *18th Symposium (International) on Combustion* 18 (1981), S. 667 – 677
- [Sat03] SATTELMAYER, T.: Influence of the Combustor Aerodynamics on Combustion Instabilities from Equivalence Ratio Fluctuations. In: *Journal of Engineering of Gas Turbine and Power* 125 (2003), S. 11 – 19
- [SB73] SYRED, N. ; BEER, J.M.: Effect of Combustion upon Precessing Vortex Cores Generated by Swirl Combustors. In: *14th Symposium (International) on Combustion* (1973), S. 537 – 549
- [SCB98] STONE, R. ; CLARKE, A. ; BECKWITH, P.: Correlations for the Laminar Burning Velocity of Methane-Diluent-Air Mixtures Obtained in Free-Fall Experiments. In: *Combustion and Flame* 114 (1998), S. 546 – 555
- [Sch95] SCHMID, Hans-Peter: *Ein Verbrennungsmodell zur Beschreibung der Wärmefreisetzung von vorgemischten turbulenten Flammen*, Universität Karlsruhe, Dissertation, 1995
- [SEB95] SAMANIEGO, J.-M. ; EGOLFOPOULOS, F.N. ; BOWMAN, C.T.: CO_2^* Chemiluminescence in Premixed Flames. In: *Combustion Science and Technology* 109 (1995), S. 183 – 203
- [SF73] SMITH, D.C. ; FOWLER, M.C.: Ignition and Maintenance of a CW Plasma in Atmospheric-Pressure Air with CO_2 Laser Radiation. In: *Applied Physical Letters* 22 (1973), Nr. 10, S. 500 – 502

- [SGF⁺99] SMITH, G. P. ; GOLDEN, D. M. ; FRENKLACH, M. ; MORIARTY, N. W. ; EITENEER, B. ; GOLDENBERG, M. ; BOWMAN, C. T. ; HANSON, R. K. ; SONG, S. ; JR., W. C. G. ; LISSIANSKI, V. V. ; QIN, Z.: GRI-Mech 3.0. In: *http : //www.me.berkeley.edu/gri_mech/* (1999)
- [She01] SHEPHERD, J.E.: Mechanism Library. In: *http://www.galcit.caltech.edu/EDL/mechanisms/library/library.html* (2001)
- [SKW01] SCHÄFER, O. ; KOCH, R. ; WITTIG, S.: Flashback in Lean Prevaporized Premixed Combustion: Non-Swirling Turbulent Pipe Flow Study. In: *ASME Paper 2001 GT-0053* (2001)
- [SMF⁺95] SPIGLANIN, T.A. ; MCILROY, A. ; FOURNIER, E.W. ; COHEN, R.B. ; SYAGE, J.A.: Time-Resolved Imaging of Flame Kernels: Laser Spark Ignition of $H_2/O_2/Ar$ Mixtures. In: *Combustion and Flame* 102 (1995), S. 310 – 328
- [Smi71] SMITH, D.C.: Gas-Breakdown Dependence on Beam Size and Puls Duration with $10,6 - \mu$ Wavelength Radiation. In: *Applied Physical Letters* 19 (1971), Nr. 10, S. 405 – 408
- [SPWD98] SATTELMAYER, T. ; POLIFKE, W. ; WINKLER, D. ; DÖBBELING, K.: NO_x -Abatement Potential of Lean-Premixed GT Combustors. In: *Journal of Engineering for Gas Turbine and Power* 120 (1998)
- [SV59] SCHOLTE, T. G. ; VAAGS, P. B.: Burning Velocities of Mixtures of Hydrogen, Carbon Monoxide and Methane with Air. In: *Combustion and Flame* 3 (1959), S. 511–524
- [TC98] THIBAUT, D. ; CANDEL, S.: Numerical Study of Unsteady Turbulent Premixed Combustion: Application to

- Flashback Simulation. In: *Combustion and Flame* 113 (1998), S. 53 – 65
- [Tsa78] TSATSARONIS, Georgios: Prediction of Propagating Laminar Flames in Methane, Oxygen, Nitrogen Mixtures. In: *Combustion and Flame* 33 (1978), S. 217 – 239
- [Tur00] TURNS, Stephen R.: *An Introduction to Combustion. 2.* Boston : McGraw-Hill, 2000. – ISBN 0-07-235044-X
- [UT01] UMEMURA, A. ; TOMITA, K.: Rapid Flame Propagation in a Vortex Tube in Perspective of Vortex Breakdown Phenomena. In: *Combustion and Flame* 125 (2001), S. 820 – 838
- [VDI84] VDI, Verein Deutscher I.: VDI Wärmeatlas. (1984)
- [VGW84] VOSEN, S.R. ; GREIF, R. ; WESTBROOK, C.K.: Unsteady Heat Transfer During Laminar Flame Quenching. In: *20th Symposium (International) on Combustion* (1984), S. 75 – 83
- [VHO82] VANEFELD, L. ; HOM, K. ; OPPENHEIM, A.K.: Secondary Effects in Combustion Instabilities Leading to Flashback. In: *AIAA 20th Aerospace Sciences Meeting* (1982), Nr. N-82-0037
- [War88] WARNATZ, J.: Detailed Studies on Combustion Chemistry. In: *Proceedings of the Contractors Meeting on EC Combustion Research* (1988)
- [WD81] WESTBROOK, C.K. ; DRYER, F.L.: Simplified Reaction Mechanism for the Oxidation of Hydrocarbon Fuels in Flames. In: *Combustion Science and Technology* 27 (1981), S. 31 – 43
- [Wil70] WILLIAMS, F.A.: An Approach to Turbulent Flame Theory. In: *J. Fluid Mech.* 40 (1970), Nr. 2, S. 401 – 421

- [WKG49] WOHL, K. ; KAPP, N.M. ; GAZLEY, C.: The Stability of Open Flames. In: *Third Symposium (International) on Combustion* (1949), S. 3 –21
- [WMD01] WARNATZ, J. ; MAAS, U. ; DIBBLE, R.W.: *Verbrennung*. 3. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 2001. – ISBN 3–540–42128–9
- [Woh53] WOHL, K.: Quenching, Flash-Back, Blow-Off-Theory and Experiment. In: *4th Symposium (International) on Combustion* (1953), S. 68 – 89
- [YH96] YAGI, T. ; HUO, Y.: Laser-induced Breakdown in H_2 Gas at 248 nm. In: *Applied Optics* 35 (1996), Nr. 18, S. 3183 – 3184
- [YLW86] YU, G. ; LAW, C. K. ; WU, C. K.: Laminar Flame Speeds of Hydrocarbon + Air Mixtures with Hydrogen Addition. In: *Combustion and Flame* 63 (1986), S. 339–347
- [ZFK38] ZELDOVICH, Y.B. ; FRANK-KAMENSKII, D.A.: The Theory of Thermal Propagation of Flames. In: *Zh Fiz Khim* 12:100 (1938)
- [Zim02] ZIMONT, V.: Turbulent Premixed Combustion Modeling at Strong Turbulence. In: *Vortrag am Lehrstuhl für Thermodynamik, Technische Universität München* (2002)
- [ZM56] ZUKOWSKI, E.E. ; MARBLE, F.E.: Experiments Concerning the Mechanism of Flame Blowoff from Bluff Bodies. In: *Proceedings of the Gas Dynamics Symposium on Aerothermochemistry, Evanston, Northwestern University* (1956), S. 205 – 210

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Name: Martin Kröner
Geburtsdatum: 28.09 1970
Geburtsort: Kempten / Allgäu
Eltern: Erika Kröner, geb. Fuchs und Max Kröner
Familienstand: verheiratet mit Sylvia Lorenz
Staatsangehörigkeit: deutsch

Schulbildung:

1976 - 1980 Grundschule Lauben
1980 - 1990 Carl-von-Linde-Gymnasium Kempten
humanistischer Zweig
Abschluss: Abitur

Studium:

1990 - 1992 Universität Erlangen Nürnberg
Studiengang Fertigungstechnik
Abschluss: Diplomvorprüfung
1992 - 1995 Technische Universität München
Studiengang Maschinenwesen
Studienrichtung Forschung und Theorie
Abschluss: Diplom-Ingenieur Univ.

Beruflicher Werdegang:

1996 - 1997 Technische Universität München
Lehrstuhl A für Thermodynamik
Wissenschaftlicher Mitarbeiter
1997 - 2003 Technische Universität München
Lehrstuhl für Thermodynamik
Wissenschaftlicher Assistent