

TECHNISCHE UNIVERSITÄT MÜNCHEN  
Institut für Energietechnik

Lehrstuhl für Thermodynamik

# **Untersuchung eines Vorkammerzündkonzepts für Großgasmotoren in einer Hochdruckzelle mit repetierender Verbrennung**

**Christoph Erhard Heinz**

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. Manfred Hajek

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Thomas Sattelmayer
2. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Michael Wensing,  
Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

Die Dissertation wurde am 23.03.2011 bei der Technischen Universität München eingereicht  
und durch die Fakultät für Maschinenwesen am 13.07.2011 angenommen.



## Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Assistent am Lehrstuhl für Thermodynamik der Technischen Universität München. Sie wurde von der Firma MAN Diesel SE (heute MAN Diesel & Turbo SE) sowie der Bayerischen Forschungstiftung (BFS) gefördert.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. Thomas Sattelmayer für die Betreuung der Arbeit, die vielen wertvollen Diskussionen sowie für die Übernahme des Hauptreferats. Bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Michael Wensing bedanke ich mich für die freundliche Übernahme des Koreferats sowie bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Manfred Hajek für den Vorsitz bei der mündlichen Prüfung.

Allen Mitarbeitern des Lehrstuhls, insbesondere auch den Mitarbeitern des Sekretariats sowie der Werkstätten sei für die stets freundschaftliche Zusammenarbeit gedankt. Besonderer Dank gilt dabei Herrn Dr.-Ing. Florian Mittermayer, mit dem ich das dieser Arbeit zugrundeliegende Forschungsprojekt bearbeitete. Nur durch diese Zusammenarbeit, die neben der fachlichen auch auch eine außerordentlich freundschaftlich und humorvoll geprägte Seite innehatte, konnte diese Arbeit erst entstehen. Folgende Freunde und Kollegen ließen mir über die Jahre stets ihre Unterstützung zukommen: Herr Dr.-Ing. Martin Kröner war bereits während meiner Studienzeit eine wichtige Anlaufstelle am Lehrstuhl. Die Herren Dr.-Ing. Marcus Pöschl und Dr.-Ing. Thomas Steinhilber unterstützten mich in meinen Anfangstagen am Lehrstuhl sowohl bei der wissenschaftlichen Arbeit als auch bei der Betreuung des Vorlesungsfachs „Thermodynamik I“. Herr Dr.-Ing. Christoph Hirsch hatte stets wertvolle Anregungen für vielfältige wissenschaftliche Fragestellungen parat. Herr Stefan Kammerstätter war mir bei der Arbeit im Labor sowie der Durchsicht der Arbeit eine große Hilfe. Für Ihre Freundschaft sei den Herren Dr.-Ing. Peter Zimmermann, Klaus Mösl und Tobias Holzinger stellvertretend für viele weitere, die an dieser Stelle nicht namentlich genannt werden, herzlich gedankt.

Mein Dank gilt ebenso allen Studenten, die durch ihre tatkräftige Unterstützung am Fortgang der Arbeit mitgewirkt haben. Neben zahlreichen anderen seien hier vor allem Herr Thomas Wiedemann, Herr Christian Huber und Herr Wolfgang Hering erwähnt.

Meiner ganzen Familie und insbesondere meinen Eltern danke ich für Ihre Unterstützung und den fortwährenden Rückhalt während meiner gesamten Ausbildung. Dadurch haben sie den Grundstein für das Gelingen dieser Arbeit geschaffen.

Nicht zuletzt möchte ich meiner Frau Evi danken. Durch ihre stetige Unterstützung und ihre Geduld hat sie maßgeblich zum erfolgreichen Abschluss der Arbeit beigetragen. Ebenso danke ich meiner kleinen Tochter Luisa, die mir in unverblümter Offenheit immer wieder vor Augen führt, dass es neben der Arbeit auch noch viele andere wichtige Dinge im Leben gibt.

München, im September 2011

Christoph Heinz

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Stand der Technik und der Forschung</b>	<b>5</b>
2.1	Brennverfahren von Gasmotoren . . . . .	5
2.1.1	Otto-Gasmotoren . . . . .	6
2.1.1.1	Stöchiometrisch betriebene Otto-Gasmotoren .	6
2.1.1.2	Magerkonzept-Otto-Gasmotoren . . . . .	8
2.1.2	Diesel-Gasmotoren . . . . .	10
2.1.3	Das PGI-Verfahren . . . . .	11
2.2	Experimentelle Untersuchung von Vorkammerkonzepten . . . .	12
2.2.1	Experimente an Voll- und Versuchsmotoren . . . . .	12
2.2.2	Optisch untersuchte Vorkammerkonzepte . . . . .	17
2.3	Zielsetzung der Arbeit . . . . .	21
<b>3</b>	<b>Anforderungen an die Versuchsanlage</b>	<b>23</b>
3.1	Technische Daten des PGI-Motors . . . . .	23
3.2	Geometrische Randbedingungen . . . . .	23
3.3	Thermodynamische Randbedingungen . . . . .	26
3.3.1	Kompressionszustand . . . . .	27
3.3.2	Spitzendruck und -temperatur . . . . .	28
3.4	Motordrehzahl und Zykluszeiten . . . . .	29
3.5	Massenströme und Vorheiztemperatur . . . . .	31
3.6	Optische Zugänglichkeit . . . . .	34
<b>4</b>	<b>Aufbau der Versuchsanlage</b>	<b>35</b>
4.1	Gesamtkonzept . . . . .	35
4.2	Hochdruckzelle . . . . .	36
4.2.1	Zellgehäuse . . . . .	36
4.2.2	Aufbau des Zelldeckels . . . . .	37

4.2.3	Geometrie und Komponenten der Vorkammer . . . . .	41
4.2.4	Aufbau des Zellbodens . . . . .	42
4.2.5	Ventile und Nockentrieb . . . . .	44
4.3	Druckluftversorgung . . . . .	47
4.4	Lufterhitzer . . . . .	47
4.5	Gasbeimischung . . . . .	49
4.5.1	Gasventil . . . . .	49
4.5.2	Gasmischer und Mischrohr . . . . .	50
4.6	Abgastrakt . . . . .	51
4.7	Versuchsdurchführung . . . . .	52
<b>5</b>	<b>Messtechnik</b>	<b>55</b>
5.1	Konventionelle Messtechnik . . . . .	55
5.2	Luftzahlmessung durch IR-Absorptionsspektroskopie . . . . .	56
5.2.1	Theoretische Grundlagen der IR-Spektroskopie . . . . .	57
5.2.2	Quantitative Analyse von Gasgemischen . . . . .	58
5.2.3	Luftzahlbestimmung . . . . .	60
5.2.4	Versuchsaufbau der IR-Messung . . . . .	61
5.3	Chemilumineszenz . . . . .	64
5.3.1	Theoretische Grundlagen der Chemilumineszenz . . . . .	64
5.3.2	Einfluss von Druck, Luftzahl und Turbulenz auf die Chemilumineszenzintensität . . . . .	66
5.3.3	Versuchsaufbau zur Chemilumineszenzmessung . . . . .	69
<b>6</b>	<b>Betriebsverhalten der Versuchsanlage</b>	<b>71</b>
6.1	Phasen eines Einzelzyklus . . . . .	71
6.2	Ablauf eines Versuchs . . . . .	73
6.2.1	Fülldruck, Luftzahl und Frischgastemperatur . . . . .	74
6.2.2	Glühstifttemperatur . . . . .	77
6.2.3	Pilotgaseindüsung und globale Vorkammerluftzahl . . . . .	79
6.3	Konstanz der Betriebspunkte . . . . .	81
6.4	Optimierungsmöglichkeiten . . . . .	81
6.5	Betriebsparameter der Versuchsanlage . . . . .	83
<b>7</b>	<b>Resultate und Diskussion</b>	<b>85</b>
7.1	Vorbemerkungen zur Versuchsauswertung . . . . .	85
7.2	Definition von Zündregimes . . . . .	87
7.2.1	Aussetzerbereich – Zündregime I . . . . .	89

7.2.2	Reguläre Zündung – Zündregime II . . . . .	90
7.2.3	Übergangsbereich – Zündregime III . . . . .	92
7.2.4	Frühzündung – Zündregime IV . . . . .	93
7.3	Vergleich der Zündregimes . . . . .	96
7.3.1	Wärmefreisetzungsrate, Brenndauer und Zündverzug . .	96
7.3.2	Luftzahlabhängigkeit . . . . .	100
7.3.3	Einfluss der Glühstifttemperatur . . . . .	102
7.4	Zyklenschwankungen . . . . .	106
7.4.1	Intensitätsschwankungen der Vorkammerverbrennung .	106
7.4.2	Einfluss der Vorkammerluftzahl auf die Vorkammerver- brennung . . . . .	107
7.4.3	Schwankungen der Hauptkammerbrenndauer . . . . .	109
7.5	Optische Untersuchungen . . . . .	111
7.5.1	Flammenausbreitung in der Vorkammer . . . . .	111
7.5.2	Zündung im Hauptbrennraum . . . . .	115
7.5.2.1	Aussetzerbereich – Zündregime I . . . . .	115
7.5.2.2	Reguläre Zündung – Zündregime II . . . . .	117
7.5.2.3	Übergangsbereich – Zündregime III . . . . .	119
7.5.2.4	Frühzündung – Zündregime IV . . . . .	121
7.6	Zusammenfassung der Versuchsergebnisse . . . . .	126
7.6.1	Unterscheidungsmerkmale der Zündregimes . . . . .	126
7.6.2	Vorkammerverbrennung und Zündstrahlcharakteristik .	127
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>129</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>133</b>
A.1	Einströmvorgang in die Zelle . . . . .	133
A.2	Auslegung der Lufterhitzer . . . . .	139
A.3	Ungeschirmter und geschirmter Glühstift . . . . .	145
A.4	Bestimmung der Glühstifttemperatur . . . . .	147
A.5	Messfehler bei der Druckindizierung . . . . .	149
A.6	Hauptkammerdruck während der Vorkammerverbrennung . . .	152
A.7	Kalibrierung des Pilotgas-Injektors . . . . .	153
A.8	Physikalische Zündverzugszeit . . . . .	154
A.9	Turbulentes Flammenlöschen . . . . .	154
A.10	Druckverlaufsanalyse . . . . .	158
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>165</b>





# Abbildungsverzeichnis

1.1	Ottos erster Viertaktmotor . . . . .	1
2.1	Schadstoffemissionen in Abhängigkeit der Luftzahl . . . . .	6
2.2	Vorkammer und Hauptbrennraum im PGI-Motor . . . . .	12
3.1	Otto-Vergleichsprozess für die Dynamische Zelle . . . . .	26
3.2	Zykluszeiten eines Arbeitsspiels der Dynamischen Zelle . . . . .	31
3.3	Einströmvorgang in die Dynamische Zelle . . . . .	32
4.1	Prinzipskizze der Versuchsanlage . . . . .	35
4.2	Darstellung des Zellgehäuses . . . . .	37
4.3	Schnittdarstellung der Zelle . . . . .	38
4.4	Zelldeckelaufbau mit Glaskomponenten . . . . .	39
4.5	Druckausgleich Hauptkammer – Zylinderkopf . . . . .	40
4.6	Seitlich einsehbarer Bereich der Hochdruckzelle . . . . .	40
4.7	Geometrie der Vorkammer . . . . .	41
4.8	Glühstift mit Abschirmhülse . . . . .	42
4.9	Zellboden mit Ventilen und optischem Zugang . . . . .	43
4.10	Schnittdarstellung der Gaskanäle im Zellboden . . . . .	43
4.11	Schnittdarstellung eines Ventils . . . . .	44
4.12	Schnittdarstellung des Nockentriebs . . . . .	45
4.13	Ventilhubkurven von Ein- und Auslassventil . . . . .	46
4.14	Prinzipskizze der Druckluftspeicher . . . . .	47
4.15	Schnittdarstellung eines Lufterhitzers . . . . .	48
4.16	Nadelhub des Gasventils und Luftzahlverlauf des Frischgases . .	49
4.17	Aufbau des Gasmischers und Luftzahlverteilung in Mischer und Mischrohr . . . . .	50
4.18	Schematische Darstellung des Abgastrakts . . . . .	51
4.19	Mess- und Steuersignale der Versuchsanlage . . . . .	53
4.20	Steuerdiagramm des Versuchsablaufs . . . . .	54

5.1	Absorptionslinien von Methan . . . . .	58
5.2	Messaufbau zur Luftzahlbestimmung . . . . .	62
5.3	Sintermetall-drossel und IR-Messküvette . . . . .	63
5.4	Chemilumineszenzspektrum einer Methan-Luft-Flamme . . . . .	66
5.5	OH <sup>*</sup> -Chemilumineszenz einer Methan-Luft-Flamme . . . . .	67
5.6	Reaktionspfade von Methan . . . . .	68
5.7	Kameraposition für Chemilumineszenzaufnahmen . . . . .	70
6.1	Charakteristischer Verlauf eines Einzelzyklus . . . . .	71
6.2	Charakteristischer Versuchsdurchlauf . . . . .	74
6.3	Frischgasluftzahl und Fülldruck der Zelle . . . . .	75
6.4	Verlauf der Frischgastemperatur . . . . .	76
6.5	Verlauf der Glühstifttemperatur . . . . .	77
6.6	Einfluss der Vorkammervverbrennung auf die Glühstifttemperatur	78
6.7	Pilotgasmasse als Funktion der Bestromungsdauer . . . . .	79
6.8	Schwankungen im Nadelhubverlauf des Pilotgas-Injektors . . . . .	80
6.9	Luftzahlverlauf für modifizierte Gasbemischung . . . . .	82
7.1	Vorkammerdruckverläufe der verschiedenen Zündregimes . . . . .	88
7.2	Vorkammerdruckverläufe im Aussetzerbereich . . . . .	90
7.3	Vorkammerdruckverläufe für die reguläre Zündung . . . . .	91
7.4	Vorkammerdruckverläufe für den Übergangsbereich . . . . .	92
7.5	Vorkammerdruckverläufe bei Frühzündung (a) . . . . .	94
7.6	Vorkammerdruckverläufe bei Frühzündung (b) . . . . .	95
7.7	Wärmefreisetzungs- und Umsatzraten der Hauptkammervverbrennung . . . . .	97
7.8	Brenndauer in Abhängigkeit der Zündverzugszeit . . . . .	99
7.9	Zündverzugszeit in Abhängigkeit der Frischgasluftzahl . . . . .	100
7.10	Brenndauer in Abhängigkeit der Frischgasluftzahl . . . . .	101
7.11	Luftzahl- und Glühstifttemperaturverlauf beim Durchlaufen der Zündregimes . . . . .	103
7.12	Verlauf der Glühstifttemperatur für Einzelversuche . . . . .	104
7.13	Vorkammerüberdruck in Abhängigkeit des Zündverzugs . . . . .	106
7.14	Simulation der Luftzahlverteilung in der Vorkammer . . . . .	108
7.15	Brenndauer in Abhängigkeit des Vorkammerüberdrucks . . . . .	109
7.16	Zündstrahleintritt in die Hauptkammer der statischen Zelle . . . . .	112
7.17	Sichtbereich der optisch zugänglichen Vorkammer . . . . .	112
7.18	Vorkammervverbrennung in der statischen Zelle . . . . .	113

7.19	Simulation des Verbrennungsfortschritts in der Vorkammer . . .	114
7.20	Chemilumineszenz der Zündstrahlen - Zündregime I . . . . .	116
7.21	Chemilumineszenz der Zündstrahlen - Zündregime II . . . . .	118
7.22	Chemilumineszenz der Zündstrahlen - Zündregime III . . . . .	120
7.23	Chemilumineszenz der Zündstrahlen - Zündregime IV (a) . . . .	122
7.24	Chemilumineszenz der Zündstrahlen - Zündregime IV (b) . . . .	124
A.1	Geometrie des Strömungsquerschnitts eines Ventils . . . . .	137
A.2	Strömungsquerschnitt eines Ventils in Abh. des Ventilhubes . . .	138
A.3	Temperaturprofil einer abkühlenden Kugel . . . . .	141
A.4	Vergleich von ungeschirmtem und geschirmtem Glühstift . . . .	145
A.5	Vorkammerzündverzug für ungeschirmten und geschirmten Glühstift . . . . .	146
A.6	Versuchszelle für Pyrometermessung . . . . .	147
A.7	Langzeitdrift bei der Druckindizierung . . . . .	150
A.8	Druckverlauf während der Vorkammervverbrennung . . . . .	152
A.9	Versuchsaufbau zur Kalibrierung des Pilotgas-Injektors . . . . .	153
A.10	Modellierter Nadelhubverlauf des Pilotgas-Injektors . . . . .	163



# Tabellenverzeichnis

3.1	Technische Daten des PGI-Motors . . . . .	24
3.2	Technische Daten vorhandener Versuchsträger . . . . .	24
3.3	Kompressionsendzustand im Motor . . . . .	27
3.4	Maximalwerte für Druck und Temperatur . . . . .	28
6.1	Betriebsparameter der Anlage . . . . .	83



# Nomenklatur

## Lateinische Symbole

$A$	Fläche	$[\text{m}^2]$
$c$	molare Konzentration	$[\text{mol}/\text{m}^3]$
$c$	Geschwindigkeit	$[\text{m}/\text{s}]$
$c_m$	mittlere Kolbengeschwindigkeit	$[\text{m}/\text{s}]$
$\tilde{c}$	gemittelter Verbrennungsfortschritt	$[-]$
$c$	spezifische Wärmekapazität eines Festkörpers	$[\text{J}/(\text{kg K})]$
$c_p$	spezifische Wärmekapazität bei konst. Druck	$[\text{J}/(\text{kg K})]$
$c_v$	spezifische Wärmekapazität bei konst. Volumen	$[\text{J}/(\text{kg K})]$
$C_D$	Durchflussbeiwert	$[-]$
$C_P$	Druckverlustfaktor in Schüttungen	$[-]$
$d$	Durchmesser	$[\text{mm}]$
$E$	Energie	$[\text{J}]$
$f$	Frequenz	$[\text{Hz}]$
$f$	Brennweite	$[\text{mm}]$
$f_a$	Formfaktor in Schüttungen	$[-]$
$G$	Flammenlöschfaktor	$[-]$
$h$	Höhe, Hub	$[\text{mm}]$
$h$	Plancksches Wirkungsquantum	$[\text{J s}]$
$h$	spezifische Enthalpie	$[\text{J}/\text{kg}]$
$I$	Strahlungsintensität	$[\text{W}/\text{mm}^2]$
$l$	Länge, Längenmaß	$[\text{m}]$
$L$	Luftmenge pro Brennstoffmenge	$[\text{mol}_L/\text{mol}_B]$
$n$	Anzahl	$[-]$
$n_N$	Nenndrehzahl	$[\text{min}^{-1}]$
$n$	Polytrophenexponent	$[-]$

$n$	Molmenge	[mol]
$P$	Leistung	[W]
$p$	Druck	[bar]
$p_{me}$	effektiver Mitteldruck	[bar]
$R_m$	allgemeine Gaskonstante	[J/(mol K)]
$R$	spezifische Gaskonstante	[J/(kg K)]
$S$	Linienstärke	[cm/Molekül]
$s$	Flammengeschwindigkeit	[m/s]
$s$	Kolbenhub	[mm]
$t$	Zeit, Zeitmaß	[s]
$T$	Temperatur	[K]
$u$	spezifische innere Energie	[J/kg]
$U$	innere Energie	[J]
$V$	Volumen	[m <sup>3</sup> ]
$v$	spezifisches Volumen	[m <sup>3</sup> /kg]
$w_s$	spezifische Verschiebearbeit	[J/kg]
$x$	Umsatzrate	[-]

### Griechische Symbole

$\alpha$	Wärmeübergangskoeffizient	[W/(m <sup>2</sup> K)]
$\gamma$	Öffnungswinkel	[°]
$\epsilon$	molarer Absorptionskoeffizient	[cm <sup>2</sup> /mol]
$\epsilon$	Verdichtungsverhältnis	[-]
$\eta$	Wirkungsgrad	[-]
$\eta_s$	thermische Effektivität einer Schüttung	[-]
$\kappa$	Isentropenexponent	[-]
$\lambda$	Luftzahl	[-]
$\lambda$	Wellenlänge	[m]
$\lambda$	Wärmeleitfähigkeit	[W/(m K)]
$\nu$	Frequenz eines Lichtquants	[Hz]
$\tilde{\nu}$	Wellenzahl	[cm <sup>-1</sup> ]
$\nu$	kinematische Viskosität	[m <sup>2</sup> /s]
$\Phi$	Äquivalenzverhältnis	[-]
$\varphi$	Kurbelwinkel	[°]
$\pi$	Kreiszahl	[-]



$\Pi$	Druckverhältnis	[-]
$\psi$	Porosität	[-]
$\rho$	Reflexionsgrad	[-]
$\rho$	Dichte	[kg/m <sup>3</sup> ]
$\tau$	Transmissionsgrad	[-]
$\tau_{\text{ign}}$	Zündverzugszeit	[s]
$\zeta$	Druckverlustbeiwert	[-]

**Hochgestellte Indizes**

'	Fluktuation
*	angeregter elektronischer Zustand
–	gemittelt

**Tiefgestellte Indizes**

a	außen
ad	adiabat
aus	ausströmend
B	Brennstoff
b	Brenndauer
eff	effektiv
ein	einströmend
ges	gesamt
i	innen
kompr	Kompression
krit	kritisch
K	Kugel
$\eta$	Kolmogorov
l	laminar
L	Luft
max	maximal
min	minimal
rms	root mean square
S	Schüttung
theor	theoretisch
t	turbulent

uq	unquenched
V	Ventil
zul	zulässig
Z	Zyklus, Zylinder

### **Dimensionslose Kennzahlen**

Da	Damköhlerzahl
Ka	Karlovitzzahl
Nu	Nußeltzahl
Pr	Prandtlzahl
Re	Reynoldszahl

### **Akronyme**

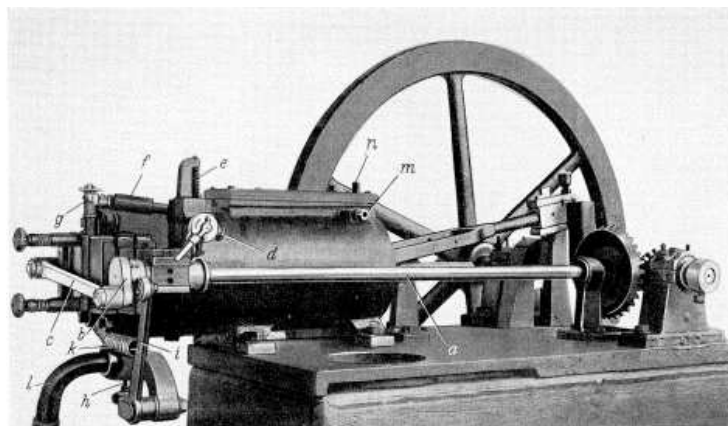
AGR	Abgasrückführung
AÖ	Auslass öffnet
AS	Auslass schließt
ASP	Arbeitsspiel
BHKW	Blockheizkraftwerk
BPF	Bandpassfilter
CFD	Computational Fluid Dynamics
DF	Dual-Fuel-Technologie
DVA	Druckverlaufsanalyse
DZ	Dynamische Zelle
EHT	Einhubtriebwerk
EÖ	Einlass öffnet
ES	Einlass schließt
GS	Glühstift
GV	Gasventil
HWB	Halbwertsbreite
HK	Hauptkammer bzw. Hauptbrennraum
IR	Infrarot
LIF	Laserinduzierte Fluoreszenz
LNG	Liquified Natural Gas
MR	Mischrohr
MWL	Mittenwellenlänge

NH	Nadelhub
OT	oberer Totpunkt
PGI	Performance Gas Injection
PI	Pilotgas-Injektor
PLIF	Planare Laserinduzierte Fluoreszenz
PKW	Personenkraftwagen
SCR	Selective Catalytic Reduction
TA Luft	Technische Anleitung zur Reinhaltung der Luft
TBC	Thermal Barrier Coating
UHC	unverbrannte Kohlenwasserstoffe
UT	unterer Totpunkt
UV	Ultraviolett
VK	Vorkammer
WÜK	Wärmeübergangskoeffizient
ZZP	Zündzeitpunkt



# 1 Einleitung

Der Ursprung des modernen Gasmotors ist eng verknüpft mit dem von Nicolaus August Otto im Jahr 1876 vorgestellten 4-Takt-Verbrennungsmotor. Auf Basis der Vorgängerarbeiten des Franzosen Jean J. E. Lenoir hatte Otto zuvor bereits ab den 1860er Jahren gasbetriebene Verbrennungsmotoren entwickelt und erfolgreich vertrieben. In diesen erfolgte die Zündung des Gemischs wie im Lenoir-Motor zunächst noch unter atmosphärischem Druck, da Ottos erste Versuche, ein komprimiertes Gemisch zu zünden, mit der durch „schlimme Frühzündungen“ ausgelösten völligen Zerstörung seiner Versuchsmaschine gescheitert waren [76].



**Abbildung 1.1:** Ottos erster Viertaktmotor (1876), aus [76]. Die Motorleistung betrug 3 PS bei einer Drehzahl von 180 U/min.

Der in den 1870er Jahren neu entwickelte 4-Takt-Motor (s. Abb. 1.1) arbeitete mit der heute als Otto-Prozess bekannten Abfolge von Gemischansaugung, Kompression, Verbrennung und Expansion sowie dem Ausschleiben des Abgases über je einen ganzen Kolbenhub [96]. Die Maschine wurde mit einem Gemisch aus Leuchtgas<sup>1</sup> und Luft betrieben – sie war somit ein Gasmotor.

<sup>1</sup> Leuchtgas (auch Stadtgas) ist eine aus der Vergasung von Kohle gewonnene Gasmischung aus den Hauptbestandteilen Wasserstoff, Kohlenmonoxid und Methan [49], die bis ins 20. Jh. vor allem für Beleuchtungs- und Heizzwecke eingesetzt wurde.

Durch die Einführung des 4-Takt-Motors konnten Volumen und Gewicht gegenüber den atmosphärisch arbeitenden Maschinen bei gleichzeitiger Wirkungsgradsteigerung drastisch gesenkt werden [28]. Mit seiner Erfindung legte Otto den Grundstein für die moderne Motorenindustrie.

Im Zuge der weiteren Entwicklungen verlagerte sich der Einsatzschwerpunkt von Verbrennungsmotoren zunehmend auf die mobile Antriebstechnik. Wegen ihrer Speicher- und Reichweitenproblematik wurden gasförmige Brennstoffe in der Folgezeit weitestgehend durch Flüssigbrennstoffe verdrängt. Bis weit ins 20. Jh. kamen Gasmotoren deshalb lediglich im Rahmen von Nischenanwendungen zum Einsatz [96].

Die Energiekrise der frühen 1970er Jahre und die darauf folgende Einführung einer ersten Abgasgesetzgebung führte zu einer Trendwende. Auch wenn die Reichweitenprognosen für die weltweiten Erdöl- und Erdgasvorkommen innerhalb der letzten Jahrzehnte immer wieder nach oben korrigiert<sup>2</sup> wurden, so ist die Endlichkeit der Vorräte dennoch eindeutig erwiesen. Neben der Ressourcenverknappung ist auch der durch erhöhten CO<sub>2</sub>-Ausstoß bedingte Klimawandel ein Grund für die Forderung nach einer effizienteren und schadstoffärmeren Energienutzung. Entwicklung und Ausbau regenerativer Konzepte spielen dabei zunehmend eine wichtige Rolle. Die Deckung des stetig wachsenden Energiebedarfs ist jedoch auch mittelfristig nur unter Einbeziehung der vorhandenen fossilen Energiereserven möglich. Daraus erwächst die Notwendigkeit einer kontinuierlichen Weiterentwicklung der konventionellen Technologien mit dem Ziel einer maximalen Energieausbeute bei gleichzeitig geringstem Schadstoffausstoß.

Vor diesem Hintergrund rückte der Gasmotor in den vergangenen Jahrzehnten wieder in den Mittelpunkt des Interesses. Aufgrund seines günstigen C/H-Verhältnisses setzt beispielsweise die Verbrennung von Erdgas bei gleichem Energieeintrag ca. 25 % weniger CO<sub>2</sub> frei als Dieselkraftstoff [97]. Ein weiterer Vorteil gegenüber dem Dieselmotor ist, dass bei homogen vorgemischter Verbrennung kein Ruß entsteht. Mit Hinblick auf eine „saubere“ Verbrennung bleibt der Gasmotor heute nur hinter den Gasturbinen zurück, die v.a. im Bereich der Stickoxidemissionen niedrigere Werte aufweisen können [60]. Unter den Kolbenmaschinen erreicht der Gasmotor bei entsprechender Verbren-

---

<sup>2</sup> Die Reichweite von Erdöl bzw. Erdgas wird seit Ende der 1980er Jahre wiederholt nahezu konstant mit ca. 40-45 bzw. knapp 60 Jahren beziffert [17]. Die Prognosen variieren für verschiedene Quellen jedoch stark.

---

nungsführung die geringsten Rohemissionswerte, wodurch eine effiziente Abgasnachbehandlung erleichtert wird.

Erdgas ist nach wie vor der Hauptenergieträger für den Betrieb von Gasmotoren. Daneben nimmt die Verwendung alternativer Treibstoffe in Form von Sondergasen (z.B. Deponie- und Grubengase), zu deren Verwertung der Gasmotor seit jeher einen wichtigen Beitrag leistet, beständig zu und stellt nicht mehr eine bloße Nischenanwendung dar [60, 96]. Durch die geringe Energiedichte dieser Brennstoffe ergibt sich ein Leistungs- und Effizienznachteil gegenüber Dieselmotoren, dem seit Beginn der 1980er Jahre durch die stetige Weiterentwicklung von Brennverfahren begegnet wird. Vorab sei hier der aufgeladene Magerkonzept Otto-Gasmotor<sup>3</sup> erwähnt, dessen Brennverfahren hinsichtlich hoher Leistungsdichte und Effizienz bei gleichzeitig geringsten Rohemissionen optimiert ist. Die gegenwärtig realisierbaren effektiven Mitteldrücke von  $p_{me} \approx 20$  bar liegen damit nur noch etwa 10 – 20 % unter denen vergleichbarer stationär betriebener Dieselmotoren [60].

Die weiteste Verbreitung finden Gasmotoren derzeit als stationär betriebene Aggregate in der dezentralen Energieversorgung. Durch das heute in den Industrienationen gut ausgebaute Leitungsnetz steht Erdgas bei hoher Versorgungssicherheit beinahe überall zur Verfügung. Mit Gasmotoren betriebene Blockheizkraftwerke (BHKW) erlauben eine wirtschaftliche und ökologisch sinnvolle Versorgung mit Strom und Wärme in Regionen abseits von Ballungsgebieten. Auch die mobile Nutzung von Gasmotoren als Antriebsaggregate wird stärker vorangetrieben. Beispielhaft seien hier der Antrieb von LNG-Flüssiggastankern (LNG: Liquefied Natural Gas), der öffentliche Nahverkehr und in jüngerer Vergangenheit auch der Individualverkehr in PKW genannt.

Die Entwicklungsgeschichte des Gasmotors ist heute bei weitem nicht abgeschlossen. Vielmehr ergeben sich aus den vielfältigen Einsatzbedingungen sowie steigenden Anforderungen an Leistung und Effizienz von Gasmotoren immer neue Zielvorgaben, die nur durch andauernde Entwicklungsarbeit in allen für den Motor relevanten Technologiebereichen erfüllt werden können (z.B. Brennverfahrensentwicklung, Turboladertechnologie, Motorsteuerung / -regelung etc.). Strengere Abgasgesetzgebungen und anhaltender Konkurrenzdruck gegenüber anderen Technologien stellen dabei große Heraus-

---

<sup>3</sup> Eine Beschreibung gasmotorischer Brennverfahren findet sich in Kapitel 2.1.

forderungen dar. Zugleich bieten sich durch stetig wachsende Märkte mit einer steigenden Nachfrage nach wirtschaftlichen und umweltverträglichen Antriebssystemen beste Zukunftschancen für den Gasmotor.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung der Zündung und Verbrennung in Großgasmotoren. Spezielles Augenmerk liegt dabei auf dem Zündverhalten von aufgeladenen Magermotoren mit Vorkammerzündung. Zur experimentellen Untersuchung der Vorgänge wurde eine neuartige Versuchsplattform entwickelt. Hauptbestandteil der Anlage ist dabei eine Hochdruck-Verbrennungszelle, die optische Untersuchungen einer kontinuierlichen Abfolge mehrerer Verbrennungszyklen unter motornahen Bedingungen ermöglicht.

Zunächst wird in Kapitel 2 auf den Stand der Technik der gasmotorischen Verbrennung eingegangen. Neben verschiedenen Brennverfahren und Zündkonzepten wird dabei das in dieser Arbeit untersuchte PGI-Brennverfahren (PGI: Performance Gas Injection) der Firma MAN Diesel SE vorgestellt. Nach einer Literaturübersicht zu experimentellen Untersuchungen unterschiedlicher Vorkammerkonzepte wird auf die Zielsetzung dieser Arbeit eingegangen. In Kapitel 3 werden die konzeptionellen Anforderungen an den neu entwickelten Versuchsaufbau diskutiert. Anschließend erfolgt in Kapitel 4 eine detaillierte Beschreibung der Versuchsanlage. Kapitel 5 widmet sich den verwendeten Messverfahren. Hauptaugenmerk liegt dabei auf den optischen Messtechniken der Infrarot-Absorptionsspektroskopie zur Luftzahlbestimmung und der  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenz. In Kapitel 6 wird das Betriebsverhalten der Versuchsanlage sowie der in dieser Arbeit untersuchte Betriebsbereich beschrieben. Kapitel 7 enthält eine Diskussion der Versuchsergebnisse. Hierbei wird vor allem der Einfluss der globalen Frischgaszusammensetzung auf die Ausbildung verschiedener Zündregimes in der Hauptbrennkammer erörtert. Die Ergebnisse der optischen Untersuchungen werden ebenfalls diskutiert. In Kapitel 8 folgt eine abschließende Zusammenfassung der Arbeit.



## 2 Stand der Technik und der Forschung

### 2.1 Brennverfahren von Gasmotoren

Durch die vielfältigen Einsatzmöglichkeiten von Gasmotoren ergibt sich ein breites Spektrum an Leistungsklassen. Für den Stationärbereich beispielsweise liefern gegenwärtig erhältliche Aggregate elektrische Leistungen von wenigen hundert kW bis zu 10 MW [43]. Die Baugrößen reichen dabei von kleinen Motoren mit Bohrungsdurchmessern um 80 mm bis hin zu Großmotoren mit Bohrungen von über 500 mm [68].

Maßgeblich für die Auswahl eines geeigneten Motorkonzepts ist zunächst der konkrete Anwendungsfall. Ebenso spielen jedoch auch wirtschaftliche und politische Randbedingungen eine Rolle. So müssen neben den Ansprüchen an Leistungsdichte und Wirkungsgrad auch die Anforderungen zur Einhaltung gesetzlicher Emissionsgrenzen erfüllt werden. Letztere sind neben den verwendeten Brennstoffen abhängig von Einsatzort und Bauart des Motors. In Deutschland gilt für stationäre Gasmotorenanlagen die „Technische Anleitung zur Reinhaltung der Luft“ (TA Luft) aus dem Jahr 2002. Sie regelt u.a. die zulässigen Obergrenzen für den Ausstoß von Kohlenmonoxid und Stickoxiden [10].

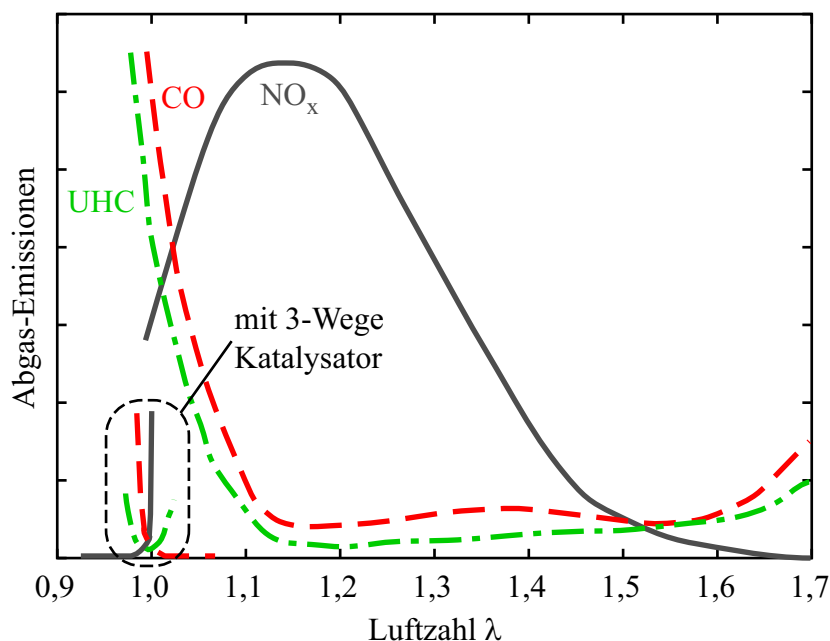
Vor diesem Hintergrund wurden für die verschiedenen Motorvarianten unterschiedliche Verbrennungsstrategien entwickelt. Eine Möglichkeit zur Klassifizierung der Motorenkonzepte ist dabei die Art der Gemischentflammung. Man unterscheidet zwischen fremdgezündeten und selbstzündenden Motoren. Fremdgezündete Gasmotoren werden auch als Otto-Gasmotoren bezeichnet. In der Regel kommt Funkenzündung zum Einsatz. Dieselmotoren arbeiten nach dem Otto-Prinzip, wobei die Selbstzündung einer geringen Menge zusätzlich eingebrachten Dieselmotoren zur Entflammung der Ladung genutzt wird. Im Gegensatz dazu arbeiten Gas-Dieselmotoren nach dem Diesel-Prinzip. Der gasförmige Brennstoff wird hierbei zum Zündzeitpunkt unter hohem Druck in die verdichtete heiße Luft eingeblasen [3,68].

Weitere Unterscheidungsmerkmale sind Brennraumtopologie und Gemischzusammensetzung. Bei ersterer unterscheidet man zwischen ungeteilten und geteilten Brennräumen. Bezüglich der Gemischzusammensetzung wird unterschieden zwischen stöchiometrischen und mageren Brennverfahren.

## 2.1.1 Otto-Gasmotoren

### 2.1.1.1 Stöchiometrisch betriebene Otto-Gasmotoren

Der stöchiometrische Betrieb bei einer Luftzahl von  $\lambda = 1$  ermöglicht in Verbindung mit einem 3-Wege-Katalysator die Einhaltung geringster Emissionsgrenzen. Für eine bestmögliche Konvertierung der hohen Rohemissionen an Stickoxiden ( $\text{NO}_x$ ), Kohlenmonoxid (CO) und unverbrannten Kohlenwasserstoffen (UHC) im Katalysator ist jedoch eine sehr genaue Luftzahlregelung auf  $\lambda = 0,988 \pm 0,002$  erforderlich (s. Abb. 2.1) [96,97].



**Abbildung 2.1:** Qualitative Darstellung der Schadstoffemissionen am Beispiel eines direkt zündenden Gasmotors, aufgetragen über der Luftzahl  $\lambda$ , nach [96].

Sondergase wie Deponie- oder Grubengase können im stöchiometrischen Betrieb nicht verwendet werden, da im Abgas vorhandene Schadstoffe wie z.B. Schwefelverbindungen oder Schwermetalle zu einer irreversiblen Schädigung

des Katalysators führen würden. Bei mangelhafter Katalysatorfunktion werden heute übliche Emissionsgrenzwerte jedoch deutlich überschritten.

Vorzüge der stöchiometrischen Verbrennung sind die gute Entflammbarkeit und die hohe Brenngeschwindigkeit der Ladung, was zu geringeren Zyklenschwankungen als im Magerbetrieb führt. Durch die höhere Energiedichte der stöchiometrischen Ladung ergibt sich zudem eine Steigerung der spezifischen Leistung [68]. Für Stationärmotoren ermöglicht eine geeignete Kombination von Aufladung und Abgasrückführung (AGR) beinahe die hohen Wirkungsgrade und Mitteldrücke von Magermotoren<sup>1</sup> bei gleichzeitig geringeren Schadstoffemissionen [97].

Neben Stationäranwendungen kommen stöchiometrisch betriebene Gasmotoren verbreitet in mobilen Anwendungen zum Einsatz. Vorteilhaft ist hier die Möglichkeit des bivalenten Betriebs mit flüssigen und gasförmigen Brennstoffen. Meist werden auf Benzinbetrieb ausgelegte Motoren für den zusätzlichen Betrieb mit gasförmigen Brennstoffen umgerüstet. Dies führt zu einer erhöhten Flexibilität bezüglich der Brennstoffwahl und zur Reduzierung der Reichweitenproblematik gasförmiger Brennstoffe. Das auf Benzinbetrieb ausgelegte Verdichtungsverhältnis liegt dabei aufgrund der höheren Klopfneigung von Benzin allerdings niedriger als für den Gasbetrieb möglich. Einbußen beim Wirkungsgrad sind die Folge. In für reinen Gasbetrieb ausgelegten Maschinen lässt sich eine Wirkungsgradsteigerung durch entsprechend höhere Verdichtungsverhältnisse erzielen [68]. Generell lässt sich in stöchiometrisch betriebenen Gasmotoren das volle Wirkungsgradpotential jedoch durch den Katalysator und die damit vorgegebene Regelung auf  $\lambda = 1$  nicht zur Gänze ausschöpfen, da die hierfür notwendigen Magergemische prinzipbedingt nicht eingesetzt werden können.

Bezüglich der Baugröße sind stöchiometrische betriebene Motoren auf Bohrungsdurchmesser von ca. 200 mm beschränkt. Für größere Motoren sind u.a die durch die hohen Verbrennungstemperaturen bedingten Verschleißerscheinungen an Ventilen und Ventilsitzen nur noch schwer beherrschbar [3].

---

<sup>1</sup> Der thermodynamische Wirkungsgrad des für Ottomotoren gültigen Gleichraumprozesses ( $\eta = 1 - 1/e^{\kappa-1}$ ) ist neben dem Verdichtungsverhältnis  $e$  nur abhängig vom Isentropenexponenten  $\kappa$  des Gemischs. Für Luftzahlen  $\lambda > 1$  ist  $\kappa$  sowohl durch die geänderte Gemischzusammensetzung als auch aufgrund der niedrigeren Verbrennungstemperaturen größer als im stöchiometrischen Betrieb [3, 64]. Zusätzlich können im Magerbetrieb höhere Verdichtungsverhältnisse realisiert werden (geringere Klopfgefahr). Beide Effekte führen zu einer Zunahme des Wirkungsgrades bzw. des Mitteldrucks.

### 2.1.1.2 Magerkonzept-Otto-Gasmotoren

Eine Möglichkeit, geringe Schadstoffemissionen bereits innermotorisch zu realisieren, ist die Magerverbrennung unter hohem Luftüberschuss. Leistungsverluste durch die geringere spezifische Energiedichte der Ladung werden dabei durch Aufladung ausgeglichen. Geringste Stickoxid-Emissionen bei noch akzeptablem UHC-Anteil werden ab Luftzahlen von  $\lambda \geq 1,6$  erreicht (s. Abb. 2.1) [96]. Dem mit weiterer Abmagerung einhergehenden Anstieg der UHC-Emissionen kann ggf. durch die Nachschaltung eines Oxidationskatalysators begegnet werden. Gegenüber den Verfahren zur Reduzierung von Stickoxiden (z.B. die Selektive Katalytische Reduktion, SCR) ist dies deutlich einfacher handhabbar und mit geringeren Kosten verbunden.

Mit höherem Luftüberschuss nehmen Zündwilligkeit und Brenngeschwindigkeit des Gemischs ab. Die Folgen sind erhöhte zyklische Schwankungen oder Zündaussetzer. Diese Probleme werden durch lokale Ungemischtheiten in der Frischladung verstärkt. Eine Gegenmaßnahme ist die möglichst gute Homogenisierung des Gemischs. Häufig wird das Verfahren der Gemischaufladung eingesetzt, bei der die Gasbeimischung schon vor dem Turboverdichter erfolgt [96, 97]. Wirkungsgradsteigerungen können durch höhere Verdichtungsverhältnisse erreicht werden, die jedoch auch zu höheren Kompressionsendtemperaturen führen. Der dadurch erhöhte Klopfneigung wird durch Maßnahmen wie beispielsweise dem Miller-Verfahren<sup>2</sup> begegnet.

Zur Optimierung des Zündverhaltens von Magermotoren im schmalen Betriebsfenster zwischen Klopfen und Aussetzerbetrieb haben sich folgende Konzepte etabliert:

#### **Magerkonzept-Gasmotoren mit ungeteiltem Brennraum**

Mit zunehmender Baugröße der Motoren verringern sich deren Drehzahl und Kolbengeschwindigkeit. Daraus ergibt sich eine höhere Verweilzeit des Gemischs bei hohen Verbrennungstemperaturen. Daneben nimmt das Verhältnis von Brennraumoberfläche zu -volumen ab, wodurch sich aufgrund geringerer Wandwärmeverluste ebenfalls höhere Brennraumtemperaturen einstellen [3]. Beide Effekte begünstigen die Entstehung thermischer Stickoxide.

---

<sup>2</sup> Beim Miller-Verfahren wird das Einlassventil früh vor UT geschlossen. Durch die Expansion des Gemischs bis UT verringert sich die Temperatur der Frischladung und damit die Kompressionsendtemperatur. Ein Liefergradverlust wird durch höhere Aufladung ausgeglichen [97].

Zur Absenkung der Spitzentemperaturen bietet sich eine weitere Abmagerung der Ladung an, die jedoch wiederum zu einer Abnahme von Zündwilligkeit und Brenngeschwindigkeit führt. In großen Motoren ergeben sich damit zunehmend längere Brenndauern, die zu einer Abnahme des Wirkungsgrades führen<sup>3</sup>. Daneben reicht für zu stark abgemagerte Ladungen die eingebrachte Zündenergie einer einzelnen Zündkerze nicht mehr aus, um eine sichere Entflammung zu gewährleisten [3,97]. Das Verfahren mit ungeteiltem Brennraum ist somit auf kleine bis mittlere Baugrößen mit Bohrungsdurchmessern bis zu 250 mm beschränkt.

### **Magerkonzept-Gasmotoren mit geteiltem Brennraum**

Durch die Verwendung geteilter Brennräume erfolgt eine Entkopplung der lokalen Strömungsverhältnisse um die Zündkerze von der turbulenten Ladungsbewegung im Hauptbrennraum. Damit können magere Gemische auch in großen Brennräumen sicher gezündet werden. Man unterscheidet zwischen Vorkammerzündkerzen sowie gespülten bzw. ungespülten Vorkammern. Vorkammerzündkerzen unterscheiden sich in ihrem Aufbau von herkömmlichen Zündkerzen durch eine Kappe, welche die Zündelektroden umschließt. Durch Überströmkanäle wird die Verbindung mit dem Hauptbrennraum hergestellt. Wegen ihrer kompakten Bauweise sind sie leicht in bestehende Zylinderkopfkonzeppte integrierbar. Konstruktiv aufwendiger und größer sind in den Zylinderkopf integrierte Vorkammern. Man unterscheidet zwischen ungespülten und gespülten Vorkammern. Ihr Volumen beträgt je nach Ausführung zwischen 0,5 und 4 % des Kompressionsvolumens [3].

In der Funktionsweise sind Vorkammerzündkerzen und ungespülte Vorkammern identisch. Während des Kompressionstaktes wird das Kammervolumen mit magerem Gemisch gefüllt. Nach der Zündung der Vorkammerladung treten Zündstrahlen durch die Überströmbohrungen in den Hauptbrennraum und zünden die Hauptladung. Durch mehrere über den Brennraum verteilte Zündquellen kann die eingebrachte Zündenergie wesentlich verstärkt werden. Deutlich ausgeprägter ist die zündverstärkende Wirkung gespülter Vorkammern. Sie ermöglichen die Zündung noch magerer Gemische bis zu einer Luftzahl von  $\lambda \approx 2,3$ . Hierbei wird die Vorkammer während des Ladungswech-

<sup>3</sup> Der optimale thermodynamische Wirkungsgrad für Ottomotoren ergibt sich für die Gleichraumverbrennung (quasi instantane Wärmefreisetzung). Eine Verlängerung der Brenndauer ergibt einer Verlagerung der Prozessführung in Richtung Gleichdruckverbrennung und führt zu einer Abnahme des Wirkungsgrades [77].

sels mit Brenngas gespült. Während des Kompressionstakts gelangt zusätzlich Frischgas in die Vorkammer, sodass zum Zündzeitpunkt ein nahstöchiometrisches Gemisch vorliegt, das noch sicherer gezündet werden kann und das zu einer intensiveren Vorkammervverbrennung mit tiefer in den Hauptbrennraum eindringenden Zündstrahlen führt.

Aufgrund der hohen Temperaturen bei der stöchiometrischen Verbrennung tritt in der Vorkammer eine erhöhte Stickoxidbildung auf. Dies wird jedoch durch die Magerverbrennung im Hauptbrennraum und die damit verbundene geringe  $\text{NO}_x$ -Bildung kompensiert. Global betrachtet sind geringere Stickoxid-Werte möglich als bei Motoren mit ungeteiltem Brennraum. Eine noch stärkere Abmagerung der Hauptladung wäre durch eine weitere Vergrößerung des Vorkammervolumens möglich. Allerdings wird dann der Emissionsvorteil der Magerverbrennung durch die erhöhte Stickoxidbildung in der Vorkammer wieder reduziert [3, 97].

### **2.1.2 Diesel-Gasmotoren**

Stellvertretend für den Bereich der Diesel-Gasmotoren soll an dieser Stelle das gegenwärtig am weitesten verbreitete Diesel-Zündstrahlverfahren erwähnt werden. Bei diesem Konzept erfolgt die Zündung der mageren Hauptladung durch die Selbstzündung einer zusätzlich eingebrachten kleinen Menge an Dieselkraftstoff (sog. Zündöl). Das Verdichtungsverhältnis des Motors ist dabei so zu wählen, dass die Kompressionsendtemperatur über der Selbstzündtemperatur des Zündöls, jedoch gleichzeitig unterhalb der Selbstzündtemperatur der gasförmigen Brennstoffe liegt [97]. Die maximal möglichen Verdichtungsverhältnisse liegen damit unter denen bei reinem Dieselbetrieb. Den schlechteren Zündbedingungen muss durch verbesserte Einspritzkonzepte begegnet werden, um die Zündfähigkeit des Zündöls durch eine gute Strahlaufbereitung zu optimieren [97].

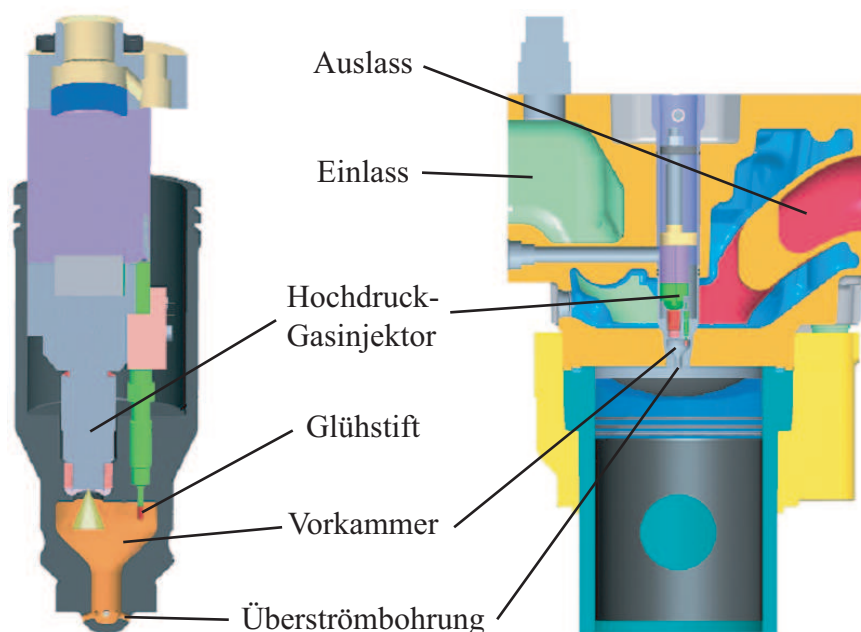
Über das Zündöl wird üblicherweise ca. 1 % der gesamten eingebrachten Energiemenge zugeführt. Die gegenüber der Funkenzündung um mehrere Größenordnungen höhere Zündenergie erlaubt die sichere Zündung magerer Gemische mit einem Luftverhältnis von bis zu  $\lambda \approx 2,4$  [97]. Auch die Verwendung ansonsten schwer entflammbarer Schwachgase wird durch dieses Zündverfahren erleichtert [3].

Auch bei den Diesel-Gasmotoren wird zwischen Verfahren mit ungeteiltem und geteiltem Brennraum unterschieden. Verfahren mit ungeteiltem Brennraum eignen sich dabei besonders für den Einsatz der Dual-Fuel-Technologie (DF), bei dem im Fall einer Unterbrechung der Gasversorgung auch auf reinen Dieselbetrieb umgestellt werden kann [97]. Die zündverstärkende Wirkung geteilter Brennräume kommt vor allem bei Großmotoren zum Einsatz. Die in diesem Fall in die Vorkammer einzubringende Zündölmenge kann gegenüber dem Fall der direkten Zündung im ungeteilten Brennraum nochmals deutlich reduziert werden ( $< 1\%$  Energieäquivalenz). Dies führt zu einer weiteren Absenkung der globalen Stickoxidemissionen, sodass geltende Emissionsbestimmungen auch ohne aufwendige Abgasnachbehandlung erfüllt werden können [97].

### 2.1.3 Das PGI-Verfahren

Ein neues Brennverfahren wurde bei der Firma MAN Diesel SE in Form des „Performance-Gas-Injection“-Gasmotorkonzepts entwickelt (PGI-Verfahren). Bei dem aus einem Diesel-Zündstrahl-Verfahren mit Vorkammerzündung abgeleiteten Konzept kommt anstatt Dieselöl jedoch Gas zur Einleitung der Verbrennung zum Einsatz. Dies geschieht durch gezieltes Anfetten der Vorkammer mittels einer Hochdruck-Gaseinblasung ( $p = 230$  bar). Die Zündung des nahstöchiometrischen Vorkammerngemisches wird während der Startphase durch einen Glühstift unterstützt. Im Dauerbetrieb kann die aktive Beheizung des Glühstifts entfallen, da dessen hohe Oberflächentemperatur allein durch die Wärmezufuhr aus der Vorkammervverbrennung gehalten wird [25]. Das Konzept, welches zu den selbstzündenden Brennverfahren gezählt werden kann, erlaubt die Zündung stark abgemagerter Gemische ( $\lambda > 2$ ). Der Wirkungsgrad wird mit  $\eta_{\text{eff}} > 46\%$  angegeben [25]. Hauptvorteil der Gaseinblasung gegenüber dem konventionellen Zündstrahlverfahren ist der Wegfall der separaten Kraftstoffversorgung für die Diesel-Einspritzung. Durch das Fehlen verschleißanfälliger Zündkerzen können Wartungsintervalle deutlich verlängert werden. Abbildung 2.2 zeigt ein Schema des Vorkammeraufbaus sowie dessen Integration in den Motor.

Das PGI-Konzept soll in dieser Arbeit näher untersucht werden, da dessen Funktionsweise und auch Probleme derzeit noch nicht vollständig verstanden sind. So ist u.a. die Kenntnis der Zündmechanismen in Vorkammer und



**Abbildung 2.2:** Schematische Darstellung von Vorkammer und Hauptbrennraum des bei der Fa. MAN Diesel SE entwickelten Motors MAN 32/40 PGI [25].

Hauptbrennraum für eine Erklärung der zyklischen Schwankungen von Zündung und Verbrennung erforderlich. Ebenso ist der Einfluss der Glühstiftzündung auf das schmale Betriebsfenster zwischen Aussetzerbetrieb und Frühzündung bzw. Klopfen zu untersuchen. Während ein enger Betriebsbereich allgemein als Folge von Aufladung und Magerverbrennung bekannt ist, zeigt sich beim PGI-Motor ein noch engeres Betriebsfenster mit einem deutlichen Trend zu Frühzündungen bei Unterschreiten einer gewissen Frischgasluftzahl, wodurch eine Lastanpassung mittels Variation der Gemischzusammensetzung erschwert wird.

## 2.2 Experimentelle Untersuchung von Vorkammerkonzepten

### 2.2.1 Experimente an Voll- und Versuchsmotoren

Zahlreiche Arbeiten beschreiben experimentelle Untersuchungen an Gasmotoren mit Vorkammerzündung. Der Einfluss unterschiedlicher Vorkammerkonzepte auf Motorkenngrößen wie Brennverlauf, Wirkungsgrad oder Schadstoffemissionen wird dabei meist an Voll- oder Versuchsmotoren untersucht. Durch den entwicklungsgeschichtlich bedingten Vorsprung der Motortech-



nik im Automobilbereich wurden zahlreiche Konzepte ursprünglich für die Anwendung in Benzin- und Dieselmotoren entwickelt und erst später in Verbindung mit gasmotorischer Verbrennung eingesetzt. Im folgenden Abschnitt sollen einige Ergebnisse aus der Literatur vorgestellt werden.

Manivannan et al. [50] geben eine Zusammenfassung verschiedener Untersuchungen zu Magerkonzept-Gasmotoren mit Funkenzündung. Neben Betrachtungen zu Betriebs- und Emissionscharakteristiken, Verbrennungsmodellen, Brennraumgestaltung, Brenngaszusammensetzung und Abgasnachbehandlungsstrategien findet sich eine Zusammenfassung von Arbeiten zu diversen Vorkammerkonzepten. Eine jüngere Veröffentlichung von Toulson et al. [89] enthält einen Überblick über verschiedener Zündstrahl- und Vorkammerkonzepte, die vornehmlich aus der PKW-Motorenforschung stammen.

Uyehara [93] beschreibt den Einsatz von Vorkammern u.a. an einem bereits im Jahr 1963 mit Erdgas betriebenen Forschungsmotor. Durch den Einsatz der Vorkammer konnte die Aussetzergrenze von  $\lambda \approx 1,3$  auf  $\lambda > 2,3$  erweitert werden. Durch eine Vergrößerung des Durchmessers der Überströmbohrungen von 3,2 auf 4,5 mm wurde eine Leistungssteigerung des Motors um 8 – 10 % ermöglicht. Eine schrittweise Erhöhung des Vorkammervolumens von 0,5 % auf 16 % des Kompressionsvolumens bewirkte eine Erhöhung der Stickoxidemissionen um mehrere Größenordnungen.

Einen vergleichbaren Einfluss des Vorkammervolumens auf die globalen Stickoxidemissionen beschreiben Nakazono und Natsume [59] für ihre Untersuchungen an einem aufgeladenen Einzylinder-Großgasmotor (Bohrung/Hub = 280/360 mm,  $\epsilon = 10,6$ ). Die Volumina der untersuchten gespülten Vorkammern betragen dabei 2 bzw. 3 % des Kompressionsvolumens. Die größeren Vorkammern wiesen kürzere Durchbrenndauern mit höheren Spitzendrücken auf und führten zu geringeren Zyklenschwankungen, die mit einer erhöhten Zündstrahlenergie und dadurch gleichmäßigeren Zündung der Hauptladung begründet werden. Weiterhin wurde die Anzahl der Überströmbohrungen (3 bzw. 4) sowie deren Durchmesser (5 bzw. 6 mm) variiert. Während nur ein geringer Einfluss auf die Stickoxidbildung beobachtet wurde, konnten durch eine erhöhte Anzahl an Überströmbohrungen sowohl die Zyklenschwankungen sowie die Verbrauchswerte des Motors gesenkt werden. Unterschiedliche Richtungen der Gaseinblasung in die Vorkammer bewirkten eine Verschiebung der Aussetzergrenze des Motors. Für den Fall einer in

Richtung der Überströmbohrungen gerichteten Einblasung betrug die Luftzahl an der Aussetzergrenze  $\lambda \approx 1,95$ . Durch eine Einblasung tangential zur Vorkammerwand und senkrecht zur Vorkammerachse konnten Gemische bis zu  $\lambda \approx 2,1$  gezündet werden. Die Autoren begründen dies mit einem durch den Drall bedingten geringeren Spülgasverlust durch die Überströmbohrungen in den Hauptbrennraum.

Da die Magerverbrennung zwar eine Reduzierung der Stickoxidemissionen ermöglicht, jedoch oft von erhöhten UHC-Emissionen begleitet wird, untersuchten Crane und King [13] verschiedene brenngasgespülte Vorkammern auf die Möglichkeit zur gleichzeitigen Reduzierung der  $\text{NO}_x$ - und UHC-Emissionen. Die Messungen erfolgten an einem Einzylinder-Forschungsmotor (Bohrung 137,3 mm,  $\epsilon = 14,5$ ) im Erdgasbetrieb bei Luftzahlen von  $\lambda = 1,69 \dots 1,92$ . Neben einer Variation geometrischer Parameter (Vorkammervolumen, Überströmbohrungen, s. [59, 93]) wurde der Einfluss des Zündortes in der Vorkammer betrachtet. Dessen Verlagerung vom Kopf zum Hals der Vorkammer resultierte in geringeren UHC- und erhöhten  $\text{NO}_x$ -Emissionen. Durch den Beginn der Flammenausbreitung vom Vorkammerhals aus wird ein Entweichen unverbrannten Gemischs in die Hauptkammer unterdrückt. Dies führt zu verkürzten Brenndauern und erhöhten Spitzendrücken in der Vorkammer. Analog zu den Beobachtungen von Nakazono et al. [59] wurde eine Verringerung der Zyklenschwankungen, jedoch auch eine erhöhte Stickoxidbildung in der Vorkammer dokumentiert. Eine Durchmesserreduzierung der (einzigen) Überströmbohrung verstärkte diese Effekte. Die geringeren Zyklenschwankungen werden zusätzlich mit der Einbaulage der Zündkerze im Vorkammerhals begründet, da hier eine bessere Umspülung der Zündelektroden mit Frischgas gewährleistet ist als im Bereich des Vorkammerkopfes. Zusätzlich zu konventionellen Vorkammerkonzepten wurden gestufte Varianten mit zweigeteiltem Vorkammerbrennraum untersucht, die eine gleichzeitige Reduzierung der  $\text{NO}_x$ - und UHC-Emissionen sowie stark verkürzte Vorkammer-Brenndauern ermöglichten.

Mavinahally et al. [51] beschreiben neben einer Untersuchung unterschiedlicher Geometrien und Zündorte den Einsatz verschiedener Vorkammerwerkstoffe für ungespülte Vorkammerzündkerzen. Als Versuchsträger kam ein für mager vorgemischte Benzin-Verbrennung umgerüsteter Forschungsmotor (Bohrung 87,5 mm,  $\epsilon = 17,5$ ) zum Einsatz. Das Vorkammervolumen betrug ca. 1 % des Kompressionsvolumens. Die Durchmesser der Überström-

bohrungen wurden in einem Bereich von 2 bis 6 mm variiert. Für die größten Bohrungen konnte gegenüber der einfachen Funkenzündung keine Erweiterung der mageren Zündgrenze erreicht werden. Der zu große Bohrungsdurchmesser lässt keine Drucküberhöhung in der Vorkammer zu und verhindert damit die Ausbildung von Zündstrahlen. Wie bei Crane und King [13] wirkte sich eine Zündung im unteren Bereich der Vorkammer (lange Zündelektrode nahe der Überströmbohrungen) günstig auf Zündverzug und Brenndauer der Vorkammer sowie Zyklenschwankungen des Motors aus. Der Betriebsbereich zwischen Aussetzer- und Klopfgrenze konnte gegenüber der Funkenzündung deutlich erweitert werden. Die Untersuchung der eingesetzten Vorkammerwerkstoffe Edelstahl und Kupfer lieferte für die Stahlvariante ein günstigeres UHC-Emissionsverhalten. Dies wird mit der im Vergleich zu Kupfer geringeren Wärmeleitfähigkeit von Stahl und den daraus resultierenden erhöhten Vorkammer-Wandtemperaturen begründet, die einen vollständigeren Ausbrand der Vorkammermischung begünstigen. Eine Messung der Stickoxid-Emissionen wurde nicht vorgenommen.

Röthlisberger und Favrat [72, 74] beschreiben eine umfangreiche Parameterstudie zum Einfluss der Vorkammerkonfiguration auf Motorleistung und Schadstoffemissionen. Von besonderem Interesse ist dabei, dass verschiedene geometrische Parameter weitestgehend isoliert voneinander betrachtet wurden. Verschiedene ungespülte Vorkammervarianten wurden in einem 6-Zylinder BHKW-Gasmotor (Bohrung/Hub = 122/142 mm,  $\epsilon = 12$ ) untersucht. Während sich eine Reduzierung der Gesamtfläche der Überströmbohrungen (Fläche Einzelbohrung  $\times$  Anzahl Bohrungen) positiv auf Brenndauer und Motorwirkungsgrad auswirkte (s. [13, 93]), führte eine zu geringe Überströmfläche zu einer Herabsetzung der Aussetzergrenze. Dies wird mit einer zu hohen Turbulenzintensität in der Vorkammer zum Zündzeitpunkt begründet, die eine stabile Entflammung an der Zündkerze behindert. Eine Verringerung der Bohrungsanzahl von 6 auf 4 (bei konstant gehaltener Gesamtfläche der Bohrungen) bewirkte eine später einsetzende, jedoch schnellere Hauptkammerverbrennung mit geringeren Spitzendrücken. Dies führte zur geringeren  $\text{NO}_x$ - und UHC- bzw. CO-Emissionen sowie Verbesserungen in puncto Wirkungsgrad und Zyklenschwankungen. Dies steht im Gegensatz zur Beobachtung von Nakazono et al. [59], die eine Reduzierung der Zyklenschwankungen durch eine größere Anzahl an Überströmbohrungen erreichten. Eine Veränderung der Orientierung der Überströmbohrungen in Richtung der Zylinder-

wand (geringerer Winkel zwischen Zylinderkopf und Zündstrahl) resultierte vor allem in einer starken Reduzierung der UHC- und CO-Emissionen. Dies wird auf eine verbesserte Verbrennungsführung im Bereich des von Quenchingeffekten beeinflussten Quetschspalts am Zylinderrand zurückgeführt. Für eine Reduzierung des Vorkammervolumens von 3 % auf 2 % des Kompressionsvolumens wurde neben einer Reduzierung der Stickoxidwerte (analog zu [59, 93]) jedoch auch eine Erhöhung der CO- und UHC-Emissionen sowie der zyklischen Schwankungen beobachtet. Dies wird mit einer durch die niedrigeren Vorkammerdrücke bedingten geringen Eindringtiefe der Zündstrahlen erklärt. Die Untersuchung unterschiedlicher Vorkammergeometrien, u.a. trichterförmig und nahezu zylindrisch, ergab in allen Punkten Vorteile für die trichterförmige Ausführung mit engem Vorkammerhals.

Hinsichtlich des Einflusses geometrischer Vorkammerparameter lassen sich die wichtigsten Ergebnisse aus den genannten Quellen wie folgt zusammenfassen:

- **Vorkammervolumen:**

Ein großes Vorkammervolumen wirkt sich positiv auf eine Erweiterung der Aussetzergrenze und geringe Zyklenschwankungen aus. Eine vollständige Verbrennung der Hauptladung wird durch die intensive Vorkammerverbrennung und die große Reichweite der Zündstrahlen begünstigt. Ein zu großes Volumen wirkt sich negativ auf die  $\text{NO}_x$ -Emissionen aus [13, 59, 72, 74, 93].

- **Vorkammergeometrie:**

Eine trichterförmige Geometrie mit engem Vorkammerhals bewirkt eine Intensivierung der Vorkammerverbrennung. Dies führt zu stärker ausgebildeten Zündstrahlen und geringeren Zyklenschwankungen, jedoch auch zu erhöhten  $\text{NO}_x$ -Emissionen [72, 74].

- **Anzahl und Durchmesser der Überströmbohrungen:**

Eine Verringerung der Überströmfläche führt zu einer Intensivierung der Vorkammerverbrennung und der Zündstrahlen [72, 74]. Der Einfluss der Bohrungsanzahl auf die Zyklenschwankungen ist für unterschiedliche Quellen widersprüchlich ([72, 74] vs. [59]) und vermutlich stark abhängig von anderen Vorkammerparametern (z.B. gespülte vs. ungespülte VK etc.). Während zu große Bohrungsdurchmesser als hinderlich für

die Ausbildung intensiver Zündstrahlen angesehen werden [51], führen zu geringen Bohrungsdurchmessern vermutlich aufgrund der hohen Vorkammerturbulenz vor allem bei ungespülten Vorkammern zu Zündaussetzern [72, 74].

- **Orientierung der Überströmbohrungen:**

Eine Orientierung der Bohrungen in Richtung der Zylinderwand (geringerer Winkel zwischen Zylinderkopf und Zündstrahl) führt bei unveränderten Zyklenschwankungen v.a. zu reduzierten CO- und UHC-Emissionen. Dadurch können bei weiterer Abmagerung der Ladung auch die Stickoxidemissionen verringert werden [72, 74].

- **Zündort in der Vorkammer:**

Eine Verlagerung des Zündorts in den Halsbereich der Vorkammer begünstigt eine schnelle Vorkammerverbrennung. Die erhöhten Vorkammerdrücke führen zu einem Anstieg der NO<sub>x</sub>-Emissionen, jedoch auch zu einer Reduzierung der UHC-Emissionen und der Zyklenschwankungen [13, 51].

### 2.2.2 Optisch untersuchte Vorkammerkonzepte

Die im vorigen Abschnitt (s. Kap. 2.2.1) beschriebenen Arbeiten beschäftigen sich vornehmlich mit globalen Betrachtungen unterschiedlicher Vorkammerkonzepte und ihrer Einflüsse auf das motorische Betriebsverhalten. Aufgrund fehlender Möglichkeiten zur Durchführung optischer Messungen werden dabei Parameter wie z.B. die Eindringtiefe der Zündstrahlen lediglich aus der Interpretation von Druckschrieben und Emissionsmessungen gewonnen. Die physikalisch-chemischen Mechanismen, die zur Zündung der Hauptladung führen, können damit nicht detailliert untersucht werden. Im Folgenden sollen daher einige Arbeiten vorgestellt werden, die sich bei der Entwicklung von Vorkammerkonzepten auch auf optische Untersuchungen stützen.

Aufgrund der einfachen optischen Zugänglichkeit kommen als Versuchsträger häufig Brennkammern konstanten Volumens zum Einsatz. Eine Übertragbarkeit der Ergebnisse auf reale Motoren ist aufgrund abweichender Randbedingungen (fehlende Kolbenbewegung, Turbulenz etc.) zwar nur bedingt möglich, jedoch wurden auf diese Weise in der Vergangenheit zahlreiche Vorkammerkonzepte untersucht und entwickelt.

Gussak [22] unterscheidet zwei grundlegende Arten von Vorkammerkonzepten für mager betriebene Verbrennungsmotoren. Bis in die 1970er Jahre fanden lediglich auf thermischer Zündung basierende Verfahren Verwendung [22, 71]. Dabei wird die Hauptladung durch heiße Zündstrahlen entflammt, die durch den möglichst vollständigen Ausbrand eines nahstöchiometrischen Vorkammerngemischs gebildet werden. Im Gegensatz dazu beschreibt Gussak ein Konzept, bei dem die Vorkammervverbrennung unter hohem Luftmangel ( $\lambda = 0,4 \dots 0,7$ ) abläuft. Die unvollständige Verbrennung läuft bei relativ geringen Temperaturen (ca. 500 – 800 K niedriger als im stöchiometrischen Fall) ab und führt zur Bildung chemisch hochaktiver Zwischenprodukte (v.a. Wasserstoff- und Methyl-Radikale), deren Überströmen in den Hauptbrennraum zur Zündung der Hauptladung führt. Aus den vorwiegend durch optische Untersuchungen (Schlierenoptik, Chemilumineszenz, Flammenspektroskopie) an Verbrennungszellen und stationären Brennern gewonnenen Erkenntnissen wurde ein Vorkammerzündverfahren für Verbrennungsmotoren entwickelt. Das LAG-Verfahren (LAG: Lavinia Activatsia Gorenia oder Avalanche Activated Combustion) arbeitet mit einem Vorkammervolumen von ca. 2 – 3 % des Kompressionsvolumens. Die Vorkammerprodukte treten mit geringem Impuls (große Überströmbohrung) in die Hauptkammer, werden durch die dort bestehende Ladungsbewegung verteilt und führen zu einer homogenen Zündung der Hauptladung. In Motorversuchen konnte gegenüber der herkömmlichen Funkenzündung ohne Vorkammer eine 5 – 7-fache Verringerung der Zündverzugszeit sowie eine 3 – 4-fach verkürzte Brenndauer der Hauptladung erreicht werden.

Ähnliche Konzepte, die eine Zündung durch Radikale aus einer unterstöchiometrischen Vorkammervverbrennung beschreiben, sind z.B. PJC (Pulsed Jet Combustion) [62], JPIC (Jet Plume Injection Combustion) [26], PFJ (Pulsed Flame Jet) [57] oder das APIR-Verfahren (Auto-inflammation Pilotée par Injection de Radicaux) [71]. Für Einzelheiten zu den teilweise nur geringfügig unterschiedlichen Verfahren sei an dieser Stelle auf die Literatur verwiesen. Alle genannten Veröffentlichungen stützen sich auf die Verwendung ähnlicher optischer Messmethoden zur Charakterisierung der Zündmechanismen. Die gängigsten Methoden sind dabei Hochgeschwindigkeitsaufnahmen in Schlierentechnik, Chemilumineszenzaufnahmen oder die Laserinduzierte Fluoreszenz (LIF). Die letztgenannten dienen dabei vor allem zur Visualisierung chemisch aktiver Spezies während des Zünd- und Verbrennungsprozesses.

Für die optische Untersuchung von Brennverfahren unter realitätsnahen motorischen Betriebsbedingungen bietet sich die Verwendung optisch zugänglicher Motoren (Transparentmotoren) an.

Kawabata und Daichi [34] beschreiben die Untersuchung eines Magermotorkonzepts mit gespülter Vorkammer an einem Transparentmotor (Bohrung/Hub = 150/150 mm,  $\epsilon = 13$ ). Die Messungen erfolgten im Erdgasbetrieb bei einer Luftzahl von  $\lambda = 1,9$ . Durch ein Fenster im Kolben wurde der Austritt der Vorkammerzündstrahlen sowie die Verbrennung der Hauptladung mit einer Hochgeschwindigkeitskamera erfasst. Dabei erfolgte keine Filterung des Flammenleuchtens und somit auch keine Separierung charakteristischer Radikalspezies (z.B.  $\text{OH}^*$ ). Variationsparameter waren die Anzahl der Überströmbohrungen sowie deren Eintrittswinkel in den Hauptbrennraum. Aus der Analyse der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen konnten folgende Ergebnisse gewonnen werden: Ein zu hoher Impuls der Zündstrahlen ist nicht förderlich für eine schnelle Entflammung der Hauptladung, da durch zu hohe Turbulenz Quenchingeffekte auftreten können. Eine Zündung ist erst nach teilweisem Abklingen der Turbulenz möglich. Vorteilhaft wirkt sich hier eine höhere Anzahl an Zündstrahlen (und damit Zündquellen) mit geringerer Turbulenzintensität aus. Für nahezu parallel zum Zylinderkopf eintretende Zündstrahlen konnten wie bei Röthlisberger und Favrat [72] (s. Kap. 2.2.1) geringere UHC-Emissionen bei konstanten  $\text{NO}_x$ -Werten beobachtet werden. Grundsätzlich beschreiben Kawabata und Daichi [34] Effekte, die in ähnlicher Form bereits in den unter Abschnitt 2.2.1 vorgestellten Arbeiten zur Interpretation der Messergebnisse herangezogen werden. Jedoch konnten diese nun durch die optische Analyse des Verbrennungsvorgangs klar belegt werden.

Ein genereller Nachteil von Transparentmotoren gegenüber Vollmotoren ist, dass keine Untersuchungen unter realen motorischen Bedingungen durchgeführt werden können, da die zulässigen Spitzendrücke deutlich niedriger liegen als für reale Maschinen. Die Festigkeits- und auch Kostenproblematik ist insbesondere für den Bereich der Großgasmotoren eklatant, so dass bis dato keine Transparentmotoren in diesen Baugrößen bekannt sind. Sollen optische Analysemethoden an Großgasmotoren unter realen Betriebsbedingungen appliziert werden, so ist eine mögliche Alternative der Einsatz der Lichtleitermesstechnik in Verbindung mit konventionellen Versuchsmotoren. So beschreiben Kogler et al. [40] die Untersuchung eines Vorkammerkonzeptes für Großgasmotoren an einem Forschungsmotor mit einem Zylinderhub-

volumen von ca. 6 Litern. Über mehrere in Hauptbrennraum sowie Vorkammer applizierte Lichtleitersonden wurde der zeitliche und örtliche Verlauf des Flammenleuchtens im Brennraum aufgezeichnet. Die Messdaten wurden zur Bestimmung von Flammenausbreitung und Brenngeschwindigkeiten herangezogen und lieferten gute Übereinstimmung mit Ergebnissen aus der thermodynamischen Druckverlaufsanalyse (DVA) und der CFD-Simulation. Weitere optische Messmethoden, die unter realen Versuchsbedingungen an Versuchsmotoren realisiert werden können, sind beispielsweise die Flammentomographie mit entsprechend modifizierten Zylinderkopfdichtungen [40] oder die spektroskopische Untersuchung des Flammenleuchtens durch optische Sonden [56, 65].

Hinsichtlich der in der Literatur beschriebenen Versuchsplattformen zur optischen Untersuchung gasmotorischer Vorkammerkonzepte ergibt sich zusammengefasst folgendes Bild:

- Die meisten Untersuchungen finden an Voll- und Versuchsmotoren ohne optische Zugangsmöglichkeiten statt. Hierbei bilden die thermodynamische Druckverlaufsanalyse sowie Temperatur- und Emissionsmessungen in Ansaug- und Abgastrakt die experimentelle Grundlage der Brennverfahrensentwicklung.
- Optische Untersuchungen innovativer Vorkammerkonzepte finden hauptsächlich an Verbrennungszellen sowie Transparentmotoren statt. Verbrennungszellen lassen keine Abbildung realer motorischer Bedingungen zu. Transparentmotoren bieten diesbezüglich verbesserte Möglichkeiten, sind aber konstruktionsbedingt in den für Großgasmotoren üblichen Baugrößen kaum darstellbar und zudem sehr teuer.
- Optische Untersuchungen unter realen motorischen Bedingungen lassen sich vornehmlich durch lichtleiterbasierte Verfahren bewerkstelligen, die an konventionelle Versuchsmotoren appliziert werden. Die Qualität der örtlichen Auflösung bildgebender optischer Verfahren kann damit jedoch nicht erreicht werden.



## 2.3 Zielsetzung der Arbeit

Ziel der vorliegenden Arbeit war die Neuentwicklung einer Versuchsanlage zur Untersuchung des Zünd- und Verbrennungsvorgangs in einem Großgasmotor mit Vorkammerzündung. Die Anlage sollte die Möglichkeit bieten, das Zündverhalten in der Vorkammer sowie den Einfluss der Zündstrahlen auf die Zündung der Hauptladung mit Hilfe optischer Messmethoden zu untersuchen. Weiterhin sollte die Möglichkeit bestehen, eine kontinuierliche Abfolge mehrerer repetierender Verbrennungszyklen unter möglichst motornahen Randbedingungen zu analysieren, um Erkenntnisse bezüglich am Realmotor beobachteter Zyklenschwankungen zu erlangen.

Ausgangspunkt für die Dimensionierung der Anlage war das bei der Fa. MAN Diesel SE entwickelte PGI-Brennverfahren (s. Kap. 2.1.3). Vorkammer und Hauptbrennraum des Versuchsträgers sollten der Geometrie des Motors MAN 32/40 PGI nachempfunden werden und über verschiedene Zugangsmöglichkeiten zur Applikation optischer Messtechniken verfügen. Der Aufbau eines optisch zugänglichen Motors war aufgrund der vorgegebenen Baugröße und der Forderung nach einer Abbildung der im Realmotor vorherrschenden Spitzendrücke (bis 200 bar) und Zylinderwandtemperaturen (bis 300 °C) nicht angestrebt. Bei dem zu realisierenden Versuchsträger sollte vielmehr eine optisch zugängliche Hochdruck-Verbrennungszelle konstanten Volumens aufgebaut werden, die – angelehnt an Drehzahl bzw. Zyklusdauer des realen Motors – repetierend mit Frischgas beladen, gezündet, und wieder entleert werden kann. Aufgrund dieser dynamischen und periodischen Be- und Entladbarkeit wird im Folgenden der Begriff „Dynamische Zelle“ (DZ) als Synonym für die Versuchsanlage bzw. deren Brennkammer verwendet. Die thermodynamischen Zustandsgrößen der Frischladung zum Zündzeitpunkt (Kompressionsenddruck und -temperatur) sollten trotz der nicht vorhandenen Kolbenbewegung durch externe Vorkonditionierung des Gemischs realisiert werden können.

Die vorliegende Arbeit beschreibt im weiteren Verlauf die Konzeptionierung und den Aufbau der Versuchsanlage. Auslegung und Funktion charakteristischer Anlagenkomponenten sowie der Messtechnik werden dabei detailliert beschrieben. An ausgewählten Untersuchungen zum Vorkammerkonzept des PGI-Motors wird die Funktionsfähigkeit der Anlage demonstriert.



## **3 Anforderungen an die Versuchsanlage**

In diesem Kapitel werden die Randbedingungen für die Auslegung der Versuchsanlage beschrieben. Ausgehend von den Daten des PGI-Motors werden zunächst die Anforderungen an die Brennraumgeometrie der Dynamischen Zelle abgeleitet. Eine thermodynamische Abschätzung der abzubildenden motorischen Zustandsänderungen ergibt die Anforderungen an die Festigkeit der Brennkammer. Anhand der Zeitskalen des motorischen Arbeitspiels werden die Anforderungen bzgl. der periodischen und dynamischen Beladbarkeit der Zelle sowie die Anforderungen an die Anlagenperipherie definiert. Abschließend werden die Anforderungen an die optische Zugänglichkeit vorgestellt.

### **3.1 Technische Daten des PGI-Motors**

Der Großgasmotor MAN 32/40 PGI wurde bei der Fa. MAN Diesel SE als Teil der 4-Takt-Motorenreihe 32/40 entwickelt. In Tabelle 3.1 sind die wichtigsten Motordaten zusammengefasst. Wichtig für die Auslegung des Versuchstandes sind dabei vor allem die Daten zu Brennraumgeometrie und Motordrehzahl.

### **3.2 Geometrische Randbedingungen**

Bei der Gestaltung der Brennraumgeometrie waren mehrere Anforderungen zu erfüllen: Zum einen sollten die Brennraumabmaße des PGI-Motors (s. Tab. 3.1) möglichst originalgetreu wiedergegeben werden. Gleichzeitig sollte eine geometrische Ähnlichkeit mit bereits am Lehrstuhl für Thermodynamik vorhandenen Versuchsträgern eingehalten werden, um optimale Vergleichsmöglichkeiten mit auf diesen Anlagen gewonnenen Ergebnissen zu gewährleisten.

Parameter	Einheit	MAN 32/40 PGI
Bohrung $d$	mm	320
Hub $s$	mm	400
Hub/Bohrung-Verhältnis $s/d$	–	1,25
Nenndrehzahl $n_N$	$\text{min}^{-1}$	750
mittlere Kolbengeschwindigkeit $c_m$	m/s	10
spezifischer effektiver Mitteldruck $p_{me}$	bar	22,4
Zylindernennleistung $P_z$	kW	450
Wirkungsgrad $\eta_{eff}$	%	> 46,0

**Tabelle 3.1:** Technische Daten des PGI-Motors [25].

Bei den Versuchsträgern handelt es sich um eine schnelle Kompressionsmaschine (Einhubtriebwerk, EHT) sowie eine statisch beladbare Hochdruck-Verbrennungszelle (Statische Zelle), die beide über umfangreiche Zugangsmöglichkeiten zur Durchführung optischer Messungen verfügen. Detaillierte Beschreibungen der Versuchsträger finden sich bei Dorer [16] bzw. Prechtl [69].

Bei der Dimensionierung der Dynamischen Zelle wurde der Forderung nach geometrischer Ähnlichkeit mit den vorhandenen Versuchsträgern höheres Gewicht eingeräumt. Auf eine exakte Nachbildung des Brennraums des PGI-Motors wurde verzichtet und der Brennraumdurchmesser der Dynamischen Zelle wurde identisch zu dem der Statischen Zelle gewählt. Die wichtigsten geometrischen Größen aller Versuchsträger sind in Tabelle 3.2 gegeben.

Parameter	Einheit	Einhubtriebwerk	Stat. Zelle	Dyn. Zelle
Bohrung $d$	mm	220	252	252
Hub $s$	mm	max. 360	–	–
Verdichtungsverhältnis $\epsilon$	–	max. 25	–	–
Brennraumhöhe $h$	mm	abh. von $\epsilon$	max. 40	25 / 35
maximal zulässiger Druck $p_{zul}$	bar	200	200	200
zulässige Vorheiztemperatur $T_{zul}$	°C	–	–	300

**Tabelle 3.2:** Technische Daten der am Lehrstuhl für Thermodynamik vorhandenen Versuchsträger Einhubtriebwerk [16], Statische Zelle [69] und Dynamische Zelle.

Bei quasimotorischer Betrachtungsweise kann der Brennraum der Dynamischen Zelle als Motorbrennraum mit Kolbenstellung im oberen Totpunkt (OT) angesehen werden. Um unterschiedliche (theoretische) Verdichtungsverhältnisse im Bereich von  $\epsilon = 10 \dots 14$  abbilden zu können, sollte die Brennraumhöhe variabel gestaltet werden. Unter Beibehaltung des Hub/Bohrungsverhältnisses des PGI-Motors von  $(s/d)_{\text{PGI}} = 1,25$  (s. Tab. 3.1) ergibt sich für die Dynamische Zelle ein theoretischer Kolbenhub von

$$s_{\text{DZ,theor}} = (s/d)_{\text{PGI}} \cdot d_{\text{DZ}} = 315 \text{ mm} . \quad (3.1)$$

Damit kann ein theoretisches Hubvolumen zu

$$V_{\text{s,DZ,theor}} = \frac{d_{\text{DZ}}^2 \pi}{4} \cdot s_{\text{DZ,theor}} \quad (3.2)$$

bestimmt werden. Mit der festzulegenden Brennraumhöhe  $h_{\text{DZ}}$  ergibt sich das Brennraumvolumen

$$V_{\text{DZ}} = \frac{d_{\text{DZ}}^2 \pi}{4} \cdot h_{\text{DZ}} , \quad (3.3)$$

welches bei der Bestimmung eines theoretischen Verdichtungsverhältnisses  $\epsilon_{\text{DZ,theor}}$  als Kompressionsvolumen interpretiert werden kann:

$$\epsilon_{\text{DZ,theor}} = \frac{V_{\text{DZ}} + V_{\text{s,DZ,theor}}}{V_{\text{DZ}}} . \quad (3.4)$$

Kürzen des Terms für die Kolbenfläche in Gleichung 3.2 und 3.3 und Umstellen von Gleichung 3.4 liefert die Beziehung für die Brennraumhöhe  $h_{\text{DZ}}$  in Abhängigkeit des theoretischen Verdichtungsverhältnisses:

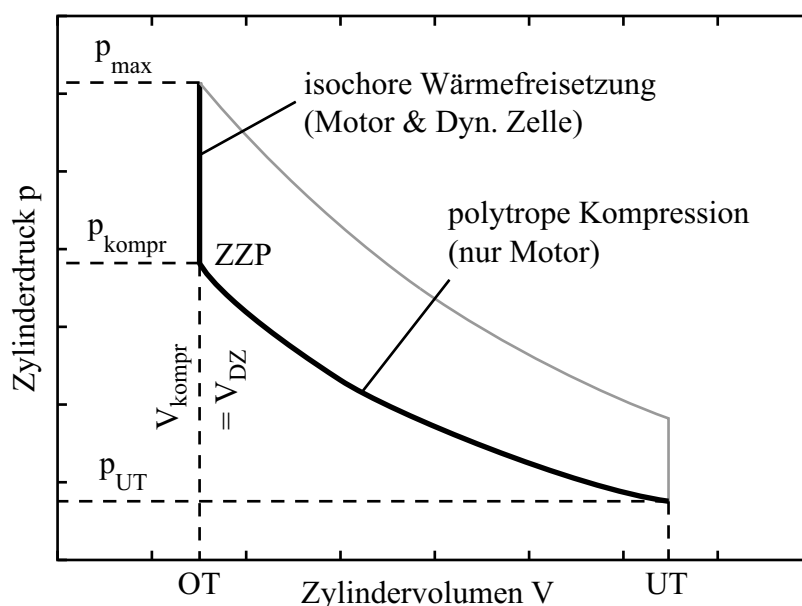
$$\epsilon_{\text{DZ,theor}} = \frac{h_{\text{DZ}} + s_{\text{DZ,theor}}}{h_{\text{DZ}}} , \quad (3.5)$$

$$h_{\text{DZ}} = \frac{s_{\text{DZ,theor}}}{\epsilon_{\text{DZ,theor}} - 1} . \quad (3.6)$$

Für theoretische Verdichtungsverhältnisse von  $\epsilon_{\text{DZ,theor}} = 10$  bzw. 14 ergeben sich Brennraumhöhen von  $h_{\text{DZ}} = 35$  bzw. 24,3 mm. Die für die Dynamische Zelle gewählten Maße (25 bzw. 35 mm) sind ebenfalls in Tabelle 3.2 aufgeführt.

### 3.3 Thermodynamische Randbedingungen

Der Hochdruckzyklus im Realmotor kann näherungsweise durch den Otto-Vergleichsprozess, bestehend aus isentroper bzw. polytroper Kompression, isochorer Wärmezufuhr, isentroper bzw. polytroper Expansion und isochorer Wärmeabfuhr, dargestellt werden [77]. Durch die fehlende Kolbenbewegung im Brennraum der Dynamischen Zelle erfolgt keine Kompression und damit auch kein Temperaturanstieg der Brennraumladung. Um zum Zündzeitpunkt (ZZP, Kolben im oberen Totpunkt, OT) motorähnliche Werte für Kompressionsdruck und -temperatur zu erreichen, muss das in den Brennraum eintretende Gemisch entsprechend vorkonditioniert werden. Abbildung 3.1 zeigt die Zustandsänderungen im Motor. In der Dynamischen Zelle kann nur die isochore Wärmefreisetzung ab abgebildet werden.



**Abbildung 3.1:** Otto-Vergleichsprozess zur Veranschaulichung der Vorgänge im Motor gegenüber der Dynamischen Zelle. Der thermodynamische Zustand zum Zündzeitpunkt (ZZP) muss im Zellversuch ohne Kolbenkompression erreicht werden.

### 3.3.1 Kompressionszustand

Sind bei Kompressionsbeginn (Kolben im unteren Totpunkt, UT) Druck  $p_{UT}$  und Temperatur  $T_{UT}$  bekannt, so ergeben sich Kompressionstemperatur  $T_{\text{kompr}}$  und -druck  $p_{\text{kompr}}$  aus der polytropen Zustandsänderung eines idealen Gases zu [77]:

$$T_{\text{kompr}} = T_{UT} \cdot \left( \frac{V_{UT}}{V_{OT}} \right)^{n-1} = T_{UT} \cdot \epsilon^{n-1}, \quad (3.7)$$

$$p_{\text{kompr}} = p_{UT} \cdot \epsilon^n. \quad (3.8)$$

Darin sind  $\epsilon$  das Verdichtungsverhältnis und  $n$  der Polytropenexponent der Zustandsänderung. Letzterer ist bei Annahme einer Wärmeabfuhr über die Zylinderwand während der Kompression stets kleiner als der Isentropenexponent  $\kappa$  des Gemischs [77]. Dieser ist seinerseits von Gastemperatur und Gemischzusammensetzung abhängig. Nach Auer [3] und Klimstra [37] kann für magere Erdgas-Luft-Mischungen mit Luftzahl  $\lambda \approx 2,0$  ein über den Arbeitsprozess gemittelter Wert von  $\kappa \approx 1,38$  angenommen werden. Im Rahmen der Auslegungsrechnung wurde unter Vernachlässigung der Wandwärmeverluste mit einem Polytropenexponenten von  $n = \kappa = 1,38$  gerechnet. In Tabelle 3.3 sind die Eingangsgrößen sowie der berechnete Kompressionsendzustand aufgeführt, der als Basis für die weitere Berechnung der Maximalwerte von Druck und Temperatur in der Dynamischen Zelle dient (s. Kap. 3.3.2).

Parameter	Einheit	Wert
Brennraumhöhe $h$	mm	35
Verdichtungsverhältnis $\epsilon$	–	10
Polytropenexponent $n$	–	1,38
Druck zu Kompressionsbeginn $p_{UT}$	bar	3
Temperatur zu Kompressionsbeginn $T_{UT}$	K	313
Kompressionsdruck $p_{\text{kompr}}$	bar	$\approx 72$
Kompressionstemperatur $T_{\text{kompr}}$	K	$\approx 750$

**Tabelle 3.3:** Eingangsgrößen und berechneter Kompressionsendzustand im Motor.

### 3.3.2 Spitzendruck und -temperatur

Die Spitzentemperatur während des Verbrennungsprozesses wird in Anlehnung an den idealen Otto-Vergleichsprozess durch eine isochore Wärmefreisetzung modelliert (s. Abb. 3.1). Diese findet durch die vollständige Umsetzung des in der Ladung vorliegenden Brennstoffs statt. Eine Wärmeübertragung über die Zylinderwand wird in der Auslegungsrechnung nicht berücksichtigt. Die Spitzentemperatur  $T_{\max}$  in der Zelle kann somit durch die adiabate Flammentemperatur  $T_{\text{ad}}$  bei konstantem Volumen ausgedrückt werden ( $T_{\max} = T_{\text{ad}}$ ). Für eine Beschreibung der Berechnungsmethode zur Bestimmung von  $T_{\text{ad}}$  sei an dieser Stelle auf die Literatur verwiesen [78, 92]. Der zur Spitzentemperatur  $T_{\max}$  gehörige Spitzendruck  $p_{\max}$  ergibt sich über eine isochore Zustandsänderung für ideale Gase zu

$$p_{\max} = \frac{T_{\max}}{T_{\text{kompr}}} \cdot p_{\text{kompr}} \quad (3.9)$$

Für den nach den Gleichungen 3.7 und 3.8 berechneten Kompressionszustand (s. Tab 3.3) ergeben sich für einen Luftzahlbereich von  $\lambda = 1,8 \dots 2,4$  die in Tabelle 3.4 angeführten Näherungswerte für die adiabate Flammentemperatur und den Maximaldruck.

Parameter	Einheit	Wert			
Kompressionsdruck $p_{\text{kompr}}$	bar	72			
Kompressionstemperatur $T_{\text{kompr}}$	K	750			
Luftzahl $\lambda$	–	1,8	2,0	2,2	2,4
Spitzentemperatur $T_{\max} (= T_{\text{ad}})$	K	2002	1900	1807	1729
Spitzendruck $p_{\max}$	bar	192	182	173	166

**Tabelle 3.4:** Maximalwerte für Druck und Temperatur in der Dynamischen Zelle bei Annahme einer isochoren Wärmefreisetzung ohne Wärmeverluste. Die zu den angegebenen Luftzahlen gehörigen Spitzentemperaturen entsprechen jeweils der adiabaten Flammentemperatur bei konstantem Volumen [92].

Die Berechnung des Arbeitsprozesses durch den Otto-Vergleichsprozess beinhaltet einige idealisierte Annahmen, die in der Realität nicht gegeben sind. Dazu gehören v.a. die Vernachlässigung von Wandwärmeverlusten und die Annahme einer instantanen Wärmefreisetzung [52, 64, 77]. Dadurch ergeben sich Werte für Maximaldruck und -temperatur, die real in dieser Höhe nicht



erreicht werden können. Durch die Auslegung der Dynamischen Zelle auf diese Maximalwerte wird somit ein sicherer Betrieb der Anlage gewährleistet. Der zulässige Spitzendruck wurde zu  $p_{zul} = 200 \text{ bar}$  festgelegt (s. Tab. 3.2).

### 3.4 Motordrehzahl und Zykluszeiten

Wie in Kapitel 2 beschrieben, haben die Strömungsverhältnisse in der Vorkammer großen Einfluss auf den Zündprozess. Von entscheidender Bedeutung ist dabei der Einströmvorgang des Frischgases durch die Überströmbohrungen in die Vorkammer. Im Motor haben Kolbengeschwindigkeit und Ladungsbewegung während des Kompressionstakts direkte Auswirkungen auf diesen Vorgang. In einer Verbrennungszelle kann dies konstruktionsbedingt nicht realisiert werden. Um den Einfluss dynamischer Strömungsverhältnisse auf die Vorkammerzündung im Zellversuch dennoch bestmöglich nachbilden zu können, sollten die Zeitspannen für Befüllung, Verbrennung und Ladungswechsel den Zykluszeiten eines realen motorischen Arbeitsspiels (ASP) nachempfunden werden.

Der PGI-Motor (s. Tab. 3.1) läuft bei einer konstanten Nenndrehzahl von

$$n_N = 750 \text{ min}^{-1} = 12,5 \text{ s}^{-1} . \quad (3.10)$$

Die Dauer einer Kurbelwellenumdrehung  $\Delta t_N$  ergibt sich damit zu

$$\Delta t_N = \frac{1}{n_N} = 80 \text{ ms} . \quad (3.11)$$

Für ein Arbeitsspiel eines 4-Takt-Motors, bestehend aus Hochdruckzylus und Ladungswechselschleife, sind zwei Kurbelwellenumdrehungen notwendig. Die Gesamtdauer  $\Delta t_{ASP}$  eines Arbeitsspiels beträgt damit

$$\Delta t_{ASP} = 2 \cdot \Delta t_N = 160 \text{ ms} . \quad (3.12)$$

Das Arbeitsspiel der Dynamischen Zelle wurde in Anlehnung an die motorischen Zeitskalen in drei Takte unterteilt, die aufsummiert die Gesamtdauer eines motorischen Arbeitsspiels von  $\Delta t_{\text{ASP}} = 160 \text{ ms}$  ergeben. Sie setzen sich wie folgt zusammen:

- **Beladung:**

Die Zeitspanne zur Beladung der Dynamischen Zelle wird durch das Öffnungs- und Schließverhalten der Einlassventile vorgegeben. Die Zeitpunkte „Einlass öffnet“ (EÖ) und „Einlass schließt“ (ES) definieren die Dauer  $\Delta t_{\text{EÖ} \rightarrow \text{ES}}$  des Einströmvorgangs. Diese entspricht der Dauer des Kompressionstaktes im Motor (1/2 Kurbelwellenumdrehung):

$$\Delta t_{\text{EÖ} \rightarrow \text{ES}} = \frac{1}{2} \cdot \Delta t_{\text{N}} = 40 \text{ ms} . \quad (3.13)$$

- **Zündung und Verbrennung:**

Während der Verbrennung bleibt die Zelle geschlossen. Das Ende des Verbrennungstaktes wird durch Öffnen der Auslassventile zum Zeitpunkt „Auslass öffnet“ (AÖ) bestimmt. Die Zeitspanne  $\Delta t_{\text{ES} \rightarrow \text{AÖ}}$  wird entsprechend der Dauer des Expansionstaktes im Motor (1/2 Kurbelwellenumdrehung) festgelegt:

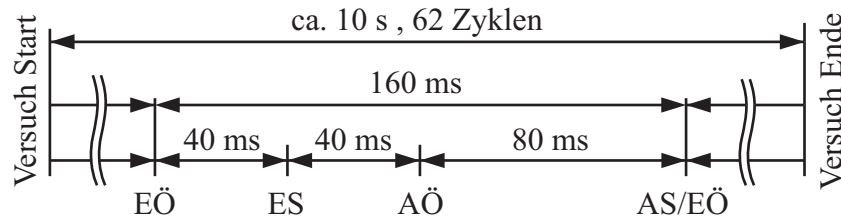
$$\Delta t_{\text{ES} \rightarrow \text{AÖ}} = \frac{1}{2} \cdot \Delta t_{\text{N}} = 40 \text{ ms} . \quad (3.14)$$

- **Entleerung:**

Die verbleibende Dauer des Arbeitsspiels, die im Motor für den Ladungswechsel benötigt wird (1 Kurbelwellenumdrehung), steht für die Entleerung der Dynamischen Zelle zur Verfügung. Das Schließen der Auslassventile zum Zeitpunkt „Auslass schließt“ (AS) erfolgt unmittelbar vor dem erneuten Öffnen des Einlassventils. Die Zeitspanne  $\Delta t_{\text{AÖ} \rightarrow \text{AS}}$  ist damit festgelegt zu

$$\Delta t_{\text{AÖ} \rightarrow \text{AS}} = \Delta t_{\text{N}} = 80 \text{ ms} . \quad (3.15)$$

Im periodischen Betrieb der Anlage sollte eine Gesamtversuchsdauer von  $\Delta t_{\text{Vers}} \approx 10 \text{ s}$  erreicht werden. Daraus ergibt sich eine Gesamtzahl aufeinander folgender Verbrennungszyklen von  $n_{\text{Z}} \approx 62$ . In Abbildung 3.2 sind die genannten Taktzeiten für ein Arbeitsspiel eines Versuchs dargestellt.



**Abbildung 3.2:** Schematische Darstellung der Zykluszeiten eines Arbeitsspiels der dynamischen Zelle.

### 3.5 Massenströme und Vorheiztemperatur

Die Anlagenperipherie sollte so ausgelegt werden, dass der Kompressionszustand (s. Kap. 3.3.1) während des kurzen Beladungsvorgangs der Zelle ( $\Delta t_{EÖ \rightarrow ES} = 40 \text{ ms}$ , s. Kap. 3.4) erreicht wird. Dies erfordert sowohl die Bereitstellung des erforderlichen Frischgasmassenstroms während der Einströmphase wie auch das nötige Druck- und Temperaturniveau in der Zufuhrleitung. Die Abschätzung der auftretenden Massenströme erfolgt über die Berechnung des Einströmvorgangs in die Brennkammer mittels einer Energiebilanz (s. Anh. A.1).

Ist die spezifische Enthalpie  $h_{\text{ein}}$  des eintretenden Gasgemischs innerhalb eines Zeitschritts  $\Delta t = t_2 - t_1$  konstant, so ergibt sich unter Vernachlässigung von Wandwärmeverlusten die Änderung  $\Delta U$  der inneren Energie des Systeminhalts zu

$$\Delta U = U_2 - U_1 = \dot{m}_{\text{ein}} \cdot \Delta t \cdot h_{\text{ein}} . \quad (3.16)$$

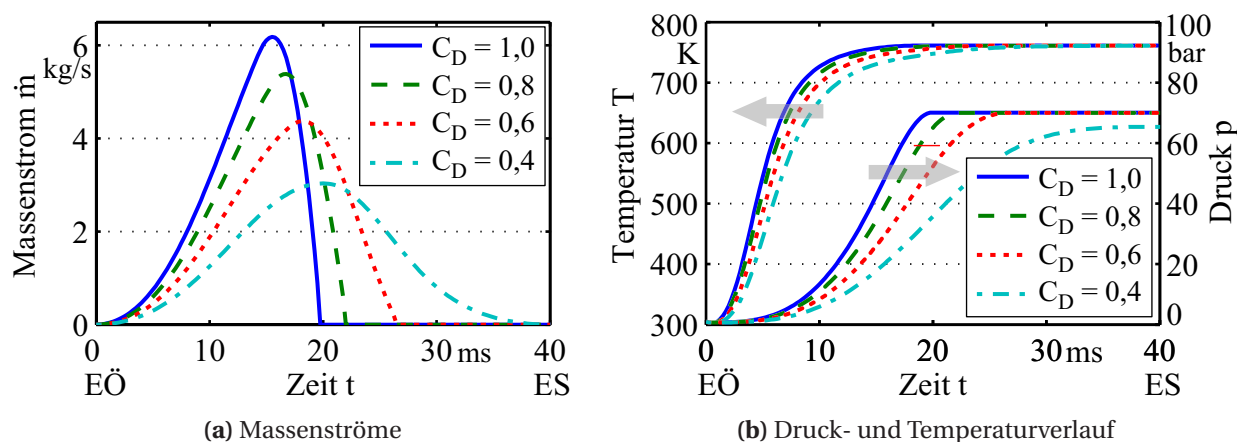
Dabei entspricht  $\dot{m}_{\text{ein}}$  dem während des Zeitschritts durch die Einlassventile tretenden Massenstrom

$$\dot{m}_V = \dot{m}_{\text{ein}} = C_D \cdot \rho_V \cdot A_{\text{min}} \cdot c_V . \quad (3.17)$$

Der durchströmte minimale Einlassquerschnitt  $A_{\text{min}}$  kann bei Vorgabe von Ventilgeometrie und -hub gemäß Anhang A.1.3 berechnet werden. Die Dichte  $\rho_V$  sowie die Strömungsgeschwindigkeit  $c_V$  im engsten Ventilquerschnitt können mit Hilfe des Druckverhältnisses zwischen Brennkammer und Zufuhrleitung sowie Temperatur und Zusammensetzung des Frischgases ermittelt werden (s. Anh. A.1.2). Der maximale Massenstrom ergibt sich, wenn für den zunächst unbekanntem empirischen Durchflussbeiwert des Einlasstraktes der Wert  $C_D = 1$  eingesetzt wird.

Druck  $p_2$  und Temperatur  $T_2$  in der Brennkammer am Ende jedes Zeitschritts können aus der inneren Energie  $U_2$  (Gl. 3.16) des Brennkammerinhalts gewonnen werden. Der Einströmvorgang ist beendet, wenn keine Druckdifferenz zwischen Zuleitung und Brennkammer mehr vorhanden ist. Eine ausführliche Beschreibung des Einströmvorgangs findet sich in Anhang A.1.

Für die Auslegung der Anlagenperipherie wurden die geometrischen Daten der Ein- und Auslassventile vorgegeben (s. Kap. 4.2.4). Der während des Beladevorgangs durch die Ventile tretende Massenstrom  $\dot{m}_{\text{ein}}$  ist exemplarisch in Abbildung 3.3a für verschiedene Werte des Durchflussbeiwerts  $C_D$  dargestellt.



**Abbildung 3.3:** Eintretende Massenströme (a) sowie Druck- und Temperaturverlauf (b) in der Dynamischen Zelle während des Beladevorgangs für verschiedene Werte des Durchflussbeiwerts  $C_D$ .

Die maximalen Massenströme variieren je nach Durchflussbeiwert im Bereich von  $\dot{m}_{\text{max}} \approx 3 \dots 6$  kg/s (s. Abb. 3.3a). Für den über die Einströmdauer gemittelten Massenstrom ergibt sich in allen Fällen ein Wert von  $\dot{m} \approx 1,3$  kg/s. Abbildung 3.3b zeigt, ausgehend von atmosphärischen Startbedingungen zu Beginn des Einströmvorgangs, jeweils den Druck- und Temperaturverlauf in der Zelle. Für das aus der Zuleitung (Mischrohr MR, s. Kap. 4) einströmende Gemisch wurde der folgende konstante Zustand angenommen:  $p_{\text{MR}} = 70$  bar,  $T_{\text{MR}} = 570$  K,  $\lambda_{\text{MR}} = 2,0$ . Aus Abbildung 3.3b wird deutlich, dass erst für einen Durchflussbeiwert von  $C_D = 0,4$  Probleme bzgl. des vollständigen Druckausgleichs zwischen Zelle und Zuleitung während der Beladungsphase zu erwarten sind. Für alle übrigen Werte ist der Einströmvorgang bereits deutlich vor ES abgeschlossen (s. Abb. 3.3a). Im Betrieb der Anlage ergab sich die beste Übereinstimmung zwischen berechneten und gemessenen Druckverläufen für Durchflussbeiwerte von  $C_D \approx 0,5$ .

Die Temperatur in der Zelle am Ende des Einströmvorgangs ist mit ca. 750 K (s. Abb. 3.3b) deutlich höher als die Temperatur des einströmenden Frischgases ( $T_{\text{MR}} = 570 \text{ K}$ ). Dies kann nach Gleichung 3.16 mit der in der Frischgasenthalpie  $h_{\text{ein}}$  enthaltenen spezifischen Verschiebearbeit  $w_s = p_{\text{ein}} v_{\text{ein}}$  erklärt werden, die dem System zusätzlich zur spezifischen inneren Energie  $u_{\text{ein}}$  des Frischgases zugeführt wird ( $h = u + p v$ , [77]). Damit kann die gewünschte Kompressionstemperatur von  $T_{\text{kompl.}} \approx 750 \text{ K}$  (s. Kap. 3.3.1) in der Zelle bereits bei niedrigeren Vorheiztemperaturen der Frischladung erreicht werden. Voraussetzung dafür ist jedoch ein durchgehend beheizter Versuchsaufbau, so dass die Annahme eines adiabaten Einströmvorgangs gerechtfertigt werden kann.

Um die Druckverluste in den Zufuhrleitungen möglichst gering zu halten, sollten die Strömungsgeschwindigkeiten trotz der hohen Gasmassenströme moderat bleiben. Als Beispiel für die Dimensionierung der Leitungsquerschnitte sei hier der gewählte Mischrohrdurchmesser von  $d_{\text{MR}} = 38 \text{ mm}$  genannt. Für den o.g. Zustand des Frischgases im Mischrohr und die in Abbildung 3.3 dargestellten Massenströme ergeben sich maximale Strömungsgeschwindigkeiten von  $c_{\text{MR,max}} \approx 60$  bis  $120 \text{ m/s}$ . Diese treten jedoch nur sehr kurzzeitig auf und sind, speziell für den nur theoretisch erreichbaren Durchflussbeiwert von  $C_D = 1$  (s. Gl. 3.17), unrealistisch hoch. Die dem mittleren Massenstrom  $\dot{m} \approx 1,3 \text{ kg/s}$  entsprechende Strömungsgeschwindigkeit ist mit  $\bar{c}_{\text{MR}} \approx 27 \text{ m/s}$  deutlich geringer. Die übrigen Leitungsquerschnitte der Gasversorgung wurden entsprechend dimensioniert.

### 3.6 Optische Zugänglichkeit

Die Dynamische Zelle sollte mit guten Zugangsmöglichkeiten zur Durchführung optischer Messungen ausgestattet werden. Als Beispiele seien die Aufnahme von Chemilumineszenzmissionen, die Laserinduzierte Fluoreszenz (LIF) oder Aufnahmen in Schieren- bzw. Schattentechnik genannt. Gemäß den Anforderungen der verschiedenen Messtechniken, die hier nicht weiter diskutiert werden, wurden die folgenden optischen Zugänge festgelegt:

- **Optische Zugangsmöglichkeiten zum Hauptbrennraum**
  - 1 Zugang im Brennraumboden mit Blickrichtung auf die Unterseite des Zylinderkopfes.
  - 3 rechtwinklig zueinander angeordnete seitliche Zugänge.
- **Optische Zugangsmöglichkeiten zur Vorkammer**
  - 3 rechtwinklig zueinander angeordnete seitliche Zugänge über einen optional einsetzbaren Glasring.

Für Untersuchungen der OH<sup>\*</sup>-Chemilumineszenz (Emissionswellenlänge um 306 nm, s. Kap. 5.3) oder der Laserinduzierten Fluoreszenz des OH-Radikals (Anregungswellenlänge ca. 283 nm, Emissionswellenlänge um 306 nm) ist eine hohe Transmission der optischen Komponenten im ultravioletten Spektralbereich erforderlich. Alle optischen Einsätze wurden daher aus synthetischem Quarzglas (Typ Corning 7980-5F, Fa. Optico Industrieoptik) gefertigt, welches neben guten Transmissionseigenschaften im UV-Bereich einen geringeren Anteil an Verunreinigungen aufweist als natürliches Quarzglas. Neben metallischen Verunreinigungen ist dabei auch Wasser in Form von Hydroxyl-Gruppen (OH) in der Kristallstruktur gebunden [27]. Ein zu hoher OH-Anteil kann für die Durchführung von OH-LIF-Messungen problematisch sein, wenn die anregende Laserstrahlung Fluoreszenzerscheinungen im Glas verursacht, die dem eigentlichen Nutzsignal überlagert sind. Der OH-Anteil des oben genannten Glasstyps ist mit ca. 1000 ppm [12] zwar vergleichsweise hoch<sup>1</sup>, jedoch konnten in Testmessungen (OH-LIF) keine Fluoreszenzerscheinungen im Glas beobachtet werden.

---

<sup>1</sup> Synthetisches Quarzglas kann je nach Herstellungsart einen hohen (> 1000 ppm) oder auch sehr niedrigen OH-Anteil aufweisen. Natürliches Quarzglas hat allgemein einen sehr niedrigen OH-Anteil (< 30 ppm), kann jedoch je nach Qualität der verwendeten Rohmaterialien anderweitige Verunreinigungen enthalten [27].

## 4 Aufbau der Versuchsanlage

In diesem Kapitel wird der Aufbau der Versuchsanlage vorgestellt. Zunächst erfolgt eine kurze Gesamtdarstellung der Anlage. Anschließend werden Aufbau und Funktion der wichtigsten Anlagenkomponenten detailliert erörtert. Das Kapitel schließt mit einer Beschreibung der Anlagensteuerung und des Versuchsablaufs.

### 4.1 Gesamtkonzept

Die Versuchsanlage ist in Abbildung 4.1 schematisch dargestellt. Die Hauptkomponenten der Anlage lassen sich wie folgt untergliedern:

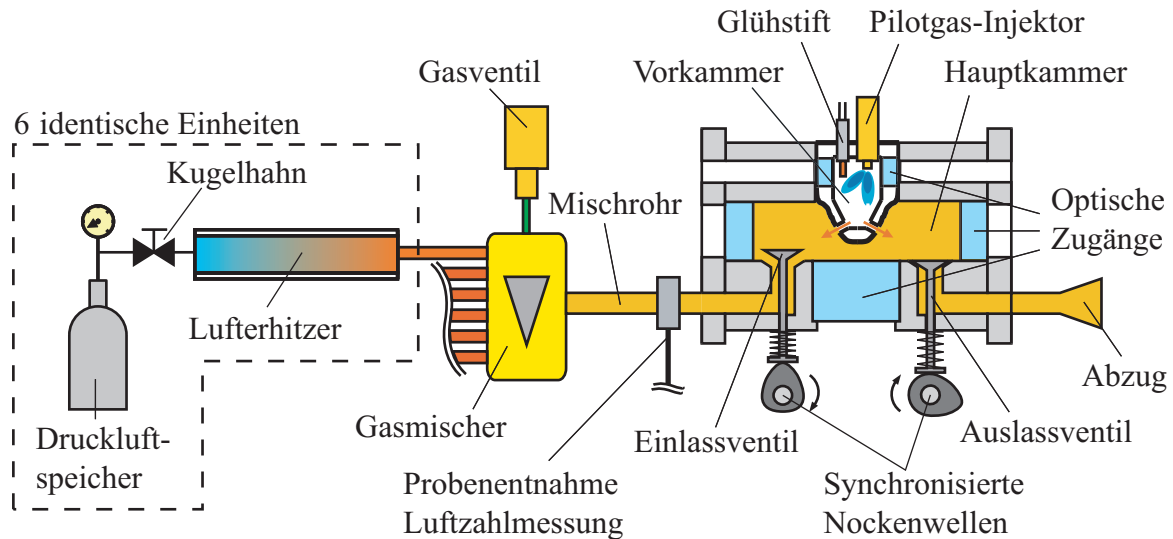


Abbildung 4.1: Prinzipskizze der Versuchsanlage.

- **Druckluftspeicher (sechs identische Einheiten):**

In den Druckluftspeichern (s. Kap 4.3) wird die Verbrennungsluft bereitgestellt. Nach Öffnen der elektropneumatisch ansteuerbaren Kugelhähne strömt die Verbrennungsluft in Richtung der Lufterhitzer.

- **Luftherhitzer (sechs identische Einheiten):**

Die Luftherhitzer bestehen aus mit Edelstahlkugeln befüllten, beheizbaren Stahlrohren. Beim Durchströmen der Schüttungen wird die Verbrennungsluft auf Zelleintrittstemperatur gebracht. Die Übertragungsleistung ist so ausgelegt, dass die Austrittstemperatur über die Versuchsdauer  $\Delta t_{\text{Vers}} \approx 10$  s konstant gehalten werden kann (s. Kap 4.4).

- **Gaszumischung:**

Die Gaszumischeinrichtung besteht aus einem Gasventil, einer statischen Mischereinheit und einem Mischrohr. Durch periodisches Öffnen des Erdgasventils wird dem heißen Luftmassenstrom Brenngas zugeführt. Die Mischung von Luft und Gas sowie die weitere Homogenisierung der Mischung erfolgt in Mischer und Mischrohr (s. Kap. 4.5).

- **Luftzahlmessung:**

Ein geringer Teilmassenstrom des Frischgases wird über eine Entnahmeleitung am Ende des Mischrohrs abgeführt und dem Messaufbau zur Luftzahlbestimmung zugeführt (s. Kap. 5.2). Der verbleibende Massenstrom strömt in die Brennkammer.

- **Hochdruckzelle:**

Die in Vorkammer und Hauptbrennraum unterteilte Hochdruckzelle (s. Kap. 4.2) wird über die Einlassventile periodisch mit Frischgas befüllt. Nach dem Schließen der Einlassventile wird die Verbrennung durch Eindüsung von Pilotgas in die Vorkammer eingeleitet. Das verbrannte Abgas wird über die Auslassventile in den Abgastrakt abgeführt.

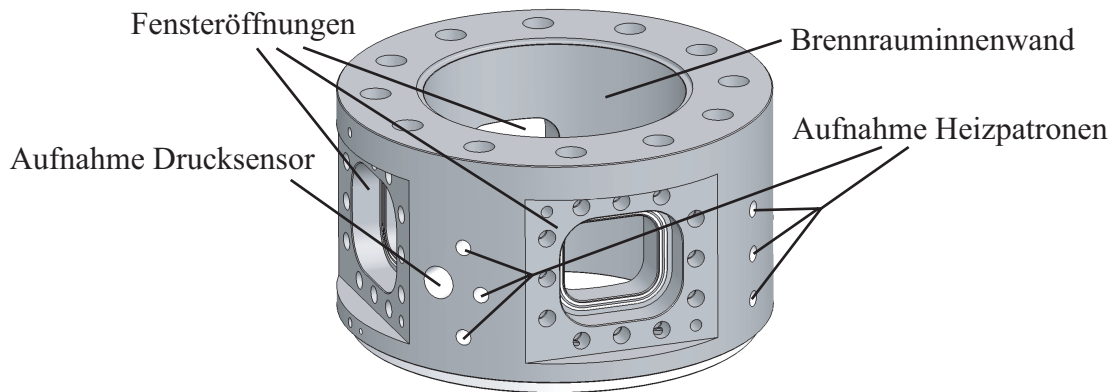
## 4.2 Hochdruckzelle

### 4.2.1 Zellgehäuse

Die Hauptbestandteile der Hochdruckzelle sind das Gehäuse, der Zelldeckel sowie der Zellboden. Der Innendurchmesser des Gehäuses entspricht dem Bohrungsdurchmesser des Hauptbrennraums ( $d = 252$  mm) und verfügt über drei seitliche Fenster. In die Gehäusewand integriert sind die Aufnahme für den Hauptkammer-Drucksensor sowie über den Umfang verteilte Bohrungen zur Aufnahme von Heizpatronen, die eine Beheizung der Brennraumwände



bis zu einer Temperatur von  $T_{\max} = 300 \text{ °C}$  erlauben. Der maximal zulässige Spitzendruck beträgt  $p_{\max} = 200 \text{ bar}$ . Das Gehäuse ist in Abbildung 4.2 dargestellt.

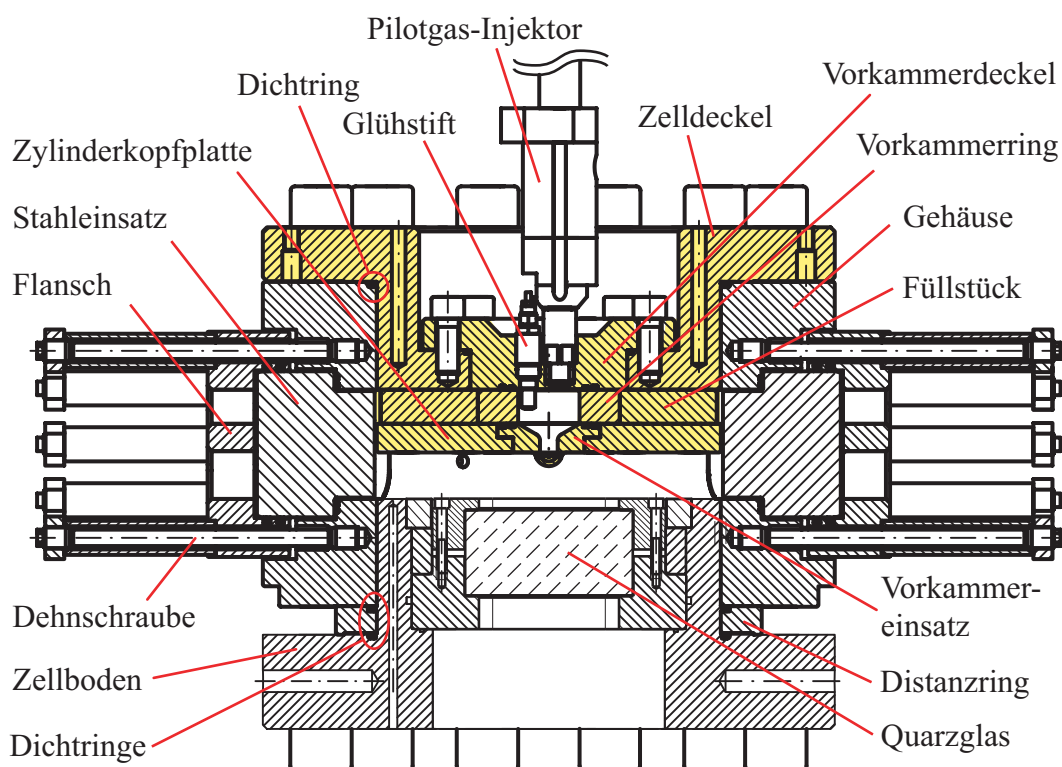


**Abbildung 4.2:** Darstellung des Zellgehäuses.

Durch Einsetzen von Zelldeckel und Zellboden ergibt sich der Hauptbrennraum der Hochdruckzelle. Der Zelldeckel bildet dabei den Zylinderkopf des Hauptbrennraums, in den auch die Vorkammer integriert ist. Im Zellboden sind neben einem optischen Zugang die Ein- und Auslassventile angeordnet. Mit Hilfe eines Distanzrings zwischen Zellboden und Gehäuse kann die Brennraumhöhe variiert werden. Abbildung 4.3 zeigt einen Schnitt durch die Hochdruckzelle. In der dargestellten Ansicht sind die Ventile nicht sichtbar, die Seitenfenster sind durch Stahleinsätze verschlossen.

#### 4.2.2 Aufbau des Zelldeckels

Der Zelldeckel ist modular aufgebaut und bietet die Möglichkeit, unterschiedliche Vorkammervarianten aufzunehmen. Ein Betrieb ohne Vorkammer ist durch entsprechend gestaltete Einsätze ebenfalls möglich. Durch zwölf von oben einsetzbare Heizpatronen ist eine Beheizung auf Temperaturen bis zu  $T_{\max} = 300 \text{ °C}$  möglich. Die Dichtung gegen das Gehäuse erfolgt über einen weichgeglühten Kupferring und zwölf Schrauben mit M30 Regelgewinde. Sämtliche Teile des Zelldeckels (Vorkammerkomponenten, Zylinderkopfplatte etc.) können zu einer Einheit montiert in das Gehäuse eingesetzt werden (s. Abb. 4.3, gelb unterlegter Bereich).



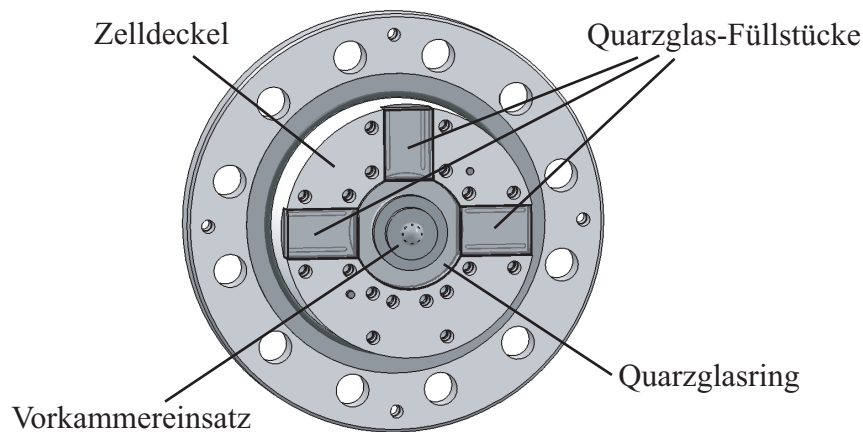
**Abbildung 4.3:** Schnittdarstellung der Zelle in der Konfiguration mit optischem Zugang durch den Boden. Der gelb unterlegte Bereich markiert die Komponenten des Zelldeckels, welche zu einer Einheit montiert in das Gehäuse eingeführt werden können.

## Vorkammer

Die Vorkammer wird aus einem Vorkammereinsatz sowie einem aufgesetzten Ring als Vorkammerwand aufgebaut. Pilotgas-Injektor, Glühstift sowie Vorkammerdrucksensor sind in den Vorkammerdeckel integriert, der die Vorkammer nach oben abschließt. Sämtliche Komponenten der Vorkammer werden mit dem Zelldeckel sowie der Zylinderkopfplatte verspannt (s. Abb. 4.3). Eine detailliertere Beschreibung der Vorkammergeometrie sowie der eingesetzten Komponenten findet sich in Kapitel 4.2.3.

## Optischer Zugang von der Seite

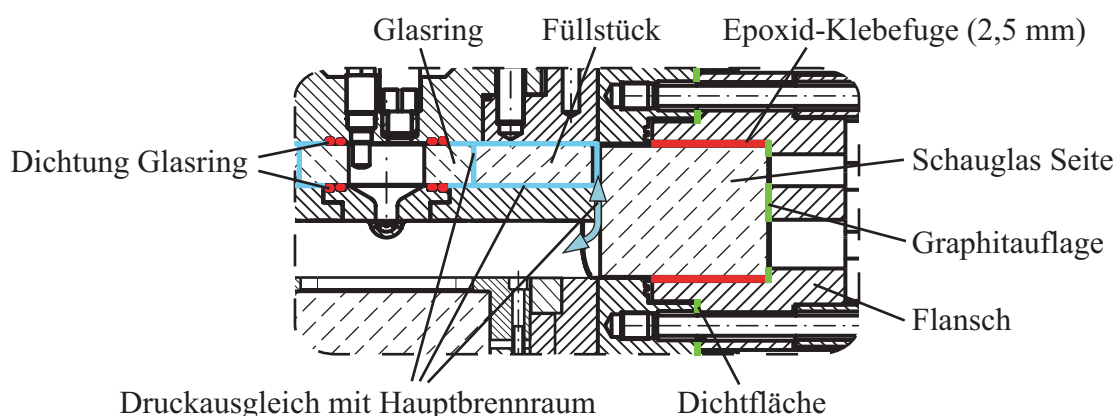
Für den optischen Zugang von der Seite können der Vorkammerring und die quaderförmigen Füllstücke im Zelldeckel (s. Abb. 4.3) durch entsprechend ausgeführte Quarzglas Komponenten ersetzt werden. Der Aufbau ist in Abbildung 4.4 dargestellt.



**Abbildung 4.4:** Zelldeckelaufbau mit Vorkammerring und Füllstücken aus Quarzglas. Die Zylinderkopfplatte ist nicht dargestellt.

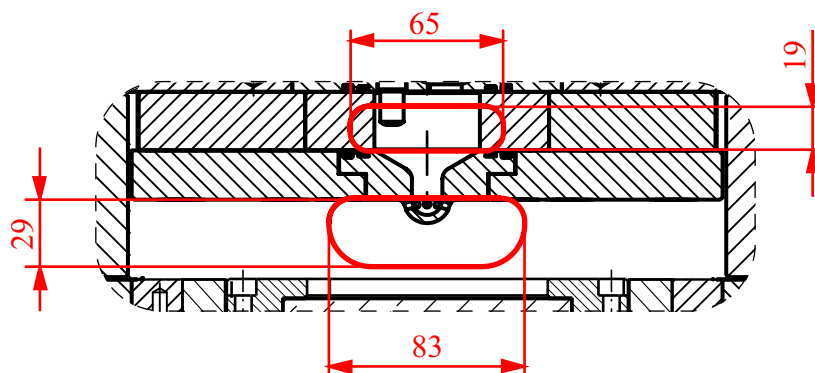
Abbildung 4.5 zeigt einen Schnitt durch die Zelle mit optischem Zugang von der Seite. Die Konstruktion ist so ausgeführt, dass nur Zelldeckel und Zellboden gegenüber der Umgebung gedichtet werden (s. Abb. 4.3, Dichtringe). Über den schmalen Spalt am Rand der Zylinderkopfplatte ist ein Druckausgleich zwischen Hauptbrennraum und Zylinderkopfbereich möglich. Die Innendruckbelastung auf den Vorkammerring reduziert sich somit auf den Differenzdruck zwischen Vorkammer und Hauptbrennraum während der Vorkammervverbrennung. Der Bereich des Zelldeckels um die Vorkammer, in dem ein Druckausgleich mit der Hauptkammer stattfinden kann, ist blau gekennzeichnet.

Abbildung 4.5 enthält weiterhin eine Schnittdarstellung des Seitenfensters im Gehäuse, welches den optischen Zugang zu Vor- und Hauptkammerbereich herstellt. Es ist eine gegenüber den abgestuften Stahleinsätzen (s. Abb. 4.3) modifizierte Konstruktion des Glaseinbaus erkennbar. Diese Maßnahme war erforderlich, da ein Verspannen der ursprünglich ebenfalls abgestuften Glaseinsätze gegen die Gehäusedichtfläche bereits beim Einbau zu Rissen im Glas führte. In der modifizierten Variante werden die Seitengläser nicht mehr direkt gegen die Dichtflächen am Gehäuse gepresst, sondern mit Hilfe eines hochtemperaturfesten Epoxid-Klebers (Typ Aremco-Bond 805, Fa. Kager,  $T_{\max} = 300\text{ °C}$ ) in den Seitenflansch eingegossen. Die Verspannung erfolgt nur noch zwischen Flansch und Gehäuse, wodurch kritische Belastungen der Gläser durch den Einbau vermieden werden können. Die Dichtigkeit und Temperaturfestigkeit des Klebers konnte im Versuchsbetrieb bestätigt werden.



**Abbildung 4.5:** Darstellung des Druckausgleichs zwischen Hauptbrennraum und Zylinderkopfbereich bei seitlichem optischen Zugang in die Hochdruckzelle.

Die Maße des seitlich einsehbaren Bereichs sind in Abbildung 4.6 dargestellt. Es wird deutlich, dass lediglich ein kleiner Bereich der Hauptkammer optisch zugänglich ist. Die Vorkammer ist über den vollen Durchmesser einsehbar<sup>1</sup>. Bezüglich der Brennraumhöhe ist der reduzierte Sichtbereich in beiden Brennräumen auf die modifizierte Glaskonstruktion (Eingießen der Gläser mit Epoxyd-Kleber) zurückzuführen. Das reduzierte Blickfeld erlaubt damit keine Untersuchung der Verbrennungsvorgänge im gesamten Brennraum. Eine Betrachtung der Vorkammerzündung sowie des Zündstrahlaustritts aus den Überströmbohrungen ist jedoch möglich.

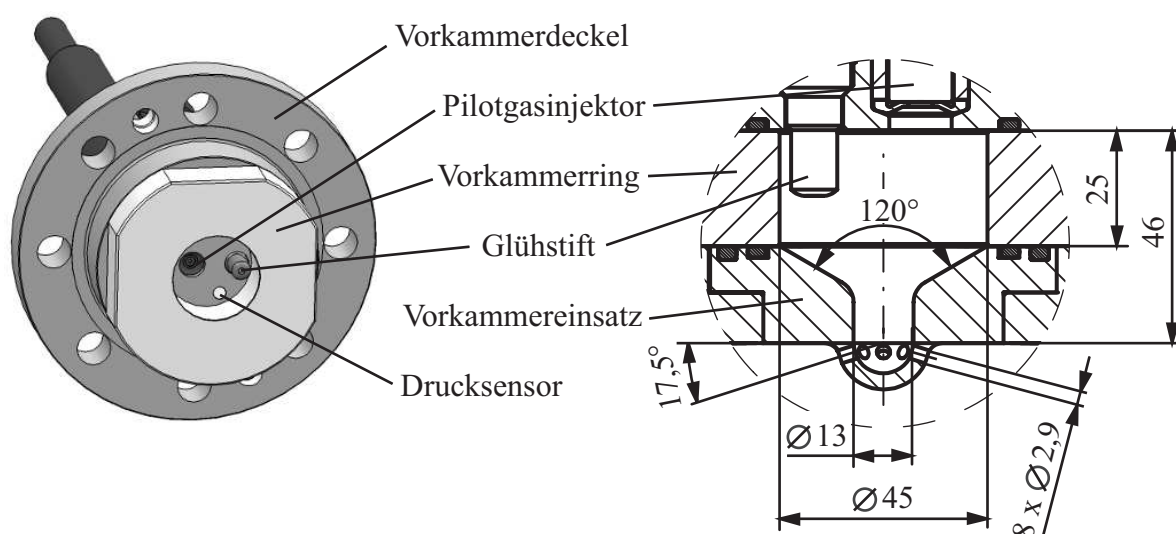


**Abbildung 4.6:** Seitlich einsehbarer Bereich der Hochdruckzelle. Die roten Konturen markieren die Sichtöffnungen im Seitenflansch (s. Abb. 4.5).

<sup>1</sup> Die gekrümmte Innenfläche des Vorkammerrings wirkt hier wie eine Streulinse, sodass auch die Randbereiche einsehbar sind.

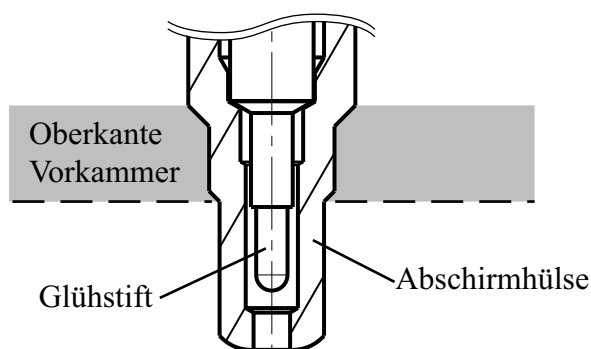
### 4.2.3 Geometrie und Komponenten der Vorkammer

Die in dieser Arbeit verwendete Vorkammergeometrie ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Die Anordnung von Injektor, Glühstift und Drucksensor (s. Kap. 5.1) ist in der Ansicht links erkennbar (Vorkammereinsatz nicht dargestellt). Die Schnittskizze rechts enthält die wichtigsten geometrischen Größen. Das Vorkammervolumen  $V_{VK} \approx 48,5 \text{ cm}^3$  entspricht ca. 2,8 % des Hauptkammervolumens (bei einer Brennraumhöhe von  $h = 35 \text{ mm}$ ). Der Durchmesser der acht Überströmbohrungen beträgt jeweils  $d = 2,9 \text{ mm}$ .



**Abbildung 4.7:** Darstellung der Vorkammergeometrie.

Als Zündquelle wird eine konventionelle Keramik-Glühkerze der Fa. Bosch in Verbindung mit einer Abschirmhülse verwendet. Die ursprünglich vorgesehene Verwendung eines ungeschirmten Glühstifts zeigte sowohl am Versuchsmotor der Fa. MAN Diesel SE wie auch in Vorversuchen zu dieser Arbeit sehr starke Schwankungen des Zündzeitpunktes. Diese konnten durch den Einsatz der Abschirmhülse deutlich reduziert werden (s. Anh. A.3). Alle in dieser Arbeit präsentierten Versuche an der Dynamischen Zelle wurden mit der in Abbildung 4.8 dargestellten Konfiguration durchgeführt (s. Kap. 7). Die messtechnische Erfassung der Glühstifttemperatur ist in Anhang A.4 beschrieben.



**Abbildung 4.8:** Glühstift mit Abschirmhülse.

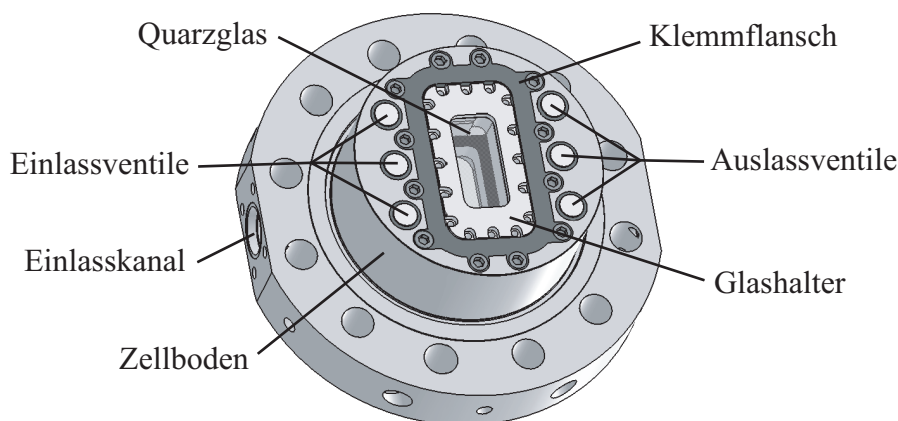
Der Pilotgas-Injektor wurde im Rahmen einer Kooperation der Firmen MAN Diesel SE und der Duap AG entwickelt. Es handelt sich um einen Hochdruck-Gasinjektor mit elektromagnetischer Ansteuerung und integriertem Nadelhub-Sensor. Die üblichen Bestromungsdauern des Injektors liegen zwischen 1... 3 ms. Als Gasreservoir kommt eine 50-Liter Gasflasche zum Einsatz, der Gasdruck vor dem Injektor beträgt  $p = 200$  bar. Eine Kalibrierung des Erdgasdurchsatzes in Abhängigkeit der Bestromungsdauer wurde in Vorversuchen durchgeführt und ist in Anhang A.7 beschrieben.

#### 4.2.4 Aufbau des Zellbodens

Der Zellboden wird von unten in das Gehäuse eingesetzt und mittels Metall-O-Ringen gedichtet. Je nach Brennraumhöhe erfolgt der Einbau mit bzw. ohne Distanzring (s. Abb. 4.3) und zwölf Regelgewindeschrauben M30. Wie Gehäuse und Zelldeckel ist auch der Zellboden mittels Heizpatronen bis zu einer Temperatur von  $T_{\max} = 300$  °C beheizbar. Neben dem optischen Zugang sind jeweils drei Ein- bzw. Auslassventile angeordnet. In Abbildung 4.9 ist der Zellboden dargestellt.

#### Optischer Zugang von unten

Der Sichtbereich (48 x 102 mm) durch den rechteckigen optischen Zugang von unten in den Hauptbrennraum ist ebenfalls auf den Bereich um die Vorkammer begrenzt. Ein ursprünglich geplanter größerer Zugang (90 x 170 mm, s. Abb. 4.9, Abmessungen des Glashalters) musste wie beim seitlichen optischen Zugang aufgrund von Festigkeitsproblemen der abgestuft ausgeführten Gläser modifiziert werden (s. Kap. 4.2.2). In der dargestellten Variante wird

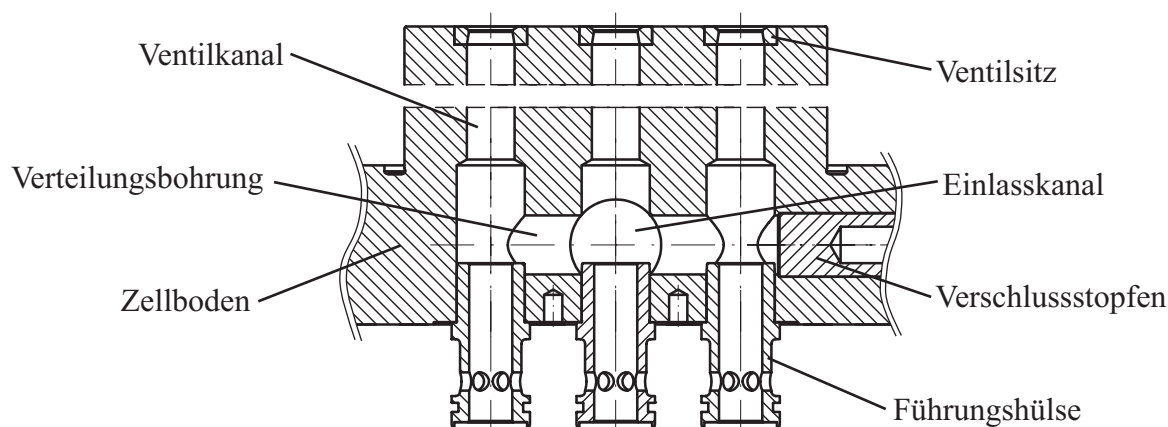


**Abbildung 4.9:** Ansicht des Zellbodens mit optischem Zugang und Ventilen.

ein quaderförmiger Quarzglasblock im Glashalter verspannt, der seinerseits durch den Klemmflansch im Zellboden fixiert wird. Die Dichtung erfolgt mittels Graphit-Flachdichtungen.

### Ein- und Auslasskanäle

Die Zu- bzw. Abfuhrleitungen zu den jeweils drei Ein- bzw. Auslassventilen sind in den Zellboden integriert (s. Abb. 4.10). Einlassseitig wird das Mischrohr an den Einlasskanal des Zellbodens (s. Abb. 4.9) angeflanscht. Auslassseitig schließt sich der Abgastrakt an. Über Verteilungsbohrungen wird das Gas in einzelnen Ventilkänelen geleitet. Die Ventile (nicht dargestellt) bewegen sich in Führungshülsen auf und ab. Die Ventilsitze sind in den Zellboden eingepresst. Abbildung 4.10 zeigt beispielhaft die Gaskanäle für die Einlassseite. Die Konstruktion ist für den Auslass analog ausgeführt.



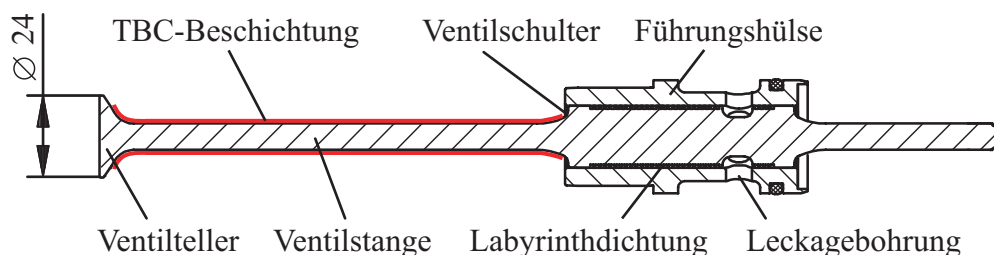
**Abbildung 4.10:** Schnittdarstellung des Zellbodens mit Sicht auf die Gaskanäle.

## 4.2.5 Ventile und Nockentrieb

### Ventile

Die Ein- und Auslassventile der Zelle sind jeweils dreifach ausgeführt. Gegenüber einer Ausführung mit weniger Ventilen großen Querschnitts ergeben sich dadurch folgende Vorteile:

- Die Einlassventile müssen durch Federkraft gegen den hohen Druck im Einlasskanal geschlossen gehalten werden. Die Verwendung kleinerer Ventildurchmesser ergibt geringere resultierende Druckkräfte auf den Ventilteller. Damit kann die erforderliche Federkraft zum geschlossenen Halten der Ventile verringert werden.
- Die Auslassventile müssen gegen den hohen Brennraumdruck nach der Verbrennung geöffnet werden (keine Expansion wie im Motor). Durch die Verwendung geringerer Ventildurchmesser kann die dafür erforderliche Kraft verringert werden.
- Die Reduzierung der erforderlichen Ventilkraft verringert die Belastung von Ein- und Auslassnockenwelle.



**Abbildung 4.11:** Schnittdarstellung eines Ventils mit Führungshülse.

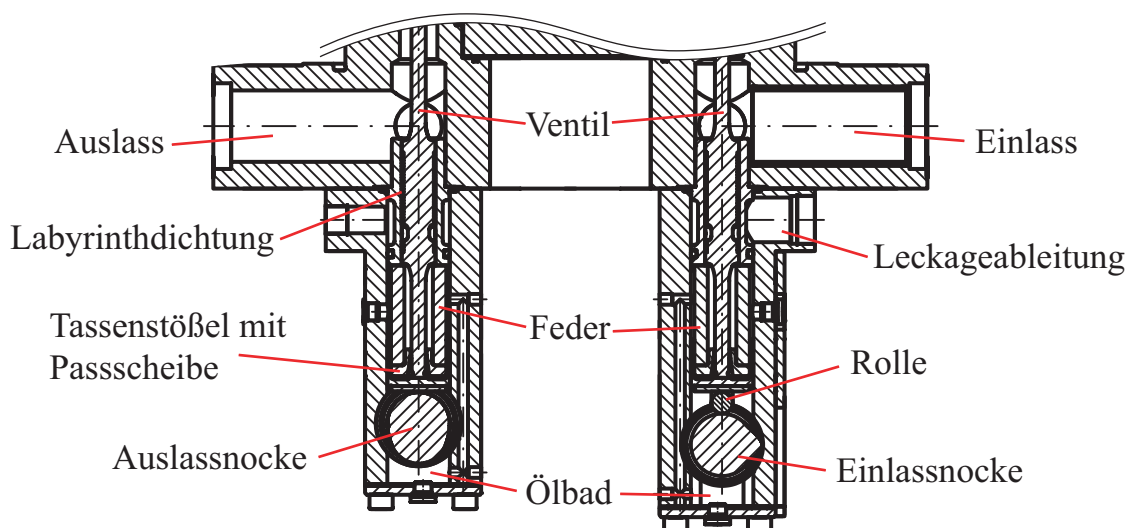
In Abbildung 4.11 ist beispielhaft der Querschnitt eines Ventils dargestellt. Der in der Führungshülse laufende Teil des Ventilschafts ist mit Rillen versehen, die zusammen mit der Hülse eine Labyrinthdichtung bilden. Das durch die Labyrinthdichtung entweichende Gas wird über Leckagebohrungen abgeführt. Der Übergang von der Ventilstange zur Labyrinthdichtung (Ventilschulter) ist so ausgeführt, dass der Druck in den einlassseitigen Ventilkämen (s. Abb. 4.10) neben der Kraft auf den Ventilteller auch eine entgegengesetzt gerichtete Kraft auf die Ventilschulter verursacht. Die oben genannten Feder-



kräfte zum geschlossenen Halten der Ventile sowie die Belastung der Einlassnockenwelle können dadurch weiter reduziert werden. Rot dargestellt ist die nur an den Auslassventilen angebrachte Wärmeschutzbeschichtung aus Zirkonoxid (TBC: Thermal Barrier Coating), die einer Überhitzung des Ventilmaterials durch die heißen Abgase entgegenwirkt.

### Nockentrieb

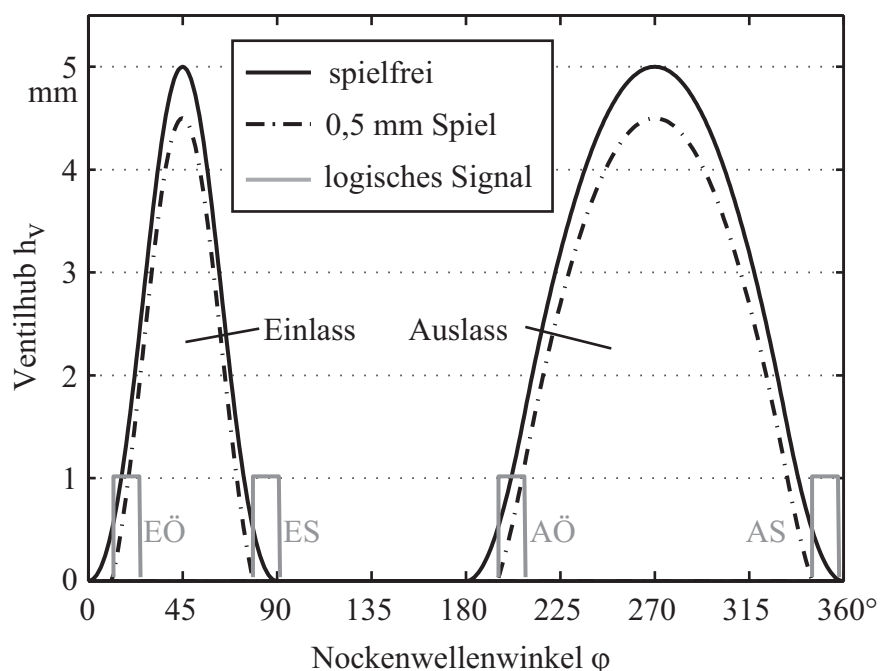
Die Betätigung der Ventile erfolgt über zwei Nockenwellen, welche über einen Kettentrieb durch einen elektrischen Getriebemotor angetrieben werden. Abbildung 4.12 zeigt eine Schnittdarstellung des Aufbaus.



**Abbildung 4.12:** Schnittdarstellung des Zellbodens mit Nockentrieb und Ventilen. Der Antriebsmotor ist nicht dargestellt.

Die Geometrien von Ein- und Auslassnockenwelle sind unterschiedlich ausgeführt, um die verschiedenen Öffnungsdauern der Ein- und Auslassventile (s. Kap. 3.4) bei gleicher Drehgeschwindigkeit beider Nockenwellen zu erreichen. Für die Einlassseite ergibt sich damit ein sehr spitzes Nockenprofil (s. Abb. 4.12). Ein Aufschlagen der Nockenflanke auf dem Tassenstößel wird durch eine zusätzlich eingelegte Rolle verhindert, die ein stetiges Abrollverhalten ermöglicht. Durch Passscheiben kann das Spiel zwischen Nocke und Tassenstößel eingestellt werden. Bei spielfreier Einstellung liefert die Einlassnocke einen Öffnungswinkel von  $\Delta\varphi = 90^\circ$  Kurbelwinkel, die Auslassnocke  $\Delta\varphi = 180^\circ$  (s. Abb. 4.13). Mit der Nenndrehzahl des Antriebsmotors von  $n_N = 375 \text{ min}^{-1}$  ergeben sich Öffnungszeiten von 40 ms für den Einlass und 80 ms für den Auslass (s. Kap. 3.4). Der maximale Ventilhub beträgt  $h_V = 5 \text{ mm}$ .

Die Umströmung der Ventile mit heißem Frisch- bzw. Abgas birgt die Gefahr von Undichtigkeiten durch thermische Ausdehnung der Ventilstangen. Zur Vorbeugung ist zwischen Nocke und Ventiltasse ein gewisses Spiel vorhanden. Die resultierenden kürzeren Öffnungsdauern und geringeren Ventilhub sind in Abbildung 4.13 beispielhaft für ein Ventilspiel von 0,5 mm dargestellt. Im Versuchsbetrieb konnten keine negativen Auswirkungen durch die verkürzten Be- und Entladungsvorgänge festgestellt werden.

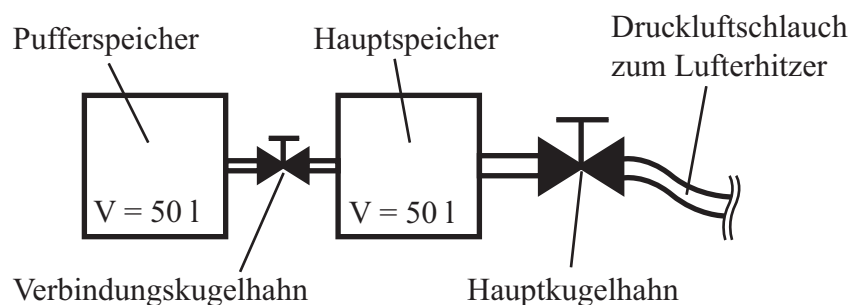


**Abbildung 4.13:** Ventilhubkurven des Ein- und Auslassventils. Die durchgezogenen Linien stellen den Maximalhub von  $h_V = 5$  mm dar. Für ein Spiel von 0,5 mm zwischen Tassenstößel und Nockenwelle ergeben sich die gestrichelten Linien. Die Öffnungs- und Schließzeitpunkte werden während des Versuchs durch logische Signale (graue Rechteckimpulse) ausgegeben.

Die Kenntnis der Öffnungs- und Schließzeitpunkte der Ventile ist für die Steuerung weiterer zeitkritischer Ereignisse entscheidend. Dazu gehören beispielsweise die Triggerung des Pilotgas-Injektors und des Gasventils zur Gemischbildung (s. Kap. 4.7) oder das Starten der Hochgeschwindigkeitskamera (s. Kap. 5.3.3). Zur Generierung der Steuersignale sind an den Nockenwellen Schlitzscheiben und Gabellichtschranken angebracht, die bei jeder Umdrehung die Positionen „Einlass öffnet“ (EÖ), „Einlass schließt“ (ES), „Auslass öffnet“ (AÖ) sowie „Auslass schließt“ (AS) durch logische Signale anzeigen (s. Abb. 4.13, beispielhaft für Ventilhubkurven mit 0,5 mm Spiel).

### 4.3 Druckluftversorgung

Jede der sechs Luftversorgungseinheiten besteht aus zwei 50-Liter-Druckluftflaschen (Pufferspeicher und Hauptspeicher), die über eine Verbindungsleitung (Innendurchmesser  $d = 4 \text{ mm}$ ) und einen elektropneumatisch ansteuerbaren Kugelhahn miteinander gekoppelt sind (s. Abb. 4.14). An den Hauptspeicher schließt sich die ebenfalls mit einem elektropneumatisch ansteuerbaren Kugelhahn versehene Hauptleitung (Innendurchmesser  $d = 16 \text{ mm}$ ) zu den sechs Lufterhitzern an. Sowohl Haupt- wie Pufferspeicher werden vor Versuchsbeginn durch einen Kolbenkompressor mit trockener Druckluft befüllt. Der Fülldruck in den Hauptspeicherflaschen wird dabei so gewählt, dass sich unter Einbeziehung des Druckverlusts in den weiteren Anlagenkomponenten der gewünschte Kompressionsdruck für die Beladung der Zelle einstellt. Bei Versuchsbeginn werden alle Kugelhähne geöffnet. Durch einen anfänglich höheren Druck in den Pufferspeichern stellt sich während des Versuchs ein Überströmvorgang in die Hauptspeicher ein, wodurch der dortige Druckabfall teilweise kompensiert werden kann. Dadurch kann eine Verlängerung der Versuchsdauer unter ähnlichen Bedingungen erreicht werden.

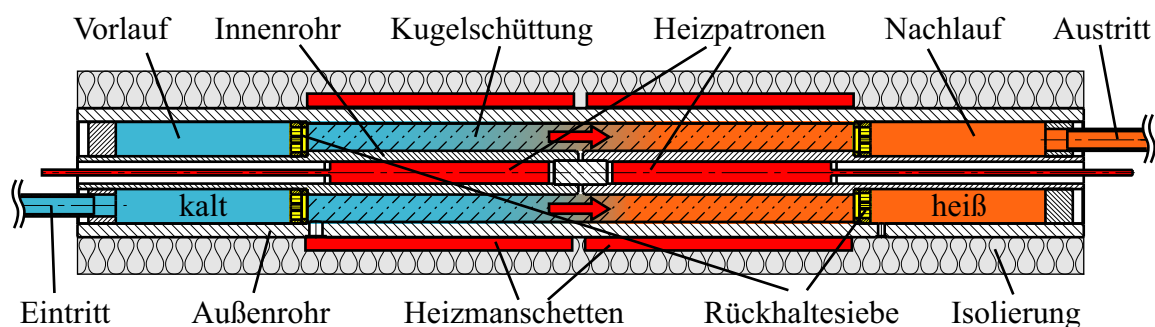


**Abbildung 4.14:** Prinzipskizze der Druckluftspeicher.

### 4.4 Lufterhitzer

Jeder der sechs Lufterhitzer besteht aus zwei konzentrischen Stahlrohren, die an den Enden durch eingeschweißte Platten verschlossen sind. In den Endplatten befinden sich die Lufteintritts- bzw. -austrittsstutzen. Ein Teil des Ringspalts zwischen den Rohren ist mit einer Schüttung aus Edelstahlkugeln vom Durchmesser  $d_K = 2 \text{ mm}$  befüllt. Die Kugeln werden durch einge-

schweißte Rückhaltesiebe in der Mitte des Rohrs gehalten. Vor bzw. hinter der Kugelschüttung befindet sich ein Vor- bzw. Nachlaufbereich zur Homogenisierung der Luftströmung. Die Schüttung kann von außen durch Heizmanschetten und von innen durch Heizpatronen beheizt werden. Das Außenrohr ist mit einer Isolationsschicht aus Mineralwolle versehen. Die maximale Vorheiztemperatur liegt bei  $T_{\max} = 550 \text{ }^{\circ}\text{C}$ , der maximal zulässige Druck bei  $p_{\max} = 200 \text{ bar}$ . Abbildung 4.15 zeigt eine Schnittdarstellung durch einen Lufterhitzer.



**Abbildung 4.15:** Schnittdarstellung eines Lufterhitzers. Der farblich gekennzeichnete Temperaturgradient (rot = heiß, blau = kalt) wandert während des Versuchstromab.

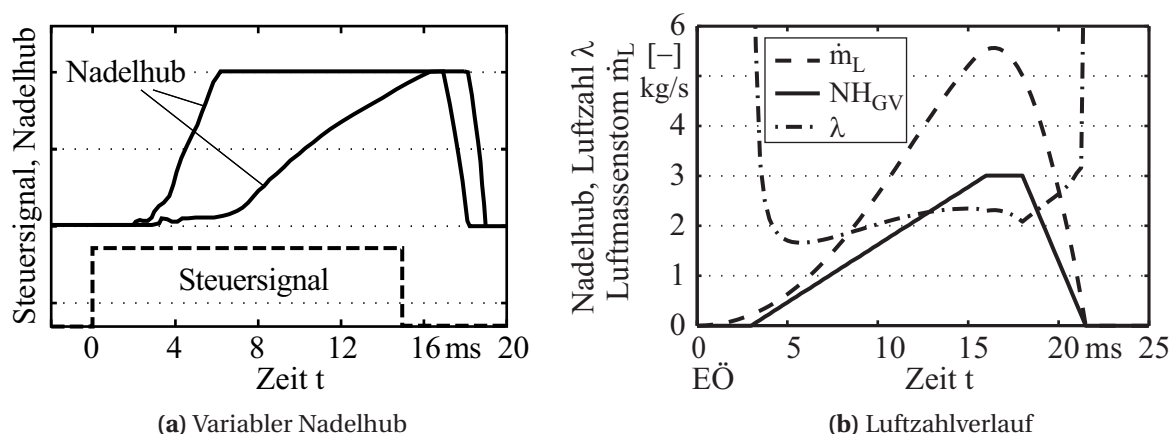
Die Lufterhitzer werden vor Versuchsbeginn aufgeheizt. Nach Öffnen der Druckluftflaschen (s. Kap. 4.3) durchströmt die Verbrennungsluft die Kugelschüttungen und wird auf die erforderliche Zelleintrittstemperatur (s. Kap. 3.5) gebracht. Durch die hohe Übertragungsleistung der Kugelschüttung erhitzt sich die Luft in kurzer Zeit auf Solltemperatur, während die weiter stromab liegenden Kugeln noch keine Wärme abgeben. Es entsteht ein Temperaturgradient, der während des Versuchsdurchlaufs stromab wandert (s. Abb. 4.15). Die Kapazität der Lufterhitzer wurde so ausgelegt, dass über die gesamte Versuchsdauer eine konstante Austrittstemperatur gehalten werden kann. Der Druckverlust in den Kugelschüttungen beträgt im Nennbetrieb  $\Delta p \approx 20 \text{ bar}$ . Die Methoden zur wärmetechnischen Auslegung sowie zur Abschätzung des Druckverlustes sind in Anhang A.2 beschrieben.

## 4.5 Gasbeimischung

### 4.5.1 Gasventil

Die Zumischung des Brennstoffs in die Zufuhrleitung erfolgt über ein hydraulisch ansteuerbares Nadelventil, welches im Rahmen eines früheren Projekts am Lehrstuhl für Thermodynamik entwickelt wurde. Eine detaillierte Beschreibung des Ventilaufbaus sowie der hydraulischen Steuereinheit findet sich in der Arbeit von Prechtl [69]. Hauptvorteil des Systems ist die durch Drosselventile einstellbare Durchflussrate des Hydrauliköls zur Ventilbetätigung, wodurch sich bei identischen Steuersignalen unterschiedliche Nadelhubverläufe realisieren lassen (s. Abb. 4.16a).

Durch das variable Öffnungsverhalten des Ventils kann der Erdgasmassenstrom dem instationären Luftmassenstrom während der Beladung der Zelle (s. Kap. 3.5) proportional angepasst werden. Damit wird ein über den Einströmvorgang weitgehend konstantes Brennstoff-Luft-Verhältnis erreicht (s. Abb. 4.16b). Der von Nadelhub und Druckverhältnis über das Gasventil abhängige Gasmassenstrom wurde in Vorversuchen bestimmt. Als Gasreservoir kommt eine 50-Liter Gasflasche zum Einsatz, die über einen Kolbenkompressor mit Erdgas befüllt werden kann.

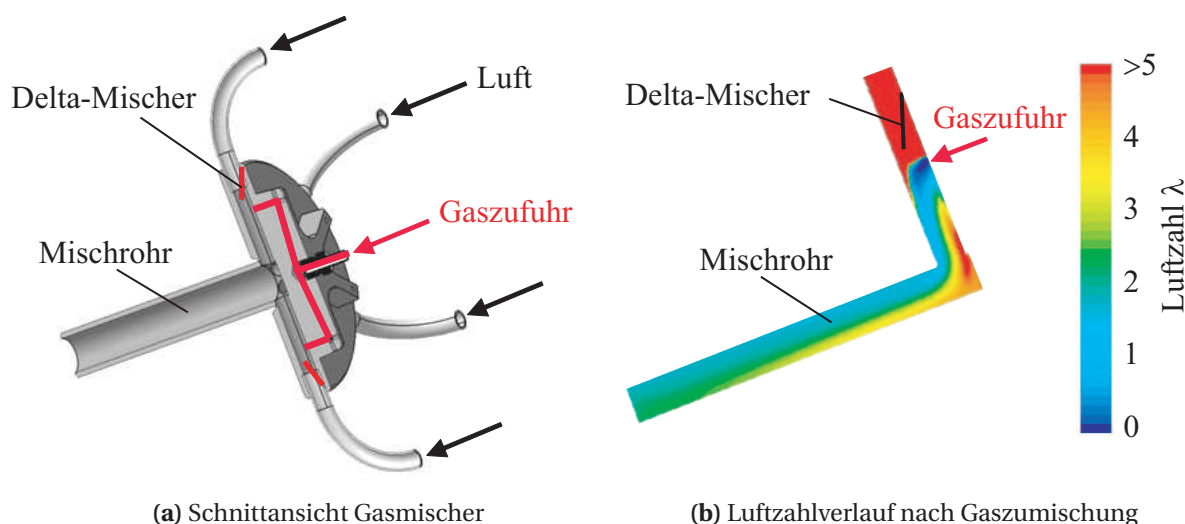


**Abbildung 4.16:** Variabler Nadelhub des Gasventils bei identischen Steuersignalen (a) (nach Prechtl [69]) und Luftzahlverlauf  $\lambda$  des Frischgasmassenstroms während des Einströmvorgangs in die Zelle (b). Der Erdgasmassenstrom ergibt sich aus dem Nadelhubverlauf  $NH_{GV}$  des Gasventils, der an den instationären Luftmassenstrom  $\dot{m}_L$  angepasst ist.

### 4.5.2 Gasmischer und Mischrohr

Im Gasmischer (s. Abb. 4.17a) werden die Luftmassenströme aus den sechs Lufterhitzern mit dem Erdgas aus dem Gasventil (s. Kap. 4.5.1) vermischt und anschließend im Mischrohr zusammengeführt. Dazu wird der Erdgasmassenstrom nach dem Eintritt in den Mischer aufgeteilt und in die sechs Luftzuführleitungen eingeblasen (s. rot markierte Leitungen im Mischergehäuse, Abb. 4.17a). Um eine möglichst hohe Mischungsgüte bei geringem Druckverlust zu erreichen, sind in kurzem Abstand stromauf der Einblasebohrungen sogenannte „Delta-Mischer“ in die Luftleitungen eingebaut (s. rote Markierungen in den Luftleitungen, Abb. 4.17a). Hierbei handelt es sich um schräg in den Strömungskanal eingebaute Dreieckbleche, die dem Luftmassenstrom zwei gegenläufige Wirbelpaare aufprägen. Der stromab des Dreieckblechs eintretende Gasstrom wird von den Wirbelpaaren erfasst und dadurch mit der Luft vermischt.

In Abbildung 4.17b ist die Entwicklung der Luftzahl von der Gaszumischung bis zum Mischrohrende für eine Einzelleitung dargestellt. Am Mischrohrende ist bereits eine gute Homogenisierung erkennbar. Bis zum Eintritt in die Hochdruckzelle durchläuft das Frischgas weiterhin die Gaskanäle im Zellboden (s. Kap. 4.2.4) sowie die Einlassventile (s. Kap. 4.2.5). Durch die dortige mehrfache Umlenkung wird die Mischungsqualität noch weiter verbessert.

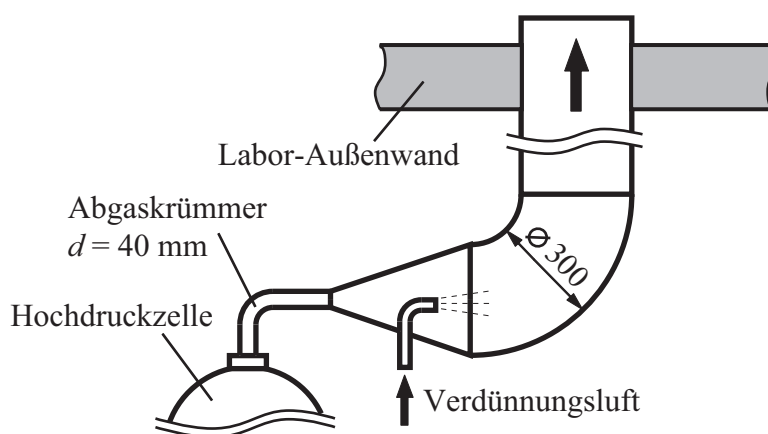


**Abbildung 4.17:** 3D-Schnittansicht des Gasmischers (a) und CFD-Plot der Luftzahlentwicklung [54] in Mischer und Mischrohr nach der Gaszumischung (b).

Eine genaue Beschreibung der „Delta-Mischer“ findet sich bei Grünwald et al. [21] sowie bei Grünwald [20] und Steinbach [83]. Die Dimensionierung und Einbauposition der „Delta-Mischer“ wurde vorab durch CFD-Rechnungen (3D  $k-\epsilon$ , stationär) optimiert [54]. Sowohl der Gasmischer wie das Mischrohr sind beheizbar ausgeführt (Heizpatronen bzw. -manschetten,  $T_{\max} = 500 \text{ }^\circ\text{C}$ ), um Wärmeverluste zwischen den Lufterhitzern und der Hochdruckzelle zu minimieren.

## 4.6 Abgastrakt

Die Hochdruckzelle soll nach dem Ende jedes Verbrennungszyklus möglichst vollständig entleert werden. Um möglichst geringe Strömungsgeschwindigkeiten bzw. Druckverluste im Abgastrakt zu verursachen, wird die Abgasleitung unmittelbar nach dem Abgaskrümmmer vom Durchmesser  $d = 40 \text{ mm}$  auf  $d = 300 \text{ mm}$  aufgeweitet und auf kürzestem Weg direkt ins Freie geführt. Zusätzlich wird während des Versuchs ein kontinuierlicher Luftmassenstrom von  $\dot{m}_{L,\max} \approx 100 \text{ g/s}$  zur Verdünnung und Kühlung der heißen Abgase eingeblasen. Abbildung 4.18 zeigt eine Skizze der Anordnung.



**Abbildung 4.18:** Schematische Darstellung des Abgastraktes.

## 4.7 Versuchsdurchführung

Die Steuerung der Versuchsanlage erfolgt rechnergestützt über ein PC-System mit mehreren Multifunktions-Messkarten (s. Kap. 5.1) sowie über verschiedene externe Steuer- und Regeleinrichtungen. In Abbildung 4.19 sind die wichtigsten Mess- und Steuersignale, aufgeteilt nach rechnerbasierter und externer Signalverarbeitung dargestellt. Die Pfeile kennzeichnen dabei die Zusammenhänge einiger wichtiger Steuersignale und Ereignisse (z.B. die Ansteuerung von Pilotgas-Injektor und Gasventil durch die Positionssignale der Nockenwellen (s. Kap. 4.2.4)).

Nach dem Aufheizen der Anlage und des Vorkammerglühstifts wird kurz vor Versuchsbeginn der Nockentrieb gestartet. Durch manuelles Starten des Versuchs („Messung Start“ in Abb. 4.19) wird die Luftzufuhr geöffnet und die Durchströmung der Anlage beginnt. Zeitgleich wird die Messdatenerfassung gestartet. Die Ansteuerung der Erdgasinjektoren beginnt nach einer kurzen Einlaufphase. Die Gesamtdauer des Versuchs wird vorab in der Steuerungssoftware spezifiziert. Zu Versuchsende werden alle Luft- und Gasventile automatisch geschlossen und die Datenerfassung beendet. Durch zwei redundante Not-Aus-Systeme (automatisch nach  $t_{\max} = 15$  s bzw. manuell) wird der Versuch im Fall eines Ausfalls der Steuerungssoftware abgebrochen.

Die Ansteuerung der Gasinjektoren und des Kamerasystems in Abhängigkeit der Nockenwellenposition ist in Abbildung 4.20 dargestellt. Die Dauer der Triggersignale für Pilotgas-Injektor und Gasventil ist einstellbar (Pulsweitenmodulation, PWM). Der Pilotgas-Injektor wird durch das Ereignis ES getriggert. Eine zeitlich verzögerte Ansteuerung ist optional einstellbar (nicht dargestellt). Das Gasventil wird so angesteuert, dass dessen Öffnung (roter Nadelhubverlauf) mit dem Ereignis EÖ zusammenfällt. Aufgrund des Zeitverzugs zwischen Steuersignal und Nadelhub (s. Abb. 4.16) erfolgt die Triggerung zeitlich verzögert („Zeitglied“ in Abb. 4.20) durch das Ereignis AÖ.

Das Kamerasystem zur Aufzeichnung der Chemilumineszenz-Emissionen (s. Kap. 5.3.3) wird wie der Pilotgas-Injektor durch das Ereignis ES getriggert. Der Betriebsmodus der Kamera ist dabei so gewählt, das pro Verbrennungszyklus nur eine vordefinierte Anzahl an Bildern aufgenommen wird („Random-Modus“, [63]). Dies hat den Vorteil, dass in den Phasen eines Zyklus, in denen keine Verbrennung stattfindet (z.B. Einströmen), nicht unnötig Speicherkapa-



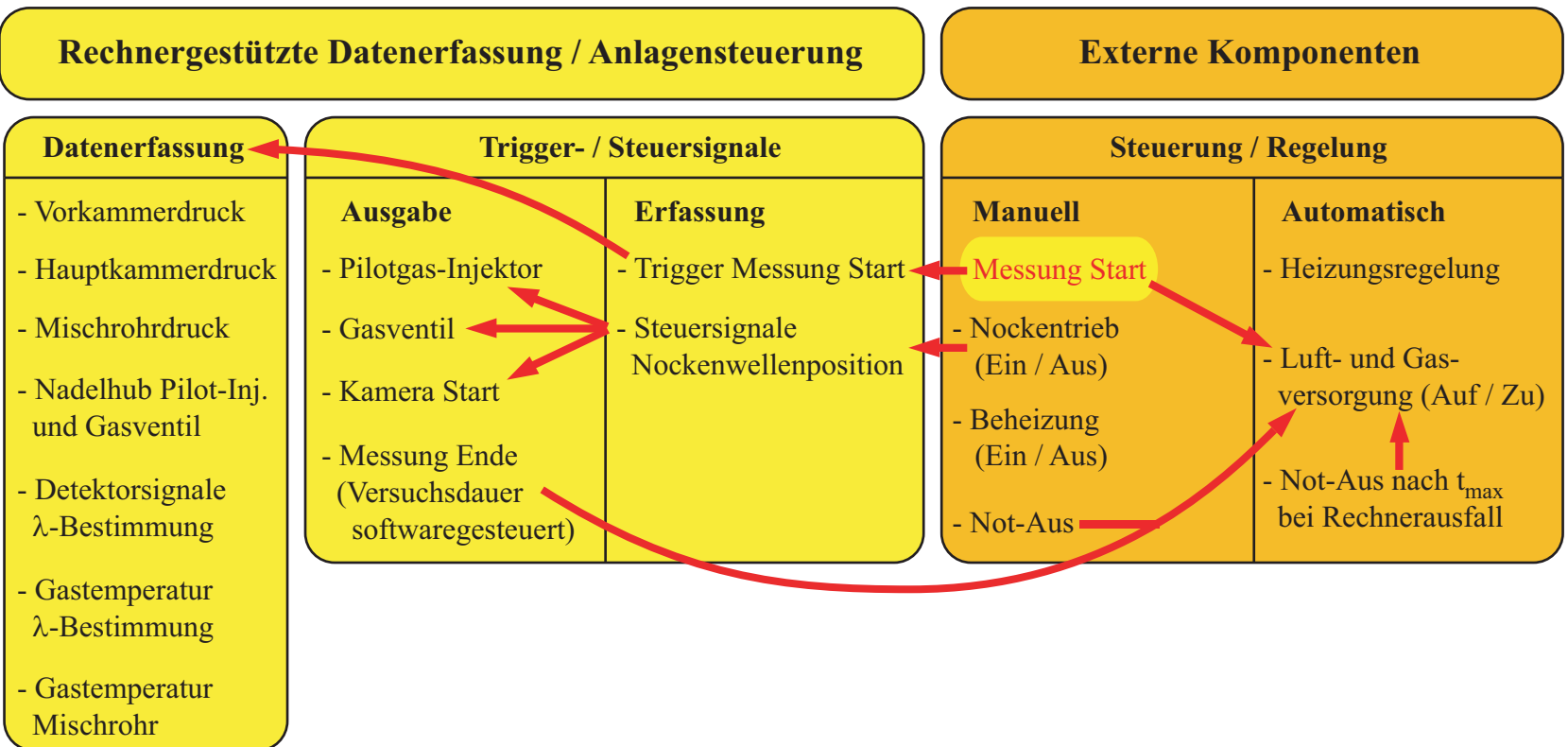
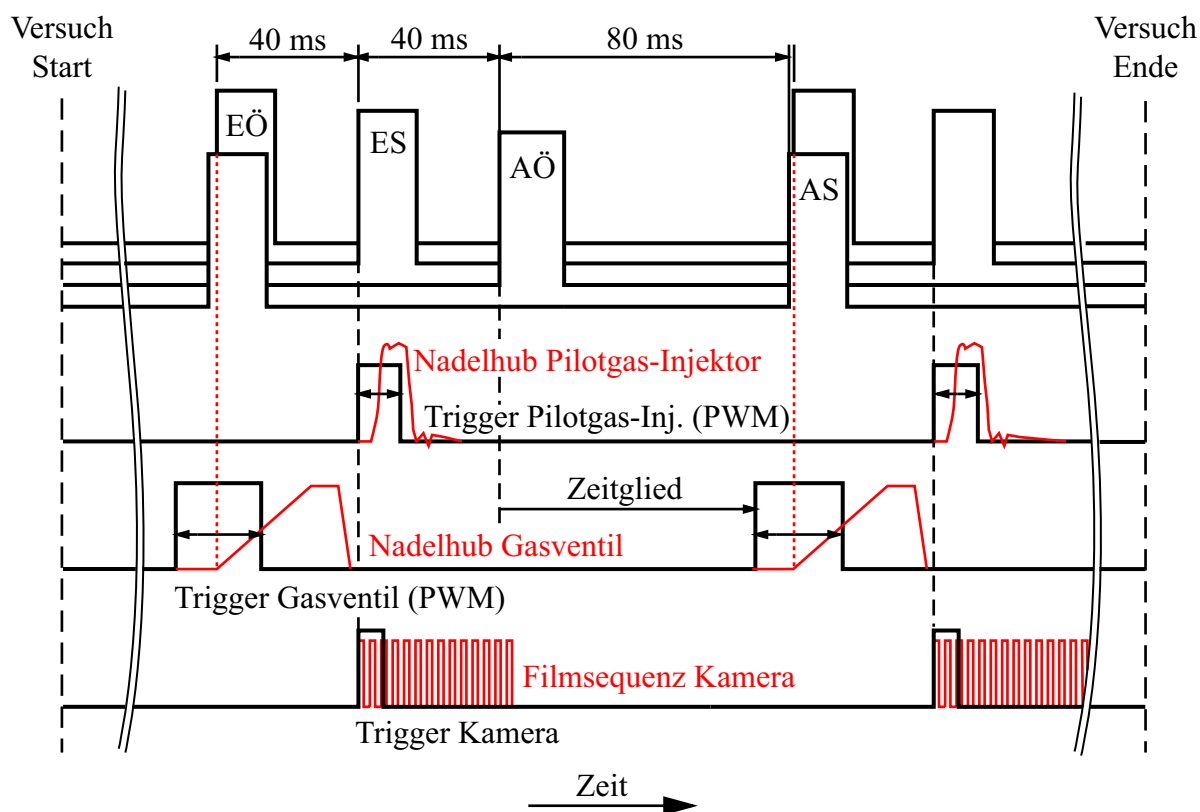


Abbildung 4.19: Darstellung der wichtigsten Mess- und Steuersignale der Anlage, aufgeteilt nach rechnerbasierter und externer Signalverarbeitung.



**Abbildung 4.20:** Steuerdiagramm des Versuchsablaufs. Die pulswidenmodulierten (PWM) Triggersignale der Erdgas-Injektoren sowie der Starttrigger für die Hochgeschwindigkeitskamera werden durch die Ereignisse EÖ, ES und AÖ ausgelöst.

zeität des Kamerasystems verbraucht wird. Mit dem verwendeten Kamerasystem konnten auf diese Weise pro Versuch je 46 aufeinanderfolgende Verbrennungszyklen aufgenommen werden. Bei einer Aufnahmezeit von  $f = 8 \text{ kHz}$  (s. Kap. 5.3.3) und 350 aufgenommenen Bildern pro Zyklus beträgt die Dauer jeder Filmsequenz  $\Delta t \approx 44 \text{ ms}$ . Dies ist ausreichend für die Aufzeichnung der Verbrennungsvorgänge zwischen den Zeitpunkten ES und AÖ eines Zyklus.

# 5 Messtechnik

## 5.1 Konventionelle Messtechnik

Die Druckverläufe in Vorkammer und Hauptbrennraum wurden mit piezoelektrischen Drucksensoren der Fa. Kistler aufgezeichnet. Für die Vorkammer kam ein Sensor Typ 6040A zum Einsatz. Der Hauptkammerdruck wurde mit einem Sensor Typ 7061B erfasst. Zur Reduzierung der Thermoschockempfindlichkeit wurden die Sensoren mit einer Mischung aus handelsüblichem Kfz-Frostschutzmittel und destilliertem Wasser gekühlt. Die Durchflussrate des Kühlmittels betrug ca. 0,5 l/s. Die Sensoren wurden in Kombination mit Ladungsverstärkern Typ 5011 eingesetzt. Für die Druckmessung im Mischrohr kam ein piezoresistiver Druckaufnehmer Typ 4045A100 mit einem Messverstärker 4601 (beide ebenfalls Fa. Kistler) zum Einsatz.

Die Temperaturen des Frischgases am Zelleintritt sowie in der Messküvette zur Luftzahlbestimmung (s. Kap. 5.2.4) wurden mit Thermoelementen Typ K erfasst. Als Messverstärker kamen Messumformer Typ dTrans T02 LCD der Fa. Jumo zum Einsatz. Die Glühstifttemperatur wurde über eine Messung des ohmschen Widerstands der Heizwendel abgeschätzt. Eine Korrelation zwischen Widerstand und Temperatur wurde in Vorversuchen mit Hilfe pyrometrischer Messungen abgeleitet (s. Anh. A.4).

Sämtliche Messwerte wurden mit einem PC-basierten Datenerfassungssystem aufgezeichnet. Dabei kamen drei synchronisierte Multifunktions-Messkarten vom Typ PCI-6221 bzw. PCI-6224 in Verbindung mit der Software LabView der Fa. National Instruments zum Einsatz. Neben der Erfassung der Messwerte dienen die Karten zur Registrierung und Ausgabe aller steuerungsrelevanten Triggersignale während des Versuchsablaufs (s. Kap. 4.7). Die Drücke in Vorkammer, Hauptkammer und Mischrohr, der Nadelhub des Pilotgas-Injektors sowie die Infrarotsignale zur Luftzahlbestimmung wurden mit einer Frequenz von  $f = 50$  kHz aufgezeichnet. Für alle übrigen Signale betrug die Aufnahmezeit  $f = 10$  kHz.

## 5.2 Luftzahlmessung durch IR-Absorptionsspektroskopie

Die präzise Kenntnis des Kraftstoff-Luft-Verhältnisses des einströmenden Frischgases ist für die Analyse des Verbrennungsprozesses unabdingbar. Zur messtechnischen Bestimmung der Luftzahl gibt es mehrere Methoden. Eine Möglichkeit bietet die Lambdasonde, welche durch die Messung des Restsauerstoffgehalts im Abgasstrom eine Rückrechnung auf das Kraftstoff-Luft-Verhältnis vor der Verbrennung erlaubt. Einfache Lambdasonden werden beispielsweise in Ottomotoren mit 3-Wege-Katalysator verwendet. Sie weisen im Ausgangssignal einen charakteristischen Spannungssprung<sup>1</sup> im Bereich um  $\lambda = 1$  auf. Außerhalb dieses Betriebsfensters ist keine genaue Messung des Sauerstoffgehalts möglich. Daher ist sie für die Luftzahlbestimmung magerer Gemische ungeeignet. Im Gegensatz dazu erlaubt die sogenannte Breitbandlambdasonde die Bestimmung des Restsauerstoffgehalts auch für nicht stöchiometrische Gemische [5]. Eine genaue Rückrechnung auf die Luftzahl vor der Verbrennung ist jedoch nur unter Annahme einer vollständigen Verbrennung möglich. Da dies im Versuchsbetrieb der Dynamischen Zelle nicht immer gewährleistet ist und zudem kein stationärer Abgasstrom zur Verfügung steht, wurde die Verwendung einer Lambdasonde zur Luftzahlmessung nicht in Betracht gezogen.

Alternativ eignen sich optische Verfahren wie die Raman-Spektroskopie, die Laserinduzierte Fluoreszenz oder die Infrarot-Absorptionsspektroskopie (Infrarot: IR) zur Luftzahlbestimmung [86]. Von den genannten Methoden zeichnet sich letztere durch ihre verhältnismäßig einfache Anwendbarkeit aus. In Verbrennungsmotoren wurde die IR-Absorptionsmethode bereits mehrfach zur kurbelwinkelaufgelösten Bestimmung der Luftzahl im Bereich der Zündkerze angewendet [6, 39, 86, 87]. Ein weiteres Anwendungsbeispiel ist die Erfassung von Luftzahl-Fluktuationen in Gasturbinenbrennern [61].

Die in dieser Arbeit verwendete Messmethode basiert ebenfalls auf der IR-Absorptionsspektroskopie. Sie ermöglicht die zeitlich aufgelöste Bestimmung der Luftzahl des Frischgases vor dem Eintritt in die Dynamische Zelle. Im Folgenden wird näher auf die Messmethode eingegangen.

---

<sup>1</sup> Dieser Sondentyp wird aufgrund seiner Kennlinie auch als Sprungsonde bezeichnet.

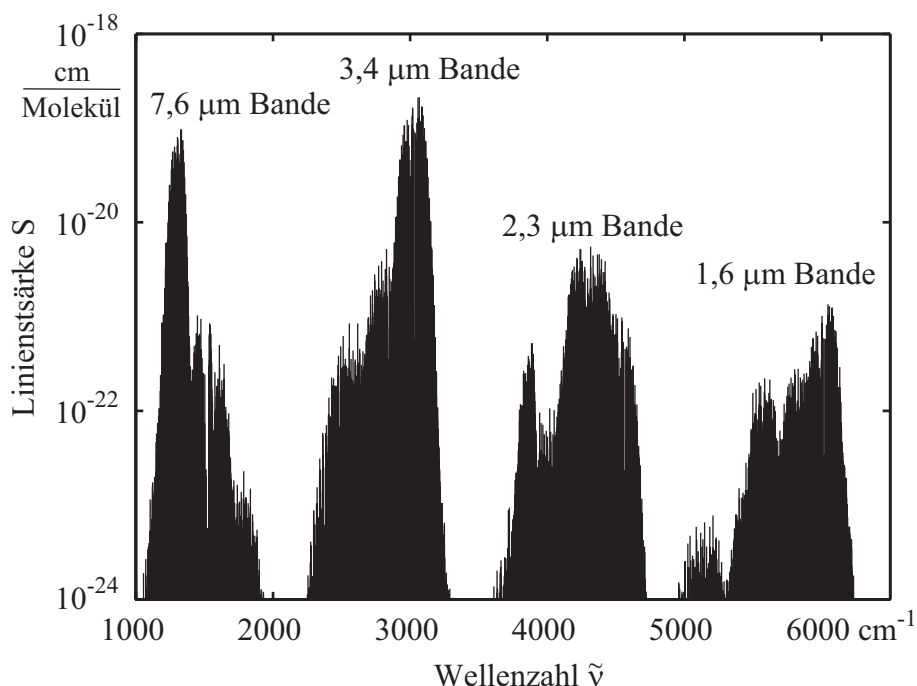
### 5.2.1 Theoretische Grundlagen der IR-Spektroskopie

Grundlage der IR-Absorptionsspektroskopie ist die Eigenschaft von Materie, mit elektromagnetischer Strahlung in Wechselwirkung zu treten. Im Falle der Absorption wird ein Molekül durch Aufnahme von Strahlungsenergie auf ein höheres Energieniveau gehoben. Gemäß den Gesetzen der Quantenmechanik können diese Energieniveaus nur diskrete Werte annehmen. Ein Lichtquant der Frequenz  $\nu$  wird nur dann absorbiert, wenn die Energie des Photons genau der Differenz  $\Delta E$  zwischen zwei Energieniveaus des Moleküls entspricht [19, 86]:

$$\Delta E = h \nu = h \tilde{\nu} c . \quad (5.1)$$

Dabei steht  $\tilde{\nu}$  für die in der Spektroskopie übliche Wellenzahl pro Längeneinheit,  $h$  für das Plancksche Wirkungsquantum und  $c$  für die Lichtgeschwindigkeit im durchstrahlten Medium. Durch die Energieaufnahme werden die Atome eines Moleküls zu Schwingungen um ihre Ruhelage angeregt. Man unterscheidet zwischen Streck-, Rotations- und Deformationsschwingungen. IR-Strahlung kann jedoch nur dann absorbiert werden, wenn die anzuregende Schwingungsform mit einer Änderung des Dipolmoments des Moleküls verbunden ist. Dies ist möglich, wenn der Molekülaufbau entweder ein permanentes Dipolmoment aufweist, oder wenn durch asymmetrische Verschiebung der Ladungsschwerpunkte ein Dipolmoment hervorgerufen werden kann. Bei homonuklearen Molekülen (z.B.  $N_2$ ,  $O_2$ ) ist kein Dipolmoment vorhanden. Sie sind nicht in der Lage, IR-Strahlung zu absorbieren und werden demnach als IR-inaktiv bezeichnet. Aus unterschiedlichen Atomen aufgebaute Moleküle (z.B.  $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $CH_4$ ) sind dagegen grundsätzlich IR-aktiv [19].

Kohlenwasserstoffe absorbieren Strahlung im mittleren IR-Bereich. Abbildung 5.1 zeigt beispielhaft die verschiedenen Absorptionsbanden von Methan. Das dargestellte Absorptionsspektrum wurde mit Hilfe der Datenbasis HITRAN berechnet [31, 73]. Die stärkste Absorptionsbande liegt im Wellenlängenbereich um  $3,4 \mu m$  (entspricht  $\tilde{\nu} = 2941 \text{ cm}^{-1}$ ) und resultiert aus der CH-Streckschwingung. Die weiteren Banden sind die erste Oberschwingung ( $1,6 \mu m$ ) und Kombinationsschwingungen ( $2,3 \mu m$  und  $7,6 \mu m$ ) [86].



**Abbildung 5.1:** Absorptionslinien von Methan, berechnet mit der Datenbasis HITRAN [31, 73].

### 5.2.2 Quantitative Analyse von Gasgemischen

Tritt IR-Strahlung durch ein Gasgemisch, in dem eine Absorberspezies  $i$  der molaren Konzentration  $c_i$  homogen verteilt vorliegt, so nimmt die Intensität der einfallenden Strahlung  $I_0$  über die Weglänge  $l$  gemäß des Lambert-Beer-Gesetzes ab:

$$\log\left(\frac{I}{I_0}\right) = -\epsilon \cdot c_i \cdot l. \tag{5.2}$$

Dabei steht  $I$  für die Intensität der Strahlung nach dem Durchlaufen der Probe. Der Quotient  $I/I_0$  wird auch als Transmission bezeichnet. Der molare Absorptionskoeffizient  $\epsilon$  ist ein Maß für die wellenlängenabhängige Stärke der Absorption. In Gleichung 5.2 wird nur die Strahlungsabsorption, nicht aber deren Streuung berücksichtigt. Diese Vereinfachung ist gerechtfertigt, da Rayleigh-Streuung<sup>2</sup> an Molekülen für Wellenlängen oberhalb 1  $\mu\text{m}$  vernachlässigbar gering ist [4]. Die Konzentration einer einzelnen Spezies im Gemisch lässt sich gemäß Gleichung 5.2 exakt bestimmen, wenn gleichzeitig keine Absorption durch weitere Spezies vorliegt. Daher ist es nötig, die Untersuchun-

<sup>2</sup>Mit Rayleigh-Streuung wird die elastische Streuung von Licht an Partikeln bezeichnet, deren Durchmesser  $d_p$  klein gegen die Wellenlänge  $\lambda$  des Lichts ist ( $d_p \ll \lambda$ ).

gen in einem Wellenlängenbereich durchzuführen, in dem keine Überlappungen mit Absorptionsbanden anderer Spezies auftreten.

Für die Untersuchungen in dieser Arbeit wurde die Wellenlänge  $\lambda = 3,4 \mu\text{m}$  gewählt. Die starke Absorption dieser Bande ermöglicht die quantitative Bestimmung geringer Gaskonzentrationen<sup>3</sup> unter Verwendung kurzer Absorptionsstrecken [6, 39, 86]. Als Lichtquelle kann ein kostengünstiger Helium-Neon-Laser (Helium-Neon: HeNe) verwendet werden [38, 61, 87]. Weiterhin ist die Querempfindlichkeit gegenüber anderen absorbierenden Spezies bei dieser Wellenlänge sehr gering. So ist beispielsweise die Absorption von Wasserdampf bei  $\lambda = 3,4 \mu\text{m}$  um ca. zwei Größenordnungen schwächer als die der Kohlenwasserstoffe. Absorptionsbanden anderer Spezies liegen in diesem Spektralbereich nicht vor [73, 86]. Damit ist für ein Methan-Luft-Gemisch die Forderung nach einer eindeutigen Zuordnung zur Kraftstoffkonzentration erfüllt.

Für eine quantitative Bestimmung der Gaskonzentration  $c_i$  muss neben der über die Probendicke  $l$  gemessenen Transmission  $I/I_0$  der Absorptionskoeffizient  $\epsilon$  bekannt sein. Dieser ist stoffspezifisch und hängt von Druck und Temperatur ab. Für eine Bestimmung von  $\epsilon$  ist damit parallel zur Transmissionsmessung die Messung von Druck und Temperatur in der Probe erforderlich. Dies gilt insbesondere für zeitlich aufgelöste Messungen in instationären Strömungen mit Druck- und Temperaturfluktuationen. Eine rechnerische Bestimmung von  $\epsilon$  ist mit Hilfe der HITRAN Datenbasis [31, 73] möglich. Diskrete Literaturwerte für Drücke  $p \leq 20$  bar sind bis zu Temperaturen um 600 K erhältlich [88]. Daten für höhere Temperaturen liegen nur in niedrigen Druckbereichen ( $p \leq 3$  bar) vor [38, 90, 91]. Alternativ kann der Absorptionskoeffizient durch Kalibrationsmessungen mit bekannten Gasgemischen ermittelt werden.

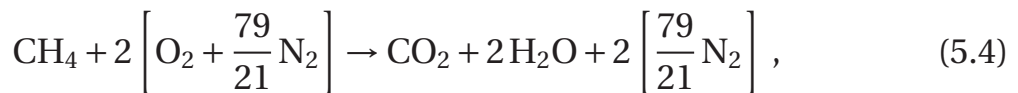
<sup>3</sup> Für Methan entspricht der Luftzahlbereich  $\lambda = 2 \dots 3$  einem Molanteil von  $\psi_{CH_4} = 0,05 \dots 0,034$  im Frischgas.

### 5.2.3 Luftzahlbestimmung

Die Luftzahl  $\lambda$  eines Kraftstoff-Luft-Gemisches lässt sich durch den Quotienten aus tatsächlich vorhandener Luftmenge  $L$  und dem für vollständigen Brennstoffumsatz minimal erforderlichen Luftbedarf  $L_{\min}$  bestimmen:

$$\lambda = \frac{L}{L_{\min}}. \quad (5.3)$$

Für Methan-Luft-Gemische ergibt sich der minimale Luftbedarf aus der Bruttoreaktionsgleichung für die stöchiometrische Verbrennung [30],



zu

$$L_{\min} = 2 \left[ 1 + \frac{79}{21} \right] = 9,52 \frac{\text{kmol}_{\text{Luft}}}{\text{kmol}_{\text{CH}_4}}. \quad (5.5)$$

Die tatsächlich vorhandene Luftmenge  $L$  lässt sich aus der molaren Methankonzentration  $c_{\text{CH}_4}$  berechnen, welche sich aus dem Lambert-Beer-Gesetz (Gl. 5.2) ergibt:

$$c_{\text{CH}_4} = -\frac{\log(I/I_0)}{\epsilon l}. \quad (5.6)$$

Die gesamte Stoffmenge  $c_{\text{ges}}$  aller Gemischkomponenten (Luft und Brennstoff) pro Volumeneinheit kann mit Hilfe des idealen Gasgesetzes ermittelt werden:

$$c_{\text{ges}} = \frac{p}{R_m T}. \quad (5.7)$$

Nach Differenzbildung und Division ergibt sich die im Gemisch vorhandene Luftmenge  $L$  zu

$$L = \frac{c_{\text{ges}} - c_{\text{CH}_4}}{c_{\text{CH}_4}} = \frac{c_{\text{Luft}}}{c_{\text{CH}_4}}. \quad (5.8)$$

Zusammengefasst kann die Luftzahl damit wie folgt beschrieben werden:

$$\lambda = \frac{L}{L_{\min}} = \left[ -\frac{p/(R_m T)}{\log(I/I_0)/(\epsilon L)} - 1 \right] \cdot \frac{1}{L_{\min}}. \quad (5.9)$$



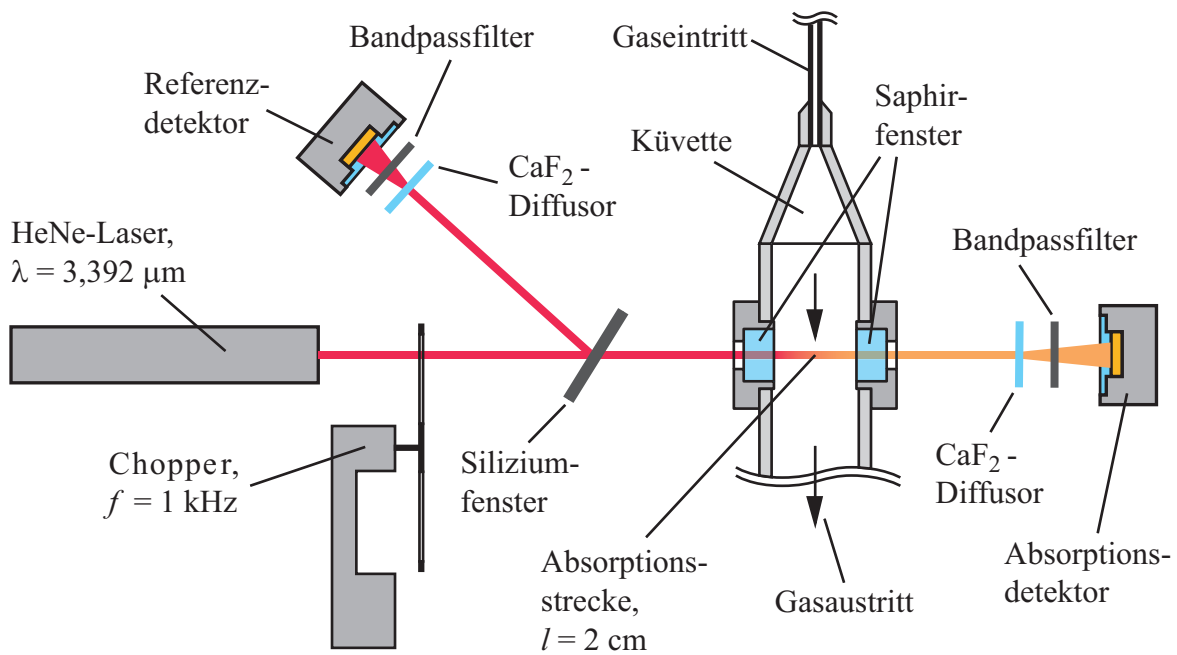
Aus Gleichung 5.9 wird ersichtlich, dass für eine genaue  $\lambda$ -Bestimmung neben der Kenntnis des Absorptionskoeffizienten  $\epsilon$  (mit  $\epsilon = f(p, T)$ , s. Kap. 5.2.2) eine genaue Bestimmung von Druck und Temperatur von großer Bedeutung ist.

#### 5.2.4 Versuchsaufbau der IR-Messung

Als IR-Lichtquelle wurde ein HeNe-Laser Typ LHIP-0201-339 der Fa. Research Electro-Optics mit einer Wellenlänge von  $3,392 \mu\text{m}$  und einer Leistung von ca. 3 mW verwendet. In Testmessungen wurden erhebliche Intensitätsschwankungen der Laserstrahlung festgestellt. Diese äußern sich in einer Langzeitdrift im Bereich von  $\pm 5 \%$  der Nennleistung sowie hochfrequent überlagerten Störungen der gleichen Größenordnung. Für eine genaue Bestimmung der Transmission  $I/I_0$  ist somit neben der Intensitätsmessung nach Durchlaufen der Probe ( $I$ ) eine simultane<sup>4</sup> Referenzmessung der eintretenden Strahlungsintensität  $I_0$  nötig. Hierfür wurden zwei thermoelektrisch gekühlte Quecksilber-Cadmium-Tellurid-Detektoren Typ MCT-5-TE3-2.00 (Quecksilber-Cadmium-Tellurid: HgCdTe) der Fa. InfraRed Associates nebst zugehörigen Messverstärkern Typ MCT-1000 verwendet. Die Datenaufnahmerate betrug für beide Detektoren 50 kHz. Der Aufbau der Messanordnung ist in Abbildung 5.2 dargestellt.

Die Laserstrahlung wird mit einem Chopperrad bei einer Frequenz von  $f = 1 \text{ kHz}$  moduliert. Durch die integrierte Hochpassfilterung der Messverstärker (untere Grenzfrequenz ca. 160 Hz) können störende Gleichlichtanteile unterdrückt werden. Ein unbeschichtetes Siliziumfenster mit einem Transmissions- zu Reflexionsverhältnis von  $\tau/\rho|_{3,4 \mu\text{m}} \approx 0,5$  kommt als Strahlteiler zum Einsatz. Ein Teilstrahl wird in Richtung des Referenzdetektors reflektiert. Der verbleibende Teilstrahl durchläuft die Messküvette und gelangt zum Absorptionsdetektor. Beide Strahlen treten vor dem Auftreffen auf den Detektor jeweils durch ein opakes Calcium-Fluorid-Fenster (Calcium-Fluorid:  $\text{CaFl}_2$ ) sowie einen Bandpassfilter (BPF). Die Bandpassfilter mit Mittenwellenlänge  $\text{MWL} = 3,4 \mu\text{m}$  und Halbwertsbreite  $\text{HWB} = 140 \text{ nm}$  dienen zur Abschirmung modulierter Restlichtanteile anderer Wellenlängen. Durch die  $\text{CaFl}_2$ -Fenster wird die eintreffende Strahlung diffus auf den Detektor gestreut, was

<sup>4</sup>Die simultane Datenerfassung ist erforderlich, da durch die hochfrequenten Intensitätsschwankungen des Lasers eine sequentielle Abtastung der Messkanäle zu einer fehlerhaften Rekonstruktion des Nullsignals  $I_0$  aus dem Referenzsignal führen würde.



**Abbildung 5.2:** Schematische Darstellung des Messaufbaus zur Luftzahlbestimmung.

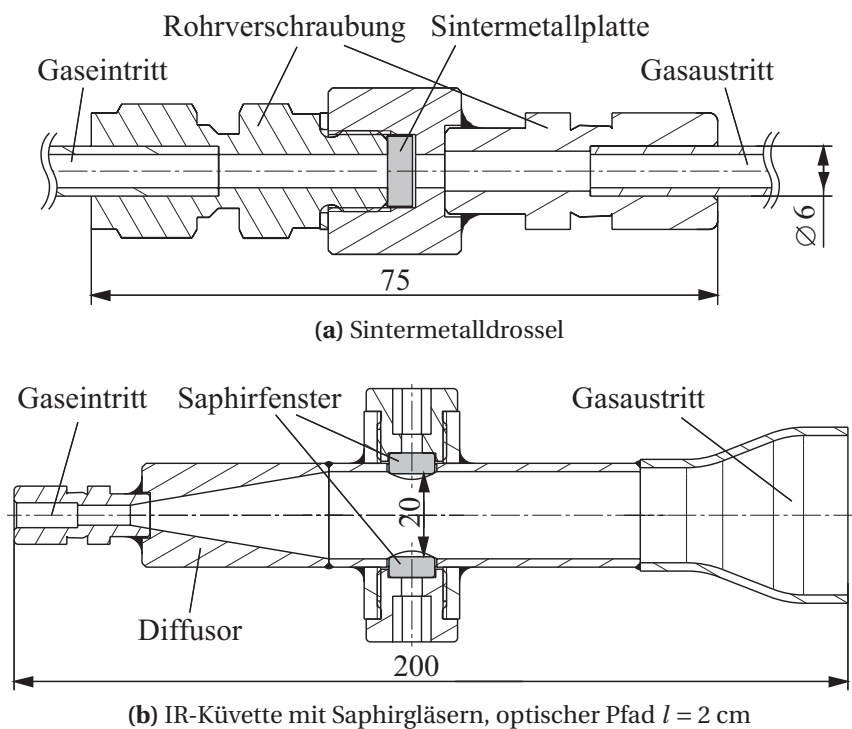
zu einer gleichmäßigeren Ausleuchtung der sensitiven Detektorfläche<sup>5</sup> sowie einer geringeren Störanfälligkeit des Messsignals gegenüber mechanischen Vibrationen des Versuchsaufbaus führt.

Eine zunächst durchgeführte In-situ-Messung im Mischrohr lieferte aufgrund starker Vibrationen des Versuchstandes keine verwertbaren Ergebnisse. Weiterhin konnten temperaturbedingte Transmissionschwankungen der verwendeten Mischrohrfenster während des Versuchs nicht genau bestimmt werden. Die Absorptionsmessungen wurden somit außerhalb des Mischrohrs in einer externen Messküvette vorgenommen.

Während des Versuchs wird ein Teil des in die Brennkammer strömenden Frischgases über eine Entnahmeleitung (Innendurchmesser  $d_i = 4\text{ mm}$ ) am Ende des Mischrohrs abgeführt. Durch eine in der Leitung montierte Sintermetallplatte (s. Abb. 5.3a) wird der Massenstrom auf Umgebungsdruck gedrosselt. Die Einstellung des Massenstroms ( $\dot{m} \approx 3\text{ g/s}$ ) erfolgt durch geeignete Wahl von Dicke und Porösität der Sintermetallplatte und wurde in Vorversuchen experimentell bestimmt. Der gedrosselte Massenstrom wird anschließend in einer wassergekühlten Kupferwendel auf Umgebungstemperatur gekühlt und der Küvette zugeführt. Ein Diffusor am Küvetteneintritt unterstützt

<sup>5</sup> Aufgrund des gaußförmigen Laserstrahlprofils ergibt sich auf der Strahlachse eine höhere Leistungsdichte, die ohne Aufweitung des Strahls zur Sättigung des Detektors (bei ca.  $1\text{ mW/mm}^2$ ) führen würde.

die Aufweitung des eintretenden Gasstroms. Die Länge des optischen Strahlengangs beträgt  $l = 20$  mm und wird durch Saphirfenster begrenzt. Diese sind in handelsübliche Einschraubverschraubungen eingeklebt und können leicht ausgetauscht werden. Abbildung 5.3 zeigt die Sintermetalldrossel sowie die Messküvette.



**Abbildung 5.3:** Schnittdarstellung der Sintermetalldrossel (a) zur Probenentnahme und der IR-Messküvette (b).

Nach der Küvette gelangt der Massenstrom über einen Abgasschlauch (Innendurchmesser  $d_i = 45$  mm) ins Freie (Umgebungsdruck). Aufgrund der geringen Strömungsgeschwindigkeiten im Abgasschlauch ( $< 2$  m/s) ist der auftretende Druckverlust vernachlässigbar gering. Damit entfällt die Notwendigkeit einer Druckmessung in der Küvette, da zu jeder Zeit Umgebungsdruck herrscht. Für die Messungen wurde der Umgebungsdruck jeweils mit den Daten einer nahegelegenen Wetterstation des Meteorologischen Instituts der Universität München [53] abgeglichen. Die Gastemperatur wurde unmittelbar am Küvettenaustritt durch ein Thermoelement (Typ K, Dicke 0,5 mm) erfasst. Der Messfehler des Thermoelements wurde durch eine 2-Punkt-Kalibration an Eis- und Siedepunkt von Wasser ermittelt und betrug  $\Delta T < 0,3$  K absolut.

Ein Nachteil der extern durchgeführten Luftzahlbestimmung gegenüber der In-situ-Messung ist der Verlust der hohen zeitlichen Auflösung. Die Verweildauer der Probe in der Entnahmeleitung kann nur überschlägig ermittelt werden (ca. 10 – 20 ms). Damit geht die Möglichkeit verloren, zu jedem Zeitpunkt des Einströmvorgangs in die Brennkammer eine Aussage bzgl. der Gemischzusammensetzung treffen zu können. Zusätzlich ergeben sich beim Durchströmen der Entnahmeleitung aufgrund von Axialdiffusion und Turbulenz unerwünschte Dispersionseffekte, die die zeitliche Auflösung ebenfalls negativ beeinträchtigen.

Im Gegensatz dazu ist die erhöhte quantitative Genauigkeit der Messung positiv zu bewerten. Aufgrund der unkomplizierten Randbedingungen (Umgebungsdruck, Umgebungstemperatur) lassen sich sämtliche zur Auswertung von Gleichung 5.9 benötigten Größen in engen Grenzen bestimmen. Bei Kalibriermessungen mit Gasgemischen bekannter Zusammensetzung<sup>6</sup> betrug die relative Abweichung der Messergebnisse weniger als 2 %. Diese Abweichung liegt innerhalb der Herstellungstoleranz der Kalibriergase. Bezogen auf die Luftzahl entspricht dies einer Schwankungsbreite von  $\Delta\lambda < \pm 0,05$ .

## 5.3 Chemilumineszenz

### 5.3.1 Theoretische Grundlagen der Chemilumineszenz

Verbrennungsvorgänge werden allgemein von der Emission elektromagnetischer Strahlung über einen breiten Spektralbereich begleitet, der sich vom Infrarot über den sichtbaren Bereich bis in den ultravioletten (UV) Bereich erstreckt. Die Ursachen der Strahlungsemission sind dabei unterschiedlicher Natur.

Liegt thermischer Energieaustausch zwischen Gemisch und Brennraumwänden vor, so spricht man von Gasstrahlung. Für den technischen Bereich sind vor allem Wellenlängen im IR-Bereich ( $\lambda > 1 \mu\text{m}$ ) von Interesse [4]. Intensität und Spektrum der emittierten Strahlung sind dabei aufgrund der wellenlängenabhängigen Absorptions- und Emissionsgrade der beteiligten Spezies charakteristisch für die Gemischzusammensetzung [70]. Physikalisch kann

---

<sup>6</sup> Es wurden zwei Methan-Stickstoff-Kalibriergasgemische der Fa. Linde verwendet. Die Molanteile von  $\text{CH}_4$  in  $\text{N}_2$  betragen  $\psi_{\text{CH}_4} = 0,04$  bzw.  $\psi_{\text{CH}_4} = 0,06$ . Dies entspricht Luftzahlen von  $\lambda \approx 2,5$  bzw.  $\lambda \approx 1,6$ .

die Gasstrahlung genauso wie die IR-Absorption (s. Kap. 5.2) behandelt werden, da Absorptions- und Emissionsgrad einer Spezies bei einer bestimmten Wellenlänge gemäß des Kirchhoffschen Gesetzes gleich sind [4]. Eine weitere Strahlungskomponente, der v.a. im Bereich der dieselmotorischen Verbrennung Bedeutung zukommt, ist die Festkörperstrahlung von Rußpartikeln. Spektrale Verteilung und Intensität werden hier vor allem durch die Temperatur sowie die Konzentration der Festkörper im Gemisch beeinflusst.

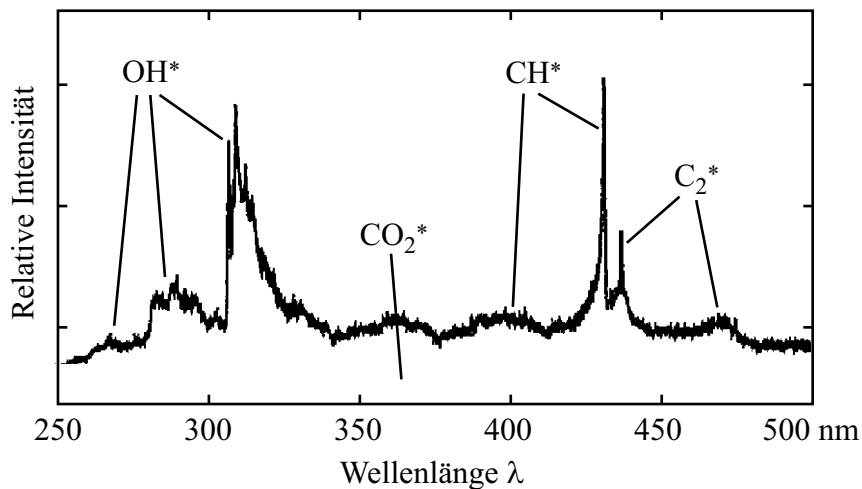
Im Fall der Chemilumineszenz wird ein Molekül durch chemische Reaktionen kurzzeitig in einen angeregten elektronischen Zustand gehoben. Eine Möglichkeit für den nachfolgenden Übergang in den Grundzustand ist die Aussendung eines Photons, wie folgendes Beispiel zeigt [18]:



Die Bezeichnung \* steht hierbei für den angeregten Molekülzustand. Gemäß der Quantentheorie können nur diskrete Energieniveaus innerhalb des angeregten elektronischen Zustands besetzt werden (s. Gl. 5.1). Damit ergeben sich für verschiedene Spezies charakteristische Emissionsspektren. Aus der Spektralanalyse lassen sich Aussagen über die an der Reaktion beteiligten Spezies, Umsatzraten und Reaktionspfade treffen. Neben der Emission von Lichtquanten existieren weitere Möglichkeiten der Energieabgabe. Dazu gehören beispielsweise Stoßreaktionen mit benachbarten Molekülen ohne Strahlungsabgabe (Quenching) oder vorzeitiger Molekülzerfall (Prädissoziation) [95].

In Kohlenwasserstoffflammen sind im Wesentlichen vier Spezies für die Entstehung der Chemilumineszenz verantwortlich [75]:  $\text{CH}^*$ ,  $\text{C}_2^*$ ,  $\text{OH}^*$  und  $\text{CO}_2^*$ . Einfach gebaute zweiatomige Moleküle wie CH und OH weisen schmalbandige Emissionsspektren mit wenigen Nebenwellenlängen auf. Für komplexer gebaute Moleküle wie  $\text{CO}_2$  ergeben sich aufgrund der vielen möglichen Anregungszustände kontinuierliche Spektren ohne charakteristische Übergänge [23]. Abbildung 5.4 zeigt das Spektrum einer stöchiometrischen Methan-Luft-Flamme [11]. Neben den genannten schmalen Emissionsbanden von  $\text{CH}^*$  ( $\lambda_{\text{CH}^*,\text{max}} = 431,4 \text{ nm}$ ),  $\text{C}_2^*$  ( $\lambda_{\text{C}_2^*,\text{max}} = 473,7 \text{ nm}$ ) und  $\text{OH}^*$  ( $\lambda_{\text{OH}^*,\text{max}} = 306,4 \text{ nm}$ ) ist das kontinuierliche  $\text{CO}_2^*$ -Spektrum als breitbandige Überlagerung zu erkennen. Insbesondere die Chemilumineszenz der Spezies  $\text{OH}^*$  und  $\text{CH}^*$  kann aufgrund ihrer hohen Intensität und guten Selektierbarkeit einfach detektiert werden. Eine örtlich und zeitlich aufgelöste Identifizierung von Reaktionszo-

nen ist aufgrund der sehr kurzen Lebensdauer der angeregten Zustände möglich. Für das OH\*-Radikal beträgt diese lediglich 600 ns [9].



**Abbildung 5.4:** Chemilumineszenzspektrum einer Methan-Luft-Flamme mit Luftzahl  $\lambda = 1$ , nach [11].

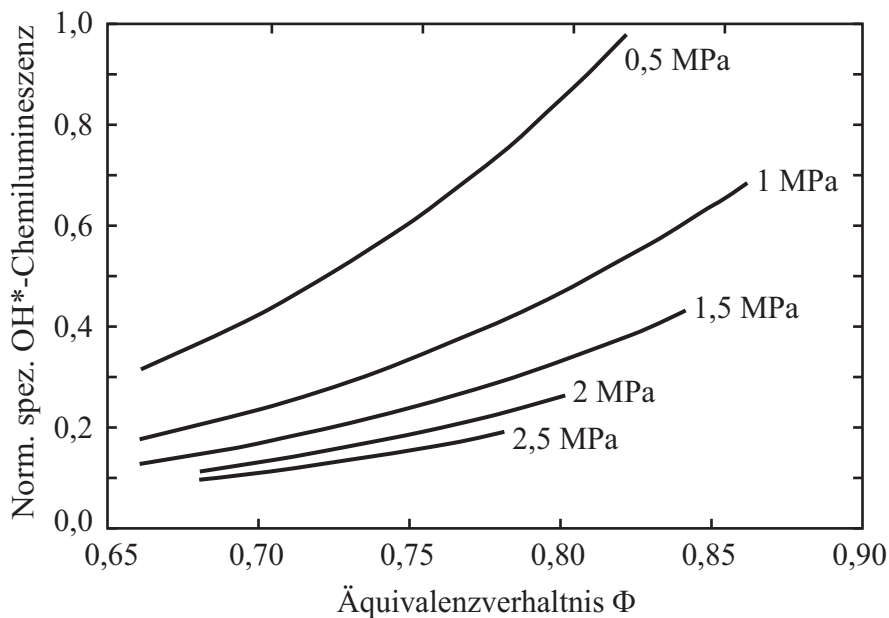
### 5.3.2 Einfluss von Druck, Luftzahl und Turbulenz auf die Chemilumineszenzintensität

Im Rahmen einer qualitativen Beurteilung der Chemilumineszenz mager vorgemischter Methan-Luft-Flammen lassen sich folgende grundlegende Aussagen treffen [15, 23, 29, 32]:

- Bei konstantem Druck nimmt die Chemilumineszenzintensität mit steigender Luftzahl monoton ab (s. Abb. 5.5).
- Bei konstantem Druck nimmt die Chemilumineszenzintensität mit steigendem Frischgasmassenstrom<sup>7</sup> monoton zu.
- Bei steigendem Druck und proportional zunehmendem Frischgasmassenstrom ( $\dot{m} \propto p$ ) nimmt die absolute Chemilumineszenzintensität unterlinear zu. Die auf den jeweiligen Frischgasmassenstrom  $\dot{m}(p)$  bezogene spezifische Chemilumineszenzintensität nimmt entsprechend unterlinear ab (s. Abb. 5.5).

<sup>7</sup>In den angegebenen Quellen werden v.a. Grundlagenuntersuchungen an stationär brennenden Flammen mit konstanter Frischgaszufuhr beschrieben. Aus diesem Grund wird in diesem Abschnitt der Ausdruck „Frischgasmassenstrom“ verwendet, auch wenn er für die Beschreibung motorischer Verbrennungsvorgänge nicht sinnvoll erscheint.

Der Einfluss von Druck und Luftzahl ist in Abbildung 5.5 für experimentelle Daten von Higgins et al. [29] dargestellt. Die unter Punkt 2 der o.g. Aussagen beschriebene Zunahme der (absoluten) Chemilumineszenzintensität mit steigendem Frischgasmassenstrom (bei  $p = \text{const.}$ ) ist dabei durch die spezifische Form der Darstellung nicht erkennbar. Die mit steigendem Druck abnehmende spezifische Chemilumineszenzintensität (s. Punkt 3 der o.g. Aussagen) kann auf Quenchingeffekte (s. Kap. 5.3.1) zurückgeführt werden. Der Einfluss der Luftzahl ist damit erklärbar, dass mit zunehmend magerem Gemisch die Anzahl an gebildeten  $\text{OH}^*$ -Radikalen abnimmt. Ein Grund hierfür ist die zunehmende Verlagerung des Brennstoffumsatzes auf chemische Reaktionspfade, die nicht zur Bildung von  $\text{OH}^*$ -Radikalen beitragen [58]. Auf diesen Sachverhalt wird im Folgenden nochmals eingegangen.



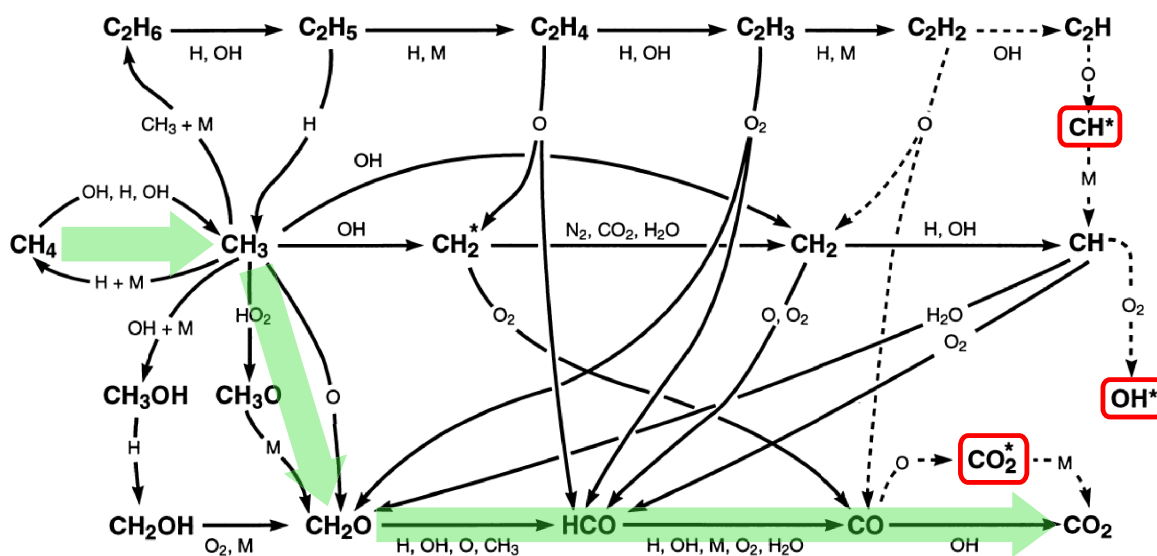
**Abbildung 5.5:** Normierte Darstellung der auf den Frischgasmassenstrom bezogenen spezifischen  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenz einer vorgemischten laminaren Methan-Luft-Flamme über dem Äquivalenzverhältnis  $\Phi (= 1/\lambda)$  für verschiedene Druckniveaus, nach [29].

Neben den genannten phänomenologischen Beobachtungen existieren vor allem für Flammen unter atmosphärischem Druck zahlreiche Untersuchungen zur quantitativen Bestimmung von Wärmefreisetzung und Luftzahl aus Chemilumineszenzmessungen [14, 23, 46, 58]. Dabei konnten für laminare bis schwach turbulente Flammen quantitative Übereinstimmungen zwischen gemessener und reaktionskinetisch modellierter Chemilumineszenz beobachtet werden [24, 75]. So existiert z.B. eine in etwa lineare Kopplung zwischen

Chemilumineszenz und Wärmefreisetzung, die jedoch nur für den Fall perfekt vorgemischter und adiabater Verbrennung gültig ist.

In turbulenten Flammen wird die Chemilumineszenz durch Effekte wie z.B. Flammenstreckung oder lokale Ungemischtheit stark beeinflusst. Für integrale Messungen über die gesamte Flamme löschen sich diese Effekte v.a. durch den Einfluss der optischen Tiefenintegration teilweise wieder aus. Die Herleitung empirischer Korrelationen zur Bestimmung der integralen Wärmefreisetzung ist damit in Grenzen möglich. Probleme ergeben sich bei der örtlich aufgelösten Bestimmung von Wärmefreisetzungsraten, da eine Kopplung von Wärmefreisetzung und Chemilumineszenz durch den Einfluss der Turbulenz erschwert wird [46].

Wie bereits erwähnt, ist ein weiteres Problem, dass die Bildung der angeregten Spezies meist nicht auf den Hauptpfaden der chemischen Kinetik liegt [14,58]. So stellt das Beispiel aus Gleichung 5.10 den Hauptbildungsmechanismus für die Entstehung von OH\* in Methan-Luft-Flammen dar [18], der jedoch nur auf einem Nebenpfad der Reaktionskinetik von Methan liegt. Das in Abbildung 5.6 dargestellte Reaktionsschema für Methan [58] verdeutlicht diesen Sachverhalt.



**Abbildung 5.6:** Vereinfachtes Reaktionsschema für Methan, nach [46, 58]. Die grünen Pfeile kennzeichnen den Hauptpfad der Reaktion, auf dem der Großteil des Brennstoffs umgesetzt wird. Die rot markierten Chemilumineszenzspezies  $\text{CH}^*$ ,  $\text{OH}^*$  und  $\text{CO}_2^*$  liegen auf Nebenpfaden.



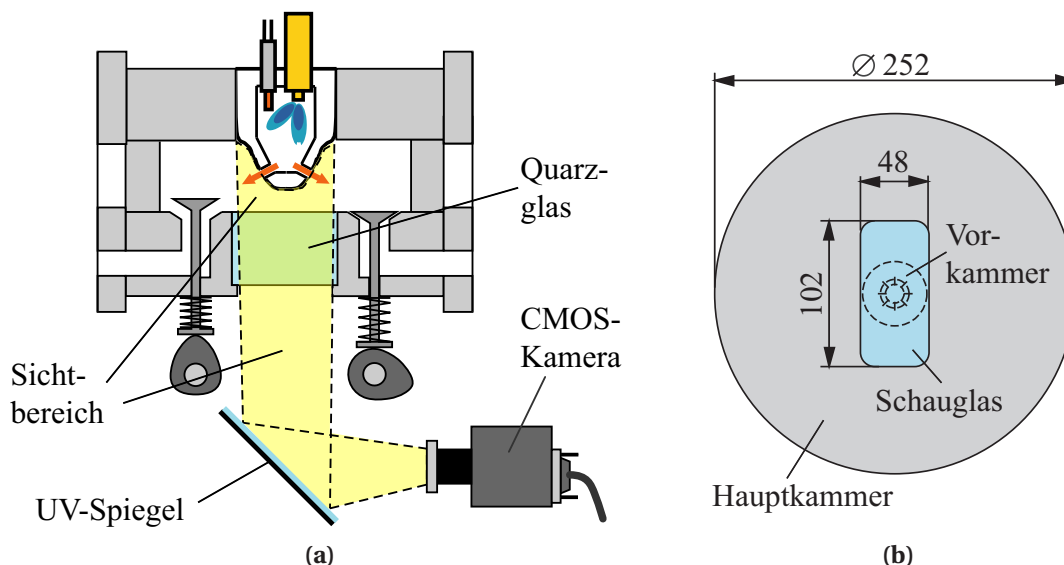
Diverse Parameter (u.a. die Luftzahl) beeinflussen die Verteilung des umgesetzten Brennstoffs auf die verschiedenen Reaktionspfade. Damit kann nicht eindeutig geklärt werden, welcher Anteil an umgesetztem Kraftstoff zur Bildung der angeregten Spezies beiträgt. Der zusätzlich zu berücksichtigende Einfluss des Drucks auf die Chemilumineszenzemissionen in nicht atmosphärisch brennenden Flammen stellt hierbei ein zusätzliches Problem dar.

Im Bereich der Verbrennungsmotoren wird die Chemilumineszenz einzelner Spezies mehrheitlich als qualitatives Maß zur Identifizierung und Charakterisierung der Reaktionszone verwendet [56, 81, 84]. Quantitative Aussagen zu Wärmefreisetzung und Luftzahl in Motorbrennräumen sind nur bei gleichzeitiger Analyse der Chemilumineszenz mehrerer Spezies (z.B.  $\text{OH}^*$  und  $\text{CH}^*$ ) möglich. Eine akzeptable Genauigkeit ist nur durch hohen messtechnischen Aufwand sowie umfangreiche Kalibriermessungen erreichbar, was jedoch eine entsprechende Eignung des Versuchsträgers erfordert [1]. Im Rahmen dieser Arbeit wird nicht der Versuch unternommen, quantitative Aussagen bezüglich Wärmefreisetzung oder örtlicher Gemischzusammensetzung zu treffen. Die Chemilumineszenz des  $\text{OH}^*$ -Radikals wird lediglich zur qualitativen Beschreibung der Reaktionszone verwendet.

### 5.3.3 Versuchsaufbau zur Chemilumineszenzmessung

Bedingt durch die Einbaulage des optischen Zugangs zum Hauptbrennraum wurden die Chemilumineszenzaufnahmen indirekt über einen UV-Oberflächenspiegel (Typ SEA-UV, Fa. Präzisions Glas & Optik) mit einem Reflexionsgrad  $\rho|_{280 - 700 \text{ nm}} > 0,85$  durchgeführt. Abbildung 5.7 zeigt eine schematische Darstellung des Kameraaufbaus mit UV-Spiegel sowie eine maßstäbliche Skizze des einsehbaren Bereichs des Hauptbrennraums.

Für die Aufnahmen kam eine bildverstärkte CMOS-Hochgeschwindigkeitskamera (Typ APX-Intensified, Fa. Photron) zum Einsatz. Die Brennweite des verwendeten UV-Objektivs (Typ UV-Nikkor, Fa. Nikon) beträgt  $f = 105 \text{ mm}$  bei einer maximalen Lichtstärke von 1:4,5. Zur Separierung der  $\text{OH}^*$ -Bande um 306 nm wurde ein Bandpassfilter (Typ 307FS10-25, Fa. Andover) mit  $\text{MWL} = 307,1 \text{ nm}$  und  $\text{HWB} = 11 \text{ nm}$  verwendet. Die maximale Transmission des Filters beträgt knapp 18 %. Sämtliche Aufnahmen wurden mit einer Rate von 8000 Bildern pro Sekunde bei einer Auflösung von 512 x 256 Pixel erfasst.



**Abbildung 5.7:** Kamerapositionierung mit UV-Spiegel (a) und maßstäbliche Darstellung des einsehbaren Bereichs des Hauptbrennraums (b).

Aufgrund des schnellen Abklingverhaltens des Bildverstärkers<sup>8</sup> sollten nur geringe Nachleuchteffekte auftreten, die hohe Aufzeichnungsraten ermöglichen. In Testmessungen wurde jedoch ein deutlich längeres Nachleuchten von Pixel niedriger Intensität festgestellt. Dies äußert sich in einem zunächst schnellen Absinken der Signalintensität auf einen von der Ausgangsintensität unabhängigen festen Grenzwert. Dieser betrug in Testmessungen ca. 19 von maximal 255 counts pro Pixel, was ca. 7,4 % des gesamten Dynamikbereichs der Kamera entspricht<sup>9</sup>. Das weitere Abklingen erfolgt deutlich langsamer über eine Zeitdauer von bis zu 30 ms und ist den nachfolgenden Bildern überlagert. Dies führt zu einer erheblichen Einschränkung des nutzbaren Dynamikumfangs, da für eine aussagekräftige Interpretation des Bildmaterials nur Pixel herangezogen werden sollten, deren Intensität oberhalb des genannten Grenzwerts liegt. Vergleichsweise intensitätsschwache Signale (z.B. OH\*-Chemilumineszenz der Hauptkammervverbrennung, s. Kap. 7.5.2) können nur aufgelöst werden, wenn die Nachleuchterscheinungen in Kauf genommen werden. Ursächlich für dieses Verhalten des Kamerasystems sind vermutlich Alterungserscheinungen einzelner optoelektronischer Komponenten, die jedoch nicht eindeutig identifiziert werden konnten.

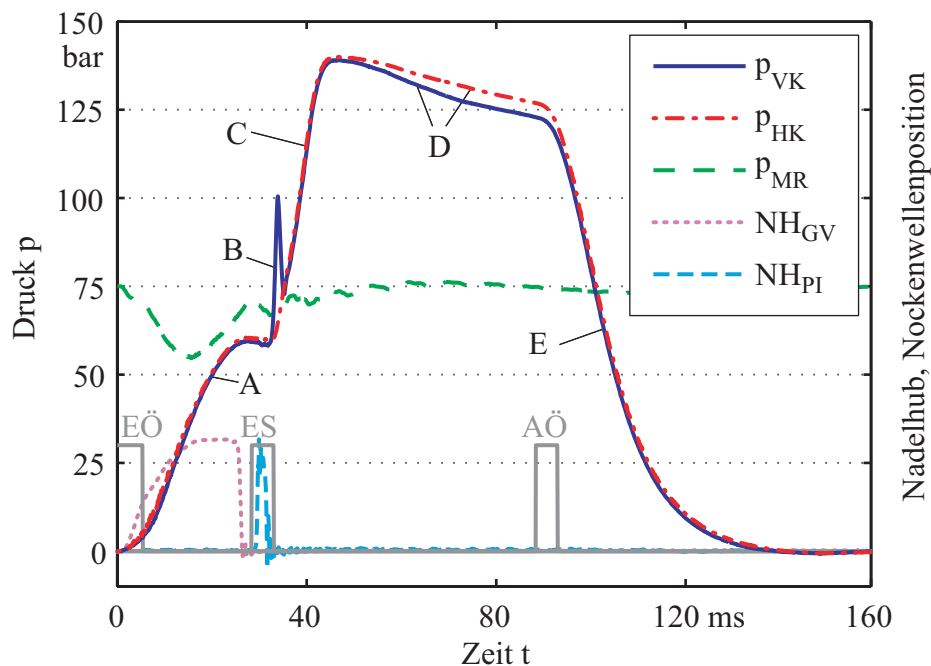
<sup>8</sup> Der kamerainterne Bildverstärker (Typ MCP125, Fa. Photek) ist mit einer Photokathode S20 und einem Phosphorschirm FS ausgestattet, dessen Abklingzeit bis zum Erreichen von 10 % des Ausgangssignals laut Herstellerangaben nur ca. 12  $\mu$ s beträgt.

<sup>9</sup> Der Dynamikumfang der Kamera umfasst einen Wertebereich von 0 – 255 counts pro Pixel, wobei einem vollständig dunklen Bildpunkt der Wert 0 zugeordnet wird, einem maximal belichteten der Wert 255.

# 6 Betriebsverhalten der Versuchsanlage

## 6.1 Phasen eines Einzelzyklus

Abbildung 6.1 zeigt den charakteristischen Verlauf eines Einzelzyklus innerhalb eines Versuchsdurchlaufs. Neben den Druckverläufen in Vorkammer  $p_{VK}$  und Hauptkammer  $p_{HK}$  sind die Nadelhubverläufe des Gasventils  $NH_{GV}$ , des Pilotgas-Injektors  $NH_{PI}$  sowie der Mischrohrdruck  $p_{MR}$  dargestellt. Die Zeitpunkte EÖ, ES und AÖ sind ebenfalls abgebildet.



**Abbildung 6.1:** Charakteristischer Verlauf eines Einzelzyklus, unterteilt in Einströmvorgang (A), Vorkammervverbrennung (B), Hauptkammervverbrennung (C), Druckabfall nach Verbrennungsende (D) und Ausströmvorgang (E).

Verbrennungszyklen gemäß Abbildung 6.1 werden im Folgenden auch als reguläre Zyklen bezeichnet. Neben diesem Verlauf existieren noch andere Formen, die in Kapitel 7.2 erörtert werden. Zunächst erfolgt jedoch eine Erläuterung der Abschnitte A – E des vorliegenden Zyklus:

### **Einströmvorgang (A)**

Die Zelle wird zwischen den Zeitpunkten EÖ und ES mit Frischgas befüllt. Die Zeitspanne  $\Delta t_{E\ddot{O} \rightarrow ES}$  zwischen EÖ und ES fällt dabei kürzer aus als die in Kapitel 3.4 für den Einströmvorgang definierte Zeit von 40 ms. Dies resultiert aus dem Spiel zwischen Nockenwelle und Ventilstößel zur Vermeidung von Leckageverlusten über die Ventilsitze (s. Kap. 4.2.4). In gleicher Weise ergeben sich veränderte Zeitspannen zwischen ES und AÖ sowie zwischen AÖ und AS ( $\cong E\ddot{O}$ ). Durch die konstante Drehzahl des Nockenwellenmotors bleibt die Gesamtzyklusdauer von 160 ms unverändert (s. Kap. 3.4). Zeitgleich mit EÖ wird das Gasventil zur Gemischbildung geöffnet (Nadelhubverlauf  $NH_{GV}$ ). Der Mischrohrdruck fällt aufgrund des Druckverlusts in den Lufterhitzern zunächst ab und erreicht gegen Ende des Einströmvorgangs wieder seinen Ausgangswert. Bis zum Schließen der Ventile kann sich der Fülldruck der Zelle aufgrund von Strömungsverlusten in Zellboden und Einlassventilen dem Mischrohrdruck nicht vollständig angleichen.

### **Vorkammerverbrennung (B)**

Zeitgleich mit dem Schließen des Einlassventils wird der Pilotgas-Injektor angesteuert (Nadelhubverlauf  $NH_{PI}$ ). Die Verbrennung wird durch die lokale Wärmezufuhr am Glühstift ausgelöst und von einem starken Anstieg des Vorkammerdrucks begleitet. Durch die Überströmkanäle breiten sich Zündstrahlen in die Hauptkammer aus und führen dort zur Zündung der Hauptladung.

### **Hauptkammerverbrennung (C)**

Während der Hauptkammerverbrennung steigt der Druck in Hauptkammer und Vorkammer bis zu einem Maximalwert an. Aufgrund der moderaten Druckanstiegsrate in der Hauptkammer stellt sich durch die Überströmbohrungen ein schneller Druckausgleich zwischen Vor- und Hauptkammer ein. Dadurch sind die Druckverläufe bis zum Erreichen des Druckmaximums in beiden Kammern nahezu gleich.

### **Druckabfall nach Verbrennungsende (D)**

Nach dem Druckmaximum fallen die Drücke in beiden Kammern ab. Hierfür sind mehrere Gründe zu nennen:

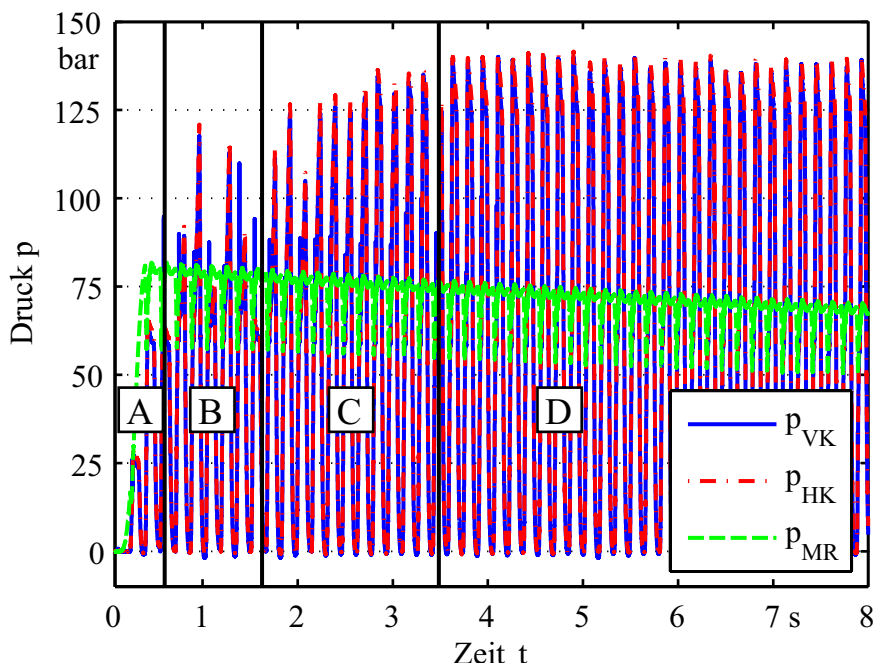
- Es findet ein Wärmeverlust über die Brennraumwände statt.
- Es stellen sich möglicherweise Leckageverluste über die Ein- und Auslassventile sowie über die Dichtungen der Hochdruckzelle ein, die jedoch nicht quantifizierbar sind.
- Es treten durch die Indiziertchnik (s. Kap. 5.1) bedingte Messfehler auf. Der stärkere Druckabfall in der Vorkammer kann dabei auf die höhere thermische Belastung des Vorkammer-Drucksensors zurückgeführt werden. Eine Beschreibung der Messfehler aus der Indiziertchnik findet sich in Anhang A.5.

### **Ausströmvorgang (E)**

Mit Öffnen der Auslassventile wird die Zelle entleert. Aufgrund der im Vergleich zur Einströmphase doppelt so langen Öffnungsdauer der Ventile wird davon ausgegangen, sodass sich zu Zyklusende Umgebungsdruck einstellt.

## **6.2 Ablauf eines Versuchs**

In Abbildung 6.2 sind die verschiedenen Phasen eines Gesamtversuchs dargestellt. Zu Versuchsbeginn erfolgt eine kurze Einlaufphase (A), in der noch keine Gaseindüsung in Vorkammer und Mischrohr erfolgt. Mit Öffnen der Erdgaszufuhr beginnt eine instabile Phase (B) mit einer Reihe von Verbrennungszyklen, die durch starke zyklische Schwankungen und Zündaussetzer gekennzeichnet ist. Im Bereich C erfolgt eine zunehmende Stabilisierung des Zünd- und Durchbrennverhaltens. Im Bereich D sind schließlich keine Aussetzerzyklen mehr erkennbar. Für dieses instationäre Betriebsverhalten der Versuchsanlage ist eine Reihe von Parametern verantwortlich, die im weiteren Verlauf dieses Kapitels erörtert werden sollen.



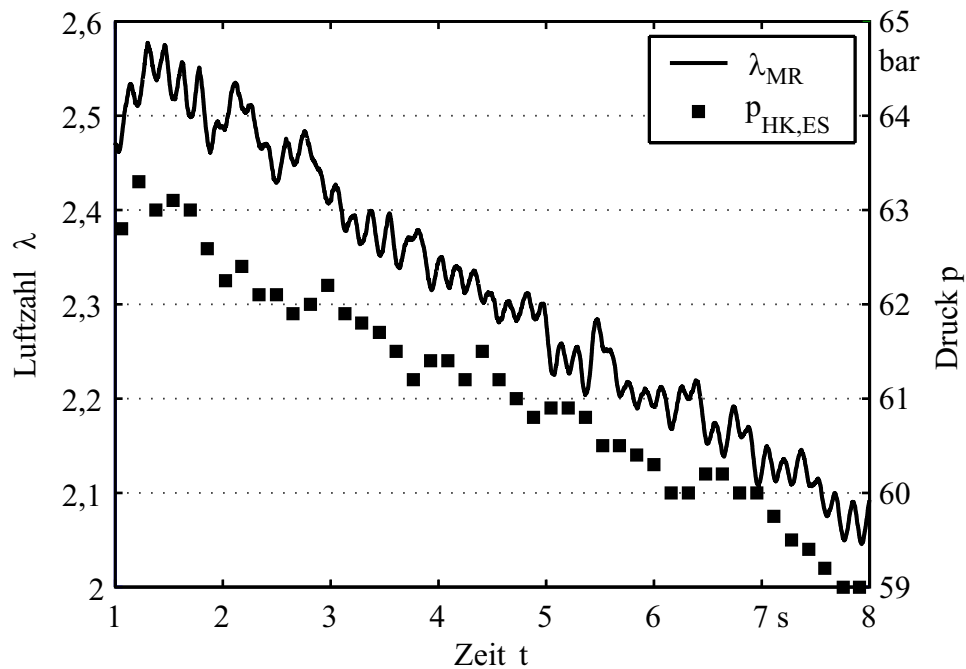
**Abbildung 6.2:** Charakteristischer Versuchsdurchlauf, unterteilt in Einlaufphase (A), Aussetzerphase (B), Stabilisierungsphase (C) und stabile Phase (D). Angegebene Zeiten beziehen sich auf den Versuchsbeginn.

### 6.2.1 Fülldruck, Luftzahl und Frischgastemperatur

Neben den Druckverläufen in Vor- und Hauptkammer ist in Abbildung 6.2 der Mischrohrdruck  $p_{MR}$  dargestellt. Es ist erkennbar, dass das Druckniveau im Einlasstrakt und damit auch die in die Hochdruckzelle einströmende Luftmasse kontinuierlich absinkt. Der Druckabfall in den Versorgungsflaschen beträgt für eine Versuchsdauer von 8 s etwa  $\Delta p \approx 10$  bar. Gleichzeitig bleibt der Vordruck des Gasventils weitestgehend konstant ( $p_{GV} = 125$  bar). Durch das steigende Druckverhältnis über das Ventil<sup>1</sup> nimmt die zugeführte Erdgasmasse von Zyklus zu Zyklus zu, wodurch sich über die Versuchsdauer ein zunehmend fetteres Gemisch am Zelleintritt einstellt.

<sup>1</sup> Dies gilt nur für den Fall der unterkritischen Durchströmung (s. Anh. A.1.2, Gl. A.16). Stellt sich durch den Abfall des Mischrohrdrucks ein kritischer Strömungszustand im Ventil ein, ist der durchgesetzte Gasmassenstrom nur noch vom Vordruck abhängig. Durch den Verlauf des Mischrohrdrucks während eines Beladevorgangs (s. Abb. 6.1) können sich beide Strömungszustände einstellen.

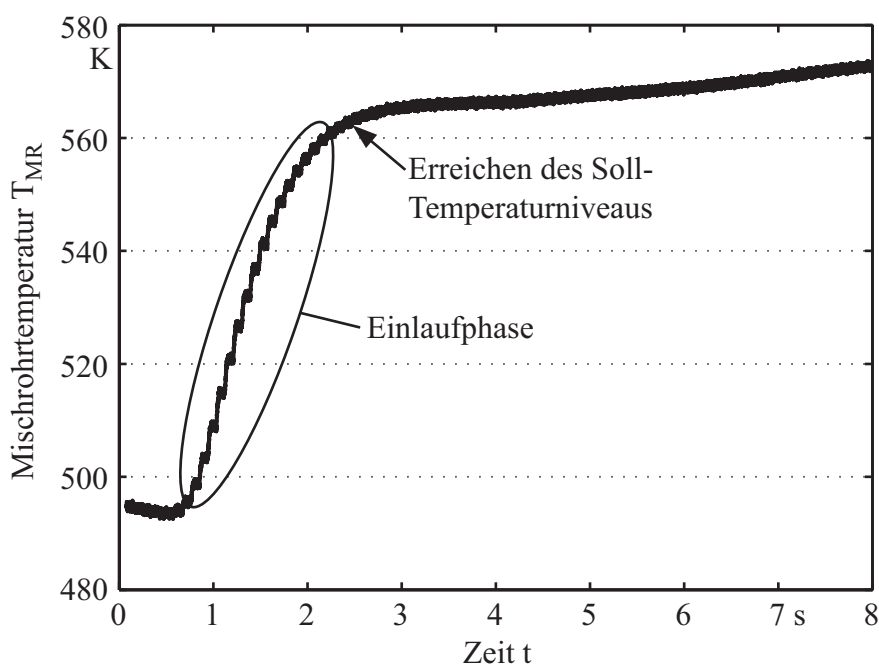
Abbildung 6.3 zeigt den zyklus aufgelösten Verlauf des Fülldrucks in der Zelle sowie den über die Versuchsdauer gemessenen Luftzahlverlauf. Ausgehend vom linear abfallenden Fülldruck der Zelle<sup>2</sup> ist eine lineare Abnahme der Luftzahl zu erkennen. Die Schwankungen im Luftzahlverlauf sind auf eine nicht perfekte Synchronisierung des Öffnungs- und Schließverhaltens der Einlassventile und des Gasventils zurückzuführen. Eine zyklus aufgelöste Luftzahlmessung ist aufgrund der in Kapitel 5.2.4 beschriebenen Art der Probenentnahme für die IR-Messung nicht möglich. Die Zuordnung eines Versuchszyklus zu einem Luftzahlbereich bleibt jedoch dennoch möglich. Der Einfluss des Luftzahlverlaufs auf das Zündverhalten in der Vorkammer wird in Kapitel 7.2 diskutiert.



**Abbildung 6.3:** Frischgasluftzahl und Fülldruck der Zelle. Der gemessene Luftzahlverlauf ist kontinuierlich über die Versuchsdauer aufgetragen. Der Fülldruck entspricht jeweils dem Zelldruck zum Zeitpunkt ES eines Zyklus. Angegebene Zeiten beziehen sich auf den Versuchsbeginn.

<sup>2</sup> Der Abfall des Fülldrucks der Zelle (ca. 4 bar, s. Abb. 6.3) ist geringer als der Druckabfall in den Versorgungsfaschen (ca. 10 bar). Dies kann mit dem kontinuierlichen Verlustmassenstrom über die Leckageleitungen der Einlassventile (s. Kap. 4.2.5) begründet werden. Die aus den Flaschen entnommene Gesamtluftmasse ist damit größer als die der Hochdruckzelle zugeführte Luftmasse.

Zu Versuchsbeginn stellt sich die gewünschte Frischgastemperatur am Zelleintritt nicht instantan ein. Dies liegt daran, dass die Zufuhrleitung im Bereich zwischen Lufterhitzern und Zelleintritt (Temperaturmessstelle am Einlassflansch, s. Kap. 4.2.4) zu Versuchsbeginn noch kältere Luft enthält, die zunächst ausgespült werden muss. Damit ergibt sich bis zum Erreichen des Soll-Temperaturniveaus eine Anlaufzeit von 2 – 3 Sekunden. In Abbildung 6.4 ist der Verlauf der Frischgastemperatur im Mischrohr über einen Versuchsdurchlauf dargestellt.



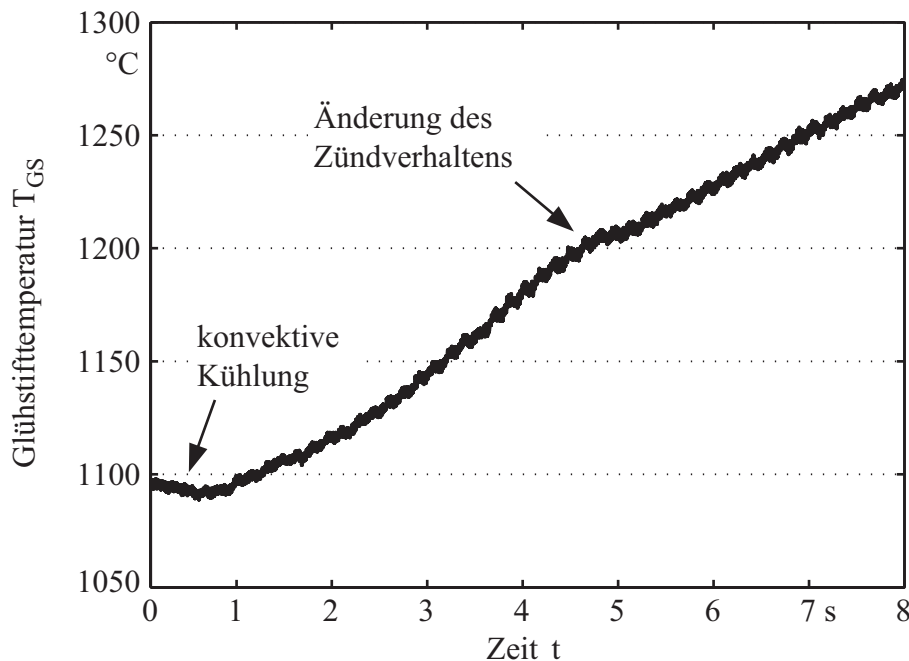
**Abbildung 6.4:** Verlauf der am Mischrohrende gemessenen Frischgastemperatur über einen Versuchsdurchlauf. Das Soll-Temperaturniveau wird nach einer Einlaufphase von 2 – 3 Sekunden erreicht. Angegebene Zeiten beziehen sich auf den Versuchsbeginn.

An die Einlaufphase schließt sich ein quasistationärer Bereich an. Der deutlich geringere Temperaturanstieg von  $\Delta T \approx 5$  K bis Versuchsende beruht auf der Erwärmung der stromab der Lufterhitzer gelegenen Bauteile der Versuchsanlage. Dieser Effekt kann trotz der vollständigen Beheizung der Anlage nicht gänzlich vermieden werden. Das Ende der Einlaufphase fällt zeitlich in die in Kapitel 6.2 beschriebene Stabilisierungsphase (C) eines Versuchsdurchlaufs (s. Abb. 6.2).



## 6.2.2 Glühstifttemperatur

Der Glühstift wird vor Beginn jedes Versuchs auf eine konstante Temperatur von  $T_{GS} = 1050 \dots 1100 \text{ °C}$  vorgeheizt. Dies entspricht der maximal erreichbaren Temperatur bei Anlegen der vom Hersteller vorgegebenen Nennspannung von  $U = 11 \text{ V}$ . Diese Temperatur bleibt jedoch aufgrund des periodisch wiederholten Wärmeeintrags durch die Vorkammervverbrennung nicht konstant. Vielmehr kann während eines Versuchsdurchlaufs ein Temperaturanstieg um teilweise bis zu  $\Delta T_{GS} > 200 \text{ K}$  beobachtet werden. Der Verlauf der Glühstifttemperatur ist in Abbildung 6.5 beispielhaft dargestellt.

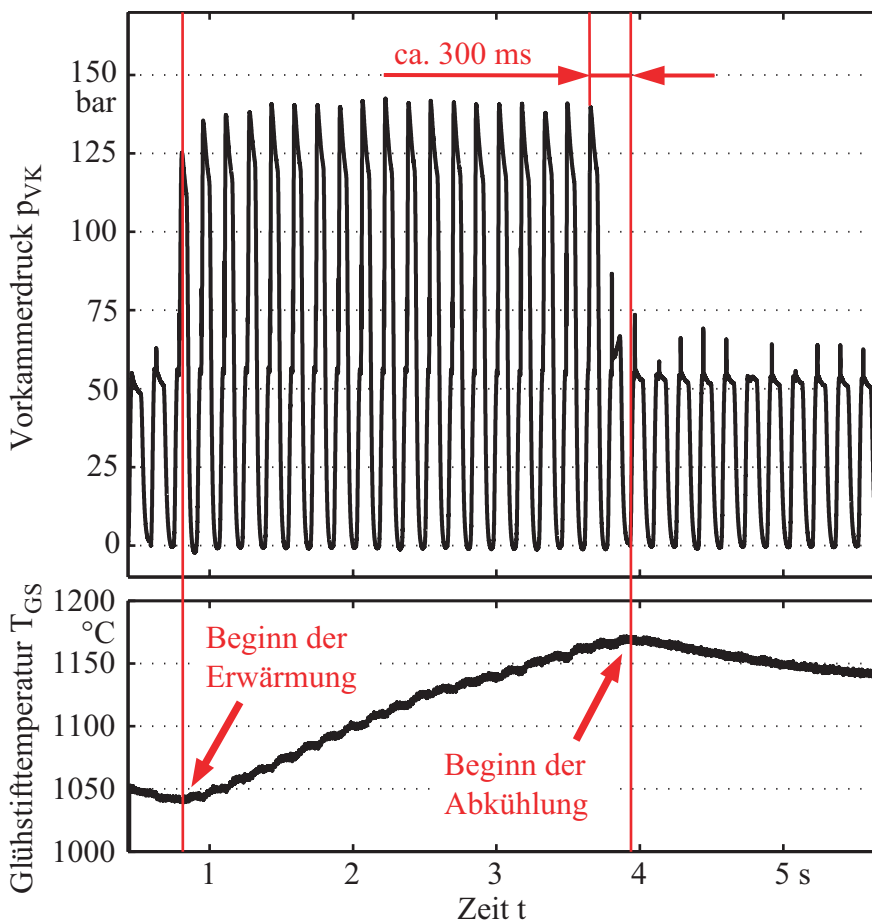


**Abbildung 6.5:** Beispielhafter Verlauf der Glühstifttemperatur über einen Versuchsdurchlauf. Die Messdaten entstammen dem in Abbildung 6.2 gezeigten Versuch.

Eine maximale Beharrungstemperatur wurde in keinem der durchgeführten Versuche erreicht. Die höchste erreichte Temperatur betrug  $T_{GS,max} \approx 1290 \text{ °C}$ . In Abbildung 6.5 ist gegen Versuchsende noch kein asymptotischer Temperaturverlauf als Hinweis auf das Erreichen einer Temperaturobergrenze erkennbar. Damit muss für den Stationärbetrieb von einer noch höheren Glühstifttemperatur ausgegangen werden. Der leichte Temperaturabfall zu Versuchsbeginn ( $t < 1 \text{ s}$ ) kann durch die konvektive Kühlung des Glühstifts erklärt werden, die sich zu Versuchsbeginn durch mehrfaches Spülen der Vorkammer mit Frischgas ohne Verbrennung einstellt (s. Abb. 6.2, Einlaufphase A). Die Ände-

zung der Anstiegsrate bei Erreichen der Glühstifttemperatur von  $T_{GS} \approx 1200\text{ °C}$  ( $t \approx 5\text{ s}$ ) ist auf ein geändertes Zündverhalten in der Vorkammer zurückzuführen, welches in Kapitel 7.3.3 näher diskutiert wird.

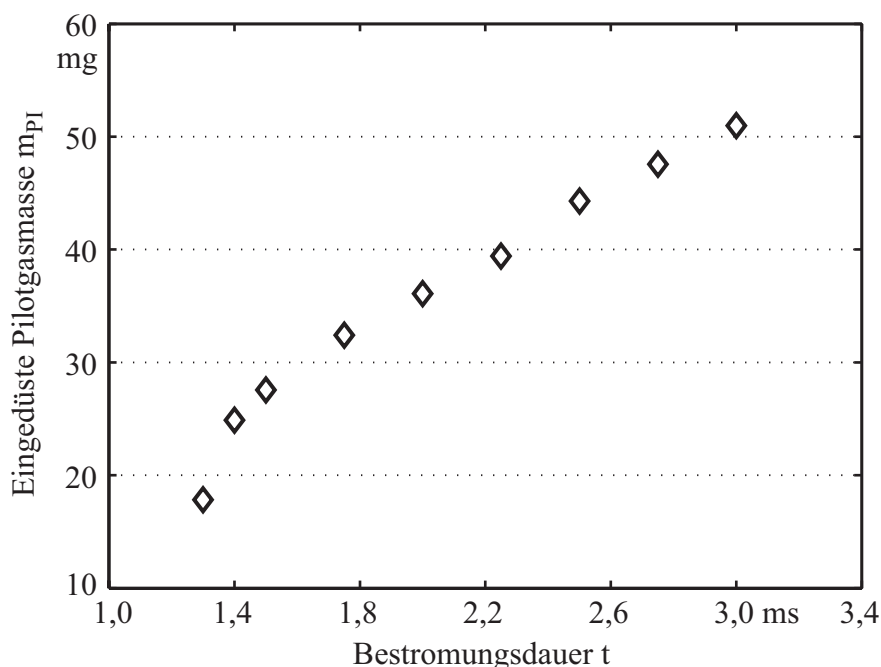
Der direkte Einfluss der Vorkammervverbrennung auf den Anstieg der Glühstifttemperatur ist in Abbildung 6.6 dargestellt. Direkt mit Einsetzen der ersten Verbrennungszyklen erfolgt ein Temperaturanstieg um  $\Delta T_{GS} > 100\text{ K}$  innerhalb von  $\Delta t \approx 3\text{ s}$ . Mit dem Aussetzen der Vorkammervverbrennung stellt sich bereits nach ca. 300 ms ein Temperaturrückgang ein. Es ist ersichtlich, dass die Oberflächentemperatur des Glühstifts unmittelbar von der Wärme-freisetzung in der Vorkammer beeinflusst wird. Eine Kontrolle der Glühstifttemperatur durch die Regelung der zugeführten Heizleistung ist damit nicht möglich.



**Abbildung 6.6:** Einfluss der Vorkammervverbrennung auf die Glühstifttemperatur. Das obere Diagramm zeigt den Vorkammerdruck  $p_{VK}$ . Unten ist der Temperaturverlauf des Glühstifts dargestellt. Direkt mit bzw. kurz nach Ein-/Aussetzen der Vorkammervverbrennung ist eine Änderung der Glühstifttemperatur zu erkennen.

### 6.2.3 Pilotgaseindüsung und globale Vorkammerluftzahl

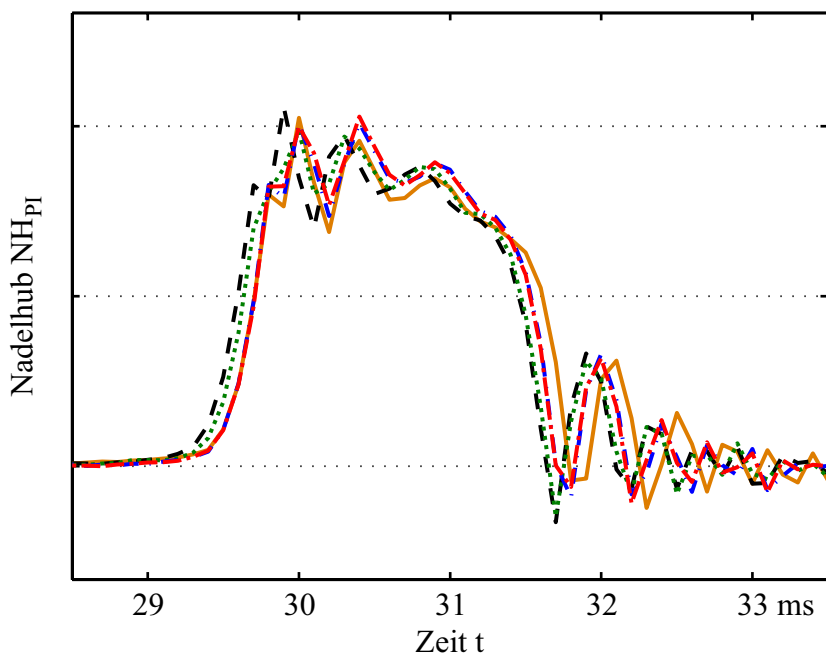
Abbildung 6.7 zeigt die eingedüste Erdgasmasse in Abhängigkeit der Bestromungsdauer des Pilotgas-Injektors. Die dargestellte Kurve wurde mit der in Anhang A.7 beschriebenen Kalibrieremethode ermittelt. Ab einer Bestromungsdauer von 1,5 ms ist ein linearer Zusammenhang zwischen eingedüster Gasmasse und Bestromungsdauer erkennbar. Für kürzere Öffnungszeiten rücken die Öffnungs- bzw. Schließvorgänge gegenüber der Zeitspanne, in der der Injektor vollständig geöffnet ist, zunehmend in den Vordergrund. Für Bestromungsdauern unter 1,4 ms öffnet der Injektor nicht mehr vollständig und die durchgesetzte Gasmasse nimmt stark ab.



**Abbildung 6.7:** Eingedüste Pilotgasmasse als Funktion der Bestromungsdauer des Injektors.

Alle in dieser Arbeit vorgestellten Versuche wurden mit einer Bestromungsdauer von 1,5 ms durchgeführt, was einer eingedüsten Gasmasse von ca. 27,6 mg pro Zyklus entspricht. Die aus dem Gasreservoir ( $V = 50$  l,  $p = 200$  bar, ca. 6,5 kg Erdgas) entnommene Gasmasse pro Versuchsdurchlauf (ca. 50 Zyklen) liegt damit bei weniger als 1,5 g und der Druckabfall im Gasreservoir ist vernachlässigbar gering. Aufgrund des überkritischen Druckverhältnisses über den Injektor (s. Anh. A.1.2, Gl. A.16) und der damit verbundenen kritischen Durchströmung ist die eingedüste Gasmasse nur vom Vordruck im Gasreservoir abhängig und somit theoretisch konstant. Eine verbleibende

Schwankung des Massendurchsatzes von teilweise bis zu  $\pm 10\%$  kann aufgrund der Streuung im Öffnungsverhalten des Injektors nicht vermieden werden. Bezogen auf eine global nahstöchiometrische Vorkammermischung ergibt sich eine Schwankungsbreite von  $\Delta\lambda \approx \pm 0,1$ . Dieses Verhalten ist damit eine Ursache für die Intensitätsschwankungen der Vorkammerverbrennung (s. Kap. 7.2). In Abbildung 6.8 sind beispielhaft fünf überlagerte Nadelhubverläufe für eine Bestromungsdauer von 1,5 ms dargestellt.



**Abbildung 6.8:** Schwankungen im Nadelhubverlauf des Pilotgas-Injektors für 1,5 ms Bestromungsdauer. Angegebene Zeiten beziehen sich auf den Zeitpunkt EÖ.

Die modellhafte Bestimmung einer globalen Vorkammerluftzahl erfolgt unter der Annahme, dass sich das eingedüste Pilotgas mit der Luft in der Vorkammer vermischt, bevor ein Überströmen bis zum Druckausgleich in die Hauptkammer stattfindet. Tatsächlich stellt sich durch die Pilotgaseindüsung jedoch eine starke Ladungsschichtung in der Vorkammer ein, die deren Zündverhalten maßgeblich beeinflusst (s. Kap. 7.4.2). Weiterhin wird durch die Ladungsschichtung ein Überströmen von teilweise reinem Pilotgas, reiner Luft oder auch Gemisch hervorgerufen. Damit ist die exakte Bestimmung einer globalen Vorkammerluftzahl durch einfache Modellannahmen nicht möglich. Es erfolgt vielmehr eine Abschätzung, um die Bestromungsdauer des Pilotgas-Injektors mit Hinblick auf ein nahstöchiometrisches Vorkammerngemisch zu bestimmen.

## 6.3 Konstanz der Betriebspunkte

In Kapitel 6.2 wird deutlich, dass mit der Versuchsanlage in der gegebenen Konfiguration keine stationären Untersuchungen durchführbar sind. Die Definition fester Betriebspunkte ist damit hinfällig. Näherungsweise identische Randbedingungen gelten immer nur für eine geringe Anzahl benachbarter Einzelzyklen innerhalb eines Versuchs.

Für einen bestimmten Einzelzyklus kann der Zustand in der Zelle zum Zeitpunkt ES analog zur in Kapitel 3.5 beschriebenen Vorgehensweise aus der Berechnung des Einströmvorgangs bestimmt werden. Die benötigten Eingangsgrößen (treibendes Druckgefälle über die Einlassventile, Zusammensetzung und Temperatur der Frischladung) stehen als Messwerte zur Verfügung. Der in Gleichung 3.17 beschriebene Durchflussbeiwert  $C_D$  kann dabei so angepasst werden, dass der berechnete Zelldruck am Ende des Einströmvorgangs (s. Anh. A.1.1) mit den Messwerten übereinstimmt.

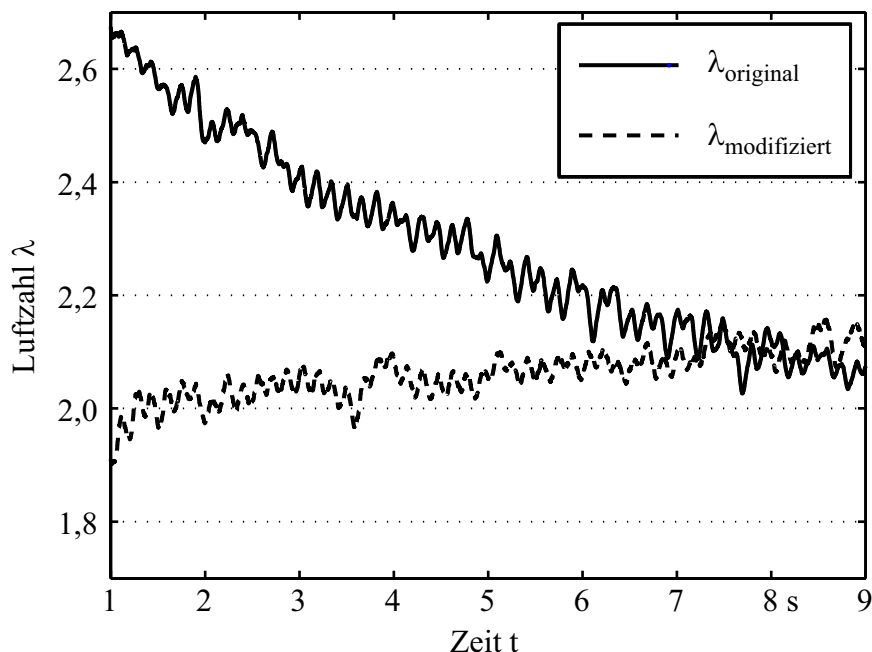
Als Vorteil des instationären Betriebsverhaltens kann gesehen werden, dass ein weiter Bereich an unterschiedlichen Betriebspunkten durch verhältnismäßig wenige Versuche abgedeckt werden kann. Die Überlagerung der Glühstifterwärmung sowie der instationären Verläufe von Luftzahl, Fülldruck und Frischgastemperatur erlaubt jedoch keine isolierte Betrachtung einzelner Parameter.

## 6.4 Optimierungsmöglichkeiten

An dieser Stelle sollen einige Möglichkeiten aufgezeigt werden, die Versuchsanlage im Hinblick auf ein stationäres Betriebsverhalten hin zu verbessern:

- Das Abfallen der Luftzahl kann deutlich vermindert werden, wenn der im Mischer zugeführte Gasmassenstrom proportional zum Luftmassenstrom abnimmt. Bei unveränderter Ansteuerung des Gasventils kann dies durch eine kontinuierliche Reduzierung des Gasvordrucks erreicht werden. Eine einfache Realisierungsmöglichkeit besteht in der Verringerung des Gasspeichervolumens vor dem Ventil. Diese Modifikation wurde im Rahmen eines Nachfolgeprojekts bereits durchgeführt und hat sich

als sehr effizient erwiesen [33]. Ein Vergleich des Luftzahlverlaufs für die in dieser Arbeit verwendete Ausgangskonfiguration sowie die modifizierte Variante ist in Abbildung 6.9 dargestellt.



**Abbildung 6.9:** Vergleich des Luftzahlverlaufs für verschiedene Speichervolumina vor dem Gasventil [33]. Das Volumen der Originalkonfiguration beträgt  $V = 50$  l. In der modifizierten Variante kommt ein Volumen von  $V = 6$  l zum Einsatz. Angegebene Zeiten beziehen sich auf den Versuchsbeginn.

- Eine Vergrößerung des Luftspeichervolumens führt zu einer Verringerung des Druckabfalls über die Versuchsdauer. Damit können in der Zelle über einen längeren Zeitraum identische Bedingungen zum Zeitpunkt ES realisiert werden. Diese Maßnahme ist jedoch mit erheblichem zusätzlichem Raumbedarf für die Versuchsanlage verbunden und daher schwer umsetzbar.
- Mit einer Verlängerung der Versuchsdauer fallen die instationären Anlaufvorgänge (z.B. Erwärmung von Glühstift, Vorkammerwänden etc.) weniger ins Gewicht. Dies ist allerdings mit Hinblick auf die endliche Speicherkapazität der Lufterhitzer nur bis zu einer Gesamtversuchsdauer von maximal 15 s möglich. Es sei angemerkt, dass der Effekt der Glühstifterwärmung dabei ein spezifisches Problem des PGI-Zündkonzepts darstellt, das für den Fall konventioneller Funkenzündung nicht auftritt.

## 6.5 Betriebsparameter der Versuchsanlage

Alle in dieser Arbeit beschriebenen Versuche wurden bei ähnlichen Betriebsparametern der Versuchsanlage durchgeführt. Die wichtigsten Größen sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst.

Parameter	Einheit	Wert Versuchsstart	Wert Versuchsende
<b>einstell- bzw. regelbar</b>			
Fülldruck Luftspeicher	bar	80...85	70...75
Gasvordruck Pilotgas-Injektor	bar	200	–
Gasvordruck Gasventil	bar	125	122
Bestromungsdauer Pilotgas-Injektor	ms	1,5	–
Bestromungsdauer Gasventil	ms	23...25	–
Vorheiztemperatur Zellwände	°C	250	–
Vorheiztemperatur Vorkammer	°C	300	–
Vorheiztemperatur Lufterhitzer	°C	300...330	–
Vorheiztemperatur Glühstift	°C	1040...1100	–
<b>nicht direkt einstell- bzw. regelbar</b>			
Fülldruck Zelle	bar	57...64	52...59
Frischgasluftzahl	–	2,5...2,7	2,0...2,2
Gemischtemperatur nach Einlaufphase	K	545...580	555...590
Glühstifttemperatur während Versuch	°C	1040...1100	1225...1290

**Tabelle 6.1:** Betriebsparameter der Anlage für diese Arbeit, unterteilt in direkt einstellbare (oben) und nicht direkt einstellbare Parameter (unten). Über die Versuchsdauer nicht konstante Größen sind durch Wertepaare für Versuchsstart und -ende angegeben. Parametervariationen sind durch Wertebereiche (...) repräsentiert.

Im oberen Block von Tabelle 6.1 finden sich diejenigen Parameter, deren Startwerte vor Versuchsbeginn vorgegeben werden können. Im unteren Block sind die Parameter aufgelistet, welche sich während des Versuchs aus dem instationären Verlauf der übrigen Größen (s. Kap. 6.2) ergeben und die somit nicht direkt beeinflussbar sind. In allen Versuchen wurden nur geringfügige Variationen des Fülldrucks der Luftspeicher sowie der Bestromungsdauer des Gasventils zur Voreinstellung eines Luftzahlbereichs vorgenommen. Die unterschiedlichen Vorheiztemperaturen der Lufterhitzer und des Glühstifts beruhen auf Ungenauigkeiten bzw. Hystereseffekten in den Regeleinrichtungen.





# 7 Resultate und Diskussion

## 7.1 Vorbemerkungen zur Versuchsauswertung

Für die Diskussion der Versuchsergebnisse werden einige Kenngrößen und Begriffe benötigt, die vorab an dieser Stelle eingeführt werden.

Aus der Analyse der Druckverläufe in Vorkammer und Hauptbrennraum lassen sich Schlüsse über das Zünd- und Brennverhalten ziehen. Folgende Parameter werden dabei zur Auswertung der Messdaten herangezogen:

- **Zündverzugszeit der Vorkammer  $\tau_{\text{ign,VK}}$ :**  
Als Zündverzugszeit  $\tau_{\text{ign,VK}}$  der Vorkammervverbrennung wird die physikalische Zündverzugszeit (s. Anh. A.8) zwischen Beginn der Pilotgaseindüsung und Beginn des Vorkammerdruckanstiegs bezeichnet.
- **Drucküberhöhung  $\Delta p_{\text{VK}}$  während der Vorkammervverbrennung:**  
Die Drucküberhöhung  $\Delta p_{\text{VK}}$  wird als qualitatives Maß für die Intensität der Verbrennung in der Vorkammer verwendet. Sie ergibt sich aus der Differenz zwischen dem maximalen Vorkammerdruck  $p_{\text{VK,max}}$  und dem Druck  $p_{\text{VK,ign}}$  zum Zündzeitpunkt.
- **Brenndauer  $\Delta t_{\text{b,HK}}$  der Hauptkammervverbrennung:**  
Als Verbrennungsbeginn wird derjenige Zeitpunkt definiert, an dem ein Anstieg des Hauptkammerdrucks um mehr als 1 bar eintritt. Das Verbrennungsende wird an dem Zeitpunkt festgelegt, an dem der maximale Brennraumdruck erreicht wird<sup>1</sup>. Die Brenndauer  $\Delta t_{\text{b,HK}}$  ergibt sich aus der Differenz der genannten Zeitpunkte.

---

<sup>1</sup>Die gängige Methode, das Verbrennungsende mit Hilfe der Druckverlaufsanalyse (s. Anh. A.10) auf den Zeitpunkt vollständigen Brennstoffumsatzes festzulegen, ist aufgrund der für die Druckverlaufsanalyse getroffenen Vereinfachungen (v.a. Vernachlässigung der Wandwärmeverluste) nicht sinnvoll.

- **Wärmefreisetzungsrates  $dQ_B/dt$ :**

Die Wärmefreisetzungsrates kann aus der Druckverlaufsanalyse (s. Anh. A.10) bestimmt werden. Sie ist definiert durch die pro Zeiteinheit aus dem Umsatz des Brennstoffs freigesetzte Wärmemenge. In den nachfolgenden Betrachtungen wird dabei nur auf die Wärmefreisetzung in der Hauptkammer eingegangen (s. Anh. A.10).

- **Umsatzrate  $x$ :**

Die über die Zeit integrierte Wärmefreisetzungsrates wird als Summenbrennverlauf bezeichnet. Der Quotient aus Summenbrennverlauf und gesamter freisetzbarer Wärme ergibt die dimensionslose Umsatzrate  $x$ , deren Maximalwert bei 1 liegt [64]. Mit Erreichen dieses Werts ist die Verbrennung abgeschlossen.

Die optischen Untersuchungen (s. Kap. 7.5) beschränken sich in dieser Arbeit vornehmlich auf die  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenz der Zündstrahlen im Hauptbrennraum der Dynamischen Zelle. Die Chemilumineszenzintensität wird dabei als qualitatives Maß zur Beschreibung der Reaktionszone verwendet (s. Kap. 5.3.2). Eine weitergehende Untersuchung der Hauptkammervverbrennung findet aus zwei Gründen nicht statt. Zum einen ist die Hauptkammer aufgrund des kleinen optischen Zugangs nicht vollständig einsehbar. Zum anderen zeigte sich, dass die Chemilumineszenzintensität der Hauptkammervverbrennung deutlich geringer ausfällt als die der Zündstrahlen. In Verbindung mit dem eingeschränkten Dynamikumfang des Kamerasystems (s. Kap. 5.3.3) konnte daher keine zufriedenstellende Auflösung der Chemilumineszenzemissionen erreicht werden.

Ein Unterscheidungsmerkmal zur Charakterisierung der Vorkammerzündstrahlen (s. Kap. 7.5.2) ist das sogenannte turbulente Flammenlöschens. Es tritt unter bestimmten Voraussetzungen (z.B. für hohe Luftzahlen und hohe Turbulenzintensität) durch die Interaktion von Chemie und Turbulenz in turbulenten Vormischflammen auf. Eine phänomenologische Beschreibung des turbulenten Flammenlöschens findet sich in Anhang A.9. Für eine detaillierte Herleitung der relevanten theoretischen Beziehungen wird auf die Arbeit von Mittermayer [55] verwiesen.

## 7.2 Definition von Zündregimes

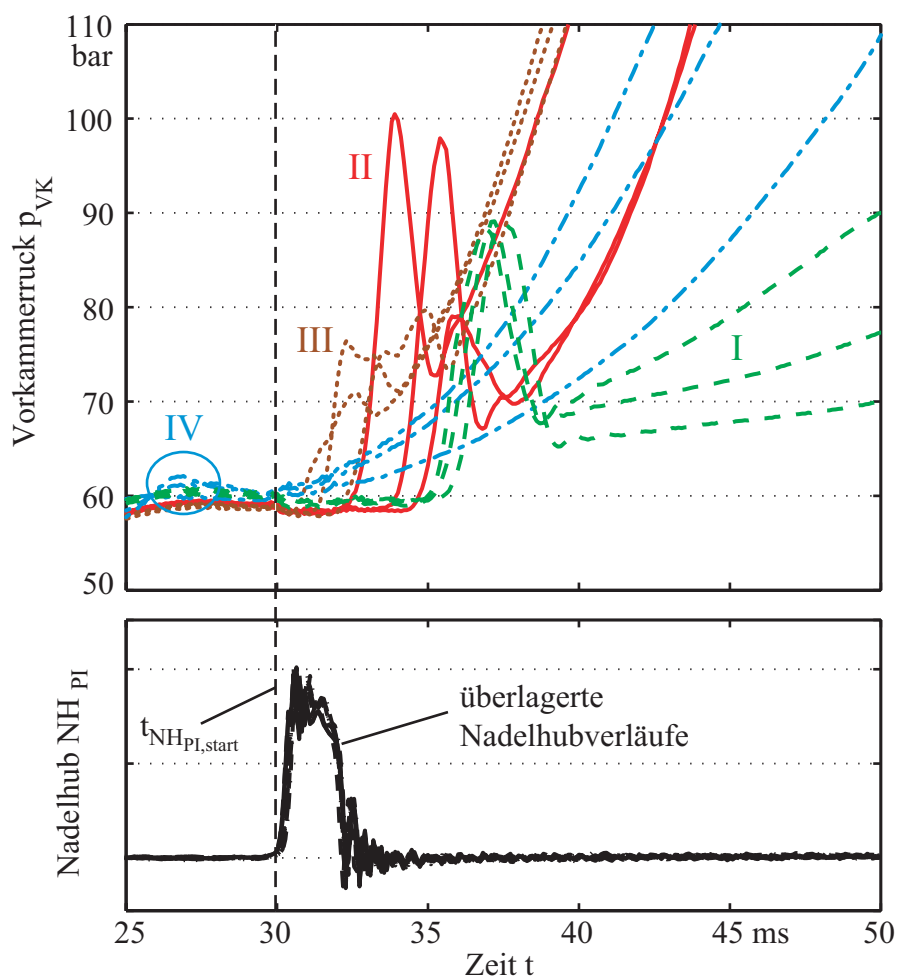
Durch das instationäre Betriebsverhalten der Versuchsanlage (s. Kap. 6) konnten unterschiedliche Zündphänomene beobachtet werden, die in allen Experimenten in gleicher Abfolge über den Versuchsablauf auftraten. Diese können zu vier Zündregimes zusammengefasst werden, die wie folgt unterschieden werden können:

- **Aussetzsbereich (Regime I):**  
Auf die verzögert einsetzende Vorkammervverbrennung erfolgt keine bzw. nur eine unvollständige Verbrennung in der Hauptkammer.
- **Reguläre Zündung (Regime II):**  
Die Vorkammerzündung erfolgt nach Abschluss der Pilotgaseindüsung. Die Hauptkammervverbrennung schließt sich an die Vorkammervverbrennung an und weist die höchsten Wärmefreisetzungs- bzw. Druckanstiegsraten auf.
- **Übergangsbereich (Regime III):**  
Die Vorkammerzündung erfolgt bereits während der Pilotgaseindüsung und führt zu schwachen Drucküberhöhungen in der Vorkammer. Die Hauptwärmefreisetzung in der Hauptkammer läuft geringfügig langsamer ab als in Regime II.
- **Frühzündung (Regime IV):**  
Die Zündung der Vorkammer erfolgt bereits vor der Pilotgaseindüsung (s. Markierung in Abb. 7.1). Eine Steuerung des Zündzeitpunktes ist nicht mehr möglich.

Abbildung 7.1 zeigt beispielhaft jeweils drei Vorkammerdruckverläufe<sup>2</sup> aus den vier Zündregimes sowie die zugehörigen überlagerten Nadelhubverläufe des Pilotgas-Injektors. Durch die im Vergleich zum Zündzeitpunkt geringen Schwankungen im Öffnungsverhalten des Injektors (s. Kap. 6.2.3) kann die eingezeichnete Zeitlinie zu Beginn der Eindüsung ( $t_{\text{NHPI,start}}$ ) als gemeinsame

<sup>2</sup>In den nachfolgenden qualitativen Betrachtungen der Zündregimes werden aus Gründen der Übersichtlichkeit nur jeweils die Vorkammerdruckverläufe graphisch dargestellt. Dies ist zulässig, da der Hauptkammerdruck in allen Phasen eines Verbrennungszyklus außer der Vorkammervverbrennung einen nahezu identischen Verlauf aufweist (s. Abb. 6.1).

Referenz für einen Vergleich der Zündverzugszeiten (s. Anh. A.8) herangezogen werden.



**Abbildung 7.1:** Überlagerte Vorkammerdruckverläufe (oben) der Zündregimes „Aussetzerbereich“ (I), „reguläre Zündung“ (II), „Übergangsbereich“ (III) und „Frühzündung“ (IV) sowie zugehörige Nadelhubverläufe des Pilotgas-Injektors (unten). Angegebene Zeiten beziehen sich auf den Zeitpunkt EÖ.

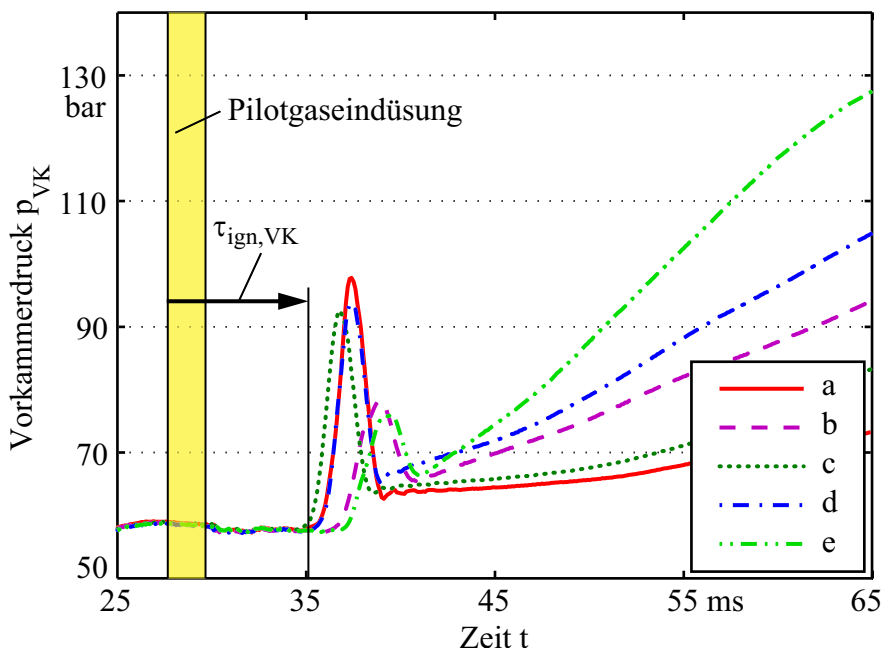
In den folgenden Kapiteln (7.2.1 bis 7.2.4) werden die Zündregimes zunächst jeweils separat anhand charakteristischer Druckverläufe beschrieben. Vergleichende Betrachtungen der Regimes finden sich in Kapitel 7.3.

### 7.2.1 Aussetzerbereich – Zündregime I

Im Aussetzerbereich ist die Frischladung so mager, dass eine Verbrennungsreaktion in der Hauptkammer nicht oder nur sehr verzögert stattfindet. Für den realen Motor kann davon ausgegangen werden, dass die Verbrennung aufgrund der ungünstiger werdenden Zündbedingungen während der Expansionsphase nach OT völlig ausbleibt.

In der Vorkammer bildet sich durch die Pilotgaseindüsung auch für eine global zu magere Frischgaszusammensetzung ein zündfähiges Gemisch. Die Zündverzugszeit bis zum Einsetzen der Vorkammervverbrennung ist vergleichsweise lang und mit starken Schwankungen behaftet. Zyklen mit sehr langem Zündverzug weisen dabei tendenziell eine geringere Verbrennungsintensität auf als Zyklen mit kurzem Zündverzug. Dies kann auf die Abnahme der turbulenten kinetischen Energie in der Vorkammer zurückgeführt werden, welche während der Pilotgaseindüsung maximal ist und mit zunehmender Zündverzugszeit dissipiert [55]. Die daraus resultierende geringere Brenngeschwindigkeit führt zu den beobachteten niedrigen Druckanstiegsraten. Ein weiterer Grund für die unterschiedlichen Verbrennungsintensitäten ist das schwankende Öffnungsverhalten des Pilotgas-Injektors (s. Kap. 6.2.3), welches zu unterschiedlichen Gemischzusammensetzungen in der Vorkammer führt. Dies ist jedoch in allen Zündregimes vorhanden und damit keine Besonderheit des Aussetzerbereichs.

Abbildung 7.2 zeigt die überlagerte Darstellung fünf aufeinanderfolgender Vorkammerdruckverläufe für den Aussetzerbereich. Die chronologische Reihenfolge der Verbrennungszyklen ist durch die Buchstaben a – e gekennzeichnet. Die Luftzahl der Frischladung fällt im betrachteten Zeitraum von  $\lambda = 2,55$  auf  $\lambda = 2,5$  ab, die Gemischtemperatur zum Zündzeitpunkt beträgt  $T = 700$  K. Fülldruck der Zelle und globale Vorkammerluftzahl liegen bei  $p = 59$  bar bzw.  $\lambda \approx 1,1$ . Neben den Schwankungen von Zündverzugszeit und Intensität der Vorkammervverbrennung sind deutlich unterschiedliche Druckanstiegsraten für die Hauptkammervverbrennung erkennbar. Ein Zusammenhang zwischen der Intensität der Vorkammervverbrennung und der Hauptkammer-Druckanstiegsrate besteht nicht. So steigt beispielsweise der Hauptkammerdruck für Zyklus e trotz des langen Zündverzugs und schwacher Vorkammervverbrennung bedeutend schneller an als für Zyklus d. Zwischen den Zyklen b und d ist jedoch ein entgegengesetzter Zusammenhang erkennbar. Global be-



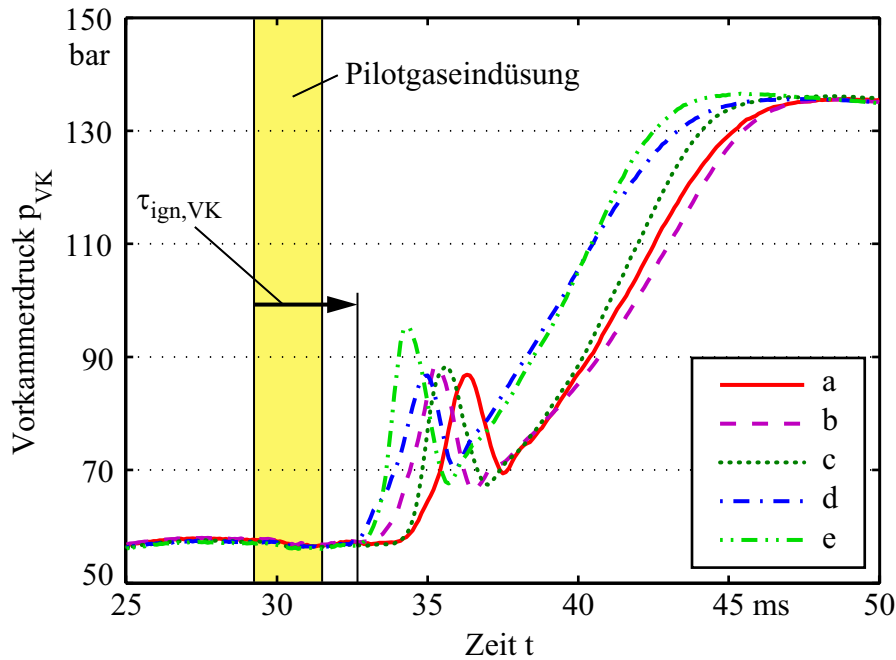
**Abbildung 7.2:** Überlagerte Vorkammerdruckverläufe von fünf Verbrennungszyklen im Aussetzerbereich. Die Buchstaben a – e bezeichnen die chronologische Reihenfolge der Einzelzyklen. Beginn und Ende der Pilotgaseindüsung sind durch den gelb unterlegten Bereich gekennzeichnet. Angegebene Zeiten beziehen sich auf den Zeitpunkt EÖ.

trachtet ist ein Trend zu höheren Hauptkammer-Druckanstiegsraten in den späteren Zyklen erkennbar, der mit der abfallenden Frischgasluftzahl begründet werden kann. Diese liegt für die ersten Zyklen (geringe Druckanstiegsrate) bei  $\lambda > 2,5$ . Für die Zyklen d und e verläuft der Druckanstieg bei einer Luftzahl von  $\lambda \approx 2,5$  zunehmend steiler. Die Aussetzergrenze kann somit dem Luftzahlbereich um  $\lambda \approx 2,5$  zugeordnet werden.

### 7.2.2 Reguläre Zündung – Zündregime II

Die Vorkammerverschöpfung folgt gegenüber dem Aussetzerbereich mit kürzerer Zündverzugszeit auf die Pilotgaseindüsung. Die zyklischen Schwankungen des Zündzeitpunkts sind auch in diesem Zündregime vorhanden und in ihrer Schwankungsbreite vergleichbar mit dem Aussetzerbereich. Der in Kapitel 7.2.1 mit dem Abklingen der turbulenten kinetischen Energie beschriebene Zusammenhang zwischen Zündverzug und Druckanstieg kann ebenfalls beobachtet werden. Die Differenz zwischen maximal und minimal auftretenden

den Vorkammerspitzen drücken ist jedoch geringer. Dieses Verhalten ist in Abbildung 7.3 für fünf überlagerte Vorkammerdruckverläufe dargestellt. Die chronologische Reihenfolge der Verbrennungszyklen ist wiederum durch die Buchstaben a – e gekennzeichnet, wodurch sowohl die Schwankungen des Zündzeitpunkts als auch eine globale Tendenz zu kürzeren Zündverzugszeiten mit fallender Frischgasluftzahl deutlich werden.



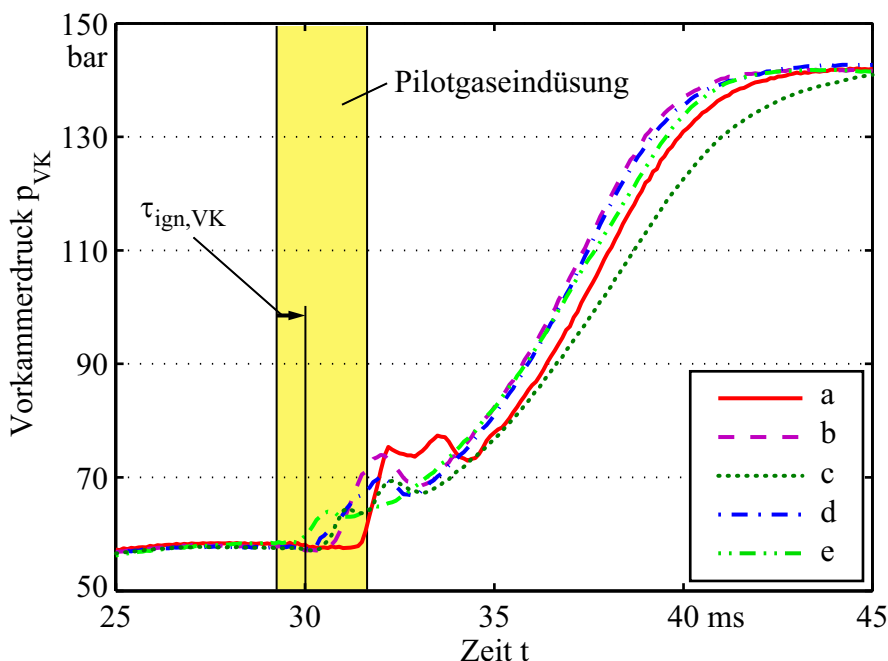
**Abbildung 7.3:** Überlagerte Vorkammerdruckverläufe von fünf Verbrennungszyklen für die reguläre Zündung. Die Buchstaben a – e bezeichnen die chronologische Reihenfolge der Einzelzyklen. Beginn und Ende der Pilotgaseindüsung sind durch den gelb unterlegten Bereich gekennzeichnet. Angegebene Zeiten beziehen sich auf den Zeitpunkt EÖ.

Die Verbrennung in der Hauptkammer setzt während bzw. unmittelbar im Anschluss an die Vorkammerverbrennung ein. Eine genaue Festlegung des Verbrennungsbeginns ist jedoch durch eine alleinige Analyse des Druckverlaufs nicht möglich, da sich auch ohne Hauptkammerverbrennung ein Druckanstieg durch den Zündstrahlübertritt von der Vor- in die Hauptkammer einstellt (s. Abb. A.8 in Anh. A.6). Der Luftzahlbereich der Frischladung liegt bei  $\lambda = 2,3 \dots 2,4$ , die globale Vorkammerluftzahl beträgt  $\lambda \approx 1,05$ . Frischgastemperatur und Fülldruck der Zelle zum Zündzeitpunkt liegen bei  $T = 730 \text{ K}$  bzw.  $p = 58 \text{ bar}$ . Die Wärmefreisetzungsrate in der Hauptkammer ist für dieses Zündregime am höchsten (s. Kap. 7.3.1). Das reguläre Zündregime stellt damit das gewünschte Betriebsverhalten des PGI-Motors dar.

### 7.2.3 Übergangsbereich – Zündregime III

Mit weiter abfallender Luftzahl des Frischgases setzt die Vorkammerverbrennung bereits während der Pilotgaseindüsung ein. Die ausgeprägten Vorkammerdruckpeaks degenerieren zunehmend und sind nur noch als schwache Überhöhungen erkennbar. Zum Zündzeitpunkt ist das Pilotgas noch nicht vollständig eingebracht und die Vorkammerladung damit global magerer als im regulären Fall. Durch die kurze Durchmischungszeit zwischen Beginn der Eindüsung und der Zündung weist die Vorkammerladung einen stark geschichteten Charakter mit lokal sehr fetten bzw. mageren Zonen auf (s. Kap. 7.4.2). Die daraus resultierende geringe Brenngeschwindigkeit verhindert eine schnelle Wärmefreisetzung bzw. einen schnellen Druckanstieg.

Abbildung 7.4 zeigt fünf überlagerte Vorkammerdruckverläufe (a – e in chronologischer Reihenfolge) für den Übergangsbereich. Neben der schwachen Drucküberhöhung sind für dieses Zündregime teilweise gestuft ablaufende Verbrennungsreaktionen in der Vorkammer zu beobachten. So weisen z.B. die



**Abbildung 7.4:** Überlagerte Vorkammerdruckverläufe von fünf Verbrennungszyklen im Übergangsbereich zur Frühzündung. Die Buchstaben a – e bezeichnen die chronologische Reihenfolge der Einzelzyklen. Beginn und Ende der Pilotgaseindüsung sind durch den gelb unterlegten Bereich gekennzeichnet. Angegebene Zeiten beziehen sich auf den Zeitpunkt EÖ.



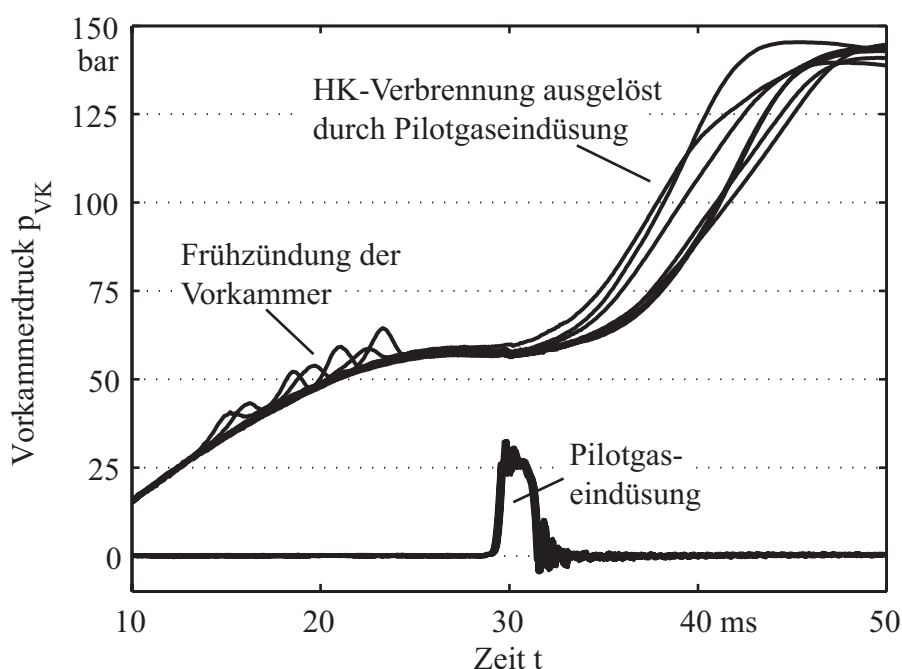
Zyklen a und c (s. Abb. 7.4) zwei lokale Druckmaxima auf. Ein erster Druckanstieg erfolgt während der Pilotgaseindüsung und fällt zunächst wieder ab, bevor mit dem Ende bzw. kurz nach der Pilotgaseindüsung ein erneuter Druckanstieg auftritt. Mögliche Gründe für dieses Verhalten sind das Einbringen zusätzlichen Pilotgases in das teilweise bereits verbrannte Vorkammerngemisch sowie die erhöhte Turbulenzintensität durch die Eindüsung. Ein eindeutiger Zusammenhang zwischen der gestuften Zündung und der Pilotgaseindüsung kann jedoch nicht bestätigt werden, da dieses Zündverhalten vereinzelt auch im Frühzündungsregime (s. Kap 7.2.4) auftritt, in dem die Pilotgaseindüsung keinen Einfluss auf den Verlauf der Vorkammernverbrennung hat.

Der Maximaldruck in der Hauptkammer ist vergleichbar mit dem der regulären Zündung, die Wärmefreisetzungsrates fällt nur geringfügig niedriger aus und führt gegenüber Regime II zu leicht erhöhten Durchbrenndauern (s. Kap. 7.3.1). Die Frischgasluftzahl liegt bei  $\lambda = 2,25 \dots 2,3$ , während die globale Vorkammerluftzahl  $\lambda \approx 1$  beträgt. Frischgastemperatur und Fülldruck in der Zelle betragen zum Zündzeitpunkt unverändert  $T = 730 \text{ K}$  bzw.  $p = 58 \text{ bar}$ .

#### 7.2.4 Frühzündung – Zündregime IV

Die Zündung des Vorkammerngemischs erfolgt für weiter abfallende Frischgasluftzahlen bereits während des Einströmvorgangs und damit vor der Pilotgaseindüsung. Trotz starker zyklischer Schwankungen ist eine Tendenz zu früheren Zündzeitpunkten mit noch weiter fallender Frischgasluftzahl vorhanden. Für die Hauptkammernverbrennung können nochmals zwei unterschiedliche Zündcharakteristiken unterschieden werden.

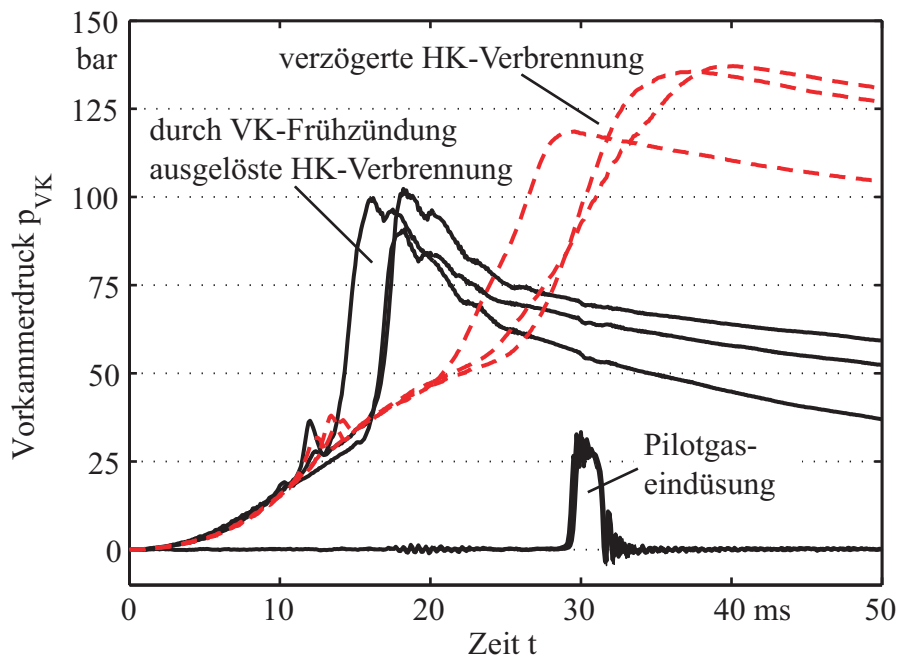
In Zyklen kurz nach dem Einsetzen der Frühzündung (Frischgasluftzahl  $\lambda \approx 2,25$ ) beginnt die Hauptkammernverbrennung nach wie vor mit bzw. nach der Pilotgaseindüsung. Eine merkliche Überhöhung des Vorkammerdrucks findet dabei nicht statt. Einige Beispiele hierfür sind in Abbildung 7.5 dargestellt. Durch die Pilotgaseindüsung in das teilweise verbrannte Vorkammerngemisch wird eine erneute Verbrennungsreaktion ausgelöst, die jedoch aufgrund ihrer geringen Intensität nicht mehr im Druckschrieb, sondern nur noch in Chemilumineszenzaufnahmen detektiert werden kann (s. Kap. 7.5). Die Verbrennung in der Hauptkammer wird demnach weiterhin durch die Vorkammernverbrennung eingeleitet. Die zyklischen Schwankungen des



**Abbildung 7.5:** Überlagerte Verläufe von Vorkammerdruck und Nadelhub des Pilotgas-Injektors im Bereich der Frühzündung (a). Die Hauptkammerverbrennung wird trotz der vorzeitigen Vorkammerverschöpfung immer noch durch die Pilotgaseindüsung ausgelöst. Angegebene Zeiten beziehen sich auf den Zeitpunkt EÖ.

Zündzeitpunkts der ersten Vorkammerverschöpfung (während der Einströmphase) korrelieren nicht mit dem Zündzeitpunkt der Hauptkammer. In Abbildung 7.5 wird daher auf eine farbige Kennzeichnung der Zyklen verzichtet. Verglichen mit dem regulären Zündregime und dem Übergangsbereich fällt die Wärmefreisetzungsrates in der Hauptkammer trotz niedrigerer Frischgasluftzahl gering aus (s. Kap. 7.3.1).

Mit weiterer Abnahme der Luftzahl in den Bereich  $\lambda < 2,2$  setzen sowohl die Vorkammer- wie auch die Hauptkammerverschöpfung vor dem Ende des Einströmvorgangs ein. Dieses Verhalten ist in Abbildung 7.6 dargestellt: Die gestrichelt dargestellten Verbrennungszyklen sind bezüglich des langen Zündverzugs sowie der geringen Druckanstiegsrate der Hauptkammerverschöpfung qualitativ mit den in Abbildung 7.5 gezeigten Zyklen vergleichbar. Die Hauptkammerverschöpfung wird jedoch nicht mehr durch die Pilotgaseindüsung ausgelöst, sondern erfolgt bereits während der Einströmphase. Daneben ergeben sich für die durchgezogenen Linien deutlich intensivere Hauptkammerreaktionen, welche sich unmittelbar an die Vorkammerverschöpfung an-



**Abbildung 7.6:** Vorkammerdruckverläufe im Bereich der Frühzündung (b). Die Hauptkammerverbrennung setzt vor der Pilotgaseindüsung ein. Für die gestrichelt dargestellten Zyklen erfolgt die Zündung der Hauptladung mit deutlichem Verzug auf die Vorkammerverbrennung. Die durchgezogenen Linien zeigen Zyklen mit intensiver Hauptkammerverbrennung unmittelbar nach der Vorkammerverbrennung. Angegebene Zeiten beziehen sich auf den Zeitpunkt EÖ.

schließen<sup>3</sup>. Der Übergang zu dieser Art der Frühzündung erfolgt ab Frischgasluftzahlen von  $\lambda \leq 2,1$ . Die niedrigeren Spitzendrücke können mit den zu diesem Zeitpunkt nahezu vollständig geöffneten Einlassventilen begründet werden. Im realen Motor entsprechen sämtliche in Abbildung 7.6 dargestellten Verbrennungszyklen einer Zündung während des Kompressionstaktes, die unter allen Umständen zu vermeiden ist. Im weiteren Verlauf wird darauf aus zweierlei Gründen nicht näher eingegangen: Einerseits wurde die Kamera zur Erfassung der Chemilumineszenzemissionen in allen Versuchen zeitgleich mit dem Zeitpunkt ES getriggert, wodurch die Verbrennungsvorgänge vor Beginn der Aufzeichnung stattfanden. Andererseits stellt die Zündung bei geöffneten Einlassventilen aufgrund der möglichen Rückzündungen ins Mischrohr eine erhebliche Gefahr für den Versuchsaufbau dar, weswegen dieser Betriebsbereich nicht näher untersucht wurde.

<sup>3</sup> Ursache der stark unterschiedlichen Wärmefreisetzungsraten ist vermutlich die durch die Zündstrahlen intensivierte turbulente Ladungsbewegung im Hauptbrennraum. Dieser Einfluss wird in Kapitel 7.3.1 diskutiert.

## 7.3 Vergleich der Zündregimes

### 7.3.1 Wärmefreisetzungsrates, Brenndauer und Zündverzögerung

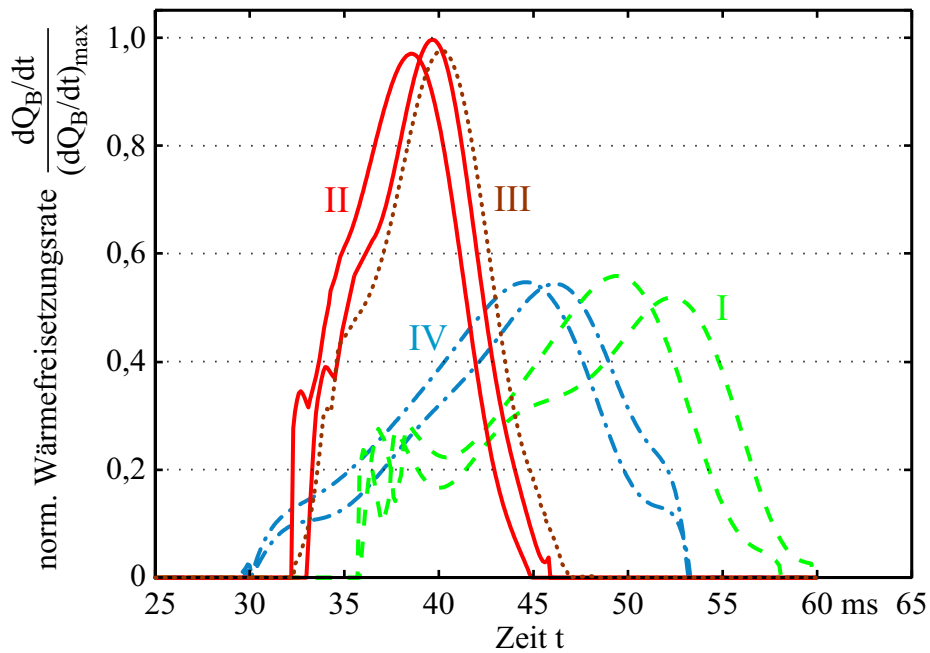
Für einen ersten Vergleich der Zündregimes sind in Abbildung 7.7 charakteristische Verläufe von normierter Wärmefreisetzungsrates und Umsatzrate der Hauptkammervverbrennung dargestellt. Die Wärmefreisetzungsrates (s. Abb. 7.7a) ist über der Zeit nach EÖ aufgetragen. Dadurch werden die unterschiedlichen Zündzeitpunkte sichtbar, welche sich beim Durchlaufen der Zündregimes (I nach IV) von spät nach früh verschieben. Die Verläufe der Umsatzrate (s. Abb. 7.7b) sind so übereinandergelegt, dass die Wärmefreisetzung in der Hauptkammer jeweils zum Zeitpunkt  $t = 0$  einsetzt.

Der langsame Anstieg der Umsatzrate (s. Abb. 7.7b) für den Aussetzerbereich (I) lässt sich durch die global zu magere Frischgaszusammensetzung in der Hauptkammer erklären<sup>4</sup>. Die ausgeprägten Peaks zu Beginn der Wärmefreisetzung (s. Abb. 7.7a) sind dabei allein auf die Vorkammervverbrennung zurückzuführen (s. Kap. 7.2.1). Durch den Zündstrahlübertritt stellt sich ein Druckanstieg in der Hauptkammer ein. Dieser wird in der Druckverlaufsanalyse als Wärmefreisetzung interpretiert, obwohl real noch kein Umsatz der Hauptkammerladung stattgefunden hat. Eine Separierung der Ursachen (Zündstrahlübertritt bzw. Verbrennung der Hauptkammerladung) ist bei 0-dimensionaler Betrachtungsweise (s. Anh. A.10) nicht möglich. Das gleiche Verhalten ist in schwächerer Form auch für die Wärmefreisetzungsrates bei regulärer Zündung (II) und im Übergangsbereich (III) zu beobachten.

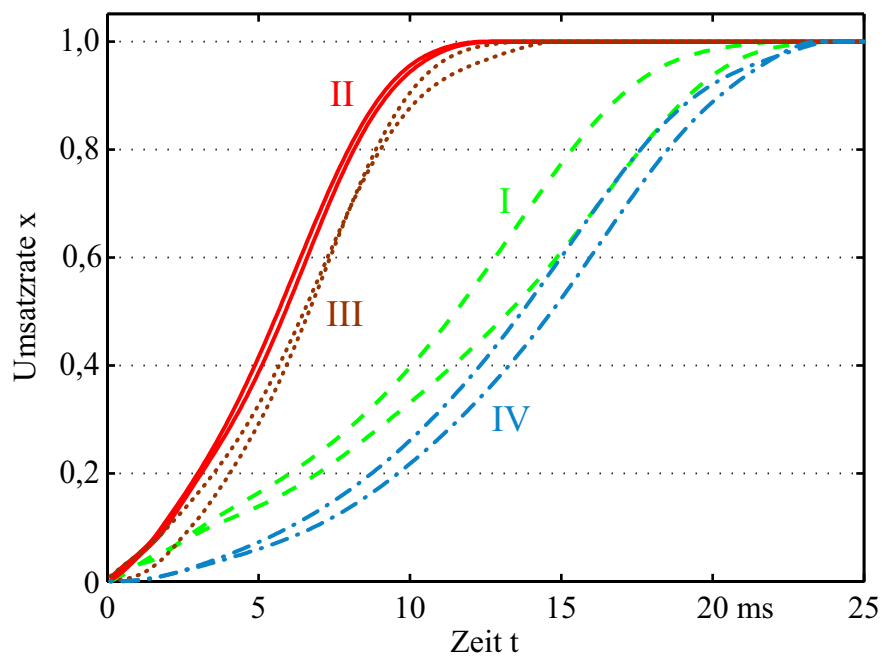
Die kürzesten Durchbrenndauern und höchsten Wärmefreisetzungsrates können für den Bereich der regulären Zündung (II) beobachtet werden. Verglichen damit fällt die Brenndauer im Übergangsbereich (III) trotz geringfügig fetterer Gemischzusammensetzung leicht erhöht aus. Für diese Abweichung kann die im Übergangsregime abnehmende Intensität der Vorkammervverbrennung verantwortlich gemacht werden, die zu schwächer ausgebildeten Zündstrahlen führt (s. Kap. 7.2.3). Durch den niedrigeren Zündstrahlimpuls fällt die in den Hauptbrennraum eingebrachte turbulente kinetische Energie geringer aus als im regulären Zündregime (II). Dies führt zu einer Abnah-

---

<sup>4</sup> Bei den in Abbildung 7.7 dargestellten Verläufen für Zündregime I handelt es sich um Verbrennungszyklen, deren Hauptkammervverbrennung zwar stark verschleppt abläuft, aber nicht völlig ausbleibt (s. Abb. 7.2).



(a) Wärmefreisetzungsrate



(b) Umsatzrate

**Abbildung 7.7:** Normierte Wärmefreisetzungsrate (a) und Umsatzrate (b) für die Hauptkammervverbrennung. Dargestellt sind charakteristische Verläufe für die Zündregimes „Aussetzerbereich“ (I), „reguläre Zündung“ (II), „Übergangsbereich“ (III) und „Frühzündung“ (IV). Angegebene Zeiten in (a) beziehen sich auf den Zeitpunkt EÖ. Angegebene Zeiten in (b) beziehen sich auf den Startzeitpunkt der Hauptkammervverbrennung.

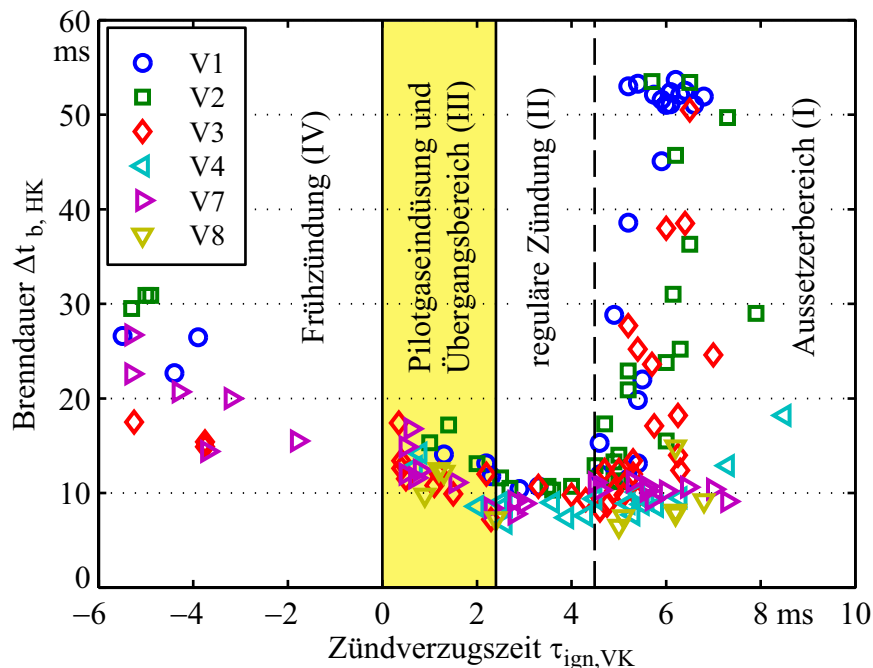
me der turbulenten Brenngeschwindigkeit und somit zu einer Verlängerung der Durchbrenndauer. Die mit niedrigerer Hauptkammerluftzahl eigentlich zu erwartende Verkürzung der Brenndauer wird damit durch den abnehmenden Turbulenzeintrag überkompensiert. Dieser Effekt tritt in deutlich stärkerer Form auch im Frühzündungsregime (IV) auf: Trotz der global weiter absinkenden Hauptkammerluftzahl (die ein schnelleres Durchbrennen erwarten ließe) steigt die Umsatzrate wesentlich langsamer an. Der Impuls der nur noch optisch nachweisbaren Zündstrahlen (s. Kap. 7.5.2.4 u. Abb. 7.5) ist hier so gering, dass kein signifikanter Eintrag turbulenter kinetischer Energie in den Hauptbrennraum mehr vorhanden ist.

Abbildung 7.7 enthält keine Darstellung der Frühzündungsreaktionen, in denen noch während der Einströmphase eine Hauptkammerreaktion eintritt<sup>5</sup> (s. Kap. 7.2.4). Um den Einfluss des Turbulenzeintrags durch die Zündstrahlen weiter zu verdeutlichen, soll an dieser Stelle dennoch kurz darauf eingegangen werden: Abbildung 7.6 (s. Kap. 7.2.4) zeigt Verbrennungszyklen aus dem Frühzündungsbereich, in denen die Hauptkammerversbrennung bezüglich der Vorkammerversbrennung sowohl deutlich verzögert als auch unmittelbar daran anschließend einsetzt. Die geringe Hauptkammer-Druckanstiegsrate im verzögerten Fall (gestrichelte Linien in Abb. 7.6) entspricht qualitativ den Frühzündungszyklen, die auch in Abbildung 7.7 dargestellt sind. Die eingebrachte Turbulenzenergie der Zündstrahlen ist dabei bis zur Zündung der Hauptladung weitestgehend dissipiert. Dagegen verläuft der Druckanstieg im verzugsfreien Fall, in dem die Hauptkammerversbrennung sich unmittelbar an die Vorkammerversbrennung anschließt, deutlich steiler (durchgezogene Linien in Abb. 7.6). Die durch die Zündstrahlen eingebrachte Turbulenzenergie ist hier noch weitestgehend erhalten. Da sich die Frischgasluftzahlen für beide Fälle nur minimal unterscheiden, kann deren Einfluss auf die Brenngeschwindigkeit ausgeschlossen werden. Damit kann die durch die Zündstrahlen eingebrachte turbulente kinetische Energie als wichtige Einflussgröße auf den Verlauf der Wärmefreisetzung im Hauptbrennraum angesehen werden<sup>6</sup>.

<sup>5</sup> In diesem Fall sind die Einlassventile der Zelle während der Verbrennung geöffnet. Damit wäre in der Druckverlaufsanalyse (s. Anh. A.10) ein aus der Zelle austretender Massenstrom zu berücksichtigen, der jedoch nicht quantifizierbar ist. Auf eine Nachrechnung dieser Art der Frühzündung wurde daher verzichtet.

<sup>6</sup> Es sei angemerkt, dass dieser Effekt am realen Motor vermutlich nicht in dieser Stärke beobachtet werden kann, da hier die turbulente Ladungsbewegung zum Zündzeitpunkt durch den Einfluss von Drall und Kolbenbewegung vergleichsweise höher ausfällt als in der Dynamischen Zelle. Durch die abweichenden Bedingungen im Zellversuch lässt sich der beschriebene Einfluss der Zündstrahlen jedoch sehr gut separieren.

Abbildung 7.8 stellt die Brenndauern aller Einzelzyklen aus sechs Versuchen über der Zündverzugszeit der Vorkammer  $\tau_{\text{ign,VK}}$  dar. Der Bereich an Zündverzugszeiten, für den die kürzesten Durchbrenndauern um  $\Delta t_{\text{burn,HK}} \approx 10$  ms auftreten, erstreckt sich vom Ende der Pilotgaseindüsung ( $\tau_{\text{ign,VK}} \approx 2,4$  ms) bis zu  $\tau_{\text{ign,VK}} \leq 4,5$  ms. Die innerhalb dieses Bereichs liegenden Verbrennungszyklen können sämtlich dem regulären Zündregime (II) zugeordnet werden. Für größere Zündverzugszeiten weisen die einzelnen Versuche sowohl in sich als auch untereinander erhebliche Streuungen auf. Während in den Versuchen V4, V7 und V8 auch für Zyklen mit längeren Zündverzugszeiten kurze Brenndauern auftreten, steigen die Durchbrenndauern der Versuche V1, V2 und V3 für Zündverzugszeiten  $\tau_{\text{ign,VK}} \geq 4,5$  ms merklich schneller an. Dies liegt daran, dass die drei erstgenannten Versuche bereits mit vergleichsweise niedrigen Frischgasluftzahlen ( $\lambda < 2,4$ ) zu Versuchsbeginn gestartet wurden. Trotz des anfänglich längeren Zündverzugs (geringere Temperaturen von Glühstift und Vorkammerwänden) ergeben sich durch die fettere Hauptkammerladung kürzere Durchbrennzeiten. Im Gegenzug erfolgt der Übergang zur Frühzün-



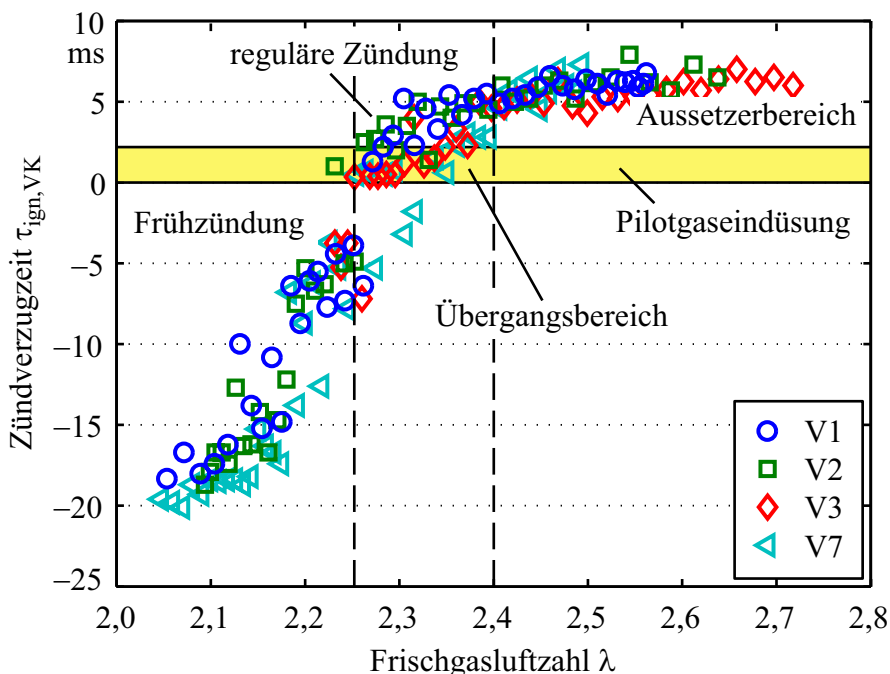
**Abbildung 7.8:** Hauptkammerbrenndauer in Abhängigkeit des Vorkammerzündverzugs  $\tau_{\text{ign,VK}}$  sowie zugehörige Zündregimes. Dargestellt sind die Brenndauern aller Zyklen aus sechs Versuchen. Die Dauer der Pilotgaseindüsung ist gelb unterlegt dargestellt. Angegebene Zeiten beziehen sich auf den Beginn der Eindüsung. Die Frühzündung ist durch negative Zündverzugszeiten gekennzeichnet.

ung in diesen Versuchen vergleichsweise früh. Die Streuung innerhalb der Einzelversuche kann auf zyklische Schwankungen zurückgeführt werden (s. Kap. 7.4).

Für Zündverzugszeiten  $\tau_{\text{ign,VK}} < 2,4$  ms beginnt der Übergangsbereich (III), in dem die Vorkammervverbrennung bereits während der Pilotgaseindüsung einsetzt (s. Kap. 7.2.3). Für diesen Bereich ist in allen Versuchen der bereits diskutierte Anstieg der Brenndauer zu erkennen. Mit dem Übergang zur Frühzündung ( $\tau_{\text{ign,VK}} < 0$ ) steigen die Brenndauern nochmals deutlich an. Auch sind hier wieder ausgeprägtere Zyklenschwankungen zu beobachten als im Bereich der regulären Zündung (II) und dem Übergangsbereich (III).

### 7.3.2 Luftzahlabhängigkeit

Die in Kapitel 7.3.1 vorgestellten Zündverzugsbereiche sollen nun im Zusammenhang mit der Frischgasluftzahl erörtert werden<sup>7</sup>. Dazu sind in Abbildung 7.9 die Vorkammerzündverzugszeiten aller Zyklen aus vier Versuchen über der Frischgasluftzahl aufgetragen.



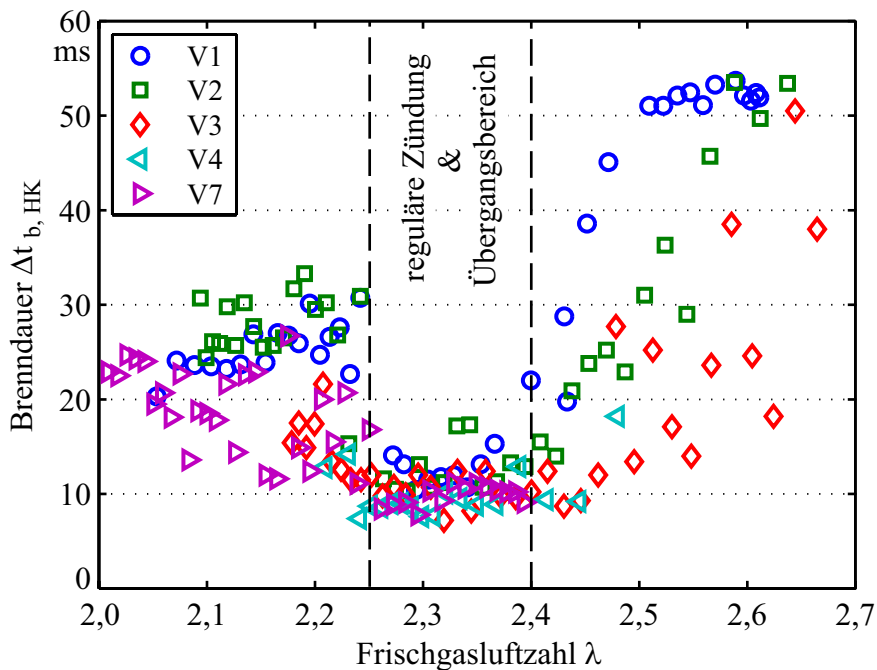
**Abbildung 7.9:** Zündverzugszeit der Vorkammervverbrennung in Abhängigkeit der Frischgasluftzahl. Die Dauer der Pilotgaseindüsung ist gelb unterlegt dargestellt.

<sup>7</sup> Ein parallel dazu vorhandener Einfluss durch die Glühstifterwärmung wird in Kapitel 7.3.3 erörtert.



Verbrennungszyklen, deren Druckverläufe dem Aussetzerbereich (I) zugeordnet werden können, weisen Zündverzugszeiten  $\tau_{\text{ign,VK}} \geq 5$  ms sowie Frischgasluftzahlen  $\lambda > 2,4$  auf. Beginnend ab Luftzahlen  $\lambda < 2,4$  nehmen die Zündverzugszeiten sukzessive ab und der Bereich der regulären Zündung (II) setzt ein. Der nachfolgende Übergangsbereich (III), in dem die Vorkammerzündung vor Ende der Pilotgaseindüsung einsetzt, kann bis zu Luftzahlen um  $\lambda \approx 2,25$  beobachtet werden. Für weiter abfallende Luftzahlen schließt sich der Frühzündungsbereich an. Eine eindeutige Trennung der Zündregimes (II) und (III) ist in dieser Darstellung nicht erkennbar.

Ein vergleichbares Bild liefert die Darstellung der Hauptkammerbrenndauer über der Frischgasluftzahl. Abbildung 7.10 zeigt die entsprechenden Daten aus fünf Versuchen. Die Zyklen, deren Druckverläufe im regulären (II) bzw. dem Übergangsbereich (III) liegen, weisen die kürzesten Brenndauern auf. Der zugehörige Luftzahlbereich reicht von  $\lambda \approx 2,25 \dots 2,4$ . Außerhalb dieses Bereichs schließen sich der Aussetzerbereich (I) sowie der Frühzündungsbereich (IV) an.



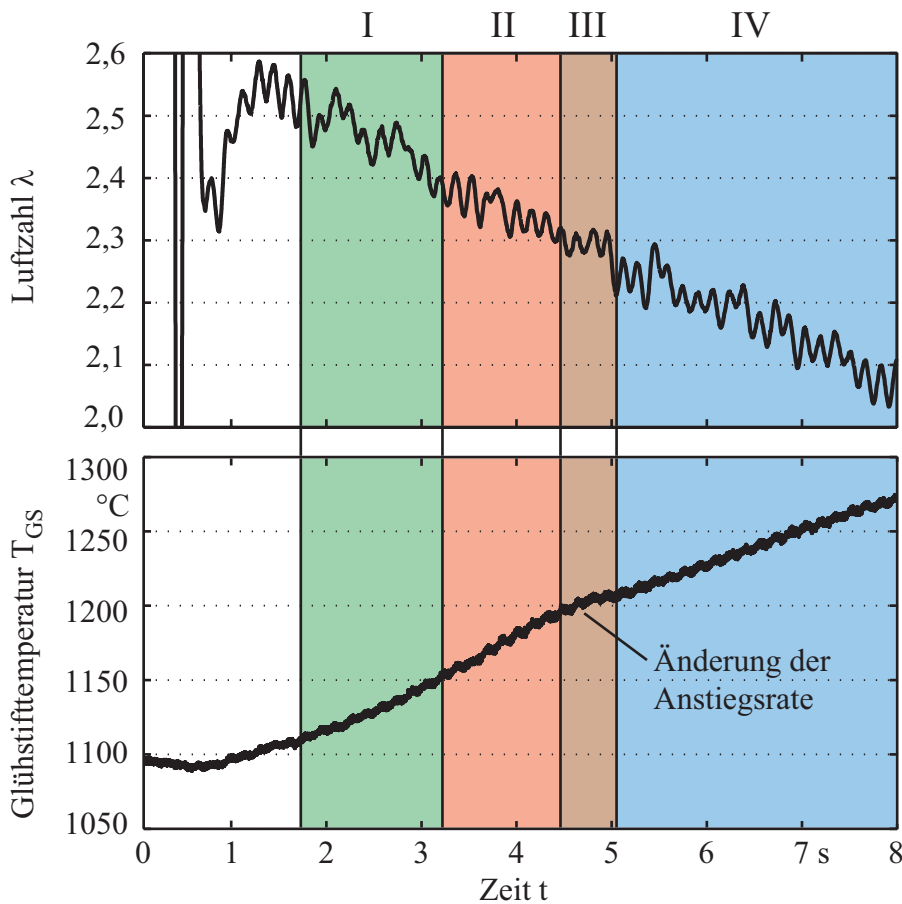
**Abbildung 7.10:** Hauptkammerbrenndauer in Abhängigkeit der Frischgasluftzahl. Dargestellt sind alle Zyklen aus fünf Versuchen. Die Zündregimes reguläre Zündung (II) und Übergangsbereich (III) weisen die kürzesten Brenndauern auf und liegen im Luftzahlbereich  $\lambda \approx 2,25 \dots 2,4$ .

Während die Trennung von regulärem Bereich (II) und Übergangsbereich (III) aus dem Vergleich von Brenndauer und Zündverzugszeit (s. Abb. 7.8) klar ersichtlich ist, kann diese Unterscheidung anhand der luftzahlbasierten Abbildungen 7.9 und 7.10 nicht getroffen werden. Dem Luftzahlbereich  $\lambda \approx 2,25 \dots 2,4$  können somit aufgrund der Streuung der Versuchsergebnisse lediglich beide Zündregimes II und III zugeordnet werden.

### 7.3.3 Einfluss der Glühstifttemperatur

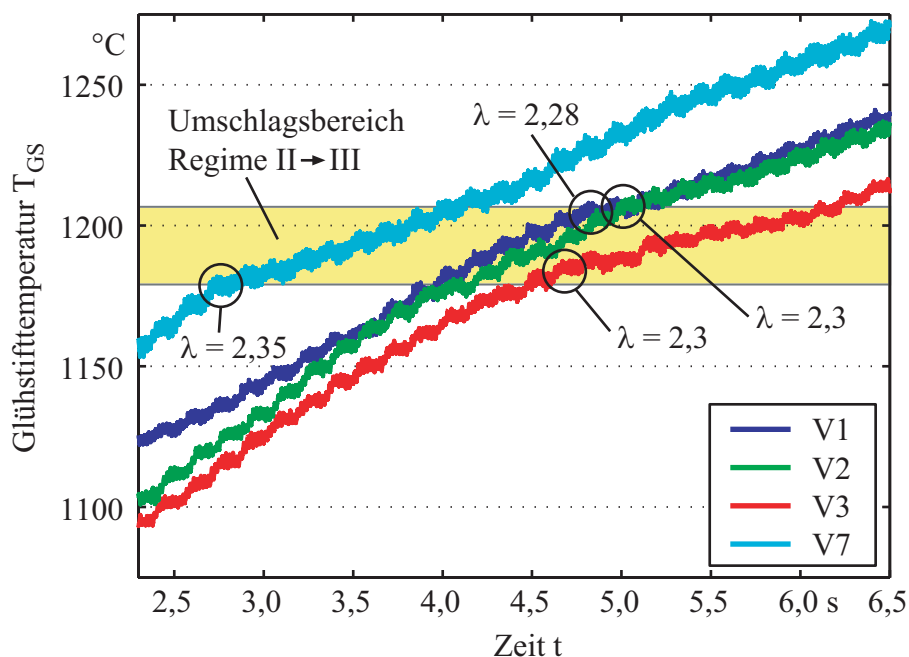
Aus den Abbildungen 7.1 bis 7.6 sowie 7.9 ist ein kontinuierlicher Trend zu kürzeren Zündverzugszeiten beim Durchlaufen der Zündregimes erkennbar. In den vorangegangenen Kapiteln wurde dabei nur die Frischgasluftzahl als Unterscheidungskriterium herangezogen. Ein möglicher überlagerter Einfluss aus der instationären Erwärmung des Glühstifts (s. Kap. 6.2.2) soll in diesem Abschnitt diskutiert werden. Mit Hinblick auf das Durchlaufen der Zündregimes über einen Versuchsdurchlauf ist in Abbildung 7.11 der Verlauf von Luftzahl und Glühstifttemperatur nochmals dargestellt. Die farbig unterlegten Bereiche kennzeichnen die Zündregimes I – IV (s. Kap. 7.2).

Ausgehend von einer anfänglichen Glühstifttemperatur um  $1100\text{ °C}$  und einer Frischgasluftzahl von  $\lambda > 2,5$  wird zunächst der Aussetzerbereich (I) durchlaufen, welcher ab einer Luftzahl von  $\lambda \approx 2,4$  in den Bereich der regulären Zündung (II) übergeht. Hier sei angemerkt, dass die Einlaufphase bis zum Erreichen einer stationären Frischgastemperatur (s. Kap. 6.2.1) in den Übergangsbereich zwischen Regime I und II fällt ( $t \approx 3\text{ s}$ ). Mit dem weiteren Abfall der Luftzahl auf  $\lambda \approx 2,3$  beginnt nach einer vergleichsweise kurzen Phase der regulären Zündung der Übergangsbereich (III). Die zugehörige Glühstifttemperatur liegt bei ca.  $1200\text{ °C}$ . Für Luftzahlen ab  $\lambda \leq 2,25$  und weiter ansteigende Glühstifttemperaturen beginnt die Phase der Frühzündungen (IV). Die in Kapitel 6.2.2 angesprochene Änderung der Temperaturanstiegsrate des Glühstifts fällt in den Umschlagsbereich zwischen der regulären und frühen Zündung (III). Dies kann mit der ab diesem Zeitpunkt weniger intensiven Verbrennungsreaktion in der Vorkammer begründet werden. Durch die niedrigeren Spitzentemperaturen und die geringere Turbulenzintensität ergibt sich ein geringerer Wärmeeintrag in den Glühstift.



**Abbildung 7.11:** Verlauf von Frischgasluftzahl und Glühstifttemperatur über einen Versuchsdurchlauf. Die farbige unterlegten Bereiche markieren die Abfolge der Zündregimes I bis IV.

Ein Vergleich mehrerer Versuche zeigt, dass die Glühstifttemperatur an den Übergängen der Zündregimes immer in einem schmalen Bereich liegt. Deutlich zeigt sich dies am Umschlagpunkt zwischen der regulären Zündung (II) und dem Übergangsbereich (III). Dieser Punkt kann sowohl anhand der Druckverläufe einzelner Zyklen als auch am geänderten Aufheizverhalten des Glühstifts bestimmt werden. In Abbildung 7.12 sind die Verläufe der Glühstifttemperatur für vier Versuche dargestellt. Die Umschlagpunkte sind markiert und mit den zugehörigen Frischgasluftzahlen versehen. Für die dargestellten Versuche stellt sich das Übergangsregime im Luftzahlbereich  $\lambda = 2,28 \dots 2,35$  sowie für Glühstifttemperaturen von  $T_{GS} = 1175 \dots 1210 \text{ °C}$  ein.



**Abbildung 7.12:** Verlauf der Glühstifttemperatur für vier Versuche. Die Zeitpunkte, an denen der Umschlag vom regulären Zündregime (II) in den Übergangsbereich (III) erfolgt, sind mit Kreisen markiert. Die angegebenen Luftzahlen entsprechen den Frischgasluftzahlen am Umschlagpunkt. Der Temperaturbereich, in dem der Umschlag stattfindet, ist gelb unterlegt dargestellt. Angegebene Zeiten beziehen sich auf den Versuchsbeginn.

Ein direkter Zusammenhang zwischen Luftzahl und Glühstifttemperatur am Umschlagpunkt ist aus den Messwerten nicht erkennbar. Daher sollen an dieser Stelle mögliche Zusammenhänge der beiden Parameter diskutiert werden:

- Eine Möglichkeit wäre, dass sich der Umschlag von der regulären Zündung zur Frühzündung mit höheren Glühstifttemperaturen hin zu höheren Luftzahlen verschiebt. Ein Vergleich der Versuche V1 und V7 (s. Abb. 7.12) zeigt jedoch, dass der Umschlag sowohl für hohe Luftzahlen und niedrige Glühstifttemperaturen ( $\lambda_{V7} = 2,35$ ,  $T_{GS,V7} \approx 1175 \text{ °C}$ ) als auch für den umgekehrten Fall niedriger Luftzahlen und hoher Glühstifttemperaturen ( $\lambda_{V1} = 2,28$ ,  $T_{GS,V1} > 1200 \text{ °C}$ ) auftreten kann. Auch wenn die Messwerte von Luftzahl und Temperatur nur in einem schmalen Bereich liegen, kann die oben genannte Annahme damit nicht gestützt werden.
- Eine andere Möglichkeit wäre, dass mit Erreichen einer bestimmten Glühstifttemperatur auch als nicht zündfähig angenommene Gemische außerhalb der mageren Zündgrenze ohne zusätzliche Pilotgaseindüsung

zündfähig werden. Eine genaue Festlegung der u.a. von Druck und Temperatur<sup>8</sup> abhängigen Zündgrenze auf eine bestimmte Luftzahl ist dabei jedoch aufgrund der Vielzahl der in der Literatur angegebenen Werte und Korrelationen<sup>9</sup> nicht möglich. Für ein verändertes Zündverhalten könnten möglicherweise auch temperaturabhängige katalytische Effekte an der heißen Glühstiftoberfläche eine Rolle spielen. Für die Annahme eines solchen Verhaltens spricht, dass der Umschlag zur Frühzündung auch für unterschiedliche Luftzahlen in einem engen Temperaturbereich des Glühstifts liegt (s. Abb. 7.12).

Es sei angemerkt, dass für eine genauere Untersuchung der genannten Annahmen zunächst eine größere Anzahl an Messdaten als im vorliegenden Fall verfügbar sein müsste. Weiterhin wären zur experimentellen Separierung der Einflüsse von Glühstifttemperatur und Frischgasluftzahl vor allem Experimente mit unabhängiger Regelung beider Parameter erforderlich. Durch den kontinuierlichen Wärmeeintrag aus der Vorkammerverbrennung ist jedoch die Glühstifttemperatur prinzipiell nicht regelbar. Eine auf konstante Werte geregelte Frischgasluftzahl konnte in dieser Arbeit aufgrund des instationären Betriebsverhaltens der Anlage nicht erreicht werden (s. Kap. 6.2 u. 6.4). Weitere Einflussgrößen, wie beispielsweise die gleichzeitige Erwärmung der Vorkammerwände, die möglicherweise ebenfalls zur Zündung der Vorkammerladung führen kann, wurden messtechnisch nicht untersucht. Damit lässt sich keine belastbare Aussage bezüglich des Einflusses der Glühstifttemperatur auf das Zündverhalten in der Vorkammer treffen.

---

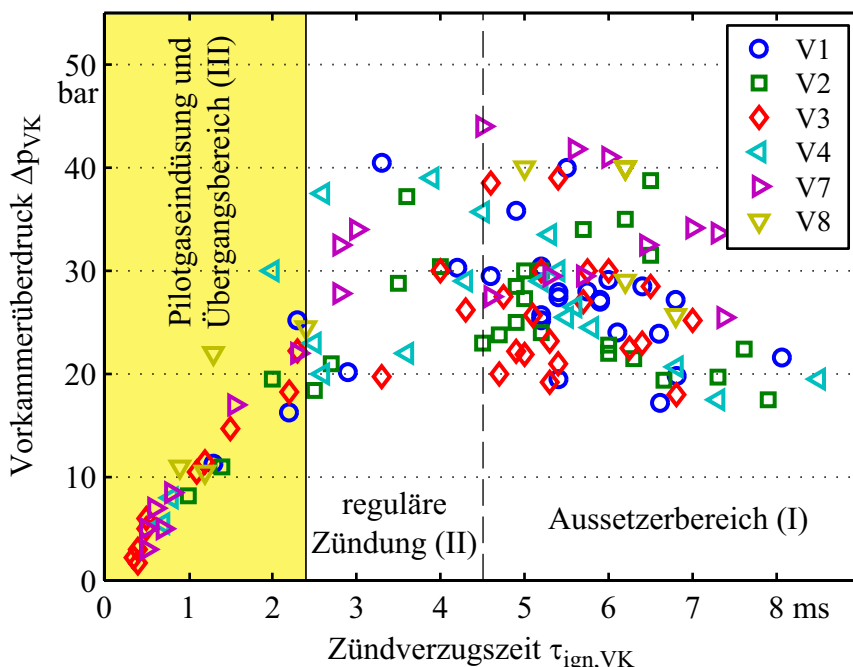
<sup>8</sup> Neben Druck und Temperatur existieren zahlreiche weitere Einflussgrößen auf die magere Zündgrenze, wie z.B. Turbulenz oder Flammenstreckung [55].

<sup>9</sup> Bereits für den vergleichsweise einfachen Fall der laminaren Flammenausbreitung weichen experimentell ermittelte Zündgrenzen je nach Literaturquelle teilweise stark voneinander ab, da schon leicht unterschiedliche Versuchsrandbedingungen einen erheblichen Einfluss auf die Messergebnisse haben können [55].

## 7.4 Zyklenschwankungen

### 7.4.1 Intensitätsschwankungen der Vorkammervverbrennung

Für eine Betrachtung der zyklischen Schwankungen von Zündzeitpunkt und Brenndauer wird zunächst auf den Zusammenhang zwischen Zündverzugszeit und Intensität der Vorkammervverbrennung eingegangen. Abbildung 7.13 zeigt den maximalen Vorkammerüberdruck  $\Delta p_{VK}$  in Abhängigkeit der Zündverzugszeit  $\tau_{ign,VK}$ . Die Daten entstammen Verbrennungszyklen mit positiven Zündverzugszeiten aus sechs Versuchen. Zyklen aus dem Frühzündungsregime (IV) sind aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht dargestellt.



**Abbildung 7.13:** Überdruck der Vorkammervverbrennung über Zündverzugszeit  $\tau_{ign,VK}$ . Dargestellt sind die Daten aller Zyklen der Zündregimes I bis III aus sechs Versuchen. Die Dauer der Pilotgaseindüsung ist gelb unterlegt. Angegebene Zeiten beziehen sich auf den Beginn der Eindüsung.

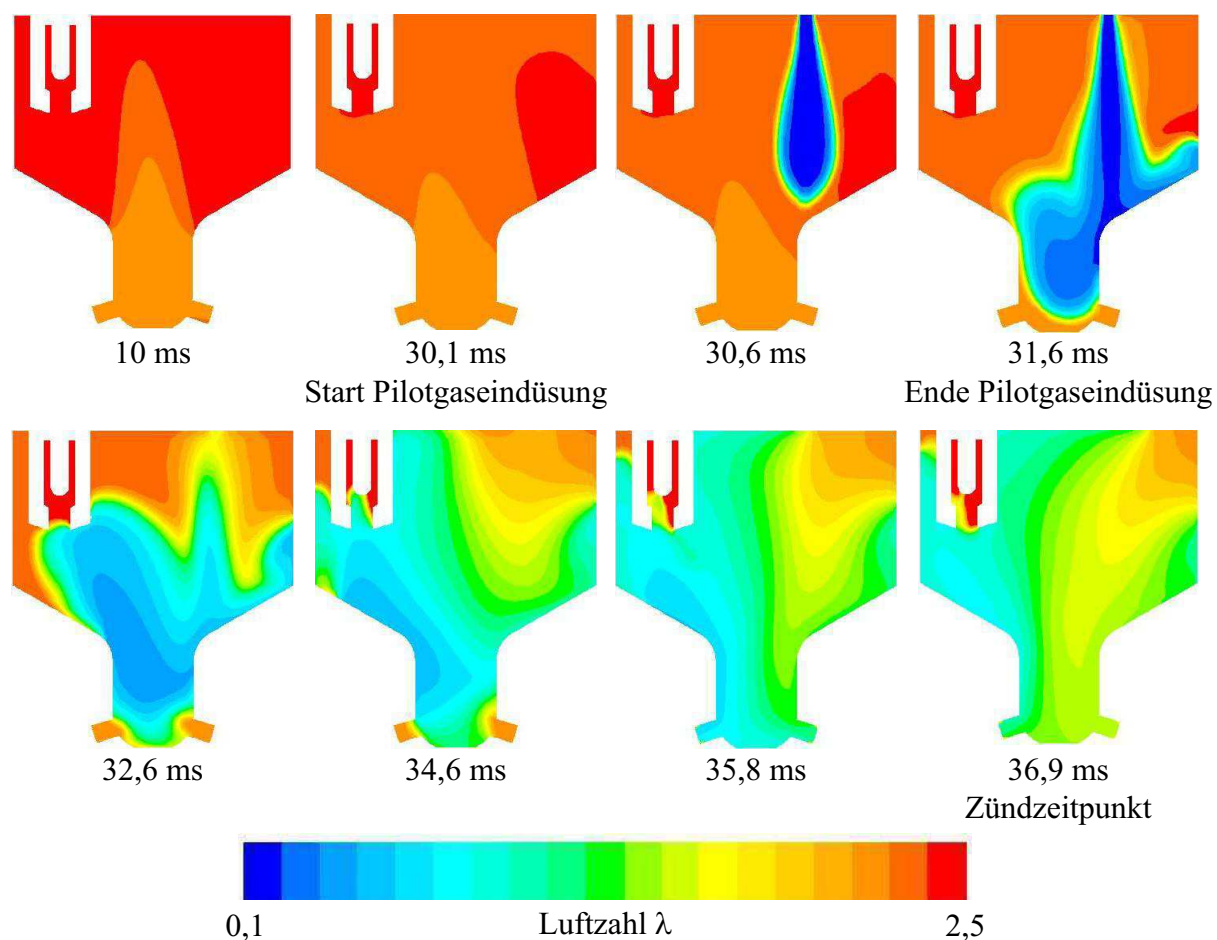
Die stärksten Streuungen können in den Zündregimes I und II beobachtet werden. Die Schwankungsbreite ist dabei in beiden Regimes identisch. Die vergleichsweise geringe Anzahl an Datenpunkten im regulären Zündregime (II) ergibt sich aus der kurzen Zeitdauer innerhalb eines Versuchs, in der dieser Betriebsbereich durchlaufen wird (s. Abb. 7.11). Im Aussetzerbereich (I) fällt auf, dass ein globaler Trend zur Abnahme der Vorkammerüberdrücke erst

für Zündverzugszeiten  $\tau_{\text{ign,VK}} > 6$  ms vorhanden ist. Im Übergangsbereich (III) nimmt die Intensität der Verbrennung mit sinkender Zündverzugszeit kontinuierlich ab. Weiterhin zeigt sich ein deutlicher Rückgang der Schwankungen. Insbesondere für Zündverzugszeiten nahe des Eindüsungsbegins sind auch die Abweichungen zwischen den einzelnen Versuchen sehr gering. Eine mögliche Erklärung hierfür wäre, dass der Glühstift im Übergangsbereich (III) schon vor der Pilotgaseindüsung von quasi zündfähigem Gemisch umgeben ist, in dem bereits erste Vorreaktionen ablaufen. Für das Auslösen der Zündung könnte das Einbringen einer minimalen zusätzlichen Kraftstoffmenge bei gleichzeitiger Erhöhung der Vorkammerturbulenz ausreichend sein. Durch die kurze Zündverzugszeit findet keine Durchmischung der Vorkammerladung statt, sodass die Verbrennung vermutlich einen stark diffusiven Charakter aufweist. Die niedrige Brenngeschwindigkeit führt zu den beobachteten schwachen Drucküberhöhungen. Die geringen Abweichungen aller Verbrennungszyklen ergeben sich vermutlich aus den Strömungsbedingungen, die kurz nach Beginn der Pilotgaseindüsung in allen Verbrennungszyklen nahezu identisch sind.

#### 7.4.2 Einfluss der Vorkammerluftzahl auf die Vorkammerverbrennung

In Kapitel 6.2.3 wurde die Streuung im Öffnungsverhalten des Pilotgas-Injektors bereits als mögliche Ursache für die zyklischen Schwankungen der Vorkammerverbrennung erwähnt. Bei 0-dimensionaler Betrachtungsweise kann damit die Variation der globalen Vorkammerluftzahl ermittelt werden (s. Kap. 6.2.3). Die örtlich und zeitlich aufgelöste Betrachtung der Luftzahlverteilung zeigt jedoch, dass während der Pilotgaseindüsung eine starke Ladungsschichtung mit ausgeprägten fetten und mageren Zonen auftritt.

Abbildung 7.14 zeigt Momentaufnahmen der Vorkammersymmetrieebene während der Pilotgaseindüsung aus einer 3D-CFD-Simulation [55]. Es fällt auf, dass die linke Hälfte der Vorkammer zum Zündzeitpunkt trotz ihrer größeren Entfernung zum Pilotgas-Injektor vom Vorkammerdeckel bis zu den Überströmbohrungen mit fetterem Gemisch gefüllt ist als die gegenüberliegende Seite, auf der sich der Glühstift befindet. Auf die Auswirkungen dieses Umstands wird in Kapitel 7.5.1 bei der Beschreibung der Flammenausbreitung in der Vorkammer nochmals eingegangen.



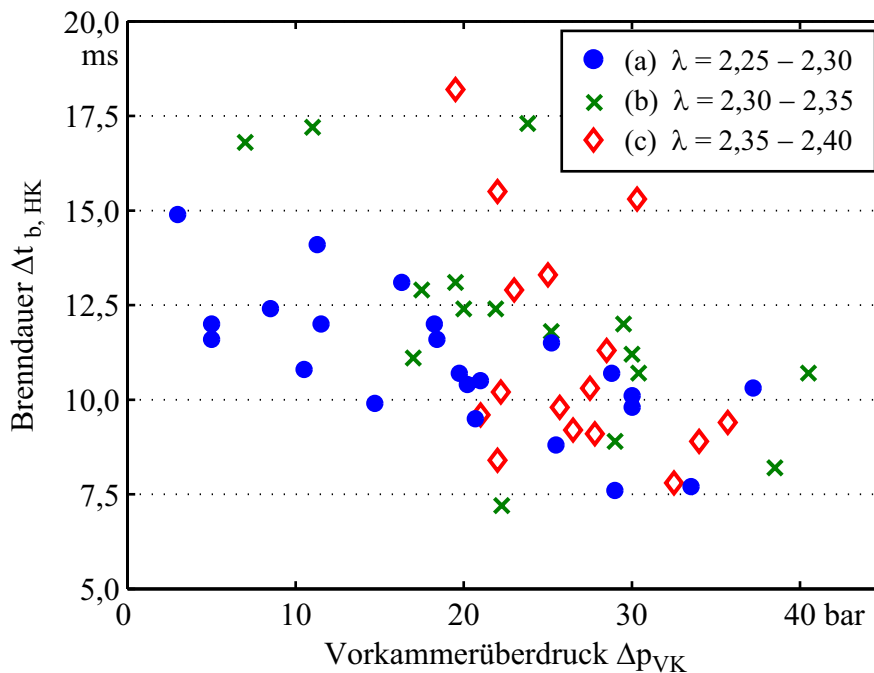
**Abbildung 7.14:** 3D-CFD-Simulation der Luftzahlverteilung in der Symmetrieebene der Vorkammer während der Pilotgaseindüsung, aus Mittermayer [55].

Aufgrund der Ladungsschichtung spielt die globale Vorkammerluftzahl für die Betrachtung des Zündverhaltens eine untergeordnete Rolle. Für die Zündung ist vor allem das Vorhandensein von zündfähigem Gemisch an der Glühstiftspitze erforderlich. Sowohl der Zündzeitpunkt als auch die Intensität der Verbrennung hängen somit maßgeblich vom Einströmverhalten des Pilotgases und der Durchmischung mit der Frischladung ab. Da diese Vorgänge nicht in jedem Verbrennungszyklus exakt identisch sind, sondern gewissen statistischen Schwankungen unterliegen, ergeben sich auch für die genannten Parameter entsprechende zyklische Schwankungen.



### 7.4.3 Schwankungen der Hauptkammerbrenndauer

Durch die Schwankungen des Zündzeitpunkts in der Vorkammer unterliegt auch der Beginn der Hauptkammerverbrennung zyklischen Schwankungen in der gleichen Größenordnung. Weiterhin führen die Intensitätsschwankungen der Vorkammerverbrennung zu unterschiedlich stark ausgebildeten Zündstrahlen. Der Zusammenhang zwischen Vorkammerüberdruck und Brenndauer der Hauptladung ist in Abbildung 7.15 dargestellt. Die Daten entsprechen Einzelzyklen aus sechs Versuchen, deren Luftzahlen der regulären Zündung (II) sowie dem Übergangsbereich zugeordnet werden kann ( $\lambda = 2,25 \dots 2,4$ ). Um den Einfluss der Hauptkammerluftzahl auf die Brenngeschwindigkeit und somit die Durchbrenndauer in der graphischen Darstellung zu minimieren, sind die Einzelzyklen nicht nach Versuchen geordnet, sondern in drei Luftzahlintervalle a – c der Breite  $\Delta\lambda = 0,05$  unterteilt.



**Abbildung 7.15:** Brenndauer  $\Delta t_{\text{burn, HK}}$  der Hauptkammerverbrennung über dem maximalen Vorkammerüberdruck  $\Delta p_{VK}$ . Dargestellt sind die Daten aus sechs Versuchen für die reguläre Zündung und den Übergangsbereich, unterteilt in drei Luftzahlbereiche a–c zwischen  $\lambda = 2,25$  und  $\lambda = 2,4$ .

Für alle Luftzahlbereiche ist ein Trend zur Abnahme der Brenndauer mit steigendem Vorkammerüberdruck erkennbar. Dies zeigt sich am deutlichsten für Luftzahlbereich a. Während Zyklen mit Vorkammerüberdrücken

$\Delta p_{VK} < 15$  bar vornehmlich dem Übergangsregime (III) mit höheren Brenndauern zuzuordnen sind, weisen Zyklen mit hohen Vorkammerüberdrücken die kürzesten Brenndauern auf. Weiterhin wird für diesen Luftzahlbereich deutlich, dass die Hauptkammervverbrennung auch durch eine nur schwache Vorkammervverbrennung ausgelöst werden kann. Für die magereren Luftzahlbereiche b und c werden vergleichbare Brenndauern erst mit höheren Vorkammerüberdrücken erreicht.

Allgemein weisen die Bereiche b und c ausgeprägtere Schwankungen der Brenndauer auf. Dies kann durch die global höhere Frischgasluftzahl in Verbindung mit lokalen Ungemischtheiten der Hauptkammerladung erklärt werden. Für global fettere Gemischzusammensetzungen (Bereich a) ist die Brennstoffkonzentration auch in lokal mageren Zonen ausreichend, um ein sicheres Durchbrennen zu gewährleisten. Dagegen können für global höhere Frischgasluftzahlen (Bereiche b und c) lokal magere Brennraumzonen entstehen, in denen die Gemischzusammensetzung bereits im Aussetzerbereich liegt. Für eine Reduzierung der Brenndauerschwankungen sollte demnach neben einer guten Homogenisierung der Frischladung eine möglichst niedrige Frischgasluftzahl angestrebt werden, ohne dabei jedoch den Übergangsbereich (III) oder das Frühzündungsregime (IV) zu erreichen. Damit ergibt sich für das PGI-Konzept ein sehr schmales Betriebsfenster zwischen Aussetzerbetrieb dem Übergangsbereich zur Frühzündung. Dieses Verhalten stellt ein großes Problem des PGI-Konzepts dar, da Änderungen der Gemischzusammensetzung zur Lastvariation des Motors nur sehr begrenzt möglich sind.

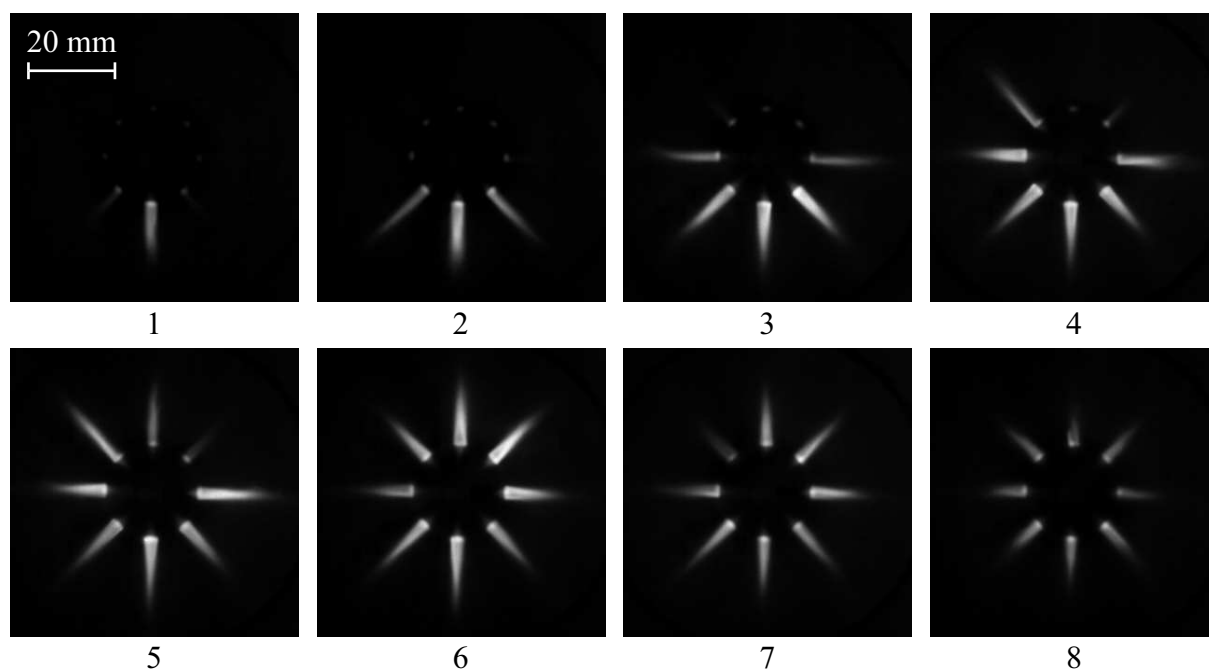
## 7.5 Optische Untersuchungen

### 7.5.1 Flammenausbreitung in der Vorkammer

An der Dynamischen Zelle wurden im Rahmen dieser Arbeit keine experimentellen Untersuchungen mit optisch zugänglicher Vorkammer durchgeführt. Für diesen Versuchsträger stehen zur Beurteilung der Vorkammerverbrennung ausschließlich Ergebnisse aus CFD-Simulationen zur Verfügung [55].

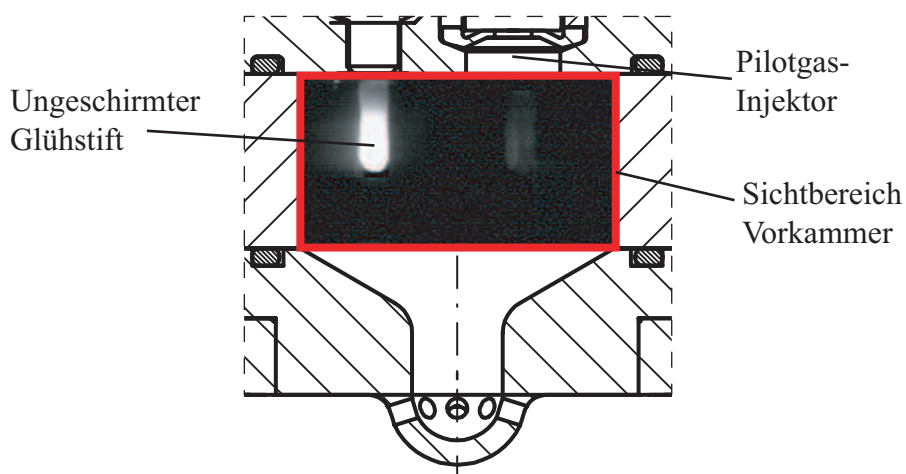
Voruntersuchungen mit optisch zugänglicher Vorkammer wurden dagegen an der in Kapitel 3.2 erwähnten statischen Hochdruckzelle durchgeführt, deren Brennraumgeometrie dem Aufbau der Dynamischen Zelle gleicht. Möglichkeiten zur Beheizung des Aufbaus sowie zur schnellen Beladung bestehen bei der statischen Zelle jedoch nicht. Ein Betrieb mit zündfähiger Hauptkammerladung ist nicht möglich, da in diesem Fall bereits während der Aufheizphase des Glühstifts eine Verbrennungsreaktion eintreten würde. Für die Vorversuche wurde die Zelle nur mit Luft befüllt. Um bei unveränderten Bestromungsdauern des Pilotgas-Injektors (max. 3 ms) dennoch ein nahstöchiometrisches Vorkammerngemisch zu erhalten, wurde der Ladedruck vor der Pilotgaseindüsung auf  $p \approx 16$  bar beschränkt. Als Zündquelle wurde nicht der in Kapitel 4.2.3 beschriebene geschirmte Glühstift verwendet, sondern eine Vorgängervariante ohne Abschirmhülse (s. Anh. A.3). Aufgrund der unterschiedlichen Betriebsbedingungen ist ein detaillierter Vergleich der Ergebnisse beider Versuchsträger nicht sinnvoll. Die optische Untersuchung der Vorkammerverbrennung wird daher lediglich für einen qualitativen Vergleich bezüglich des auch in der Dynamischen Zelle beobachteten ungleichförmigen Zündstrahlübertritts in die Hauptkammer herangezogen (s. Kap. 7.5.2).

Abbildung 7.16 zeigt eine Aufnahmesequenz der Zündstrahlen mit Blickrichtung auf den Zylinderkopfbereich der statischen Zelle. Bei den Aufnahmen handelt es sich um das Flammenleuchten im sichtbaren Spektralbereich. Der Vorkammerdeckel mit Glühstift und Pilotgas-Injektor (s. Abb. 4.7) ist so angeordnet, dass der Glühstift im Bereich der unteren Überströmbohrungen liegt. In den Bildern 1 und 2 ist der Übertritt der Zündstrahlen ausschließlich durch die glühstiftnahen Bohrungen erkennbar. Die nachfolgende Ausbreitung auf alle Bohrungen ist in Bild 5 abgeschlossen. Die Abnahme der Strahlintensität gegen Ende der Vorkammerverbrennung ist in den Bildern 7 und 8 erkennbar.



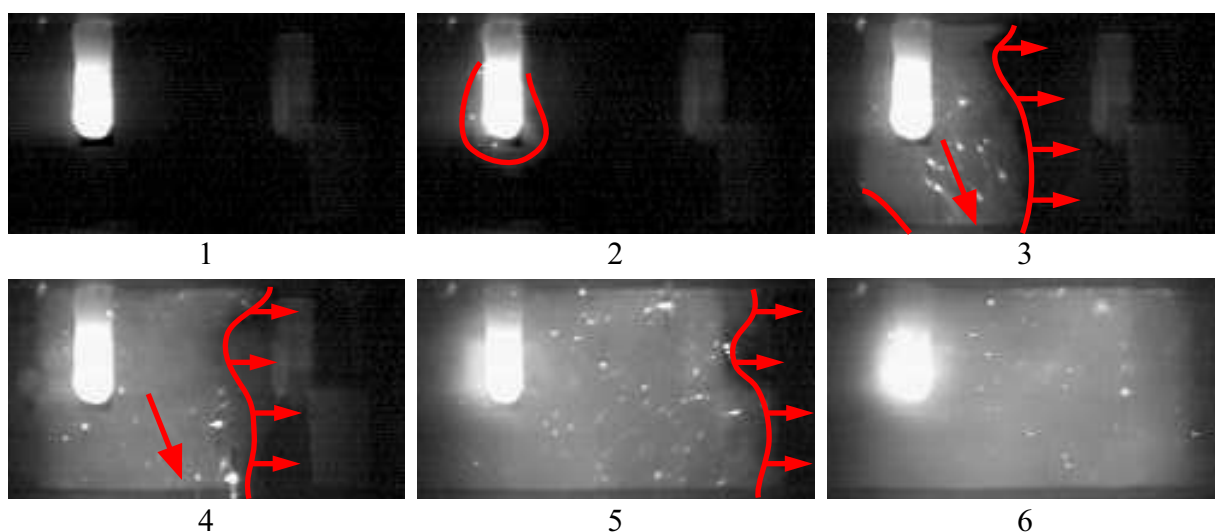
**Abbildung 7.16:** Chemilumineszenzaufnahmen der Umfangungleichförmigkeiten beim Zündstrahleintritt in die Hauptkammer der statischen Hochdruckzelle. Der Glühstift liegt im Bereich der unteren Überströmbohrungen.

Für den zu Abbildung 7.16 gehörigen Betriebspunkt wurde auch die Vorkammerverbrennung optisch untersucht. Der durch einen Quarzglasring einseh-  
bare Vorkammerbereich der statischen Zelle ist in Abbildung 7.17 dargestellt.



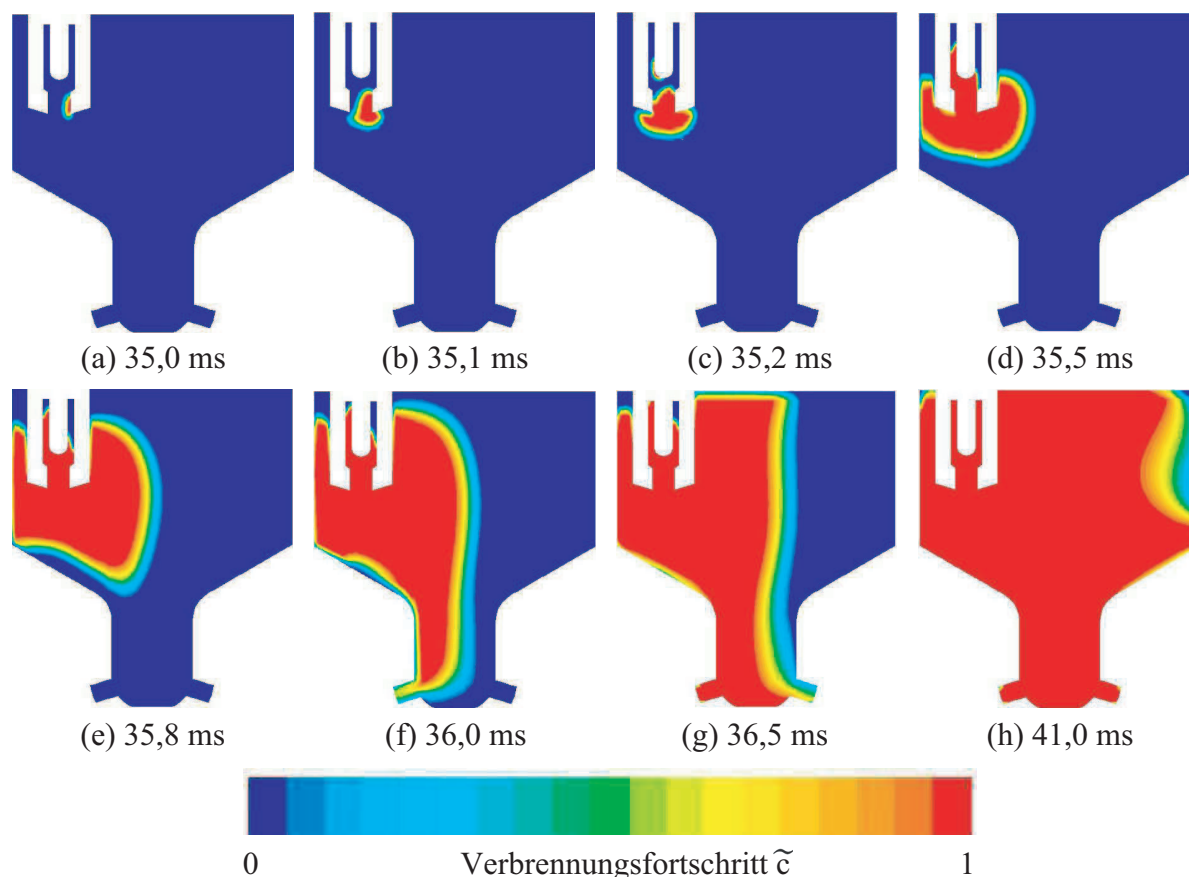
**Abbildung 7.17:** Einsehbarer Bereich der optisch zugänglichen Vorkammer mit beheiztem ungeschirmten Glühstift in der statischen Hochdruckzelle.

Abbildung 7.18 zeigt die Zündung am Glühstift sowie die Flammenausbreitung (Chemilumineszenz im sichtbaren Spektralbereich) in der Vorkammer. Bild 1 entspricht dem letzten Moment vor der Zündung an der Glühstiftspitze. In Bild 2 ist der Beginn der Flammenausbreitung erkennbar, die zunächst noch ohne Vorzugsrichtung abläuft. Beginnend mit Bild 3 ist ein schnelles axiales Fortschreiten der Verbrennung in Richtung Vorkammerhals zu beobachten, während die radial gerichtete Flammenausbreitung deutlich langsamer abläuft. Die dem Glühstift gegenüberliegende Vorkammerwand wird erst in Bild 6 von der Flammenfront erreicht.



**Abbildung 7.18:** Chemilumineszenzaufnahmen der Vorkammervverbrennung in der statischen Zelle. Als Zündquelle kommt der ungeschirmte Glühstift zum Einsatz. Das Zeitintervall zwischen zwei Bildern entspricht  $\Delta t = 0,33$  ms. Die Ausbreitungsrichtung (Pfeile) sowie die tiefenintegrierte Flammenkontur sind rot markiert. Die hellen Bereiche außerhalb des Glühstifts in Bild 1 sind auf Reflexionen am Glasring zurückzuführen.

Dieses Verhalten kann mit der Ladungsschichtung im Inneren der Vorkammer erklärt werden (s. Kap. 7.4.2). Dazu sei nochmals auf Abbildung 7.14 verwiesen: Der Vorkammerbereich um den Glühstift ist mit deutlich fetterem Gemisch gefüllt als der Bereich um den Pilotgas-Injektor. Dies führt zu einer beschleunigten Flammenausbreitung in Richtung Vorkammerhals. In den CFD-Simulationen für die Dynamische Zelle [55] tritt dieses Verhalten in analoger Weise auf. Abbildung 7.19 zeigt die Ausbreitung der mittleren Verbrennungsfortschrittsvariablen  $\tilde{c}$  für einen Verbrennungszyklus aus Zündregime II. In Bereichen mit dem Wert  $\tilde{c} = 0$  befindet sich unverbrannte Ladung, der Wert  $\tilde{c} = 1$  steht für vollständigen Brennstoffumsatz.



**Abbildung 7.19:** CFD-Simulation des Verbrennungsfortschritts in der Vorkammer der Dynamischen Zelle für einen Verbrennungszyklus aus Zündregime II, aus Mittermayer [55]. Der Wert der Fortschrittsvariablen  $\tilde{c}$  reicht von 0 für die unverbrannte Mischung bis 1 für vollständigen Brennstoffumsatz.

Die Zündung setzt auch bei der geschirmten Variante an der Spitze des Glühstifts bzw. der Abschirmhülse ein (Bild a). Die Flammenausbreitung erfolgt wie in Abbildung 7.18 vorzugsweise in Richtung des Vorkammerhalses (ab Bild d bzw. e) und weist ein deutlich langsames Fortschreiten in horizontaler Richtung auf. Die Flammenfront trifft  $\Delta t = 1$  ms nach der Zündung an der glühstiftnahen Überströmbohrung ein (Bild f). Bis zur Ankunft der Flamme an der gegenüberliegenden Bohrung vergehen weitere  $\Delta t = 0,5$  ms. Damit lässt sich der ungleichförmige Zündstrahlaustritt auf die exzentrische Positionierung von Glühstift und Pilotgas-Injektor zurückführen. Während durch die Glühstiftposition die Zündung nicht in der Mitte der Vorkammer erfolgen kann, ist die Position des Injektors verantwortlich für die asymmetrische Ladungsschichtung.

## 7.5.2 Zündung im Hauptbrennraum

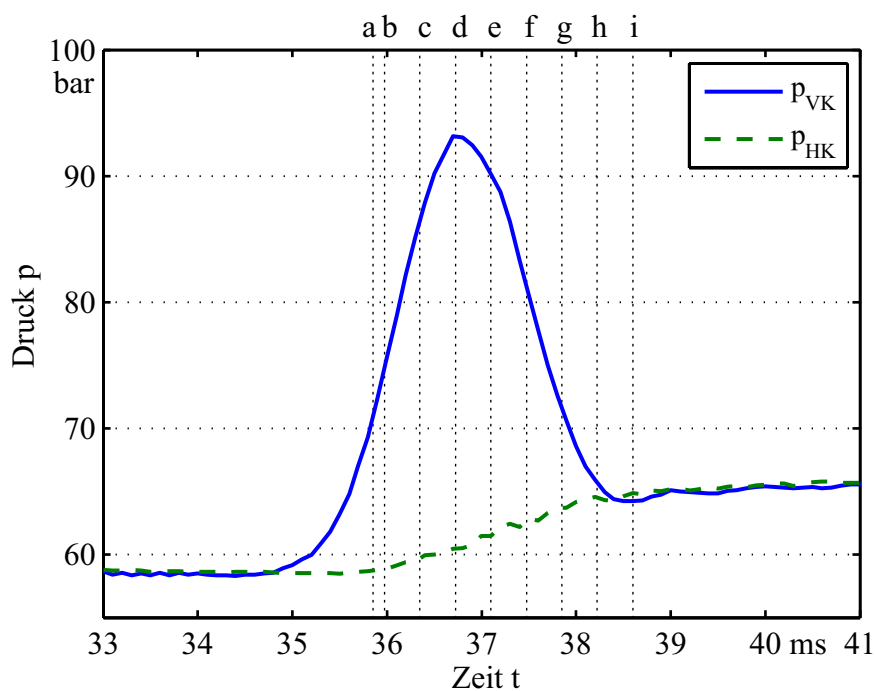
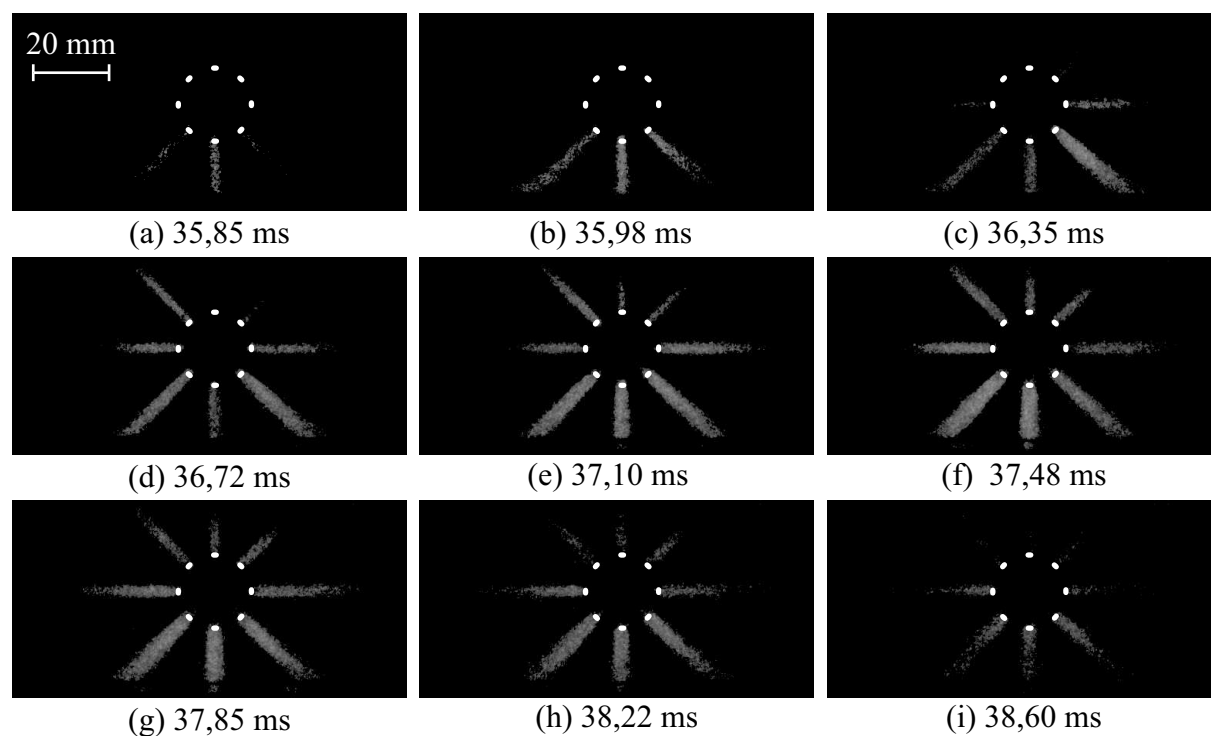
In Folgenden wird der Zündstrahleintritt in den Hauptbrennraum der Dynamischen Zelle für die Zündregimes I – IV beschrieben (s. Kap. 7.2). Dabei werden OH\*-Chemilumineszenzaufnahmen (s. Kap. 5.3) der Zündstrahlen typischer Verbrennungszyklen mit den zugehörigen Druckverläufen vorgestellt und verglichen.

### 7.5.2.1 Aussetzerbereich – Zündregime I

Die Zündstrahlen sowie die Druckverläufe in Vor- und Hauptkammer sind in Abbildung 7.20 für einen Aussetzerzyklus dargestellt. Das erste Auftreten von Chemilumineszenzemissionen im Hauptbrennraum bei  $t = 35,85$  ms (Bild a) erfolgt mit einem Verzug von  $\Delta t \approx 1$  ms auf den Beginn des Vorkammerdruckanstiegs. Zeitgleich ist ein Anstieg des Hauptkammerdrucks erkennbar, der sowohl durch die Wärmefreisetzung in den Zündstrahlen wie auch durch die aus der Vorkammer überströmende Brennstoffmasse hervorgerufen wird (s. Kap. 7.2.2 u. Anh. A.6). Dieses Verhalten kann neben dem Aussetzerbereich auch in allen übrigen Zündregimes beobachtet werden.

Wie in Kapitel 7.5.1 beschrieben, treten die Flammen zunächst nur durch die glühstiftnahen unteren Überströmbohrungen. Bis zum Erreichen des Flammenaustritts aus allen Bohrungen (Bild e) vergeht nochmals eine Zeit von  $\Delta t \approx 1,2$  ms. Dieser Zeitpunkt liegt bereits nach dem Vorkammerdruckmaximum. Eine gleichmäßige Intensitätsverteilung über alle Bohrungen ist zu keinem Zeitpunkt vorhanden. Mit dem Ende des Vorkammerdruckpeaks kommen auch die Zündstrahlen fast vollständig zum Erliegen (Bild i). Die Eindringtiefe der reagierenden Zone liegt für die stärksten Zündstrahlen bei ca. 30 mm, wobei eine exakte Bestimmung aufgrund des beschränkten Sichtbereichs nicht möglich ist. Ein Aufplatzen im Bereich der Flammenspitze, das auf das dortige Einsetzen einer Hauptkammerreaktion schließen lässt, findet im optisch zugänglichen Bereich der Zelle nicht statt.

Alle Zündstrahlen weisen eine schmale Kontur sowie eine geringe Intensität auf. Dies kann nach Mittermayer [55] auf die Turbulenz-Chemie-Interaktion in der Scherschicht der Zündstrahlen zurückgeführt werden, die lokal zu turbulentem Flammenlöschen führt (s. Kap. 7.1 u. Anh. A.9). Für den Aussetzer-



**Abbildung 7.20:** Chemilumineszenzaufnahmen des Zündstrahleintritts in den Hauptbrennraum (oben) sowie Druckschrieb (unten) für einen Aussetzerzyklus. Die kreisförmig angeordneten Punkte markieren die Lage der Überströmbohrungen. Die unter den Einzelbildern a – i angegebenen Zeiten sind im Druckschrieb durch senkrechte Linien dargestellt. Alle Zeiten beziehen sich auf den Zeitpunkt EÖ.



bereich ist dieses Verhalten besonders ausgeprägt. Durch die hohen Hauptkammerluftzahlen entstehen in den Randbereichen der Zündstrahlen sehr magere Zonen, die in Verbindung mit hoher Turbulenzintensität ein Auftreten des turbulenten Flammenlöschens begünstigen.

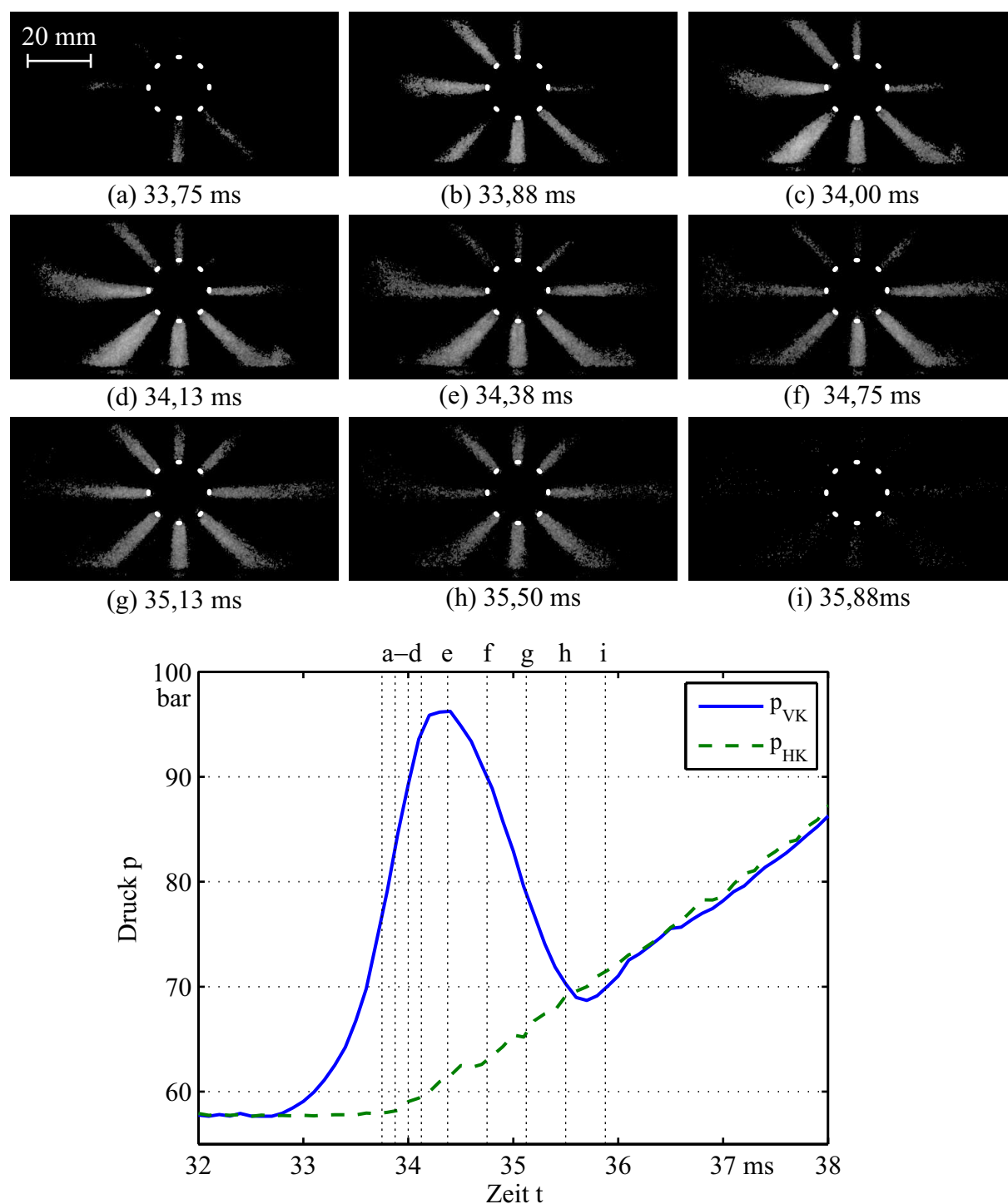
### 7.5.2.2 Reguläre Zündung – Zündregime II

Abbildung 7.21 enthält den Druckschrieb sowie die Chemilumineszenzaufnahmen eines Verbrennungszyklus für das reguläre Zündregime. Zunächst sind deutliche Ähnlichkeiten mit dem Aussetzsbereich zu erkennen. Das Austreten der ersten Strahlen aus den glühstiftnahen Bohrungen zu Beginn des Hauptkammerdruckanstiegs (Bild a) sowie der zugehörige Zeitverzug von  $\Delta t \approx 1$  ms ab Beginn der Vorkammerverbrennung sind hier identisch vorhanden<sup>10</sup>. Ebenso wie im Aussetzsbereich findet ein Verlöschen der Zündstrahlen mit dem Ende der Vorkammerverbrennung statt (Bild i).

Gegenüber dem Aussetzsbereich erfolgt die Ausbreitung der Zündstrahlen auf mehrere Überströmbohrungen in vergleichsweise kurzer Zeit (Bilder a – c), eine einheitliche Verteilung über den gesamten Umfang ergibt sich jedoch auch hier zu keinem Zeitpunkt. Die Eindringtiefe der Reaktionszone kann durch den beschränkten Sichtbereich nur für die nach links bzw. rechts gerichteten Zündstrahlen in Abbildung 7.21 beurteilt werden. Vereinzelt ergibt sich gegenüber dem Aussetzsbereich eine Steigerung von bis zu 100 % (Bild e). Wegen der stark unterschiedlich ausgebildeten Strahlen erscheint eine allgemeingültige Quantifizierung jedoch nicht sinnvoll.

Aufgrund der niedrigeren Hauptkammerluftzahl ist das turbulente Flammenlöschen im Randbereich der Zündstrahlen weniger stark ausgeprägt, wodurch sich die Zunahme von Dicke und Intensität der Reaktionszone erklären lässt. An der Spitze der tiefer eindringenden Strahlen (Bilder c – e, links) kann ein Aufplatzen, jedoch keine weitere Ausbreitung der Reaktionszone im Hauptbrennraum beobachtet werden. Dazu sei angemerkt, dass die dargestellten Aufnahmen durch die Bildbearbeitung zur Eliminierung des Bildverstärkernachleuchtens (s. Kap. 5.3.3) keine Informationen über besonders intensitätsschwache Chemilumineszenzemissionen enthalten. Im Bereich schwacher

<sup>10</sup> Die Verzugszeit von  $\Delta t \approx 1$  ms zwischen Beginn des Vorkammerdruckanstiegs und dem Austritt der ersten Zündstrahlen kann auch der Darstellung des simulierten Verbrennungsfortschritts  $\tilde{c}$  in der Vorkammer entnommen werden (s. Kap. 7.5.1, Abb. 7.19).



**Abbildung 7.21:** Chemilumineszenzaufnahmen des Zündstrahleintritts in den Hauptbrennraum (oben) sowie Druckschrieb (unten) für das reguläre Zündregime. Die kreisförmig angeordneten Punkte markieren die Lage der Überströmbohrungen. Die unter den Einzelbildern a – i angegebenen Zeiten sind im Druckschrieb durch senkrechte Linien dargestellt. Alle Zeiten beziehen sich auf den Zeitpunkt EÖ.

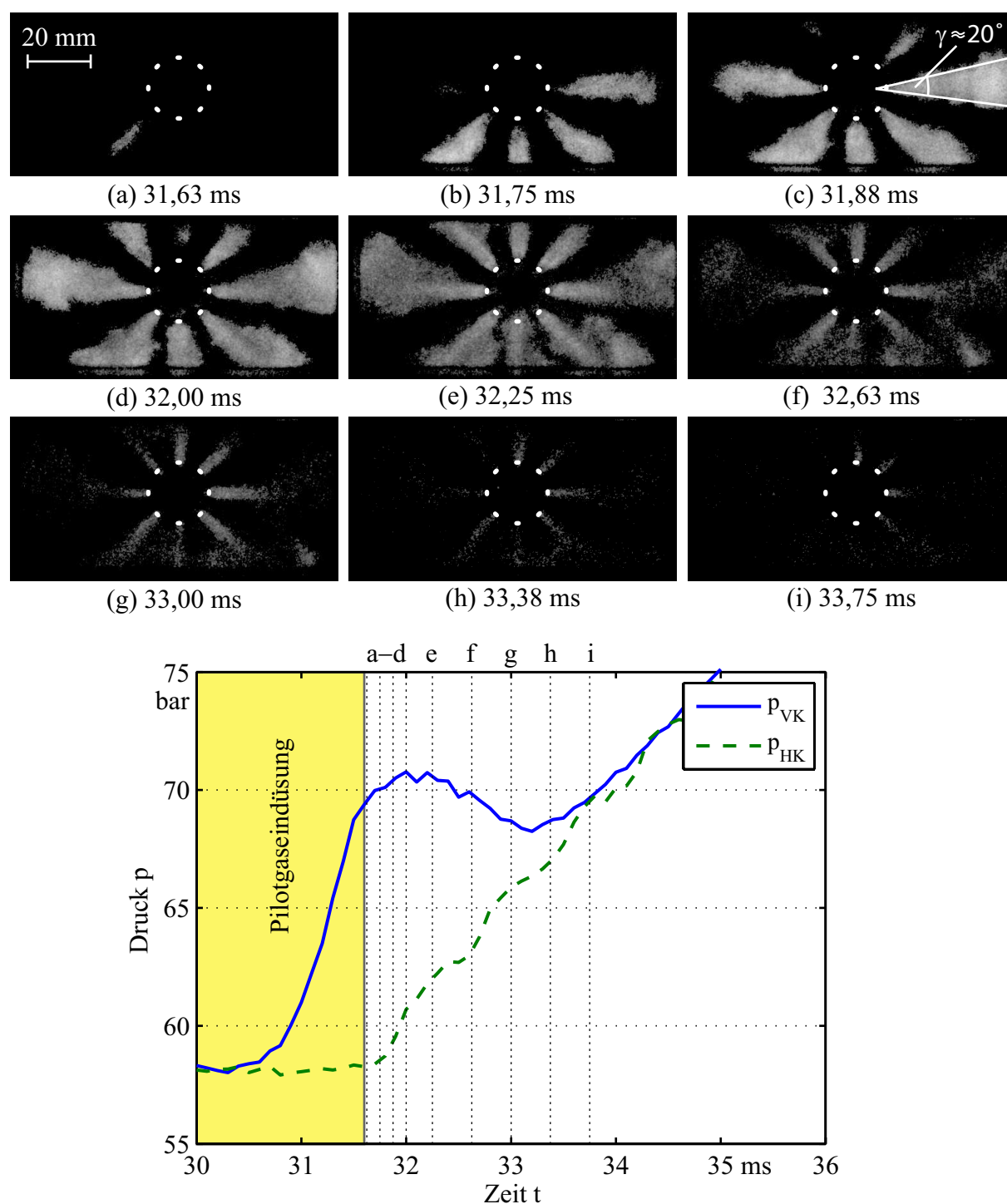
Zündstrahlen kann jedoch selbst in den zugrundeliegenden Rohbildern (mit Nachleuchten des Bildverstärkers) keine Verbrennungsreaktion im Hauptbrennraum detektiert werden. Für intensivere Strahlen ist eine Reaktion außerhalb bzw. am Rand des einsehbaren Hauptkammerbereichs erkennbar und breitet sich im weiteren Verlauf in Richtung Brennraummitte aus.

### 7.5.2.3 Übergangsbereich – Zündregime III

Mit Einsetzen des Übergangsbereichs ergibt sich das in Abbildung 7.22 dargestellte Bild der Zündstrahlen. Zunächst fällt auf, dass die Reaktionszone in den Teilbildern a – c teilweise von den Überströmbohrungen abgehoben erscheint. Dies ergibt sich jedoch ebenfalls nur aufgrund der Filterung der Rohbilder zur Eliminierung des Bildverstärkernachleuchtens (s. Kap. 5.3.3). Tatsächlich werden nach wie vor OH\*-Radikale am Austritt der Überströmbohrungen detektiert, wenn auch zunächst mit geringerer Intensität.

Ein Unterschied gegenüber den Zündregimes I und II besteht in Eindringtiefe und Form der Zündstrahlen. Aufgrund des niedrigeren Vorkammerüberdrucks ergibt sich ein geringerer Strahlimpuls sowie eine geringere Turbulenzintensität. Gleichzeitig ist die Luftzahl des Hauptkammergemisches niedriger als in den vorigen Fällen. Beide Effekte lassen eine schwächere Ausprägung des turbulenten Flammenlöschens (s. Anh. A.9) im Randbereich der Strahlen erwarten. Dies zeigt sich an der breiten, sich kegelförmig ausbreitenden Reaktionszone. Der Öffnungswinkel beträgt  $\gamma \approx 20^\circ$  (Bild c), was etwa dem Öffnungswinkel eines turbulenten Freistrahls<sup>11</sup> entspricht [79,92]. Es kann somit angenommen werden, dass die Reaktionszone sich über den kompletten Strahlquerschnitt erstreckt, und dass das turbulente Flammenlöschens in diesem Zündregime keine Rolle mehr spielt.

<sup>11</sup> Die Freistrahtheorie liefert für den Strahlradius  $r_{0,5}(x)$ , an dem die mittlere Geschwindigkeit  $v_x(r)$  in axialer Richtung 50 % ihres Maximalwerts  $v_{x,\max}$  beträgt, die Beziehung  $r_{0,5}/x = 0,08468$  [92]. Der entsprechende Öffnungswinkel folgt zu  $\gamma_{0,5} \approx 10^\circ$ . Für den Radius  $r_{99\%}$ , an dem  $v_x(r)$  auf 1 % von  $v_{x,\max}$  abgefallen ist, gilt  $r_{99\%}/x \approx 0,08468 \cdot 2,5$  [79]. Daraus folgt ein theoretischer maximaler Öffnungswinkel von  $\gamma_{\max} \approx 24^\circ$ . Der oben genannte Wert von  $\gamma \approx 20^\circ$  entspricht dem Strahlradius, an dem  $v_x(r)$  auf ca. 5 % von  $v_{x,\max}$  abgefallen ist. Sämtliche Betrachtungen ergeben sich aus der Theorie des nichtreagierenden runden Freistrahls konstanter Dichte. Aufgrund der abweichenden Randbedingungen (v.a. Dichteänderung) im reaktionsbehafteten Fall ist der obige Vergleich nur als qualitative Abschätzung zu verstehen.



**Abbildung 7.22:** Chemilumineszenzaufnahmen des Zündstrahleintritts in den Hauptbrennraum (oben) sowie Druckschrieb (unten) für den Übergangsbereich. Die Dauer der Pilotgaseindüsung ist gelb unterlegt dargestellt. Die kreisförmig angeordneten Punkte markieren die Lage der Überströmbohrungen. Die unter den Einzelbildern a – i angegebenen Zeiten sind im Druckschrieb durch senkrechte Linien gekennzeichnet. Alle Zeiten beziehen sich auf den Zeitpunkt EÖ.

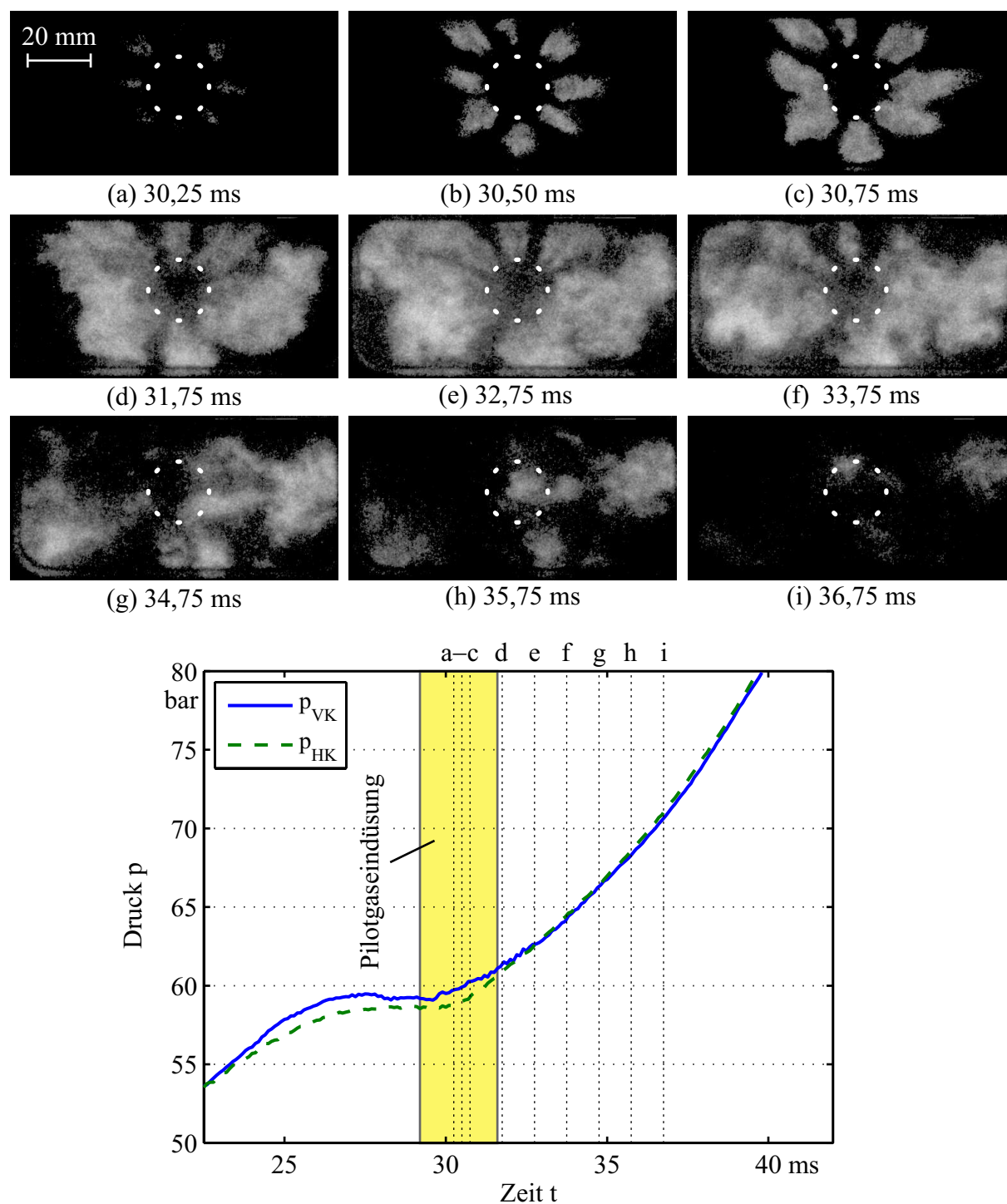
Ein Aufplatzen im Kopfbereich der Strahlen erfolgt im Sichtbereich der Hauptkammer (Bilder c – e). Die von dort fortschreitende Hauptkammervverbrennung ist jedoch aufgrund der vergleichsweise geringen Chemilumineszenzintensität nur schemenhaft zu erkennen (Bilder f – g).

#### 7.5.2.4 Frühzündung – Zündregime IV

Die Zündstrahlcharakteristik im Frühzündungsregime ist stark abhängig vom Zeitpunkt der Vorkammervverbrennung. Daher werden für diesen Bereich zwei Beispiele gezeigt.

Abbildung 7.23 zeigt einen Zyklus, bei dem die Frühzündung der Vorkammer erst kurz vor Beginn der Pilotgaseindüsung erfolgt. Es handelt sich somit um den Bereich des Frühzündungsregimes, das sich im Versuchsablauf unmittelbar an den Übergangsbereich anschließt. Die Vorkammervverbrennung ist an der schwachen Überhöhung des Vorkammerdrucks vor Beginn der Einblasung erkennbar. Aufgrund der gleichzeitigen Triggerung von Kamera und Pilotgas-Injektor sind für diesen Bereich keine Chemilumineszenzaufnahmen verfügbar. Im untersuchten Zeitfenster ( $t_{\text{PI,start}} = 29,2 \text{ ms}$ ) treten die ersten Zündstrahlen  $\Delta t \approx 1 \text{ ms}$  nach Beginn der Einblasung auf (Bild a). Erstmalig sind keine ausgeprägten Ungleichförmigkeiten über die einzelnen Bohrungen erkennbar. Durch das geringe Druckgefälle von nur  $\Delta p_{\text{VK}} \approx 1 \text{ bar}$  gegenüber dem Hauptbrennraum bilden sich keine Zündstrahlen im Sinne eines Freistrahls aus, die Eindringtiefe der Reaktionszonen ist gering.

Bereits kurz nach dem Austritt aus den Bohrungen ist eine Verbreiterung der Reaktionszonen erkennbar, die im weiteren Verlauf teilweise zusammenwachsen (Bilder b – c). Ab Bild d findet ein intensiver Brennstoffumsatz im Sichtbereich der Hauptkammer statt. Die vergleichsweise hohe Chemilumineszenzintensität beruht auf der für dieses Zündregime niedrigen Hauptkammerluftzahl. Darüberhinaus ist möglicherweise das aus den Bohrungen nachströmende Pilotgas, welches der reagierenden Mischung zusätzlich zugeführt wird, für die Bildung lokal fetter Zonen und die erhöhte Bildung von  $\text{OH}^*$ -Radikalen verantwortlich. Nach  $\Delta t \approx 7 \text{ ms}$  ist die Umsetzung im Sichtbereich weitgehend abgeschlossen, die weitere Verbrennung findet außerhalb statt. Für dieses Zündregime ergibt sich somit erstmalig eine Flammenausbreitung von der Brennraummitte in Richtung der Randbereiche. In den Zündregimes



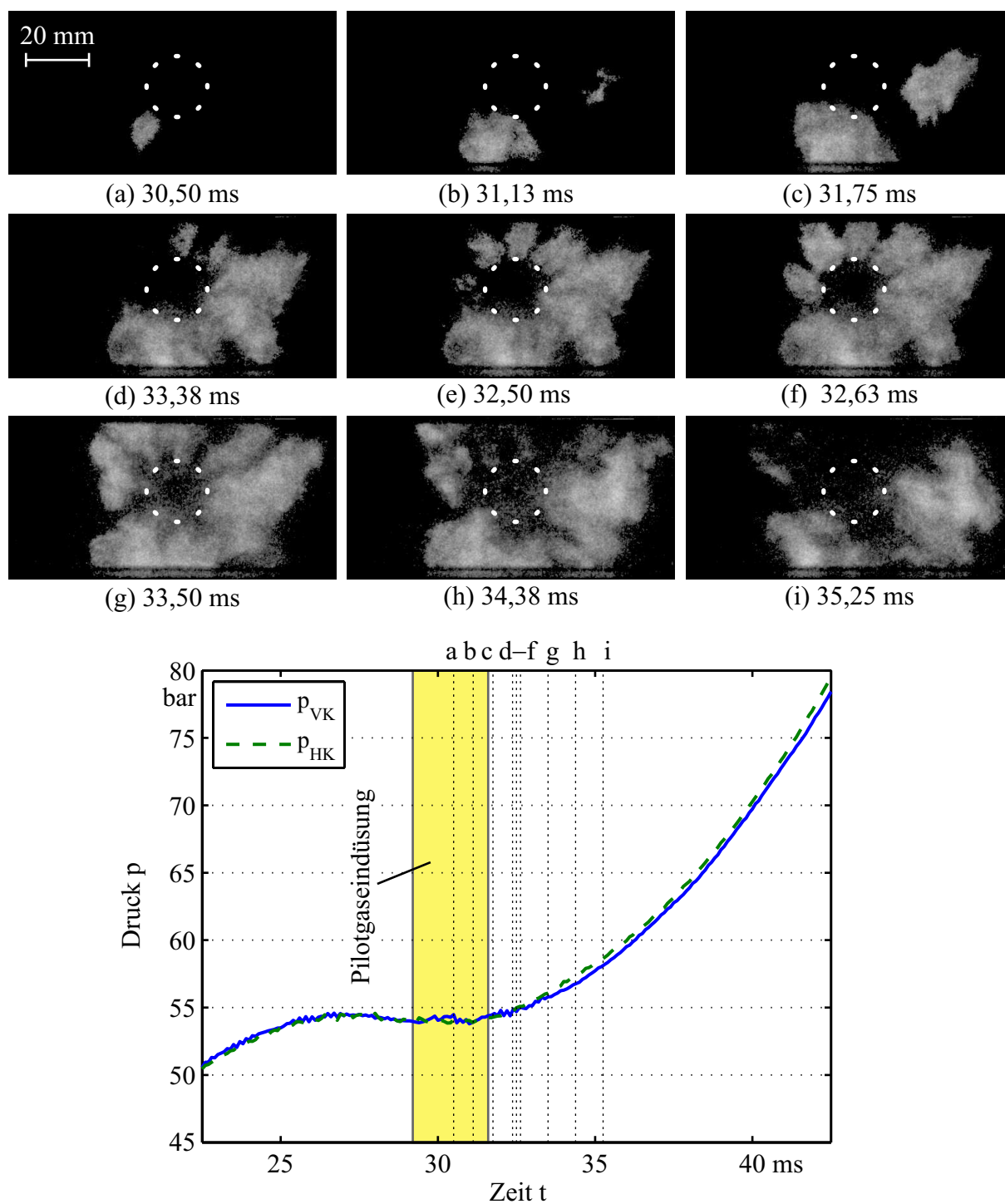
**Abbildung 7.23:** Chemilumineszenzaufnahmen des Zündstrahleintritts in den Hauptbrennraum (oben) sowie Druckschrieb (unten) für Zündregime IV im Fall einer kurz vor der Pilotgaseindüsung einsetzenden Frühzündung. Die Dauer der Pilotgaseindüsung ist gelb unterlegt dargestellt. Die kreisförmig angeordneten Punkte markieren die Lage der Überströmbohrungen. Die unter den Einzelbildern a – i angegebenen Zeiten sind im Druckschrieb durch senkrechte Linien gekennzeichnet. Alle Zeiten beziehen sich auf den Zeitpunkt EÖ.

I – III setzt der Umsatz der Hauptladung stets außerhalb des Sichtbereichs ein und breitet sich von dort über den Brennraum aus. Dies entspricht auch den von Kogler et al. [40] gemachten Beobachtungen bei der faseroptischen Untersuchung der Chemilumineszenz im Hauptbrennraum eines Großgasmotors (s. Kap. 2.2.2).

Wie schon im Übergangsregime (s. Abb. 7.22) fällt auf, dass die ersten Chemilumineszenzemissionen außerhalb der Überströmbohrungen auftreten (Bilder a – b). Während dies für den Übergangsbereich durch die geringe Intensität der austretenden Strahlen in Verbindung mit der Bildbearbeitung (s. Kap. 5.3.3) erklärt werden kann, treten die ersten Emissionen in Abbildung 7.23 tatsächlich außerhalb der Bohrungen auf. Dies kann einerseits daran liegen, dass die geringe  $\text{OH}^*$ -Intensität auch bei größtmöglicher Kameraempfindlichkeit nicht detektierbar ist. Aus der Analyse der Rohbilder erscheint dies jedoch unwahrscheinlich. Eine andere mögliche Erklärung hierfür wäre, dass durch die noch andauernde Vorkammerreaktion (für die Bilder a – d gilt  $p_{\text{VK}} > p_{\text{HK}}$ ) heiße Reaktionsprodukte oder Zwischenspezies in den Hauptbrennraum strömen, die in Verbindung mit dem anschließend austretenden Pilotgas zur Zündung führen.

Abbildung 7.24 zeigt im Vergleich zu Abbildung 7.23 einen Verbrennungszyklus, bei dem die verfrühte Vorkammervverbrennung bereits zum Zeitpunkt  $t = 12,5 \text{ ms}$ , also weit vor der Pilotgaseindüsung ( $t_{\text{PI,start}} = 29,2 \text{ ms}$ ) einsetzt. Aufgrund des fehlenden Druckgefälles zwischen Vor- und Hauptkammer ist keine strahlförmige Ausbildung der Reaktionszonen mehr zu erkennen. Das Auftreten erster Reaktionszonen weit außerhalb der Überströmbohrungen (Bild b – c) ist hier noch deutlicher ausgeprägt. Dabei fällt auf, dass sich z.B. die Reaktionszone rechts in den Bildern b und c durch das nachströmende Vorkammerngemisch weiter stromauf in Richtung Überströmbohrung bewegt. In der Folge wird auf diese Weise auch das aus den benachbarten Bohrungen austretende Gemisch gezündet (Bilder d – f).

Für den in Abbildung 7.23 gezeigten Fall wurde als mögliche Erklärung des Zündverhaltens ein Austreten heißer Reaktions- oder Zwischenprodukte vor Beginn der Pilotgaseindüsung genannt. Dieser Erklärungsversuch ist für den in Abbildung 7.24 vorliegenden Fall nicht zulässig, da zwischen der verfrühten Vorkammerreaktion und der Pilotgaseindüsung eine vergleichsweise lange Zeitspanne liegt ( $\Delta t \approx 17 \text{ ms}$ ), in der ein Verharren von Zwischenproduk-



**Abbildung 7.24:** Chemilumineszenzaufnahmen des Zündstrahleintritts in den Hauptbrennraum (oben) sowie Druckschrieb (unten) für Zündregime IV im Fall einer kurz nach Einströmbeginn einsetzenden Frühzündung. Die Dauer der Pilotgaseindüsung ist gelb unterlegt dargestellt. Die kreisförmig angeordneten Punkte markieren die Lage der Überströmbohrungen. Die unter den Einzelbildern a – i angegebenen Zeiten sind im Druckschrieb durch senkrechte Linien dargestellt. Alle Zeiten beziehen sich auf den Zeitpunkt EÖ.



ten oder heißen Abgasen im Bereich der Bohrungen unrealistisch ist. Daher soll an dieser Stelle eine weitere potentielle Einflussgröße auf den Zündvorgang, nämlich die Vorkammerwandtemperatur genannt werden. Möglicherweise heizen sich die Wände der Überströmbohrungen während der früheren Verbrennungszyklen so weit auf, dass sie eine Zündung des durchströmenden Gemischs auslösen können. Durch die Zündverzugszeit bis zum Einsetzen der Hauptwärmefreisetzung (Bildung von  $\text{OH}^*$ -Radikalen) könnte das Auftreten der ersten Chemilumineszenzemissionen außerhalb der Bohrungen erklärt werden. Auch das völlige Ausbleiben einer Drucküberhöhung in der Vorkammer wäre dadurch erklärbar. Ohne genaue Kenntnis der Vorgänge in der Vorkammer sowie weiterer Parameter wie z.B. der Vorkammerwandtemperaturen haben diese oder ähnliche Erklärungsversuche jedoch ausschließlich hypothetischen Charakter.

## 7.6 Zusammenfassung der Versuchsergebnisse

### 7.6.1 Unterscheidungsmerkmale der Zündregimes

In den Kapiteln 7.2 – 7.4 wurden zur Charakterisierung des Zünd- und Brennverhaltens vier unterschiedliche Zündregimes definiert und jeweils detailliert beschrieben. Zusammengefasst ergeben sich folgende Aussagen:

- Die vier Zündregimes lassen sich unterscheiden in:
  - Aussetzerbereich – Zündregime I,
  - Reguläre Zündung – Zündregime II,
  - Übergangsbereich – Zündregime III,
  - Frühzündung – Zündregime IV.
- Die Zündregimes werden primär auf Basis der Frischgasluftzahl unterschieden. Der Einfluss unterschiedlicher Glühstifttemperaturen auf die Luftzahlgrenzen der Zündregimes konnte nicht separiert werden. Eine Aussage hierüber wird daher nicht getroffen (s. Kap. 7.3.3).
- Die kürzesten Durchbrenndauern ergeben sich für das reguläre Zündregime (II). Der Übergangsbereich, in dem die Vorkammerzündung bereits während der Pilotgaseindüsung einsetzt, führt zu nur geringfügig längeren Brenndauern. Als wichtiger Einflussparameter auf die Brenndauer kann dabei der Impuls der Zündstrahlen sowie die dadurch in den Hauptbrennraum eingebrachte turbulente kinetische Energie genannt werden (s. Kap. 7.3.1).
- Der Luftzahlbereich für die reguläre Zündung (II) und den Übergangsbereich (III) erstreckt sich von  $\lambda \approx 2,25$  bis  $2,4$ . Eine genauere Abgrenzung der Regimes bei alleiniger Betrachtung der Frischgasluftzahl ist aufgrund der Streuung der Messdaten nicht möglich (s. Kap. 7.3.2). Eine zusätzliche Möglichkeit der Zuordnung bietet die Zündverzugszeit (s. Kap. 7.3.1).
- Die Zündverzugszeiten für den regulären Bereich (II) liegen im Bereich von  $\tau_{\text{ign,VK}} \approx 2,4$  ms (Ende Pilotgaseindüsung) bis  $\tau_{\text{ign,VK}} < 4,5$  ms. Im Übergangsbereich (III) gilt  $\tau_{\text{ign,VK}} = 0 \dots 2,4$  ms. Außerhalb dieser Bereiche schließen sich der Aussetzerbereich ( $\tau_{\text{ign,VK}} > 4,5$  ms) sowie das Frühzündungsregime ( $\tau_{\text{ign,VK}} < 0$  ms) an (s. Kap. 7.3.1).

- Alle Zündregimes weisen erhebliche zyklische Schwankungen des Zündzeitpunkts sowie der Brenndauer auf. Speziell im regulären Regime (II), welches das gewünschte Betriebsverhalten des PGI-Motors darstellt, sind die Schwankungen nicht weniger ausgeprägt als in den übrigen Bereichen.
- Die Brenndauer der Hauptkammerladung wird im Bereich der Zündregimes II und III durch die Intensität der Vorkammerverschönbrennung beeinflusst. Speziell für den Luftzahlbereich um  $\lambda \approx 2,25 \dots 2,3$  (Grenzbereich zu Regime III) konnte eine indirekte Proportionalität der beiden Größen beobachtet werden (s. Kap. 7.4.3).

### 7.6.2 Vorkammerverschönbrennung und Zündstrahlcharakteristik

Aus den optischen Untersuchungen zur Flammenausbreitung in der Vorkammer (s. Kap. 7.5.1) sowie der OH\*-Chemilumineszenz der Zündstrahlen im Hauptbrennraum (s. Kap. 7.5.2) konnten folgende Erkenntnisse gewonnen werden:

- Nach der Zündung am Glühstift läuft die Flammenausbreitung in Richtung des Vorkammerhalses schneller ab als in radialer Richtung und führt dadurch zu einem ungleichmäßigen Zündstrahleintritt in den Hauptbrennraum. Die glühstiftnahen Überströmbohrungen werden dabei zuerst von der Flammenfront erreicht (s. Kap. 7.5.1). Diese Ungleichförmigkeiten ergeben sich aus der asymmetrischen Anordnung von Glühstift und Pilotgas-Injektor, die zu einer starken Ladungsschichtung innerhalb der Vorkammer führt (s. Kap. 7.4.2).
- Der ungleichförmige Zündstrahlübertritt kann in allen Zündregimes außer dem Frühzündregime beobachtet werden (s. Kap. 7.5.2). Die Mechanismen, die im Fall der Frühzündung zur Entflammung der Hauptkammerladung führen, können jedoch ohne weiterführende Untersuchungen der Prozesse im Inneren der Vorkammer nicht genau benannt werden (s. Kap. 7.5.2.4).

- Form und Intensität der Zündstrahlen im Aussetzerbereich und im regulärem Zündregime lassen einen deutlichen Einfluss des turbulenten Flammenlöschens erkennen, welches durch die hohen Hauptkammerluftzahlen in Verbindung mit hoher Turbulenzintensität begründet werden kann (s. Kap. 7.5.2). Für niedrigere Luftzahlen und geringere Zündstrahl-turbulenz (Übergangsregime, s. Kap. 7.5.2.3) tritt dieses Verhalten nicht mehr auf.
- Die Zündung der Hauptladung setzt in allen Zündregimes außer dem Frühzündregime nach dem Verlöschen der Zündstrahlen außerhalb des einsehbaren Bereichs der Hauptkammer ein und breitet sich von dort weiter über den Brennraum aus.

## 8 Zusammenfassung

Moderne stationär betriebene Gasmotoren werden zur Steigerung der Leistungsdichte sowie zur Senkung der Schadstoffemissionen hoch aufgeladen und bei hohem Luftüberschuß betrieben. Unter diesen Bedingungen ergibt sich ein enges Betriebsfenster zwischen Aussetzerbetrieb und Klopfen bzw. Frühzündung. Mittlerweile ist speziell auf dem Gebiet der Großgasmotoren der Einsatz von Brennverfahren mit geteiltem Brennraum (Vorkammern) gängige Praxis zur Optimierung des Zünd- und Durchbrennverhaltens. Das Verständnis der physikalischen Vorgänge, welche die Zündung und Verbrennung in Vorkammer bzw. Hauptbrennraum maßgeblich beeinflussen, ist dabei von großer Wichtigkeit für die erfolgreiche Auslegung neuer Vorkammerkonzepte. Hierfür kann der Einsatz bildgebender optischer Messverfahren einen wichtigen Beitrag leisten.

Eine Literaturrecherche zur experimentellen Untersuchung unterschiedlicher Vorkammerkonzepte zeigte, dass der Großteil der Erkenntnisse aus Versuchen an Voll- oder Versuchsmotoren stammt. Aussagen über das Zündverhalten werden dabei meist mit Hilfe konventioneller Methoden (z.B. Druckverlaufsanalyse, Arbeitsprozessrechnung) gewonnen, da der Einsatz optischer Messtechniken an diesen Versuchsträgern nur schwer möglich ist. Sofern bildgebende optische Messmethoden eingesetzt werden, ist deren Verwendung auf einfache Druckkammern oder Transparentmotoren kleiner bis mittlerer Baugröße beschränkt. Im Bereich der Großgasmotoren ist der Einsatz optischer Methoden bis dato nur für nicht bildgebende Verfahren (Faseroptik) möglich, da Transparentmotoren dieser Baugrößen kaum realisierbar sind.

Vor diesem Hintergrund beschreibt die vorliegende Arbeit den Aufbau einer neuartigen Versuchsanlage zur Untersuchung von Zündung und Verbrennung in Großgasmotoren mit Vorkammerzündung. Kernstück der Anlage ist eine periodisch beladbare Hochdruckzelle (Dynamische Zelle), in der über 60 aufeinanderfolgende Verbrennungszyklen unter motornahen Bedingungen simuliert werden können. Neben konventionellen Messmethoden wie z.B. der

Druckindizierung können über mehrere optische Zugänge auch bildgebende optische Verfahren eingesetzt werden.

Aufgrund ihrer Betriebsweise ist die Dynamische Zelle in den Bereich zwischen klassischen Hochdruckzellen und Versuchsmotoren einzuordnen. Dabei wird nicht der Anspruch erhoben, realmotorische Prozesse (z.B. Verdichtung und Expansion) exakt abbilden zu können. Die dynamische und periodische Beladbarkeit der Zelle ermöglicht jedoch gegenüber einfachen Hochdruckzellen eine Annäherung an reale Verhältnisse, die für vielfältige Grundlagenuntersuchungen ausreichend erscheint oder die aufgrund der Ausblendung zu vieler überlagerter Effekte sogar wünschenswert sein kann. Die Möglichkeit zur unkomplizierten Adaption optischer Messmethoden stellt dabei eine wertvolle Erweiterung dar.

Die Auslegung der Versuchsanlage erfolgte in Anlehnung an das bei der Firma MAN Diesel SE entwickelte PGI-Motorkonzept. Bei diesem aufgeladenen Magermotor-Konzept mit Vorkammerzündung kommt anstatt einer konventionellen Zündkerze ein Glühstift zur Zündung des Vorkammergemischs zum Einsatz. Die Anlage wurde jedoch so konzipiert, dass Modifikationen zur Untersuchung anderer Brennverfahren (mit und ohne Vorkammer) einfach möglich sind. Unter den Anlagenkomponenten verdienen die nach dem Pebble-Heater-Konzept arbeitenden Lufterhitzer sowie die speziell auf die hohen Zelldrücke ausgelegten Ein- und Auslassventile der Zelle besonderer Erwähnung. Bezüglich der eingesetzten Messtechniken sei die Messeinrichtung zur zeitlich aufgelösten Bestimmung der Frischgasluftzahl mittels IR-Absorptionsspektroskopie explizit erwähnt.

Das Betriebsverhalten der Anlage nach der Inbetriebnahme zeigte, dass in der gegebenen Konfiguration kein stationärer Betriebspunkt über die Dauer eines Versuchs aufrecht erhalten werden kann. Hauptursachen für dieses Verhalten sind die über die Versuchsdauer abfallende Frischgasluftzahl sowie thermische Anlaufvorgänge der Versuchsanlage. Der Effekt der instationären Glühstifterwärmung stellt dabei ein Sonderproblem des PGI-Konzepts dar, das in Verbindung mit anderen Vorkammerkonzepten in dieser Form nicht zum Tragen kommt. Mit Hinblick auf ein besseres stationäres Betriebsverhalten wurden Optimierungsmöglichkeiten diskutiert, die im Rahmen eines Nachfolgeprojekts teilweise bereits erfolgreich umgesetzt werden konnten.

---

Das instationäre Betriebsverhalten stellte sich im Rahmen von Untersuchungen zum PGI-Vorkammerkonzept insofern als nicht nachteilig heraus, als es die Untersuchung des Zündverhaltens über einen breiten Bereich an Betriebszuständen in nur wenigen Versuchen ermöglichte. Dabei wurde die Frischgasluftzahl als Haupteinflussfaktor für die Ausbildung von vier Zündregimes identifiziert, die sich vom Aussetzerbetrieb bis hin zu Frühzündungen erstrecken. Das reguläre Zündregime, welches dem Soll-Betriebsverhalten des PGI-Motors entspricht, stellte sich dabei nur in einem vergleichsweise schmalen Luftzahlbereich um  $\lambda \approx 2,3$  ein.

Die optischen Untersuchungen an der Dynamischen Zelle beschränkten sich auf Hochgeschwindigkeitsaufnahmen der OH\*-Chemilumineszenz der Zündstrahlen im Hauptbrennraum. Die Flammenausbreitung in der Vorkammer wurde stattdessen in Vorversuchen an einer statisch aufgeladenen Hochdruckzelle untersucht. Die durch die exzentrische Anordnung des Pilotgasinjektors verursachte Ladungsschichtung führte in Verbindung mit der ebenfalls nicht zentralen Glühstiftposition zu einem inhomogenen Brennverhalten in der Vorkammer. Dies äußerte sich in einem ungleichmäßig über die Überströmbohrungen verteilten Zündstrahleintritt in die Hauptkammer.

Als wichtige Einflussgröße zur Charakterisierung der Zündstrahlen konnte das turbulente Flammenlöschen identifiziert werden. Hierbei leistete der Vergleich von optischen Messergebnissen und CFD-Simulation einen wichtigen Beitrag. In Betriebsbereichen mit ausgeprägt magerer Frischgasluftzahl (reguläres Zündregime und Aussetzerbereich) kann dieses Phänomen als Hauptursache für die schmale und intensitätsschwache Reaktionszone innerhalb der Zündstrahlen genannt werden. In diesen Zündregimes setzt die Verbrennung der Hauptkammerladung stets außerhalb des optisch einsehbaren Bereichs der Hauptkammer ein, da dort durch das Absinken des Turbulenzniveaus kein turbulentes Flammenlöschen mehr auftritt.





# A Anhang

## A.1 Einströmvorgang in die Zelle

### A.1.1 Energiebilanz eines adiabaten offenen Systems

Für ein adiabates, offenes und ruhendes System kann die Änderung der inneren Energie des Systeminhalts aus dem 1. Hauptsatz der Thermodynamik bestimmt werden. Zwischen den Zeitpunkten 1 und 2 ergibt sich die Änderung der inneren Energie  $\Delta U_{1 \rightarrow 2}$  durch Eintritt des während des Zeitschritts  $\Delta t_{1 \rightarrow 2}$  konstanten Enthalpiestroms<sup>1</sup>  $\dot{m}_{\text{ein}} h_{\text{ein}}$  zu

$$\Delta U_{1 \rightarrow 2} = U_2 - U_1 = \dot{m}_{\text{ein}} h_{\text{ein}} \Delta t_{1 \rightarrow 2} \quad (\text{A.1})$$

bzw.

$$m_2 u_2 - m_1 u_1 = m_{\text{ein}} h_{\text{ein}} . \quad (\text{A.2})$$

Im Fall idealer Gase gelten für die spezifische Innere Energie  $u$  sowie die spezifische Enthalpie  $h$  die Zusammenhänge

$$u(T) = \int_{T_0}^T c_v(T) dT + u_0 \quad \text{bzw.} \quad h(T) = \int_{T_0}^T c_p(T) dT + h_0 . \quad (\text{A.3})$$

Der Index „0“ bezeichnet dabei einen aus der bestimmten Integration stammenden Referenzzustand. Der Übergang zu gemittelten spezifischen Wärmekapazitäten [78] liefert

$$u(T) = \bar{c}_v|_{T_0}^T (T - T_0) + u_0 \quad \text{bzw.} \quad h(T) = \bar{c}_p|_{T_0}^T (T - T_0) + h_0 , \quad (\text{A.4})$$

wodurch Gleichung A.2 folgendermaßen umformuliert werden kann:

$$m_2 \left[ \bar{c}_v|_{T_0}^{T_2} (T_2 - T_0) + u_0 \right] - m_1 \left[ \bar{c}_v|_{T_0}^{T_1} (T_1 - T_0) + u_0 \right] = m_{\text{ein}} \left[ \bar{c}_p|_{T_0}^{T_{\text{ein}}} (T_{\text{ein}} - T_0) + h_0 \right] . \quad (\text{A.5})$$

<sup>1</sup> Der Zeitschritt  $\Delta t_{1 \rightarrow 2}$  ist dabei so kurz zu wählen, dass die Annahme  $h_{\text{ein}} = \text{const.}$  gerechtfertigt ist.

Mit der Definition der Enthalpie

$$h = u + pv \quad (\text{A.6})$$

und dem idealen Gasgesetz

$$pv = RT \quad (\text{A.7})$$

kann  $h_0$  auf der rechten Seite von Gleichung A.5 durch

$$h_0 = u_0 + RT_0 \quad (\text{A.8})$$

ausgedrückt werden. Damit entfallen die Referenzzustände<sup>2</sup>  $u_0$  bzw.  $h_0$  und die Beziehung vereinfacht sich zu

$$m_2 \left[ \bar{c}_v|_{T_0}^{T_2} (T_2 - T_0) \right] - m_1 \left[ \bar{c}_v|_{T_0}^{T_1} (T_1 - T_0) \right] = m_{\text{ein}} \left[ \bar{c}_p|_{T_0}^{T_{\text{ein}}} (T_{\text{ein}} - T_0) + RT_0 \right]. \quad (\text{A.9})$$

Für einen gegebenen Ausgangszustand „1“ ( $m_1, T_1$ ) sowie bekannte Werte für  $m_{\text{ein}}$  und  $T_{\text{ein}}$  ergeben sich für den Zustand 2:

$$m_2 = m_1 + m_{\text{ein}}, \quad (\text{A.10})$$

$$T_2 = \frac{m_{\text{ein}} \left[ \bar{c}_p|_{T_0}^{T_{\text{ein}}} (T_{\text{ein}} - T_0) + RT_0 \right] + m_1 \left[ \bar{c}_v|_{T_0}^{T_1} (T_1 - T_0) \right]}{m_2 \bar{c}_v|_{T_0}^{T_2}} + T_0. \quad (\text{A.11})$$

Für ein bekanntes Systemvolumen  $V$  kann der neue Druck  $p_2$  mit Hilfe des idealen Gasgesetzes bestimmt werden:

$$p_2 = \frac{m_2 RT_2}{V}. \quad (\text{A.12})$$

Die gemittelten Wärmekapazitäten  $\bar{c}_v|_{T_0}^T$  und  $\bar{c}_p|_{T_0}^T$  sowie die spezifische Gas-konstante  $R$  sind jeweils entsprechend der stofflichen Zusammensetzung der zugehörigen Teilmassen zu bestimmen. Die Lösung von Gleichung A.11 erfolgt iterativ, bis sich der korrekte Wert von  $\bar{c}_v|_{T_0}^{T_2}$  einstellt.

<sup>2</sup> Dies gilt auch für den Fall unterschiedlicher Gemischzusammensetzungen der beteiligten Teilmassen zu Beginn und Ende des Zeitschritts. Auf die ausführliche Herleitung, die zur Eliminierung der Referenzzustände führt, wird an dieser Stelle jedoch verzichtet.

### A.1.2 Massenstrom durch die Einlassventile

Für die Berechnung des Massenstroms in die Hochdruckzelle sind folgende Eingangsgrößen notwendig: Druck  $p_{\text{MR}}$  bzw.  $p_{\text{HK}}$  in Mischrohr und Hauptkammer, Mischrohrtemperatur  $T_{\text{MR}}$ , Luftzahl  $\lambda$  der einströmenden Ladung sowie die Geometrie der Einlassventile. Die im Mischrohr gemessenen Zustandsgrößen  $p_{\text{MR}}$  und  $T_{\text{MR}}$  können aufgrund der geringen Strömungsgeschwindigkeiten an der Messstelle als Ruhegrößen betrachtet werden.

Maßgeblich für den Massenstrom ist die Durchströmung des engsten Querschnitt  $A_{\text{min}}$  des Einlasstrakts. Bei drei Einlassventilen gilt

$$A_{\text{min}} = 3 A_V . \quad (\text{A.13})$$

Die Berechnung von  $A_V$  ist in Anhang A.1.3 beschrieben. Mit der Dichte  $\rho_V$  und der Strömungsgeschwindigkeit  $c_V$  im engsten Ventilquerschnitt sowie einem empirischen Durchflussbeiwert  $C_D$  ergibt sich der Massenstrom zu

$$\dot{m}_V = C_D \rho_V A_{\text{min}} c_V . \quad (\text{A.14})$$

Die Größen  $\rho_V$  und  $c_V$  sind dabei abhängig vom Strömungszustand. Anhand des Druckverhältnisses zwischen Hauptkammer und Mischrohr

$$\Pi = \frac{p_{\text{HK}}}{p_{\text{MR}}} \quad (\text{A.15})$$

kann zwischen kritischer und unterkritischer Durchströmung unterschieden werden. Hierfür wird das kritische Druckverhältnis  $\Pi_{\text{krit}}$  herangezogen:

$$\Pi_{\text{krit}} = \left( 1 + \frac{\kappa - 1}{2} \right)^{\frac{\kappa}{1-\kappa}} . \quad (\text{A.16})$$

Der Isentropenexponent  $\kappa$  wie auch die in den weiteren Berechnungen erforderliche Gaskonstante  $R_{\text{MR}}$  der einströmenden Ladung ergeben sich dabei aus der Gemischzusammensetzung (Luftzahl  $\lambda$ ).

#### Unterkritische Durchströmung

Unterkritische Durchströmung stellt sich für  $\Pi > \Pi_{\text{krit}}$  ein. Die Machzahl im engsten Ventilquerschnitt

$$\text{Ma}_V = \frac{c_V}{c_{V,S}} < 1 \quad (\text{A.17})$$

verknüpft die Strömungsgeschwindigkeit im Ventil  $c_V$  mit der dort vorliegenden Schallgeschwindigkeit  $c_{V,S}$ . Sie kann durch Einsetzen des Druckverhältnisses  $\Pi$  (Gl. A.15) in die Beziehung

$$\Pi = \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \text{Ma}_V^2\right)^{\frac{\kappa}{1-\kappa}} \quad (\text{A.18})$$

bestimmt werden. Die Machzahl dient zunächst zur Bestimmung der Temperatur im engsten Ventilquerschnitt

$$T_V = \frac{T_{MR}}{1 + \frac{\kappa-1}{2} \text{Ma}_V^2}, \quad (\text{A.19})$$

welche zur Ermittlung der Schallgeschwindigkeit im engsten Querschnitt

$$c_{V,S} = \sqrt{\kappa R T_V} \quad (\text{A.20})$$

verwendet werden kann. Durch Einsetzen von Gleichung A.20 in Gleichung A.17 kann die Strömungsgeschwindigkeit  $c_V$  im engsten Ventilquerschnitt bestimmt werden.

Zur Berechnung der Dichte  $\rho_V$  kann die Beziehung

$$\rho_V = \frac{\rho_{MR}}{\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} \text{Ma}_V^2\right)^{\frac{1}{\kappa-1}}}, \quad (\text{A.21})$$

mit

$$\rho_{MR} = \frac{p_{MR}}{R_{MR} T_{MR}} \quad (\text{A.22})$$

genutzt werden.

### Kritische Durchströmung

Die kritische Durchströmung ergibt sich für  $\Pi \leq \Pi_{\text{krit}}$ . Der Massenstrom durch den engsten Ventilquerschnitt  $A_{\text{min}}$  ist nur noch abhängig vom Vordruck im Mischrohr  $p_{MR}$ . Als Strömungsgeschwindigkeit stellt sich stets die Schallgeschwindigkeit ein ( $c_V = c_{V,S}$ ). Es gelten weiter die Gleichungen für den unterkritischen Fall, jedoch ist nun überall die Machzahl  $\text{Ma}_V = 1$  einzusetzen.

### A.1.3 Strömungsquerschnitt eines Ventils

Die durchströmte Querschnittsfläche des Ventils  $A_V$  ist vom Ventilhub  $h_V$  sowie der Ventilgeometrie abhängig. Sie kann gemäß Abbildung A.1 aus der Mantelfläche des Kegelstumpfs berechnet werden, den die Strecke  $m$  bei Rotation um die Ventilachse aufspannt.

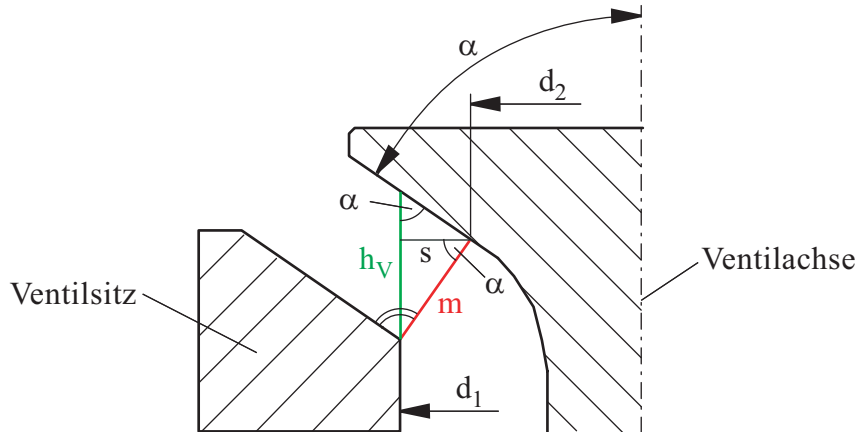


Abbildung A.1: Geometrie des Strömungsquerschnitts eines Ventils.

Mit dem Durchmesser des Einlasskanals  $d_1$  und dem vom Ventilhub abhängigen Durchmesser  $d_2$  ergibt sich  $A_V$  zu

$$A_V = \pi m \frac{1}{2} (d_1 + d_2) . \quad (\text{A.23})$$

Mit dem Ventilsitzwinkel  $\alpha$  ergeben sich die Streckenlängen  $m$  und  $s$  zu

$$m = h_V \cdot \sin \alpha \quad \text{bzw.} \quad s = m \cdot \cos \alpha . \quad (\text{A.24})$$

Der Durchmesser  $d_2$  kann folgendermaßen bestimmt werden:

$$d_2 = d_1 - 2 s = d_1 - 2 h_V \cdot \sin \alpha \cdot \cos \alpha = d_1 - h_V \cdot \sin 2\alpha . \quad (\text{A.25})$$

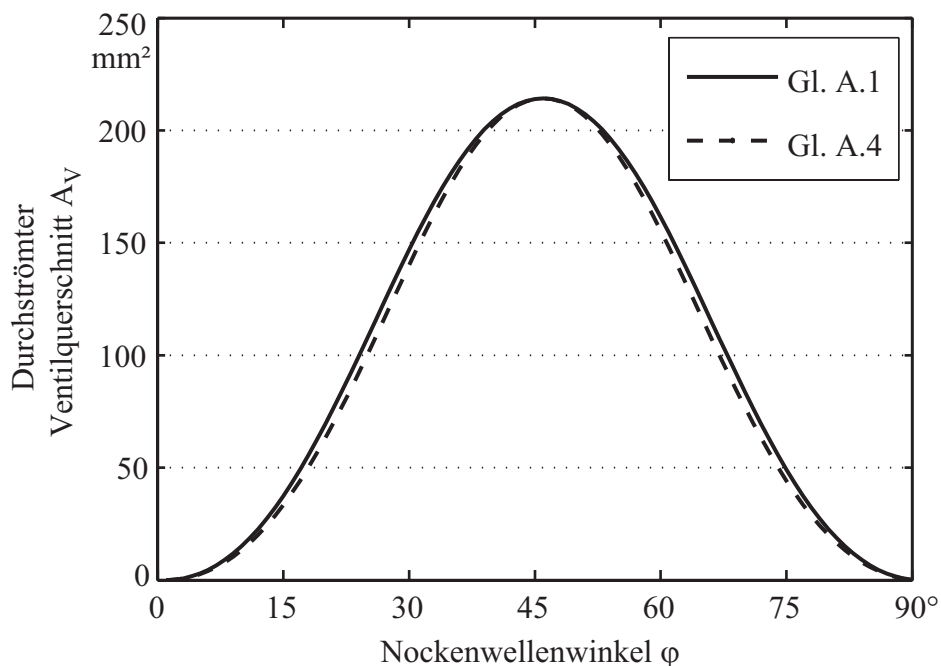
Rechnerisch einfacher handhabbar ist alternativ die Näherungsgleichung

$$A_V = \pi h_V \bar{d} \cdot \sin \alpha , \quad (\text{A.26})$$

mit

$$\bar{d} = \frac{1}{2} [d_1 + d_2(h_{V,\max})] \quad (\text{A.27})$$

als konstantem mittleren Durchmesser des durchströmten Ringspalts. Ein Vergleich der beiden Ansätze ist für  $h_{V,\max} = 5 \text{ mm}$ ,  $\alpha = 55^\circ$  und  $d_1 = 19 \text{ mm}$  in Abbildung A.2 für ein einzelnes Ventil dargestellt. Die Gesamtquerschnittsfläche aller Einlassventile ergibt sich durch Multiplikation mit dem Faktor 3.



**Abbildung A.2:** Strömungsquerschnitt eines Ventils in Abhängigkeit des Ventilhubes für die exakte Methode (Gl. A.23) und die vereinfachte Methode (Gl. A.26).

## A.2 Auslegung der Lufterhitzer

### A.2.1 Speicherkapazität

Die Wärmemenge  $Q_{\text{ges}}$ , die benötigt wird, um die während eines Versuchs durch die Lufterhitzer strömende gesamte Luftmasse  $m_{\text{L,ges}}$  um die Temperaturdifferenz  $\Delta T_{\text{L}}$  zu erwärmen, lässt sich durch die Beziehung

$$Q_{\text{ges}} = m_{\text{L,ges}} c_{p\text{L}} \Delta T_{\text{L}} \quad (\text{A.28})$$

ausdrücken. Die Masse  $m_{\text{L,ges}}$  lässt sich dabei aus der pro Zyklus in die Hochdruckzelle einströmende Luftmasse  $m_{\text{Z}}$ , der Zyklusfrequenz<sup>3</sup>  $f_{\text{Z}}$  und der Gesamtversuchsdauer  $\Delta t_{\text{Vers}}$  berechnen:

$$m_{\text{ges}} = m_{\text{Z}} f_{\text{Z}} \Delta t_{\text{Vers}} . \quad (\text{A.29})$$

Die Masse  $m_{\text{Z}}$  kann dabei gemäß Anhang A.1.1 und A.1.2 bestimmt werden. Die zur Bereitstellung der Wärmemenge  $Q_{\text{ges}}$  nötige Speichermasse an Stahlkugeln  $m_{\text{S}}$  ergibt sich somit zu

$$m_{\text{S}} = \frac{Q_{\text{ges}}}{c_{\text{K}} \Delta T} \frac{1}{\eta_{\text{S}}} , \quad (\text{A.30})$$

wobei  $c_{\text{K}}$  die spezifische Wärmekapazität der Kugeln darstellt. Der Faktor  $\eta_{\text{S}} \approx 0,8$  steht für die thermische Effektivität der Schüttung und berücksichtigt, dass für eine über die gesamte Versuchsdauer konstante Austrittstemperatur des Luftmassenstroms ein Überhang an Schüttgut erforderlich ist.

Ausgehend von der erforderlichen Speichermasse  $m_{\text{S}}$  kann bei Vorgabe des Kugeldurchmessers  $d_{\text{K}}$  und der Dichte des Schüttungsmaterials  $\rho_{\text{S}}$  die Anzahl  $n_{\text{K}}$  der Kugeln sowie die Gesamtoberfläche  $A_{\text{S}}$  der Schüttung berechnet werden:

$$n_{\text{K}} = \frac{m_{\text{S}}}{\rho_{\text{S}}} \frac{6}{\pi d_{\text{K}}^3} , \quad (\text{A.31})$$

$$A_{\text{S}} = d_{\text{K}}^2 \pi n_{\text{K}} . \quad (\text{A.32})$$

Letztere wird für die Berechnung der Übertragungsleistung des Lufterhitzers in Anhang A.2.2 benötigt.

<sup>3</sup>Die Zyklusfrequenz ergibt sich aus der Dauer eines Arbeitsspiels der Anlage zu  $f_{\text{Z}} = 1/\Delta t_{\text{ASP}}$  (s. Kap. 3.4).

## A.2.2 Erforderliche Übertragungsleistung

Die Übertragungsleistung der Lufterhitzer muss so ausgelegt werden, dass auch bei maximalem Luftmassendurchsatz  $\dot{m}_{\max}$  (s. Kap. 3.5) die erforderliche Austrittstemperatur erreicht wird. Analog zu Gleichung A.28 kann der maximal zu übertragende Wärmestrom zu

$$\dot{Q}_{\max} = \dot{m}_{\max} c_{pL} \Delta T_L \quad (\text{A.33})$$

berechnet werden. Wird bei konservativer Betrachtungsweise davon ausgegangen, dass  $\dot{Q}_{\max}$  bereits bei einem minimalen treibenden Temperaturgefälle von

$$\Delta T_{\min} = T_S - T_{L,\text{aus}} \quad (\text{A.34})$$

zwischen Vorheiztemperatur der Schüttung  $T_S$  und Luftaustrittstemperatur  $T_{L,\text{aus}}$  übertragbar sein soll, so ergibt sich der erforderliche maximale Wärmeübergangskoeffizient (WÜK) zu

$$\alpha_{\max} = \frac{\dot{Q}_{\max}}{\Delta T_{\min} A_S} . \quad (\text{A.35})$$

Die erforderliche Übertragungsleistung des Lufterhitzers ist gegeben, wenn die Ungleichung

$$\alpha_{\max} < \alpha_{S,\text{ges}} \quad (\text{A.36})$$

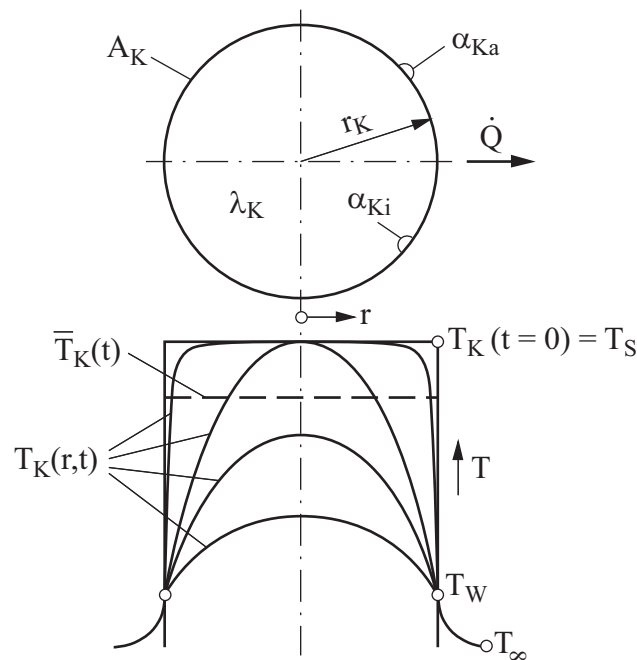
erfüllt ist. Der Ausdruck  $\alpha_{S,\text{ges}}$  steht dabei für den nach Anhang A.2.3 und A.2.4 berechneten Wärmeübergangskoeffizienten der Kugelschüttung.

## A.2.3 Instationärer Abkühlvorgang einer Einzelkugel

Der instationäre Abkühlvorgang einer Einzelkugel der Ausgangstemperatur  $T_K = T_S$  ist in Abbildung A.3 schematisch dargestellt. Die Kugelwandtemperatur  $T_W$  wird als konstant angenommen. Um die Anwendung technischer Standardformeln für den Wärmeübergang zu ermöglichen, wird für die orts- und zeitabhängigen Temperaturprofile der Kugel eine nur noch von der Zeit abhängende Mitteltemperatur definiert [80, 94]:

$$\bar{T}_K(t) = \frac{3}{r_K^3} \int_0^{r_K} T_K(r, t) r^2 dr . \quad (\text{A.37})$$





**Abbildung A.3:** Temperaturprofile beim instationären Abkühlen einer Kugel von der Ausgangstemperatur  $T_S$ , nach [80].

Damit kann ein theoretischer, zeitabhängiger WÜK vom Kugellinneren an die Kugelwand zu

$$\alpha_{Ki}(t) = \frac{\dot{Q}(t)}{A_K (T_W - \bar{T}_K(t))} \quad (\text{A.38})$$

formuliert werden.  $A_K$  steht dabei für die Oberfläche der Kugel. Um einen über die Zeitspanne  $t = 0 \dots t_1$  gemittelten Wert von  $\alpha_{Ki}$  zu erhalten, muss Gleichung A.38 integriert werden:

$$\alpha_{Ki} = \frac{1}{t} \int_0^{t_1} \alpha_{Ki}(t) dt. \quad (\text{A.39})$$

Analytische Lösungen dieses Integrals existieren nur für die asymptotischen Grenzfälle sehr kurzer und sehr langer Zeiten. Durch Einführen der dimensionslosen Nußelt- bzw. Fourierzahlen

$$\text{Nu}_{Ki} = \frac{\alpha_{Ki} d_K}{\lambda_K}, \quad (\text{A.40})$$

$$\text{Fo}_{Ki} = \frac{\lambda_K}{\rho_K c_K} \frac{t}{d_K^2} \quad (\text{A.41})$$

ergibt sich für die Kurzzeitlösung<sup>4</sup> ( $t \rightarrow 0$ )

$$\text{Nu}_{\text{Ki},0} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\sqrt{\text{Fo}_{\text{Ki}}}}. \quad (\text{A.42})$$

Für die Langzeitlösung ( $t \rightarrow \infty$ ) gilt

$$\text{Nu}_{\text{Ki},\infty} = \frac{2}{3} \pi^2. \quad (\text{A.43})$$

Für die meisten technischen Anwendungen ist die folgende quadratisch gemittelte Näherungsformel über den gesamten Zeitbereich  $t = 0 \dots \infty$  ausreichend [80]:

$$\text{Nu}_{\text{Ki}} = \sqrt{\text{Nu}_{\text{Ki},0}^2 + \text{Nu}_{\text{Ki},\infty}^2} \quad (\text{A.44})$$

bzw.

$$\text{Nu}_{\text{Ki}} = \sqrt{\left(\frac{2}{3} \pi^2\right)^2 + \frac{4}{\pi} \frac{1}{\text{Fo}_{\text{Ki}}}}. \quad (\text{A.45})$$

Durch Einsetzen in Gleichung A.40 kann der mittlere „innere“ Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha_{\text{Ki}}$  ermittelt werden.

Für den gesamten Wärmeübergangskoeffizient der Kugel, der zusätzlich den Wärmeübergang zwischen Kugelwand ( $T_{\text{W}}$ ) und Umgebung ( $T_{\infty}$ ) berücksichtigt, gilt

$$\alpha_{\text{K}} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_{\text{Ki}}} + \frac{1}{\alpha_{\text{Ka}}}}. \quad (\text{A.46})$$

Für den hier betrachteten Fall einer Kugelschüttung kann  $\alpha_{\text{Ka}}$  durch den in Anhang A.2.4 beschriebenen Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_{\text{S}}$  für eine durchströmte Schüttung ausgedrückt werden. In diesem Fall entspricht  $\alpha_{\text{K}}$  dem Wärmeübergangskoeffizient der gesamten Schüttung  $\alpha_{\text{S,ges}}$  (s. Anh. A.2.2).

<sup>4</sup>Für die Auslegung der Lufterhitzer wurde die Fourier-Zahl in Anlehnung an die Beladungsdauer der Hochdruckzelle mit  $t = 40$  ms gebildet.

### A.2.4 Wärmeübergangskoeffizient einer Kugelschüttung

Der mittlere Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha_S$  einer luftdurchströmten Kugelschüttung lässt sich aus der Nußeltzahl der Schüttung  $Nu_S$ , dem Durchmesser einer Einzelkugel  $d_K$  sowie der Wärmeleitfähigkeit der Luft  $\lambda_L$  bestimmen [94]:

$$Nu_S = \frac{\alpha_S d_K}{\lambda_L}. \quad (A.47)$$

Die Nußeltzahl der Schüttung kann dabei aus der Nußeltzahl einer Einzelkugel  $Nu_K$  sowie einem Formfaktor  $f_a$  zu

$$Nu_S = f_a Nu_K \quad (A.48)$$

berechnet werden. Der Formfaktor  $f_a$  hängt von der Porosität<sup>5</sup> der Schüttung  $\psi$  ab und lässt sich für eine Schüttung aus gleich großen Kugeln zu

$$f_a = 1 + 1,5 (1 - \psi) \quad (A.49)$$

bestimmen. Für die Nußeltzahl der Einzelkugel gilt

$$Nu_K = 2 + \sqrt{Nu_l^2 + Nu_t^2}, \quad (A.50)$$

wobei

$$Nu_l = 0,664 \sqrt{Re} \sqrt[3]{Pr} \quad (A.51)$$

und

$$Nu_t = \frac{0,037 Re^{0,8} Pr}{1 + 2,443 Re^{-0,1} (Pr^{2/3} - 1)} \quad (A.52)$$

für die Nußeltzahlen im laminaren bzw. turbulenten Strömungsfall stehen. Die mit dem Kugeldurchmesser  $d_K$  gebildete Reynoldszahl sowie die Prandtlzahl der Luft ergeben sich zu

$$Re = \frac{c_0 d_K}{\nu_L \psi} \quad (A.53)$$

bzw.

$$Pr = \frac{\nu_L \rho_L c_{pL}}{\lambda_L}. \quad (A.54)$$

Dabei steht  $c_0$  für die mittlere Strömungsgeschwindigkeit im ungefüllten Schüttgutbehälter (Leerrohrgeschwindigkeit). Die gemittelten Größen  $\nu_L$ ,  $\rho_L$  und  $c_{pL}$  stehen für die kinematische Viskosität, die Dichte und die spezifische isobare Wärmekapazität der Luft.

<sup>5</sup> Für die Porosität (Hohlraumanteil) einer ungeordneten Kugelschüttung gilt allgemein  $\psi \approx 0,37 \dots 0,42$  [94].

### A.2.5 Druckverlust einer Kugelschüttung

Für die Berechnung des Druckverlusts in Kugelschüttungen kann die bekannte Gleichung zur Berechnung des Druckverlusts in Rohren der Länge  $l$  und des Durchmessers  $d$ ,

$$\Delta p = \zeta \frac{l}{d} \frac{\rho}{2} c^2, \quad (\text{A.55})$$

modifiziert werden [94]. Die Verlängerung des Strömungsweges durch die Schüttung der Länge  $l$  wird durch einen Wegfaktor  $\mu$  berücksichtigt. Mit der Porosität  $\psi$  und dem Kugeldurchmesser  $d_K$  ergibt sich der hydraulische Durchmesser der Schüttung zu

$$d_h = \frac{2}{3} \frac{\psi}{1 - \psi} d_K. \quad (\text{A.56})$$

Die Strömungsgeschwindigkeit  $c$  aus Gleichung A.55 wird für die Durchströmung der Schüttung durch die Leerrohrgeschwindigkeit  $c_0$  (s. Anh. A.2.4) und die Porosität  $\psi$  zu

$$c = \frac{c_0}{\psi} \quad (\text{A.57})$$

ausgedrückt. Der Druckverlust in der Schüttung ergibt sich somit zu

$$\Delta p = \frac{1}{\psi^2} \mu \zeta \frac{l}{d_h} \frac{\rho}{2} c_0^2. \quad (\text{A.58})$$

Das Produkt aus Widerstandsbeiwert  $\zeta$  und Wegfaktor  $\mu$  kann in Abhängigkeit der mit dem hydraulischen Durchmesser  $d_h$  gebildeten Reynoldszahl

$$\text{Re} = \frac{c_0 d_h}{\psi \nu} \quad (\text{A.59})$$

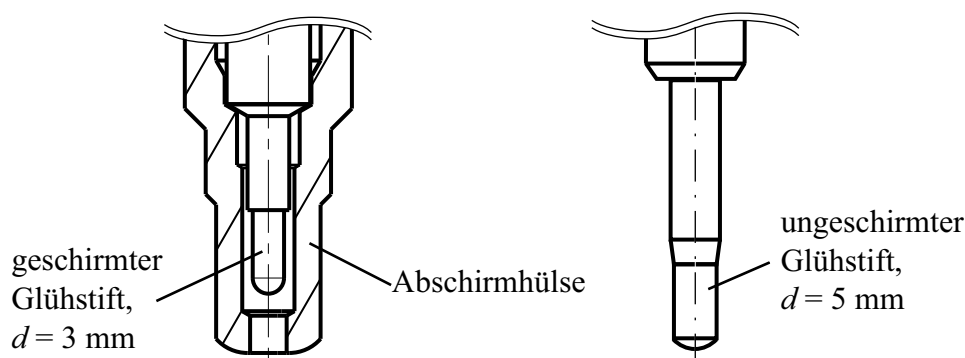
zu

$$\mu \zeta = C_P \left( \frac{64}{\text{Re}} + \frac{1,8}{\text{Re}^{0,1}} \right) \quad (\text{A.60})$$

bestimmt werden. Für ungeordnete Kugelschüttungen mit Durchmessern im Bereich  $d_K = 0,3 \dots 80$  mm kann dabei der Faktor  $C_P = 2,2$  verwendet werden [94].

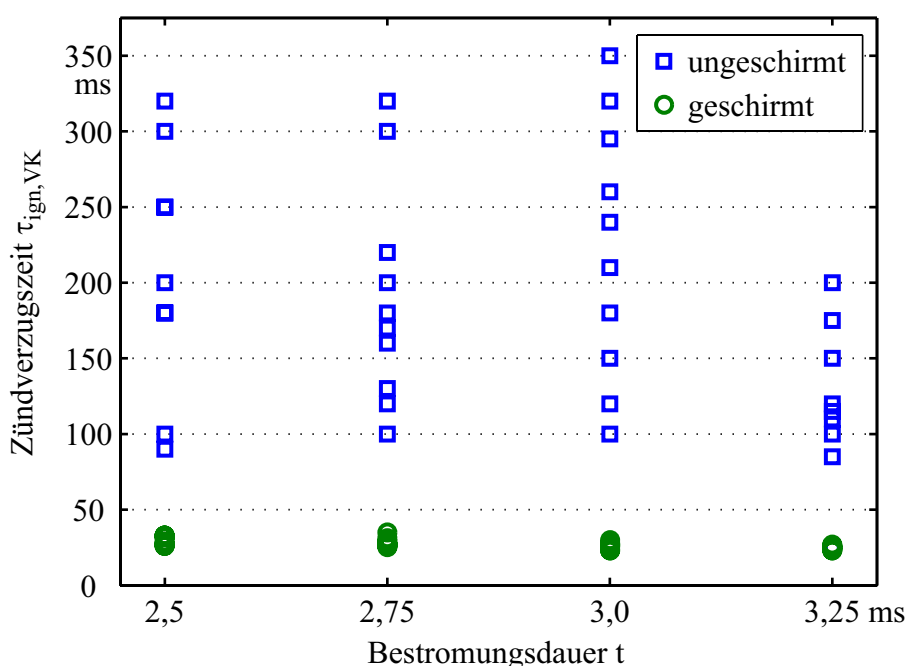
### A.3 Ungeschirmter und geschirmter Glühstift

Alle Versuche in der Dynamischen Zelle wurden mit einem geschirmten Glühstift in der Vorkammer durchgeführt (s. Kap. 4.2.3). Lediglich für die optischen Untersuchungen zur Flammenausbreitung in der Vorkammer der statischen Hochdruckzelle (s. Kap. 3.2 u. 7.5.1) kam ein ungeschirmter Glühstift zur Anwendung. Abbildung A.4 zeigt beide Glühstifte im Vergleich.



**Abbildung A.4:** Vergleichende Darstellung der Glühstifte. Links: geschirmter Glühstift mit Abschirmhülse. Rechts: ungeschirmter Glühstift.

In Voruntersuchungen wurde der Einfluss beider Glühstiftvarianten auf die Vorkammerzündung in der statischen Hochdruckzelle untersucht. Die intensivsten Vorkammerversbrennungen mit einer globalen Vorkammerluftzahl von  $\lambda \approx 1$  traten für beide Glühstiftvarianten einheitlich bei Bestromungsdauern des Pilotgas-Injektors von 2,75 und 3 ms auf. Bezüglich des Zündverzugs sowie dessen Schwankung ergaben sich jedoch die in Abbildung A.5 dargestellten deutlichen Unterschiede: So liegen die Zündverzugszeiten für den ungeschirmten Glühstift im Mittel eine Größenordnung über denen der geschirmten Variante. Weiterhin liegt die Schwankungsbreite des Zündverzugs für den ungeschirmten Glühstift um mehrere Größenordnungen höher als im geschirmten Fall. Dieses Verhalten kann sowohl durch eine evtl. höhere Oberflächentemperatur des geschirmten Glühstifts als auch durch das geänderte Strömungsfeld um die Glühstiftspitze begründet werden, welches durch die Abschirmhülse maßgeblich beeinflusst wird. Bezüglich des Temperatureinflusses kann keine genaue Aussage getroffen werden, da die Messtechnik zur Bestimmung der Glühstifttemperatur (s. Anh. A.4) während der Voruntersuchungen noch nicht zur Verfügung stand. Es kann jedoch davon ausgegangen werden, dass der geschirmte Glühstift eine höhere Oberflächentemperatur



**Abbildung A.5:** Zündverzugszeiten der Vorkammervverbrennung für den ungeschirmten und den geschirmten Glühstift. Dargestellt sind jeweils zehn Versuche für Bestromungsdauern des Pilotgas-Injektors zwischen 2,5 und 3,25 ms.

aufweist, da durch die Abschirmhülse sowohl die Wärmeabfuhr durch Konvektion als auch durch Strahlung reduziert wird. Einen bedeutend größeren Einfluss hat dagegen vermutlich das veränderte Strömungsfeld um die Glühstiftspitze. Während die Verweilzeit von zündfähigem Gemisch an der heißen Oberfläche des ungeschirmten Glühstifts aufgrund der hohen Strömungsgeschwindigkeiten während der Pilotgaseindüsung vergleichsweise kurz ausfällt, wird im Falle des geschirmten Glühstifts ein zu schneller konvektiver Abtransport durch die Abschirmhülse verhindert. Durch die längere Verweildauer an der heißen Glühstiftspitze wird das Gemisch schneller erwärmt und zündet früher. Die extrem langen und stark schwankenden Zündverzugszeiten des ungeschirmten Glühstifts lassen vor diesem Hintergrund einen eher statistischen Prozess vermuten: Die Zündung kann hier erst erfolgen, nachdem die Vorkammerturbulenz so weit abgeklungen ist, dass sich zündfähiges Gemisch lange genug an der Glühstiftoberfläche aufhalten und erwärmen kann. Daneben begünstigt die Ladungsschichtung in der Vorkammer während der Pilotgaseindüsung (s. Kap. 7.4.2) dieses statistische Verhalten, da die an der Glühstiftoberfläche vorhandene lokale Gemischzusammensetzung und damit die Zündbedingungen von Zyklus zu Zyklus stark variieren können.

## A.4 Bestimmung der Glühstifttemperatur

Für die Bestimmung der Glühstifttemperatur wurde eine Korrelation zwischen der pyrometrisch gemessenen Oberflächentemperatur und dem ohmschen Widerstand der Heizwendel abgeleitet. Für den temperaturabhängigen ohmschen Widerstand  $R(T)$  eines Leiters gilt [7]

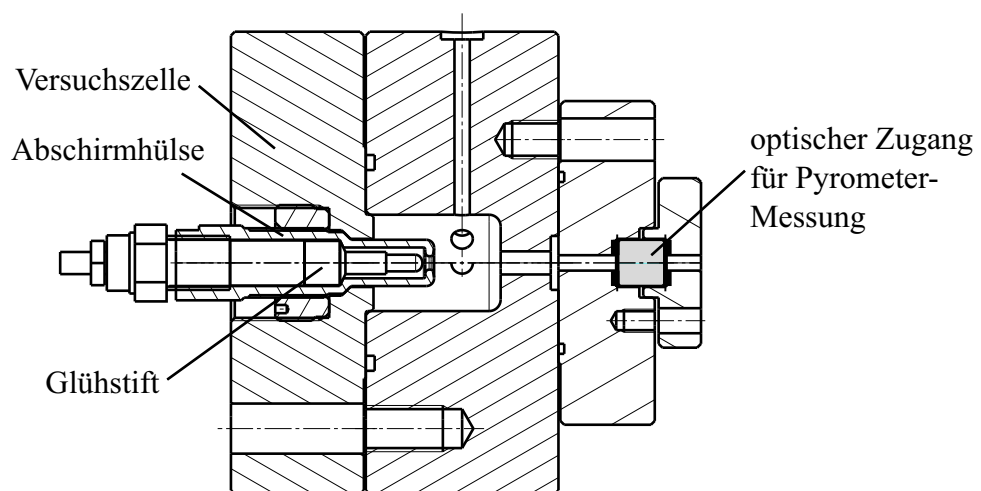
$$R(T) = R_0[1 + \alpha (T - T_0) + \beta (T - T_0)^2]. \quad (\text{A.61})$$

Dabei stellen  $\alpha$  und  $\beta$  Materialkonstanten dar. Widerstand und Temperatur bei einem Referenzzustand „0“ werden durch  $R_0$  bzw.  $T_0$  berücksichtigt. Für Temperaturen über 700 °C kann Gleichung A.61 zu

$$R(T) = R_0 [1 + \alpha(T - T_0)] \quad (\text{A.62})$$

vereinfacht werden, da in diesem Bereich ein nahezu linearer Zusammenhang zwischen Widerstand und Temperatur gilt ( $\beta = 0$ ).

Für die Pyrometer-Messungen wurde ein Versuchsaufbau mit möglichst realitätsnaher Einbausituation von Glühstift und Abschirmhülse verwendet. Dies geschah, um aus thermischer Strahlung resultierende Messfehler bei unterschiedlichen Einbauverhältnissen zu minimieren. Der Aufbau ist in Abbildung A.6 dargestellt.



**Abbildung A.6:** Schnittdarstellung der Versuchszelle für die Pyrometrierung.

Durch die gleichzeitige Messung von Strom und Spannung am Glühstift kann dessen ohmscher Widerstand  $R$  gemäß

$$R = \frac{U}{I} \quad (\text{A.63})$$

bestimmt werden. Ein Abgleich mit der pyrometrisch bestimmten Oberflächentemperatur des Glühstifts liefert den zur Lösung von Gleichung A.62 benötigten Stoffwert  $\alpha$ . Der Referenzwiderstand  $R_0$  bei der Referenztemperatur  $T_0$  ist ebenfalls vorab zu bestimmen.

Im Versuchsbetrieb werden Strom und Spannung am Glühstift über das Datenerfassungssystem aufgezeichnet. Mit Hilfe der Gleichungen A.62 und A.63 kann die Temperatur des Glühstifts abgeschätzt werden. Es sei angemerkt, dass es sich hierbei nur um eine Abschätzung und nicht um eine exakte Bestimmung handelt:

- Für genaue Messungen ist die Kenntnis des Emissionsgrades des Glühstifts erforderlich [66]. Dieser hängt neben der emittierten Wellenlänge und der Temperatur des Strahlers zusätzlich von dessen Oberflächenbeschaffenheit und Material ab. Für das nicht genau bekannte Material des Glühstifts wurde eine Abschätzung des Emissionsgrades anhand von Literaturwerten durchgeführt [8, 94]. Unter Zugrundelegung der Schwankungsbreite der Literaturwerte beträgt die Messgenauigkeit für die Temperatur ca.  $\pm 2\%$ .
- Durch die im realen Versuch unterschiedlichen Temperaturen und Strömungsverhältnisse in der Vorkammer ergeben sich Abweichungen im Wärmeübertragungsverhalten zwischen Glühstiftoberfläche und seiner Umgebung (Strahlung und Konvektion). Durch das beschriebene Messverfahren über Strom und Spannung am Glühstift kann jedoch nur auf die im Pyrometersversuch bestimmte Oberflächentemperatur rückgerechnet werden. Eine exakte Fehlerabschätzung ist aufgrund der Vielzahl nicht genau quantifizierbarer Annahmen nur schwer möglich.



## A.5 Messfehler bei der Druckindizierung

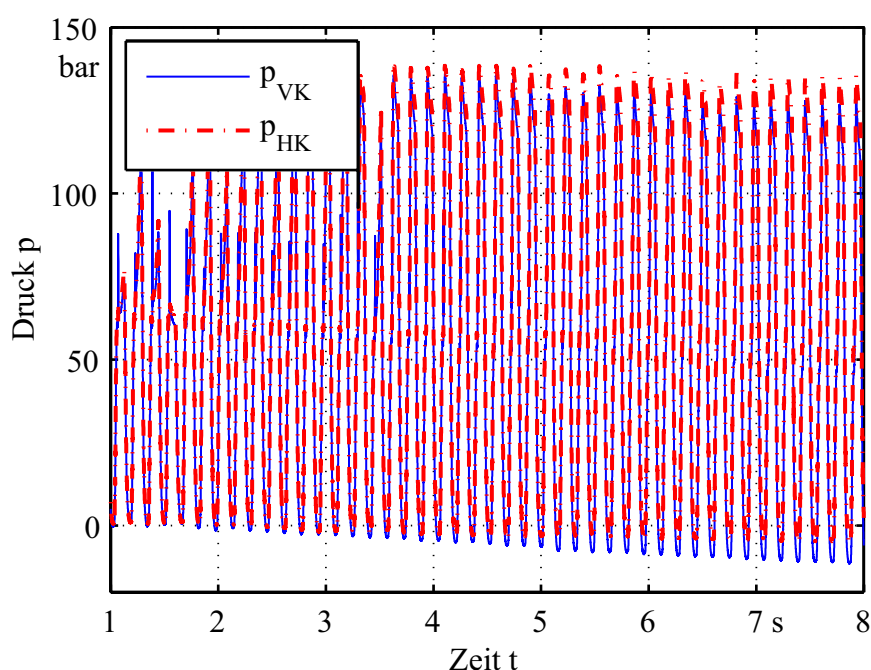
### A.5.1 Zeitkonstante und Langzeitdrift

Die Drucksensoren in Vor- und Hauptkammer (s. Kap. 5.1) arbeiten nach dem piezokapazitiven Prinzip. Sie erfahren eine zur Druckänderung proportionale Ladungsverschiebung, die vom Ladungsverstärker in ein Spannungssignal umgewandelt wird. Aufgrund des endlichen Eingangswiderstands des Ladungsverstärkers fließt die Sensorladung innerhalb einer gewissen Abklingzeit gegen Masse ab. Die Abklingzeit wird durch die abfallende Exponentialfunktion eines RC-Glieds in der Eingangsstufe des Verstärkers charakterisiert [2]. Für kurze Abklingzeiten wird das transiente Nutzsignal vom Abklingen des Sensorsignals überlagert und damit verfälscht. Für lange Abklingzeiten rückt dieses Verhalten gegenüber dem Fehler durch Langzeitdrift in den Hintergrund [36, 44]. Unter Langzeitdrift werden verschiedene Phänomene zusammengefasst: Einerseits ist damit die elektronische Drift des Ladungsverstärkers gemeint. Andererseits wird damit auch die Verschiebung des Sensor-Nullsignals bezeichnet, die beispielsweise durch eine Änderung der Sensortemperatur bei Lastwechseln des Motors hervorgerufen wird. Die Dauer der Abklingzeit kann am Ladungsverstärker durch die Wahl unterschiedlicher Zeitkonstanten beeinflusst werden:

- Kurze und mittlere Zeitkonstanten bewirken eine Hochpassfilterung des Messsignals. Niederfrequente Signalanteile werden aufgrund der überlagerten Sensorentladung (kurze Abklingzeit) verfälscht. Nur die Messung schneller Druckgradienten ist fehlerfrei möglich. Vorteil dieser Einstellung ist die Unempfindlichkeit gegenüber den Effekten der Langzeitdrift.
- Durch lange Zeitkonstanten wird der Einfluss der Sensorentladung auf vernachlässigbare Werte reduziert (Abklingzeit  $\rightarrow \infty$ ). Es erfolgt keine Hochpassfilterung des Messsignals, weshalb auch quasistationäre Druckmessungen durchführbar sind. Der Messfehler wird durch die Effekte der Langzeitdrift dominiert.

Sämtliche Messungen in dieser Arbeit wurden mit einer langen Zeitkonstante durchgeführt. Die Drift des Ladungsverstärkers konnte im Rahmen einer Überprüfung durch die Herstellerfirma auf einen Wert von ca.

0,05 pC/s quantifiziert werden. Bei einer Empfindlichkeit des Vorkammer-sensors von 20 pC/bar beträgt die Drift des Drucksignals damit umgerechnet ca. 2,5 mbar/s. Der entsprechende Wert des Hauptkammersensors (Empfindlichkeit 80 pC/bar) liegt bei ca. 0,6 mbar/s. Bezogen auf die Zyklusdauer von 160 ms sind beide Werte vernachlässigbar. Der Driftanteil aus der Erwärmung des Sensors kann nicht eliminiert werden, da die Gesamtversuchsdauer von ca. 10 s zum Erreichen einer stationären Sensortemperatur nicht ausreicht. Abbildung A.7 zeigt den Einfluss der Langzeitdrift anhand der unbearbeiteten Druckdaten eines Versuchs. Möglichkeiten zur Kompensation des Fehlers werden in Anhang A.5.3 aufgezeigt.



**Abbildung A.7:** Einsetzende Langzeitdrift bei der Druckindizierung über die gesamte Versuchsdauer. Die Nullpunkt-Drift des Vorkammer-Drucksensors ist aufgrund der höheren thermischen Belastung der Vorkammer stärker ausgeprägt als die des Hauptkammer-Sensors.

### A.5.2 Kurzzeitdrift / Thermoschock

Durch die kurzzeitige Wärmeeinwirkung (wenige ms) auf den Sensor während der Verbrennung tritt eine reversible Ladungsverschiebung auf, die auf thermische Spannungen in der Sensormembran zurückzuführen ist. Der daraus resultierende Messfehler kann positiv oder negativ sein und wird als Kurz-

zeitdrift oder auch Thermoschock bezeichnet [45]. Der Thermoschock ist bei kleinen Sensoren, deren Membran eine geringere Wärmekapazität besitzt, stärker ausgeprägt als bei großen Sensoren. Weiterhin sind kleine Sensoren durch ihr meist geringeres Nutzsignal anfälliger für derartige Störungen. Damit kann auch der in Kapitel 6.1 beschriebene stärkere Abfall des Vorkammer-Drucksignals nach Verbrennungsende erklärt werden.

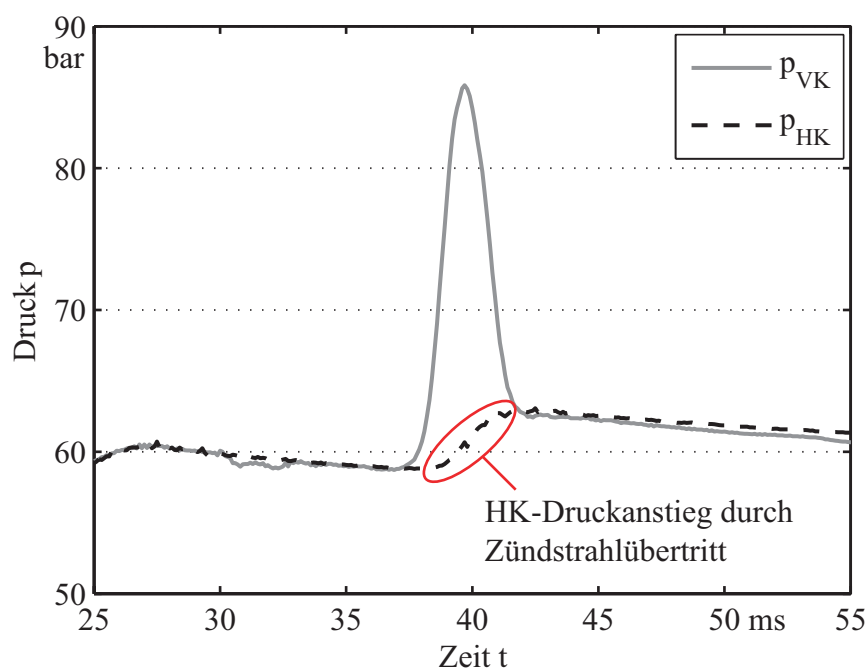
Dauer und Amplitude der vom Thermoschock ausgelösten Signalabweichung sind abhängig vom Sensortyp sowie den Betriebsbedingungen. Im Idealfall normalisiert sich das Drucksignal kurz nach Verbrennungsende, spätestens jedoch bis zum Ende des Verbrennungszyklus. Die Höhe der Abweichung liegt für hochwertige gekühlte Drucksensoren bei  $\Delta p < 1$  bar [45].

### **A.5.3 Druckkorrektur**

Aufgrund des in den vorigen Abschnitten beschriebenen Verhaltens eignen sich piezoelektrische Drucksensoren nicht zur Aufzeichnung von Absolutdrücken. Vielmehr ist das Druckniveau zu Beginn jedes Verbrennungszyklus mit einem bekannten Referenzwert abzugleichen. Mögliche Methoden sind z.B. das Gleichsetzen von Brennraum- und Saugrohrdruck zu Ende des Ansaugtaktes [44] oder thermodynamische Berechnungsmethoden über den Kompressionstakt im Motor [52]. Im Fall der Dynamischen Zelle sind diese Methoden jedoch prinzipbedingt nicht einsetzbar. Hier wird der Startdruck in jedem Zyklus gleich dem Umgebungsdruck gesetzt. Diese Annahme erscheint aufgrund der langen Entladungsdauer der Zelle (s. Kap. 3.4) gerechtfertigt.

## A.6 Hauptkammerdruck während der Vorkammerverbrennung

In Kapitel 7 wird nur jeweils der Vorkammerdruckverlauf zur Charakterisierung der Verbrennung in Vor- und Hauptkammer herangezogen, obwohl das Hauptkammerdrucksignal aus messtechnischen Gründen präzisere Werte liefert (s. Anh. A.5.2). Dies geschieht aus Gründen der Übersichtlichkeit in der graphischen Darstellung und ist insofern zulässig, als die Abweichungen zwischen den Drucksignalen während der Phase der Hauptkammerverbrennung im Rahmen qualitativer Betrachtungen vernachlässigbar sind (s. Abb. 6.1). Für die rechnerische Auswertung der Hauptkammerverbrennung wird jedoch ausschließlich das Hauptkammerdrucksignal herangezogen. Einzig während der Phase der Vorkammerverbrennung ergeben sich signifikante Abweichungen der beiden Drucksignale. Dies ist in Abbildung A.8 beispielhaft für einen Aussetzerzyklus dargestellt. Der Druckanstieg in der Hauptkammer ist dabei nicht auf eine Verbrennungsreaktion, sondern auf den Eintritt der heißen Vorkammerzündstrahlen zurückzuführen, der nach kurzer Zeit wieder abklingt.



**Abbildung A.8:** Druckverläufe in Vor- und Hauptkammer für einen Aussetzerzyklus. Der Druckanstieg in der Hauptkammer wird durch den Eintritt der Zündstrahlen verursacht. Angegebene Zeiten beziehen sich auf den Zeitpunkt EÖ.

## A.7 Kalibrierung des Pilotgas-Injektors

Die von der Bestromungsdauer des Injektors abhängige eingedüste Pilotgasmenge kann in einem einfachen Kalibrierversuch bestimmt werden. Dazu wird der Pilotgas-Injektor an ein definiertes Prüfvolumen angeschlossen. Durch Messung des Druckanstiegs im Prüfvolumen pro Einzeleindüsung kann auf die eingedüste Menge zurückgerechnet werden. Der zugehörige Aufbau ist in Abbildung A.9 schematisch dargestellt.

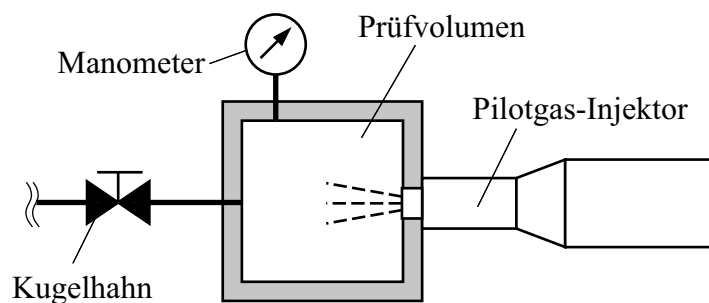


Abbildung A.9: Versuchsaufbau zur Kalibrierung des Pilotgas-Injektors.

Vor der Kalibrierung wird das Prüfvolumen PV durch wiederholtes Ansteuern des Injektors mit Erdgas gespült. Dies erfolgt, um während der Kalibrierung eine Änderung der Gaszusammensetzung im Prüfvolumen durch die Eindüsung zu vermeiden. Die vor der Eindüsung (Zustand 1) im Prüfvolumen vorhandene Erdgasmenge kann mit Hilfe des idealen Gasgesetzes zu

$$n_1 = \frac{p_1 V_{PV}}{R_m T_1} \quad (\text{A.64})$$

bestimmt werden.  $T_1$  und  $p_1$  stehen dabei für Umgebungstemperatur bzw. -druck. Nach der ein- oder mehrmaligen Gaseindüsung wird abgewartet, bis sich über die Wände des Prüfvolumens ein Temperatúrausgleich mit der Umgebung ( $T_2 = T_1$ ) und somit ein konstanter Enddruck  $p_2$  einstellt. Die Gasmenge  $n_2$  im Prüfvolumen zum Zeitpunkt 2 kann somit in analoger Weise (s. Gl. A.64) berechnet werden. Mit der molaren Masse  $M$  des Gases ergibt sich die eingedüste Gasmasse zu

$$m_{\text{ein}} = (n_2 - n_1) M. \quad (\text{A.65})$$

## A.8 Physikalische Zündverzugszeit

Die in Kapitel 7.1 eingeführte physikalische Zündverzugszeit  $\tau_{\text{ign}}$  wird an dieser Stelle genauer definiert und gegenüber der chemischen Zündverzugszeit abgegrenzt.

Die chemische Zündverzugszeit resultiert aus der rein reaktionskinetischen Betrachtung einer Verbrennungsreaktion in einem homogenen zündfähigen Gemisch. Sie bezeichnet die Zeitspanne, die zwischen dem Einsetzen erster Vorreaktionen ohne merklichen Temperaturanstieg und der vergleichsweise schnell ablaufenden Hauptwärmefreisetzung erfolgt [55]. Der zeitliche Einfluss überlagerter physikalischer Prozesse (z.B. die Durchmischung nicht vorgemischter Reaktanten) wird dabei nicht einbezogen. Diese werden in der physikalischen Zündverzugszeit berücksichtigt, die damit immer größer ist als die entsprechende chemische Zündverzugszeit. Eine allgemein gültige Definition der physikalischen Zündverzugszeit ist nicht möglich, sondern hängt vom jeweiligen Anwendungsfall ab. In dieser Arbeit wird die physikalische Zündverzugszeit (im Folgenden nur noch Zündverzugszeit) als die Zeitspanne zwischen Beginn der Pilotgaseindüsung und dem Beginn des Druckerstiegs in der Vorkammer definiert:

$$\tau_{\text{ign}} = t_{\text{VK,start}} - t_{\text{NH}_{\text{PI,start}}} \quad (\text{A.66})$$

## A.9 Turbulentes Flammenlöschen

In diesem Abschnitt werden einige grundlegende Überlegungen zusammengefasst, die ein phänomenologisches Verständnis des turbulenten Flammenlöschens ermöglichen sollen (s. Kap. 7.5.2). Ausgehend von Kenngrößen turbulenter Strömungen werden charakteristische Kenngrößen der turbulenten Flammenausbreitung beschrieben und eine Einordnung des turbulenten Flammenlöschens vorgenommen.

In laminaren Strömungen werden Störungen im Strömungsfeld durch viskose Fluidkräfte abgedämpft. Sind hingegen die Trägheitskräfte im strömenden Fluid größer als die viskose Dämpfung, so treten dreidimensionale Geschwindigkeitsfluktuationen  $c'$  auf, die zur Ausbildung der für die Turbulenz charakteristischen Wirbelstrukturen führen. Große Wirbel, denen der Hauptan-

teil der aus Scherschichten der Strömung entnommenen Energie zugeführt wird, können dabei durch das integrale Längenmaß  $l_t$  sowie das turbulente Zeitmaß  $t_t$  beschrieben werden. Physikalisch gesehen steht  $l_t$  für die mittlere Wirbelgröße,  $t_t$  für die Lebensdauer bzw. Umlaufzeit dieser großen und energiereichen Wirbel [92]. Die Energie wird von den großen Wirbeln an kleinere abgegeben, die dadurch beschleunigt und gestreckt werden. Es ergibt sich die sogenannte Wirbelkaskade, die am unteren Ende durch die Kolmogorov-Wirbel mit Längenmaß  $l_\eta$  und Zeitmaß  $t_\eta$  abgeschlossen wird [85]. Die Energie dieser kleinsten Wirbel wird schließlich dissipiert und führt zu einer Zunahme der inneren Energie der Fluidmoleküle. Analog zur Reynoldszahl  $Re$  einer Strömung, die mit mittlerer Strömungsgeschwindigkeit  $\bar{c}$  und kinematischer Viskosität  $\nu$  des Fluids sowie einer charakteristischen Länge  $l_{\text{char}}$  gebildet wird, kann unter Verwendung einer mittleren isotropen Geschwindigkeitsfluktuation  $c'_{\text{rms}}$  (rms: root mean square) sowie des integralen Längenmaßes  $l_t$  eine turbulente Reynoldszahl  $Re_t$  formuliert werden, die das Verhältnis aus turbulenter und molekularer Diffusion beschreibt [55]:

$$Re_t = \frac{c'_{\text{rms}} l_t}{\nu} \quad (\text{A.67})$$

Die Ausbreitung laminarer Flammen ist charakterisiert durch die Diffusion von Spezies und Wärme. Die zugehörige laminare Flammengeschwindigkeit  $s_l$ , die im Wesentlichen von Druck, Temperatur und Gemischzusammensetzung abhängt, ist dabei vergleichsweise gering. Die Zeit, in der sich eine laminare Flamme um die ihrer eigenen Dicke  $\delta_l$  entsprechenden Weglänge ausbreitet, wird als chemisches Zeitmaß  $t_c$  bezeichnet. Im Fall turbulenter Flammenausbreitung bewirken die oben beschriebenen Wirbelstrukturen eine Deformation und Oberflächenvergrößerung der Reaktionsfront, wodurch sich aufgrund der intensiveren konvektiven Vermischung der Reaktanten eine höhere turbulente Brenngeschwindigkeit  $s_t$  einstellt. Auf mikroskopischer Ebene betrachtet breitet sich die Flamme jedoch weiterhin mit der laminaren Flammengeschwindigkeit  $s_l$  aus.

Für die Beschreibung der Turbulenz-Chemie-Interaktion turbulenter Vormischflammen stehen drei dimensionslose Kennzahlen zur Verfügung. Neben der bereits genannten turbulenten Reynoldszahl  $Re_t$  sind dies die turbulente Damköhlerzahl

$$Da_t = \frac{t_t}{t_c}, \quad (\text{A.68})$$

die als Quotient von integralem Zeitmaß  $t_t$  und chemischem Zeitmaß  $t_c$  definiert wird, sowie die turbulente Karlovitzzahl

$$\text{Ka}_t = \frac{t_c}{t_\eta}, \quad (\text{A.69})$$

die sich aus dem Quotient von chemischem Zeitmaß  $t_c$  und Kolmogorov-Zeitmaß  $t_\eta$  ergibt. Mit Hilfe dieser Kennzahlen kann die Ausbreitungscharakteristik einer Vormischflamme in üblicherweise fünf Bereiche unterteilt werden. Eine dimensionslose Darstellung aller Verbrennungsregimes ist im sogenannten Borghi-Diagramm möglich. Da für die Beschreibung des turbulenten Flammenlöschens jedoch nur ein Bereich innerhalb der Verbrennungsregimes von Interesse ist, wird für eine detaillierte Diskussion des Borghi-Diagramms auf andere Arbeiten verwiesen, in denen auch die entsprechenden Referenzen zur Primärliteratur zu finden sind [41, 55, 67, 92, 95].

Im für das turbulente Flammenlöschens relevanten Verbrennungsregime ergeben sich die oben genannten Kennzahlen zu  $\text{Re}_t > 1$  (turbulente Strömung),  $\text{Da}_t > 1$  sowie  $\text{Ka}_t > 1$ . Aufgrund von  $\text{Da}_t > 1$  ist das integrale Zeitmaß größer als das chemische Zeitmaß ( $t_t > t_c$ ). Die großen Wirbel können nicht in die laminare Flammenfront eindringen, führen jedoch zu einer Faltung der Flammenfront. Mit  $\text{Ka}_t > 1$  gilt, dass das Kolmogorov-Zeitmaß das chemische Zeitmaß unterschreitet ( $t_\eta < t_c$ ). Dies bedeutet, dass die Kolmogorov-Wirbel kleiner sind als die Dicke  $\delta_l$  der laminaren Flammenfront. Sie können in die Flammenzone eindringen und diese aufreißen, wodurch deren laminarer Charakter verloren geht und die Flammenzone aufdickt. Dieser Prozess wird begleitet von erhöhter Wärmeabfuhr und erhöhtem Speziestransport, wodurch beispielsweise auch ausgebrannte Reaktionsprodukte in die Flammenfront eingemischt werden können. Die Verbrennungsreaktion wird dadurch verlangsamt und kann für hohe Karlovitzzahlen zum Erliegen kommen. In diesem Fall spricht man von turbulentem Flammenlöschens.

Hohe turbulente Karlovitzzahlen ergeben sich einerseits mit steigender Turbulenzintensität, da hierbei das Kolmogorov-Zeitmaß  $t_\eta$  abnimmt [92]. Weiterhin führt eine Zunahme der Verbrennungsluftzahl aufgrund der abnehmenden laminaren Flammengeschwindigkeit  $s_l$  zu einem Anstieg des chemischen Zeitmaßes  $t_c$  und somit ebenso zu einem Anstieg von  $\text{Ka}_t$ . In der Arbeit von Mittermayer [55] wird  $\text{Ka}_t$  als Eingangsgröße zur Berechnung einer effek-



tiven turbulenten Brenngeschwindigkeit  $s_{t,\text{eff}}$  im PGI-Motor verwendet:

$$s_{t,\text{eff}} = G(\text{Ka}_t) s_{t,\text{uq}} . \quad (\text{A.70})$$

Der Term  $s_{t,\text{uq}}$  steht dabei für die turbulente Brenngeschwindigkeit ohne Flammenlöschen (uq: unquenched). Für den von der Karlovitzzahl abhängigen Flammenlöschfaktor  $G(\text{Ka}_t)$  gilt:

$$\begin{aligned} G(\text{Ka}_t \rightarrow 0) &\Rightarrow 1 , \\ G(\text{Ka}_t \rightarrow \infty) &\Rightarrow 0 . \end{aligned} \quad (\text{A.71})$$

Die effektive turbulente Brenngeschwindigkeit geht damit gemäß Gleichung A.70 für hohe turbulente Karlovitzzahlen gegen 0. In der Simulation ergibt sich insbesondere durch die hohen Hauptkammerluftzahlen im Aussetzerbereich (Zündregime I, s. Kap. 7.2.1) ein Anstieg von  $\text{Ka}_t$  im Randbereich der Vorkammerzündstrahlen, wodurch dort ein verstärktes Auftreten von turbulentem Flammenlöschen beobachtet werden kann [55]. Dies führt zur in Kapitel 7.5.2 beschriebenen schmalen Kontur und geringen Chemilumineszenzintensität der Vorkammerzündstrahlen.

## A.10 Druckverlaufsanalyse

### A.10.1 Grundgleichungen der Druckverlaufsanalyse

Die in Kapitel 7.3.1 beschriebenen Verläufe von Wärmefreisetzung und Umsatzrate im Hauptbrennraum der Dynamischen Zelle wurden mit Hilfe einer 0-dimensionalen Druckverlaufsanalyse ermittelt. Die Wärmefreisetzung wird dabei unter Vernachlässigung der Vorkammervverbrennung durch ein Einzonenmodell<sup>6</sup> berechnet. Diese Vereinfachung erfolgt aus zwei Gründen. Zum einen ist der Beitrag der Vorkammervverbrennung an der Gesamtwärmefreisetzung relativ gering<sup>7</sup>. Zum anderen sind auch komplexe Mehrzonenansätze für Vorkammernmotoren insbesondere hinsichtlich der Modellierung des Überstömverhaltens zwischen Vorkammer und Hauptbrennraum mit großen Unsicherheiten behaftet. Beide Gründe sind dafür verantwortlich, dass speziell auf dem Gebiet der Großgasmotoren die einzonige Betrachtungsweise gängige Praxis ist [64].

In ihrer allgemeinen, für den motorischen Einsatz dargestellten Form ergibt sich die Änderung der inneren Energie  $U$  des Systems „Motorbrennraum“ aus dem 1. Hauptsatz der Thermodynamik zu [16]:

$$\frac{dU}{dt} = \frac{dQ_B}{dt} + \frac{dQ_W}{dt} + \frac{dW_v}{dt} + \frac{dH_L}{dt} + \frac{dH_B}{dt} . \quad (\text{A.72})$$

Die einzelnen Terme in Gleichung A.72 stehen dabei für:

$\frac{dU}{dt}$	Änderung der inneren Energie des Systeminhalts,
$\frac{dQ_B}{dt}$	Wärmezufuhr durch chemische Umsetzung des Brennstoffs B,
$\frac{dQ_W}{dt}$	Wärmeabfuhr über die Brennraumwände,

<sup>6</sup> Das Vorkammervolumen wird dabei dem Volumen des Hauptbrennraums zugeschlagen.

<sup>7</sup> Für Hauptkammerluftzahlen im Bereich  $\lambda = 2,0 \dots 2,4$  beträgt der Anteil einer global stöchiometrischen Vorkammerladung am Gesamtumsatz ca. 5,2 – 6,2 %.

---

$\frac{dW_v}{dt}$	Volumenänderungsarbeit des Arbeitskolbens,
$\frac{dH_L}{dt}$	Leckageverluste,
$\frac{dH_B}{dt}$	Enthalpiezufuhr durch eingebrachten Brennstoff.

Für die Berechnung des Brennverlaufs in der Dynamischen Zelle wurden folgende Annahmen getroffen:

- Die Volumenänderungsarbeit  $W_v$  entfällt aufgrund der starren Konstruktion der Zelle.
- Leckageverluste über die Zelldichtungen und Ventilsitze werden als vernachlässigbar gering angenommen.
- Eine Enthalpiezufuhr ergibt sich nur durch die Pilotgaseindüsung (s. Anh. A.10.3), da die Berechnung erst zum Zeitpunkt ES gestartet wird.
- Wandwärmeverluste werden aufgrund einer fehlenden adäquaten Beschreibungsmöglichkeit in der differentiellen Energiebilanz nicht berücksichtigt (s. Anh. A.10.2). Da die Berechnungen ausschließlich der qualitativen Vergleichbarkeit von Verbrennungszyklen dient, die sämtlich aus nahezu identischen Betriebsbereichen der Versuchsanlage stammen, erscheint die getroffene Vereinfachung vertretbar. Die Möglichkeit einer integralen Abschätzung der Gesamtwärmeverluste wird in Anhang A.10.2 beschrieben.
- Als Brennstoff wird reines Methan ( $\text{CH}_4$ ) angenommen. Diese Vereinfachung ist gerechtfertigt, da das für die Versuche verwendete Erdgas aus dem Versorgungsnetz der Stadt München zu über 97 % aus Methan besteht [82].

Die Wärmefreisetzungsrate in der Dynamischen Zelle kann damit wie folgt formuliert werden:

$$\frac{dQ_B}{dt} = \frac{dU}{dt} - \frac{dH_{B,\text{Pilot}}}{dt}. \quad (\text{A.73})$$

Mit der Annahme konstanter Masse im Brennraum und unter Voraussetzung von Idealgasverhalten ergibt sich die Änderung der inneren Energie zu:

$$\frac{dU}{dt} = m \frac{du}{dt} = m c_v \frac{dT}{dt}. \quad (\text{A.74})$$

Die spezifischen Wärmekapazitäten  $c_{v,i}$  der  $n$  Einzelkomponenten können mit Hilfe von Polynomfunktionen aus dem CHEMKIN-Programmpaket [35, 92] in Abhängigkeit der Temperatur beschrieben werden. Die Wärmekapazität  $c_v$  des Brennrauminhalts ergibt sich durch massengewichtete Mittelung der Einzelkomponenten zu

$$c_v = \frac{\sum_{i=1}^n m_i c_{v,i}}{\sum_{i=1}^n m_i}. \quad (\text{A.75})$$

Die Kopplung von Druck und Temperatur erfolgt über das ideale Gasgesetz zu

$$p V = m R T, \quad (\text{A.76})$$

wobei  $R$  die spezifische Gaskonstante des Zylinderinhalts darstellt, die analog zu Gleichung A.75 durch massengewichtete Mittelung der spezifischen Gaskonstanten  $R_i$  der Einzelspezies ermittelt werden kann. Druck  $p$  und Temperatur  $T$  werden über den ganzen Brennraum (Volumen  $V$ ) als homogen angenommen.

Die Startbedingungen in der Zelle vor Beginn der Wärmefreisetzung sind durch Frischgaszusammensetzung und -masse sowie den thermodynamischen Zustand ( $p, T$ ) der Ladung am Ende des Einströmvorgangs gegeben (s. Anh. A.1). Die Lösung der transienten Gleichungen A.73 und A.74 wurde für diese Arbeit durch ein iteratives Verfahren realisiert.

### A.10.2 Wandwärmeverluste

Der gasseitige Wärmeübergang an die Zylinderwand kann nach dem Newtonschen Ansatz aus dem Produkt des Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_W$ , der Zylinderwandfläche  $A_W$  und der Differenz aus mittlerer Gastemperatur  $T$  und Wandtemperatur  $T_W$  ermittelt werden [42]:

$$\frac{dQ_W}{dt} = \alpha_W A_W (T_W - T). \quad (\text{A.77})$$

Für die Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_W$  existieren verschiedene empirische Ansätze wie beispielsweise die Wärmeübergangsmodelle nach Woschni, Bargende und Hohenberg [48]. Alle Ansätze stützen sich dabei auf die Modellierung der innermotorischen Strömungszustände als turbulente Rohrströmung. Der Wandwärmübergang wird dabei als Wärmeübergang durch erzwungene Konvektion modelliert.

Eine wichtige Einflussgröße in allen Modellen ist die Kolbengeschwindigkeit, da sie direkten Einfluss auf die turbulente Ladungsbewegung im Brennraum und somit auch auf den Wandwärmübergang hat. Ist die Kolbengeschwindigkeit sehr gering oder – wie im Fall der Dynamischen Zelle – gar nicht vorhanden, dominiert der Einfluss der verbrennungsinduzierten Turbulenz auf den Wärmeübergang. Die genannten Modelle, die sämtlich für den stationären Motorbetrieb entwickelt und validiert wurden, liefern dann keine zufriedenstellenden Ergebnisse mehr [48].

Lejsek et al. [47, 48] beschreiben Modifikationen der oben genannten Wärmeübergangsmodelle für den Direktstart direkteinspritzender Ottomotoren. Dabei werden sehr niedrige Motordrehzahlen und sogar der Grenzfall des unbewegten Kolbens berücksichtigt, was der Verbrennung in der Dynamischen Zelle gleichkommt. Allerdings stützen sich die vorgestellten empirischen Korrelationen auf experimentell ermittelte Wärmeströme für einen Wandtemperaturbereich von  $T_W = 20 \dots 80 \text{ }^\circ\text{C}$ . Eine Verwendung der Modelle mit den Wandtemperaturen der Dynamischen Zelle ( $T_W \approx 300 \text{ }^\circ\text{C}$ ) führt damit durchwegs zu unphysikalischen Ergebnissen. Eine Anpassung der Modelle ist jedoch ohne eigens an der Dynamischen Zelle durchgeführte Messungen der Wandwärmeströme nicht möglich.

Eine integrale Abschätzung der Wandwärmeverluste über einen Verbrennungszyklus kann durch den Vergleich der rechnerisch ermittelten Wärmefreisetzung nach Gleichung A.73 und der gesamten freisetzbaren Brennstoffenergie durchgeführt werden. Die Vernachlässigung der Wandwärmeverluste in der Energiebilanz (s. Gl. A.73) führt rechnerisch dazu, dass bei Erreichen des Druckmaximums im Hauptbrennraum (angenommenes Verbrennungsende) der vorhandene Brennstoff noch nicht vollständig umgesetzt ist (Restmasse  $m_{B,rest}$  an Brennstoff). Unter Annahme eines im Realfall vollständigen Brennstoffumsatzes kann damit die über die Wände abgeführte Wärmemenge abgeschätzt werden. Diese muss zur Erfüllung der Energiebilanz betragsmäßig gleich der in der restlichen Brennstoffmasse  $m_{B,rest}$  gespeicherten Energie sein:

$$Q_W = m_{B,rest} H_u . \quad (\text{A.78})$$

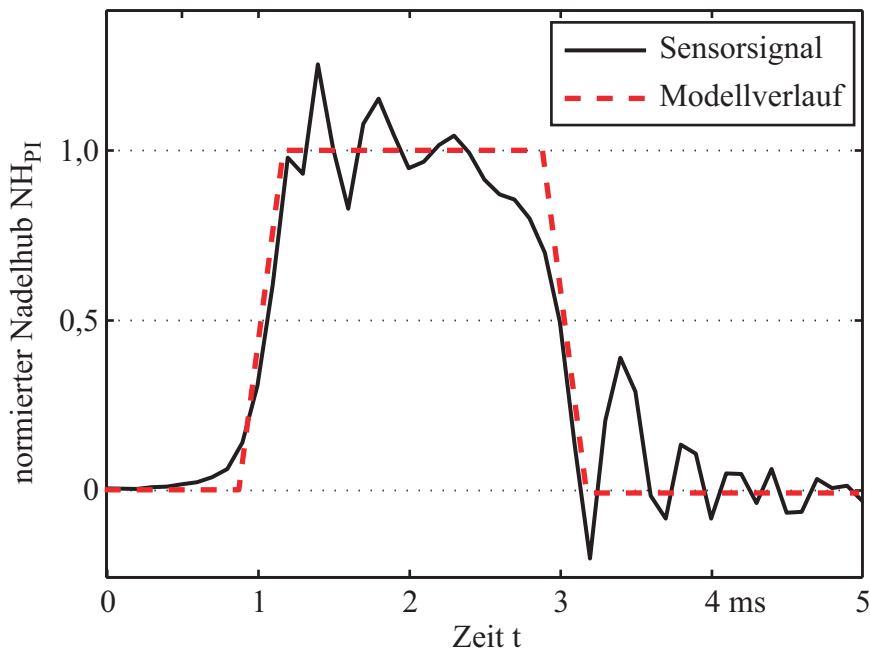
Der Term  $H_u$  steht dabei für den unteren Heizwert des Brennstoffs. Die pro Zyklus über die Brennraumwände abgeführte Wärme konnte auf diese Weise für alle betrachteten Versuche auf ca. 10 – 12 % der zugeführten Brennstoffenergie beziffert werden.

Es sei angemerkt, dass diese Abschätzung aus mehreren Gründen lediglich zur überschlägigen Bestimmung des Wandwärmeverlusts geeignet ist: Zunächst fällt das Verbrennungsende im Realfall nicht genau dem Zeitpunkt des Maximaldrucks in der Brennkammer zusammen<sup>8</sup>. Vielmehr nimmt die Wärmefreisetzungsrates gegen Ende der Verbrennung auf sehr geringe Werte ab, während aufgrund des hohen Temperaturniveaus in der Brennkammer nach wie vor Wärme über die Brennraumwände abgeführt wird. Damit ist nach Gleichung A.72 eine Abnahme der inneren Energie des Brennrauminhalts bzw. des Drucks möglich, obwohl weiterhin Brennstoff umgesetzt wird. Des Weiteren wird für die Verbrennung in der Zelle stets vollständiger Brennstoffumsatz angenommen. Für den Fall unvollständiger Verbrennung befinden sich dagegen auch nicht ausreagierte Zwischenprodukte im Abgas, deren Energie gemäß Gleichung A.78 fälschlicherweise als abgeführte Wärme interpretiert wird. Eine Berücksichtigung von Zwischenprodukten ist im Rahmen der 0-dimensionalen Druckverlaufsanalyse jedoch generell nicht möglich, da hier nur zwischen vollständig verbrannten und unverbrannten Reaktanten unterschieden wird.

<sup>8</sup> Bei der optischen Untersuchung der Hauptkammervverbrennung (s. Kap. 7.5) konnten auch nach dem Druckmaximum noch OH\*-Chemilumineszenzemissionen beobachtet werden.

### A.10.3 Modellierung der Pilotgaseindüsung

Die pro Zeiteinheit eingedüste Gasmasse während der Pilotgaseindüsung wird proportional dem in Abbildung A.10 dargestellten trapezförmig modellierten Nadelhubverlauf berechnet. Der maximale Pilotgasmassenstrom bei vollständig geöffnetem Injektor wird dabei so gewählt, dass die eingedüste Gesamtmasse mit der in den Kalibrierversuchen (s. Kap. 6.2.3 u. Anh. A.7) ermittelten Gasmasse übereinstimmt. Zur Bestimmung des Enthalpieterms in Gleichung A.73 kann die spezifische Enthalpie des Pilotgases ebenfalls in Abhängigkeit der Temperatur aus Polynomfunktionen [35, 92] gewonnen werden.



**Abbildung A.10:** Realer und trapezförmig modellierter Nadelhubverlauf des Pilotgas-Injektors. Angegebene Zeiten beziehen sich auf den Bestromungsbeginn (Bestromungsdauer 1,5 ms).





# Literaturverzeichnis

- [1] ALEIFERIS, P. ; HARDALUPAS, Y. ; TAYLOR, A. ; ISHII, K. ; URATA, K. : Flame chemiluminescence studies of cyclic combustion variations and air-to-fuel ratio of the reacting mixture in a lean-burn stratified-charge spark-ignition engine. In: *Combustion and Flame* 136 (2004), S. 72–90
- [2] ARDEY, N. : *Struktur und Beschleunigung turbulenter Wasserstoff-Luft-Flammen in Räumen mit Hindernissen*, Technische Universität München, Diss., 1998
- [3] AUER, M. : *Erstellung phänomenologischer Modelle zur Vorausberechnung des Brennverlaufes von Magerkonzept-Gasmotoren*, Technische Universität München, Diss., 2010
- [4] BAEHR, H. ; STEPHAN, K. : *Wärme- und Stoffübertragung*. Springer Verlag, 1994
- [5] BASSHUYSEN, R. van (Hrsg.) ; SCHÄFER, F. (Hrsg.): *Handbuch Verbrennungsmotor*. Vieweg Verlag, 2007
- [6] BERG, T. ; BEUSHAUSEN, V. ; THIELE, O. ; VOGES, H. : Faseroptischer Zündkerzensensor zur Optimierung motorischer Brennverfahren. In: *MTZ (Motortechnische Zeitschrift)* 67 (2006), Nr. 06/2006, S. 440–443
- [7] BERNHARD, F. (Hrsg.): *Technische Temperaturmessung*. Springer Verlag, 2004
- [8] BLANKE, W. (Hrsg.): *Thermophysikalische Stoffgrößen*. Springer Verlag, 1989
- [9] BONNE, U. ; GREWER, T. ; WAGNER, H. : Messungen in der Reaktionszone von Wasserstoff-Sauerstoff und Methan-Sauerstoff-Flammen. In: *Zeitschrift für Physikalische Chemie Neue Folge* 26 (1960), S. 93–110

- [10] BUNDESUMWELTMINISTERIUM: *Technische Anleitung zur Reinhaltung der Luft - TA Luft*. Carl Heymanns Verlag, 2002
- [11] CHENG, T. ; 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), S. 65–84
- [12] CORNING: *HPFS Fused Silica Standard Grade*. Datenblatt, 2003. – <http://www.corning.com>
- [13] CRANE, M. ; KING, S. : Emission Reductions Through Precombustion Chamber Design in a Natural Gas, Lean Burn Engine. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 114 (1992), Nr. 3
- [14] DANDY, D. ; VOSEN, S. : Numerical and Experimental Studies of Hydroxyl Radical Chemiluminescence in Methane-Air Flames. In: *Combustion Science and Technology* 82 (1992), S. 131–150
- [15] DOCQUIER, N. ; BELHALFAOUIA, S. ; LACASA, F. ; DARABIHAA, N. ; ROLONA, C. : Experimental and numerical study of chemiluminescence in methane/air high-pressure flames for active control applications. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 28 (2000), S. 1765–1774
- [16] DORER, F. : *Kompressionsmaschine zur Simulation von Brennraumvorgängen in Wasserstoff-Großdieselmotoren*, Technische Universität München, Diss., 2000
- [17] EXXONMOBIL: *Oeldorado*. 2008 / 2009. – <http://www.exxonmobil.de>
- [18] GAYDON, A. ; WOLFHARD, H. : *Flames*. Chapman and Hall, London, 1979
- [19] GÜNZLER, H. ; GREMLICH, H. : *IR-Spektroskopie - Eine Einführung*. Wiley-VCH, Weinheim, 2003
- [20] GRÜNWALD, J. : *Verbesserung der Reduktionsmitteldispersion und -verdunstung in SCR-Abgasanlagen*, Technische Universität München, Diss., 2007
- [21] GRÜNWALD, J. ; SATTELMAYER, T. ; STEINBACH, S. : Wirbelmischer für SCR-Verfahren im Pkw. In: *MTZ (Motortechnische Zeitschrift)* 66 (2005), Nr. 1/2005

- [22] GUSSAK, L. : High Chemical Acitivity of Incomplete Combustion Products and a Method of Prechamber Torch Ignition for Avalanche Activation of Combustion in Internal Combustion Engines. In: *Transactions of the SAE* (1975), Nr. 750890
- [23] HABER, L. : *An investigation into the origin, measurement and application of chemiluminescent light emissions from premixed flames*, Virginia Polytechnic Institute and State University, Diplomarbeit, 2000
- [24] HABER, L. ; VANDSBURGER, U. ; SAUNDERS, W. ; KHANNA, V. : An examination of the relationship between chemiluminescent light emissions and heat release rate under non-adiabatic conditions. In: *Proceedings of IGTI* (2000), Nr. 2000-GT-0121
- [25] HANENKAMP, A. ; TERBECK, S. ; KÖBLER, S. : 32/40 PGI – Neuer Otto-Gasmotor ohne Zündkerzen. In: *MTZ (Motortechnische Zeitschrift)* 67 (2006), Nr. 12/2006
- [26] HENSINGER, D. ; MAXSON, J. ; HOM, K. ; OPPENHEIM, A. : Jet Plume Injection and Combustion. In: *Transactions of the SAE* (1992), Nr. 920414
- [27] HERAEUS: *Online-Information zu den Eigenschaften von Quarzglas.* – <http://www.heraeus-quarzglas.com>
- [28] HEYWOOD, J. : *Internal Combustion Engine Fundamentals*. McGraw-Hill, 1988
- [29] HIGGINS, B. ; MCQUAY, M. ; LACAS, F. ; ROLON, J. ; DARABIHA, N. ; CANDEL, S. : Systematic measurements of OH chemiluminescence for fuel-lean, high-pressure, premixed, laminar Flames. In: *Fuel* 80 (2001), S. 67–74
- [30] HIRSCH, C. : *Technische Verbrennung*. Vorlesungsskriptum, Technische Universität München, 2002
- [31] HITRAN: *The HITRAN Database.* – <http://www.cfa.harvard.edu/HITRAN>
- [32] IKEDAA, Y. ; KOJIMAA, J. ; HASHIMOTOA, H. : Local chemiluminescence spectra measurements in a high-pressure laminar methane/air premixed flame. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 29 (2002), S. 1495–1501
- [33] KAMMERSTÄTTER, S. : *Interne Kommunikation*. Lst. f. Thermodynamik, Technische Universität München, 2010

- [34] KAWABATA, Y. ; DAICHI, M. : Combustion Diagnostics & Improvement of a Prechamber Lean-Burn Natural Gas Engine. In: *Transactions of the SAE* (2004), Nr. 2004-01-0979
- [35] KEE, R. ; RUPLEY, F. ; MILLER, J. : Chemkin-II: A fortran chemical kinetics package for the analysis of gas-phase chemical kinetics / Sandia National Laboratories, Livermore, CA. 1989 (SAND89-8009). – Forschungsbericht
- [36] KISTLER INSTRUMENTE AG: *Piezoelectric Theory*. Dok. Nr. 20.290e-05.04, 2004. – <http://www.kistler.com>
- [37] KLIMSTRA, J. : The road to obtaining the ultimate performance of gas engines - opportunities and challenges. In: *5. Dessauer Gasmotorenkonferenz, 2007*
- [38] KLINGBEIL, A. ; JEFFRIES, J. ; HANSON, R. : Temperature- and pressure-dependent absorption cross sections of gaseous hydrocarbons at 3.39  $\mu\text{m}$ . In: *Measurement Science And Technology* 17 (2006), S. 1950–1957
- [39] KOENIG, M. ; HALL, M. : Measurements of Local In-Cylinder Fuel Concentration Fluctuations in a Firing SI Engine. In: *Transactions of the SAE* (1997), Nr. 971644
- [40] KOGLER, G. ; WIMMER, A. ; JAUK, T. : Optische Analyse der Flammenausbreitung und Detektion von Verbrennungsanomalien bei Großgasmotoren. In: *10. Tagung „Der Arbeitsprozess des Verbrennungsmotors“*, Graz, 2005
- [41] KRÖNER, M. : *Einfluss lokaler Löschvorgänge auf den Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen*, Technische Universität München, Diss., 2003
- [42] KULZER, A. : *BDE-Direktstart – Startoptimierung eines Ottomotors mit Direkteinspritzung mittels eines thermodynamischen Motormodells*, Universität Stuttgart, Diss., 2004
- [43] KUNZ, M. : Tiroler Mut zum großen Motor. In: *VDI Nachrichten* (2010), Nr. 44, S. 9
- [44] KURATLE, R. : *Messzündkerzen mit integriertem Drucksensor*. Dok. Nr. 20.164d 2.94, 1994. – <http://www.kistler.com>

- [45] KURATLE, R. ; MÄRKI, B. : Influencing Parameters and Error Sources During Indication on Internal Combustion Engines. In: *Transactions of the SAE* (1992), Nr. 920233
- [46] LAUER, M. ; SATTELMAYER, T. : On the Adequacy of Chemiluminescence as a Measure for Heat Release in Turbulent Flames With Mixture Gradients. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 132 (2010), S. 061502–1 – 061502–8
- [47] LEJSEK, D. ; KULZER, A. : Investigations on the Transient Wall Heat Transfer at Start-Up for SI Engines with Gasoline Direct Injection. In: *Transactions of the SAE* (2009), Nr. 2009-01-0613
- [48] LEJSEK, D. ; KULZER, A. ; KUFFERATH, A. ; HOHENBERG, G. ; BARGENDE, M. : Berechnung des Wandwärmeübergangs im Motorhochlauf von DI-Ottomotoren. In: *MTZ (Motortechnische Zeitschrift)* 71 (2010), Nr. 04/2010
- [49] LUEGER, O. (Hrsg.): *Lexikon der gesamten Technik und ihrer Hilfswissenschaften*. Bd. 6. 1908. – S. 145-146
- [50] MANIVANNAN, A. ; TAMIL PORAI, P. ; CHANDRASEKARAN, S. ; RAMPRABHU, R. : Lean Burn Natural Gas Spark Ignition Engine - An Overview. In: *Transactions of the SAE* (2003), Nr. 2003-01-0638
- [51] MAVINAHALLY, N. ; ASSANIS, D. ; GOVINDA MALLAN, K. ; GOPALAKRISHNAN, K. : Torch Ignition: Ideal for Lean Burn Premixed-Charge Engines. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 116 (1994), Nr. 4
- [52] MERKER, G. ; SCHWARZ, C. ; STIESCH, G. ; OTTO, F. : *Simulating Combustion – Simulation of combustion and pollutant formation for engine-development*. Springer Verlag, 2006
- [53] METEOROLOGISCHES INSTITUT DER LMU MÜNCHEN: *Online-Wetterdaten Garching*. – <http://www.meteo.physik.uni-muenchen.de>
- [54] MITTERMAYER, F. : *Interne Kommunikation*. Lst. f. Thermodynamik, Technische Universität München, 2008
- [55] MITTERMAYER, F. : *CFD-Simulation der Zündung und Verbrennung in einem vorkammergezündeten Großgasmotor*, Technische Universität München, Diss., 2011

- [56] MÖSER, P. : *Zeitlich hochaufgelöste emissionsspektroskopische Untersuchung des Verbrennungsvorgangs im Otto-Motor*, RWTH Aachen, Diss., 1994
- [57] MURASE, E. ; HANADA, K. : Enhancement of Combustion by Injection of Radicals. In: *Transactions of the SAE* (2000), Nr. 2000-01-0194
- [58] NAJIM, H. ; PAUL, P. ; MUELLER, C. ; WYCKOFF, P. : On the Adequacy of Certain Experimental Observables as Measurements of Flame Burning Rate. In: *Combustion and Flame* 113 (1998), S. 312–332
- [59] NAKAZONO, T. ; NATSUME, Y. : Effect of Dimensions of Prechamber on Lean Burn Gas Engine. In: *JSME International Journal, Series B* 37 (1994)
- [60] NERHEIM, L. : Die Stellung des Gasmotors im Wettbewerb mit Diesemotor und Gasturbine. In: *6. Dessauer Gasmotorenkonferenz*, 2009
- [61] NGUYEN, Q. ; MONGIA, R. ; DIBBLE, R.-W. : Real-Time Optical Fuel-to-Air Ratio Sensor for Gas Turbine Combustors / NASA. 1999 (NASA/TM—1999-209041). – Forschungsbericht
- [62] OPPENHEIM, A. ; BELTRAMO, J. ; FARIS, D. ; MAXSON, J. ; HOM, K. ; STEWART, H. : Combustion by Pulsed Jet Plumes - Key to Controlled Combustion Engines. In: *Transactions of the SAE* (1989), Nr. 890162
- [63] PHOTRON: *FASTCAM-ultima APX User's Manual, Rev.1.07*. 2004. – <http://www.photron.com>
- [64] PISCHINGER, R. ; KLELL, M. ; SAMS, T. ; LIST, H. (Hrsg.): *Thermodynamik der Verbrennungskraftmaschine*. Springer Verlag, 2009
- [65] PITTERMANN, R. : Analyse des Verbrennungsablaufs im Gasmotor mittels Flammenspektroskopie. In: *6. Dessauer Gasmotorenkonferenz*, 2009
- [66] POLIFKE, W. ; KOPITZ, J. : *Wärmeübertragung*. Pearson Studium, 2005
- [67] PORUBA, C. : *Turbulente Flammenausbreitung in Wasserstoff-Luft-Gemischen*, Technische Universität München, Diss., 2003
- [68] PRAGER, M. : *Analytische Modellierung des Betriebsverhaltens eines Gasmotors mit neuem Gaszündstrahlverfahren für hohe Leistungsdichte*, Technische Universität München, Diss., 2010

- [69] PRECHTL, P. : *Analyse und Optimierung der innermotorischen Prozesse in einem Wasserstoff-Dieselmotor*, Technische Universität München, Diss., 2000
- [70] PÖSCHL, M. : *Einfluss von Temperaturinhomogenitäten auf den Reaktionsablauf der klopfenden Verbrennung*, Technische Universität München, Diss., 2006
- [71] ROBINET, C. ; HIGELIN, P. ; MOREAU, B. ; PAJOT, O. ; ANDRZEJEWSKI, J. : A New Firing Concept for Internal Combustion Engines: „l’APIR“. In: *Transactions of the SAE* (1999), Nr. 1999-01-0621
- [72] ROETHLISBERGER, R. ; FAVRAT, D. : Investigation of the prechamber geometrical configuration of a natural gas spark ignition engine for cogeneration: part II. Experimentation. In: *International Journal of Thermal Sciences* 42 (2003), S. 239–253
- [73] ROTHMAN, L. ; GORDON, I. ; BARBE, A. ; CHRIS BENNER, D. ; BERNATH, P. ; BIRK, M. ; BOUDON, V. ; BROWN, L. ; CAMPARGUE, A. ; CHAMPION, J.-P. ; CHANCE, K. ; COUDERT, L. ; DANA, V. ; DEVI, V. ; FALLY, S. ; FLAUD, J.-M. ; GAMACHE, R. ; GOLDMAN, A. ; JACQUEMART, D. ; KLEINER, I. ; LACOME, N. ; LAFFERTY, W. ; MANDIN, J.-Y. ; MASSIE, S. ; MIKHAILENKO, S. ; MILLER, C. ; MOAZZEN-AHMADI, N. ; NAUMENKO, O. ; NIKITIN, O. ; ORPHAL, J. ; PEREVALOV, V. ; PERRIN, A. ; PREDOI-CROSS, A. ; RINSLAND, C. ; ROTGER, M. ; SIMECKOVA, M. ; SMITH, M. ; SUNG, K. ; TASHKUN, S. ; TENNYSON, J. ; TOTH, R. ; VANDAELE, A. ; VANDER AUWERA, J. : The HITRAN 2008 molecular spectroscopic database. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer* 110 (2009), S. 533–572
- [74] RÖTHLISBERGER, R. : *An Experimental Investigation of a Lean Burn Natural Gas Prechamber Spark Ignition Engine for Cogeneration*, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, Diss., 2001
- [75] SAMANIEGO, J.-M. ; EGOLFOPOULOS, F. ; BOWMAN, C. : CO<sub>2</sub> Chemiluminescence in Premixed Flames. In: *Combustion Science and Technology* 109 (1995), S. 183–203
- [76] SASS, F. : *Geschichte des deutschen Verbrennungsmotorenbaus von 1860 bis 1918*. Springer Verlag, 1962

- [77] SATTELMAYER, T. : *Technische Thermodynamik: Energielehre und Stoffverhalten*. Vorlesungsskriptum, Technische Universität München, 2008
- [78] SATTELMAYER, T. : *Technische Thermodynamik: Verbrennung, Gas-Dampf-Gemische, Gasdynamik*. Vorlesungsskriptum, Technische Universität München, 2008
- [79] SCHLICHTING, H. : *Grenzschichttheorie*. 3. Auflage. Karlsruhe : Verlag G. Braun, Karlsruhe, 1958
- [80] SCHLÜNDER, E.-U. : *Einführung in die Wärmeübertragung*. Vieweg Verlag, 1983
- [81] SMITH, J. ; SICK, V. : High-speed fuel tracer fluorescence and OH radical chemiluminescence imaging in a spark-ignition direct-injection engine. In: *Applied Optics* 44 (2005), S. 6682–6691
- [82] STADTWERKE MÜNCHEN: *Erdgasqualität im Verteilungsnetz des Großraumes München*. Januar 2010. – <http://www.swm.de>
- [83] STEINBACH, S. : *Einfluss der Transportvorgänge auf die Effizienz von Harnstoffkatalysatoren in SCR-Abgasanlagen*, Technische Universität München, Diss., 2007
- [84] STOJKOVIC, B. ; FANSLER, T. ; DRAKE, M. ; SICK, V. : High-speed imaging of OH\* and soot temperature and concentration in a stratified-charge direct-injection gasoline engine. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 30 (2005), S. 2657–2665
- [85] TENNEKES, H. ; LUMLEY, J. : *A First Course in Turbulence*. 11th printing. MIT Press, 1972
- [86] THIELE, O. : *Faseroptische Gemischbildungsanalyse in Otto-Motoren bei direkteinspritzenden Brennverfahren*, Universität Göttingen, Diss., 2004
- [87] TOMITA, E. ; KAWAHARA, N. ; NISHIYAMA, A. ; SHIGENAGA, M. : In situ measurement of hydrocarbon fuel concentration near a spark plug in an engine cylinder using the 3.392  $\mu\text{m}$  infrared laser absorption method: application to an actual engine. In: *Measurement Science And Technology* 14 (2003), S. 1357–1363



- [88] TOMITA, E. ; KAWAHARA, N. ; SHIGENAGA, M. ; NISHIYAMA, A. ; DIBBLE, R. : In situ measurement of hydrocarbon fuel concentration near a spark plug in an engine cylinder using the 3.392  $\mu\text{m}$  infrared laser absorption method: discussion of applicability with a homogeneous methane–air mixture. In: *Measurement Science And Technology* 14 (2003), S. 1350–1356
- [89] TOULSON, E. ; SCHOCK, H. ; ATTARD, W. : A Review of Pre-Chamber Initiated Jet Ignition Combustion Systems. In: *Transactions of the SAE* (2010), Nr. 2010-01-2263
- [90] TSUBOI, T. ; ARIMITSU, N. ; PING, D. ; HARTMANN, J.-M. : Temperature, Density, and Perturber Dependences of Absorption of the 3.39  $\mu\text{m}$  He-Ne Laser by Methane. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 29 (1990), Nr. 10, S. 2147–2151
- [91] TSUBOI, T. ; INOMATA, K. ; TSUNODA, Y. ; ISOBE, A. ; NAGAYA, K. : Light Absorption by Hydrocarbon Molecules at 3.392  $\mu\text{m}$  of He-Ne Laser. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 24 (1985), Nr. 1, S. 8–13
- [92] TURNS, S. : *An Introduction to Combustion*. 2nd edition. McGraw Hill, 2000
- [93] UYEHARA, O. : Prechamber for Lean Burn for Low Nox. In: *Transactions of the SAE* (1995), Nr. 950612
- [94] VEREIN DEUTSCHER INGENIEURE (Hrsg.): *VDI-Wärmeatlas*. 7. Auflage. VDI - Verlag, 1994
- [95] WINKLER, A. : *Validierung eines Modells zur Vorhersage turbulenter Flammelärms*, Technische Universität München, Diss., 2007
- [96] ZACHARIAS, F. : *Gasmotoren*. 1. Auflage. Vogel Verlag, 2001
- [97] ZITZLER, G. : *Analyse und Vorausberechnung der Brennverläufe von Gasmotoren bei Einsatz verschiedener Gasarten*, Technische Universität München, Diss., 2004