

# **Untersuchungen zur Strömung und Verbrennung im Einspritzgebiet von LOX/H<sub>2</sub>- Raketebrennkammern**

Von der Fakultät Luft- und Raumfahrttechnik der  
Universität Stuttgart zur Erlangung der Würde eines  
Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.) genehmigte Abhandlung

vorgelegt von  
**Blaženko Ivančić**  
aus Zagreb

Hauptberichter:

Prof. Dr.-Ing. M. Aigner

Mitberichter:

Prof. Dr.-Ing. habil. D. Brüggemann

Tag der mündlichen Prüfung:

10. April 2001

Institut für Verbrennungstechnik  
Universität Stuttgart  
**2001**



## Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand am Forschungszentrum Lampoldshausen des DLR<sup>1</sup> in der Arbeitsgruppe Treibstoffaufbereitung. Derem Leiter, Herrn Dr.-Ing. W.O.H. Mayer, danke ich für die hervorragenden Arbeitsbedingungen und die ständige Unterstützung, wodurch Wesentliches zum Gelingen der Arbeit beigetragen wurde.

An der Universität Stuttgart wurde die Arbeit am Institut für Verbrennungstechnik durch Herrn Prof. Dr.-Ing. M. Aigner betreut, bei dem ich mich herzlich für die kritische Durchsicht dieser Arbeit, die vielen Anregungen und die Übernahme des Amtes des Hauptberichters bedanke.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. G. Krülle für die vielen konstruktiven und spannenden Diskussionen, die ihren Niederschlag in dieser Arbeit fanden. Darüber hinaus konnte ich in ihm einen vorbildlichen Wissenschaftler und zugleich einen guten Lehrer kennenlernen.

Weiterhin danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. D. Brüggemann für die Übernahme des Amtes des Mitberichters, und dafür, daß er die Entwicklung der Arbeit schon frühzeitig mit Interesse verfolgt und unterstützt hat.

Sehr herzlich möchte ich mich auch bei allen Mitarbeitern des DLR Lampoldshausen bedanken, die durch ihr Mitwirken Anteil an der vorliegenden Arbeit nahmen. Ganz besonders denke ich dabei an die tatkräftige Unterstützung des Prüfstandsteams von P8.

Schließlich möchte ich auch ein Dankeschön meiner Ehefrau Jelena aussprechen, die mir während einer arbeitsreichen Zeit mit viel Motivation und Geduld zur Seite stand.

Blaženko Ivančić,  
Göttingen, im Jahre 2001

---

<sup>1</sup> Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.



## Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung.....	1
1.1 Einführung und Zielsetzung.....	1
1.2 Stand der Forschung.....	2
1.3 Gliederung der Arbeit.....	5
2. Grundlagen.....	7
2.1 Thermodynamische Zustandsänderungen im transkritischen Bereich.....	7
2.1.1 Gleichgewichtsbedingungen zwischen Flüssig- und Gasphase einer H <sub>2</sub> /O <sub>2</sub> -Mischung.....	8
2.1.2 Phänomene an der Phasengrenze.....	9
2.2 Mischvorgänge unter Berücksichtigung einer Phasengrenze.....	11
2.2.1 Stabilitätsanalyse der Phasengrenzfläche und Zerfallsmechanismen.....	11
2.2.1.1 Vorgänge am flüssigen Kernstrahl – Primärzerfall.....	12
2.2.1.2 Vorgänge an abgelösten Partikeln – Sekundärzerfall.....	13
2.2.2 Stoffübergänge an der Phasengrenze.....	15
2.3 Charakterisierung des Einspritz- und Treibstoffaufbereitungsprozesses.....	18
3. Experimentelle Ergebnisse.....	22
3.1 Untersuchung der Zündprozesse.....	22
3.2 Stationäre Versuche bei höheren Druckstufen.....	31
3.2.1 Versuche bei unterkritischem Druck (30 bar).....	32
3.2.2 Versuche bei überkritischem Druck (60 bar).....	37
4. Die Ergebnisse der numerischen Simulation.....	43
4.1 Die Überprüfung der Netzunabhängigkeit der durchgeführten Simulationen.....	43
4.2 Parameterstudien zur Auslegung der Modellbrennkammer mit Hilfe von CFD.....	44
4.3 Untersuchungen bei 30 und 60 bar Brennkammerdruck.....	45
4.3.1 Die Ergebnisse der 30 bar Simulationen.....	46
4.3.2 Die Ergebnisse der 60 bar Simulationen.....	48
4.3.3 Der Vergleich zwischen den 30 bar und 60 bar Simulationen.....	51
4.4 Der Vergleich zwischen experimentellen Ergebnissen und numerischer Simulation..	53
4.4.1 Der Vergleich bei 30 bar.....	54
4.4.2 Der Vergleich bei 60 bar.....	56
5. Untersuchung der relevanten Zeit- und Längenskalen.....	59
5.1 Die Rolle der Zeit- und Längenskalen in der Modellierung der turbulenten Verbrennung.....	59
5.2 Übersicht der wesentlichen Modelle zur Berechnung turbulenter Verbrennungsvorgänge in reagierenden Scherschichten.....	70
5.3 Die chemischen Zeitskalen der H <sub>2</sub> /O <sub>2</sub> -Verbrennung.....	76
5.4 Die turbulenten Skalen.....	81
5.4.1 Die numerisch simulierten Zeitskalen.....	82
5.4.2 Die experimentell ermittelten Längenskalen.....	84
5.4.2.1 Untersuchung von Längenskalen innerhalb der reagierenden Scherschicht.....	85
5.4.2.2 Untersuchung der Scherschichtverbreiterung.....	93

5.4.3	Der Vergleich der experimentellen mit den numerischen Skalen .....	96
5.4.3.1	Der Vergleich der Längenskalen.....	97
5.4.3.2	Die Umrechnung der experimentellen Längenskalen in Zeitskalen...	99
5.5	Berechnung der lokalen Damköhler- und Karlovitzzahlen .....	100
5.6	Die Einteilung der Zustände im Borghi-Diagramm .....	102
6.	Diskussion der Ergebnisse .....	105
6.1	Beurteilung der Auswerteprozedur und Aussagekraft der gewonnenen Daten .....	105
6.2	Die Auswirkungen auf die Vorstellung der Prozesse in Raketenbrennkammern .....	107
7.	Zusammenfassung und Ausblick .....	112
8.	Literaturverzeichnis.....	114
9.	Anhang.....	122
9.1	Physikalische Prozesse beim Mischen von Fluiden .....	122
9.1.1	Makroskopische Mischvorgänge .....	122
9.1.2	Mikroskopische Mischvorgänge.....	124
9.2	Das CFD-Programm Aeroshape 3D (AS3D).....	125
9.2.1	Die Erhaltungsgleichungen.....	126
9.2.2	Die physikalischen Modelle.....	128
9.3	Der Prüfstand P8 .....	131
9.4	Der Prüfstand M3 .....	133
9.5	Ergänzende Bild- und Diagrammsammlung.....	134

## Bezeichnungen

### Lateinische Symbole

A	Fläche	$m^2$
c	Spezifische Wärmekapazität	$J/kg\ K$
D, d	Durchmesser	m
E	Energie	J
f	Brennweite	m
h	Spezifische Enthalpie	$J/kg$
h	Plank'sches Wirkungsquantum	$Nm^2$
I	Impulsstromverhältnis	-
I	Intensität	-
K	Korrelationsfaktor	-
k	Turbulente Energie	$m^2/s^2$
L	Länge, Relaxationslänge	m
$l_{rec}$	Recesslänge	m
M	Massenstromverhältnis	-
m	Masse	kg
P	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion	-
[P]	Parachor	$(N/m)^{1/4}/(mol/m^3)$
p	Druck	Pa
Q	Wärme	J
R, r	Radius	m
T	Temperatur	K
t	Zeit	s
$t_{mat}$	Injektorwandstärke	m
u, v, w	Geschwindigkeit	m/s
V	Volumen	$m^3$
v	Molares Volumen	$m^3/mol$
$\dot{w}$	Chemische Umsatzrate	kg/s
x	Axiale Position	m
X	Molenbruch	-
Y	Massenbruch	-
y	Ringspaltbreite	m
Z	Mischungsbruch	-

### Griechische Symbole

$\alpha$	Volumenanteil der Flüssigkeit	-
$\beta$	Konstante im Arrheniusgesetz	-
$\varepsilon$	Dissipationsrate	$m^2/s^3$
$\mu$	Dynamische Viskosität	$Ns/m^2$
$\eta$	Kolmogorov-Längenmaß	m
$\Lambda$	Taylor'sches Längenmaß	m
$\nu$	Kinematische Viskosität	$m^2/s$
$\rho$	Dichte	$kg/m^3$
$\chi$	Skalare Dissipation	1/s

$\kappa$	Isentropenkoeffizient	-
$\Gamma$	Gammafunktion	-
$\Sigma$	Oberflächenelement im Kontrollvolumen	1/m
$\lambda$	Wellenlänge	m
$\epsilon_{6-12}$	Parameter des Lennard-Jones (6-12) Potentials	Nm
$\sigma$	Grenzflächenspannung	N/m
$\sigma_{6-12}$	Parameter des Lennard-Jones (6-12) Potentials	m

## Indizes

a	Aussen
ae	Aerodynamisch
c	Kritisch, chemisch
ch	Brennkammer
g	Gas
ges	Gesamt
F	Flamme
f	Flüssigkeit
i,j	Stoffkomponenten
i	Innen
init	Initial
inj	Injektor
int	Integral
k, kol	Kolmogorov
krit	Kritisch
lam	Laminar
m	Macleod-Sudgen Korrelation
min	Minimal
P1, P2	Meßort 1, Meßort 2
p	Konstanter Druck
r	Reduzierte Größe
s	Staupunkt
st	Stöchiometrisch
t	Turbulent
throat	Düsenhals
$\sigma$	Strahloberfläche
tr	Tropfen
v	Konstantes Volumen
win	Fensterkühlung

## Dimensionlose Kennzahlen

Da	Damköhlerzahl
Ka	Karlovitzzahl
Le	Lewiszahl
Re	Reynoldszahl
Sc	Schmidtzahl



We	Weberzahl
Ma	Machzahl
Tu	Turbulenzgrad

### **Abkürzungen**

LOX	Liquid Oxygen, Flüssigsauerstoff
GH <sub>2</sub>	Gasförmiger Wasserstoff
LN <sub>2</sub>	Flüssigstickstoff
SSME	Space-Shuttle Haupttriebwerk
CARS	Coherent Anti-Stokes Raman Spectroscopy
AS3D	Aeroshape 3D, Simulationsprogramm
CFD	Computational Fluid Dynamics
LES	Large Eddy Simulation, Grob Struktur Simulation
DNS	Direkte Numerische Simulation
PDF	Probability Density Function, Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion
EBU	Eddy-Breakup Modell
EDC	Eddy-Dissipation Concept
HM60	Ariane 5 Haupttriebwerk
HM7	Ariane 4 Oberstufentriebwerk
RMS	Root Mean Square, Mittelwert
ROF	Massenverhältnis: Oxydator - Kraftstoff



# 1 Einleitung

## 1.1 Einführung und Zielsetzung

In modernen Raketentriebwerken spielen die Einspritzung und die Aufbereitung der Treibstoffe eine grundlegende Rolle. Sie beeinflussen maßgebend die nachgeschalteten Prozesse in der Brennkammer und in der Düse [1]. Die Treibstoffkombination  $H_2/O_2$  wird bei Hauptstufentriebwerken, wie z.B. beim Space Shuttle Main Engine (SSME) oder dem Vulcain, am häufigsten benutzt. Hierbei wird das Prinzip der Koaxialinjektion angewandt, bei dem in einem Innenröhrchen der Oxidator ( $O_2$ ) mit einer Geschwindigkeit von ca. 20 m/sec und in einem koaxialen Außenröhrchen der Brennstoff ( $H_2$ ) mit ca. 10-facher Geschwindigkeit in die Brennkammer einströmen. Begründet durch die Volumkapazität der Tanks werden die Treibstoffe in flüssiger Form mitgeführt. Das hat zur Folge, daß die kryogenen Treibstoffe, je nach Triebwerkszyklus, eine Einspritztemperatur von unter 100 K erreichen können. Infolge der Komplexität der Vorgänge im Einspritzgebiet und im besonderen in der reagierenden Scherschicht, werden Injektionselemente vornehmlich durch Versuch ausgelegt [2]. Ziel dieser Arbeit ist es, die Vorgänge beim Einspritzen, Vermischen und Verbrennen der Treibstoffe zu untersuchen, Abhängigkeiten aufzudecken und die Zeit- und Längenskalen der relevanten Prozesse zu quantifizieren, und zwar im Hinblick auf eine detaillierte Beschreibung der dominierenden turbulenten Verbrennungsmechanismen.

Motivation für die angestrebten Untersuchungen ist die Optimierung der bisherigen Auslegungsphilosophie, die bis heute auf der Grundlage von Versuchen basiert (`trial and error`), und bei der man sich auf die Erfüllung integraler Leistungsdaten beschränkt. Es soll ein besseres Verständnis der physikalischen Zusammenhänge geschaffen werden, wodurch die Entwicklung neuer Modellansätze realisierbar wird. Mit Hilfe verbesserter numerischer Simulationsprogramme werden die Anzahl der Versuche und damit auch die Entwicklungskosten drastisch reduziert.

Einen Schwerpunkt dieser Arbeit stellt das Problem der Interaktion zwischen der turbulenten Strömung und der Verbrennung dar [3]. Die Komplexität und die Abhängigkeiten der dominierenden Einzelprozesse beim Einspritzen, beim turbulenten Vermischen und beim Verbrennen sind gekennzeichnet durch eine starke Kopplung der verschiedenen physikalischen Größen. Hierbei muß man die extremen Randbedingungen (Hochdruck, kryogene Treibstoffe, hohe Dichtegradienten, etc.), unter welchen die Einspritzung und die Treibstoffaufbereitungsprozesse ablaufen, berücksichtigen. Bei der Treibstoffkombination von  $H_2/O_2$  befindet man sich bei einem Brennkammerdruck von 100 bar, der in etwa dem nominellen Brennkammerdruck vom Vulcain-Triebwerk entspricht, im thermodynamisch überkritischen Zustand. Das heißt, daß oberhalb der kritischen Mischungstemperatur die Bildung einer Phasengrenze nicht mehr möglich ist. Der Übergang vom unter- zum überkritischen Zustand bringt eine drastische Änderung der Phänomenologie des Aufbereitungsprozesses mit sich. Im unterkritischen Zustand bildet sich eine diskrete Phasengrenze aus und Oberflächenspannungseffekte spielen eine große Rolle. Nähert man sich dem kritischen Punkt, nimmt die Oberflächenspannung bis auf null ab. Diesen Zustand nennt man transkritisch, und die Phänomenologie der Aufbereitungsprozesse ähnelt der Mischung eines dichten Gases mit einem ummantelndem dünnerem Gas [4].

Im Rahmen dieser Arbeit werden schwerpunktmäßig die Vorgänge in der reagierenden Scherschicht untersucht. Dabei werden experimentelle Ergebnisse mit numerischen Simulationen verglichen, Diskrepanzen aufgezeigt und deren Ursachen herausgearbeitet. Die Strömungsmechanik und die chemische Verbrennung werden separat untersucht, und deren verschiedene Interaktionsmöglichkeiten detailliert analysiert. Aus diesen Analysen lassen sich konkrete Schwachpunkte der vorhandenen Modelle ausarbeiten, die die Anwendbarkeit nur auf bestimmte Betriebsbedingungen einschränken. Ein zukünftiges Ziel ist es somit, die Modelle dahingehend zu verallgemeinern, daß sie für die gesamte Brennkammer angewandt werden können, d.h. daß die unterschiedlichen Verbrennungsregimes, die an verschiedenen Orten in der Brennkammer dominierend auftreten, durch das Modell beschrieben werden.

## 1.2 Stand der Forschung

Die Simulation von Mehrphasenverbrennungsvorgängen unter hohen Drücken, die in modernen Raketenantriebssystemen beobachtet werden können, stellt eine große Herausforderung auf mehreren Fachgebieten dar. Zusätzlich zu den klassischen Problemen einer inkompressiblen turbulenten Strömung kommen bei reagierenden Mehrphasenströmungen noch die erschwerenden Faktoren der chemischen Kinetik, der stark nicht-linearen Quellterme und eine Vielzahl von Wechselwirkungen zwischen verschiedenen Spezies und Phasen hinzu. Die Situation wird noch weiter erschwert, indem bei steigenden Drücken thermodynamische Nicht-Idealitäten und Transportanomalien, die beim Erreichen oder Überschreiten des thermodynamisch kritischen Punktes auftreten, berücksichtigt werden müssen [16].

Die Entstehung von "Sprays", ihre Verdampfung und anschließende Verbrennung unter relevanten Brennkammerbedingungen ist ein noch nicht vollständig verstandenes Problem. Dies gilt insbesondere für den Fall von Hochdruck- bzw. überkritischen Verbrennungsvorgängen. Sehr wichtige Erkenntnisse auf diesen Gebieten wurden in den letzten Jahren an der Pennsylvania State University gewonnen. Oefelein und Yang [7, 8] geben an, daß abhängig von der Hardwarekonfiguration, den Fluideigenschaften und der Strömungscharakteristik zwei mögliche Szenarien für den Einspritz- bzw. Treibstoffaufbereitungsprozess existieren. Sind die Erwärmungs- bzw. Wärmestromraten niedrig, bestimmen Trägheitskräfte und Oberflächenspannungseffekte eine Reihe von Zerstäubungs- und Sekundärzerfallsmechanismen. In diesem Fall entsteht in der reagierenden Scherschicht ein heterogenes Sprayfeld, das als Folge einer Kaskade von Verdampfungs-, Mischungs-, Verbrennungs- und Expansionsprozessen einen weiten Bereich von turbulenten Verbrennungsregimes durchläuft. Oefelein stellt fest, daß solche Sprayflammen den Sauerstoffstrahl umgeben, aber nicht direkt am Injektor anliegen, sondern etwas abgehoben sind.

Wenn die Erwärmungs- bzw. Wärmestromraten dagegen hoch sind, dominieren die Diffusions- bzw. die Verdampfungsprozesse im Gegensatz zu den Zerstäubungsprozessen. Bei diesen Bedingungen spielen sowohl molekulare als auch groß- und kleinskalige turbulente Mischungsprozesse eine wesentliche Rolle. Der flüssige Kernstrahl verdampft direkt an seiner Oberfläche und bildet ein kontinuierliches Fluid innerhalb der reagierenden Scherschicht mit extrem großen Dichtegradienten an den Grenzflächen. Es entsteht eine Diffusionsflamme, die direkt an der Injektorkante (LOX-post) verankert ist. Der Flammhaltemechanismus funktioniert aufgrund der kleinen, aber intensiven Rezirkulationszone am Injektorausstritt [76].

Wichtige Beiträge zur Erforschung eines Sprayfeldes leistete Faeth [9]. Er untersuchte mehrere Modellierungsmethoden. Die LHF-Methode (locally homogeneous flow) ist dabei die einfachste Behandlungsmethodik. Sie setzt voraus, daß die disperse Phase in lokalem dynamischem und thermodynamischem Gleichgewicht mit der Gasphase steht. Dies hat zur Folge, daß die Relativgeschwindigkeit zwischen Gas und Tropfen zu Null wird, und somit weder Impuls- noch Energieaustausch stattfinden. Für die Berechnung von Sprayverbrennungsvorgängen ist allerdings die Separated Flow Methode zu empfehlen. Sie berücksichtigt den Transport von Masse, Impuls und Energie zwischen den Phasen. Der Transport muß für praktische Anwendungen modelliert werden [11], da die Berechnung der relevanten kleinskaligen Strömungsdetails in und um einzelne Tropfen zu zeitaufwendig ist. Die Kopplung der Erhaltungsgleichungen der beiden Phasen wird anhand von empirischen Gleichungen modelliert. Dabei gibt es drei Verfahren, die sich in der Behandlung der dispersen Phase unterscheiden. Beim Discret Droplet Model (DDM) wird das Spray durch eine endliche Anzahl von diskreten Teilchen dargestellt, deren Trajektorien aus der Lösung der Bewegungsgleichungen in Lagrange-Darstellung erhalten werden. Die Interaktion zwischen Tropfen und Gasströmung ist durch Quellterme in den Erhaltungsgleichungen berücksichtigt [52]. Beim Continuous Droplet Model (CDM) werden die Tropfeneigenschaften durch eine mehrdimensionale Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung (pdf) kontinuierlich beschrieben. Allgemein ist dies eine Funktion der Zeit, des Ortes, der Geschwindigkeit, des Durchmessers und der Temperatur ( $pdf = f\{t, x_{tr}, u_{tr}, d_{tr}, T_{tr}\}$ ). Die Berechnung dieser Verteilungsfunktion wird durch die sog. Spraygleichung beschrieben (Williams [100]). Die Kopplung mit dem Gasfeld erfolgt durch entsprechende Quellterme. Bei diesen Modellen ergeben sich allerdings Probleme einerseits aufgrund der hohen Dimensionalität der pdf und andererseits durch die starken örtlichen Gradienten, welche zur Reduktion der numerischen Diffusion ein sehr feines Gitter erfordern. Diese Nachteile weist das dritte Verfahren nicht auf. Beim Continuum Formulation Model (CFM) wird die disperse Phase in Analogie zum Gas als Kontinuum in der Euler-Formulierung behandelt. Die Lösung der Tropfen-Gleichung wird somit zu einem Randwertproblem und muß im gesamten Strömungsfeld erfolgen. Nachteil bei dieser Methode ist, daß der Durchmesser für jeden Tropfen berechnet werden muß und somit viel Speicherplatz benötigt wird. Experimente von Mayer [42] zeigen allerdings, daß die Tropfendurchmesser im gesamten Sprayfeld eine breite Verteilung aufweisen. Eine Eulerbeschreibung der dispersen Phase ist deshalb hierfür nicht zu empfehlen.

In Raketenbrennkammern ist die Problematik der Beschreibung von Sprays überlagert mit der Modellierung der turbulenten Verbrennung zwischen den verdampften Tropfenteilchen und den umgebenden Gasmolekülen [10]. Zur Berechnung der turbulenten Verbrennungsvorgänge innerhalb der reagierenden Scherschicht gibt Veynante et al. [19] in seinen Arbeiten neue Modellansätze an, deren Gültigkeit sich über weite Bereiche von unterschiedlichen Verbrennungsregimes erstreckt. Er verwendet hierbei eine Transportfunktion der Flammendichte (flame surface density function). Sie beschreibt eine Fläche (Flammenfläche) pro Volumenelement. Anhand dieser Funktion lassen sich in allgemeiner Form Reaktionsraten ableiten. Der Vorteil bei der Beschreibung von Verbrennungsprozessen mittels einer Transportfunktion der Flammendichte im Gegensatz zu den von Peters [83, 84] entwickelten Flamelet-Modellen oder den Eddy-Break-Up (EBU) Modellen [94] ist eine bessere Anwendbarkeit bei verschiedenen Verbrennungsregimes. Bei den Eddy-Break-Up Modellen wird die Reaktionsrate durch einen halb-empirischen Ansatz berechnet. Danach kontrolliert die Geschwindigkeit der turbulenten Dissipation die Reaktionsrate [12]. Dieses Modell ist begrenzt auf den Fall der schnellen Chemie. Beim Flamelet-Modell geht man von der Annahme dünner Reaktionszonen nahe der stöchiometrischen Mischung aus. Dies führt zu lokal 1-dimensionalen Flammenstrukturen. Borghi hat in seinen Arbeiten [20, 21, 22] verschiedene Flammenstrukturen bzw.

Verbrennungsregimes in Abhängigkeit von den lokalen Zeit- und Längenskalen und von den lokalen Turbulenzgrößen in einem Diagramm klassifiziert. Das Borghi-Diagramm wird auch in dieser Arbeit zur Einteilung der Flammenstrukturen genutzt.

Nicht nur Tropfenverteilungen wie weiter oben beschrieben, sondern auch die Turbulenz und turbulente Mischungs- und Verbrennungsvorgänge lassen sich mit Hilfe von Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen beschreiben. Zur Berechnung der Turbulenz in reagierenden Scherschichten zählen die pdf-Modelle sogar als eine der aussichtsreichsten Modellansätze für die Zukunft. Aus der Literatur [23, 24] ist bekannt, daß die Turbulenz in der reagierenden Scherschicht im allgemeinen nicht isotrop ist und somit das standardmäßige  $k$ - $\epsilon$ -Modell von Launder und Spalding [25] hierbei oftmals ungenaue Lösungen liefern kann. Außerdem verhält sich das  $k$ - $\epsilon$ -Modell sehr problematisch wenn große Dichteunterschiede bzw. steile Dichtegradienten auftreten. Die pdf's berechnen die Turbulenz über einen statistischen Ansatz, wobei man die Form der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen, z.B. durch Gauß- oder  $\beta$ -Funktionen, vorgeben kann (presumed-pdf) [26]. Girimaji [18] berechnet die reagierende Scherschicht mit Hilfe detaillierter Verbrennungsmodelle aufbauend auf den 'multiple scalar mixing'-Methoden. Diese Methode basiert auf Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen aller relevanten Spezies. Anhand dieser joint-pdf lassen sich die turbulenten Mittelwerte der Konzentration und somit die turbulente Vermischung sehr genau berechnen. Neben der Möglichkeit die pdf zu berechnen, indem die qualitative Form vorgegeben wird, kann auch zur Bestimmung der pdf die Berechnung von Transportgleichungen benutzt werden [27].

Es wurde dargestellt, daß die dominierenden Prozesse bei der Treibstoffaufbereitung in reagierenden Scherschichten bestimmt sind durch gekoppelte, stark nicht-lineare, turbulente und chemische Gas-Gas- und Gas-Flüssigkeitswechselwirkungen. Die heutzutage vorhandenen Theorien und Modelle sind leider noch nicht ausreichend, um diese extrem komplizierten Vorgänge exakt und schnell zu lösen. Ein zentrales Problem hierbei ist, daß sich die Interaktionsmechanismen auf Längen- und Zeitskalen abspielen, die mit den modernsten Computern immer noch nicht numerisch auflösbar sind. Folglich muß sich die theoretische Beschreibung solcher Systeme an den numerisch auflösbaren Skalen orientieren. Die Einflüsse der nicht auflösbaren Prozesse müssen modelliert werden, indem man validierte analytische oder empirische Techniken anwendet. Dieses als Grob-Struktur-Simulation (Large-Eddy-Simulation, LES) bezeichnete Verfahren [13, 14] tritt in letzter Zeit, bedingt durch die immer leistungsfähigeren Computer, mehr in den Vordergrund.

Neben der theoretischen und numerischen Beschreibung von reagierenden Scherschichten muß auch deren experimentelle Untersuchung weiter verfolgt werden. Es ist kein Fortschritt im Hinblick auf die Entwicklung verbesserter Modelle oder numerischer Verfahren möglich ohne experimentelles Datenmaterial. Experimentelle Untersuchungen der reagierenden Scherschicht mit kryogener LOX/GH<sub>2</sub> Koaxialinjektion bei trans- und überkritischen Bedingungen werden, außer bei dem DLR in Lampoldshausen, auch von Pal, Foust und Santoro [28, 29, 30] an der Pennsylvania State University durchgeführt. Sie haben u.a. das Tropfenspektrum zwischen brennenden und nicht-brennenden Sprays bei 30 bar Kammerdruck untersucht und dabei festgestellt, daß die mittlere Tropfengröße im Heißfall aufgrund der schnelleren Verdampfung der kleinen Tropfen größer ist als der mittlere Tropfendurchmesser bei der kalten Strömung. Tamura et al. [31] untersucht am Kakuda Research Center (NAL) ebenfalls kryogene Injektionsprozesse in Hochdruckraketenbrennkammern. Der Schwerpunkt seiner Arbeit liegt auf dem Einfluß einer aufgeprägten Drallströmung auf die eingespritzten Treibstoffe. Auf dem Gebiet der Hochdruckraketenantriebe arbeitet das DLR sehr eng mit der französischen Partnerorganisation ONERA zusammen. Am Mascotte Prüfstand in Palaiseau (Frankreich) führt Vingert et al. [32, 33] Versuche zur Spraycharakterisierung und zum Sprayver-

halten unter Verbrennungsbedingungen durch. Die bisher durchgeführten Versuche sind allerdings auf den unterkritischen Bereich beschränkt. Die Schwerpunkte lagen auf den Untersuchungen der Zerstäubungsprozesse speziell im injektornahen Gebiet. Dabei wurden neben Hochgeschwindigkeitsaufnahmetechniken zur Visualisierung des Sprühfeldes auch LDV Techniken (Laser Doppler Velocimetry) eingesetzt. Wesentliches Ziel hierbei war die Bestimmung von lokalen Weber-Zahlen.

### 1.3 Gliederung der Arbeit

Im nachfolgenden Kapitel 2 werden die Grundlagen, die zum Verständnis dieser Arbeit nötig sind erläutert. Es wird die Phänomenologie der koaxialen Zerstäubung erklärt, die als ein Spezialfall des Mischvorgangs von Fluiden betrachtet werden kann. Da in  $H_2/O_2$ -Raketenbrennkammern transkritische Bedingungen eine besondere Rolle spielen, wird auf die Problematik beim thermodynamisch kritischen Übergang eingegangen. Anschließend werden die physikalischen Prozesse beim Mischen von Fluiden dargestellt. Obwohl sich der spätere Teil der Arbeit schwerpunktmäßig auf überkritische Betriebspunkte bezieht, wo keine Phasengrenzen auftreten und die Mischung eines einheitlichen Kontinuums betrachtet wird, wird hier, um die Problematik beim Treibstoffaufbereitungsprozess in Raketenbrennkammern allgemein darzustellen, die Mischungsphänomenologie bei auftretenden Phasengrenzflächen erläutert. Es werden brennkammerrelevante Bedingungen bei unterkritischem Druck betrachtet. Mischvorgänge unter Berücksichtigung einer Phasengrenze sind ein Spezialfall allgemeiner Mischvorgänge, die sich in makroskopische und mikroskopische Mischvorgänge einteilen lassen. Diese sehr allgemeine Betrachtung wird im Anhang (Kapitel 9.1) erläutert. Da es in der Literatur oft Unstimmigkeiten in der eindeutigen Beschreibung von Einspritzzuständen und deren relevante Kenngrößen gibt [5, 6], wurde dieser Thematik ein gesondertes Unterkapitel gewidmet, das den Abschluß des Grundlagenabschnitts bildet.

In Kapitel 3 werden die experimentellen Ergebnisse dargestellt. Es werden die versuchstechnischen Einrichtungen und Diagnostikmethoden, die zur Durchführung der experimentellen Untersuchungen der reagierenden Scherschicht verwendet wurden, beschrieben. Die experimentelle Arbeit wurde in drei größere Versuchskampagnen unterteilt. Es wurden Zünduntersuchungen durchgeführt, bei denen mittels Hochgeschwindigkeitsaufnahmen die transienten Vorgänge während der Zündprozesse aufgenommen wurden. Außerdem wurden Untersuchungen bei stationären Brennkammerdrücken von 30 und 60 bar durchgeführt. Die eingesetzten Diagnostikmethoden waren hauptsächlich die Schattenphotographie, sowie OH- und  $H_2O$ -Emissionsaufnahmetechniken.

Kapitel 4 beschreibt die numerischen Simulationen der durchgeführten Experimente. Hierbei liegt der Schwerpunkt bei den 30 bar (unterkritischen) und 60 bar (überkritischen) Versuchen. Es werden die Ergebnisse der numerischen Simulationen mit den experimentellen Ergebnissen verglichen, Unterschiede herausgearbeitet und die Ursachen für die Diskrepanzen geklärt. Das eingesetzte Rechenverfahren wird zusammen mit den implementierten Modellen im Anhang (Kapitel 9.2) vorgestellt.

In Kapitel 5 wird zunächst die Rolle der relevanten strömungsmechanischen und chemischen Längen- und Zeitskalen diskutiert, um anschließend einen Überblick über die wichtigsten turbulenten Verbrennungsmodelle darzustellen. Im nächsten Unterkapitel wird die numerische Berechnung der chemischen Zeitskalen erläutert. Danach werden die turbulenten Län-

gen- und Zeitskalen untersucht, zunächst mittels numerischer Simulation und anschließend durch die experimentellen Messungen. Die Ergebnisse aus den Untersuchungen der Längen- und Zeit-skalen werden analysiert und miteinander verglichen. Ziel hierbei ist es, deren Auswirkungen auf die turbulenten Verbrennungsmechanismen bzw. Flammenstrukturen und auf die Modellierung dieser Prozesse zu ermitteln. In den darauf folgenden Abschnitten werden die lokalen Damköhler- und Karlovitzzahlen berechnet, die es ermöglichen, die lokalen Verbrennungsvorgänge, die beim Koaxialinjektor auftreten, anhand des Borghi-Diagramms zu spezifizieren.

In Kapitel 6 folgt die Beschreibung der Auswerteprozeduren und deren Ergebnisse werden, besonders im Hinblick auf die Berechnung der relevanten Längen- und Zeitskalen, beurteilt. Anschließend wird der Einfluß, der im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Ergebnisse auf die globale Vorstellung der Prozesse in Raketebrennkammern diskutiert.

Schließlich wird in Kapitel 7 ein Überblick über die durchgeführten Arbeiten gegeben und die wesentlichen Ergebnisse werden zusammengefaßt.



## 2 Grundlagen

Im ersten Teil dieses Kapitels wird zunächst auf die besonderen Phänomene beim Auftreten von Phasengrenzflächen bzw. Oberflächenspannungseffekten eingegangen. Es werden detailliert die thermodynamischen Vorgänge beim Übergang vom unter- in den überkritischen Zustand beschrieben mit deren Auswirkungen auf wichtige Phänomene des Mischvorgangs. Dieses Kapitel endet mit einer Beschreibung des Einspritz- und Treibstoffaufbereitungsprozesses für die hier behandelte Problemstellung der Koaxialinjektion im Sinne einer ingenurmäßigen Charakterisierung mittels Kennzahlen. Im Anhang (Kapitel 9.1) werden die grundlegenden Mechanismen beim Vermischen von Fluiden erläutert. Es werden die relevanten Prozesse beschrieben, die bei den makroskopischen und bei den mikroskopischen Mischvorgängen eine wesentliche Rolle spielen. Während die makroskopische Vermischung hauptsächlich durch Konvektion und Turbulenz beeinflusst wird, sind die mikroskopischen Mischvorgänge durch die molekulare Diffusion bestimmt.

### 2.1 Thermodynamische Zustandsänderungen im transkritischen Bereich

Erläutert werden die thermodynamischen Prozesse bei der Verdampfung einer Flüssigkeit in der Nähe des kritischen Punktes der Flüssigkeit bzw. die molekularphysikalischen Vorgänge an der Phasengrenzfläche. Die Moleküle innerhalb der Flüssigkeit befinden sich im Kräftegleichgewicht, da sich die allseitigen Anziehungskräfte der benachbarten Moleküle gegenseitig aufheben. Nähert man sich der Oberfläche, so daß der Abstand zur Oberfläche kleiner als der Wirkungssphärenradius der Molekülkräfte wird, folgt eine von null abweichende resultierende Kraft. Die hieraus entstehende Oberflächenspannung ist abhängig von der Temperatur und von den Mischungsanteilen in der Flüssigkeit und der Umgebung. Die in Flüssigkeiten und Gasen gleichermaßen geltende Molekülbeweglichkeit infolge thermischer Energie ist jedoch aufgrund der Anziehungskräfte in der Flüssigkeit sehr eingeschränkt. Diese Anziehungskräfte (Kohäsionskräfte) erschweren den Übergang der Moleküle aus der flüssigen Phase in die Gasphase. Moleküle in der Phasengrenzschicht, deren kinetische Energie ausreicht, um die Kohäsionskräfte benachbarter Moleküle zu überwinden, treten aus der Flüssig- in die Gasphase über (Verdampfung). Der reziproke Prozeß, das Einfangen von Molekülen aus der Gasphase beim Auftreffen auf die Flüssigkeitsoberfläche, tritt ebenfalls auf (Kondensation). Dynamisches Gleichgewicht herrscht, wenn genauso viele Moleküle das Flüssigkeitskollektiv verlassen wie eingefangen werden. Der Verdampfungsvorgang ist im unterkritischen Druckbereich durch einen starken Dichtegradienten zwischen flüssiger und gasförmiger Phase gekennzeichnet. Mit steigendem Druck ändert sich allerdings die Phänomenologie. Wird der kritische Druck erreicht, unterscheidet sich das spezifische Volumen der Gasphase nicht mehr von dem der flüssigen Phase. Bei einem Einstoffsystem führt dies zum Auflösen der Phasengrenze. Damit existiert im kritischen und überkritischen Zustand kein Unterschied zwischen der „gasförmigen“ und der „flüssigen“ Phase. In diesem Fall wird das Medium als Fluid bezeichnet.

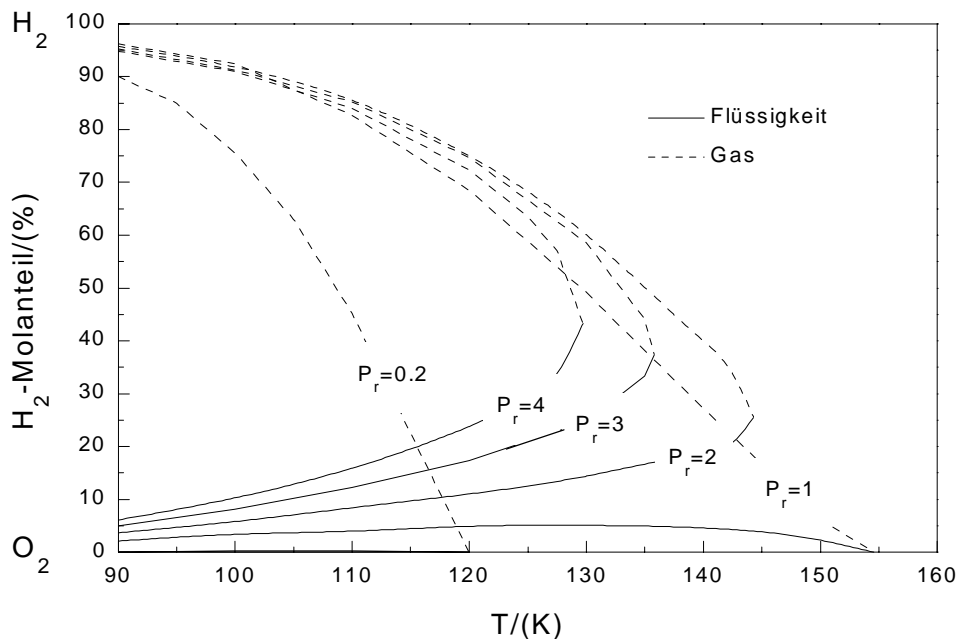
Befindet sich die Flüssigkeit in einer Fremdgasatmosphäre, kann sich im überkritischen Druckbereich noch eine Phasengrenzfläche ausbilden, solange nicht die kritische Mischungs-

temperatur erreicht wird. Diese physikalischen Zusammenhänge werden in den folgenden Abschnitten erläutert.

### 2.1.1 Gleichgewichtsbedingungen zwischen Flüssig- und Gasphase einer $H_2/O_2$ -Mischung

Im einfachsten Fall, einem Einstoffsystem, ist ein Gleichgewicht zwischen der flüssigen und der gasförmigen Phase gegeben, wenn der Systemdruck dem Dampfdruck und die Temperatur der dazu passenden Siedetemperatur des Mediums entspricht. Die Abhängigkeit zwischen Dampfdruck und Siedetemperatur wird durch die Dampfdruckkurve beschrieben. Bei steigender Siedetemperatur steigt auch der entsprechende Dampfdruck und damit die Dichte der Gasphase. Wie bereits oben erwähnt, ist der kritische Druck dadurch definiert, daß in diesem Punkt die Dichte der Gasphase gleich der Dichte der Flüssigkeit wird, und somit kein Unterschied mehr zwischen den beiden Phasen existiert. Folglich ist oberhalb des kritischen Drucks kein Phasengleichgewicht mehr möglich, man befindet sich im sogenannten überkritischen Bereich. Allerdings kann für ein Mehrstoffsystem, auch bei Drücken oberhalb der kritischen Drücke der Einzelkomponenten, ein Gleichgewicht zwischen Flüssig- und Gasphase existieren. Dies soll im Weiteren näher untersucht werden.

Die experimentelle Bestimmung des Phasengleichgewichts einer  $H_2/O_2$ -Mischung im relevanten Bereich (Hochdruck) ist aufgrund der Reaktionsfreudigkeit dieses Gemisches problematisch. Deshalb ist man oftmals auf Berechnungsmodelle für Realgase angewiesen (z.B. Redlich-Kwong) [34, 35, 36]. Bild 2.1 zeigt die berechneten Molanteile im Gleichgewichtszustand für ein  $H_2/O_2$ -Zweistoffsystem [37]:

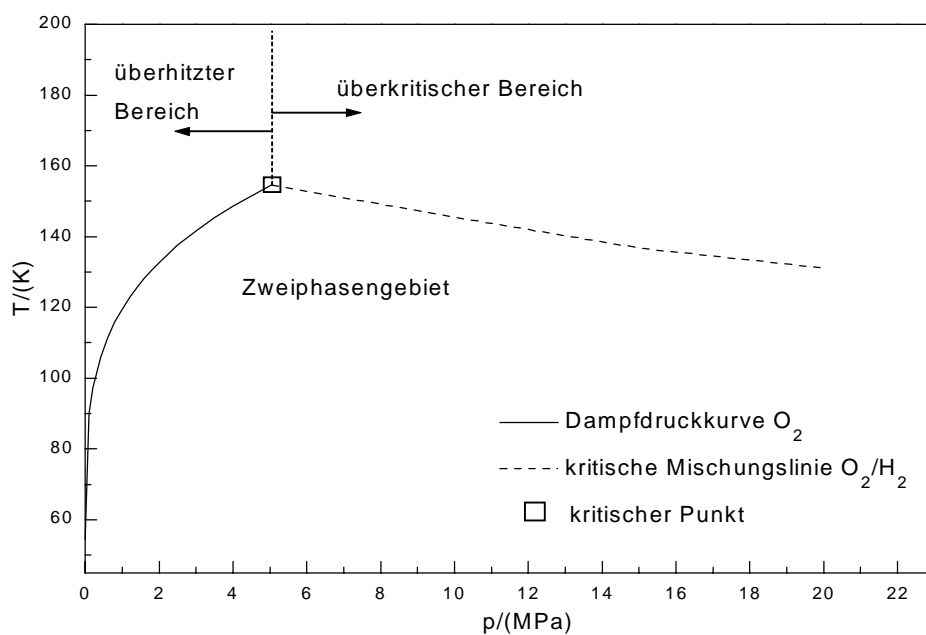


**Bild 2.1: Gerechnetes Phasengleichgewicht zwischen  $O_2$  und  $H_2$**

Der reduzierte Druck  $p_r$  ist folgendermaßen definiert:

$$p_r = p / p_{c,O_2} \quad (2.1)$$

$p_{c,O_2}$  ist der kritische Druck für  $O_2$  und besitzt einen Wert von 50,4 bar. Für die verschiedenen reduzierten Drücke sind hier die Grenzen des Zweiphasengebietes dargestellt. Man kann für die jeweiligen Drücke und Temperaturen des Systems die Molanteile in der flüssigen und in der gasförmigen Phase ablesen. Für zunehmende Drücke im unterkritischen Bereich steigt die Siedetemperatur bis zum kritischen Punkt (s. Dampfdruckkurve, Bild 2.2). Im überkritischen Fall nimmt dagegen die kritische Mischungstemperatur bei steigendem Systemdruck ab. Verbindet man die kritischen Punkte für verschiedene Drücke miteinander, erhält man im unterkritischen Bereich die Dampfdruckkurve und im überkritischen Bereich die kritische Mischungslinie. Beide Kurven sind im folgenden Bild dargestellt.



**Bild 2.2: Dampfdruckkurve und kritische Mischungslinie**

Für die kryogene Treibstoffaufbereitung in  $H_2/O_2$ -Raketentriebwerken spielen diese Vorgänge eine wichtige Rolle, da sie das Mischungsverhalten maßgeblich beeinflussen. Vor allem die detaillierten thermodynamischen Prozesse an der Phasengrenze (z. B. Effekte der Oberflächenspannung) zwischen  $O_2$  und  $H_2$  beeinflussen die Mischungsphänomenologie. Aus diesem Grunde wird im folgenden Abschnitt näher auf diese Problematiken an der Phasengrenze eingegangen.

### 2.1.2 Phänomene an der Phasengrenze

Die Oberflächenspannung entsteht aufgrund von Kohäsionskräften zwischen benachbarten Molekülen. Während im Innern einer Phase die Moleküle allseitigen Anziehungskräften unterworfen sind, und somit sich ein Kräftegleichgewicht ausbildet, ändert sich dies bei der Annäherung an die Phasengrenze. Wird der Abstand zur Phasengrenze kleiner als die Wirkungssphäre der Molekularkräfte, stellt sich eine resultierende Kraft ein, die um so größer

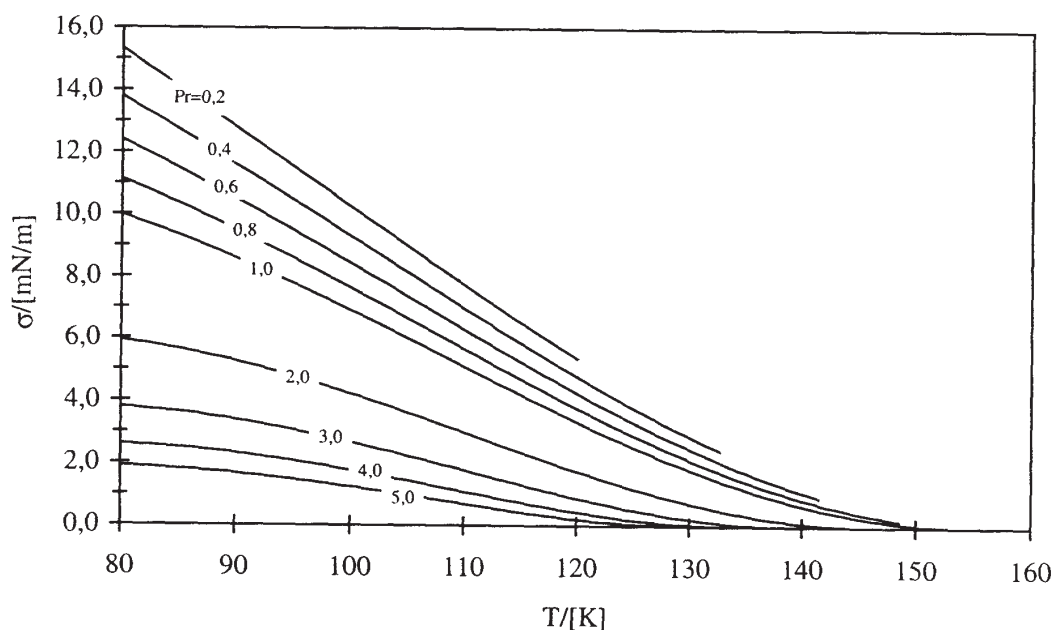
wird, je näher sich das Molekül an der Phasengrenze befindet. Da bei steigendem Systemdruck und konstanter Temperatur die Dichte der Gasphase zunimmt, nehmen dementsprechend die resultierende Molekularkraft und somit die Oberflächenspannung ab. Beim kritischen Druck erreicht die Dichte der Gasphase den gleichen Wert wie die der flüssigen Phase, und die resultierende Molekularkraft bzw. die Oberflächenspannung verschwindet. Durch Annäherung an den kritischen Punkt erfährt die Phasengrenze, die im weit unterkritischen Bereich als eine Diskontinuität betrachtet werden kann, eine räumliche Ausdehnung, so daß sich die Stoffeigenschaften, wie z.B. die Dichte innerhalb dieses Phasengrenzbereichs, stetig ändern. Oberflächenspannungen werden wenn möglich experimentell ermittelt, allerdings müssen bei reaktionsfähigen Fluidmischungen, wie es hier der Fall ist, theoretische Berechnungsmöglichkeiten herangezogen werden. Dazu gibt es mehrere Modellansätze [38, 39, 40]. Beispielhaft soll hier die empirische Macleod-Sudgen Korrelation zur Berechnung der Grenzflächenspannung  $\sigma_m$  erläutert werden. Sie eignet sich insbesondere zur Berechnung von Grenzflächenspannungen bei Gemischen mit den Komponenten i:

$$\sigma_m = \left( \sum_{i=1}^N [P_i] \left( \frac{X_{i,f}}{v_{m,f}} - \frac{X_{i,g}}{v_{m,g}} \right) \right)^4 \quad (2.2)$$

Der Index m bezeichnet dabei die Größen für die Mischung. Für [P] kann man auch mehrere Berechnungsmöglichkeiten angeben. Sudgen [39] führte diese Größe 1924 ein und bezeichnete sie als Parachor. Die Größe [P] stellt einen Stoffwert dar und ist in einem großen Bereich weitgehend temperaturunabhängig. Für 2-atomige Moleküle kann [P] auf einfachere Weise, mit Hilfe der Lennard-Jones Potentiale, berechnet werden:

$$[P] = (3,90 \cdot 10^{23}) \varepsilon_{6-12}^{1/4} \sigma_{6-12}^{5/2} \quad \text{in} \quad \frac{(mN/m)^{1/4}}{kmol/m^3} \quad (2.3)$$

Die Größen  $\varepsilon_{6-12}$  und  $\sigma_{6-12}$  bezeichnen Parameter des Lennard-Jones (6-12)-Potentials und sind in J und m einzusetzen [41]. Bild 2.3 zeigt den Verlauf der Gleichgewichtsgrenzflächenspannung einer  $H_2/O_2$ -Mischung für verschiedene reduzierte Drücke (sowohl unter- als auch überkritisch) als Funktion der Temperatur.



**Bild 2.3:** Gleichgewichtsgrenzflächenspannung zwischen Sauerstoff und Wasserstoff

Die benötigten Molenbrüche  $X_{i,f}$  und  $X_{i,g}$  aus Gleichung 2.2 können dem Phasengleichgewichtsdiagramm aus Bild 2.1 entnommen werden. Aus Bild 2.3 kann abgelesen werden, daß es möglich ist, daß auch im überkritischen Druckbereich eine Oberflächenspannung wirkt, solange die Temperatur ausreichend niedrig ist. Nähert man sich der kritischen Mischungstemperatur, geht die Oberflächenspannung asymptotisch gegen null. Im unterkritischen Druckbereich hingegen kann die Grenzflächenspannung bei Erwärmung nur bis auf einen Grenzwert absinken, der durch die Siedetemperatur bestimmt wird. Die Auswirkungen, die solche Grenzflächenspannungen auf die Mischung von Fluiden im Besonderen von  $H_2$  und  $O_2$  haben werden im folgenden Abschnitt behandelt.

## 2.2 Mischvorgänge unter Berücksichtigung einer Phasengrenze

Die zentralen Punkte dieser Arbeit sind die physikalisch-chemischen Vorgänge innerhalb der reagierenden Scherschicht. In Kapitel 5 werden Zeit- und Längenskalen der Mischprozesse und der chemischen Verbrennungsreaktionen abgeleitet. Diese Untersuchungen beziehen sich auf den überkritischen Betriebspunkt (60 bar), wo keine Phasengrenzen auftreten (keine Sprayströmung). Um die Problematiken beim Treibstoffaufbereitungsprozeß in Raketebrennkammern möglichst allgemein darzustellen, werden in diesem Grundlagenkapitel auch die speziellen Einflüsse auf die Mischvorgänge untersucht, wenn sich zwischen den zu mischenden Fluiden eine Phasengrenze ausbildet (Sprayströmung). Dies ist nicht nur für unterkritisch arbeitende Raketentriebwerke von Interesse, sondern für alle Raketentriebwerke, da sich beim Zündvorgang die Vermischungsprozesse für einen gewissen Zeitraum immer im unterkritischen Druckbereich befinden und dies eines der gefährlichsten Phasen beim Betrieb von diesen Triebwerken darstellt. Der Mischvorgang unter Berücksichtigung einer Phasengrenze ist ein Sonderfall allgemeiner Mischvorgänge. Im Anhang (Kapitel 9.1) werden die allgemein grundlegenden Vorgänge beim Mischen zweier Fluide auf makroskopischer und mikroskopischer Basis betrachtet. Bei der Berücksichtigung von Phasengrenzflächen existieren, im Gegensatz zur Vermischung zweier Fluide, die ein Kontinuum darstellen (siehe dazu Anhang, Kapitel 9.1), zusätzlich zwei physikalische Phänomene, die separat betrachtet werden müssen:

- 1.) Die zusätzlichen Kräfte, die aus der Oberflächenspannung resultieren und die Ausbildung der Phasengrenzfläche bzw. Ablösungs- und Zerfallsmechanismen stark beeinflussen.
- 2.) Die Verdampfungs- bzw. Verdunstungsphänomene, die den Stoffstrom über die Phasengrenze bestimmen, und somit auch ein maßgebliches Phänomen des Mischvorgangs darstellen.

### 2.2.1 Stabilitätsanalyse der Phasengrenzfläche und Zerfallsmechanismen

Bei der Beschreibung von Vermischungsprozessen bei vorhandenen Phasengrenzflächen wird unterschieden zwischen den Primärzerfallsvorgängen am Strahl und den in der Realität nicht so häufig vorkommenden Sekundärzerfallsvorgängen an bereits abgelösten Ligamenten und Tröpfchen. Die Stabilitätsuntersuchungen des flüssigen Kernstrahles führen zu der Problemstellung des klassischen Freistrahles, die mit Hilfe der linearen bzw. nichtlinearen Stabilitäts-

analyse bearbeitet werden kann. Eine detaillierte Beschreibung der linearen und nichtlinearen Stabilitätsanalyse ist im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich, hierzu sei auf Mayer [42] verwiesen. In den Unterkapiteln 2.2.1.1 und 2.2.1.2 wird nur kurz das Prinzip dieser Theorien beschrieben.

### 2.2.1.1 Vorgänge am flüssigen Kernstrahl – Primärzerfall

Die lineare Stabilitätsanalyse liefert im Gegensatz zur nichtlinearen nur Informationen über das initiale Stadium des Zerfallvorgangs. Im Falle kleiner wellenförmiger Oberflächenstörungen, die z.B. durch Strahlinenturbulenz hervorgerufen werden können, wirken zunehmende Gasdichte und Relativgeschwindigkeit destabilisierend, während zunehmende Oberflächenspannung den gegenteiligen Effekt hervorruft. Die hier beschriebenen Stabilitätsuntersuchungen gehen davon aus, daß bereits kleine Oberflächenstörungen vorhanden sind. Die Voraussetzung für korrekte Ergebnisse ist die Kenntnis der korrekten Anfangsbedingungen. Das heißt, daß der Zuströmung, also der Strömung innerhalb des Injektors, besondere Bedeutung zukommt. Ab einem Verhältnis  $L/D \approx 30$  kann man die Strömung innerhalb eines Injektors als voll ausgebildete turbulente Rohrströmung betrachten. Da die kinematische Randbedingung sich am Injektorauslaß sprunghaft verändert, paßt sich auch das turbulente Geschwindigkeitsprofil dementsprechend an. Allein diese Relaxation des Geschwindigkeitsprofils kann zu Instabilitäten führen [43, 44, 45]. Die turbulente Rohrströmung wurde bereits sehr intensiv erforscht. Experimentelle Ergebnisse liefern z.B. Laufer [46] und Lawn [47]. Darüberhinaus wurden bereits sehr detaillierte direkte numerische Simulationen (DNS) und Grobstruktursimulationen (LES) durchgeführt [48, 108]. Wichtig im Hinblick auf die Oberflächendeformation aufgrund von Strahlinenturbulenz sind die Längenskalen der `kohärenten Strukturen` bzw. der Wirbel. Die räumlichen Ausmaße des turbulenten Spektrums sind begrenzt auf der unteren Seite der Wirbelkaskade durch das kolmogorovsche Längenmaß und auf der oberen Seite durch das Makromaß, welches sich aus den Abmaßen des Strahldurchmessers ergibt. Messungen und Simulationen zufolge gilt, daß die energiereichsten zusammenhängenden Turbulenzballen eine Größe haben, die im Bereich von 10-30% des Strahldurchmessers liegt. Diese energiereichsten Turbulenzwirbel spielen für die Interaktion mit der Flüssigkeitsoberfläche eine besondere Rolle. Die initiale Anfachung der Oberflächendeformation wird nun auf einfache Weise abgeschätzt. Es wird der Impuls der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit mit der rückstellenden Kraft (Oberflächenspannung) verglichen. Mit der Annahme, daß die initiale Oberflächendeformation klein gegenüber dem Strahldurchmesser ist, kann man für den Druck an der Strahloberfläche, der durch die Oberflächenspannung aufgebaut wird, folgende Gleichung angeben:

$$p_{\sigma} = \sigma_f \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (2.4)$$

$R_1$  und  $R_2$  sind die Krümmungsradien der Oberflächendeformation in den jeweiligen Koordinatenrichtungen. Der Staudruck hervorgerufen durch die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit wird durch folgende Gleichung beschrieben:

$$p_s = \frac{\rho_f}{2} u_f'^2 \quad (2.5)$$

Bei einer kugelförmigen Oberflächendeformation ( $R_1 = R_2 = R$ ) und dem Gleichsetzen dieser beiden Drücke, ergibt sich die Abschätzung für den kleinsten zu erwartenden Krümmungsradius:

$$R_{\min} = \frac{4 \cdot \sigma_f}{\rho_f u_f^2} \quad (2.6)$$

Bei einer angenommenen Strahlgeschwindigkeit von ca. 30 m/sec erhält man mit den Stoffdaten eines  $\text{LO}_2/\text{H}_2$ -Systems und für raketenbrennkammertypische Bedingungen einen kleinstmöglichen Krümmungsradius von ca. 3  $\mu\text{m}$ . Dieser Wert wird in seiner Größenordnung auch von den präziseren numerischen Simulationen bestätigt. Die Turbulenz in der Zuströmung ist die dominierende Einflußgröße, die zur initialen Deformation des Flüssigkeitsstrahles führt. Mit zunehmender Turbulenzintensität ist ein Ablösen von Einzeltropfen aus der Strahloberfläche, allein aufgrund von Turbulenz in der Flüssigkeit, möglich.

Im Gegensatz zur linearen Stabilitätsanalyse, die nur im initialen Stadium der Oberflächendeformation angewendet werden kann und die von einer sinusförmig, exponentiell wachsenden Störung ausgeht, beschreibt die nichtlineare Stabilitätsanalyse (nichtlineare) Vorgänge, wie z.B. Wellendeformation und die Evolution einer endlich großen Amplitude einer Welle. Ablösungs- und Zerfallsmechanismen sind ebenfalls nur mittels nichtlinearer Stabilitätsanalyse zu beschreiben. Hierbei spielt natürlich auch die aerodynamische Interaktion der coaxialen Gasströmung eine sehr wichtige Rolle. Die Theorie besagt, daß bei ausreichender aerodynamischer Interaktion der Ablösevorgang eines Flüssigkeitspartikels dann eingeleitet wird, wenn eine kritische Amplitude der Oberflächenstörung erreicht wird. Man spricht von der Ablösung von Ligamenten, wenn aus dem Strahlinnern nicht mehr genug Material nachströmt, um die Verbindung zu der äußeren Region aufrecht zu erhalten. Für eine tiefere Beschreibung der nichtlinearen Effekte bei der Oberflächendeformation sei auf die Arbeiten von Przekwas [49] und Reitz [50] verwiesen. Zusammenfassend kann gesagt werden, daß der Primärzerfall, das heißt das erste Ablösen von Tropfen und Ligamenten vom flüssigen Kernstrahl, durch die Turbulenz innerhalb des Strahls eingeleitet wird. Durch die aerodynamische Interaktion mit der coaxialen Gasströmung kommt es dann zum beschleunigten Anwachsen und zur Deformation der Oberflächenstörungen, bis sich schließlich Flüssigkeit vom Kernstrahl ablöst. Dabei wird oft vor der Ablösung eine starke Krümmung und Dehnung (Einschnürung) der Ligamente beobachtet, die anschließend nach dem Rayleigh-Mechanismus in Tropfen zerfallen.

### 2.2.1.2 Vorgänge an abgelösten Partikeln – Sekundärzerfall

Mit dem Begriff Sekundärzerfall wird der Zerfall eines sich vom flüssigen Kern abgelösten Tropfens (Ligaments) bezeichnet. Während der Sekundärzerfall bei unterkritisch arbeitenden  $\text{H}_2/\text{LOX}$ -Raketenbrennkammern in Injektornähe vernachlässigt werden kann, spielt er weiter stromab eine immer wichtigere Rolle. Dies ist dadurch begründet, daß der mittlere Durchmesser der vom Kernstrahl abgelösten Partikel stromab immer größer wird und diese Partikel somit in der umgebenden Gasströmung instabiler werden. Neben der Darstellung der Modellierungsansätze einer Sprayströmung wird in diesem Abschnitt auch auf die verschiedenen Zerfallsmechanismen eingegangen. Zur Charakterisierung einer Sprayströmung kann die Flüs-

sigkonzentration  $\alpha$  in einem Kontrollvolumen herangezogen werden. Die Größe  $\alpha$  stellt das Verhältnis zwischen dem flüssigen Volumenanteil zum Gesamtvolumen im betrachteten Kontrollelement dar.

$$\alpha = \frac{V_f}{V_f + V_g} = \frac{V_f}{V_{\text{Kontroll}}} \quad (2.7)$$

Ausgehend von dieser Definition unterscheidet Crowe [51, 52] nach bestimmten Richtlinien zwischen einem dichten und einem dünnen Spray. Hierzu wird das Verhältnis zweier Zeitskalen verwendet.  $\tau_{ae}$  wird als aerodynamische Relaxationszeit bezeichnet und ist mit dem Zeitmaß definiert, das ein Tropfen braucht, um sich bei einer sprunghaften Änderung der Gasströmungsgeschwindigkeit dieser anzupassen, bzw. bis er 63 % der Gasgeschwindigkeit erlangt. Das zweite Zeitmaß ( $\tau_k$ ) beschreibt die Zeit zwischen der Kollision zweier Tropfen. Nach diesen Definitionen spricht man von einem dünnen Spray, wenn es durch aerodynamische Kräfte kontrolliert wird, d.h. ein Tropfen besitzt genügend Zeit, sich der veränderten Strömungssituation anzupassen, bevor er mit einem anderen Tropfen zusammenstößt. Für ein dünnes Spray gilt also  $\tau_{ae}/\tau_k < 1$ . Ein dichtes Spray ist dadurch definiert, daß die Tropfenströmung durch Kollisionen bestimmt wird; hier gilt  $\tau_{ae}/\tau_k > 1$ . In LOX/H<sub>2</sub>-Raketenbrennkammern sind nach heutigem Kenntnisstand die Einflüsse von Tropfenkollisionen im Gegensatz zu den aerodynamischen Wechselwirkungen einer Sprayströmung zu vernachlässigen, so daß man in diesen Brennkammern von der Ausbildung dünner Sprayströmungen ausgehen muß.

Da die Sprayströmung für viele technische Prozesse eine wichtige Rolle spielt, wird weltweit sehr intensiv auf diesem Gebiet geforscht, mit dem Resultat, daß es viele Modellierungsansätze für diese Problemstellung gibt. Im Rahmen dieser Arbeit kann diese Vielfalt nicht dargestellt werden, es sei aber auf [53] verwiesen, wo ein Überblick über die verschiedenen Modellierungsmethoden gegeben wird. Hier soll nur das Prinzip eines Spraymodells dargestellt werden.

Ein modernes Spraymodell muß den Transport von Masse, Impuls und Energie zwischen den Tröpfchen und der umgebenden Gasströmung berücksichtigen. Die Gasströmung wird üblicherweise mit einem Eulerverfahren und die Tropfenströmung mittels einer Lagrange-Trajektorien-Methode berechnet. Die Erhaltungsgleichungen für Tropfen- und Gasströmung sind über die jeweiligen Quellterme miteinander gekoppelt, die den Transfer von Masse, Impuls und Energie zwischen der Tropfen- und der Gasströmung beschreiben. Im nächsten Unterkapitel folgt die Beschreibung des Verdampfungsprozesses an der Phasengrenze. In diesem Zusammenhang stellt der Verdampfungsprozess an der Tröpfchenoberfläche einen Quellterm für die Massenerhaltung der Gasströmung dar, der den Transport von Masse der Tropfenströmung zur Gasströmung beschreibt. Analoge Transportmodelle müssen auch für den Impuls- und den Energietransfer zwischen Tropfen- und Gasströmung aufgestellt werden.

Obwohl der Sekundärzerfall im Gegensatz zu den Primärzerfallsvorgängen bei LOX/H<sub>2</sub>-Raketenbrennkammern in Injektornähe eine untergeordnete Rolle spielt, muß in einem modernen Spraymodell dieser Effekt trotzdem berücksichtigt werden, da weiter stromab vom Injektor es durchaus Gebiete gibt, wo große, relativ instabile Ligamente und Tropfen nach verschiedenen Sekundärzerfallsmechanismen in mehrere kleine Partikel zerfallen. In der Literatur [54] wird angegeben, daß ein in der Gasströmung frei beweglicher Tropfen in mehrere kleine stabile Fragmente zerfällt, sobald seine Weberzahl einen kritischen Wert überschreitet.



Wie der Zerfallsprozess im Detail vor sich geht, hängt maßgeblich von der initialen Weberzahl des Tropfens ab. Diese ist wie folgt definiert:

$$We_{init} = \frac{\rho_g d_{tr} u_{rel,init}^2}{\sigma_f} \quad (2.8)$$

Eine umfassende Zusammenstellung experimenteller Untersuchungen über Mechanismen des Tropfenzerfalls wurde in [55] dargestellt. Aus der Literatur lassen sich 5 grundlegend unterschiedliche Mechanismen des Tropfenzerfalls identifizieren, die nach der initialen Weberzahl eingeteilt werden. Für sehr kleine Weberzahlen ( $We_{init} < 12$ ) tritt Schwingungszerfall (vibrational breakup) ein. Er tritt bereits bei geringfügig über der kritischen Weberzahl liegenden Werten auf. Hierbei schwingt der Tropfen mit seiner Eigenfrequenz und zerfällt schließlich in wenige (meist zwei) große Tropfen, wobei beim Zerfall oft noch einige kleine Satellitentröpfchen gebildet werden können.

Bei Steigerung der initialen Weberzahl ( $12 < We_{init} < 50$ ) wird der Zerfall durch Verformung des Tropfens in eine Scheibe eingeleitet. Dieser `Blasenerfall` (bag breakup) ist dadurch gekennzeichnet, daß die Scheibe sich zu einem massiven torusartigen Ring mit einer relativ dünnen Innenfläche (Membran) ausbildet, die beim Zerfallsvorgang zerplatzt. Der Torus zerfällt in mehrere größere Tropfen. Bei weiterer Steigerung der Weberzahl ( $50 < We_{init} < 100$ ) entsteht der `Keulenerfall` (bag-and-stamen breakup), der dem `Blasenerfall` sehr ähnelt. Hier tritt zusätzlich eine Flüssigkeitssäule auf, die sich entlang der Tropfenachse, parallel zur Anströmung aufbaut und schließlich auch in mehrere Tropfen zerfällt.

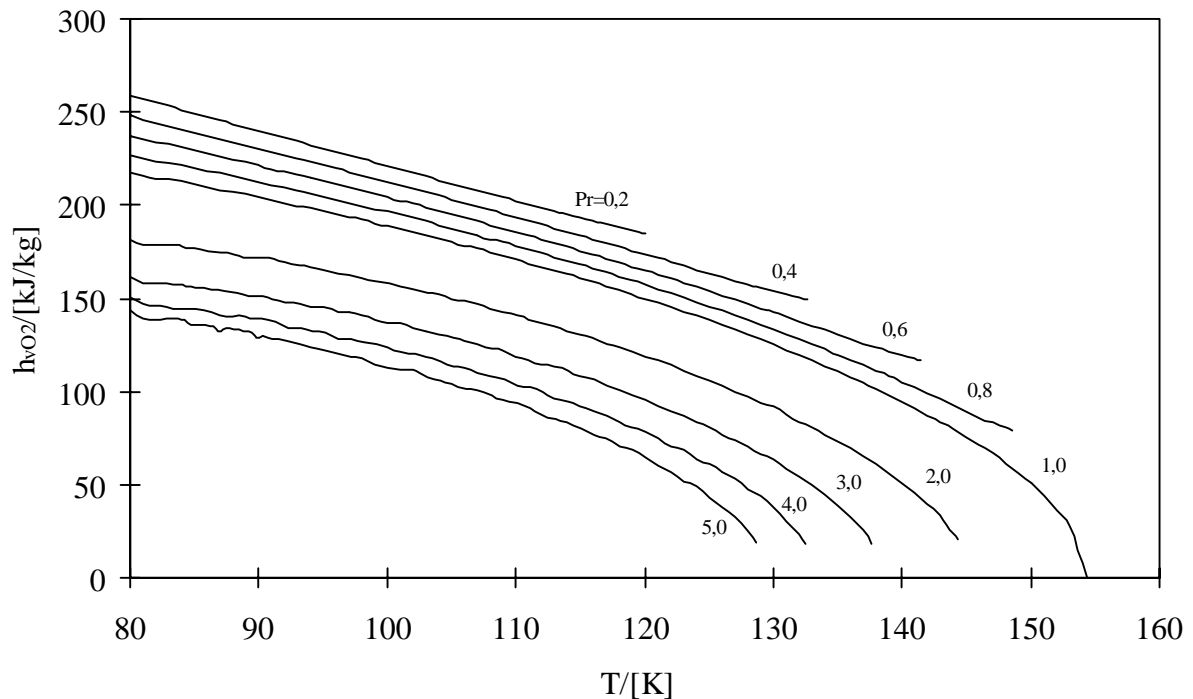
Bei großen Weberzahlen ( $100 < We_{init} < 350$ ) sind die aerodynamischen Kräfte so dominant, daß der Zerfall durch Abscherung am Tropfenrand eingeleitet wird. Diese auch als `sheet stripping` bezeichnete Zerfallsart zeigt eine drastische Veränderung des Zerfallbildes im Vergleich zu denen mit kleinerer Weberzahl. Bei initialen Weberzahlen, die größer als 350 sind, spricht man vom `wave crest stripping`. Dabei werden auf der Oberfläche des Tropfens von der Anströmrichtung kurzweilige Störungen induziert, die beim Erreichen der kritischen Amplitude den Zerfall des Tropfens verursachen.

Um diese Sekundärzerfallsmechanismen zu beschreiben, sind sehr aufwendige Modelle notwendig. Für Simulationen von kryogenen, unterkritischen  $H_2/O_2$ -Raketenbrennkammern ist es von großem Interesse, die Sprayverbrennung möglichst genau zu modellieren. Dazu müssen nicht nur die Zerfallsmechanismen der Ligamente und Tropfen, sondern auch der Stofftransport der flüssigen Phase in die Gasphase bekannt sein. Dieser Verdampfungsprozeß unter brennkammerrelevanten Bedingungen wird im nächsten Abschnitt erläutert.

### 2.2.2 Stoffübergänge an der Phasengrenze

Da in Raketenbrennkammern der Stoffübergang aus der flüssigen Phase in eine Mehrkomponenten-Gasphase stattfindet, spricht man in diesem Fall streng genommen von einem Verdunstungsprozess. Die Verdampfung kennzeichnet im physikalischen Sinn den Stofftransport einer flüssigen Phase in die eigene Gasphase (Einkomponentensysteme). Schik [56] berechnet die Enthalpiedifferenzen beim Phasenübergang eines binären  $H_2/O_2$ -Systems für verschiedene

Systemdrücke als Funktion der Temperatur. Man sieht, daß mit Erreichen der jeweiligen kritischen Mischungstemperatur diese Enthalpiedifferenz gegen Null geht (vgl. Bild 2.4).



**Bild 2.4:** Enthalpiedifferenz für das binäre System  $H_2/O_2$  [56]

Molekularphysikalisch läßt sich der Verdunstungs- oder Vergasungsprozess folgendermaßen erklären: Die kinetische Energie aller Moleküle sowohl in der flüssigen als auch in der gasförmigen Phase gehorcht einer Verteilungsfunktion. Die Geschwindigkeit einzelner Moleküle schwankt allerdings sowohl zeitlich als auch örtlich sehr stark aufgrund von zahlreichen Kollisionen zwischen den Molekülen. Der Austritt aus der flüssigen Phase in den umgebenden Gasraum ist nur für solche Moleküle möglich, deren kinetische Energie ausreicht, um die in der Phasengrenzfläche wirksamen, zurückhaltenden Kräfte (Kohäsionskräfte) zu überwinden. Somit besitzen die in der flüssigen Phase verbleibenden Moleküle eine geringere kinetische Energie, was sich durch eine Temperaturabnahme während des Vergasungsprozesses bei ursprünglicher Isothermie bemerkbar macht. Nur durch Zufuhr der Verdampfungswärme läßt sich der Vergasungsprozess stationär auf der Ausgangstemperatur halten.

Dieser durch die kinetische Energie der Moleküle bestimmte Vorgang gilt sowohl für den unter- als auch für den überkritischen Fall. Mit steigendem Druck ändern sich jedoch bestimmte Bedingungen für die aus der Flüssigkeit austretenden Moleküle. Unterliegt die Materie bei der Vergasung unter niedrigen Drücken einer starken Volumenzunahme, unterscheidet sie sich bezüglich des Volumens bei Erreichen des kritischen Druckes nicht mehr von der Materie, die in der Flüssigkeit verbleibt. Bei einem Einkomponentensystem hat dies die Auflösung der Phasengrenze zur Folge. Bei Mehrkomponentensystemen werden die Moleküle, deren kinetische Energie so groß ist, daß sie den Molekülverband in der Flüssigkeit verlassen können, durch Diffusion entsprechend dem Konzentrationsgradienten bzw. durch aufgezwungene Konvektion in die Fremdgasumgebung abgeführt. Qualitativ läßt sich der Austritt von  $O_2$ -Molekülen in das Umgebungsgas mit Hilfe eines Potentialmodells beschreiben:  $O_2$ -Moleküle in einer flüssigen Phase befinden sich bezüglich ihrer Umgebung in einer Poten-

tialmulde. Erst bei genügend großer kinetischer Energie besitzen die Moleküle die Fähigkeit, die Potentialmulde zu verlassen. Mit zunehmender Temperatur wird diese Mulde immer flacher, bis schließlich beim Erreichen der kritischen Mischungstemperatur alle  $O_2$ -Moleküle in die Umgebung austreten können.

Vergasungsphänomene sind für die Simulation von Verbrennungsvorgängen in Raketentriebkammern dann besonders wichtig, wenn die Treibstoffe unter Ausbildung einer Sprayströmung aufbereitet werden. Der Verbrennungsprozess wird eingeleitet durch den Primärerfall, bei dem Ligamente und Tröpfchen vom Kernstrahl abgeschert werden. Größere bzw. instabilere Partikel können noch einem Sekundärerfallsprozess unterzogen werden, wobei die somit entstandenen kleinen, stabilen Tröpfchen anschließend vergasen. Erst dann tritt die Verbrennungsreaktion zwischen den nun in gasförmiger Phase vorhandenen Reaktionspartnern ein. Hiermit wird deutlich, daß zur Simulation von Vorgängen in Raketentriebkammern, falls sich eine Sprayströmung ausbildet, die Vergasung von Tropfen einen sehr wichtigen (oft bestimmenden) Prozeß darstellt. Aus diesem Grunde wurden für die Problemstellung der Tropfenvergasung mehrere Modelle entwickelt, wovon einige hier kurz vorgestellt werden.

Den Modellen liegen vereinfachende Annahmen zugrunde, wie z.B. die Gestalt der Tropfen, die bei den meisten Modellen als Kugel angesehen wird. Außerdem werden keine Interaktionen zwischen benachbarten Tropfen berücksichtigt und die Radialgeschwindigkeit der Tropfenoberfläche infolge der Vergasung wird vernachlässigt. Für die Phasengrenzfläche wird mechanisches und thermisches Gleichgewicht angenommen.

Eines der ältesten und somit auch eines der einfachsten Tropfenvergasungsmodelle ist das  $D^2$ -Modell [57]. Hier wird eine sowohl zeitlich als auch räumlich konstante Tropfentemperatur angenommen. Das Quadrat des Tropfendurchmessers ( $\sim$  Tropfenoberfläche) hängt linear von einer Verdunstungskonstanten und von der Zeit ab ( $D^2_{(t)} - D^2_{(0)} = K_v \cdot t$ ). Die in Richtung Tropfen fließende Wärme dringt nicht in den Tropfen ein, sondern wird komplett zur Verdampfung verbraucht. Die so berechneten Massenströme sind unrealistisch hoch, da die Aufheizung des Tropfens vernachlässigt wird.

Die Aufheizphase der Tropfen kann mittels zweier unterschiedlicher Modellansätze berücksichtigt werden. Das Rapid-Mixing-Modell [58] beinhaltet die Annahme einer sehr starken Flüssigkeitszirkulation für die flüssige Phase. Dies bewirkt, daß eine Wärmezufuhr an den Tropfen die Temperatur des gesamten Tropfens instantan erhöht (siehe Gleichung 2.9). Es wird somit eine zeitliche, aber keine räumliche Temperaturabhängigkeit des Tropfens berücksichtigt.

$$\frac{dT_{Tr}}{dt} = \frac{1}{m \cdot c_{p,f}} \cdot \left[ \dot{Q}_v - \Delta h_v \cdot \frac{dm}{dt} \right] \quad (2.9)$$

Beim weiterentwickelten Conduction-Limit-Modell [59] wird zusätzlich zur zeitlich instationären auch die räumlich nicht-konstante Temperaturverteilung beachtet. Der Wärmeeintrag in den Tropfen gelangt durch Wärmeleitung bis zum Tropfenmittelpunkt. Für die räumlich und zeitlich abhängige Temperatur wird folgende Gleichung angegeben:

$$\frac{\partial T_{Tr}}{\partial t} = \frac{\alpha_f}{r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (2.10)$$

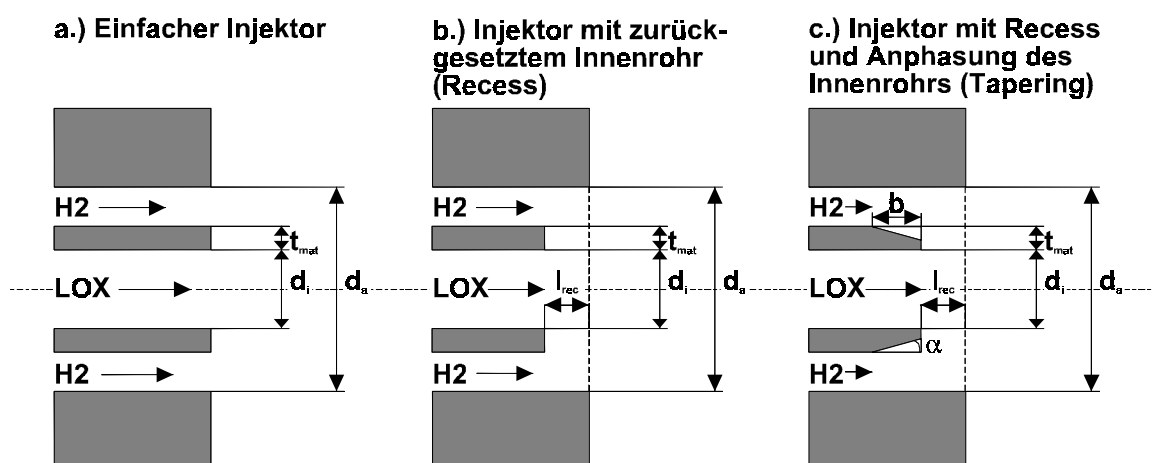
Da hier die Differentialgleichungen der Wärmeleitung im Tropfen gelöst werden müssen, ist dieses Modell aufwendiger als die vorigen, allerdings wird deshalb, der aus dem Tropfen austretende Massenstrom realistischer wiedergegeben. Für eine tiefere Ausführung der Phänomenologie des Tropfenvergasungsprozesses und eine ausführlichere Darstellung vorhandener Modelle sei auf die Arbeiten von Olthoff [60] und Varnavas [61] verwiesen.

### 2.3 Charakterisierung des Einspritz- und Treibstoffaufbereitungsprozesses

In den Ingenieurwissenschaften hat es sich durchgesetzt, komplexere Vorgänge anhand von Kennzahlen zu beschreiben, da diese durch sinnvolle Definition eine drastische Datenreduktion gewährleisten. Auch hier, bei der Beschreibung und Klassifizierung der Einspritzbedingungen, hat sich die Verwendung von dimensionslosen Kennzahlen bewährt. Eine wichtige Größe zur Charakterisierung des Treibstoffaufbereitungsprozesses ist z.B. die Länge des intakten Kernstrahls. Im Bereich der Zweiphasenströmung, speziell auch der Flüssigkeitszerstäubung, ist eine Vielzahl an Kennzahlen bekannt. Die Klassifikation erfolgt hauptsächlich anhand des Tropfendurchmesserspektrums und der Tropfengeschwindigkeit und -verteilung in Raum und Zeit. Scheubel [62] führte 1927 eine Kennzahl ein, die später als Weberzahl bezeichnet wurde und die heutzutage für die Beschreibung des Zerstäubungsvorgangs als wichtigste Kennzahl angesehen wird.

Aerodynamische Weberzahl: 
$$We_g = \frac{\rho_g u_g^2 d_i}{\sigma_f} \quad (2.11)$$

Die unabhängigen Parameter zur vollständigen Beschreibung des coaxialen Treibstoffaufbereitungsprozesses liegen in den Bereichen des Injektordesigns, der thermodynamischen und strömungsmechanischen Zuströmbedingungen und den Stoffeigenschaften der Fluide. Im ersten Bereich sind bei der Beschreibung der Geometrie im einfachsten Fall drei Größen zur vollständigen Definition nötig, was durch folgende Abbildung veranschaulicht wird.



**Bild 2.5:** Verschiedene Designs für Koaxialinjektoren

Bild 2.5 zeigt diejenigen Größen, die zur eindeutigen Spezifizierung des Designs eines Koaxialinjektors benötigt werden. Im Fall a) sind es 3 Größen ( $d_i$ ,  $d_a$ ,  $t_{mat}$ ), im Fall b) kommt noch eine Größe zur Spezifikation der Länge, um die das Innenrohr zurückgesetzt ist (Recesslänge

$I_{rec}$ ) hinzu und im Fall c) muß zusätzlich noch die Anphasung (Tapering) beschrieben werden. Hierzu braucht man normalerweise 2 Größen: den Anphasungswinkel und einen Bezugspunkt, der den Beginn der Anphasung beschreibt ( $\alpha$ ,  $b$ ). Durch diese Daten sind die geometrischen Randbedingungen des zu beschreibenden Injektionsvorgangs vollständig spezifiziert. Es verbleibt noch die Beschreibung der Zuströmbedingungen.

In dieser Arbeit werden schwerpunktmäßig überkritische Brennkammerbedingungen untersucht, bei denen ab der kritischen Mischungstemperatur kein Unterschied zwischen flüssiger und gasförmiger Phase existiert (Fluide). Da allerdings die Dichte des Sauerstoffs im Einspritzzustand, für sämtliche in dieser Arbeit untersuchten Betriebszustände, um ein bis zwei Größenordnungen höher ist als die Dichte des Wasserstoffs, wird der Sauerstoff in der Brennkammer weiterhin als `Flüssigkeit` und der Wasserstoff als `Gas` bezeichnet. Im überkritischen Druckbereich tritt aber keine „Zerstäubung“ mehr auf, wie sie bei weit unterkritischen Betriebsbedingungen beobachtet wird (vgl. Bilder 3.3 und 3.18).

Bei den Zuströmbedingungen spielen die Strömungsgeschwindigkeiten eine sehr wichtige Rolle. Sowohl die Geschwindigkeit der Gasströmung  $u_g$  als auch der Flüssigströmung  $u_f$  besitzen im Injektor keinen konstanten Wert, sondern ein Profil. Für die weiteren Betrachtungen kennzeichnen  $u_f$  und  $u_g$  die mittlere Strömungsgeschwindigkeit, die die Massenerhaltung im Rohrsegment nach den Gleichungen

$$\dot{m}_f = \rho_f \cdot A_f \cdot u_f \quad ; \quad \dot{m}_g = \rho_g \cdot A_g \cdot u_g \quad (2.12)$$

wiedergibt. In der Praxis werden die gewünschte Austritts- bzw. Strömungsgeschwindigkeit ( $u_f$ ,  $u_g$ ) über den Massenstrom ( $(dm/dt)_f$ ,  $(dm/dt)_g$ ) bzw. über die Massenstromregelung eingestellt ( $u_f$  und  $u_g$  wurden in diesen Versuchen nicht direkt gemessen).

Neben den beiden wichtigsten Größen  $u_f$  und  $u_g$ , die die Zuströmung charakterisieren, muß bei tiefergehenden Analysen das jeweilige Turbulenzfeld in der Zuströmung berücksichtigt werden. Dazu wird sowohl für die Flüssigkeit als auch für die Gasströmung die Turbulenzintensität eingeführt, die folgendermaßen definiert ist (strömungsmechanische Zuströmbedingungen):

$$Tu_f = \frac{\sqrt{(u'_f)^2}}{u_f} \quad ; \quad Tu_g = \frac{\sqrt{(u'_g)^2}}{u_g} \quad (2.13)$$

Zu den thermodynamischen Zuströmbedingungen gehören die Einspritztemperaturen ( $T_f$ ,  $T_g$ ) und der Systemdruck  $p$  unter welchem die Treibstoffe in die Brennkammer eintreten. Mit Hilfe der thermodynamischen Zustandsgleichung (siehe Gleichung 2.14) für die eingespritzten Medien kann man die Dichte der Treibstoffe berechnen.

$$\rho = f(T, p) \quad (2.14)$$

Über Gleichung (2.12) sind die geometrischen Randbedingungen mit den Zuströmbedingungen gekoppelt. Auf die Phänomenologie der Treibstoffaufbereitung bei verschiedenen Zuständen wirken auch Stoffgrößen wie die Viskosität ( $\mu_f$ ,  $\mu_g$ ) oder die evtl. vorhandene Oberflächenspannung  $\sigma$  ein. Während die Oberflächenspannung direkt den Zerstäubungsvorgang beeinflusst, wirkt die Viskosität hauptsächlich in der Düseninnenströmung, indem sie bei gegebenen Massentrömen die Geschwindigkeitsprofile maßgeblich bestimmt. Diese Größen

sind keine unabhängigen bzw. frei wählbaren Größen mehr, da sie durch die Medien und den thermodynamischen Zustand (T, p) bereits feststehen. Aber die Werte dieser Größen geben oftmals Anhaltspunkte, nach denen der Injektionsvorgang spezifiziert werden kann.

Das Ziel ist, diese unabhängigen Parameter sinnvoll zusammenzufügen und daraus Kennzahlen zu bilden, die gewisse Einzelprozesse oder Gesamtprozesse der koaxialen Treibstoffaufbereitung möglichst gut beschreiben. Bei gegebener Geometrie (3-5 Daten) sind 5 weitere Daten nötig, um einen koaxialen Injektionsvorgang prinzipiell zu beschreiben. Die beiden Einspritztemperaturen  $T_f$ ,  $T_g$  und der Systemdruck p sind die ersten drei Daten, die grundlegend den thermodynamischen Zustand beschreiben. Für die verbleibenden zwei Beschreibungsgrößen existieren viele Möglichkeiten, und es wurde eine Reihe von Vorschlägen gemacht, um eine möglichst große Aussagefähigkeit über die Phänomenologie des Einspritzvorganges damit zu erhalten. Die beiden einfachsten Größen sind die Einströmgeschwindigkeiten  $u_f$  und  $u_g$  oder die daraus resultierenden Massenströme (s. Gl. (2.12)). In der Literatur hat es sich jedoch durchgesetzt, Verhältniskennzahlen einzuführen wie z.B. das Massenstromverhältnis und das Impulsstromverhältnis [63].

$$M = \frac{\rho_g \cdot A_g \cdot u_g}{\rho_f \cdot A_f \cdot u_f} \quad (2.15)$$

$$I = \frac{\rho_g \cdot A_g \cdot u_g^2}{\rho_f \cdot A_f \cdot u_f^2} \quad (2.16)$$

Mayer [42] gibt in seiner Arbeit an, daß die aerodynamische Wechselwirkung zwischen koaxialer Gasströmung und der Flüssigkeitsoberfläche ganz wesentlich vom Staudruck des Gases abhängt. Vor allem lokale Ablöseprozesse werden durch die Wirkung des Staudrucks der Koaxialströmung auf den Kernstrahl bestimmt. Aus diesem Grunde wird hier anstelle des Impulsstromverhältnisses I und des Massenstromverhältnisses M für die Charakterisierung des Treibstoffaufbereitungsvorgangs die Einströmgeschwindigkeit des flüssigen Kernstrahles  $u_f$  und der Staudruck  $p_{st}$  vorgeschlagen.  $p_{st}$  wird wie folgt (Gleichung 2.17) definiert.

$$p_{st} = \frac{\rho_g}{2} (u_g - u_f)^2 \quad (2.17)$$

Wie bei allen strömungsmechanischen Problemen, bei denen Turbulenzeffekte eine Rolle spielen, ist die Reynoldszahl eine bedeutende Kenngröße. Bei den Phänomenologieuntersuchungen der koaxialen Treibstoffaufbereitung wird die Reynoldszahl, sowohl des Kernstrahles ( $d_i$ : Düseninnendurchmesser) als auch des Koaxialstrahles ( $y$ : Ringspaltbreite; hydraulischer Durchmesser:  $2y$ ), sehr oft als charakterisierende Kenngröße verwendet.

$$\text{Re}_{fl} = \frac{d_i \rho_f u_f}{\mu_f} \quad ; \quad \text{Re}_g = \frac{2y \rho_g u_g}{\mu_g} \quad (2.18)$$

In der folgenden Tabelle sind für einige wichtige Raketentriebwerke und für die in dieser Arbeit untersuchte Modellbrennkammer C die Betriebsbedingungen und die relevanten Kennzahlen dargestellt.

	Space Shuttle Haupttriebwerk (SSME)	Ariane 5 Haupt- triebwerk HM60 (Vulcain)	Ariane 4 Ober- stufentriebwerk (HM7)	Modellbrennkammer C
$D_i$ [mm]	5.5	4.6	3.0	4.0
$D_a$ [mm]	10.5	7.9	5.9	6.5 - 7.9
$t_{mat}$ [mm]	0.4	1.15	0.55	0.3
$y$ [mm]	2.1	0.5	0.9	0.95 - 1.65
$P$ [bar]	207	100	36	30 - 60
$T_f$ [K]	105	95	95	127
$T_g$ [K]	820*	90	130	125
$\rho_f$ [kg/m <sup>3</sup> ]	1120	1140	1120	935.56 - 956.08
$\rho_g$ [kg/m <sup>3</sup> ]	11*	25	7	5.73 - 11.68
$u_f$ [m/sec]	26	20	16	24
$u_g$ [m/sec]	295*	265	270	269.2 - 310.1
$Re_f$ [-]	$8.56e^5$	$5.83e^5$	$2.98e^5$	$9.07e^5$
$Re_g$ [-]	$6.36e^5$	$2.94e^6$	$7.30e^5$	$6.54e^6$
$M$ [-]	0.259	0.203	0.211	0.214
$I$ [-]	2.939	2.689	3.561	2.592
$p_{st}$ [N/m <sup>2</sup> ]	$3.98e^5$	$7.50e^5$	$2.25e^5$	$3.54e^5$
$We_g$ [-]	$8.4e^5$	$8.7e^5$	$1.4e^5$	$8.5e^5$

**Tabelle 1: Geometrie- und Einspritzbedingungen verschiedener Raketenbrennkammern**

\* vorverbranntes Gasgemisch

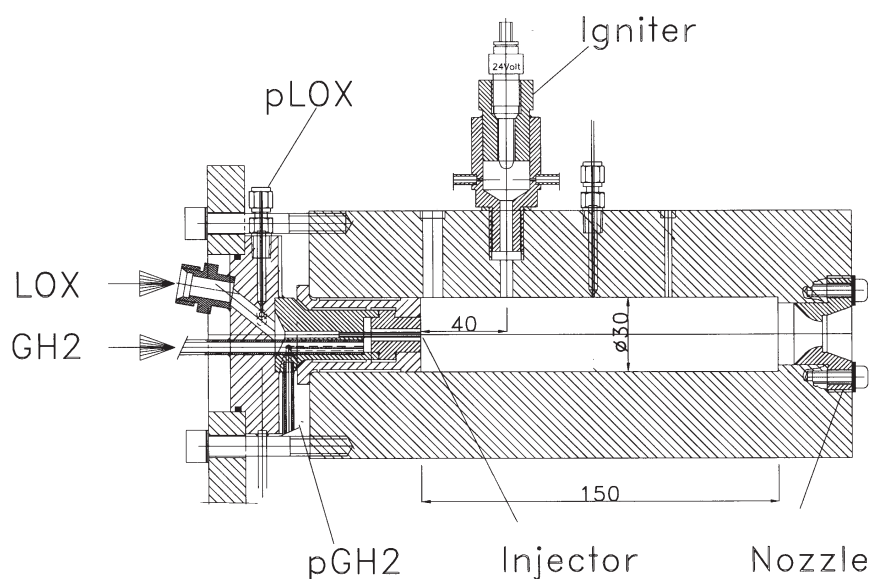
### 3 Experimentelle Ergebnisse

Die experimentellen Untersuchungen wurden an den Prüfständen P8 und M3 des DLR in Lampoldshausen durchgeführt. Der P8 (siehe Anhang 9.3) ist ein Hochdruckforschungsprüfstand, der Brennkammerdrücke bis 300 bar realisieren kann. Er wurde 1996 in Betrieb genommen und entstand aus einer Kooperation zwischen der SEP, CNES, DASA und dem DLR [64]. Dieser Prüfstand eignet sich somit sehr gut, um überkritische Brennkammerzustände zu untersuchen. Der Prüfstand M3 (siehe Anhang 9.4) ist ebenfalls ein Forschungsprüfstand, der allerdings Brennkammerdrücke nur bis ca. 20 bar realisieren kann. Der Vorteil von M3 gegenüber P8 ist die größere Versuchsfrequenz, die gefahren werden kann. Der Forschungsprüfstand M3 ist zur Untersuchung von unterkritischen Brennkammerbedingungen ausgelegt, wie sie bei jedem Triebwerk, z.B. bei der Zündung, auftreten.

#### 3.1 Untersuchungen der Zündprozesse

Beim Anfahren von Raketentriebwerken stellt die Zündung einen der kritischsten Momente dar. Ein unkontrollierter Zündvorgang kann zu Beschädigungen am Triebwerk führen. In der Vergangenheit sind aufgrund von Fehlzündungen auch ganze Missionen gescheitert (Ariane IV; Flüge: V15 und V18) [65, 66, 67]. Bei den in diesem Unterkapitel dargestellten Versuchen wurde die Phänomenologie der Prozesse beim Zündvorgang untersucht. Die transienten Vorgänge beim Einspritzen, Vermischen und Zünden wurden detailliert analysiert, um Aussagen über maßgebliche Einzelprozesse treffen zu können.

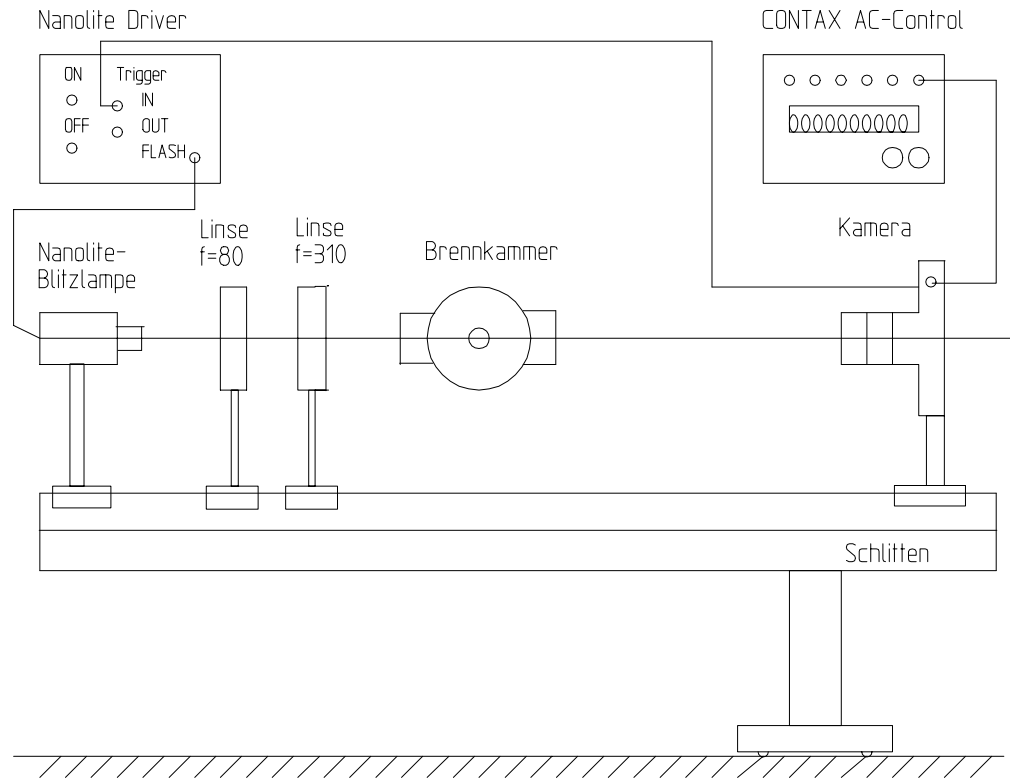
Diese Versuche wurden mit einer, speziell für Untersuchungen von Zündvorgängen entwickelten, 1-Injektor-Modellbrennkammer durchgeführt. Bild 3.1 zeigt den Querschnitt dieser Modellbrennkammer.



**Bild 3.1: Modellbrennkammer zur Untersuchung von Zündprozessen**



An beiden Seitenflächen sind Quarzglasfenster angebracht. Sie gewährleisten optische Zugänglichkeit über die gesamte Brennkammerlänge. Als Diagnostikmethoden wurden die Kurzzeit- bzw. Hochgeschwindigkeitsphotographie [68, 69] angewandt, um die Strömungsmechanik und die Morphologie der Treibstoffaufbereitung zu untersuchen. Außerdem wurden OH-Emissionsaufnahmen [70] durchgeführt, um die Verbrennungszonen zu detektieren. In Bild 3.2 ist der optische Diagnostikaufbau der Kurzzeitphotographieversuche dargestellt.



**Bild 3.2: Diagnostischer Versuchsaufbau: Kurzzeitphotographie**

Es wurden Versuche mit verschiedenen  $H_2$ -Einspritztemperaturen (100 K und 200 K) gefahren, um deren Einfluß auf die Phänomenologie des Treibstoffaufbereitungsprozesses zu untersuchen. Da die Bildwechselfrequenz bei der Kurzzeitphotographie zu klein ist, um die transienten Vorgänge während der Zündphase aufzulösen, können mit diesem Diagnostikverfahren nur Vergleiche zwischen stationär brennenden Einspritzzuständen gezeigt werden. Es wurden zwei verschiedene Einspritzzustände bei einem konstanten Brennkammerdruck von 1,8 bar realisiert. Da der Injektor am M3 direkt an einem  $LN_2$ -Bad montiert ist, und der Sauerstoff in einem Dewar in diesem Bad verflüssigt wird, hat man in allen Versuchen eine Einspritztemperatur des Sauerstoffs von 77 K, was der Siedetemperatur des Stickstoffs bei Atmosphärendruck entspricht.

Folgendes Bild 3.3 zeigt Schattenaufnahmen längs der Brennkammerachse bei vier verschiedenen axialen Positionen, wobei jede Position einen Bereich von 22 mm darstellt und somit der Einspritzstrahl beginnend vom Einspritzkopf bis zu einer Länge von 88 mm visualisiert wird. In diesen Schattenbildern sieht man makroskopische Ligamente, die sich vom Kernstrahl ablösen und die anschließend in größere Tropfen zerfallen. Es ist zu erkennen, daß bei der letzten Position weniger kleine Tröpfchen existieren als an der vorherigen Position. Dies liegt daran, daß die kleinsten Tröpfchen vorher verdampft sind, und an der hintersten Position somit nur die größeren Partikel übrigbleiben.

Axiale Position X auf der  
Strahlachse

Schattenaufnahme für  
 $T_{H_2} = 100 \text{ K}$

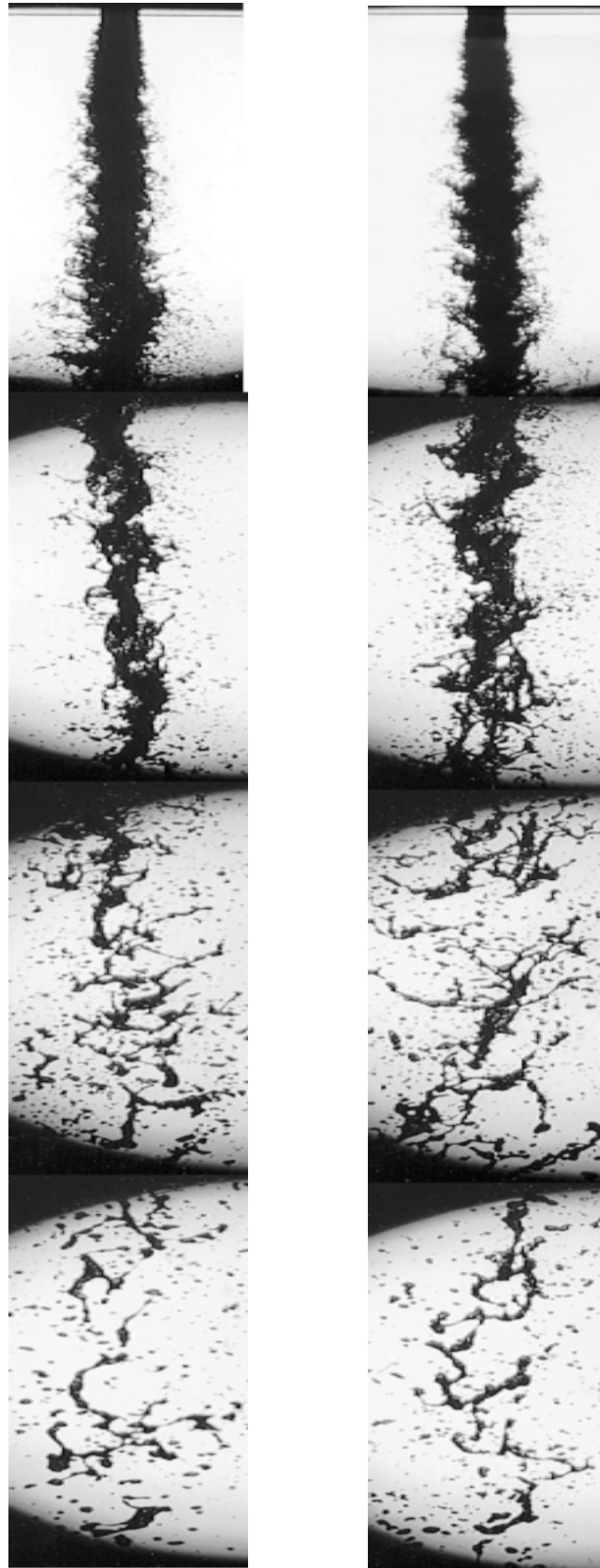
Schattenaufnahme für  
 $T_{H_2} = 200 \text{ K}$

Position 1:  
(X = 0 mm bis X = 22 mm)

Position 2:  
(X = 22 mm bis X = 44 mm)

Position 3:  
(X = 44 mm bis X = 66 mm)

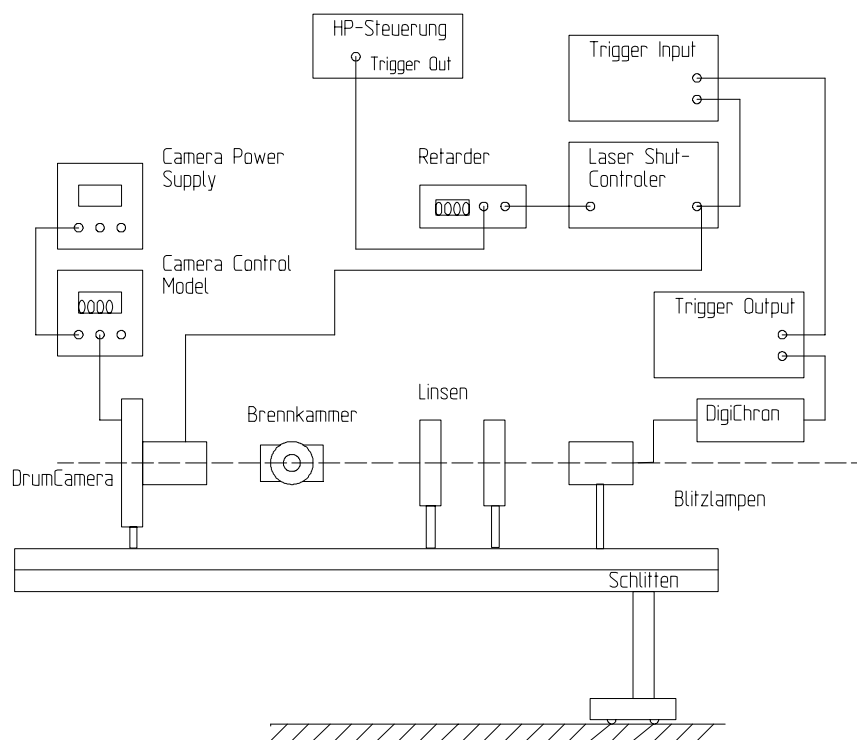
Position 4:  
(X = 66 mm bis X = 88 mm)



**Bild 3.3: Vergleich von Heißgasaufnahmen (Kurzzeitphotographie) für verschiedene Einspritztemperaturen des Wasserstoffs bei  $p = 1.8 \text{ bar}$**

Allgemein kann festgestellt werden, daß der Unterschied zwischen den  $H_2$ -Einspritztemperaturen von 100 K bzw. 200 K nicht sehr gravierend ist. Man erkennt, daß die Interaktion des ummantelnden  $H_2$ -Strahles auf die Oberfläche des LOX-Strahles bei den höheren  $H_2$ -Einspritztemperaturen intensiver ist. Dies äußert sich durch stärkere Oberflächenverformung und eine etwas kürzere intakte Strahllänge für den Fall der hohen  $H_2$ -Einspritztemperaturen (intakte Kernstrahllänge für  $H_2$ -Einspritztemperatur von 100 K ca. 48 mm ; intakte Kernstrahllänge für  $H_2$ -Einspritztemperatur von 200 K ca. 39 mm).

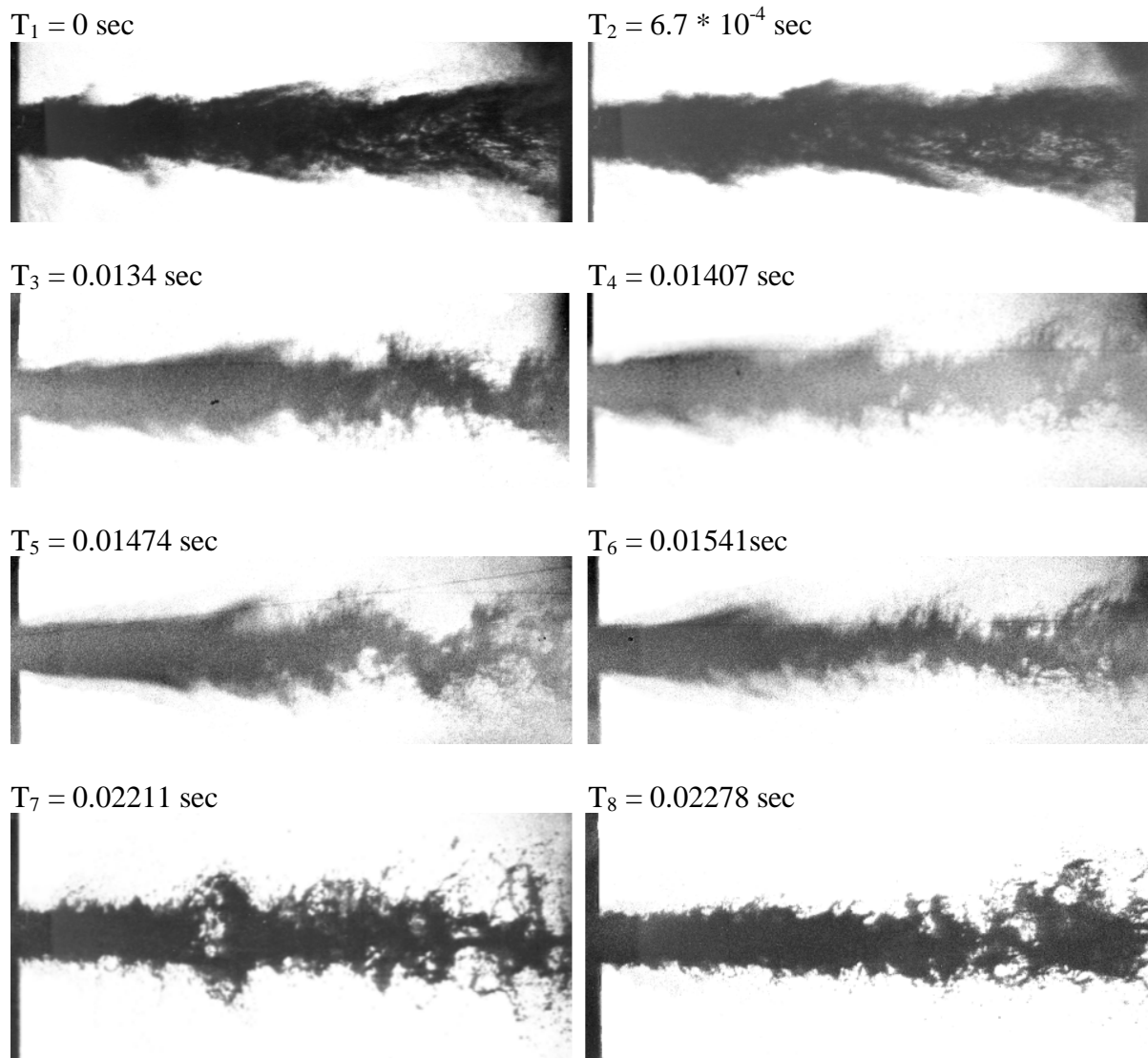
Um die Transienten beim Übergang der anfänglich kalten Zerstäubung zum stationären Heißbetrieb aufzulösen, wurde eine Hochgeschwindigkeitskamera eingesetzt (Cordin Trommelkamera; Typ 350E). Die Kamera wurde bei diesen Versuchen mit einer Bildwechselfrequenz von 1500 Bildern/sec eingesetzt. Bild 3.4 zeigt den optischen Versuchsaufbau mit der Trommelkamera in schematischer Darstellung.



**Bild 3.4: Diagnostischer Versuchsaufbau: Hochgeschwindigkeitskinematographie**

Die Aufnahmen, die mit der Hochgeschwindigkeitskamera gemacht wurden, zeigen einen Ausschnitt von 16 mm Länge in axialer Richtung beginnend am Injektoraustritt. Die Bedingungen sind die gleichen wie bei den Kurzaufnahmen, d.h. der Brennkammerdruck steigt vom Atmosphärendruck vor Beginn der Einspritzung auf einen Druck von 1,4 bar bei eingespritzten Treibstoffen, aber ohne Zündung und schließlich bis auf den stationären Brennkammerdruck von 1,8 bar im heißen Zustand. Die Einspritztemperatur des Wasserstoffs beträgt bei diesen Aufnahmen 100 K. Da die Zündung sich in einem sehr kurzen Zeitintervall abspielt, und der Zündzeitpunkt bei den meisten Brennkammern geringen Schwankungen unterworfen ist, war es nicht trivial, diesen Zündzeitpunkt mit der Trommelkamera zu erfassen. Die Startsequenz mußte soweit optimiert werden, bis die Zündung möglichst stabil und immer zum exakt gleichen Zeitpunkt erfolgt, erst dann konnte die Triggerung der Hochgeschwindigkeitskamera dem Zündzeitpunkt angepaßt werden. Bild 3.5 zeigt eine zeitlich hochaufgelöste

Reihenfolge von Schattenaufnahmen, die den transienten Charakter des Zündvorgangs darstellt.

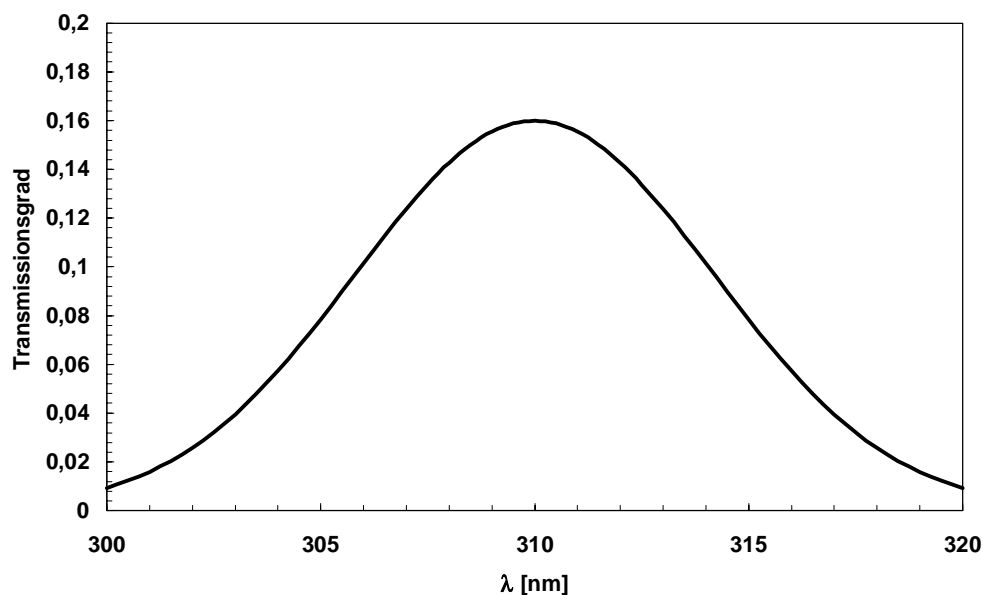


**Bild 3.5: Bildsequenz; aufgenommen mit der Trommelkamera zur Visualisierung des Zündvorgangs**

Die Veränderung der Strömungsmorphologie von einer kalten Zerstäubung hin zum stationären Verbrennungsprozeß ist sehr gut zu erkennen. Beim ersten Bild (oben, links) ist der Zeitpunkt  $t = 0$  definiert. Die Fahrventile der Treibstoffe sind bereits geöffnet, aber der Zünder ist noch nicht eingeschaltet. Die oberen beiden Aufnahmen sind somit als stationäre Zustände der kalten Zerstäubung zu sehen. Von der ersten zur zweiten Bildreihe wurde ein Zeitsprung zum Zündzeitpunkt durchgeführt. Der Zünder wird vom Steuerprogramm zum Zeitpunkt  $t = 0,013$  sec eingeschaltet. Die Aufnahmen in Reihe 2 und 3 von Bild 3.5 stellen den instationären Übergang dar, wobei sich die Flamme stabilisiert und der Brennkammerdruck von 1,4 bar auf den stationären Brennkammerdruck von 1,8 bar ansteigt. Beim Vergleich der Bilder läßt sich feststellen, daß die ersten Verbrennungsprozesse nicht am Injektor, sondern etwa ab 15 mm stromab der Einspritzplatte beginnen. Der Brennkammerzeichnung (siehe Bild 3.1)

ist zu entnehmen, daß sich der Zünder 40 mm entfernt vom Injektor befindet. Ab dieser axialen Entfernung vom Injektor finden die ersten Zündvorgänge statt. Wie man in Bild 3.5 erkennen kann, schlägt die Flamme in Richtung Injektor. Die Aufnahmen 3-6 zeigen deutlich, daß die Flamme sich dem Einspritzkopf nähert, und ab dem Zeitpunkt  $t = 0,02211$  sec sitzt die Flamme direkt am Injektor. Die unteren beiden Aufnahmen befinden sich somit im stationären Verbrennungszustand und der Brennkammerdruck beträgt hier 1,8 bar. Der kalte Einspritzzustand ist durch eine feinere Zerstäubung und durch eine stärkere Verbreiterung des Einspritzstrahles gekennzeichnet. Im Heißfall bilden sich größere Ligamente am Kernstrahl, die sich ablösen, in große Tropfen zerfallen und anschließend verdampfen und verbrennen. So erkennt man in den Aufnahmen 3-6, daß der linke Teil des Einspritzstrahles der Phänomenologie der kalten Zerstäubung entspricht bis zu einem gewissen Punkt, der abgehobenen Flammfront. Diese Zündfront bewegt sich zum Injektor, und hinter dieser Front entspricht die Phänomenologie des Strahlerfalls und der Treibstoffaufbereitung der Zerstäubung im Heißbetrieb.

Neben der Strömungsvisualisierung wurden auch Versuche zur Flammvisualisierung durchgeführt. Dazu wurden die OH-Emissionen detektiert. Erfasst wurden die OH-Emissionsintensitäten von einer CCD-Kamera (Dicam), wobei der Kamera ein OH-Filter vorgeschaltet war, der folgende Transmissionswerte aufweist:



**Bild 3.6: Transmissionswerte eines Interferenzfilters (benutzt als OH-Filter)**

Die OH-Radikale, die bei der Verbrennung von Wasserstoff und Sauerstoff entstehen, besitzen einen elektronischen Übergang (siehe Kapitel 6 und [71]), der nach der Gleichung

$$\lambda = \frac{h}{E} \quad (3.1)$$

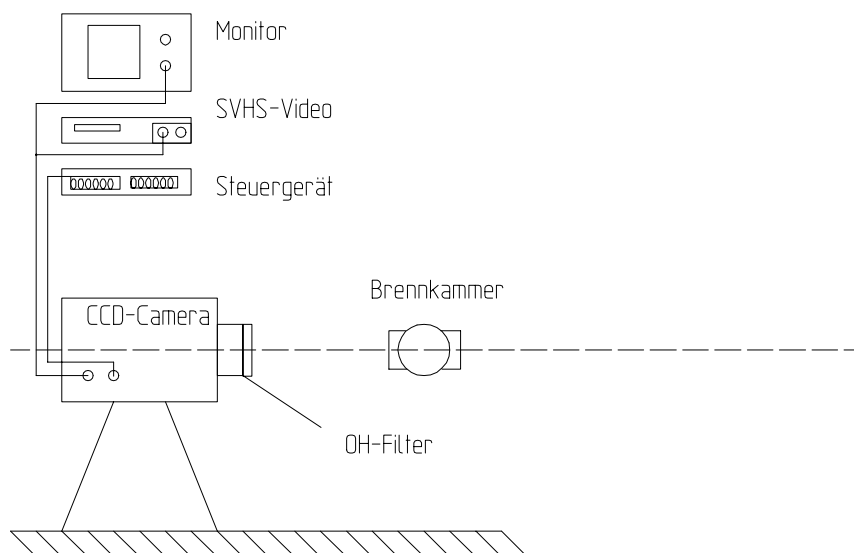
einer emittierten Lichtwellenlänge von  $\lambda = 306,4$  nm (Maximalwert) entspricht [72]. Mit diesem Filter ist es somit möglich, die Emission dieses OH-Übergangs zu separieren. Um ein eingefrorenes Bild der OH-Verteilung zu detektieren, müssen sehr kurze Verschlusszeiten (Gate) am Steuergerät der Kamera eingestellt werden, was jedoch eine Abschwächung der detektierten Intensitäten zur Folge hat. Um eine Auswertung zu ermöglichen, muß deshalb die

Bildverstärkung (Gain) korrekt angepaßt sein. Die Bildwechselfrequenz der Kamera beträgt 50 Hz. Mit dieser Frequenz ist es aufgrund der hohen Strömungsgeschwindigkeiten in der Brennkammer (10 m/sec – 300 m/sec) nicht möglich, korrelierte Einzelbilder aufzunehmen. Allerdings können bei ausreichender Anzahl der somit statistisch unabhängigen Einzelbilder (eingefrorene Momentaufnahmen der Strömung), mit Hilfe statistischer Auswertemethoden (2-Punkt Korrelation, siehe Kapitel 5), Aussagen über relevante Skalen dieses Treibstoffaufbereitungsprozesses gemacht werden. Die Einstellungen der Kamera werden in folgender Tabelle zusammengefaßt:

Anzahl der Einzelbilder	Gate (Verschlußzeit)	Gain (Bildverstärkung)	Blendenzahl
250	100 nsec	4,2 mV	4,5

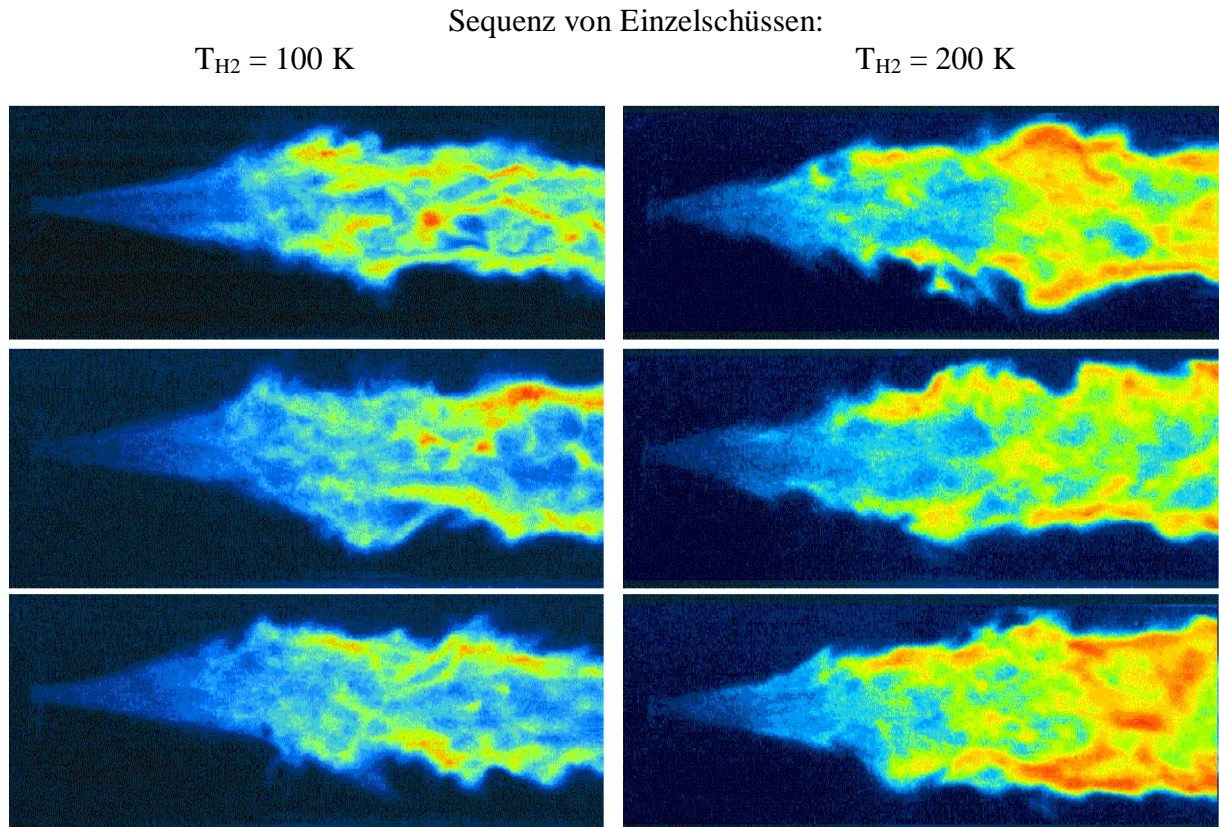
**Tabelle 2: Einstellungen der bildintensivierten CCD-Kamera (Dicam)**

An die CCD-Kamera wird ein SVHS-Videorekorder angeschlossen, der die detektierten Einzelbilder auf Band abspeichert. Zur späteren Auswertung werden die Einzelbilder vom Videoband mittels Videosoftware digitalisiert und auf einen Computer übertragen. Folgendes Bild zeigt den diagnostischen Versuchsaufbau der OH-Emissionsversuche.



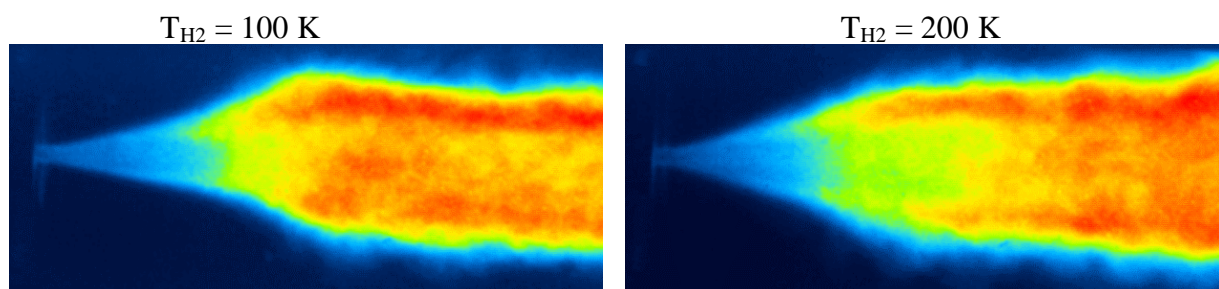
**Bild 3.7: Diagnostischer Versuchsaufbau: OH-Emissionsaufnahmen (Dicam)**

Die CCD-Kamera besitzt einen 8 Bit Chip (dynamischer Bereich: 0-255). Jedes Pixel der detektierten Grauwertbilder hat somit einen Intensitätswert zwischen 0-255. Um eine bessere Anschaulichkeit zu erlangen, werden die Graubilder durch eine feste Farbskala in eine Falschfarbendarstellung umgewandelt. Der CCD-Chip löst das Bild in einer Fläche von 577x577 Pixel auf. Die Kamera wurde so justiert, daß die gesamte Brennkammerhöhe und eine Brennkammerlänge von 40 mm detektiert werden konnten. Es wurden, analog zu den Schattenaufnahmeversuchen, zwei verschiedene Betriebsbedingungen gefahren, wobei der variierte Parameter die H<sub>2</sub>-Einspritztemperatur war. Untersucht wurden H<sub>2</sub>-Temperaturen von 100 K und 200 K, und der Brennkammerdruck betrug wieder jeweils 1,8 bar. Bild 3.8 zeigt eine Sequenz von Einzelbildern.



**Bild 3.8: Bildsequenz von OH-Einzelbildern (Falschfarbendarstellung)**

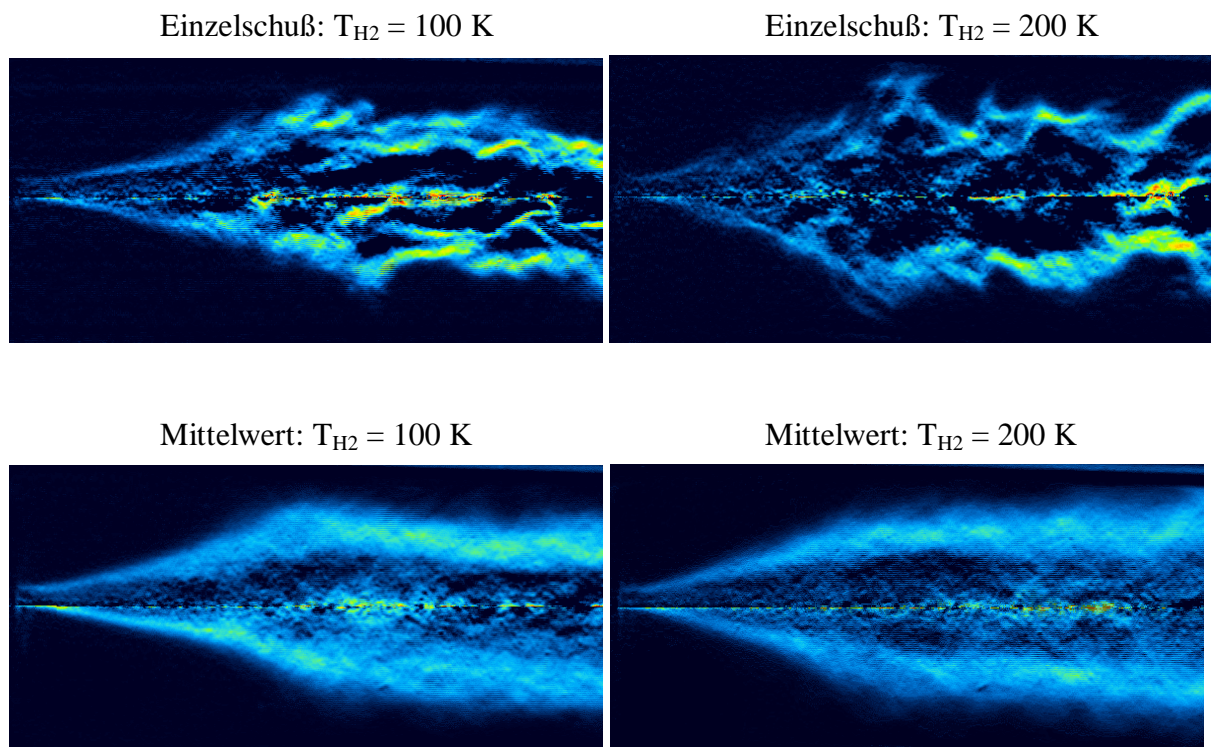
In Bild 3.8 ist zu erkennen, daß die OH-Verteilung bei einer  $H_2$ -Einspritztemperatur von 200 K stärker verbreitert wird als bei 100 K. Vergleicht man diese Erkenntnis mit den Erkenntnissen aus Bild 3.3 wird folgendes deutlich: Im stationären Heißbetrieb der Brennkammer zeigen sowohl die Schattenaufnahmen (siehe Bilder 3.3 und 3.5) als auch die OH-Emissionsaufnahmen (siehe Bilder 3.8, 3.9 und 3.10) den Effekt, daß bei höherem Eintrittsimpuls (resultierend durch die höhere  $H_2$ -Einspritztemperatur) die aerodynamische Interaktion der Koaxialströmung auf den Kernstrahl stärker ist. Es werden kompakte Ligamente und Tropfen eher vom Kernstrahl abgelöst und wegtransportiert. Durch anschließendes schnelles Verdampfen und Verbrennen bilden sich somit Reaktionszonen, die einen größeren radialen Abstand zum Kernstrahl haben, als bei niedrigerem  $H_2$ -Einströmimpuls mit der  $H_2$ -Einspritztemperatur von 100 K. Für die weitere Auswertung wurden diese Einzelbilder gemittelt. Bild 3.9 zeigt den Durchschnitt aller OH-Aufnahmen.



**Bild 3.9: Gemittelte OH-Intensitäten (Falschfarbendarstellung)**

In Bild 3.9 ist ebenfalls die oben erklärte, unterschiedliche Verbreiterung der Verbrennungszonen bei 100 K und 200 K  $H_2$ -Einspritztemperatur zu sehen.

Diese OH-Emissionsaufnahmen stellen eine integrale Intensitätsmessung dar ('Line of Sight'). Um Informationen über die reagierende Scherschicht zu bekommen, ist es allerdings sinnvoller, einen 2-dimensionalen Querschnitt zu betrachten, den man aus den integrierten Emissionsaufnahmen mit Hilfe der Abeltransformation [73] berechnen kann. Diese Transformationstechnik wird später auch für die Hochdruckversuche bei 30 bar und bei 60 bar angewandt, allerdings nur bei gemittelten OH-Bildern und nicht wie hier auch bei den OH-Einzelschüssen. Der Grund hierfür ist, daß diese Transformation Rotationsymmetrie der OH-Verteilung voraussetzt, was bei gemittelten Bildern gewährleistet wird. Bei den in diesem Kapitel betrachteten Niederdruckversuchen wird diese Transformationstechnik exemplarisch auch auf OH-Einzelschüsse angewandt. Folgende Abbildung (Bild 3.10) zeigt, sowohl für die Einzelbilder (s. Bild 3.8) als auch für die gemittelten Bilder (s. Bild 3.9), ein Schnittbild durch die Scherschicht und zwar für beide  $H_2$ -Einspritztemperaturen von 100K und 200K.

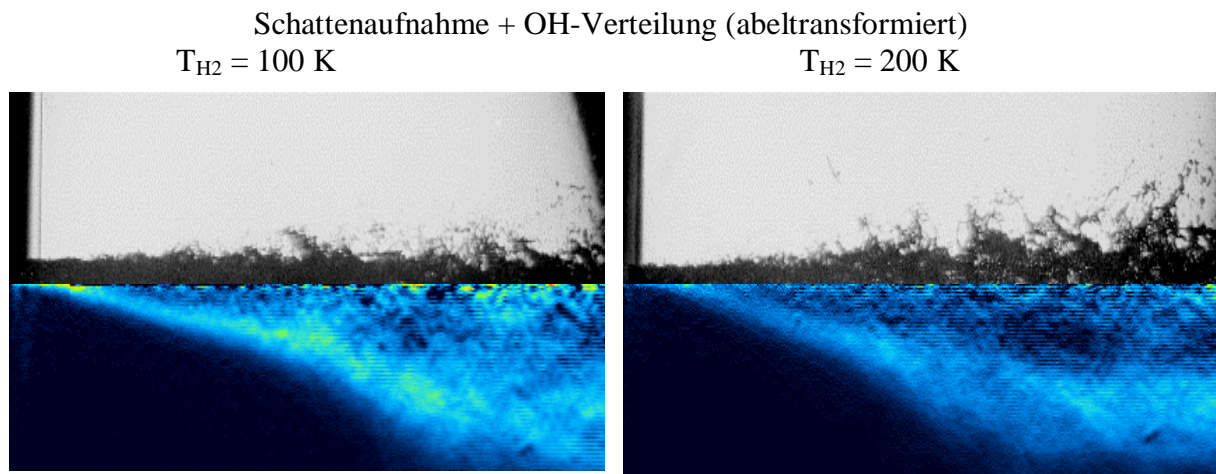


**Bild 3.10: Abeltransformierte OH-Bilder**

Bei den Einzelschußaufnahmen erkennt man deutlich die momentanen Reaktionszonen und die lokale Flammenform und -dicke. Durch die Abeltransformation der gemittelten Bilder läßt sich die gesamte Zone darstellen, innerhalb derer turbulente Verbrennungsprozesse ablaufen. Die Flamme fluktuiert innerhalb der reagierenden Scherschicht aufgrund von Turbulenz. Die radiale Position der reagierenden Scherschicht wird allerdings maßgeblich von großskaligen Strahlinstabilitäten bestimmt. Diese bewirken eine scheinbare Verbreiterung der abeltransformierten OH-Zonen. Allerdings können die Strahlinstabilitäten im injektornahen Gebiet vernachlässigt werden, und somit ist es möglich, in diesem Gebiet aus den gemittelten Bildern auch die mittlere Scherschichtdicke abzulesen. Um eine bessere Einordnung und ei-



nen Vergleich zwischen der Strömungsphänomenologie (Schattenaufnahmen) und den chem. Reaktionszonen (OH-Emissionsaufnahmen) zu erhalten, sind diese beiden Visualisierungstechniken in einem Bild zusammengefaßt.



**Bild 3.11: Gemeinsame Darstellung einer Schattenaufnahme und OH-Verteilungen bei  $T_{H_2}=100\text{K}$  und  $T_{H_2}=200\text{K}$**

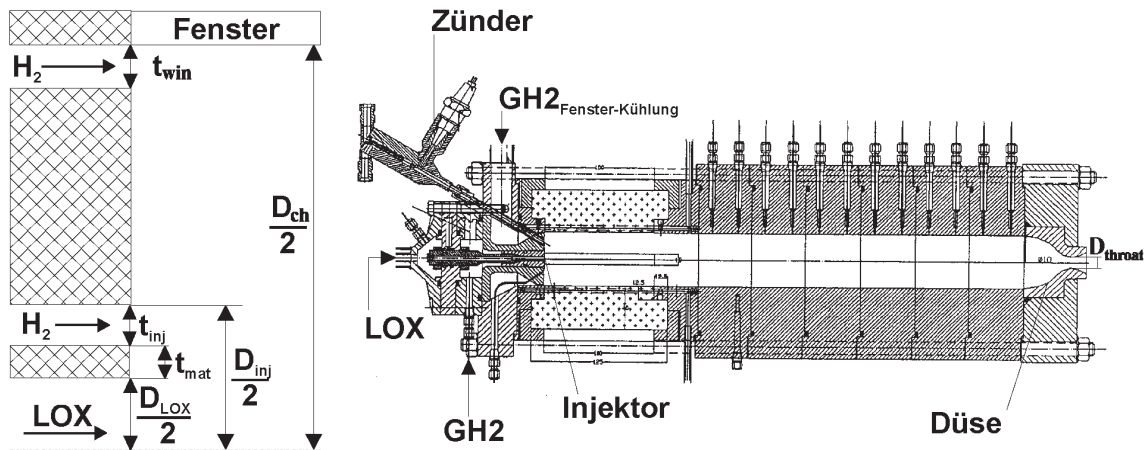
Man erkennt in Bild 3.11 die intensivere Abscherung von größeren Ligamentstrukturen bei  $T_{H_2}=200\text{K}$  als bei  $100\text{K}$ . Dies hat zur Folge, daß die Verbrennungszonen (OH-Zonen) bei  $T_{H_2}=200\text{K}$  an radial weiter außen gelegener Position auftreten können als bei  $T_{H_2}=100\text{K}$ . Außerhalb der OH-Zonen sind keine Tropfen oder Ligamente mehr zu sehen. Wie dieser Vergleich der OH- und der Schattenaufnahmen zeigt, treten keine kompakten Sauerstoffpartikel durch die Reaktionszonen durch. Sie verdampfen vollständig innerhalb der reagierenden Scherschicht.

In diesem Kapitel werden die experimentellen Ergebnisse dargestellt. Die detaillierte Auswertung und Analyse erfolgt in Kapitel 5 mit der Ableitung relevanter Zeit- und Längenskalen, deren Vergleich mit den chemischen Zeitskalen und die Einordnung der lokalen Zustände ins Borghi-Diagramm [20]. Neben diesen weit unterkritischen Brennkammerversuchen am M3 wurden auch Versuche bei höheren Drücken von 30 bar und 60 bar am P8 gefahren. Diese werden in den folgenden Abschnitten betrachtet.

### 3.2 Stationäre Versuche bei höheren Druckstufen

Stationäre Versuche bei realen Brennkammerdrücken (Hochdruck) wurden mit einer gläsernen Modellbrennkammer am Prüfstand P8 [64] durchgeführt. Diese Modellbrennkammer (siehe Bild 3.12) wurde bei dem DLR in Lampoldshausen entwickelt und für maximale Brennkammerdrücke bis 100 bar ausgelegt. Sie besitzt vier Fenster, die den optischen Zugang gewährleisten sollen, wobei die zwei schmalen Fenster für Lichtschnittmeßtechniken vorgesehen sind. Eingesetzt werden hauptsächlich Schattenaufnahmetechniken zur Untersuchung der Strömungsmorphologie und OH-Emissionsaufnahmen, um die Flammenzonen zu detek-

tieren. Ein Ziel dieser Versuche ist es, räumliche Meßdaten zu erfassen, und daraus über Zweipunkt-Korrelationsfunktionen, die turbulenten Zeit- und Längenskalen zu bestimmen. Dies wird in Kapitel 5 erläutert, in welchem die experimentell bestimmten Skalen mit den numerisch simulierten turbulenten und mit den chemischen Zeit- und Längenskalen verglichen werden.



**Bild 3.12: Modellbrennkammer mit Skizze und relevanten geometrischen Größen**

Die beiden großen Beobachtungsfenster der Modellbrennkammer haben eine Länge von 100 mm in axialer Richtung und eine Höhe von 25 mm. In axialer Richtung wurden drei Positionen im Abstand von 30 mm abgefahren. Es wurden Versuche bei zwei unterschiedlichen Druckniveaus durchgeführt, einem unterkritischem Druck von 30 bar bzw. einem überkritischen Druck von 60 bar. Auf die Ergebnisse dieser Hochdruckversuche soll im Folgenden näher eingegangen werden.

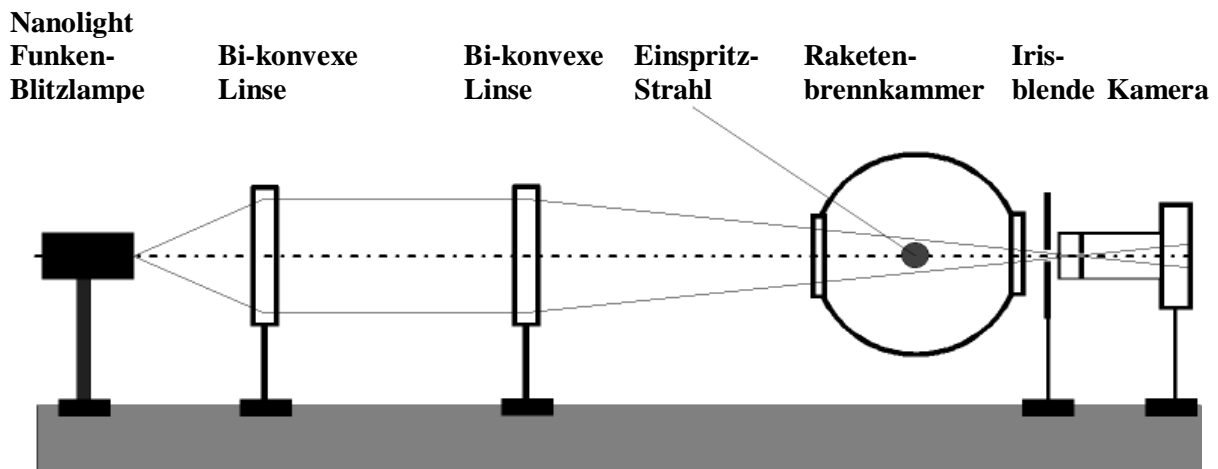
### 3.2.1 Versuche bei unterkritischem Druck (30 bar)

Aufgrund der geringen Massenströme (untere Grenze des P8-Auslegungsbereichs) und des Wärmeeintrags an den ungekühlten Interfaceanschlüssen war es nicht möglich, Einspritztemperaturen von 100 K zu erreichen. Die realisierten Einspritztemperaturen waren 127 K für den Sauerstoff und 125 K für den Wasserstoff. In der folgenden Tabelle sind die relevanten geometrischen Daten und die Betriebsdaten für die Versuche bei 30 bar aufgelistet:

Geometrische Daten		Zuströmbedingungen:			
$D_{ch}$	50 mm	$T_{LOX}$	127 K	$\rho_{LOX}$	$935,56 \text{ kg/m}^3$
$D_{LOX}$	4 mm	$T_{H2, inj}$	125 K	$\rho_{H2, inj}$	$5,7340 \text{ kg/m}^3$
$t_{mat}$	0,3 mm	$T_{H2, win}$	293 K	$\rho_{H2, win}$	$2,4398 \text{ kg/m}^3$
$D_{inj}$	7,9 mm	$\dot{m}_{LOX}$	0,28 kg/sec	$V_{LOX}$	23,816 m/sec
$t_{win}$	1,0 mm	$\dot{m}_{H2, inj}$	0,05 kg/sec	$V_{H2, inj}$	269,15 m/sec
$D_{throat}$	22 mm	$\dot{m}_{H2, win}$	0,23 kg/sec	$V_{H2, win}$	597,40 m/sec

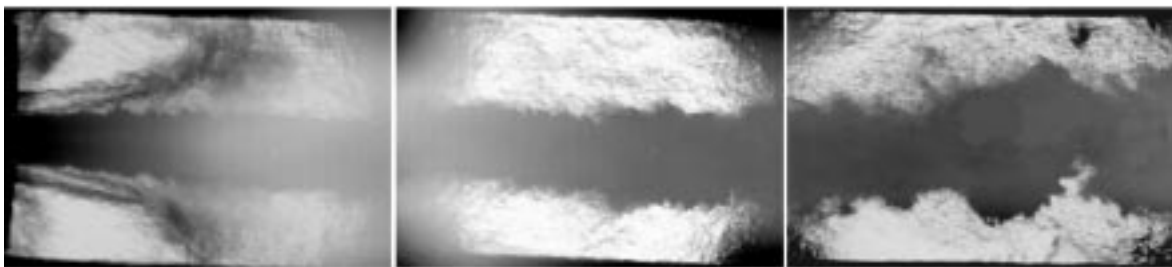
**Tabelle 3: Geometrische Daten und die Einspritzbedingungen für die 30 bar-Versuche**

Die Schattenaufnahmetechnik, die bei diesen Versuchen angewendet wurde, hatte das Problem des starken Eigenleuchtens der Flamme. Um den Kernstrahl sichtbar zu machen, muß dieses Eigenleuchten aus- bzw. überblendet werden. Dies wird mit dem in Bild 3.13 dargestellten optischen Versuchsaufbau realisiert.



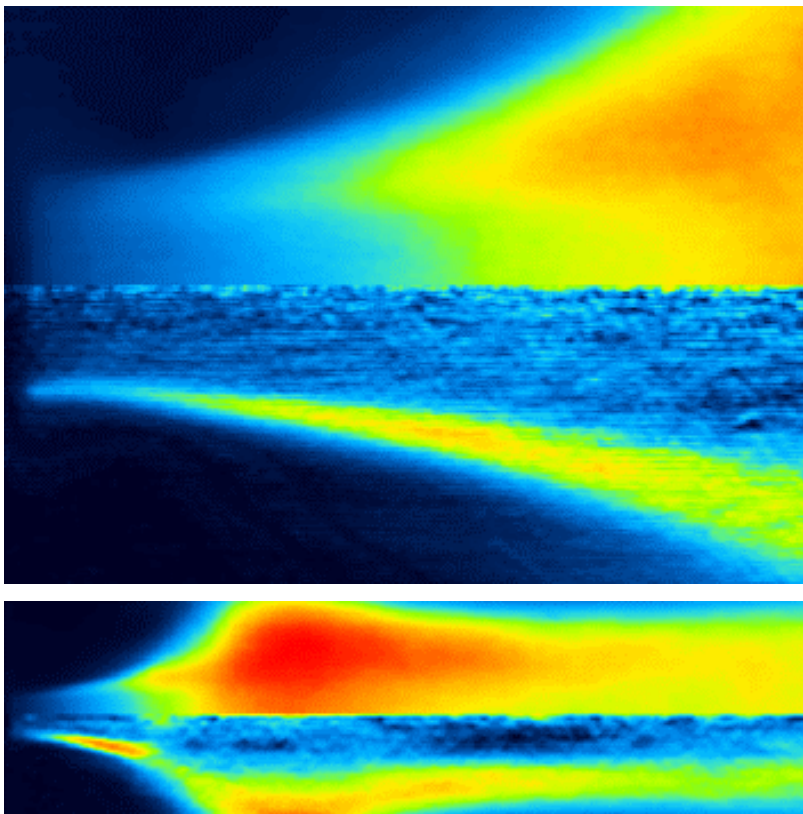
**Bild 3.13: Optischer Versuchsaufbau für Schattenaufnahmetechnik mit Strahlengang**

Wichtig ist hierbei, daß die Irisblende vor der Kamera mit einem möglichst geringen Öffnungsradius justiert wird. Die Linsen müssen das Licht der Funkenblitzlampe in der Art fokussieren, daß die gesamte Lichtintensität den Sauerstoffstrahl erfaßt und durch die Irisblende in die Kamera eintritt. Da das Eigenleuchten der Flamme isotrop strahlt, tritt nur ein sehr geringer Teil, der dem Raumwinkel von der Flamme zur Irisblende entspricht, in die Kamera ein. Die Lichtintensität der Funkenblitzlampe, die in die Kamera eingespeist wird, ist dadurch um ein Vielfaches größer als die Intensität der Flamme. Der Sauerstoffstrahl erzeugt somit einen Schatten, wobei das Eigenleuchten der Flamme, das in die Kamera dringt, den Film zusätzlich belichtet und folglich den Kontrast verschlechtert. Ist die Strahlungsintensität der Flamme lokal sehr hoch, kann der Film an diesen Orten überbelichtet werden. Das folgende Bild 3.14 zeigt den Sauerstoffstrahl bei allen drei Positionen. Bei einem Abstand von ca. 25 mm vom Injektor ist der Kontrast aufgrund dieser Überbelichtung des Films verschlechtert. An dieser Position ist das Eigenleuchten der Flamme außerordentlich hoch. Dies wird auch durch die weiter unten in Bild 3.15 gezeigten OH-Emissionsaufnahmen bestätigt. In Kapitel 4 werden zusätzlich die numerischen Simulationen zeigen, daß sich an dieser Position die Verbrennungszonen stark aufweiten und nach außen gedrängt werden (bis fast an die Brennkammerwand), was durch ein starkes Rezirkulationsgebiet an der Einspritzplatte hervorgerufen wird. Diese Verbreiterung der Reaktionszonen bewirkt eine starke Zunahme der chemischen Umsatzraten und somit eine verstärkte Strahlungsemission an diesem Ort, die sowohl in den Schattenbildern als auch in den OH-Emissionsaufnahmen zu sehen sind.



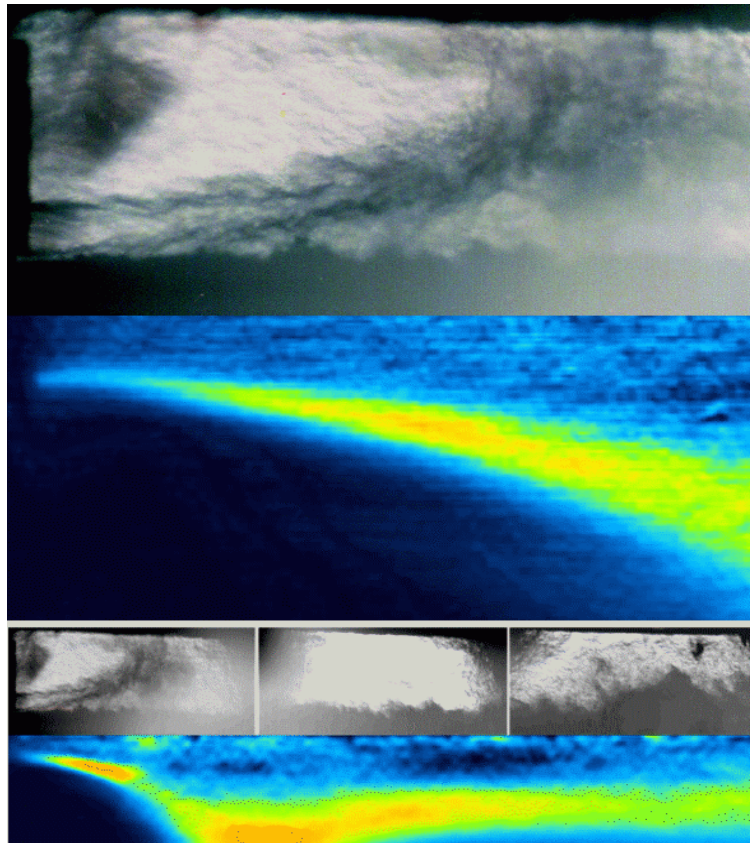
**Bild 3.14: Schattenaufnahme des Sauerstoffstrahles bei 30 bar Brennkammerdruck**

Vergrößerte Darstellungen der einzelnen Positionen sind im Anhang (Kapitel 9.5) abgebildet. Man erkennt, daß der Sauerstoffstrahl auch am rechten Rand des Fensters einen sehr kompakten Kernstrahl ausbildet. Aufgrund der heißen Umgebung erwärmt sich der Sauerstoff und weitet sich auf. Es sind keine abgelösten Tropfen ersichtlich im Gegensatz zu den in Kapitel 3.1 dargestellten Niederdruckversuchen. Der thermodynamische Zustand liegt bei den 30 bar Versuchen näher am kritischen Punkt. Der Wärmeeintrag auf den Sauerstoffstrahl durch die umgebende Flamme ist so hoch, daß direkt am Kernstrahl sehr starke Verdampfungsprozesse ablaufen und sich somit Tropfen gar nicht erst bilden können. Der Kernstrahl zeigt jedoch Oberflächendeformationen auf, deren Längenmaße stromab zunehmen. An der hintersten Position wurde außerdem eine intensive Fluktuation des Kernstrahls beobachtet, die auch zum Aufbrechen bzw. Zerreißen des Kernstrahles führen kann. Bei der mittleren Position erkennt man (besser zu sehen bei den vergrößerten Darstellungen im Anhang Bild 9.5), daß die Oberflächenstrukturen entgegen der Strömungsrichtung geneigt sind, obwohl der Sauerstoff von einem ca. 10fach schnellerem Gasstrahl koaxial umströmt wird. Dies ist ein Phänomen, das auch von Mayer et al. [74] mehrfach beobachtet wurde. Ursache dafür ist der sehr schnelle Abbau des Einströmpulses der koaxialen Gasströmung im Vergleich zum flüssigen Kernstrahl. An der vordersten Position sind die Schlierenphänomene des schnellen  $H_2$ -Strahles erkennbar. Nach einer Distanz von ca. 15 mm wird dieser Strahl aufgrund des starken Rezirkulationsgebietes am Einspritzkopf nach außen abgelenkt. Dies wird auch durch die OH-Emissionsaufnahmen und durch die numerische Simulation bestätigt. In den folgenden Abbildungen sieht man die gemittelte und die abeltransformierte OH-Verteilung.



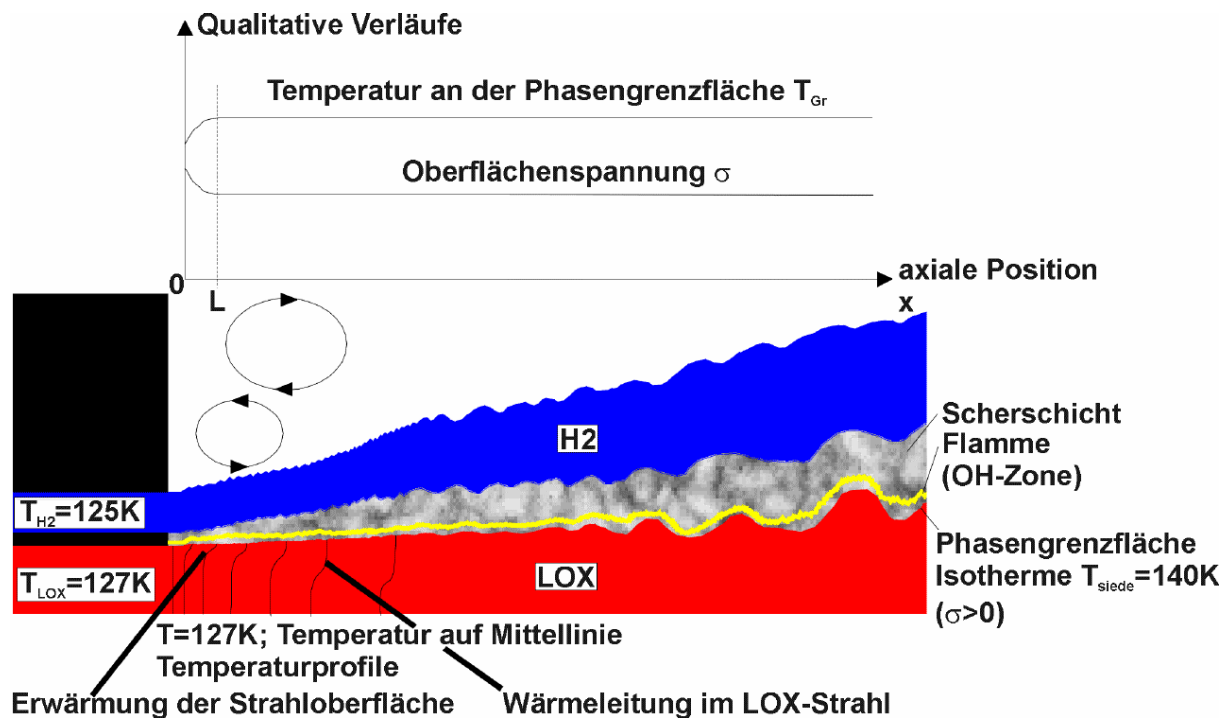
**Bild 3.15:** Obere Abbildung : OH-Emissionen im injektornahen Gebiet  
 Untere Abbildung : OH-Emissionen im Fensterbereich  
 Jeweils gemittelte OH-Verteilung (obere Hälfte) und abeltransformierte OH-Verteilung (untere Hälfte);  $p = 30 \text{ bar}$ ,  $T_{LOX} = 127 \text{ K}$ ,  $T_{H_2} = 125 \text{ K}$ .

In Bild 3.15 sind die Aufweitung und die Intensitätszunahme der OH-Emissionen bei einem Abstand von ca. 15 mm vom Einspritzkopf deutlich zu sehen. Die OH-Aufnahmen wurden mit zwei verschiedenen Ausschnittgrößen durchgeführt. Der injektornaher Bereich wurde mit einer axialen Länge von 20 mm aufgelöst (s. Bild 3.15, oben). Beim zweiten Versuch wurde der gesamte Fensterbereich aufgenommen. Die axiale Länge beträgt hier 100 mm (s. Bild 3.15, unten). Für die Analyse der verschiedenen turbulenten Verbrennungsmechanismen ist es wichtig, den Abstand der Flamme zum Sauerstoffstrahl zu kennen. Das folgende Bild zeigt einen interessanten Vergleich der Schattenaufnahmen und der abeltransformierten OH-Aufnahmen.



**Bild 3.16:** Vergleich zwischen Strömungsvisualisierung und abeltransformierter Flammenvisualisierung (oben: injektornaher Bereich, Ausschnitt: 20 mm; unten: Fensterbereich, Ausschnitt: 100 mm);  $p = 30 \text{ bar}$ ,  $T_{\text{LOX}} = 127 \text{ K}$ ,  $T_{\text{H}_2} = 125 \text{ K}$ .

Anhand von Bild 3.16 ist zu erkennen, daß die Reaktionszonen sich zwischen dem LOX- und dem koaxialen  $\text{H}_2$ -Strahl aufbauen. Die Flamme ist direkt am Injektorausritt verankert. Die reagierende Scherschicht wird stromab nach außen gedrängt und weitet sich gleichzeitig auf. Nach dem Injektorausritt besitzt sie zunächst eine Dicke, die der Materialstärke des Injektorröhrchens entspricht, also 0,3 mm. Nach einer Entfernung von ca. 20 mm stromab besitzt die Scherschicht bereits eine Dicke von mehreren Millimetern. Detailliertere Untersuchungen der Scherschichtentwicklung und –verbreiterung sind in Kapitel 5.4.2.2 dargestellt. Im Anhang (Kapitel 9.5) befinden sich Sequenzen von Einzelbildern, um die Instationarität dieser Vorgänge und die möglichen Schwankungsbreiten der Strömungsphänomenologie hervorzuheben. Mit Kenntnissen dieser experimentellen Daten und den zugehörigen physikalischen Vorgängen, die in Kapitel 2 dargestellt wurden, kann die Phänomenologie der koaxialen Treibstoffaufbereitung bei thermodynamisch transkritischen Bedingungen in einer Skizze wie folgt dargestellt werden.



**Bild 3.17:** Phänomenologischeskizze mit den qualitativen Verläufen relevanter Größen bei unterkritischen Bedingungen

In dieser Skizze ist das Rezirkulationsgebiet an der Einspritzplatte durch ein Wirbelsystem mit zwei gegenläufigen Wirbeln angedeutet. Im nächsten Kapitel wird anhand der numerischen Simulationen darauf näher eingegangen. Ein kleines Rezirkulationsgebiet ist auch am Ende des Injektorröhrchens vorhanden. Dieses Wirbelsystem wurde in der Literatur bereits mehrfach nachgewiesen bzw. untersucht [75] und wird auch als Flammhaltemechanismus direkt am Injektor angesehen. Nach der Phänomenologischeskizze aus Bild 3.17 kann der LOX-Einspritzstrahl als eine kochende Flüssigkeitssäule angesehen werden. Die Temperatur an der LOX-Phasengrenze bleibt nach einer kurzen Relaxationslänge  $L$  konstant. Der Sauerstoffstrahl tritt mit einer Temperatur von 127 K aus dem Injektor aus. Da die Flamme direkt am Injektorende anliegt, beginnt sofort am Injektorende die Aufheizung der Kernstrahloberfläche. Ab der Relaxationslänge  $L$  besitzt die Grenzfläche des Sauerstoffstrahles die Siedetemperatur von 140 K und ab diesem axialen Abstand zum Injektor wird der gesamte Wärmeinput durch die Flamme zur Verdampfung von  $O_2$ -Molekülen an der Strahloberfläche verbraucht (keine weitere Temperaturerhöhung der Sauerstoffgrenzfläche). Allerdings existiert innerhalb des Sauerstoffstrahls immer noch ein Temperaturgradient zwischen der Oberfläche ( $T_{\text{Oberfläche}} = T_{\text{sieden}} = 140 \text{ K}$ ) und dem Innern des Sauerstoffstrahls ( $T_{LOX} = 127 \text{ K}$ ; Austrittstemperatur des Sauerstoffs). Dieser Temperaturgradient verursacht einen Wärmetransport und somit eine axiale Temperaturerhöhung im Kern des Sauerstoffstrahles. Daraus resultiert die axiale Verbreiterung des Sauerstoffstrahles. Wie in Kapitel 2 erläutert und aus Bild 3.17 ersichtlich, existiert auf der Sauerstoffgrenzfläche auch nach dem Erreichen der Siedetemperatur immer noch eine Oberflächenspannung. Dieser Sachverhalt ist bei überkritischen Druckbedingungen grundlegend anders, da in diesen Fällen nach Erreichen der kritischen Mischungstemperatur die Oberflächenspannung verschwindet. Im folgenden Abschnitt werden die experimentellen Ergebnisse bei einem überkritischen Brennkammerdruck von 60 bar dargestellt.

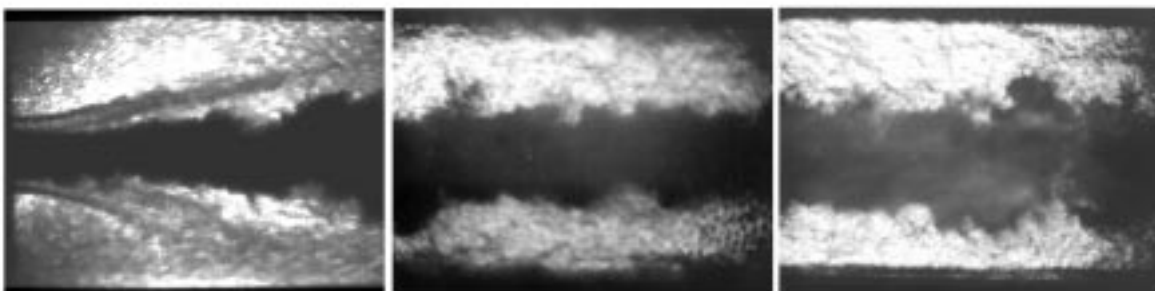
### 3.2.2 Versuche bei überkritischem Druck (60 bar)

Die Versuche bei einem Brennkammerdruck von 60 bar kommen realen Brennkammerzuständen bereits ziemlich nahe. Das Ariane 5 Zentraltriebwerk arbeitet zwar mit einem Brennkammerdruck von ca. 110 bar, allerdings sind die zukünftigen Entwicklungsanforderungen an 60 bar-Brennkammern im Hinblick auf die Nachfolge des Zweitstufentriebwerks (im Moment Aestus) sehr hoch. Ein sehr stark favorisierter Triebwerkszyklus für die zukünftige Ariane 5 Oberstufe ist derzeit ein Expandertriebwerk, das ebenfalls mit einem Brennkammerdruck von ca. 60 bar arbeiten soll. Der exakte Brennkammerdruck bei diesen Versuchen beträgt allerdings 63 bar. Der Grund dafür liegt in den leicht erhöhten Massenströmen bei diesen Versuchen. Die Auslegungsmassenströme (280 g/sec für den Sauerstoff und 50 g/sec für den Injektor-Wasserstoff; siehe 30 bar Versuche) konnten nicht erreicht werden, da diese Kampagne in der zweiten Testzelle des P8 durchgeführt wurde, und die Regelventile bei 300 g/sec für LOX und 60 g/sec für den Injektor-Wasserstoff bereits an der unteren Regelgrenze angekommen sind. In der folgenden Tabelle sind die relevanten geometrischen Daten und die Betriebsdaten für die Versuche bei 63 bar zusammengefaßt:

Geometrische Daten		Zuströmbedingungen:			
$D_{ch}$	50 mm	$T_{LOX}$	127 K	$\rho_{LOX}$	956,08 kg/m <sup>3</sup>
$D_{LOX}$	4 mm	$T_{H_2, inj}$	125 K	$\rho_{H_2, inj}$	11,68 kg/m <sup>3</sup>
$t_{mat}$	0,3 mm	$T_{H_2, win}$	293 K	$\rho_{H_2, win}$	5,00 kg/m <sup>3</sup>
$D_{inj}$	6,5 mm	$\dot{m}_{LOX}$	0,30 kg/sec	$V_{LOX}$	24,97 m/sec
$t_{win}$	1,0 mm	$\dot{m}_{H_2, inj}$	0,06 kg/sec	$V_{H_2, inj}$	310,2 m/sec
$D_{throat}$	16,8 mm	$\dot{m}_{H_2, win}$	0,23 kg/sec	$V_{H_2, win}$	300,07 m/sec

**Tabelle 4: Geometrische Daten und die Einspritzbedingungen für die 63 bar-Versuche**

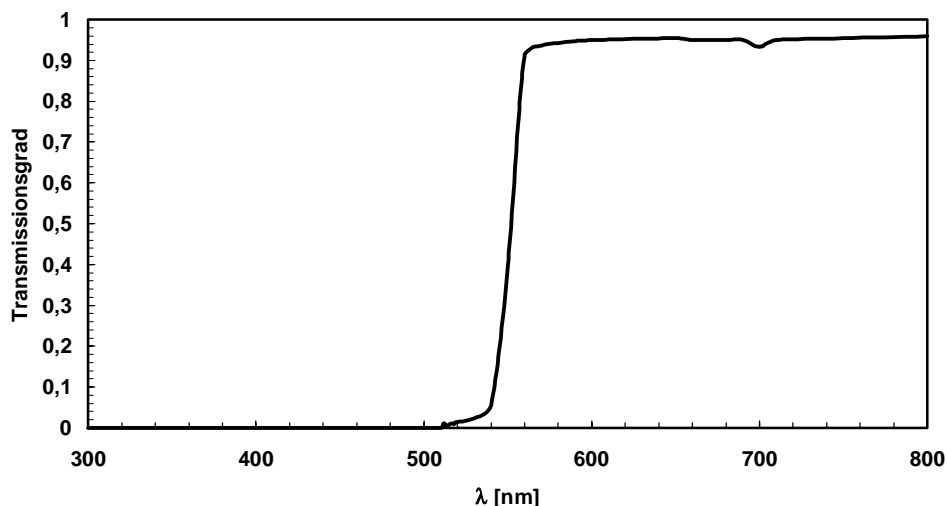
In dieser Versuchskampagne wurden mehrere Diagnostikverfahren eingesetzt: Kurzzeitphotographie, OH- und H<sub>2</sub>O-Emissionsaufnahmen. Laserdiagnostische Meßverfahren (CARS und Raman) wurden für diese extremen Brennkammerbedingungen im Rahmen von Vorversuchen getestet und ihre Realisierbarkeit wurde festgestellt. Es ist für die zukünftigen Meßkampagnen geplant, diese laserdiagnostischen Meßverfahren vermehrt einzusetzen, um quantitative Aussagen über Temperatur- und Konzentrationsverteilungen innerhalb der reagierenden Scherschicht machen zu können. Für die Versuche mit Kurzzeitphotographie wurde derselbe Diagnostikaufbau benutzt wie bei den 30 bar Versuchen (siehe Bild 3.13). Ebenfalls wurden 3 axiale Positionen im Abstand von 30 mm abgefahren. Folgendes Bild zeigt alle 3 Positionen.



**Bild 3.18: Schattenaufnahme des Sauerstoffstrahles ( $p=63\text{bar}$ ,  $T_{LOX}=127\text{K}$ ,  $T_{H_2}=125\text{K}$ )**

Im Gegensatz zu den 30 bar Versuchen ist hier deutlich eine Verbreiterung des Sauerstoffkernstrahles ab einem Abstand von ca. 20 mm vom Injektor zu erkennen. Das liegt daran, daß im hier dargestellten überkritischen Betriebsfall der Sauerstoffstrahl fähig ist mehr Wärme, die von der Flamme abgegeben wird aufzunehmen, und somit seine Temperatur stärker zu erhöhen (bis zur kritischen Mischungstemperatur von 151 K für 60 bar im Gegensatz zur Siedetemperatur von 140 K für 30 bar), was wiederum eine Dichteabnahme und eine damit verbundene Verbreiterung zur Folge hat. Darüber hinaus ist ersichtlich, daß der Sauerstoffstrahl auch bei einem Abstand von 100 mm zum Injektor immer noch stabil intakt ist. Um die Verschiedenheit der Einzelaufnahmen zu zeigen, sind im Anhang (s. Bild 9.5 bis 9.8) mehrere vergrößerte Einzelbilder dargestellt. In der Nähe des Injektors erkennt man Schliereffekte des  $H_2$ -Strahls. Er knickt ziemlich schnell nach dem Austreten aus dem Injektor nach außen zur Brennkammerwand ab. Ähnlich wie bei den 30 bar Versuchen gibt es dafür zwei wesentliche Gründe, die auch durch die numerische Simulation (siehe Kapitel 4) bestätigt werden. Zum einen ist es das intensive Rezirkulationsgebiet an der Einspritzplatte, das den  $H_2$ -Strahl regelrecht nach außen zieht (siehe Bild 4.5) und zum anderen der starke Stofftransport des Sauerstoffs weg von der Zentralachse des Kernstrahls. Dieser Effekt wird hervorgerufen durch den intensiven Wärmeeintrag und die damit verbundene Aufheizung des Sauerstoffkernstrahls. Die Verbreiterung des Kernstrahls ist eine weitere Wirkung dieses Wärmetransports. Eine Tropfenbildung oder -strömung läßt sich nicht erkennen, allerdings sieht man an der stark zerklüfteten Oberfläche große Strukturen, die sich auch vom Kernstrahl ablösen können. In der Literatur werden diese abgelösten Strukturen als `dichte Sauerstofftaschen` bezeichnet. Sie besitzen, genauso wie der Kernstrahl, keine Phasengrenze. Es ist also nicht korrekt, von Verdampfungsvorgängen in diesem Betriebsfall zu sprechen. Der Dichtegradient ist zwar immer noch sehr hoch, kann aber nicht mehr als Diskontinuität betrachtet werden.

Analog zu den 30 bar Versuchen wurde auch beim überkritischen Betriebsfall ein Vergleich zwischen Strömungsvisualisation und Flammvisualisation angestrebt. Jedoch wurden hier neben den OH-Emissionen auch die  $H_2O$ -Emissionen detektiert. Wegen der unterschiedlichen Emissionswellenlänge von OH und  $H_2O$  wurde der in Bild 3.6 dargestellte Interferenzfilter zur Detektion der OH-Emissionen ausgetauscht gegen einen Schottfilter mit folgenden Transmissionswerten:

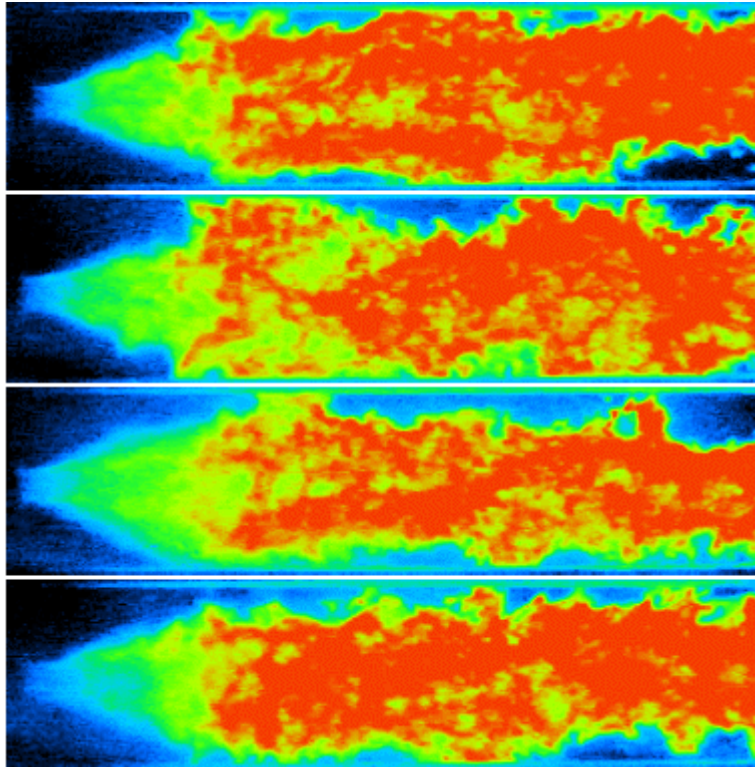


**Bild 3.19: Schottfilter zur Detektion von  $H_2O$ -Emissionen**

Der restliche Diagnostikaufbau bleibt gegenüber den OH-Emissionsaufnahmen, wie in Bild 3.7 dargestellt, derselbe. Es wurden sowohl für die OH- als auch für die  $H_2O$ -Aufnahmen



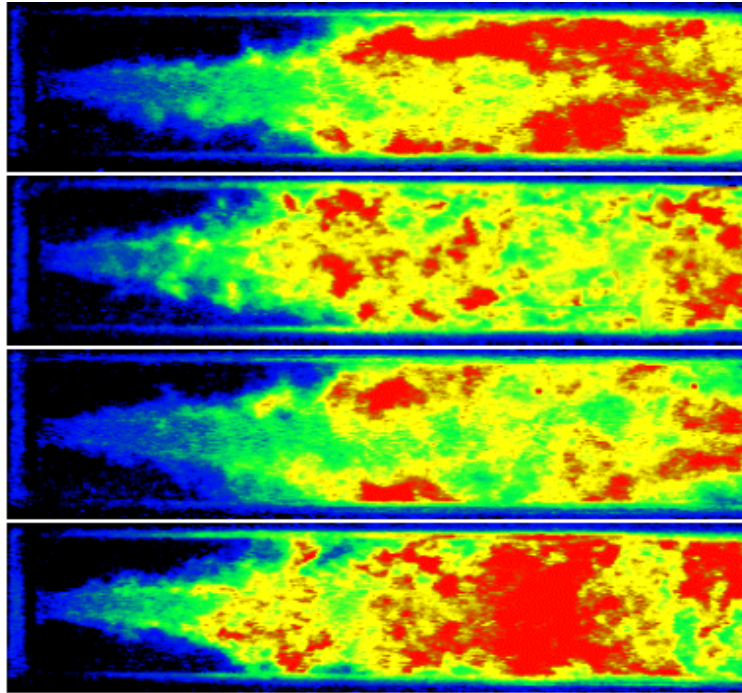
wiederum zwei Ausschnittgrößen detektiert (gesamter Fensterausschnitt: 0-100mm; injektor-naher Bereich: 0-30mm). Im folgenden Bild ist eine Sequenz von Einzelaufnahmen der OH-Emission über den gesamten Fensterbereich dargestellt.



**Bild 3.20: Sequenz von Einzelaufnahmen der OH-Emission bei 63 bar Brennkammerdruck (gesamter Fensterbereich: 0 mm bis 100 mm stromab vom Injektor)**

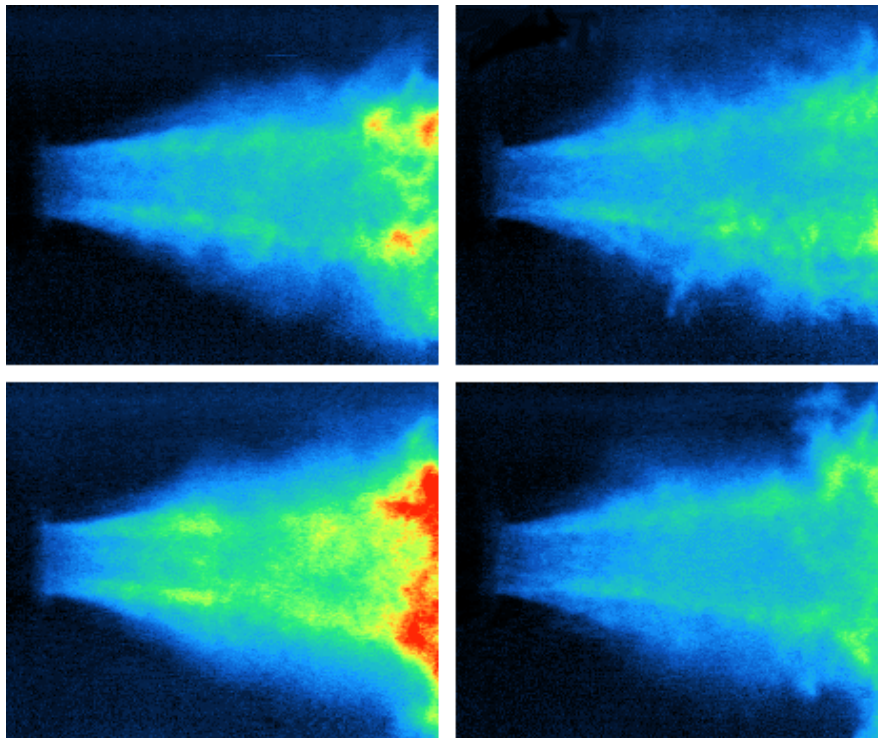
Schwache Intensitäten sind bereits direkt am Injektor vorhanden. Bis zu einem axialen Abstand von ca. 25 mm nimmt die Intensität stetig zu, um dann im Mittelwert konstant zu bleiben. Man sieht außerdem (Bild 3.20 unten), daß sich lokale Verbrennungszonen von den Reaktionszonen am Kernstrahl ablösen können. Dieses Phänomen stellt für die Modellierung turbulenter Verbrennungsvorgänge große Schwierigkeiten dar. In solchen Fällen müssen lokale Verlöschungsvorgänge (lokales Quenching) berücksichtigt werden. Bei den in dieser Arbeit vorgestellten numerischen Simulationen wird für die Chemie ein Gleichgewichtsansatz verwendet, der solche Effekte nicht berücksichtigen kann. Auf diese Problematiken wird allerdings in den nächsten Kapiteln näher eingegangen.

In der folgenden Abbildung (3.21) werden die  $H_2O$ -Emission dargestellt. Bei einem Vergleich mit den OH-Emissionen erkennt man, daß die  $H_2O$ -Intensitäten ab einem axialen Abstand von ca. 40 mm über die gesamte Fensterbreite detektiert werden. Die OH-Intensitäten besitzen hingegen einen schmaleren Intensitätsverlauf, der stärker an die reagierende Scherschicht gebunden ist. Reaktionskinetisch kann dieser Sachverhalt folgendermaßen erklärt werden: Da  $H_2O$  das Reaktionsprodukt ist, füllt es ab einem gewissen Abstand vom Einspritzkopf die gesamte Brennkammer aus. Der Konzentrationsgehalt von heißem  $H_2O$  ist dort ziemlich hoch. Im Gegensatz dazu ist das OH-Radikal ein Zwischenprodukt. Es tritt zwar bei hohen Verbrennungstemperaturen auch im Gleichgewicht auf, wie in Kapitel 5 gezeigt wird, aber in einer relativ geringen Konzentration. Wohingegen in der reagierenden Scherschicht, wo die chemischen Umsatzraten sehr hoch sind, auch relativ große OH-Konzentrationen existent sind.



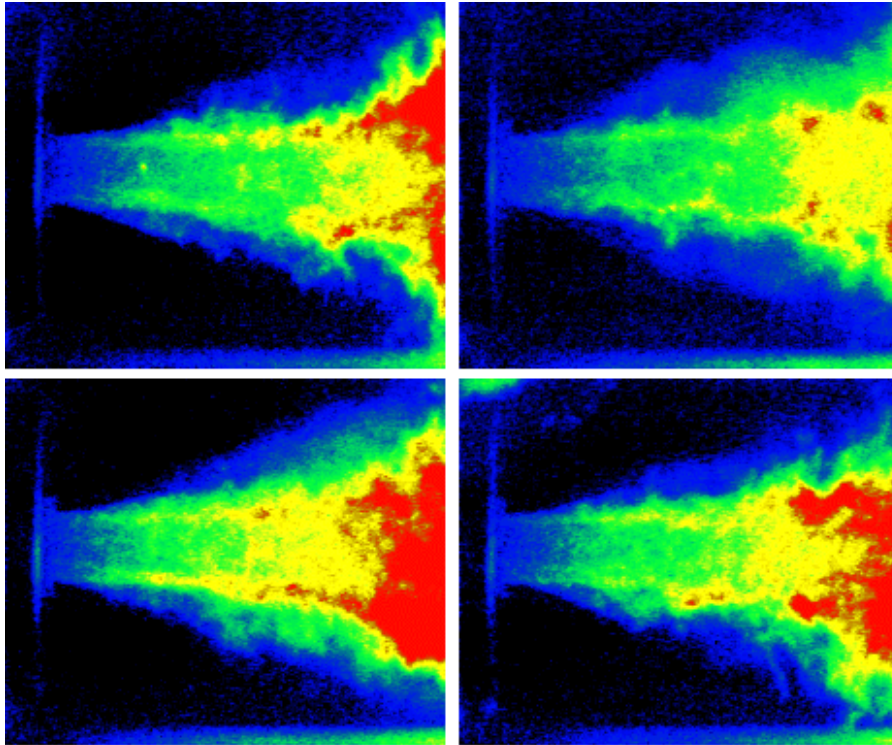
**Bild 3.21:** Sequenz von Einzelaufnahmen der H<sub>2</sub>O-Emission bei 63 bar Brennkammerdruck (gesamter Fensterbereich: 0 mm bis 100 mm stromab vom Injektor)

Um eine detailliertere Auswertung dieser Experimente, im Hinblick auf die Ermittlung korrelierter Längenskalen, wie es in Kapitel 5 dargestellt wird zu ermöglichen, wurde der injektor-nahe Bereich in einem separaten Versuch untersucht. Folgendes Bild zeigt eine Sequenz von Einzelaufnahmen der OH-Emission im injektornahen Gebiet.



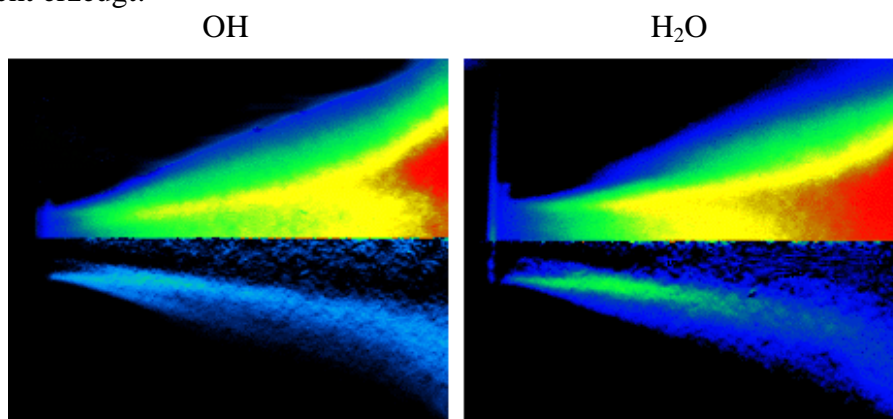
**Bild 3.22:** Sequenz von Einzelaufnahmen der OH-Emission bei 63 bar Brennkammerdruck (injektornaher Bereich: 0 mm bis 30 mm stromab vom Injektor)

In Bild 3.22 ist deutlich zu sehen, daß die Flamme direkt am Injektor ansetzt. Dies wurde auch durch andere Versuche vielfach bestätigt [76, 77]. Am rechten Rand der Einzelaufnahmen steigen die Intensitäten der OH-Emission ebenso, wie es bei den Aufnahmen über das gesamte Fenster hinweg festgestellt wurde. Zum Vergleich sind hier wiederum die H<sub>2</sub>O-Emissionen im injektornahen Bereich dargestellt.



**Bild 3.23:** Sequenz von Einzelaufnahmen der H<sub>2</sub>O-Emission bei 63 bar Brennkammerdruck (injektornaher Bereich: 0 mm bis 30 mm stromab vom Injektor)

Die Versuchszeit betrug jeweils 5 Sekunden, und die hier dargestellten Emissionsaufnahmen von OH und H<sub>2</sub>O wurden mit einer CCD Kamera detektiert, die eine Bildfrequenz von 50 HZ hat. Pro Versuch können somit 250 Einzelbilder gewonnen werden. Da es allerdings ca. eine Sekunde gedauert hat bis der stationäre Brennkammerzustand erreicht wurde, konnten für die Auswertung nur ca. 200 Einzelbilder verwendet werden. Diese wurden summiert, gemittelt und mit Hilfe der Abeltransformation wurden 2-dimensionale Schnitte durch die reagierende Scherschicht erzeugt.



**Bild 3.24:** Gemittelte (oben) und abeltransformierte (unten) OH- und H<sub>2</sub>O-Aufnahmen bei 63 bar Brennkammerdruck

Bild 3.24 zeigt links für OH und rechts für H<sub>2</sub>O die gemittelte (obere Hälfte) und die abeltransformierte (untere Hälfte) Intensitätsverteilung im injektornahen Gebiet. Die detaillierte Auswertung der experimentellen Ergebnisse erfolgt in Kapitel 5. In diesem Kapitel wurde ein Überblick über die durchgeführten Experimente und deren Ergebnisse in Form von Strömungs- und Flammenvisualisationen dargestellt.

In Kapitel 3.2.1 wurde eine Phänomenologieskizze für unterkritische Betriebsbedingungen vorgestellt (siehe Bild 3.17). In diesem Abschnitt sind überkritische Betriebsbedingungen behandelt worden und es wird nun kurz der Unterschied der Phänomenologie für diese beiden Zustände diskutiert. Anhand der Schattenaufnahmen (siehe Bild 3.14 bzw. 3.18) kann erkannt werden, daß die Morphologie keine markanten Unterschiede aufweist. Allerdings gibt es entscheidende quantitative Differenzen bestimmter thermodynamischer Größen. Im Gegensatz zu Bild 3.17 steigt bei überkritischen Bedingungen die Temperatur des dichten Sauerstoffstrahls an seiner Grenzfläche bis zur kritischen Mischungstemperatur von 151 K an. Die ca. doppelt so große Dichte der reagierenden Scherschicht und die höheren Temperaturen, die bei 60 bar in den Verbrennungszonen herrschen, bewirken einen stärkeren Wärmeeintrag von der Scherschicht in den Sauerstoffkernstrahl. Die Verbreiterung des Sauerstoffkernstrahls ist aufgrund des höheren Temperaturgradienten und somit der höheren Wärmeleitung innerhalb des Sauerstoffkernstrahles im überkritischen stärker ausgeprägt als im unterkritischen Fall (deutlich zu sehen bei den Ergebnissen der numerischen Simulation, vgl. Bild 4.10). Die Oberflächenspannung nimmt nach der Relaxationslänge  $L$  bis auf Null ab, da ab diesem axialen Abstand die kritische Mischungstemperatur an der Grenzfläche des dichten Sauerstoffs zur Scherschicht erreicht wird. Die Strahlgrenzen des LOX-Einspritzstrahls in den Schattenaufnahmen entsprechen genau der isothermen Linie, an der die Temperatur gleich der kritischen Mischungstemperatur von 151 K ist. An diesem thermodynamischen Zustand bewirkt eine sehr geringe Wärmezufuhr eine geringe Temperaturerhöhung aber eine drastische Dichteabnahme. Der Dichtegradient an dieser Isotherme ist demnach sehr groß (vgl. Schattenaufnahmen: Bild 3.18).

## 4 Die Ergebnisse der numerischen Simulation

Parallel zu den laufenden Experimenten wurden auch numerische Simulationen durchgeführt. Die Simulationen wurden sowohl zur Grundkonzeption und zur Auslegung der Versuche und der Betriebsparameter verwendet als auch zur Optimierung des geometrischen Designs der Modellbrennkammer. Außerdem wurden die Ergebnisse der numerischen Simulation mit den experimentell gemessenen Daten verglichen mit dem Ziel, die angewandten Modelle im Rechenprogramm zu verifizieren. Bei auftretenden Diskrepanzen zwischen Simulation und Experiment sollen die Ursachen identifiziert und somit Schwachstellen in den Modellen erkannt werden. Ein weiteres Ziel ist die Bestimmung von Strömungs- bzw. Zustandsgrößen in der Brennkammer, die experimentellen Messungen nicht zugänglich sind. Es müssen z.B. für die Analyse der Zeitskalen, wie in Kapitel 5 und 6 dargestellt wird, die Strömungsgeschwindigkeiten in der reagierenden Scherschicht bekannt sein. Da Messungen in dieser Zone sehr aufwendig sind, und eine analytische Abschätzung nur ungenaue Daten liefert, ist die numerische Simulation hierbei ein sehr wichtiges Hilfsmittel, um einen hohen Genauigkeitsgrad bei der Bestimmung von experimentell nicht meßbaren Daten zu erreichen. Im Anhang (Kapitel 9.2) wird AS3D zusammen mit den implementierten physikalischen Modellen näher erläutert.

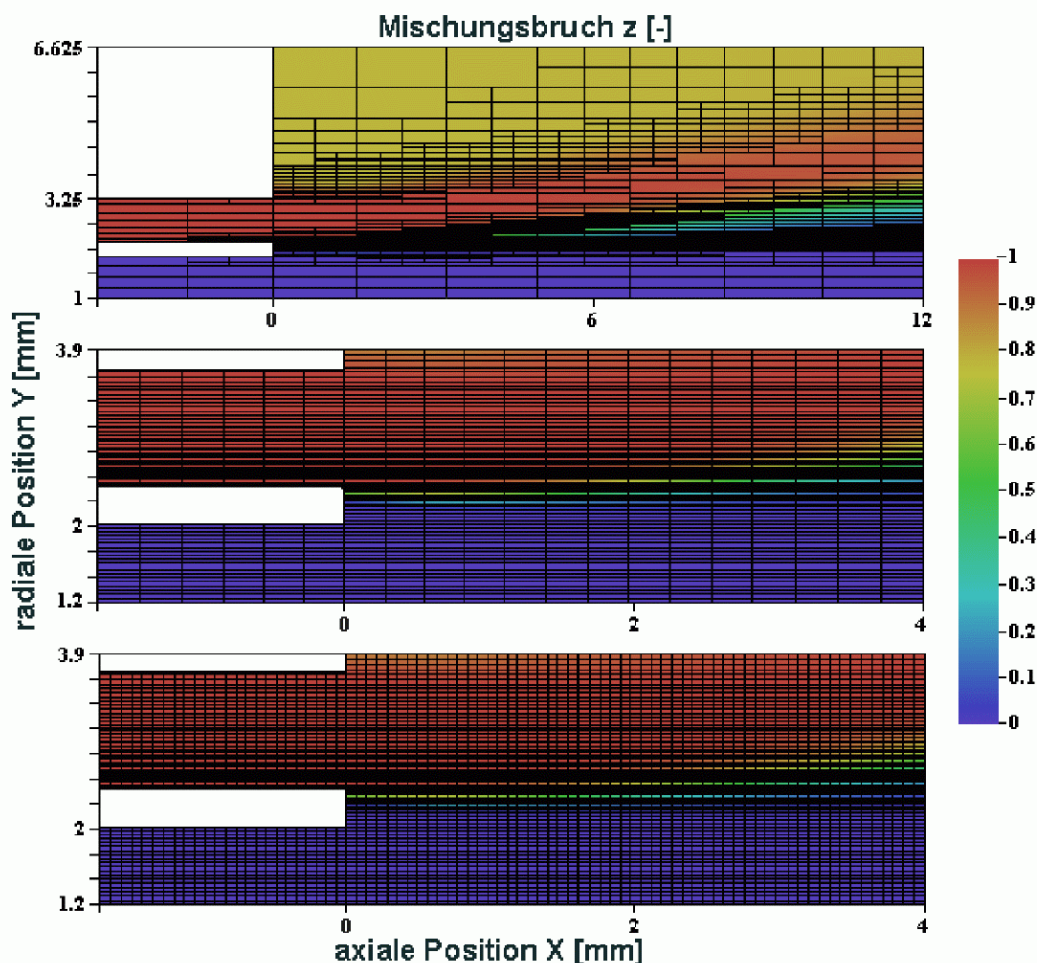
Mit Hilfe von AS3D wurden die Hochdruckversuche (30 bar und 60 bar) simuliert. Die in Kapitel 3 ebenfalls dargestellten Niederdruckversuche (bei 1,8 bar Kammerdruck) konnten, wegen den fehlenden Spray- bzw. Zwei-Phasen-Modellen bei diesem weit unterkritischen Zustand nicht gerechnet werden. Bei diesem Betriebszustand muß der Sauerstoff als Flüssigkeit mit einer nicht zu vernachlässigbaren Oberflächenspannung betrachtet werden. In AS3D wird der Sauerstoff allerdings sowohl bei den 60 bar als auch bei den 30 bar Versuchen als reales Gas (Redlich-Kwong) betrachtet. AS3D ist ein Finite-Volumen-Verfahren mit explizitem Lösungsalgorithmus. Es rechnet auf quasi unstrukturierten Gittern, die sich adaptiv sowohl der Lösung als auch der Geometrie anpassen. Als Turbulenzmodell wird das standardmäßige  $k$ - $\epsilon$ -Modell verwendet und die chemischen Reaktionen werden mit einem Gleichgewichtsansatz gelöst.

Im folgenden Abschnitt wird zunächst die Zuverlässigkeit dieser Simulationen im Hinblick auf Konvergenz und Netzunabhängigkeit der Lösung diskutiert. Diese beiden Punkte müssen prinzipiell bei allen numerischen Simulationen überprüft werden. Anschließend wird kurz auf die Auslegungsrechnungen eingegangen, die eine Optimierung der Konstruktion der Modellbrennkammer gewährleisten, bevor die Ergebnisse der 30 bar und 60 bar Versuche dargestellt werden.

### 4.1 Die Überprüfung der Netzunabhängigkeit der durchgeführten Simulationen

Um die Netzunabhängigkeit der Lösung zu garantieren, wurden Rechnungen mit einem relativ groben Startnetz von 8.500 Knoten benutzt, um anschließend, mit Hilfe der adaptiven Gitterverfeinerung, auf ein Netz von 45.000 Knoten zu gelangen. Die Vergleichsrechnungen wurden mit einem nichtadaptiven Startnetz von 150.000 Knoten durchgeführt. Anschließend wurde die auskonvergierte Lösung mit 45.000 Knoten zweimal manuell verfeinert und als Startlösung für Rechnungen mit 150.000 bzw. 600.000 Knoten verwendet. Die auskonvergierten Lösungen wurden miteinander verglichen und die Netzunabhängigkeiten überprüft. Dabei wurde festgestellt, daß sich der enorme Rechenaufwand bei den sehr feinen Netzen von

150.000 und 600.000 Knoten nicht rentiert, weil bei der Lösung eine maximale Abweichung von 2 % nachgewiesen werden konnte. Die Ursache dafür ist, daß die adaptive Verfeinerung sehr effizient ist und in den Gebieten, wo starke Gradienten der Strömungsgrößen auftreten, das Netz dementsprechend verfeinert wird, so daß sie den dichten Netzen von 150.000 bzw. 600.000 Knotenpunkten an diesen Orten entsprechen. In Gebieten, in denen keine starken Gradienten auftreten, ist dagegen bei dem adaptiven Gitter ein gröberes Netz vorhanden als bei dem nichtadaptiven. Somit kann in diesen Gebieten bei der adaptiven Gittertechnik sehr viel Rechenzeit eingespart werden. Aus diesem Grunde ist nur bei dem experimentell verifizierten 60 bar Versuch zusätzlich auf den feinen, nichtadaptiven Netzen gerechnet worden. Die Rechnungen des 30 bar Falles und die durchgeführten Parameterstudien im Rahmen der Auslegungsrechnungen wurden mit den adaptiven Gitterverfeinerungsmethoden und mit einem Netz von 45.000 Knoten gerechnet. Bild 4.1 zeigt den Vergleich der auskonvergierten Lösungen auf verschiedenen Netzen.

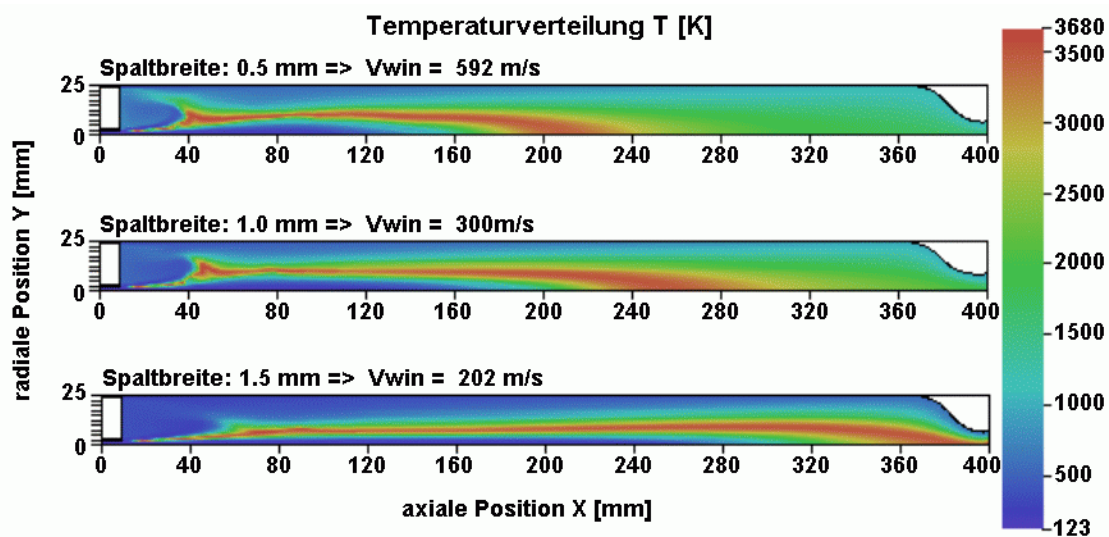


**Bild 4.1: Überprüfung der Netzunabhängigkeit der numerischen Simulationen**  
**Oben: Adaptives Netz mit 45.000 Knotenpunkten**  
**Mitte: Nichtadaptives Netz mit 150.000 Knotenpunkten**  
**Unten: Nichtadaptives Netz mit 600.000 Knotenpunkten**

#### 4.2 Parameterstudien zur Auslegung der Modellbrennkammer mit Hilfe von CFD

Die Auslegung der Modellbrennkammer C wird durch numerische Simulationen von AS3D unterstützt. Beispielhaft wird nun der Einfluß des Ringspaltes der Fensterkühlung auf die Strömung in der Brennkammer dargestellt. Diese Fensterkühlung, die durch einen  $H_2$ -Strahl

( $T_{H_2} = 290 \text{ K}$ ) realisiert wurde, hatte zum einen das Ziel, die Glasscheiben vor den Heißgasen zu schützen, und zum anderen sollte sie auch die realistischen Bedingungen (Einfluß benachbarter Injektoren auf einen zentralen Injektor) in einer Raketenbrennkammer simulieren. Der einströmende Impuls benachbarter Injektoren ist sehr wichtig, da dadurch ein Rezirkulationsgebiet am Einspritzkopf generiert und dessen Intensität bestimmt wird. Um das Mischungsverhältnis von  $O_2$  zu  $H_2$  in der Kammer konstant zu halten, und um somit möglichst vergleichbare Bedingungen bei unterschiedlichen Druckstufen zu schaffen, wurde der Massenstrom der  $H_2$ -Fensterkühlung bei allen Versuchen konstant auf  $230 \text{ g/sec}$  gehalten. Bei gegebenem thermodynamischem Zustand (Druck, Temperatur) und Massenstrom hängt die Einströmgeschwindigkeit allein von der Ringspalthöhe ab. Dabei muß gewährleistet sein, daß die Einströmgeschwindigkeit so hoch ist, daß sich über die gesamte Fensterlänge von  $100 \text{ mm}$  ein intakter Kühlfilm bildet. Folgende Abbildung zeigt den Einfluß verschiedener Einströmgeschwindigkeiten des  $H_2$ -Kühlfilms, hervorgerufen durch verschiedene Ringspalthöhen auf die Brennkammerströmung.



**Bild 4.2: Parameterstudie: Einfluß der Ringspalthöhe auf die Brennkammerströmung (AS3D-Simulationen für 60 bar Brennkammerdruck)**

Bild 4.2 stellt exemplarisch einen Auszug der Parameterstudie (für 60 bar Brennkammerdruck) zur Auslegung der Ringspalthöhe des Fensterkühlungssystems dar. Als maximal zulässige Einströmgeschwindigkeit wurde  $600 \text{ m/sec}$  gewählt. Um diese Geschwindigkeit bei den 30 bar und 60 bar Versuchen nicht zu überschreiten, ergab sich eine optimale Ringspalthöhe von  $1 \text{ mm}$ . Dies ist ein Beispiel, wie mit Hilfe der numerischen Simulation Brennkammern ausgelegt werden bzw. die endgültige Geometrie festgelegt wird. Nachdem somit die Geometrie und die Betriebszustände definiert waren, wurden die Experimente detailliert nachgerechnet. In den nächsten Abschnitten werden die Ergebnisse der Simulationsrechnungen bei 30 bar und bei 60 bar Brennkammerdruck dargelegt.

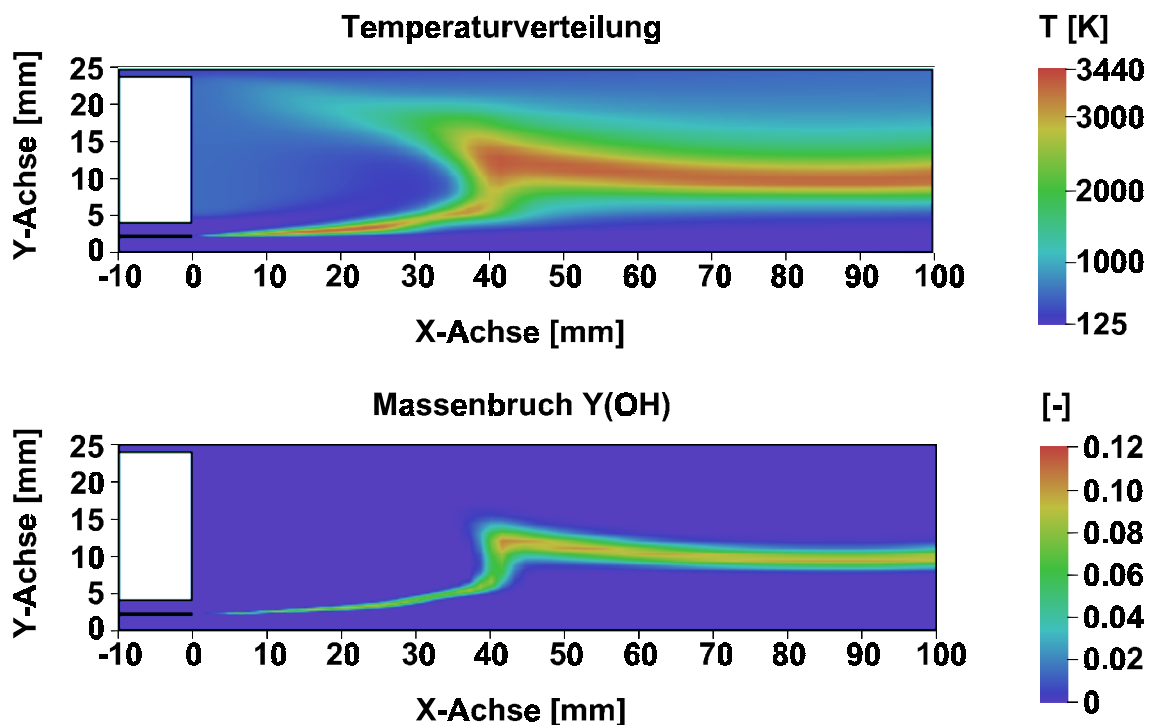
### 4.3 Untersuchungen bei 30 und 60 bar Brennkammerdruck

Bei den experimentellen Untersuchungen wurden zwei Referenzfälle definiert und detailliert untersucht. Dabei handelt es sich um einen unterkritischen Zustand bei 30 bar Brennkammerdruck und einen überkritischen Zustand bei 60 bar Brennkammerdruck. Diese beiden Refe-

renzversuche wurden mit AS3D simuliert, und die wesentlichen Ergebnisse dieser Rechnungen werden in diesem Kapitel erläutert. Die Einströmbedingungen entsprechen genau den im Versuch gemessenen Werten und sind aus den Tabellen 3 und 4 zu entnehmen. In den folgenden beiden Abschnitten wird eine Übersicht der Ergebnisse der 30 bar und anschließend der 60 bar Simulationen gegeben, indem die berechneten Strömungsgrößen als 2-dimensionale, farbcodierte Verteilungen dargestellt werden und somit die Strömungsphänomenologie in der Brennkammer veranschaulicht wird. Schließlich werden im darauffolgenden Unterkapitel beide Referenzzustände anhand von Diagrammen quantitativ miteinander verglichen.

### 4.3.1 Die Ergebnisse der 30 bar Simulationen

Da im Rahmen dieser Arbeit nicht alle Ergebnisse gezeigt werden können, wird hier der Schwerpunkt auf wenige, relevante Ergebnisdaten gelegt, die ausführlicher diskutiert werden. Die Auswertung der numerischen Simulationen richtet sich hauptsächlich auf Flammenuntersuchungen mittels Temperatur-, OH-Verteilung und Mischungsuntersuchungen. Zusätzlich wird eine Analyse der Kernstrahllänge mit Hilfe von Z- und Dichteverteilungen durchgeführt, ebenso wie auch eine Untersuchung des Strömungsfeldes. Das Strömungsfeld wird mit Geschwindigkeitsfeldern bzw. deren Vektorplots dargestellt. Der Ort der Flamme lässt sich bei numerischen Simulationen anhand von Temperaturverteilungen und OH-Verteilungen darstellen.

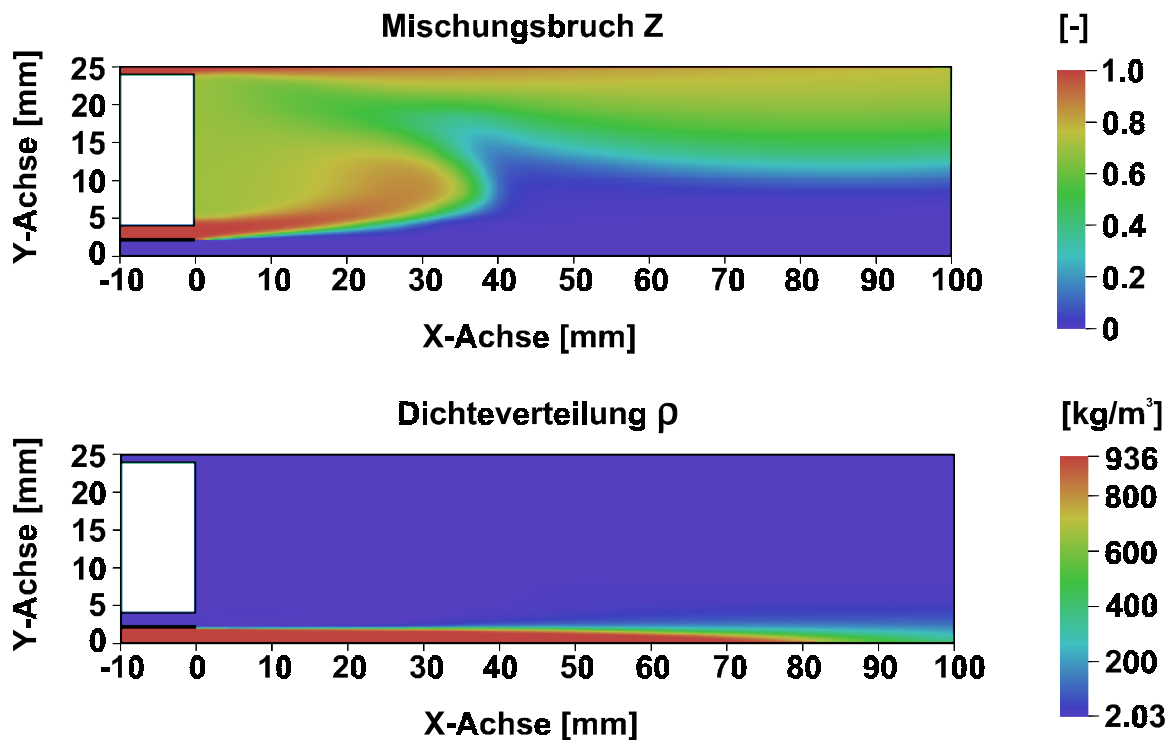


**Bild 4.3: Temperatur- und OH-Verteilung bei 30 bar Brennkammerdruck**

In Bild 4.3 ist der bereits angesprochene markante Knick in der Temperatur- bzw. OH-Verteilung zu sehen. Dieser Knick ist bei sämtlichen Simulationen in mehr oder weniger starker Form vorhanden (s. Bilder 4.2 und 4.6). Ebenfalls ist bei den experimentellen Ergebnissen sowohl bei den Schattenaufnahmen als auch bei den OH-Emissionsaufnahmen ein Abknicken des  $H_2$ -Strahles zu erkennen. Dieses Abknicken wird durch eine Strömungsform verursacht,

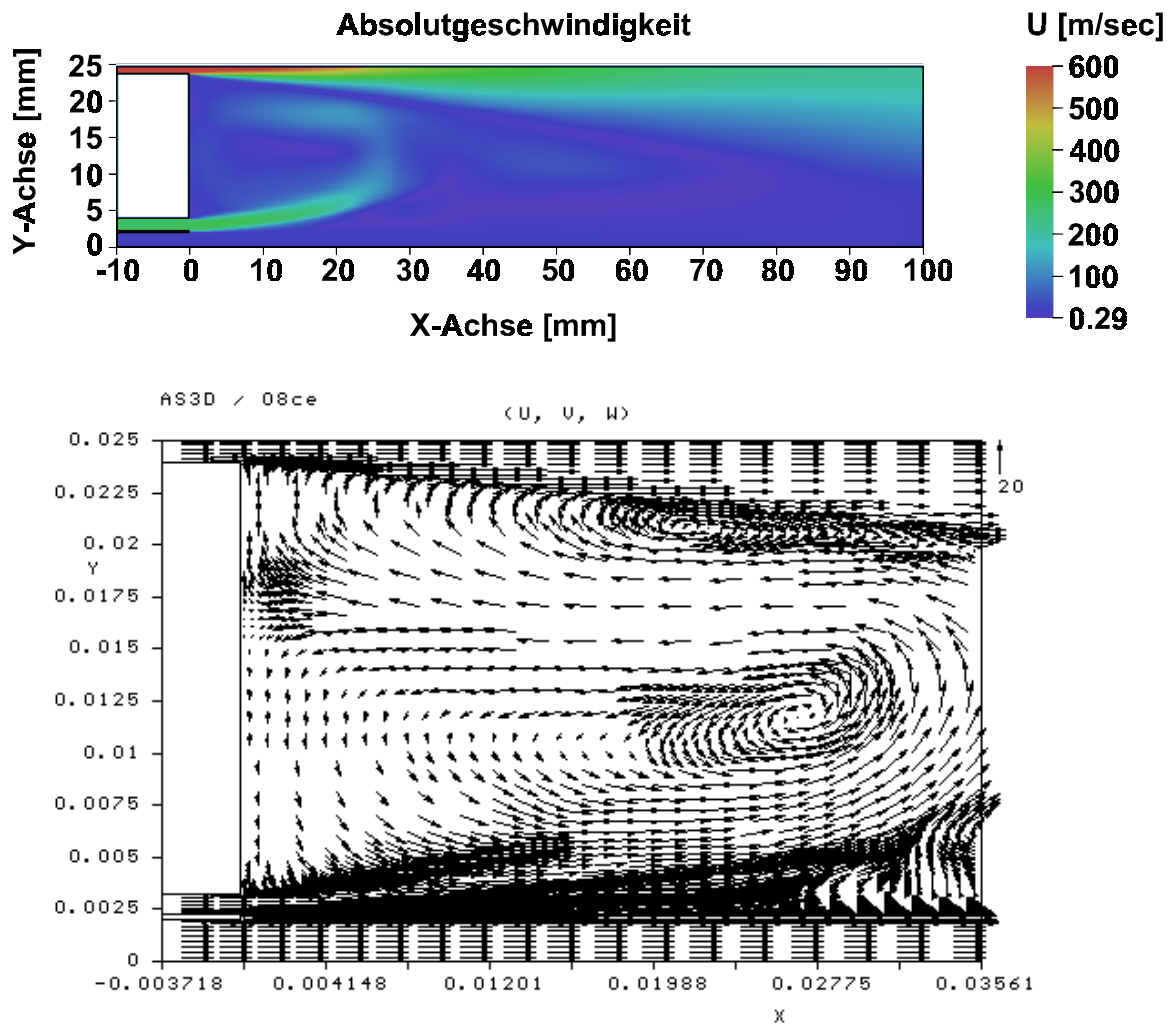


die durch ein starkes Rezirkulationsgebiet am Einspritzkopf hervorgeht. Die Rezirkulationsströmung wird durch die Fensterkühlung (Wasserstoff-Filmkühlung) noch verstärkt. Dieser relativ schnelle Wasserstoffstrahl strömt rotationssymmetrisch an der Außenwand in die Kammer ein. Bild 4.5 zeigt einen Vektorplot der Strömungsgeschwindigkeiten in diesem Rezirkulationsgebiet. Das Rezirkulationsgebiet, das als Flammenhalterung bzw. Flammenstabilisierung unverzichtbar ist, beeinflusst auch die Mischprozesse. Folgendes Bild zeigt den Mischungsbruch  $Z$  und die Dichteverteilung in der Brennkammer.



**Bild 4.4:** Verteilung des Mischungsbruchs  $Z$  und die Dichteverteilung bei 30 bar Brennkammerdruck

Anhand der Dichteverteilung kann man erkennen, daß der Sauerstoffstrahl ab einem axialen Abstand von ca. 80 mm vom Injektor dünner wird. Allerdings zeigt die Simulation, daß am Ende des optisch zugänglichen Bereichs bei  $X=100\text{mm}$  der Sauerstoff immer noch eine Dichte von ca.  $400\text{ kg/m}^3$  aufweist, also im Vergleich zur Umgebung immer noch sehr dicht ist. Die Simulation besagt also, daß der Sauerstoffstrahl auch nach 100 mm immer noch als intakter Kernstrahl vorliegt. Dies belegen auch die Experimente, die am rechten Fensterrand ( $X=100\text{mm}$ ) immer einen sehr dichten Kernstrahl zeigen (s. Bilder 3.14 und 3.18). Der Verteilung des Mischungsbruchs (Bild 4.4 oben) kann entnommen werden, daß der  $\text{H}_2$ -Strahl als kompakter Einspritzstrahl eine viel kürzere `Lebensdauer` als der Sauerstoffstrahl hat. Bereits nach ca. 35 mm vom Injektor existiert kein reiner Wasserstoffstrahl mehr. Aus der Literatur [78] ist bekannt, daß das Impulsstromverhältnis der Injektormedien äußerst wichtig für die Beschreibung der Treibstoffaufbereitungsprozesse ist. Der Einströimpuls des Wasserstoffs bestimmt maßgeblich dessen intakte Strahllänge. Zur Bestimmung der Einströimpulse wird neben der in Bild 4.4 dargestellten Dichteverteilung noch die Geschwindigkeitsverteilung benötigt.

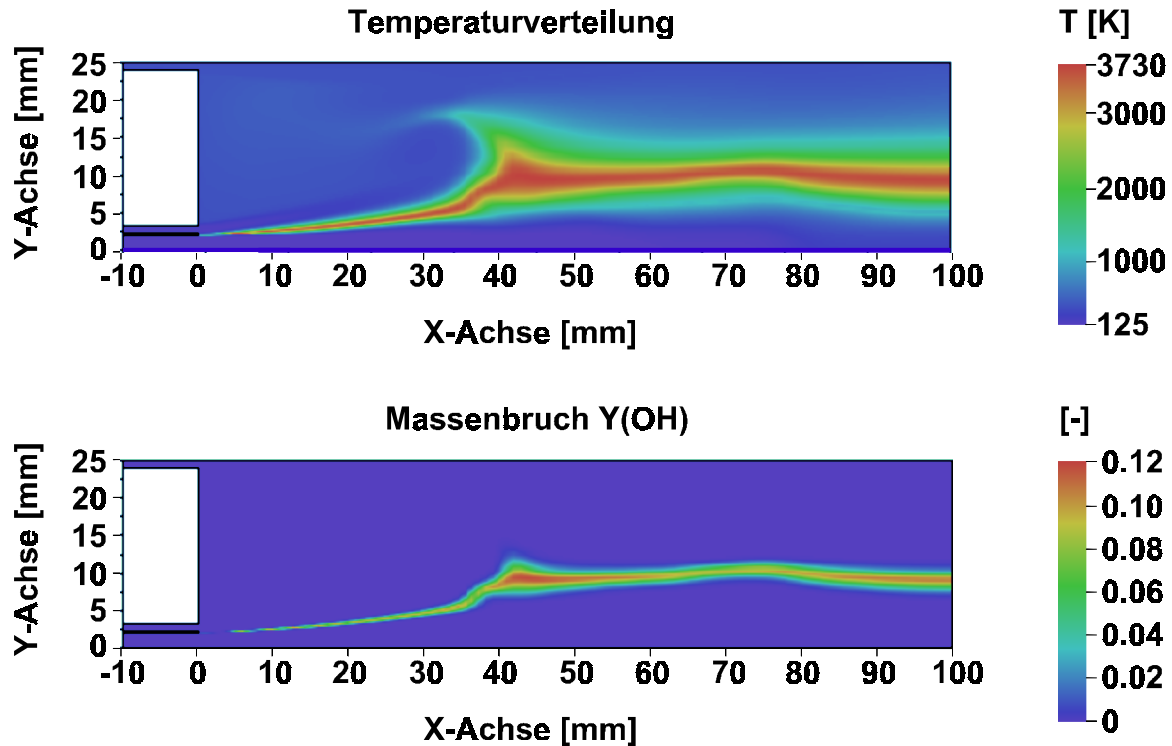


**Bild 4.5: Verteilung der Absolutgeschwindigkeit und Vektorplot der Geschwindigkeiten**

Im oberen Teil von Bild 4.5 erkennt man, daß die Einströmgeschwindigkeit und somit der Einströmpuls des Wasserstoffs bei einem axialen Abstand von ca. 35 mm vom Injektor sehr stark abnimmt. Im unteren Teil ist das sehr intensive Rezirkulationsgebiet am Einspritzkopf dargestellt. Die unterschiedliche Dichte der Geschwindigkeitsvektoren spiegelt das adaptive Rechenetz wider. Das intensive Rezirkulationsgebiet stellt im 3-dimensionalen Raum ein torusförmiges Wirbelssystem dar. Diese Art von Wirbelssystemen gelten in der Strömungsmechanik als sehr stabil. Die Simulationen bei 30 bar Brennkammerdruck zeigen die relevanten Vorgänge bei unterkritischen Betriebsbedingungen. Um einen Vergleich zwischen unter- und überkritischen Bedingungen durchzuführen, werden nun die wichtigsten Ergebnisse der Simulationsrechnungen bei einem Brennkammerdruck von 60 bar dargestellt.

#### 4.3.2 Die Ergebnisse der 60 bar Simulationen

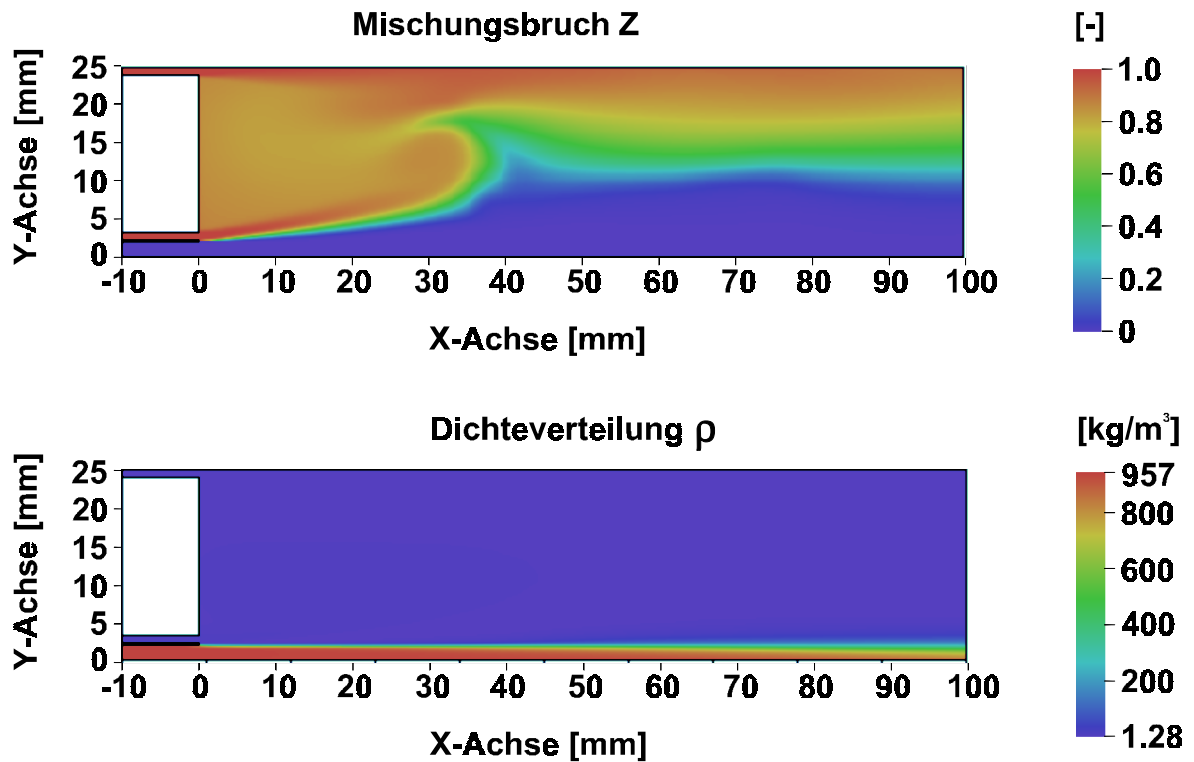
Analog zum vorigen Kapitel werden 2-dimensionale Verteilungen der wichtigsten Strömungsgrößen dargestellt. Um die Position der Flamme zu visualisieren, wird wiederum die Verteilung der Temperatur bzw. das bei der chemischen Umsetzung entstehende OH-Radikal verwendet. Folgende Abbildung zeigt die Temperatur- und die OH-Verteilung der 60 bar Simulation.



**Bild 4.6: Temperatur- und OH-Verteilung bei 60 bar Brennkammerdruck**

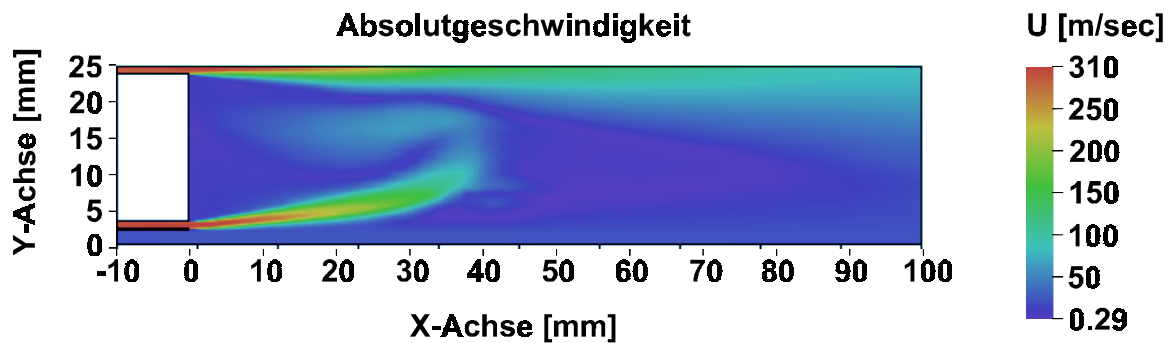
Es ist ein deutlicher Unterschied zu den 30 bar Simulationen (siehe Bild 4.3) feststellbar. Das Abknicken der Flamme ist bei 60 bar nicht so ausgeprägt wie bei 30 bar. Grund hierfür ist die weniger intensive Rezirkulationsströmung. Die Einströmbedingungen, die für den 30 bar Versuch in Tabelle 3 und für den 60 bar Versuch in Tabelle 4 dargestellt sind, weisen eine höhere Einströmgeschwindigkeit des Wasserstoffs bei 30 bar im Vergleich zu 60 bar auf ( $H_2$ -Fensterkühlung: 597 m/sec bei 30bar ; 300 m/sec bei 60 bar). Da der Massenstrom bei beiden Druckstufen gleich ist, besitzt der Kühl-Wasserstoff bei der kleineren Druckstufe ca. die halbe Dichte, aber eine fast doppelt so große Einströmgeschwindigkeit und somit einen fast doppelt so großen Einströrimpuls. Durch die damit erhöhten Geschwindigkeitsgradienten in der sich ausbildenden Scherströmung wird eine intensivere Wirbelbildung erzeugt. Zusammen mit der Injektorströmung entsteht damit ein starkes Rezirkulationsgebiet an der Einspritzplatte.

Das folgende Bild 4.7 zeigt die Verteilung des Mischungsbruchs und der Dichte. Bei der Verteilung des Mischungsbruchs treten die gleichen Effekte auf, die bei der Temperatur bzw. OH-Verteilung beschrieben wurden. Die Dichteverteilung kann zur Untersuchung der intakten Sauerstoffstrahlänge dienen. Vergleicht man diese Zustandsgröße mit der 30 bar Simulation ist zu erkennen, daß der Sauerstoffstrahl bei einem axialen Abstand von 100 mm vom Injektor in dichter Form vorliegt als bei 30 bar. Allerdings gilt diese Aussage nur für die Kernstrahlänge bzw. für die Dichteverteilung sehr nah an der Symmetrieachse. Die radiale Aufweitung des Sauerstoffstrahles und somit die Dichteprofile in radialer Richtung werden im folgenden Kapitel behandelt. Die Gründe für die längere Kernstrahlänge im 60 bar Fall liegen hauptsächlich in der schwächeren aerodynamischen Aufbereitung durch die Koaxialströmung bzw. Rezirkulationsströmung (vergleiche Bilder 4.3 und 4.6 bzw. Bilder 4.4 und 4.7), in der höheren Einströmdichte und in der höheren Einströmgeschwindigkeit des Sauerstoffstrahles.



**Bild 4.7:** Verteilung des Mischungsbruchs und der Dichte bei 60 bar

Im folgenden Bild 4.8 wird im oberen Teil die Absolutgeschwindigkeit und im unteren Teil eine starke Vergrößerung der Nachlaufströmung des Injektors dargestellt.

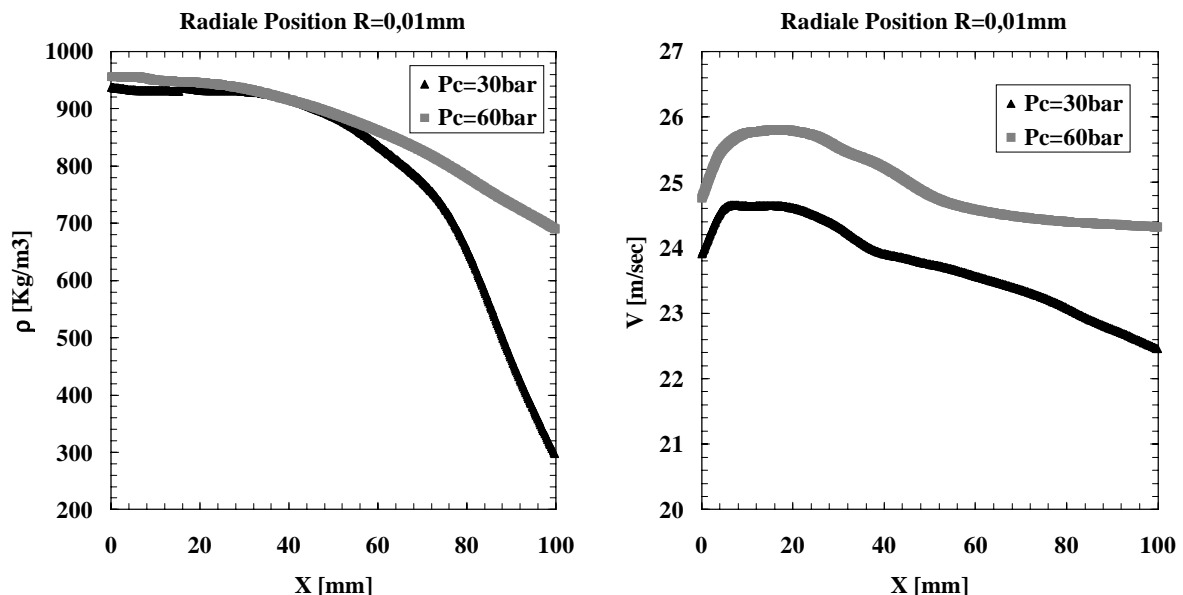


**Bild 4.8:** Verteilung der Absolutgeschwindigkeit und Vektorplot der Geschwindigkeiten bei 60 bar Brennkammerdruck (Vektorlänge auf 5 m/sec begrenzt)

Ähnlich wie beim 30 bar Versuch erkennt man bei der Absolutgeschwindigkeit die sehr schnelle Abnahme des Einströmimpulses der Wasserstoffströmung am Injektor und die Beeinflussung des Wasserstoffstrahles durch das Rezirkulationsgebiet an der Einspritzplatte. Der untere Teil des Bildes zeigt einen Vektorplot der Geschwindigkeitsverteilung im Nachlaufgebiet des Injektors. Um eine bessere Darstellung zu erreichen ist die Pfeillänge der Geschwindigkeitsvektoren auf die Länge begrenzt, die einer Geschwindigkeit von 5 m/sec entspricht. Die am linken Rand dargestellte Injektorkante hat eine Stärke von 0,3 mm. Diese Strecke wird in diesem Gebiet mit Hilfe der adaptiven Netzverfeinerung mit maximal 150 Knotenpunkten aufgelöst. Man kann somit die sehr kleinen Wirbelstrukturen im Nachlauf des Injektors erkennen, die verantwortlich sind, daß die Flamme direkt am Injektor anliegt (Flammhalterung).

### 4.3.3 Der Vergleich zwischen den 30 bar und 60 bar Simulationen

Im vorhergehenden Abschnitt wurde ein Überblick über die wichtigsten Ergebnisse der 60 bar Simulationen gegeben, und diese wurden qualitativ mit den 30 bar Versuchen verglichen. Es wurde z.B. gezeigt, daß der Sauerstoffstrahl bei 60 bar nahe der Symmetrieachse länger intakt und mit einer größeren Dichte stabil bleibt als bei 30 bar. Um quantitative und exaktere Aussagen über den Vergleich dieser beiden Betriebszustände machen zu können, werden im folgenden Abschnitt relevante Betriebsgrößen für beide Referenzfälle anhand von Profilen miteinander verglichen. Die Diagramme in Bild 4.9 belegen z.B. die Aussage über die unterschiedliche LOX-Strahllänge bei 30 bar und 60 bar.

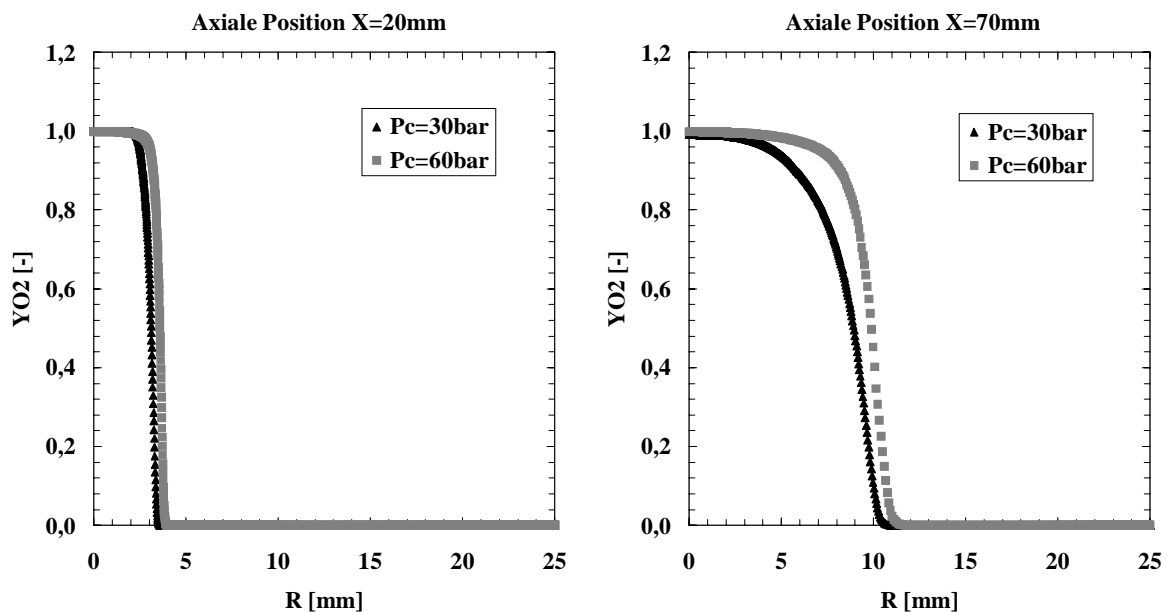


**Bild 4.9: Axiale Profile von Dichte und Geschwindigkeit bei 30 und 60 bar**

In Bild 4.9 ist die axiale Dichteverteilung und die Geschwindigkeitsverteilung bei einem radialen Abstand von 0,01 mm von der Symmetrieachse dargestellt. Anhand des Dichteprofiles

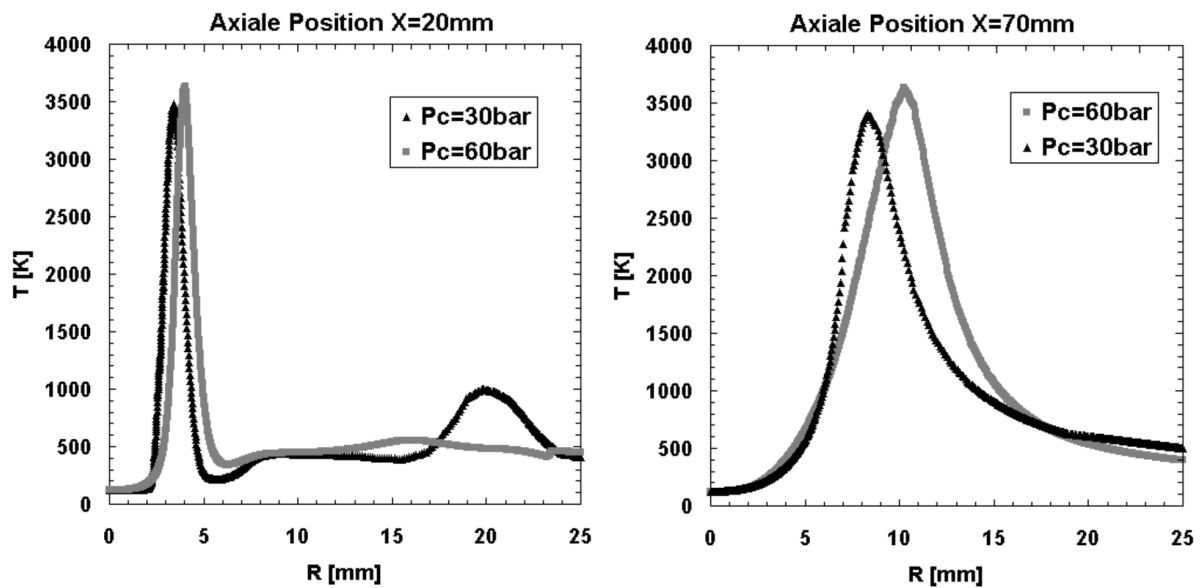
ist ablesbar, daß der Sauerstoff bei 60 bar eine geringfügig höhere Einspritzdichte besitzt als bei 30 bar. Außerdem weist das Geschwindigkeitsprofil eine schwache Beschleunigung direkt beim Austritt aus dem Injektor auf. Der Sauerstoffstrahl wird weiter stromab leicht abgebremst, aber im Vergleich zum Wasserstoff bleibt er länger intakt und kann seinen Einströmpuls auch über eine längere Strecke auf hohem Niveau halten.

Anders sieht dieser Sachverhalt bei einer Analyse der radialen Profile aus. Hier erkennt man, daß sich der Sauerstoffstrahl bei 60 bar schneller aufweitet als bei 30 bar. Folgendes Bild 4.10 zeigt die radiale Verteilung des Sauerstoffmassenanteils bei den axialen Abständen von 20 mm bzw. 70 mm stromab vom Injektor.



**Bild 4.10: Radiale Profile des Sauerstoffmassenanteils bei 30 und bei 60 bar an verschiedenen axialen Positionen**

Bei der höheren Druckstufe (60 bar) liegt in der den Sauerstoffstrahl umgebenden Scherschicht eine ungefähr doppelt so große Dichte vor als im 30 bar Fall. Dies bewirkt einen größeren Wärmeübergang von der heißen Scherschicht über die Grenzfläche zum kalten Sauerstoff. Das Ergebnis ist, daß sich der Sauerstoffstrahl in seinen Außenbereichen bei 60 bar schneller aufheizt als dies bei 30 bar der Fall ist und daraus resultiert eine schnellere Ausdehnung der äußeren Regionen des Sauerstoffstrahles bzw. eine größere Verbreiterung des radialen Profils im überkritischen Druckbereich im Vergleich zum unterkritischen Druckbereich. Der Kernbereich des Sauerstoffstrahles, in der Nähe der Symmetrieachse, wird davon aber offensichtlich nicht beeinflusst, denn dort bleibt seine Dichte bei 60 bar größer als bei 30 bar. Die radiale Verbreiterung des Sauerstoffstrahles ist in den Experimenten (Schattenaufnahmen) ebenfalls nachgewiesen worden (siehe Bilder 3.14 und 3.18). Die Verbreiterung des Sauerstoffstrahles wirkt sich auch auf die Flammenposition aus, die im folgenden Bild 4.11 anhand von Temperaturprofilen veranschaulicht wird.



**Bild 4.11: Radiale Temperaturprofile bei 30 und bei 60 bar an verschiedenen axialen Positionen**

In Bild 4.11 ist die Temperaturverteilung bei einem axialen Abstand von 20 mm bzw. 70 mm stromab vom Injektor dargestellt. Das Maximum der Temperaturprofile liegt bei 60 bar weiter außen als bei 30 bar. Bei einem Vergleich von Bild 4.11 mit Bild 4.10 kann man erkennen, daß die weiter außen liegende Flamme beim 60 bar Fall korreliert ist mit der breiteren Verteilung des  $O_2$ -Massenbruchs. Wie Auslegungsrechnungen mit dem Programm Gordon McBright gezeigt haben, und mit AS3D hiermit bestätigt wird, ist die Maximaltemperatur bei 60 bar etwas höher als bei 30 bar. Bei dem axialen Abstand von 20 mm vom Injektor gibt es an der radialen Position von ca. 20 mm, einen Anstieg der Temperatur bei 30 bar. Dieses Phänomen ist auf das starke Abknicken der Flamme in diesem Bereich bei 30 bar zurückzuführen (siehe dazu Bilder 4.3, 4.4 und 4.5).

Neben diesen quantitativen Vergleichen der Ergebnisse der numerischen Simulation beider Referenzzustände wird im nächsten Kapitel der Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen vollzogen. In diesen Abschnitten werden wichtige Strömungsdaten analysiert und verglichen. Die Analyse und Auswertung der Daten, die für die Bestimmung der turbulenten und chemischen Zeitskalen maßgeblich sind, werden in Kapitel 5 behandelt.

#### 4.4 Der Vergleich zwischen experimentellen Ergebnissen und numerischer Simulation

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der numerischen Simulation mit den experimentellen Daten sowohl auf qualitativer als auch auf quantitativer Basis verglichen. Der Schwerpunkt liegt hier in der Aufdeckung von Diskrepanzen zwischen Experiment und Simulation und in der Identifikation der Ursachen für diese Unstimmigkeiten. Bei den 30 bar Versuchen wird die Flammenposition verglichen mit den OH-Emissionsdaten als experimentellem Da-

tensatz, wohingegen bei den 60 bar Versuchen die Aufweitung des Sauerstoffkernstrahles untersucht wird. Die Intensitätsprofile der Schattenaufnahmen werden dabei qualitativ mit Dichteprofilen der numerischen Simulation verglichen.

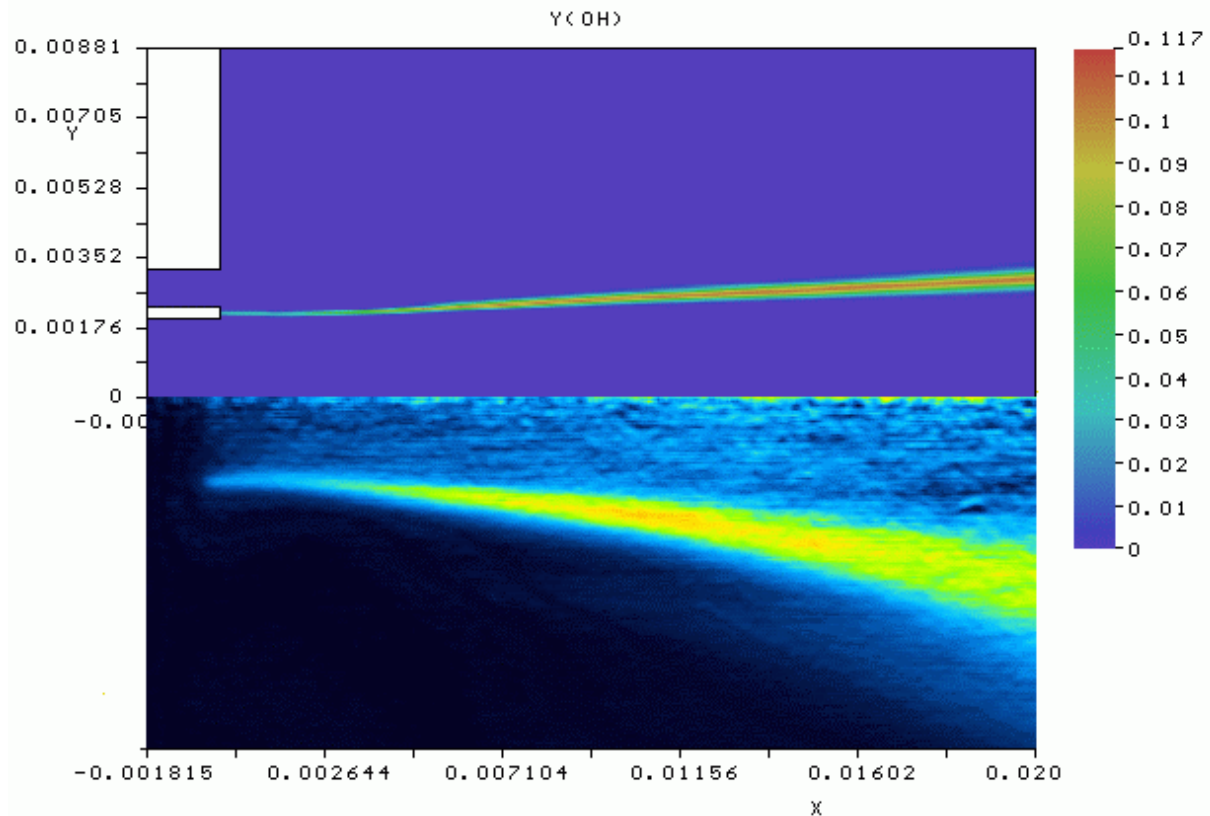
#### 4.4.1 Der Vergleich bei 30 bar

Der Vergleich der 2D-Simulation mit den experimentell ermittelten OH-Verteilungen verlangt zunächst eine Diskussion über die Möglichkeit eines solchen Vergleichs. Die Ergebnisse der Simulation stellen eine auskonvergierte stationäre Lösung eines 2-dimensionalen Strömungsproblems dar. Zum Vergleich müssen also experimentelle Daten (OH-Emissionen) herangezogen werden, die einen 2-dimensionalen Querschnitt durch die reagierende Scherschicht repräsentieren. Da die stationäre CFD-Lösung eine gemittelte Lösung für  $t \rightarrow \infty$  repräsentiert, müssen die experimentellen Daten ebenfalls gemittelte Intensitätsverteilungen darstellen. Als experimentellen Datensatz können somit die abeltransformierten OH-Intensitäten verwendet werden, da sie einen gemittelten 2-dimensionalen Querschnitt durch die reagierende Scherschicht repräsentieren. Die ideale Mittelung ( $t \rightarrow \infty$ ) wird für den experimentellen Datensatz also durch die Mittelung über die pro Versuch erzielten Einzelschüsse approximiert. Dies waren bei Versuchsdauern von 5 sec 200 Einzelbilder (die Einzelschüsse, die in der ersten Sekunde des Versuchs geschossen wurden, konnten für die Auswertung nicht benutzt werden, da hier noch kein stationärer Brennkammerzustand erreicht wurde). Die Einzelbilder sind aufgrund der relativ geringen Detektionsfrequenz (50 Hz) statistisch unabhängige Daten. Bei der Mittelung über 200 Einzelbilder kann man von Rotationsymmetrie der OH-Verteilung ausgehen, so daß die Anwendung einer Abeltransformation und der Vergleich dieser experimentellen Daten mit den Ergebnissen der numerischen Simulation möglich ist.

Wie in Kapitel 3 erläutert, wurde während der Versuche festgestellt, daß der Sauerstoffstrahl großskaligen Fluktuationen unterworfen ist. Ab einem Abstand von ca. 70 mm stromab vom Injektor wurde eine Oszillation des Kernstrahles beobachtet in der Größenordnung des Strahldurchmessers (siehe Anhang Bild 9.7 und 9.8). Diese Instationaritäten (strömungsmechanische Instabilitäten) sind nicht auf Turbulenzeffekte zurückzuführen, und werden somit auch nicht von der stationären Strömungssimulation mit dem k- $\epsilon$ -Turbulenzmodell erfasst. Bei der zeitlichen Mittelung der experimentellen OH-Intensitäten bewirken diese Instationaritäten eine Verbreiterung der OH-Zonen. Die stationäre numerische Simulation mit dem k- $\epsilon$ -Turbulenzmodell berücksichtigt allerdings nur die Verbreiterung aufgrund der kleinskaligen turbulenten Effekte. Diese Problematik wird in Kapitel 5 genauer betrachtet. Für die in diesem Kapitel gezeigten Vergleiche bedeutet dies eine Einschränkung auf das injektornahe Gebiet, da hier die großskaligen Instabilitäten noch keine Rolle spielen, wohl aber die turbulenten, die in der numerischen Simulation mit dem Standard k- $\epsilon$ -Turbulenzmodell berücksichtigt werden.

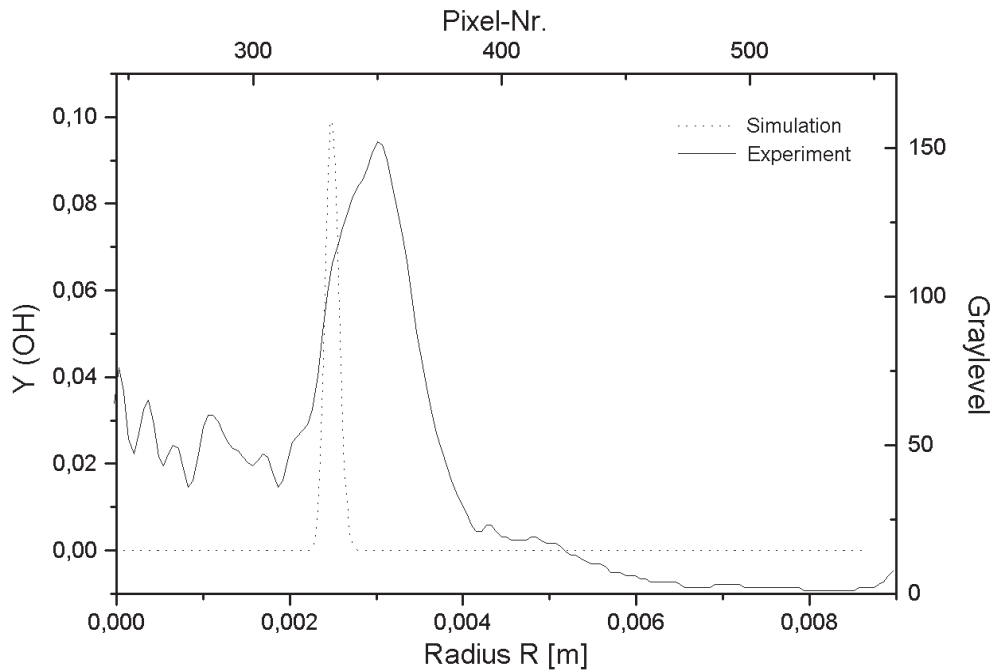
Anhand der folgenden Abbildungen (Bild 4.12 und Bild 4.13) wird gezeigt, daß der Ansatz eines chemischen Gleichgewichtes die Realität der turbulenten Verbrennung nicht korrekt wiedergibt. Als geeignete Vergleichsgröße wird die OH-Verteilung gewählt. Dargestellt wird der in Kapitel 3.2.1 erläuterte 30-bar P8-Versuch (OH-Imaging) und die dazugehörige AS3D-Rechnung.





**Bild 4.12:** Vergleich zwischen berechneter OH-Verteilung (AS3D, oben) und OH-Imaging-Experiment (abeltransformiert, unten) bis 20 mm stromab vom Injektor (injektornaher Bereich) bei 30 bar Brennkammerdruck

AS3D kann zwar, wie der Name schon sagt, 3D-Rechnungen durchführen, für diesen Versuch wurde jedoch, um Rechenzeit zu sparen, 2-dimensional gerechnet. Der Fehler, der hierbei entsteht, ist im Verhältnis zu den Fehlern, die in den einfachen Modellansätzen stecken klein und steht somit in keinem Verhältnis zu den erforderlichen Rechenzeiten für 3D-Rechnungen. In der oben gezeigten Abbildung (Bild 4.12) ist ein Ausschnitt von 20 mm und im Anhang (Bild 9.9) ist derselbe Vergleich mit einem Ausschnitt von 100 mm dargestellt (dieser Vergleich über die gesamte Fensterlänge zeigt die deutlichen Diskrepanzen, die aufgrund der großskaligen Fluktuationen des Sauerstoffstrahles, die weiter stromab auftreten, entstehen). Die Farbskala am rechten Rand von Bild 4.12 gibt den Massenanteil des OH-Radikals wieder. Sie bezieht sich nur auf die obere Hälfte der Abbildung (AS3D-Rechnung). Im Gegensatz zur numerischen Simulation, die einen quantitativen Datensatz aller relevanten Größen bereitstellt, liefert das OH-Imaging-Experiment nur qualitative Intensitätsverteilungen. Bei der Interpretation dieser Abbildung kann man also nicht quantitativ die OH-Massenanteile an verschiedenen Orten vergleichen. Möglich ist allerdings, die OH-Verteilungen qualitativ gegenüberzustellen und dabei resultiert, daß die numerische Simulation die Reaktionszonen zu dünn berechnet. Das Experiment zeigt, daß das OH-Radikal in 2-5 mal dickeren Schichten vorkommt, als es mit AS3D berechnet wurde. Um diese Erkenntnis deutlicher darzustellen, zeigt die folgende Abbildung (Bild 4.13) radiale Profile der OH-Verteilung beispielhaft an einer axialen Position im injektornahen Bereich ( $X = 10$  mm).



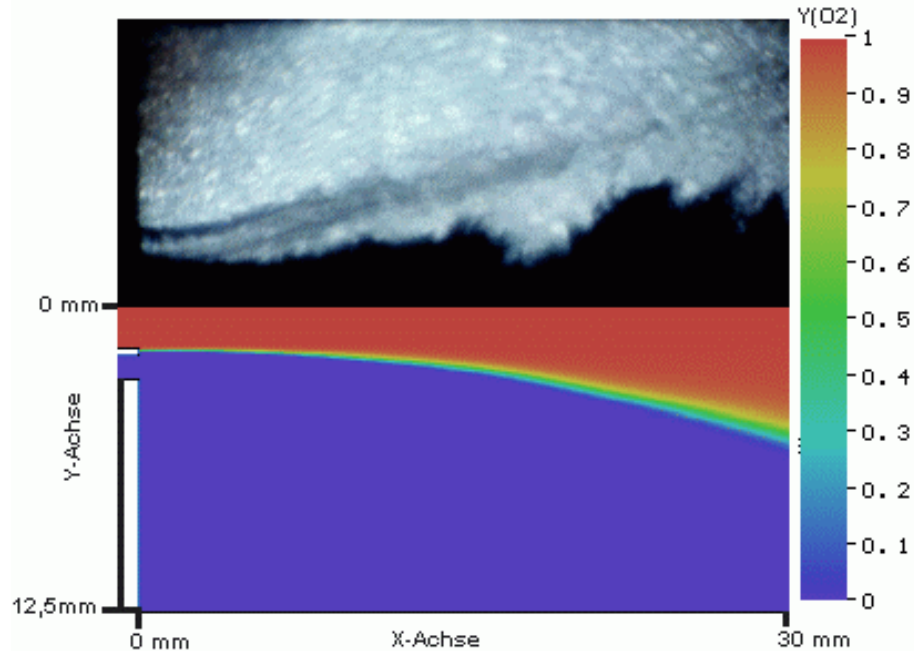
**Bild 4.13: Vergleich der OH-Verteilung zwischen numerischer Simulation (AS3D) und Experiment bei  $X=10$  mm (injektornaher Bereich, 30 bar Kammerdruck)**

Während bei der OH-Verteilung der numerischen Simulation die realen Massenanteile dargestellt sind, werden für das Experiment nur die gemessenen Graustufen abgebildet. Eine Quantifizierung des gemessenen OH-Signals ist zeitlich zu aufwendig, da der Informationsgewinn durch den qualitativen Vergleich als ausreichend betrachtet wird. Als grundlegende Ursache für die Diskrepanz zwischen Experiment und numerischer Simulation wird im injektornahen Gebiet nicht die instationäre Oszillation des Sauerstoffstrahles und somit auch der reagierenden Scherschicht erachtet, sondern das zu einfache chemische Verbrennungsmodell, das in AS3D verwendet wird. Mit einem chemischen Gleichgewichtsansatz können keine breiten Reaktionszonen entstehen, da der gesamte, in einer Rechenzelle vorhandene Sauerstoff bzw. Wasserstoff dem Verbrennungsmodell unterzogen wird. Es wird nicht berücksichtigt, daß durch die Turbulenz hervorgerufenenes Quenching auftreten kann, und daß Ungemischtheitseffekte dafür sorgen, daß eben nicht der gesamte in einer Rechenzelle vorkommende Sauerstoff bzw. Wasserstoff sofort verbrennt, sondern daß die Lebensdauer der schon erwähnten kompakten, dichten Sauerstofftaschen länger ist und sie die Flammfront praktisch „zerreißen“. Eine Vermischung und Verbrennung mit dem Wasserstoff erfolgt weiter entfernt vom Sauerstoff-Kernstrahl und liefert somit breitere Reaktionszonen. Es sind die verschiedenen Mechanismen der Interaktion zwischen der Strömung, die hochturbulent ist, und der Verbrennung, die die Diskrepanz zwischen Rechnung und Experiment liefern. Diese Mechanismen werden in AS3D nicht berücksichtigt, aber auf deren Untersuchung wird in Kapitel 5 näher eingegangen.

#### 4.4.2 Der Vergleich bei 60 bar

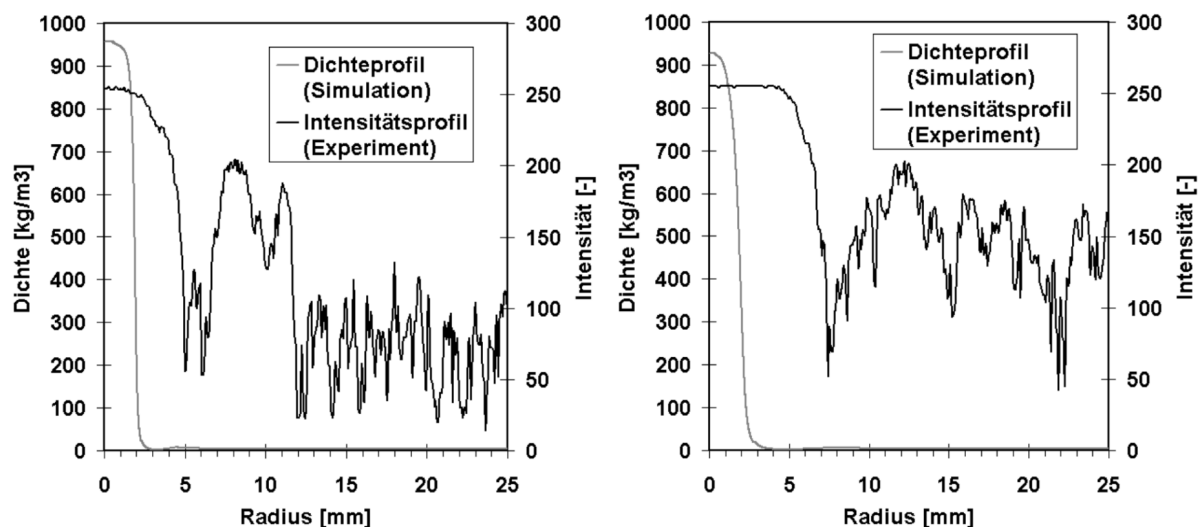
Im Gegensatz zu den 30 bar Untersuchungen wird bei den 60 bar Untersuchungen die Strahlaufweitung des Sauerstoffkernstrahls zwischen Experiment und numerischer Simulation miteinander verglichen. Folgendes Bild 4.14 zeigt eine Schattenaufnahme des Sauerstoffkern-

strahls zusammen mit der gerechneten  $O_2$ -Verteilung bis zu einer axialen Entfernung vom Einspritzkopf von 30 mm. In Richtung der Y-Achse entspricht der Ausschnitt dem sichtbaren Bereich, der durch die Fensterränder begrenzt wird. Die Fenster haben eine Höhe von 25 mm, da hier jeweils eine Symmetriehälfte betrachtet wird, entspricht der Ausschnitt also jeweils 12,5 mm in Y-Richtung.



**Bild 4.14: Vergleich zwischen Schattenaufnahme und gerechneter  $O_2$ -Verteilung bei 60 bar Brennkammerdruck**

Die qualitative Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation ist bei der  $O_2$ -Verteilung ähnlich wie bei der OH-Verteilung, die im vorigen Kapitel untersucht wurde. Um diesen Vergleich auch quantitativ durchzuführen, zeigen die folgenden zwei Diagramme radiale Profile der gerechneten Dichteverteilung im Vergleich zu Intensitätsprofilen, die aus den Schattenaufnahmen ermittelt wurden, und zwar bei zwei verschiedenen axialen Positionen.



**Bild 4.15: Vergleich radialer Profile der Dichte (Simulation) und der Intensitätsverteilung (Schattenaufnahme) bei 60 bar;  $X = 20$  mm (links),  $X = 70$  mm (rechts)**

In den beiden Diagrammen von Bild 4.15 wurden die Schattenaufnahmen bzw. die daraus ermittelten Intensitätsprofile mit der numerisch gerechneten Dichteverteilung verglichen. Da die Intensität der einzelnen Bildpunkte in den Schattenaufnahmen proportional zur Dichte ist, kann dieser Vergleich benutzt werden, um Aussagen über die Strahlverbreiterung zu treffen. Die Intensitätsprofile der Schattenbilder entsprechen der Grauwertverteilung der einzelnen Pixel. Bei der Auswertung mußten diese Grauwertverteilungen invertiert werden (Negativ-Bild-Erstellung), um hohen Intensitäten (helle Pixel; nach der Invertierung dunkle Pixel) auch hohe Dichten zuordnen zu können.

In Bild 4.15 ist abzulesen, daß die Aufweitung des Sauerstoffstrahles in der Simulation geringer ist als es im Experiment nachgewiesen wurde. Die Genauigkeit bei der Berechnung der Strahlaufweitung des Sauerstoffkernstrahls ist zufriedenstellend. Die Ursachen, daß sie nicht exakter berechnet werden kann, liegt darin begründet, daß sehr viele physikalische Einzelprozesse auf die Strahlaufweitung Einfluß nehmen, aber nicht alle Effekte berücksichtigt werden können. Die dominierende Rolle hierbei spielt sicherlich der Wärmeeintrag durch die Umgebung an den Sauerstoffkernstrahl, aber auch die Wärmeleitung innerhalb des Sauerstoffs und auch eventuell auftretende Oberflächenspannungseffekte beeinflussen die Strahlaufweitung. Die möglichst exakte thermodynamische Beschreibung des Sauerstoffs als reales Fluid und die daraus resultierenden Stoffwerte sind Voraussetzung für genaue Simulationen.

Dieses Kapitel zeigte einen Auszug der Ergebnisse der numerischen Simulation und einen Überblick der wichtigsten Vergleiche zwischen unterkritischen und überkritischen Simulationen bzw. Experimenten. Es wurde festgestellt, daß die Phänomenologie des 30 bar Experimentes und des 60 bar Experimentes durchaus ähnlich sind. Es besteht zwischen diesen beiden Druckstufen kein markanter Unterschied wie z.B. zu den weit unterkritischen Zuständen von 1.8 bar (siehe Kapitel 3.1). Bei der quantitativen Betrachtung von Detailphänomenen sind allerdings Unterschiede festgestellt und herausgearbeitet worden (siehe Kapitel 4.3.3, Bilder 4.9-4.11). Im folgenden Kapitel konzentriert sich die Auswertung der Experimente bzw. der numerischen Simulation auf die Bestimmung der Längen- bzw. Zeitskalen in der reagierenden Scherschicht. Daraus werden bestimmte Eigenschaften der physikalisch-chemischen Vorgänge sowie die Kopplung der turbulenten mit den chemischen Prozessen in der reagierenden Scherschicht abgeleitet.

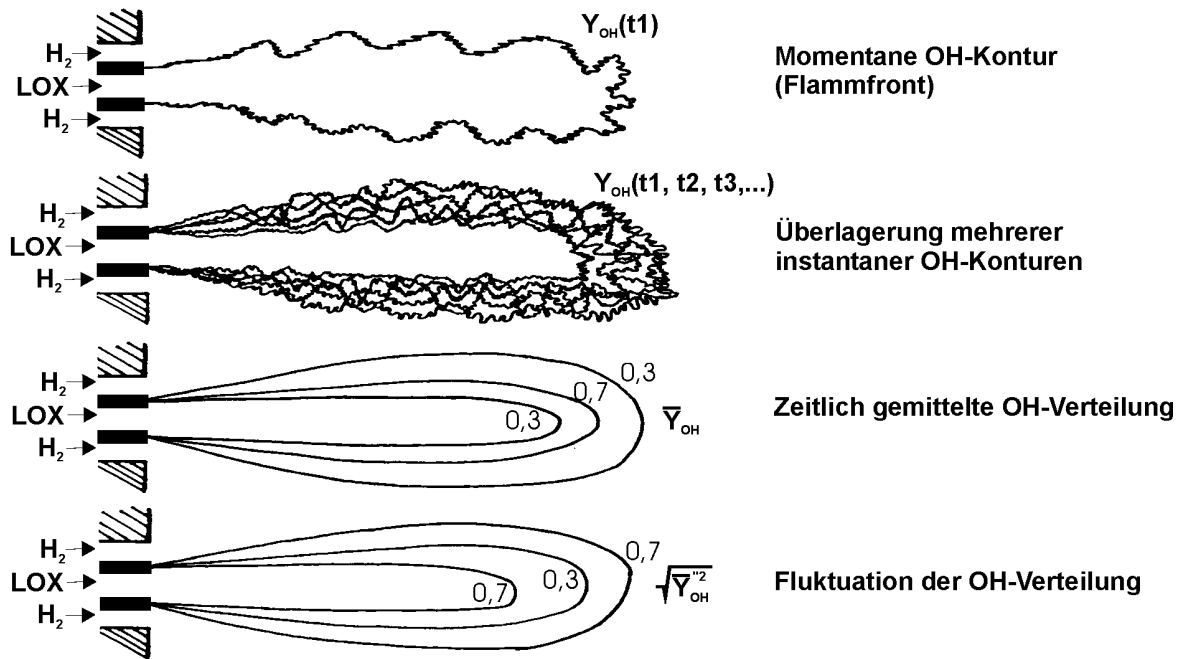
## 5 Untersuchung der relevanten Zeit- und Längenskalen

In diesem Kapitel werden turbulente und chemische Zeit- bzw. Längenskalen untersucht und quantifiziert. Im Gegensatz zu den vorherigen Kapiteln wird hier ausschließlich die reagierende Scherschicht betrachtet. Die Untersuchungen der turbulenten Skalen werden sowohl anhand der experimentellen Daten als auch anhand der Ergebnisse der numerischen Simulationen durchgeführt. Die chemischen Zeitskalen wurden mit Hilfe eines Programms [79, 80] zur Berechnung der Kinetik von chemischen Reaktionsvorgängen, das an der Universität Heidelberg entwickelt wurde, ermittelt.

Um in diesem Kapitel eine Analyse und einen Vergleich dieser Zeit- und Längenskalen durchzuführen, muß zuerst festgestellt werden, unter welchen Randbedingungen diese Skalen ermittelt wurden, und anschließend können die Vergleichsmöglichkeiten dieser Daten untersucht werden. Bei der numerischen Simulation der turbulenten Zeitskalen (siehe Kapitel 5.4.1) wird mit dem CFD-Verfahren AS3D eine „stationäre“ Lösung dieses Verbrennungsproblems berechnet. Man besitzt also keine Information über einen Zustand zu einem bestimmten Zeitpunkt, sondern nur eine zeitlich gemittelte Lösung. Da bei den chemischen Zeitskalen, wie in Kapitel 5.3 dargestellt wird, die Mischtemperatur (Temperatur bei der unverbranntes  $O_2$  mit unverbranntem  $H_2$  in Kontakt kommt) die dominierende Einflußgröße ist, wäre es sehr hilfreich, diese zu kennen. Die Temperaturberechnung mit AS3D ist allerdings als zeitlich gemittelte, adiabate Flammentemperatur zu sehen. Um die Mischtemperatur zu berechnen, muß man eine „instationäre“ Simulation (DNS oder zumindest Large Eddy-Simulation) durchführen. Die instationäre Simulation dieses Problems ist allerdings mit AS3D und den gegebenen Rechnerkapazitäten nicht durchführbar. Experimentell kann diese Mischtemperatur mit Hilfe von CARS Messungen in der reagierenden Scherschicht bestimmt werden.

### 5.1 Die Rolle der Zeit- und Längenskalen in der Modellierung der turbulenten Verbrennung

Um die Rolle der Zeit- und Längenskalen im Hinblick auf die Vorgänge bei der turbulenten Mischung und Verbrennung in der reagierenden Scherschicht zu untersuchen, muß zuerst eine Analyse der möglichen Flammenstrukturen bzw. Verbrennungsmechanismen durchgeführt werden. Unterstützt wird diese Analyse durch die Ergebnisse der Simulation und der Experimente. Wie in den Kapiteln 3 und 4 bereits erläutert, wird das „Abknicken“ der Flamme (siehe z.B. Bilder 4.3 und 4.5), bei einer Entfernung von ca. 0,035 m vom Einspritzkopf, durch das starke Rezirkulationsgebiet am Einspritzkopf verursacht. Der  $H_2$ -Strahl an der Brennkammerwand, zur Kühlung der Fenster, verstärkt noch zusätzlich dieses Rezirkulationsgebiet. Das „Abknicken“ der Flamme kann auch in den Experimenten festgestellt werden (siehe Bilder 3.15 und 3.24). Eine Momentaufnahme der eingefrorenen Flammfront mit den dazugehörigen Temperaturverteilungen und Mischungsanteilen wäre für diese Analyse optimal. Mit den hier berechneten Datensätzen der stationären Lösung besteht allerdings auch die Möglichkeit, Verbrennungsmechanismen und Flammenstrukturen zu analysieren und abzuleiten. Folgende Abbildung (Bild 5.1) zeigt den Unterschied zwischen einer Momentaufnahme und den zeitlich gemittelten Werten (OH-Verteilungen).



**Bild 5.1: Momentane und gemittelte OH-Verteilungen**

Die Fluktuationen von Strömungsgrößen (z.B. OH-Konzentration) werden durch das Turbulenzmodell berücksichtigt, indem über die turbulenten Instationaritäten gemittelt wird. Voraussetzung dafür ist allerdings, daß die Fluktuationen der Strömungsgrößen allein aufgrund der Turbulenz resultieren. Wenn aber großskalige Fluktuationen hauptsächlich durch strömungsmechanische Instabilitäten bzw. Schwingungen hervorgerufen werden, kann man sie mit einer stationären Simulation prinzipiell nicht erfassen. Die sinnvollste Vorgehensweise, um die Existenz strömungsmechanischer Instabilitäten zu untersuchen, ist die Durchführung direkter numerischer Simulationen oder zumindest Large-Eddy-Simulationen. Die Ergebnisse der numerischen Simulation (AS3D), wie z.B. die Temperaturverteilungen, die in Bild 4.3 und 4.6 dargestellt sind, stellen eine zeitliche Mittelung über viele dieser momentanen Flammfronten dar, die nur aufgrund von Turbulenz einen instationären Charakter haben. Bei den in Kapitel 3 gezeigten Experimenten, mit dem OH-Imaging als Diagnostikverfahren, ist bei der Abeltransformation dasselbe Verfahren angewandt worden. Dabei wurde über 200 Einzelbilder, die zeitlich nacheinander aufgenommen wurden, ein Mittelwert gebildet. Aus diesem Grunde sind mit der Voraussetzung, daß die Instationaritäten nur aufgrund der Turbulenz auftreten (nur im injektornahen Bereich gültig), die OH-Verteilungen, die experimentell gemessen wurden, auch sehr gut mit den numerisch simulierten vergleichbar (siehe Kapitel 4, Bilder 4.12 und 4.13). Das heißt aber nicht, daß die experimentellen und numerischen OH-Verteilungen übereinstimmen müssen. Dies ist auch nicht der Fall, wie die Bilder 4.12 und 4.14 zeigen. Der Unterschied der experimentellen und numerischen OH-Verteilung im injektornahen Gebiet (d.h. im Gebiet, wo keine großskaligen Instabilitäten auftreten) rührt nicht von den experimentellen Aufnahmebedingungen bzw. Auswerteprozeduren her, sondern von den physikalisch-chemischen Modellen, die in AS3D implementiert sind.

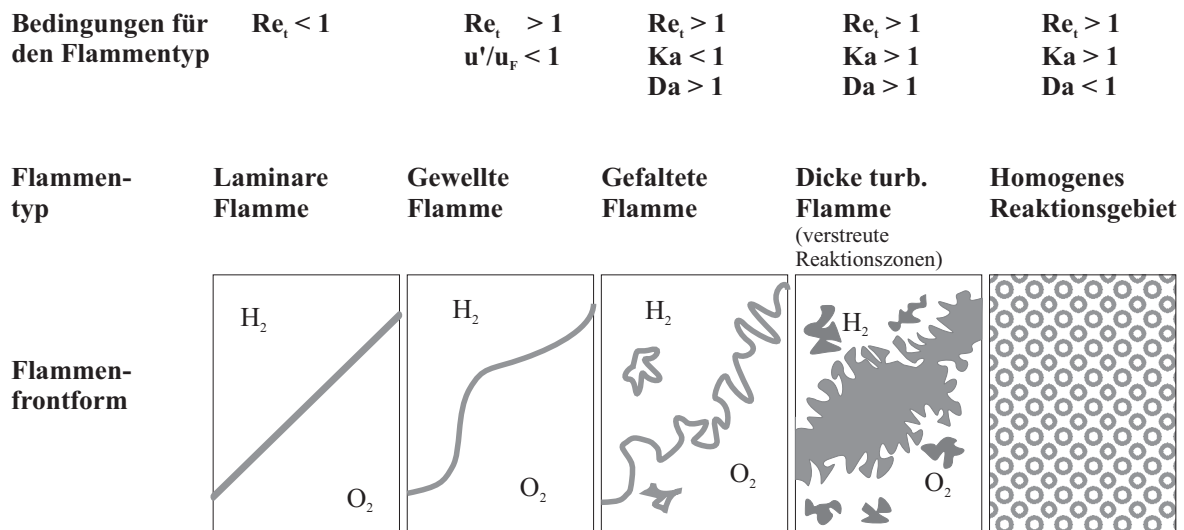
Turbulente Verbrennungsmechanismen werden in der Literatur üblicherweise mit Hilfe des Borghi-Diagramms eingeteilt bzw. klassifiziert [20, 21, 22]. Dieses Diagramm wird auch hier verwendet. Entscheidend für die Untersuchungen sind zwei Kennzahlen: die Damköhler-Zahl und die Karlovitz-Zahl. Die Damköhler-Zahl ist definiert als:

$$Da = \frac{t_{int}}{t_c} \tag{5.1}$$

Sie beschreibt das Verhältnis des integralen turbulenten Zeitmaßes zum chemischen Zeitmaß. Das integrale turbulente Zeitmaß  $t_{int}$  ( $t_{int} = k/\epsilon$ ) wird in Kapitel 5.4 behandelt. Das chemische Zeitmaß charakterisiert die Geschwindigkeit der Verbrennung, und seine Berechnung mit dem Programmcode LARKIN [79, 80] wird in Kapitel 5.3 dargestellt. Das chemische Zeitmaß gibt an, welche Zeit bei bestimmten Ausgangsbedingungen benötigt wird, um ins chemische Gleichgewicht zu gelangen. Ist  $Da < 1$ , dann sind die chemischen Reaktionen langsamer als die Rotationszeit der größten integralen Wirbel. Innerhalb dieses „Regimes“ ist die Vermischung großer Strömungsstrukturen (integrale Wirbel) schneller als die Verbrennung. Dieses Verbrennungsregime entspricht dem eines „well stirred reactor“ oder „homogenous reactor“, bei dem man großräumige Verbrennungszonen vorfindet, wie Bild 5.2 zeigt. Ist dagegen  $Da > 1$ , dann sind die chemischen Reaktionen schneller als die großräumige Turbulenz, und somit haben die großskaligen Wirbel keinen Einfluß auf die Vorgänge innerhalb der Flammenzone bzw. deren innere Struktur. Allerdings kann damit noch nicht beurteilt werden, wie die kleinskalige Turbulenz mit der Verbrennung im Zusammenhang steht. Um diese Frage zu klären, wird die Karlovitz-Zahl eingeführt:

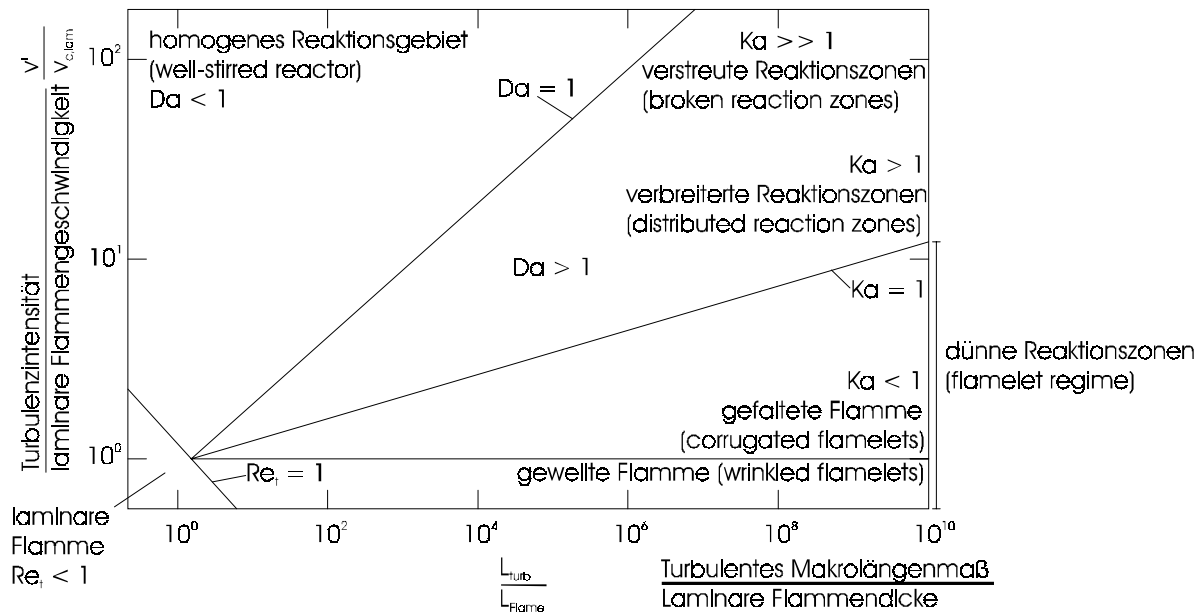
$$Ka = \frac{t_c}{t_{kol}} \tag{5.2}$$

Sie beschreibt das Verhältnis der chemischen Zeitskala zum Kolmogorov-Zeitmaß. Das Kolmogorov-Zeitmaß ( $t_{kol} = (\mu/(\rho\epsilon))^{0.5}$ ) charakterisiert die Zustände am unteren Ende der Wirbelkaskade, wo die Turbulenzenergie dissipiert wird. Dieses Zeitmaß wird ebenfalls in Kapitel 5.4 berechnet. Mit der Karlovitzzahl wird der Einfluß der kleinsten turbulenten Wirbel auf die Verbrennung beschrieben (Flammenstreckung, Flammenverbreiterung). Ist  $Ka < 1$ , dann sind die chemischen Reaktionen schneller als die kleinsten turbulenten Wirbel. Daraus resultiert, daß die Turbulenz die innere Struktur der Flamme nicht beeinflussen kann. Die Flamme kann zwar gewellt werden, aber z.B. eine Flammenverbreiterung oder eine sonstige Veränderung der inneren Struktur sind nicht möglich. Ist dagegen  $Ka > 1$ , dann sind die chemischen Reaktionen langsamer als die kleinsten turbulenten Wirbel, d.h. die Kolmogorov Wirbel können in die innere Struktur der Flamme eintreten und sie beeinflussen (z.B. verbreitern). Die verschiedenen Flammentypen sind in der folgenden Abbildung dargestellt:



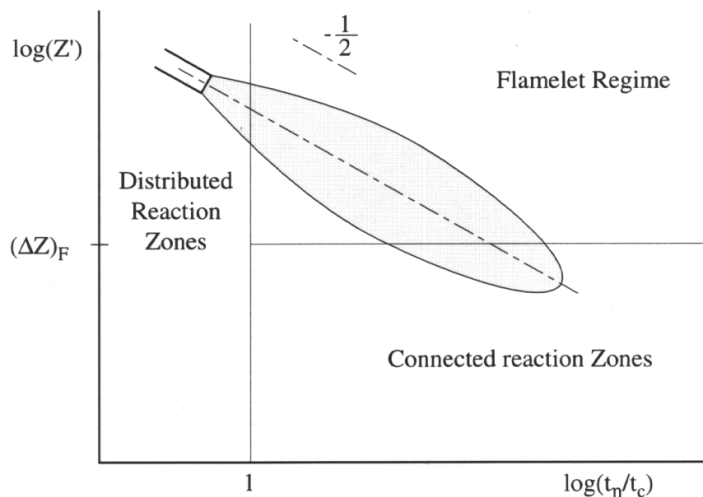
**Bild 5.2: Typisierung von Flammen bzw. Flammenfronten [81]**

Bindet man diese verschiedenen Typen von Flammen in einem Diagramm ein, das die relevanten strömungsmechanischen und thermodynamischen Größen und Kennzahlen beinhaltet, erhält man das bekannte Borghi-Diagramm [20].



**Bild 5.3: Borghi-Diagramm zur Einteilung der verschiedenen Flammenstrukturen [93]**

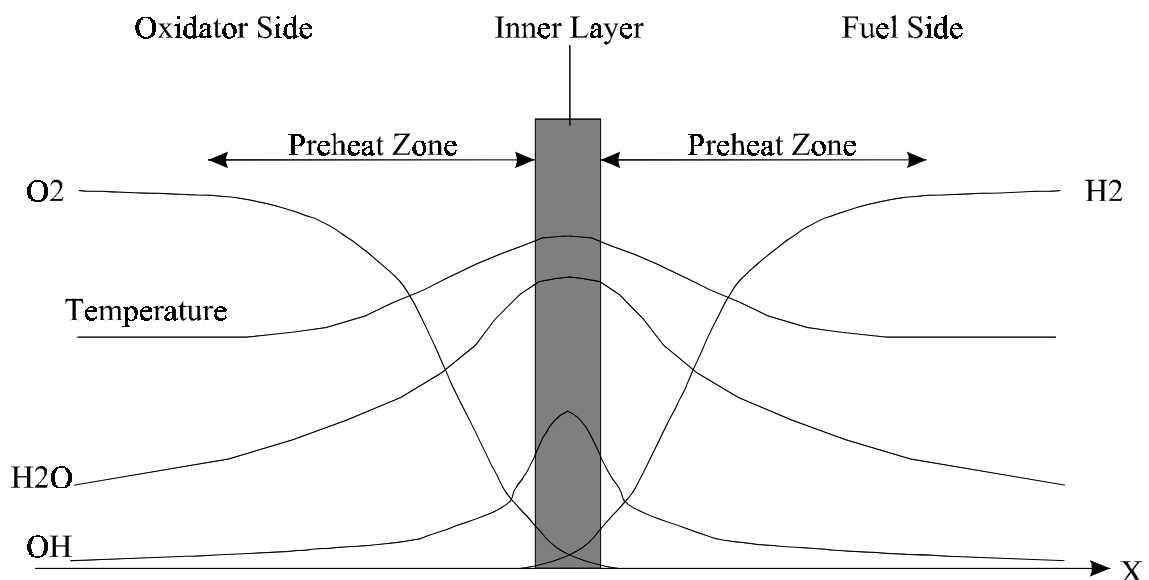
Als Ordinaten- bzw. Abszissenwerte werden dimensionslose Größen verwendet. Bei den Abszissenwerten handelt es sich um ein Längenverhältnis und bei der Ordinate um ein Geschwindigkeitsverhältnis. Dieses Diagramm gilt sowohl für Vormischflammen als auch für Diffusionsflammen. Die laminare Flammengeschwindigkeit wird hier formal durch die Gleichung  $v_{c,lam} = L_{c,lam}/t_{c,lam}$  ausgedrückt, wobei  $L_{c,lam}$  die laminare Flammendicke und  $t_{c,lam}$  die chemische Zeitskala darstellen. Beide Größen können sowohl für Vormischflammen als auch für Diffusionsflammen gemessen bzw. berechnet werden. Peters [82, 83] hat in Anlehnung an das Flamelet-Modell ein weiteres Flammenstrukturdiagramm speziell für Diffusionsflammen entwickelt. Bei diesem Diagramm wird die Abszisse durch ein Verhältnis der Kolmogorov-Zeitskala zum Zeitmaß der chemischen Verbrennungsreaktion beschrieben ( $1/Ka$ ). Als Ordinatengröße wird die Fluktuation des Mischungsbruchs  $Z'$  verwendet. Bild 5.4 zeigt das von Peters entwickelte Flammenstrukturdiagramm für nicht-vorgemischte Flammen.



**Bild 5.4: Flammenstrukturdiagramm für Diffusionsflammen nach Peters [82, 83]**

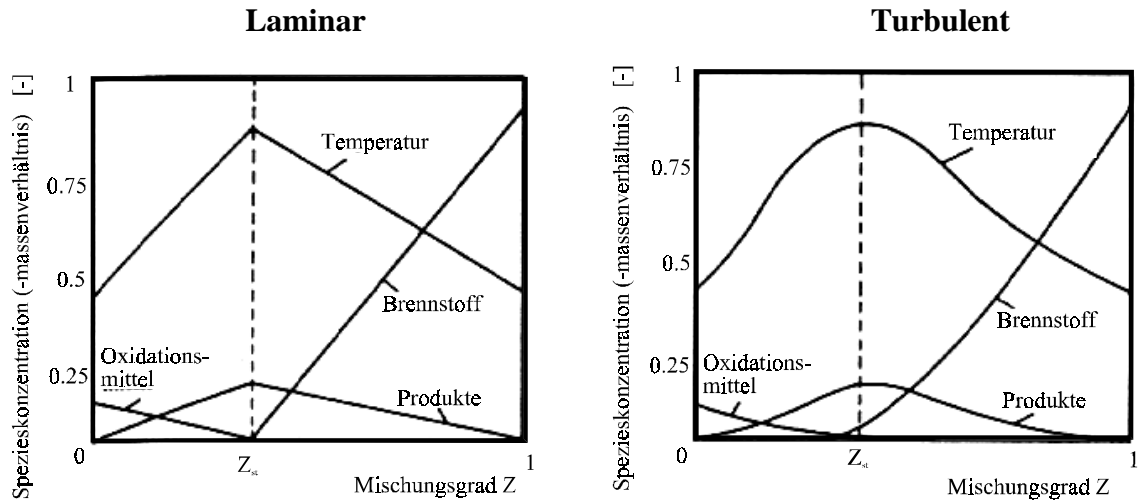


Der Mischungsbruch  $Z$  spielt eine zentrale Rolle in den Flamelet-Modellen [84].  $Z'$  ist die turbulente Fluktuation des Mischungsbruchs,  $(\Delta Z)_F$  gibt die Flammendicke im Mischungsbruchraum ( $Z$ -Raum) an. Der eingezeichnete Injektor mit der Flammfront deutet diejenigen Gebiete an, in denen man sich bei der turbulenten Diffusionsflamme etwa befindet. Danach befindet man sich in der Nähe des Injektors eher in dem „Regime“ der verbreiterten Flammfronten, was durch die Ergebnisse aus Kapitel 5.3 bis 5.6 auch bestätigt wird. Dieser Darstellung kann entnommen werden, daß das Flamelet-Modell nur für Bereiche gilt, in denen die chemische Zeitskala kleiner als die Kolmogorov-Zeitskala ist, d.h. die Verbrennung schneller als die Rotation der kleinsten Wirbel abläuft. Bei diesen Zeitskalen können nur sehr dünne Flammfronten entstehen. Für die weitere Betrachtung ist es unabdingbar, detailliert die Struktur von Flammfronten darzustellen.



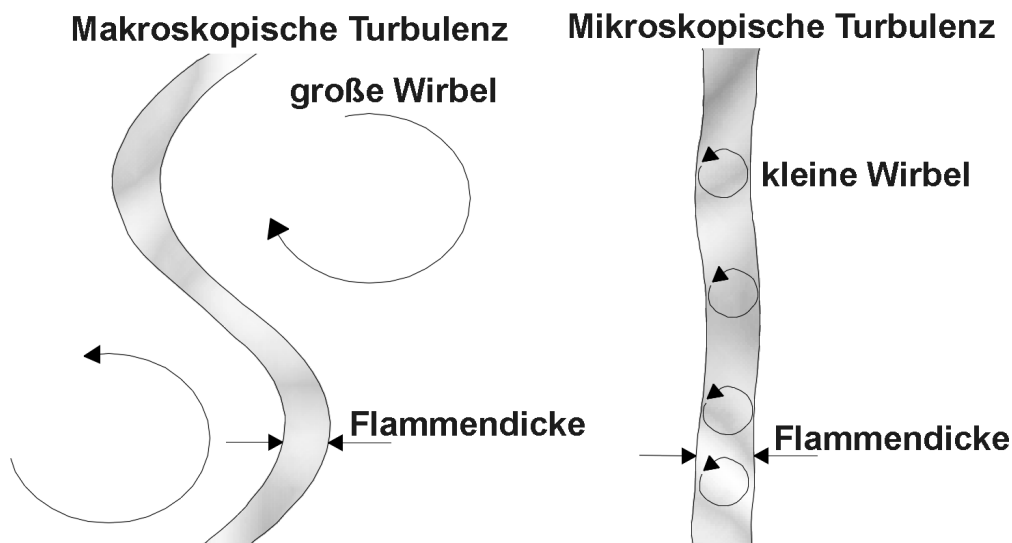
**Bild 5.5: Schematische Darstellung der Struktur einer  $H_2/O_2$ -Diffusionsflamme**

Die Struktur einer Vormischflamme ist im Anhang (Bild 9.10) dargestellt. Die Flammendicke ist definiert durch die Vorwärmzonen (preheat zones) und durch die innere Struktur der Flamme (inner layer), wo die chemischen Umsatzraten sehr hoch sind. In den Vorwärmzonen (bei Diffusionsflammen auf beiden Seiten der Flammfront und bei Vormischflammen nur auf der Seite der unverbrannten Mischung) treten zwar auch chemische Reaktionen auf, allerdings existieren hier auch sehr große Anteile unverbrannter Treibstoffe, die sich durch die Aufnahme der freiwerdenden Energie der chemischen Reaktionen stark aufheizen. In Bild 5.5 ist die Struktur einer  $H_2/O_2$ -Flamme in einer Raumkoordinate  $x$  abgebildet. Es ist auch möglich und für gewisse Modellvorstellungen sehr nützlich, diese Flammenstruktur im Mischungsbruchraum (beim Flamelet-Modell  $Z$ -Raum genannt) darzustellen (vgl. Bild 5.6).



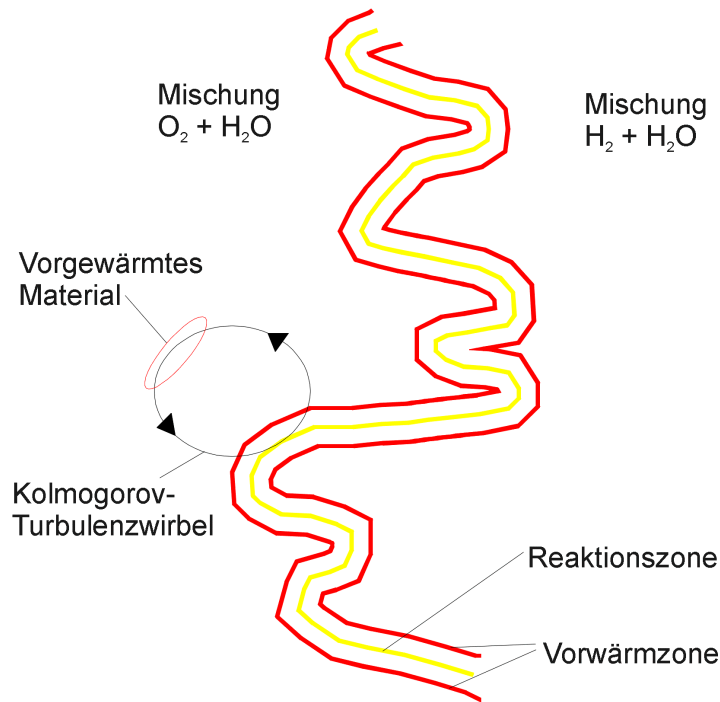
**Bild 5.6:** Darstellung der Struktur einer  $\text{H}_2/\text{O}_2$ -Diffusionsflamme im Mischungsbruchraum; Unterschied zwischen Konzentrations- und Temperaturverteilungen bei laminaren (links) und turbulenten (rechts) Flammen

Im obigem Diagramm (Bild 5.6) sind die Konzentrations- und Temperaturverteilungen in der Reaktionszone dargestellt. Rechts werden die Verläufe unter turbulenten und links unter laminaren Bedingungen abgebildet. Die innere Struktur der Flamme nimmt im Mischungsbruchraum ebenso wie im physikalischen Raum (s. Bild 5.5) nur ein schmales Band ein. Bei einem Vergleich der linken mit der rechten Abbildung erkennt man den Einfluß der Turbulenz auf die Flammenstruktur im Mischungsbruchraum. Durch die beschleunigte Vermischung im turbulenten Fall überlappen die Profile des Brennstoffs ( $\text{H}_2$ ) und des Oxidators ( $\text{O}_2$ ) in der Nähe des stöchiometrischen Mischungsgrades. Das Temperatur- und das Konzentrationsprofil des Reaktionsproduktes ( $\text{H}_2\text{O}$ ) werden durch die Turbulenz abgeflacht. Diese Abbildung verdeutlicht den Unterschied zwischen einer laminaren und einer turbulenten Flamme im Mischungsbruchraum (verschiedene Zeitskalen für den Wärmetransport und der Vermischung im laminaren bzw. turbulenten Fall). In den folgenden Abbildungen wird der Einfluß bzw. die Wirkung der Turbulenz auf die Flammenfront phänomenologisch anschaulich dargestellt.



**Bild 5.7:** Einfluß verschiedener Größenskalen der Turbulenzwirbel auf die Struktur der Flammfront

Bild 5.7 zeigt, wie große Wirbel lediglich in der Lage sind, die Flammfront zu krümmen, und so eine gewellte Flammfront (corrugated flamelets) zu erzeugen. Kleinere Wirbel hingegen können in die innere Struktur der Flamme eindringen und sie somit beeinflussen (z.B. verbreitern). Im Anhang (Bild 9.10) befindet sich eine ähnliche Darstellung explizit für Vormischflammen. Eine Möglichkeit nach welchem detaillierten Mechanismus diese Flammenverbreiterung ablaufen kann, zeigt folgende Abbildung (Bild 5.8):



**Bild 5.8: Detaillierter Mechanismus zur Flammenverbreiterung**

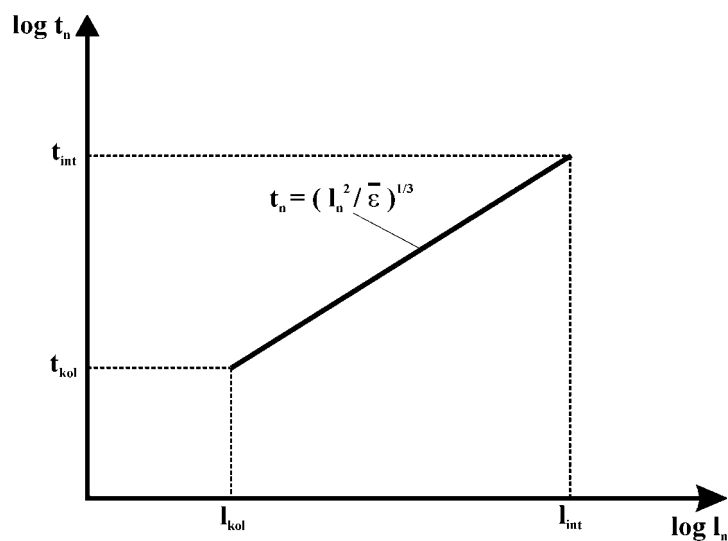
In Bild 5.8 wird dargestellt, wie ein kleiner Wirbel in die Flammenstruktur eindringen kann, und durch seine Rotation in der Lage ist, sehr heißes Fluid (Verbrennungsprodukte) weg von der Reaktionszone zu transportieren. Dieser Mechanismus transportiert die Heißgase im allgemeinen schneller weg von der Reaktionszone als der normale Diffusionsprozess. Somit erfolgt die Abkühlung des transportierten heißen Fluids auch nicht so intensiv wie bei den normalen Diffusionsprozessen. Dies hat zur Folge, daß das Temperaturprofil der Flamme abgeflacht und verbreitert wird. Der Wärmeverlust in der Reaktionszone wird also zugunsten der Aufheizung weiter entfernter Gebiete vergrößert. Der normale Wärmeverlust in der Reaktionszone, der durch Strahlung und Diffusion der heißen Verbrennungsprodukte entsteht, steht im Gleichgewicht zur Wärmeproduktion durch die chemische Reaktion. Wird nun der Einfluß der Turbulenz verstärkt, d.h. die kleinen Wirbel transportieren schneller Wärme aus der Reaktionszone nach außen, dann wird das Temperaturprofil immer flacher und breiter, bis das Gleichgewicht zur Wärmeproduktion nicht mehr gehalten werden kann. Dies kann zur lokalen Verlöschung der Flamme führen (Quenching).

Im Rahmen dieser Arbeit werden Längenskalen experimentell bestimmt und mit den numerisch simulierten turbulenten Längenskalen verglichen. Um diese Skalen mit den chemischen Zeitskalen, die in Kapitel 5.3 berechnet werden zu vergleichen, muß der Zusammenhang zwischen Längen- und Zeitskalen erläutert werden. Nach der Turbulenztheorie von Kolmogorov, die er 1941 aufstellte [103], existiert ein Energietransfer innerhalb des Turbulenzspektrums von den energiereichen großen Wirbeln, deren Längenskala der integralen turbulenten Längenskala  $l_{int}$  entspricht, zu immer kleineren Wirbeln. Der Energietransfer der großen Wirbel zu den kleineren ist, der Wirbelkaskade entsprechend, gleich der Dissipation der turbulenten

Energie auf den kleinsten kolmogorovschen Skalen. Da der Energietransfer innerhalb des turbulenten Spektrums als konstant angenommen wird (d.h.  $\varepsilon = \text{const.}$ ) [82], kann mittels einer Dimensionsanalyse folgender Zusammenhang zwischen turbulenten Zeit- und Längenskalen abgeleitet werden [85, 86].

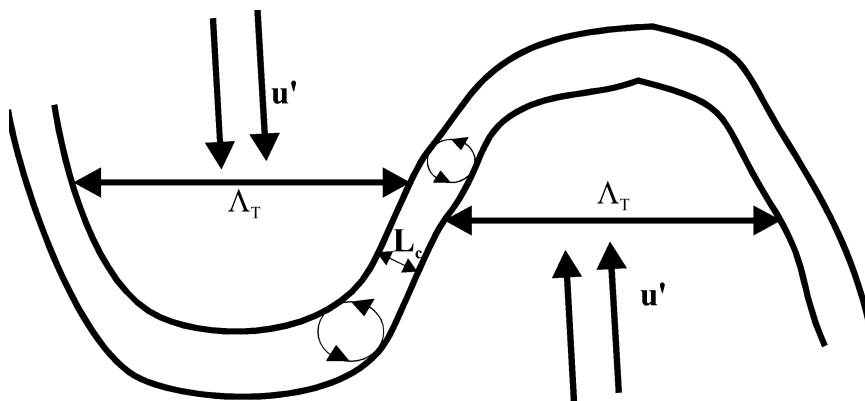
$$t_n = \left( \frac{l_n^2}{\tilde{\varepsilon}} \right)^{1/3} \quad (5.3)$$

Hierbei ist  $\tilde{\varepsilon}$  die favregemittelte Dissipationsrate,  $l_n$  die turbulente Längenskala und  $t_n$  die korrespondierende turbulente Zeitskala. Dieser Zusammenhang gilt für das gesamte Turbulenzspektrum, also von den integralen Skalen bis zu den Dissipationsstufen (kolmogorovsche Skalen). In folgender Darstellung (Bild 5.9) wird dieser wichtige Zusammenhang graphisch dargestellt.



**Bild 5.9: Zusammenhang zwischen Längen- und Zeitskalen innerhalb des turbulenten Spektrums**

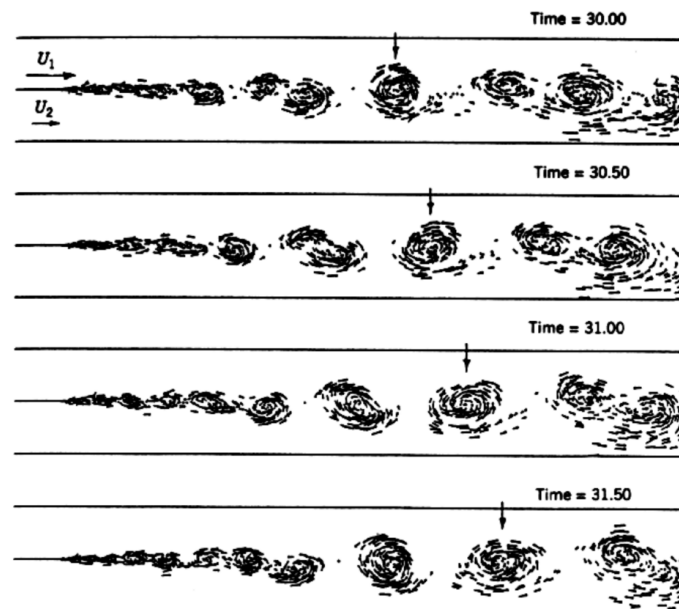
Die lokal herrschenden Längen- und Zeitskalen bestimmen die Interaktionsmechanismen zwischen Turbulenz und Verbrennung. Ein weiterer Ansatz, um verschiedene Mechanismen der Interaktion von Turbulenz und Verbrennung zu beschreiben, basiert auf der turbulenten Fluktuationgeschwindigkeit  $u'$  bzw. auf Gradienten von  $u'$  [87].



**Bild 5.10: Gewellte Flammenfront aufgrund von Gradienten der Fluktuationgeschwindigkeit  $u'$**

In dieser Darstellung entspricht  $\Lambda_T$  dem Taylor'schen Längenmaß [87]. Aus dieser Abbildung läßt sich ableiten, daß die Flammfronten zerreißen können, wenn die Fluktuationsgeschwindigkeiten ansteigen und einen Grenzwert übersteigen. Dies führt ebenfalls zum lokalen Quenching der Flamme. Die Turbulenzintensität ist demnach eine entscheidende Größe für die Modellierung der turbulenten Verbrennung.

Die bisher gezeigten Verbrennungsmechanismen heben deutlich den transienten Charakter der turbulenten Verbrennung hervor. Das Problem bei der Modellierung dieser Phänomene ist, daß diese unweigerlich höchst instationären Vorgänge gekoppelt sind mit sehr starken nichtlinearen Abhängigkeiten, was zu einem sehr steifen Gleichungssystem führt. Nur durch eine genaue Quantifizierung der auftretenden Einzelprozesse (z.B. Kinetik, Wärmekonvektion, Diffusion, Strahlung,...) bzw. ihre Einflüsse auf die lokalen thermodynamischen Größen (z. B.  $Y_i$ ,  $T$ , ...), können dominante und zu vernachlässigende Prozesse herausgearbeitet werden, und die turbulente Mittelwertbildung der Zustandsgrößen ausreichend genau durchgeführt werden. Folgende Abbildung (Bild 5.11) zeigt allgemein den instationären Charakter einer Scherschicht [88].



**Bild 5.11: Großskalige Instabilität einer Scherschicht (Wanderung eines wachsenden Wirbels)**

In dem hier betrachteten Fall der coaxialen Treibstoffaufbereitung in Raketenbrennkammern existiert in der Scherschicht die gleiche Problematik: höchst instationäre Mechanismen, bestimmt durch Längen- und Zeitskalen, die über mehrere Größenordnungen variieren können. Um diese Mechanismen möglichst umfassend zu untersuchen, werden zunächst zwei Grenzfälle betrachtet. Der erste Grenzfall ist, daß sich lokal Mischgebiete ausbilden können, in denen allerdings keine Verbrennung stattfinden kann, weil die Mischung zu kalt ist. Um Verbrennungsprozesse einzuleiten, ist es notwendig, daß die Mischung die Zündtemperatur überschreitet. Wie in Kapitel 5.3 gezeigt wird, muß die Mischung eine Temperatur von mindestens 900 K haben, um akzeptable chemische Zeitskalen zu erreichen, bzw. um die Zündung des Gemischs einzuleiten. Bei den Betriebsbedingungen von  $H_2/O_2$ -Raketentriebwerken wird allerdings die kryogene Treibstoffaufbereitung verwendet, bei der die Treibstoffe mit einer Temperatur von ca. 100 K in die Brennkammer eingespritzt werden. Die experimentellen Er-

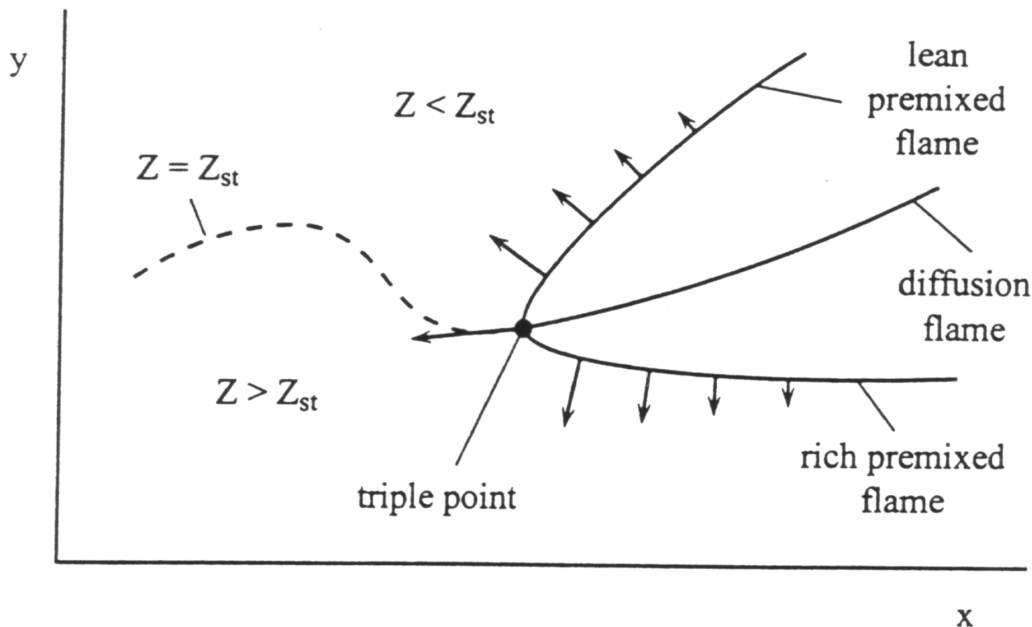
gebnisse, die in Kapitel 3 dargestellt wurden, aber auch weitere Untersuchungen von überkritischen Kaltinjektionstests mit Simulationsfluiden [89, 90] bei raketenähnlichen Bedingungen zeigen, daß sich vom dichten Kernstrahl keine Tropfen ablösen, sondern dichte Sauerstofftaschen, die je nach der Temperatur ihrer Grenzfläche (kritische Mischungstemperatur) entweder keine oder eine sehr geringe Oberflächenspannung aufweisen. Im Heißfall ist der Kernstrahl von einer Flamme umgeben, und die Sauerstofftaschen heizen sich schnell auf. Die Treibstoffaufbereitung wird hier prinzipiell durch zwei konkurrierende Prozesse bestimmt:

1. Mischprozeß: Die Sauerstofftaschen entfernen sich vom Kernstrahl und vermischen sich mit der Umgebung.
2. Aufheizprozeß: Die Sauerstofftaschen werden aufgrund mehrerer Mechanismen (Strahlung der Flamme, Wärmediffusion, etc.) von der Umgebung aufgeheizt.

Analog hat eine chemische Reaktion zwei Voraussetzungen:

1. Es müssen die passenden Moleküle zusammenstoßen, d.h. es muß eine Mischung der Treibstoffe auf molekularer Ebene vorhanden sein ( $\Rightarrow$ Mischprozeß).
2. Die Stoßenergie der Reaktionspartner muß den Schwellenwert (Aktivierungsenergie) der chemischen Reaktion übersteigen, d.h. die Temperatur der Mischung muß ausreichend hoch sein und zwar oberhalb der Zündtemperatur ( $\Rightarrow$ Aufheizprozeß).

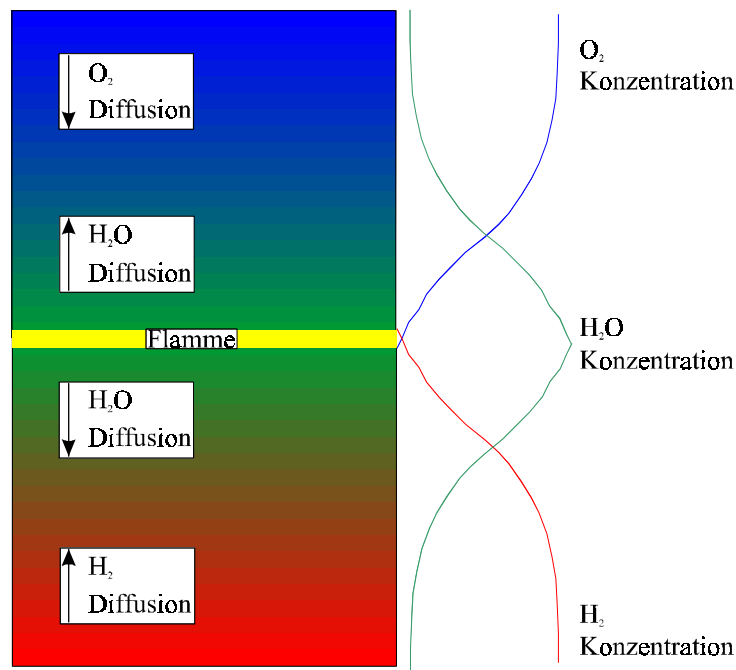
Ist der Mischprozeß aufgrund sehr hoher Turbulenzintensität im Vergleich zum Aufheizprozeß schneller, dann bilden sich lokale Gebiete, in denen  $H_2$  und  $O_2$  molekular vermischt sind, aber wo trotzdem keine Flamme vorhanden ist, da die Temperatur unterhalb von 900 K liegt. Wie in vorigen Kapiteln erklärt, entspricht dies dem Fall, daß die chemische Zeitskala größer ist als alle turbulenten Zeitskalen, also  $Da < 1$ . Ein solches lokales Gebiet verbrennt schließlich, wenn es an einem Punkt (normalerweise am Rand) die Zündtemperatur erreicht. Die chemische Reaktion verläuft dann nach dem Vormischflammenmechanismus, oder es bildet sich der Mechanismus einer Triple-Flamme aus. Dieser Triple-Flammen-Mechanismus wird in der neueren Literatur [91] immer öfter untersucht und erlangt einen immer höheren Stellenwert bei der Modellierung turbulenter Flammen.



**Bild 5.12: Schematische Darstellung einer Triple-Flamme [109]**

Dieser Mechanismus stellt den Grenzfall sehr schneller Vermischung im Vergleich zu den Aufheizraten der sich vermischenden Fluide dar. Der zweite Grenzfall betrachtet das Gegen-

teil, was anschaulich anhand einer laminaren Diffusionsflamme (vgl. Bild 5.13) erläutert werden kann.



**Bild 5.13: Laminare Diffusionsflamme**

Hier vollzieht sich die Vermischung nur aufgrund der molekularen Diffusion, also im Vergleich zur turbulenten Vermischung äußerst langsam. Bis die Treibstoffe  $H_2$  und  $O_2$  an die Flamme diffundiert sind, haben sie bereits soviel Wärme durch Strahlung, aber vor allem durch Wärmeübertragung des heißen Reaktionsproduktes  $H_2O$  aufgenommen, daß sie eine Temperatur haben, die einer Stoßenergie der Moleküle entspricht, die weit oberhalb der Aktivierungsenergie der chemischen Reaktion liegt (es existiert eine sehr hohe initiale Mischtemperatur der unverbrannten Treibstoffe). Das ist also der Grenzfall sehr kleiner chemischer Zeitskalen im Vergleich zu theoretisch unendlich großen turbulenten Zeitskalen ( $Da \rightarrow \infty$ ;  $Ka \rightarrow 0$ ). Allerdings treten in technisch relevanten Brennkammern praktisch keine „reinen“ laminaren Flammen auf.

Zwischen diesen beiden Grenzfällen existieren in der Realität fließende Übergänge. In Raketebrennkammern treten hauptsächlich die Regimes auf, die dem inneren Spektrum zwischen diesen Grenzfällen entsprechen. Im Borghi-Diagramm wird dieses gesamte Spektrum in Abhängigkeit von wenigen wichtigen Größen abgebildet. Da alle Regimes bei der coaxialen Treibstoffaufbereitung in Raketebrennkammern auftreten können, ist die entscheidende Frage, an welchen Orten welche Mechanismen dominieren. Ausgehend von diesen Überlegungen kann man feststellen, daß bei dem Expandertriebwerk im Gegensatz zu dem Nebenstromtriebwerk wohl eher die Mechanismen mit schneller Chemie im Vergleich zur Mischung dominieren. Der Grund dafür ist, daß bei Expandertriebwerken der Wasserstoff wärmer in die Brennkammer einströmt als bei Nebenstromtriebwerken und somit die initiale Mischtemperatur größer bzw. die chemischen Zeitskalen kleiner werden. Aber entscheidender ist die Charakteristik des Sauerstoffs, d.h. wie schnell sich der Sauerstoff aufheizt und welche turbulenten Mischungsraten er besitzt.

Zusammenfassend können folgende Mechanismen der turbulenten  $H_2/O_2$ -Verbrennung in kryogenen Raketenbrennkammern angegeben werden, die von den lokal herrschenden Längen- bzw. Zeitskalen abhängen (die Mechanismen sind nach steigender Turbulenzintensität geordnet, wobei konstante Geschwindigkeit der chemischen Prozesse, d.h. konstante chemische Zeitskala, angenommen wird):

1. Keine Turbulenz  $\Rightarrow$  laminare Flamme  $\Rightarrow$  sehr dünne Flammfront bzw. Reaktionszone (theoretischer Fall, tritt in technisch relevanten Brennkammern nicht auf).
2. Leichte Turbulenz  $\Rightarrow$  Gewellte, aber immer noch sehr dünne Flammfront.
3. Weitere Steigerung der Turbulenzintensität  $\Rightarrow$  Flammfront wird immer stärker gewellt. Wenn die Turbulenzintensität so hoch ist, daß die kleinsten turbulenten Wirbel in die Flammenstruktur eindringen können, wird die Flammfront verbreitert.
4. Weitere Steigerung der Turbulenzintensität  $\Rightarrow$  Flammfront wird verbreitert  $\Rightarrow$  Wärmeverlust in der Flamme nimmt zu. Bei ausreichender Turbulenzintensität zerreißen die Flammfronten. Es setzt lokales Quenching ein.
5. Weitere Steigerung der Turbulenzintensität  $\Rightarrow$  breite, zerrissene Flammfronten. Lokales Quenching tritt auf. Die turbulente Vermischung ist nun so intensiv, daß lokale Mischzonen entstehen, die nach einer sog. Wiederingzündung (reignition) am Rand dieser Mischzonen nach dem Mechanismus einer vorgemischten Flamme oder Triple-Flamme verbrennen.

Zur Bestimmung der lokalen Verbrennungsregimes ist es unerlässlich, die lokalen chemischen bzw. turbulenten Zeit- und Längenskalen zu quantifizieren. In den nächsten Abschnitten werden aus den experimentellen Datensätzen Längenskalen ermittelt und mit den numerisch simulierten turbulenten Skalen verglichen. Zusätzlich werden chemische Zeitskalen berechnet, und somit sind Abschätzungen darüber möglich, an welchen Orten im Verbrennungsgebiet welche Verbrennungsmechanismen vorherrschen. Um das gesamte Verbrennungsgebiet einer Raketenbrennkammer numerisch zu simulieren, müssen alle dort auftretenden Verbrennungsregimes in dem turbulenten Verbrennungsmodell berücksichtigt werden. Es stellt ein großes Problem dar, Verbrennungsmodelle zu entwickeln, die eine derartige Allgemeingültigkeit haben, so daß sie für mehrere Verbrennungsregimes anwendbar sind. Üblicherweise sind Verbrennungsmodelle auf ein Regime ausgerichtet. Im nächsten Kapitel werden die wichtigsten turbulenten Verbrennungsmodelle vorgestellt, mit denen es möglich ist, jeweils bestimmte „Regimes“ der turbulenten Verbrennung numerisch zu simulieren.

## 5.2 Übersicht der wesentlichen Modelle zur Berechnung turbulenter Verbrennungsvorgänge in reagierenden Scherschichten

Wie in den vorangegangenen Kapiteln erläutert wurde, stellt die Modellierung der turbulenten Verbrennung eine große Herausforderung dar, und an diesem Problem wird weltweit intensiv geforscht. Dieses Kapitel gibt einen Überblick über die bekanntesten Modelle zur numerischen Berechnung turbulenter Vermischung und Verbrennung.

Das zentrale Problem bei der Modellierung der turbulenten Verbrennung ist der sehr stark nichtlineare chemische Quellterm, der in den Speziestransportgleichungen auftritt [92]. Folgende Gleichung zeigt eine Speziestransportgleichung, wie sie im allgemeinen in Strömungsberechnungen verwendet wird:



$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\tilde{Y}_i) + \frac{\partial}{\partial x_k}(\bar{\rho}\tilde{u}_k\tilde{Y}_i) = \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \overline{\rho D \frac{\partial Y_i}{\partial x_k}} + \overline{\rho u_k'' Y_i} \right) + \bar{w}_i \quad (5.5)$$

Der chemische Quellterm der Spezies i setzt sich aus den Reaktionsraten der verschiedenen Reaktionsgleichungen j zusammen, bei denen die Spezies i umgesetzt wird. Es gilt also:

$$\dot{w}_i = \sum_{j=1}^R \dot{w}_{ij} \quad (5.6)$$

Für die Umsatzraten einer Spezies i in einer Reaktionsgleichung j (Hin- und Rückreaktion) kann nach Warnatz [93] folgende Gleichung abgeleitet werden:

$$\dot{w}_{ij} = (v_{ij}'' - v_{ij}') \cdot k_{fj} \rho^{m_j} \cdot \prod_{i=1}^N Y_i^{v_{ij}'} \cdot \left( 1 - \frac{k_{bj}}{k_{fj}} \cdot \rho^{n_j - m_j} \cdot \prod_{i=1}^N Y_i^{(v_{ij}'' - v_{ij}')} \right) \quad (5.7)$$

mit: i: Speziesindex

j: Reaktionsindex

$Y_i$ : Massenbruch

$k_{fj}$ : Geschwindigkeitskoeffizient der Vorwärtsreaktion

$k_{bj}$ : Geschwindigkeitskoeffizient der Rückwärtsreaktion

$v_{ij}$ : Stöchiometrikoeffizient

$m_j$ : Summe der Stöchiometrikoeffizienten der Vorwärtsreaktionen ( $m_j = \sum_{i=1}^N v_{ij}'$ )

$n_j$ : Summe der Stöchiometrikoeffizienten der Rückwärtsreaktionen ( $n_j = \sum_{i=1}^N v_{ij}''$ )

N: Gesamtanzahl der Spezies

R: Gesamtanzahl der Reaktionen

Die Geschwindigkeitskoeffizienten k werden mit der Arrhenius Gleichung berechnet, die in Kapitel 5.3 behandelt wird. In dieser Gleichung tritt die Temperatur im Exponenten auf und somit sind die Geschwindigkeitskoeffizienten k stark nichtlinear abhängig von der Temperatur. Die Berechnung der mittleren Umsatzraten ist bei einem chemischen Reaktionssystem mit nur wenigen Reaktionsgleichungen bereits ziemlich kompliziert. Die Berechnung zeitlich gemittelter Umsatzraten von komplexen Reaktionssystemen, wie es bei der Berechnung von realen Verbrennungsproblemen nötig ist, wird zu einem sehr aufwendigen Problem. Zur Verdeutlichung der Komplexität wird beispielhaft der einfachste Fall und zwar eine Ein-Schritt-Reaktion untersucht. Die Reaktionsgleichung lautet demnach:



Die momentanen Umsatzraten von Spezies  $A_3$  können mit Hilfe von Gleichung 5.7 berechnet werden. Dies liefert:

$$\dot{w}_3 = \rho^2 \cdot k_f \cdot Y_1 \cdot Y_2 \quad (5.9)$$

Die Durchführung einer Mittelung für diesen einfachsten Fall ergibt folgende Gleichungen:

$$\begin{aligned} \bar{\dot{w}}_3 &= \overline{\rho^2 \cdot k_f \cdot Y_1 \cdot Y_2} \\ &= \overline{\rho^2 \cdot (k_f' + k_f'') \cdot (\tilde{Y}_1 + Y_1'') \cdot (\tilde{Y}_2 + Y_2'')} \\ &= \overline{\rho k_f' (\bar{\rho} \tilde{Y}_1 \tilde{Y}_2 + \rho Y_1'' Y_2'')} + \overline{\rho (k_f'') Y_1'' \tilde{Y}_1} + \overline{\rho (k_f'') Y_1'' \tilde{Y}_2} + \overline{\rho (k_f'') Y_2'' Y_1''} \end{aligned} \quad (5.10)$$

In Gleichung 5.10 ist die explizite Aufspaltung der Geschwindigkeitskonstante  $k$  nach der Arrhenius-Gleichung und die anschließend nötige Mittelung der dort vorkommenden Größen, vor allem der Temperatur, nicht durchgeführt. Das heißt, daß dieses Gleichungssystem noch wesentlich komplizierter wird. Durch die starke Nichtlinearität von der Temperatur wird das Gleichungssystem auch steifer und die numerische Behandlung ziemlich aufwendig. Für ein einfaches Reaktionssystem, ein Ein-Schritt-System, ist gezeigt worden, wie kompliziert die Berechnung der mittleren Umsatzraten ist. Bei der Berücksichtigung von mehreren Spezies muß man sich im Klaren sein, daß ein überproportionales Anwachsen der zu berechnenden Terme und somit der CPU-Zeit zu erwarten ist. Diese Art der Berechnung von turbulenten Verbrennungssystemen, die sogenannte Momentenmethode [93] beschränkt sich damit auf einfache Reaktionssysteme.

Ein weiteres sehr häufig verwendetes Modell ist das Eddy-Break-Up (EBU) Modell [94] oder das damit verwandte Eddy-Dissipation-Concept (EDC) [95]. Das EBU-Modell gilt für den Bereich  $Da > 1$  und  $Ka > 1$ . Innerhalb dieses Regimes hoher Turbulenz werden die feinen laminaren Flammenstrukturen gefaltet und zerrissen. Die Flammenzone besteht dann aus breiten turbulenten Flammen. Das EBU-Modell beruht auf halb-empirischen Betrachtungen bezüglich des Reaktionsvorganges innerhalb und zwischen den feinsten Strukturen. Hierbei wurde ursprünglich vorausgesetzt, daß die Verbrennung völlig durch die turbulente Vermischung kontrolliert wird und von der chemischen Reaktionsrate unabhängig ist. Für die Berechnung der Reaktionsrate wurde folgende Gleichung vorgeschlagen:

$$\begin{aligned} \bar{\dot{w}}_{EBU} &= const_{EBU} \cdot \sqrt{Y_F^2} \cdot \frac{\varepsilon}{k} \\ &\text{bzw.} \\ \bar{\dot{w}}_{EBU} &= const_{EBU} \cdot \sqrt{\left( \frac{\partial Y_F^2}{\partial X_k} \right)} \cdot \sqrt{k} \cdot \rho \end{aligned} \quad (5.11)$$

In dieser Gleichung kennzeichnet  $Y_F$  die Massenfraktion des Brennstoffes. Die Konstante  $const_{EBU}$  hat für Vormischflammen und Diffusionsflammen den Wert 2 [81]. Der Faktor  $\varepsilon/k$  charakterisiert die Dissipation und somit die Vermischung der Brennstoffwirbel mit seiner Umgebung. Görner [81] erweiterte das EBU-Modell, indem er die wahre Reaktionsrate als Minimum eines mischungskontrollierten Umsatzes (Gleichung 5.11) und eines kinetisch kontrollierten Umsatzes (Gleichung 5.7) berechnet. Damit erweitert er die Anwendung dieses Verbrennungsmodells bis in das Regime, wo  $Da \approx 1$  gilt. Das heißt, im Borghi-Diagramm befindet man sich zwischen dem Mechanismus der verbreiterten, turbulenten Flamme (verstreute Reaktionszonen) und dem homogenen Reaktionsgebiet. In diesem Bereich sind chemische und turbulente Zeitskalen etwa gleich, d.h. die chemischen Umsatzraten sind entweder kinetisch oder mischungskontrolliert. Bei diesem Modell wird davon ausgegangen, daß lokal reaktionsfähige Mischungen entstehen können, deren Temperatur jedoch unterhalb der Aktivierungstemperatur der chemischen Reaktionen liegt. In der Umgebung von solchen lokalen Inseln unverbrannten Gemischs befinden sich Wirbel von heißen Reaktionsprodukten. Eine solche Phänomenologie kann bei entsprechender Turbulenz und Damköhlerzahl durchaus auch in Raketenbrennkammern vorkommen. In diesen „Produktwirbeln“ liegt nun das Energieniveau über der Aktivierungsenergie, was im reaktionsfähigen, kalten Gemisch nicht der Fall ist, so daß eine Reaktion hier erst dann einsetzt, wenn sich die Produktwirbel eingemischt haben, und folglich die Temperatur im Frischgemisch über die Aktivierungstemperatur angestiegen ist.

Eine Modifikation hat das EBU-Modell durch das „Eddy-Dissipation-Concept (EDC)“ erfahren [95], das sowohl zur Berechnung von Vormisch- als auch von Diffusionsflammen eingesetzt wird. Beschrieben wird hierbei die Auflösung von Wirbeln, die Brennstoff, Oxidator oder Reaktionsprodukte enthalten. Eine Mischungskontrolle durch Brennstoff- bzw. Oxidatorwirbel tritt hauptsächlich bei Diffusionsflammen auf, die Mischungskontrolle durch Produktwirbel dagegen bei Vormischflammen. Somit wird beim Eddy-Dissipation-Concept die chemische Reaktionsrate als minimaler Wert der folgenden vier Raten bestimmt:

$$\bar{w} = \min \left\{ \begin{array}{ll} \text{const}_{EDC,1} \cdot \bar{Y}_F \cdot \frac{\varepsilon}{k} & \text{Brennstoffwirbel} \\ \text{const}_{EDC,1} \cdot \frac{\bar{Y}_{OX}}{r_{OX}} \cdot \frac{\varepsilon}{k} & \text{Oxidatorwirbel} \\ \text{const}_{EDC,2} \cdot \frac{\bar{Y}_{Pr}}{(1 + r_{OX})} \cdot \frac{\varepsilon}{k} & \text{Produktwirbel} \\ \dot{\Gamma}_{kin} & \text{kinetische Kontrolle} \end{array} \right. \quad (5.12)$$

In der Literatur [81] werden für die Konstanten folgende Werte angegeben:  $\text{const}_{EDC,1} = 4$ ,  $\text{const}_{EDC,2} = 2$ . Allgemein kann festgestellt werden, daß bei diesen Modellen die Mischungskontrolle durch den Faktor  $\varepsilon/k$  berechnet wird. Dieser Faktor hat die Dimension  $1/\text{sec}$  und ist der Kehrwert der integralen turbulenten Zeitskala, die in Kapitel 5.4 ausführlich behandelt wird. Der Faktor  $\varepsilon/k$  charakterisiert hier also eine gemittelte turbulente Mischgeschwindigkeit. Die beiden Modelle EBU und EDC sind nur für bestimmte Regimes im Borghi-Diagramm anwendbar und zwar für  $Da \geq 1$ , wo man sich zwischen dem homogenen Reaktionsgebiet und den verbreiterten Flammen (verstreute Reaktionszonen) befindet. Für die Berechnung von Verbrennungsregimes, bei denen die Chemie sehr schnell abläuft, d.h. im Gebiet der dünnen, gefalteten Flammen, wo die 1-dimensionale Flammenstrukturbeschreibung anwendbar ist, sind diese Modelle nicht mehr empfehlenswert. Hierbei wären die Flamelet-Modelle vorzuziehen [82].

Zentrale Größe bei den Flamelet-Modellen ist der Mischungsbruch  $Z$ . Bei der  $H_2/O_2$ -Verbrennung in Raketentriebwerken hat man den Vorteil, daß nur 2 Elemente an den chemischen Reaktionen teilnehmen. Der Mischungsbruch  $Z$  beschreibt den Grad der Vermischung zweier, getrennt in die Brennkammer zugeführter Medien. Da bei diesem Fall durch den Koaxialinjektor im Innenröhrchen reiner Sauerstoff und im Koaxialspalt reiner Wasserstoff der Brennkammer zugeführt werden, kann man den Mischungsbruch vereinfachen, indem dieser nun den Elementmassenbruch von H-Atomen oder O-Atomen beschreibt. In der Regel dient der Brennstoff, also der H-Massenanteil dazu,  $Z$  zu definieren.

$$Z = \frac{m_H}{m_{Ges}} = \frac{m_H}{m_H + m_O} \quad (5.13)$$

Nach dieser Definition, kann jedem Punkt in der Brennkammer ein  $Z$ -Wert zugeordnet werden. Im Sauerstoffstrahl ist  $Z=0$  und im koaxialen Wasserstoffstrahl ist  $Z=1$ . In der Scherschicht liegt  $Z$  zwischen 0 und 1, wobei Gebiete mit stöchiometrischer Mischung auftreten können, bei denen gilt:  $Z=Z_{st} = 2 / (2 + 16) = 0.111$ . Bei turbulenten Rechnungen werden zur Beschreibung der Mischung die Favre-Mittelwerte  $\tilde{Z}$  des Mischungsbruchs  $Z$  verwendet. Zur Berechnung von  $\tilde{Z}$  wird eine Transportgleichung aufgestellt.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\tilde{Z}) + \frac{\partial}{\partial x_k}(\bar{\rho}\tilde{u}_k\tilde{Z}) = \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \overline{\rho D \frac{\partial Z}{\partial x_k}} + \overline{\rho u_k'' Z''} \right) \quad (5.14)$$

Der große Vorteil gegenüber den Momentenmethoden, bei denen die Transportgleichung für die einzelnen Spezies berechnet werden, ist hier schon ersichtlich. Da die Elemente bei den chemischen Reaktionen erhalten bleiben, verschwindet in der  $\tilde{Z}$ -Gleichung somit auch der chemische Quellterm, der in den Speziestransportgleichungen bei den Momentenmodellen Probleme bereitet. Allerdings erkaufte man sich diese Vereinfachung durch eine Annahme, die die Allgemeinheit der  $\tilde{Z}$ -Gleichung einschränkt.  $\tilde{Z}$  beschreibt die Elementanteile im Kontrollvolumen einer turbulenten Strömung, in unserem Fall von H-Atomen und O-Atomen. In dem Term, der die molekulare Diffusion in der Z-Gleichung charakterisiert, tritt die Diffusionskonstante D auf. Somit enthalten alle Modelle, die auf der Transportgleichung für den Mischungsbruch basieren, implizit die Annahme, daß alle Spezies den gleichen Diffusionsbeiwert haben. Dies trifft für viele technische Verbrennungssysteme sehr gut zu, wie z.B. bei der Kohlenwasserstoff-Verbrennung. Bei H<sub>2</sub>/O<sub>2</sub>-Verbrennung ist diese Frage noch nicht geklärt. Zwar besitzen H<sub>2</sub> und O<sub>2</sub> recht unterschiedliche Diffusionskonstanten, aber es wird vielfach in der Literatur [84] angenommen, daß die molekulare Diffusion bei Mischprozessen, im Vergleich zu den turbulenten Mischvorgängen, vernachlässigt werden kann. Auf diesem Gebiet besteht noch weiterer Klärungsbedarf. Bei turbulenten Rechnungen wird neben der  $\tilde{Z}$ -Gleichung noch eine Transportgleichung für  $\tilde{Z}''^2$  gelöst.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\tilde{Z}''^2) + \frac{\partial}{\partial x_\alpha}(\bar{\rho}\tilde{u}_\alpha\tilde{Z}''^2) = \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left( \bar{\rho} \frac{v_t}{Sc} \frac{\partial \tilde{Z}''^2}{\partial x_\alpha} \right) + 2\bar{\rho} \frac{v_t}{Sc} \left( \frac{\partial \tilde{Z}}{\partial x_\alpha} \right)^2 - \bar{\rho}\tilde{\chi} \quad (5.15)$$

$Z''$  beschreibt die turbulenten Fluktuationen des Favre-Mittelwertes  $\tilde{Z}$  (mit:  $Z = \tilde{Z} + Z''$ ). Diese Gleichung kann nun natürlich Quellterme besitzen. Eine wichtige Größe hierbei ist die skalare Dissipation  $\tilde{\chi}$ , die nach folgender Gleichung definiert wird:

$$\tilde{\chi} = C_\chi \frac{\tilde{\epsilon}}{\tilde{k}} \tilde{Z}''^2 \quad (5.16)$$

Der Mischungsbruch  $\tilde{Z}$  wird durch die Transportgleichung (5.14) bestimmt. Die turbulenten Mittelwerte von Strömungsgrößen, wie der Temperatur oder der Dichte, aber auch die turbulenten Mittelwerte der einzelnen Speziesmassenbrüche werden anhand von Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen berechnet. In der Literatur wird für die PDF (Probability Density Function) meistens eine  $\beta$ -Funktion oder eine Gaußverteilung verwendet. Hier sei beispielhaft die Vorgehensweise mittels einer  $\beta$ -Funktion dargestellt.:

$$\tilde{P}(Z^*) = Z^{*\alpha-1} (1-Z^*)^{\beta-1} \frac{\Gamma(\gamma)}{\Gamma(\alpha)\Gamma(\beta)} \quad (5.17)$$

mit:

$$\gamma = \frac{\tilde{Z}(1-\tilde{Z})}{\tilde{Z}''^2} - 1; \quad \alpha = \tilde{Z}\gamma; \quad \beta = (1-\tilde{Z})\gamma \quad (5.18)$$

Ist die genaue Form der PDF bekannt, ist es problemlos möglich, die turbulenten Mittelwerte der verschiedenen Größen durch Momentenbildung mittels PDF zu berechnen:

$$\tilde{T}_{(\bar{x},t)} = \int_{z^*=0}^{z^*=1} T(Z^*) \tilde{P}(Z^*) dZ^* \quad (5.19)$$

$$\tilde{Y}_{i(\bar{x},t)} = \int_{z^*=0}^{z^*=1} Y_i(Z^*) \tilde{P}(Z^*) dZ^* \quad (5.20)$$

$$\frac{1}{\bar{\rho}} = \int_{z^*=0}^{z^*=1} \frac{1}{\rho(Z^*)} \tilde{P}(Z^*) dZ^* \quad (5.21)$$

Die Gleichungen 5.19 bis 5.21 werden verwendet, um die statistischen Mittelwerte der Massenbrüche für die einzelnen Spezies, sowie die Temperaturen und Dichten ( $\tilde{T}$ ,  $\tilde{Y}_i$ ,  $\bar{\rho}$ ) zu berechnen. Die momentanen bzw. laminaren Werte dieser Größen ( $T$ ,  $Y_i$ ,  $\rho$ ) werden sogenannten Flamelet-Libraries entnommen, die in tabellarischer Form bereits vorliegen, und die die numerische Simulation komplizierter chemischer Reaktionssysteme deutlich beschleunigen. Dem Flamelet-Modell liegt damit eine 1-dimensionale Betrachtung der Flamme bzw. der chemischen Reaktionen zugrunde. Die beschreibende Größe ist  $\tilde{Z}$ . Das Flamelet-Modell spiegelt die Vorstellung wider, daß die turbulente Flamme als ein Ensemble von vielen kleinen laminaren Flammen betrachtet werden kann. Diese sogenannten Flamelets erlauben aufgrund ihrer laminaren Struktur eine 1-dimensionale Beschreibung. Folglich können für ein bestimmtes Reaktionssystem, z.B.  $H_2/O_2$ , einmalige experimentelle Untersuchungen bei laminaren Bedingungen durchgeführt werden, die zur Verifikation der berechneten Flamelet-Libraries dienen. Der Vorteil der Flamelet-Modelle ist, daß bei turbulenten Bedingungen auch sehr komplizierte chemische Reaktionssysteme mit relativ geringer CPU-Zeitbeanspruchung berechnet werden können. Als Nachteile erweisen sich die Annahmen, die gemacht werden ( $Le = 1$  und gleiche Diffusionskoeffizienten aller Spezies). Außerdem ist das Flamelet-Modell im Borghi-Diagramm beschränkt auf bestimmte Gebiete, in denen dünne Flammen (corrugated flamelets) auftreten, da nur hier Eindimensionalität vorausgesetzt werden kann.

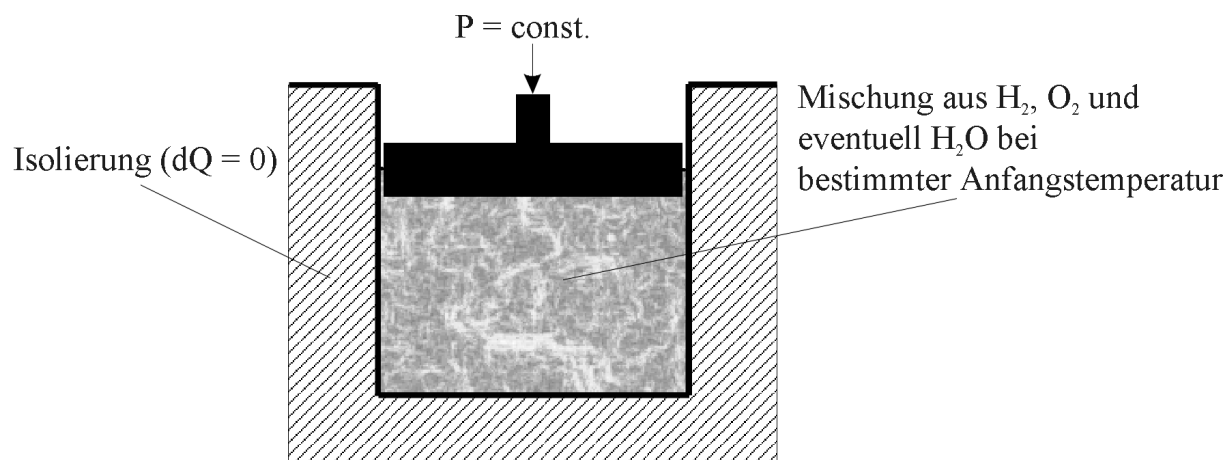
Die bekanntesten turbulenten Verbrennungsmodelle wurden kurz beschrieben. Im Rahmen dieser Arbeit kann keine vollständige Auflistung der vorhandenen Modelle auf diesem Gebiet gegeben werden. Beim intensiven Studium der Literatur kann jedoch festgestellt werden, daß die Einschränkungen und Annahmen, die in den meisten Modellen gemacht werden, stark limitierend wirken, was sich dahingehend bemerkbar macht, daß das Modell entweder nur für ganz bestimmte Bereiche im Borghi-Diagramm oder nur für bestimmte Treibstoffkombinationen oder nur für begrenzte Betriebsbedingungen anwendbar ist.

Ein für zukünftige Anwendungen vielversprechendes Modell sind die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen. Pope [96] und Janicka et al. [97] liefern auf diesem Gebiet sehr interessante Ergebnisse. Das größte Problem dabei bildet die Bestimmung der PDF. Möglichkeiten, die untersucht werden, sind z.B. Transportgleichungen für die PDF's aufzustellen, oder es werden bestimmte Verläufe, ähnlich wie oben dargestellt, z.B. eine  $\beta$ -Funktion für die PDF, angenommen. Je mehr Variablen die PDF beschreibt, um so schwieriger ist ihre Berechnung. Aus diesem Grunde wird für solche sogenannten „Joint PDF's“ statistische Unabhängigkeit ihrer Variablen angenommen. Die Joint PDF wird in mehrere PDF's aufgeteilt, die nur noch die statistische Verteilung bestimmter Variablen beschreiben. Dies macht die Berechnung zwar

deutlich einfacher, verfälscht aber auch das Ergebnis, da die Korrelation der als statistisch unabhängig betrachteten einzelnen Variablen nicht mehr aufgelöst werden kann. Für praxisorientierte Anwendungen sind die PDF-Modelle zwar bereits angewandt worden, aber sie sind noch in vielen Bereichen verbesserungswürdig. In der Forschung besitzen sie ein sehr hohes Potential.

### 5.3 Die chemischen Zeitskalen der $\text{H}_2/\text{O}_2$ -Verbrennung

Zur Beschreibung des Einflusses der Turbulenz auf die Verbrennung sind die relevanten Längen- und Zeitskalen nötig. In diesem Kapitel werden die chemischen Zeitskalen untersucht. Die chemische Verbrennungsreaktion wird hier unabhängig von der Strömung betrachtet. Demzufolge handelt es sich um eine Analyse der rein kinetischen Vorgänge. In der Raketebrennkammer wird die Verbrennung lokal als adiabatisch und isobar betrachtet. Folglich wird in diesem Kapitel auch ein adiabatisch, isobares System (siehe Bild 5.14) untersucht, wobei die chemischen Reaktionszeiten für verschiedene Drücke, Mischungen und Anfangstemperaturen berechnet werden. In der Literatur wurden  $\text{H}_2/\text{O}_2$ -Systeme natürlich reichlich untersucht [98], aber im Hinblick auf Reaktionszeitskalen wurden keine Ergebnisse in ausreichender Datenvielfalt bzw. für ausreichend viele Parametervariationen ermittelt. Aus diesem Grunde werden die chemischen Zeitskalen für reale Brennkammerbedingungen als Parameterstudie der relevanten Größen in diesem Kapitel berechnet.



**Bild 5.14: Adiabates, isobares System**

Aus der Literatur sind viele verschiedene  $\text{H}_2/\text{O}_2$ -Reaktionsmechanismen bekannt. Um die Ergebnisse ausreichend genau zu berechnen, wurde ein Gleichungssystem mit 37 Reaktionsgleichungen verwendet, angegeben von Maas und Warnatz [99]. Dieses Reaktionssystem, daß in der folgenden Tabelle dargestellt ist, berücksichtigt 8 verschiedene Spezies ( $\text{H}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{H}$ ,  $\text{O}$ ,  $\text{OH}$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{HO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}_2$ ).

Nr.	Reaktionsgleichung	A [cm <sup>3</sup> *mol <sup>-1</sup> *sec]	β [-]	E <sub>a</sub> [kJ mol <sup>-1</sup> ]
1	O <sub>2</sub> + H → OH + O	2.00 x 10 <sup>14</sup>	0.00	70.30
2	OH + O → O <sub>2</sub> + H	1.46 x 10 <sup>13</sup>	0.00	2.08
3	H <sub>2</sub> + O → OH + H	5.06 x 10 <sup>4</sup>	2.67	26.30
4	OH + H → H <sub>2</sub> + O	2.24 x 10 <sup>4</sup>	2.67	18.40
5	H <sub>2</sub> + OH → H <sub>2</sub> O + H	1.00 x 10 <sup>8</sup>	1.60	13.80
6	H <sub>2</sub> O + H → H <sub>2</sub> + OH	4.45 x 10 <sup>8</sup>	1.60	77.13
7	OH + OH → H <sub>2</sub> O + O	1.50 x 10 <sup>9</sup>	1.14	0.42
8	H <sub>2</sub> O + O → OH + OH	1.51 x 10 <sup>10</sup>	1.14	71.64
9	H + H + M → H <sub>2</sub> + M	1.80 x 10 <sup>18</sup>	-1.00	0.00
10	H <sub>2</sub> + M → H + H + M	6.99 x 10 <sup>18</sup>	-1.00	436.08
11	H + OH + M → H <sub>2</sub> O + M	2.20 x 10 <sup>22</sup>	-2.00	0.00
12	H <sub>2</sub> O + M → H + OH + M	3.80 x 10 <sup>23</sup>	-2.00	499.41
13	O + O + M → O <sub>2</sub> + M	2.90 x 10 <sup>17</sup>	-1.00	0.00
14	O <sub>2</sub> + M → O + O + M	6.81 x 10 <sup>18</sup>	-1.00	496.41
15	H + O <sub>2</sub> + M → HO <sub>2</sub> + M	2.30 x 10 <sup>18</sup>	-0.80	0.00
16	HO <sub>2</sub> + M → H + O <sub>2</sub> + M	3.26 x 10 <sup>18</sup>	-0.80	195.88
17	HO <sub>2</sub> + H → OH + OH	1.50 x 10 <sup>14</sup>	0.00	4.20
18	OH + OH → HO <sub>2</sub> + H	1.33 x 10 <sup>13</sup>	0.00	168.30
19	HO <sub>2</sub> + H → H <sub>2</sub> + O <sub>2</sub>	2.50 x 10 <sup>13</sup>	0.00	2.90
20	H <sub>2</sub> + O <sub>2</sub> → HO <sub>2</sub> + H	6.84 x 10 <sup>13</sup>	0.00	243.10
21	HO <sub>2</sub> + H → H <sub>2</sub> O + O	3.00 x 10 <sup>13</sup>	0.00	7.20
22	H <sub>2</sub> O + O → HO <sub>2</sub> + H	2.67 x 10 <sup>13</sup>	0.00	242.52
23	HO <sub>2</sub> + O → OH + O <sub>2</sub>	1.80 x 10 <sup>13</sup>	0.00	-1.70
24	OH + O <sub>2</sub> → HO <sub>2</sub> + O	2.18 x 10 <sup>13</sup>	0.00	230.61
25	HO <sub>2</sub> + OH → H <sub>2</sub> O + O <sub>2</sub>	6.00 x 10 <sup>13</sup>	0.00	0.00
26	H <sub>2</sub> O + O <sub>2</sub> → HO <sub>2</sub> + OH	7.31 x 10 <sup>14</sup>	0.00	303.53
27	HO <sub>2</sub> + HO <sub>2</sub> → H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> + O <sub>2</sub>	2.50 x 10 <sup>11</sup>	0.00	-5.20
28	OH + OH + M → H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> + M	3.25 x 10 <sup>22</sup>	-2.00	0.00
29	H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> + M → OH + OH + M	2.10 x 10 <sup>24</sup>	-2.00	206.80
30	H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> + H → H <sub>2</sub> + HO <sub>2</sub>	1.70 x 10 <sup>12</sup>	0.00	15.70
31	H <sub>2</sub> + HO <sub>2</sub> → H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> + H	1.15 x 10 <sup>12</sup>	0.00	80.88
32	H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> + H → H <sub>2</sub> O + OH	1.00 x 10 <sup>13</sup>	0.00	15.00
33	H <sub>2</sub> O + OH → H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> + H	2.67 x 10 <sup>12</sup>	0.00	307.51
34	H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> + O → OH + HO <sub>2</sub>	2.80 x 10 <sup>13</sup>	0.00	26.80
35	OH + HO <sub>2</sub> → H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> + O	8.40 x 10 <sup>12</sup>	0.00	84.09
36	H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> + OH → H <sub>2</sub> O + HO <sub>2</sub>	5.40 x 10 <sup>12</sup>	0.00	4.20
37	H <sub>2</sub> O + HO <sub>2</sub> → H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> + OH	1.63 x 10 <sup>13</sup>	0.00	132.71

**Tabelle 4: Chemisches Reaktionssystem**

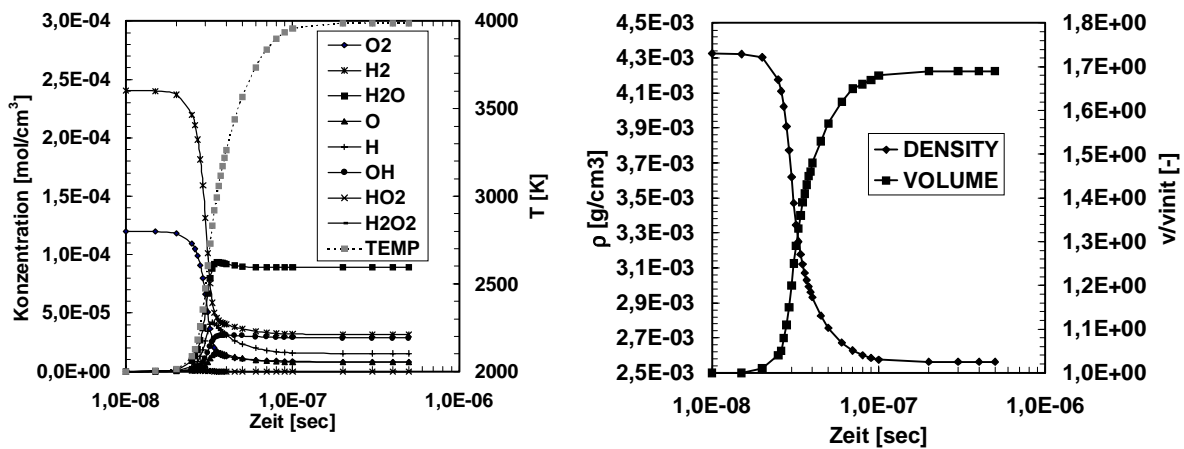
Die Größen A, β und E<sub>a</sub> bestimmen die Geschwindigkeitskonstante k in der Arrhenius-Gleichung. Diese Konstante wird folgendermaßen berechnet:

$$k = A \cdot T^\beta \cdot e^{\frac{-E_a}{R \cdot T}} \quad (5.22)$$

mit:  $R = 8,31441 \frac{\text{kJ}}{\text{kmol} \cdot \text{K}}$

Um die kinetischen Verbrennungsraten dieses Reaktionssystems zu erhalten, wurde das Programm LARKIN (LARGE KINetic Systems) angewandt [79,80], welches an der Universität in Heidelberg entwickelt wurde.

Das primäre Interesse dieser Untersuchungen gilt den Zeitskalen, die das in Bild 5.14 dargestellte System benötigt, um bei verschiedenen Ausgangsbedingungen (Druck, Temperatur, Zusammensetzung) ins chemische bzw. thermodynamische Gleichgewicht zu gelangen. Die so berechneten Zeiten werden schließlich mit den im nächsten Kapitel untersuchten turbulenten Zeiten in Relation gesetzt, um daraus verschiedene Einflußmechanismen zwischen Turbulenz und Verbrennung abzuleiten. Folgende Abbildung (Bild 5.15) zeigt auf der linken Seite die Konzentrations- und Temperaturverläufe für eine isobar, adiabatische Reaktion bei 60 bar und einer Anfangstemperatur von 2000 K. Die Anfangszusammensetzung entspricht einer stöchiometrischen Mischung. Da die Änderungen der Dichte bzw. des relativen Volumens für die spätere Beschreibung der Interaktionsmechanismen zwischen Turbulenz und Verbrennung hilfreich sind, werden sie im rechten Diagramm dargestellt.

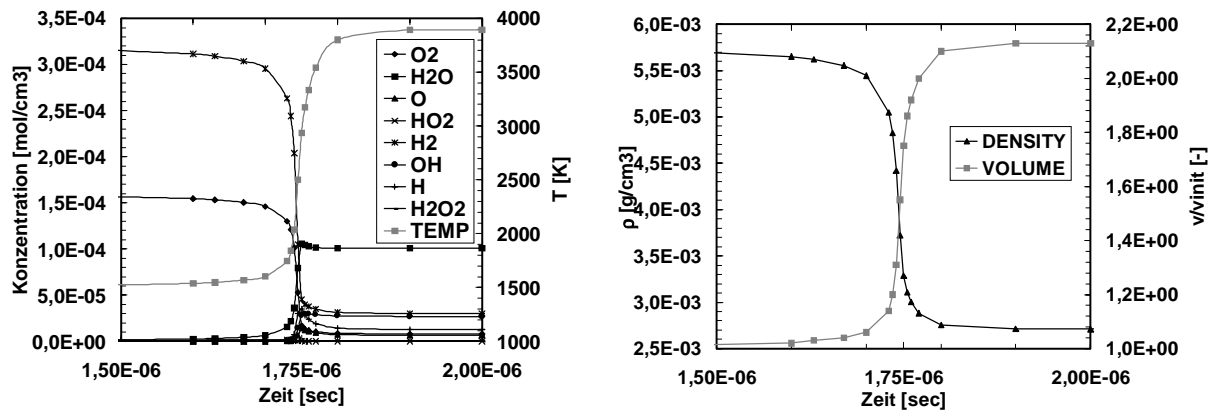


**Bild 5.15:** Molare Konzentrationen und Temperatur (linkes Diagramm); Dichte und relative Volumenänderung (rechtes Diagramm) bei 60 bar und einer initialen Mischtemperatur von  $T_{\text{init}} = 2000\text{K}$  (stöchiometrische Zusammensetzung)

Das System benötigt ca.  $1 \cdot 10^{-7}$  sec, bis es das chemische Gleichgewicht erreicht. Die adiabate Verbrennungstemperatur liegt bei 4000 K. Außerdem wird in Bild 5.15 ersichtlich, daß sich die Dichte bzw. das relative Volumen etwa um den Faktor 1,7 ändert. Überträgt man diese Daten auf eine turbulente Flamme, kann festgestellt werden, daß bei diesen lokalen Initialbedingungen eine lokale Expansion (Dichteabnahme) um den Faktor 1,7 auftritt. Solche durch die Verbrennung generierten Dichtegradienten produzieren ihrerseits neue Turbulenzenergie. Diesen Effekt kann man im  $k$ - $\epsilon$ -Turbulenzmodell z.B. berücksichtigen, indem in der Erhaltungsgleichung für die turbulente kinetische Energie  $k$  solche Dichtegradienten als Quellterme



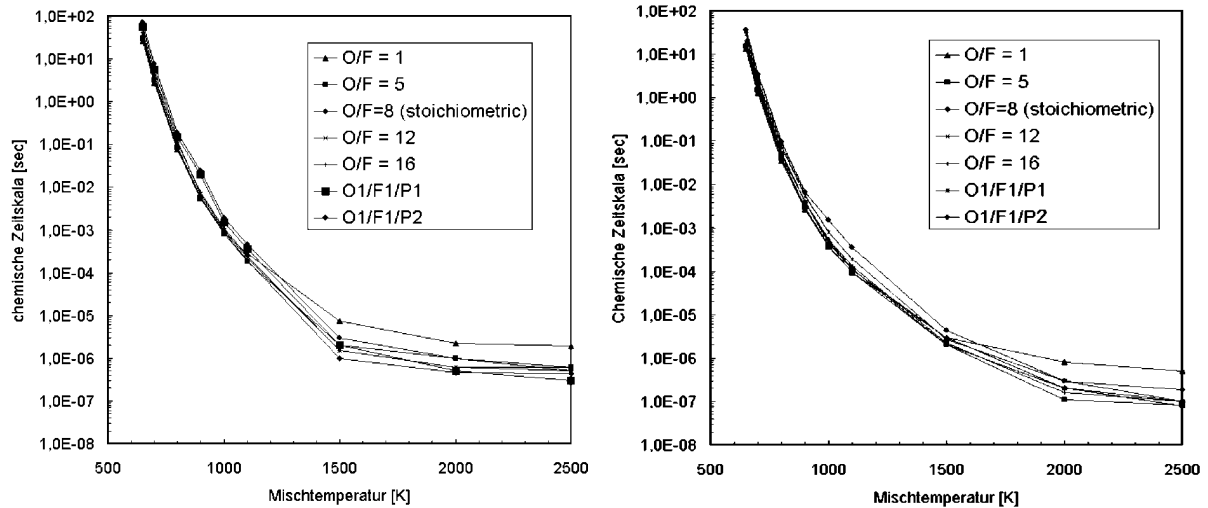
auftreten. Bei einer Anfangsgemischtemperatur von 1500 K, erhält man folgende zeitliche Profile.



**Bild 5.16: Molare Konzentrationen und Temperatur (linkes Diagramm); Dichte und relative Volumenänderung (rechtes Diagramm) bei 60 bar und einer initialen Mischtemperatur von  $T_{\text{init}} = 1500\text{K}$  (stöchiometrische Zusammensetzung)**

Anhand dieser Abbildung erkennt man, daß die benötigte Zeitskala, um ins chemische Gleichgewicht zu gelangen, in der Größenordnung von  $1 \cdot 10^{-6}$  sec liegt. Das heißt: Die Chemie ist bei diesen Bedingungen um den Faktor 10 langsamer als bei den Bedingungen, die in Bild 5.15 dargestellt sind. Im Anhang befinden sich noch weitere zeitliche Verläufe für die Konzentrationen, Temperaturen, Dichten und relativen Volumina für bestimmte Anfangsbedingungen (Anhang Bilder 9.11 und 9.12).

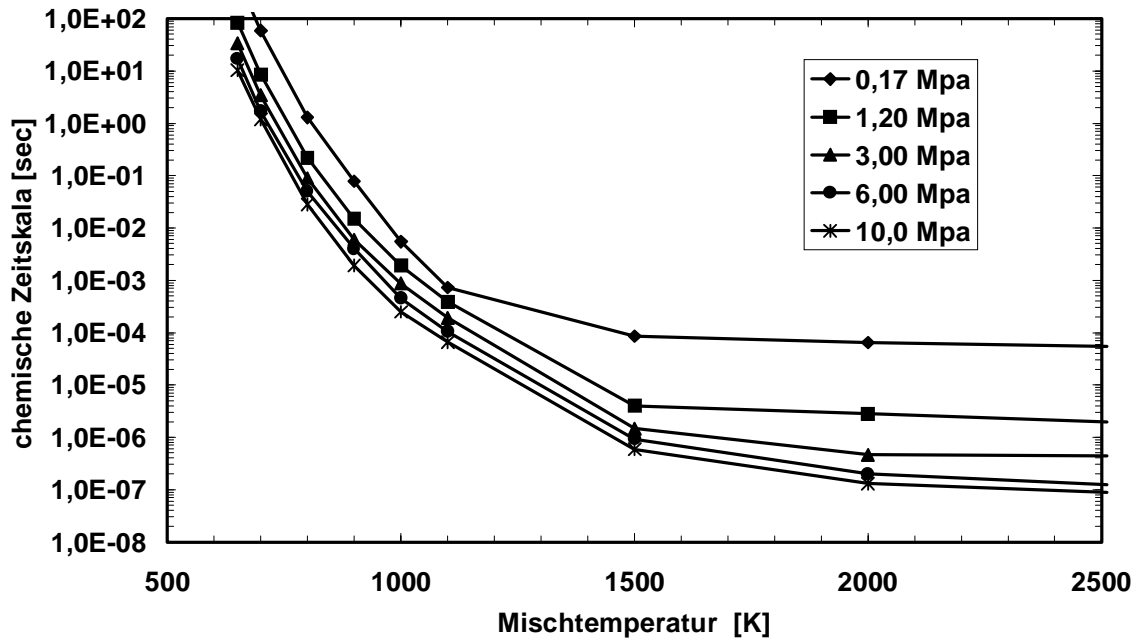
Im Folgenden soll der Einfluß der Zusammensetzung auf die Zeitskalen untersucht werden. Da die Annäherung an den Gleichgewichtszustand asymptotisch verläuft, und man aus Rechnerkapazitätsgründen die zeitliche Auflösung der Transienten nicht beliebig genau berechnen kann, wird als Zeitpunkt, bei dem sich chemisches Gleichgewicht einstellt, der Zeitpunkt definiert, bei dem die Temperatur des Gemisches 99% der Gleichgewichtstemperatur beträgt. Betrachtet werden verschiedene Mischungsverhältnisse von H<sub>2</sub> und O<sub>2</sub> als Ausgangszustand. Dabei werden auch Zusammensetzungen weit weg vom stöchiometrischen Verhältnis untersucht. Es werden aber auch Mischungen betrachtet, die das Reaktionsprodukt H<sub>2</sub>O schon beinhalten. Dies sind Bedingungen, die in der Realität in Raketenbrennkammern anzutreffen sind, da in der Reaktionszone H<sub>2</sub>O-Dampf erzeugt wird. Darüber hinaus finden die Mischung und die Verbrennung von H<sub>2</sub> und O<sub>2</sub> in einer H<sub>2</sub>O-Atmosphäre statt. Die in den folgenden Diagrammen (Bild 5.17) dargestellten Verläufe zeigen die Zeit, die für bestimmte Ausgangszustände benötigt wird, um das chemische Gleichgewicht zu erreichen. Die O/F –Verhältnisse beschreiben die Massenverhältnisse zwischen O<sub>2</sub> und H<sub>2</sub> ( $\Rightarrow$  O/F = 8 : Stöchiometrie). Demgegenüber bezeichnen die Verhältnisse O1/F1/P1 bzw. O1/F1/P2 Teilchenzusammensetzungen. Bei O1/F1/P1 sind bei der ursprünglichen Zusammensetzung gleich viele O<sub>2</sub>, H<sub>2</sub> und H<sub>2</sub>O Teilchen vorhanden, bei O1/F1/P2 sind doppelt so viele H<sub>2</sub>O Moleküle vorhanden wie O<sub>2</sub> oder H<sub>2</sub>-Moleküle. Interessant ist allerdings auch, wie sich diese Abhängigkeiten bei verschiedenen Drücken verhalten. Folgende Abbildung (Bild 5.17) zeigt die Zeitskalen für die hier relevanten Druckstufen von 30 und 60 bar.



**Bild 5.17: Chemische Zeitskalen für 30 bar (links) und 60 bar (rechts) bei verschiedenen initialen Zusammensetzungen in Abhängigkeit der Anfangsmischtemperatur  $T_{\text{init}}$**

Man erkennt, daß der Einfluß verschiedener Ausgangszusammensetzungen auf die Zeitskalen sowohl bei 30 bar als auch bei 60 bar relativ gering ist. Der Einfluß wird zwar für höhere Temperaturen auch etwas größer, spielt aber trotzdem im Vergleich zur Ausgangstemperatur keine Rolle. Aus dieser Darstellung wird ersichtlich, daß für beide Druckstufen der Einfluß der Mischung keine dominierende Rolle für die Zeitskalen spielt. Das Vorhandensein eines zündfähigen Gemisches ist natürlich die Voraussetzung hierfür. Erhöht man den Anteil von  $\text{H}_2\text{O}$  in der Ausgangsmischung, bzw. entfernt man sich vom stöchiometrischen Verhältnis, so werden die adiabaten Verbrennungstemperaturen kleiner. Dies erkennt man auch bei Betrachtung der entsprechenden Temperaturprofile (siehe Anhang Bild 9.13). Befindet man sich sehr weit weg von der Stöchiometrie, oder sind große Anteile von  $\text{H}_2\text{O}$  in der Ausgangsmischung vorhanden, zündet das Gemisch nicht mehr bzw. die Temperaturerhöhung ist sehr gering. Diese Fälle werden hier allerdings nicht betrachtet, da die maximal gerechneten Anteile von  $\text{H}_2\text{O}$  (O1/F1/P2) ohne Probleme eine Zündung erlauben und die Zeitskalen auch nicht entscheidend beeinflussen. Zu erkennen ist jedoch, daß bei 30 bar die Zeiten allgemein etwas länger sind als bei 60 bar. Da der Einfluß der Mischung eher als gering eingeschätzt wird (bis zu gewissen Grenzwerten natürlich, die hier jedoch nicht erreicht werden), zeigt die folgende Abbildung (Bild 5.18) eine Zusammenfassung der Zeitabhängigkeit für verschiedene Druckstufen, bei denen jeweils zu Anfang eine stöchiometrische Mischung vorliegt. Man kann Bild 5.18 entnehmen, daß die chemischen Zeitskalen bei steigendem Druck und natürlich bei steigender initialer Mischungstemperatur (Anfangstemperatur) abnehmen. Da in dieser Arbeit die turbulenten Zeitskalen für die 60 bar Rechnung dargestellt werden, soll der Vergleich mit den chemischen Zeitskalen auch nur für diese Druckstufe durchgeführt werden. In den folgenden Abschnitten werden die turbulenten Zeitskalen quantifiziert. Nimmt man die Ergebnisse der turbulenten Zeitskalen vorweg, kann folgende Aussage formuliert werden: Vermischen sich  $\text{H}_2$  und  $\text{O}_2$  bei Temperaturen, die höher liegen als 1500 K, dann sind die chemischen Zeitskalen immer kleiner als die kleinsten turbulenten Kolmogorov Zeiten, und man kann bei CFD-Rechnungen eine Approximation der Verbrennungsvorgänge mit einem chemischen Gleichgewichtsansatz akzeptieren. Liegt die Mischtemperatur zwischen 900 K und 1500 K, können turbulente und chemische Zeitskalen dieselbe Größenordnung haben, und die Interaktion bzw. die turbulenten Verbrennungsmechanismen ändern sich stark, je nachdem welche Werte lokal und momentan diese Zeitskalen annehmen. Ist die Temperatur,

bei der sich  $H_2$  und  $O_2$  molekular vermischen, unterhalb von 900 K, dann sind die größten turbulenten Zeitskalen, die der integralen turbulenten Wirbel, immer noch kleiner als die chemischen Zeitskalen. Der Mischprozeß ist in diesem Fall schneller als die Verbrennung. Es können somit ausgedehnte Verbrennungszonen entstehen. Dieses Regime entspricht laut Borghi [20, 21, 22] dem `well stirred reactor`.



**Bild 5.18:** Chemische Zeitskalen für stöchiometrische Zusammensetzungen bei verschiedenen Drücken in Abhängigkeit der Anfangsmischtemperatur  $T_{init}$

Der detaillierte Vergleich dieser chemischen Zeitskalen mit den im folgenden Kapitel berechneten turbulenten Zeitskalen ist nicht trivial, da die numerische Simulation eine stationäre Lösung berechnet hat und somit keine Anhaltspunkte über die momentane Temperatur liefern kann, die die  $H_2$  und  $O_2$  Moleküle vor ihrer Verbrennung in der reagierenden Scherschicht haben (initiale Mischtemperatur, Anfangstemperatur). Diese Problematik und die Auswirkungen der stark variierenden Zeitskalen auf die Mechanismen der turbulenten Verbrennung werden in den folgenden Abschnitten behandelt.

#### 5.4 Die turbulenten Skalen

Die turbulenten Längen- und Zeitskalen für die 60 bar-Druckstufe werden nun detailliert untersucht. Dabei wird ausschließlich die Betrachtung in der reagierenden Scherschicht durchgeführt. Nach der theoretischen Berechnung der chemischen Zeitskalen im vorigen Kapitel werden in diesem Kapitel zunächst die turbulenten Zeitskalen anhand der numerischen Simulation bestimmt. Anschließend werden Längenskalen in der reagierenden Scherschicht und die Scherschichtdicke in Abhängigkeit des Ortes (axialer Abstand zum Injektor) experimentell bestimmt. Mit Hilfe der numerischen Simulation sollen dann im darauffolgenden Abschnitt die experimentell ermittelten relevanten Längenskalen innerhalb der reagierenden Scherschicht in Zeitskalen umgerechnet werden.

### 5.4.1 Die numerisch simulierten Zeitskalen

Die numerische Untersuchung der turbulenten Zeitskalen wurde mit dem CFD-Programm AS3D durchgeführt. Dargestellt werden hier die Rechnungen für die Modellbrennkammer C bei nominellen P8-Betriebsbedingungen von 63 bar. Als Randbedingungen für die numerischen Simulationen werden exakt die Einspritzdaten verwendet, die im Experiment gemessen wurden. Diese sind zusammen mit den geometrischen Daten in Tabelle 4 bzw. Bild 3.12 dargestellt. In den folgenden Diagrammen ist an der Abszisse der Einspritzkopf angedeutet, um besser abschätzen zu können, an welchen radialen Punkten sich die reagierende Scherschicht befindet. Es ist möglich, mit den AS3D Ergebnisdatensätzen die zwei relevanten Zeitskalen zu berechnen: das Zeitmaß der integralen Turbulenz und das Kolmogorov-Zeitmaß.

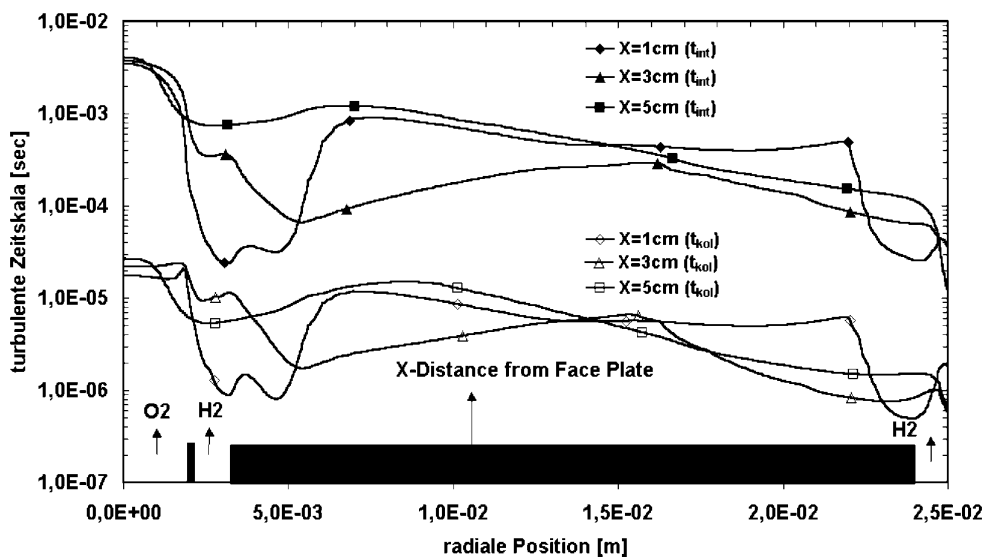
Die integralen, turbulenten Längen- bzw. Zeitmaße befinden sich im oberen Teil des turbulenten Spektrums. Auf diesen Skalen wird die Turbulenz sowohl in Scherschichten als auch in Grenzschichten produziert. Am untersten Ende des Turbulenzspektrums befinden sich die kolmogorovschen Skalen. Dies sind die kleinsten turbulenten Skalen. Auf diesen Skalen wird die Turbulenzenergie zu Wärme dissipiert. Die Definition der integralen, turbulenten und der Kolmogorov-Zeitskala [85, 86] lautet:

$$t_{\text{int}} = \frac{k}{\varepsilon} ; t_{\text{kol}} = \sqrt{\frac{\mu}{\rho \cdot \varepsilon}} \quad (5.23)$$

mit:

- k: Turbulente kinetische Energie in  $\text{m}^2/\text{sec}^2$
- $\mu$ : Dynamische Viskosität in  $\text{Nsec}/\text{m}^2$
- $\rho$ : Dichte in  $\text{kg}/\text{m}^3$
- $\varepsilon$ : Dissipationsrate der turbulenten Energie in  $\text{m}^2/\text{sec}^3$

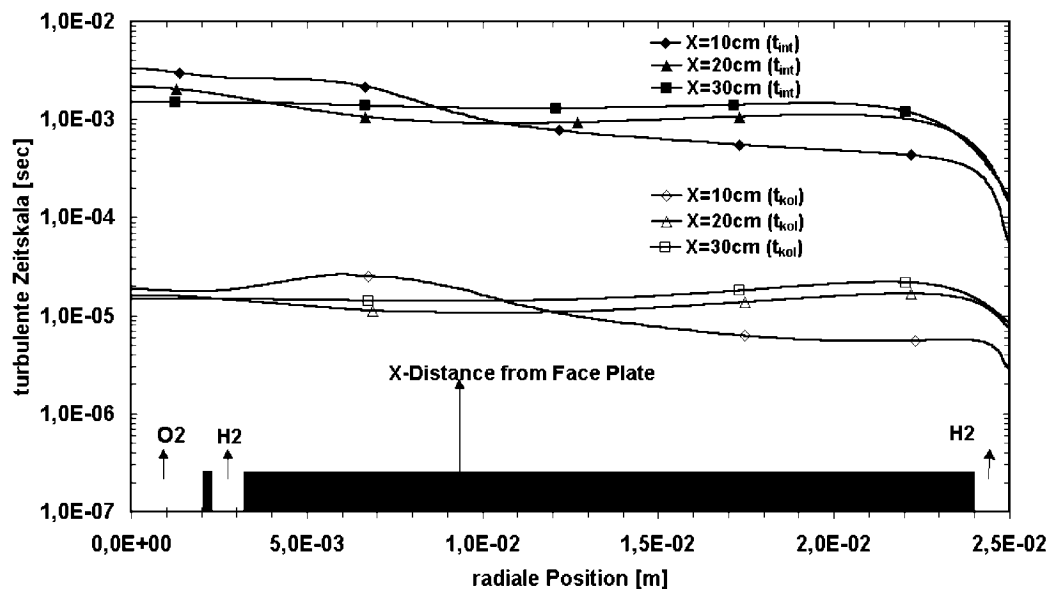
Im folgenden Bild 5.19 ist das injektornahe Gebiet dargestellt mit einem maximalen Abstand zum Einspritzkopf von 5 cm. Entfernt man sich vom Einspritzkopf, ist zu erwarten, daß der Einfluß der Scherschicht auf die radiale Verteilung der Zeitskalen abnimmt. Um die Größenordnungen zu bestimmen, über die sich das Turbulenzspektrum erstreckt, sind beide Skalen dargestellt. Der Vergleich zeigt, daß die integrale, turbulente Zeitskala um 1-2 Größenordnungen größer ist als die Kolmogorov-Zeitskala.



**Bild 5.19:** Vergleich zwischen integralen turbulenten Zeitskalen und der Kolmogorov Zeitskala für verschiedene axiale Positionen: X = 1 - 5 cm (bei 63 bar)

In diesem Diagramm sind radiale Schnitte des integralen (obere drei Kurven) und des kolmogorovschen (untere drei Kurven) Zeitmaßes bei verschiedenen axialen Positionen ( $X=1\text{cm}$ ,  $3\text{cm}$ ,  $5\text{cm}$ ) dargestellt. Bei genauerer Betrachtung des injektornahen Gebietes (Kurven für axiale Position  $X = 1\text{ cm}$ ) erkennt man, daß in der Nähe des Einspritzkopfes, in der Scherschicht, das Zeitmaß drastisch kleiner ist als bei größeren Entfernungen vom Einspritzkopf. In der Scherschicht nimmt das Zeitmaß stark ab, und zwar um so stärker, je näher man sich am Injektor befindet. Auch der Einfluß des  $\text{H}_2$ -Strahles an der Brennkammerwand, der zur Kühlung der dort befindlichen Fenster eingesetzt wird, verliert an Intensität, je weiter man sich vom Einspritzkopf entfernt.

Anhand des in Bild 5.19 dargestellten Diagramms stellt man fest, daß sich die radialen Profile der turbulenten Zeitskalen mit zunehmendem Abstand zum Injektor ausgleichen. Folgendes Bild 5.20 zeigt die turbulenten Zeitskalen weiter stromab in der Brennkammer.



**Bild 5.20: Vergleich zwischen integralen turbulenten Zeitskalen und der Kolmogorov Zeitskala für verschiedene axiale Positionen:  $X = 10 - 30\text{ cm}$  (bei  $63\text{ bar}$ )**

Aus Bild 5.20 ist ersichtlich, daß sich die Profile weiter stromab stark ausgeglichen haben. Der Einfluß der Scherschicht ist nicht mehr zu erkennen, und die  $\text{H}_2$ -Strömung zur Fensterkühlung zeigt ebenfalls keine Wirkung mehr. Es ist lediglich die Abnahme der Zeitskala durch die Wandgrenzschicht zu sehen. Anhand dieses Diagramms kann abgelesen werden, daß sich im injektorfernen Gebiet das turbulente Spektrum sogar über mehr als 2 Größenordnungen erstreckt. Der hier festgestellte Bereich, über den sich das turbulente Spektrum (angefangen von den Kolmogorov bis zu den integralen turbulenten Skalen) erstreckt, spiegelt die Realität sehr gut wider. Für alle im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Rechnungen lag der Unterschied zwischen den kleinsten und den größten turbulenten Skalen zwischen 1-2 Größenordnungen. Dies wird für diesen Reynoldszahlbereich auch durch die Literatur [100] bestätigt.

Im Anhang (Kapitel 9.5; Bild 9.14) ist noch ein weiteres Diagramm dargestellt. Es zeigt die integralen, turbulenten Zeitskalen für den hinteren Teil des Fensterbereiches (von 0,06 m bis 0,10 m stromab von der Einspritzplatte).

Zusammenfassend kann festgehalten werden, daß die integralen Skalen ca. um den Faktor 100 größer sind als die Kolmogorov-Skalen bei ortsfester Betrachtung. Dieses breite Turbulenzspektrum führt zu Problemen bei der Modellierung der Turbulenz. Wie in Kapitel 5.1 gezeigt wurde, spielen vor allem die kleinsten turbulenten Skalen bei der Modellierung der turbulenten Verbrennung eine Rolle. Der Übergang zu den größeren Skalen ist aber fließend, und unter bestimmten Umständen (wenn die chemischen Verbrennungsprozesse gleich schnell oder etwas langsamer sind als die makroskopisch turbulenten Vermischungsvorgänge) können auch die größten turbulenten Skalen den Verbrennungsmechanismus entscheidend beeinflussen. Drei wichtige Erkenntnisse sind hervorzuheben:

- In der reagierenden Scherschicht befinden sich die kleinsten vorkommenden turbulenten Zeitskalen in der Nähe des Injektors, wo der Geschwindigkeitsgradient innerhalb der Scherschicht bzw. die Turbulenzintensität am größten ist. Die Zeitskalen werden stromab größer.
- Im injektornahen Gebiet ( $X < 5$  cm) ist die kleinste turbulente Zeitskala (Kolmogorov) von der Größenordnung:  $1 \times 10^{-6}$  sec = 1  $\mu$ sec. Die größten turbulenten Zeitskalen (integrale Zeitskalen) sind in diesem Gebiet von der Größenordnung:  $1 \times 10^{-4}$  sec = 100  $\mu$ sec.
- Weiter stromab ( $X > 5$  cm) ist die kleinste turbulente Zeitskala (Kolmogorov) von der Größenordnung:  $1 \times 10^{-5}$  sec = 10  $\mu$ sec. Die größten turbulenten Zeitskalen (integrale Zeitskalen) sind in diesem Gebiet von der Größenordnung:  $1 \times 10^{-3}$  sec = 1 msec.

Am Austritt des H<sub>2</sub>-Kühlstromes an der Außenwand der Brennkammer können die Zeitskalen sogar noch etwas kleiner als 1  $\mu$ sec sein. Das liegt daran, daß hier ein größerer Geschwindigkeitsgradient vorliegt als bei der Injektorströmung. Es leuchtet ein, daß höhere Geschwindigkeitsgradienten bzw. Austrittsgeschwindigkeiten (d.h. eine höhere Reynoldszahl) höhere Turbulenzintensitäten generieren. Somit entsteht ein breiteres Turbulenzspektrum mit demzufolge etwas kleineren Kolmogorov-Skalen. Werden Brennkammerzustände mit größeren Austrittsgeschwindigkeiten realisiert, muß man folglich damit rechnen, daß die Kolmogorov-Zeitskala der Turbulenz hier noch kleiner wird. Bei der Untersuchung der Verbrennungsmechanismen ist dies zu berücksichtigen (siehe Kapitel 5.1).

## 5.4.2 Die experimentell ermittelten Längenskalen

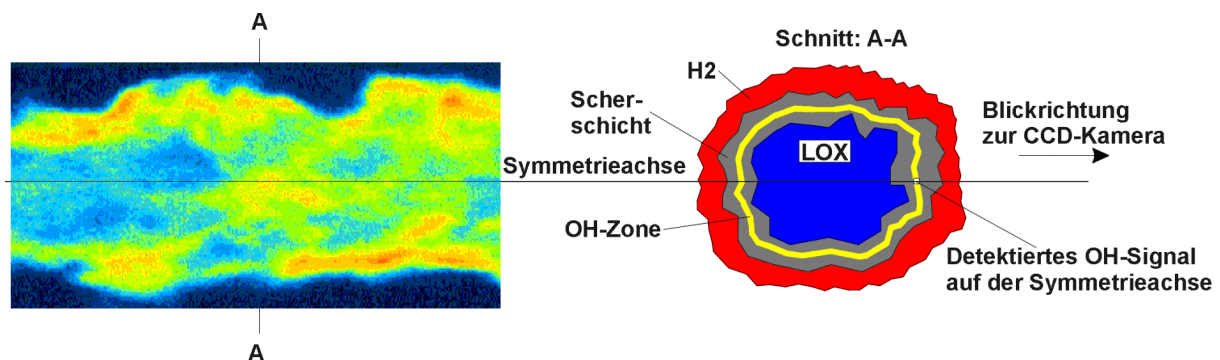
Dieser Abschnitt behandelt zwei Aufgabenstellungen in jeweils separaten Unterkapiteln. Zuerst werden die relevanten Längenskalen, die innerhalb der reagierenden Scherschicht in den Verbrennungszonen auftreten, bestimmt. Anschließend wird die axiale Verbreiterung der Scherschicht untersucht. Dies schließt sowohl die Untersuchung der Scherschichtdicke als auch die Verteilung der Verbrennungsintensitäten innerhalb der Scherschicht ein. Die Scherschichtdicke ist ein wichtiges Maß für die Analyse der relevanten Längenskalen, da sie, ähnlich wie bei einer Rohrströmung der Rohrdurchmesser, ein begrenzendes Maß für die maximal möglichen turbulenten Längenskalen innerhalb der Scherschicht darstellen. Bevor allerdings diese integrale Untersuchung der Scherschicht erläutert wird, wird zunächst auf die Detailprozesse innerhalb der reagierenden Scherschicht in den Verbrennungszonen eingegangen.

### 5.4.2.1 Untersuchung von Längenskalen innerhalb der reagierenden Scherschicht

Die experimentelle Untersuchung von Längenskalen hat als Ziel die Bestimmung der kohärenten Strukturen bzw. deren Längenmaße. Als experimenteller Datensatz werden die OH-Emissionsaufnahmen im injektornahen Bereich verwendet. Um aus diesem Datensatz die Längenskalen der Turbulenz zu bestimmen, muß folgende Annahme getroffen werden: Die sichtbaren kohärenten Strukturen der OH-Emissionsaufnahmen sind korreliert mit den kohärenten Strukturen der turbulenten Strömung. Diese Annahme und die Auswerteprozedur zur Bestimmung der OH-Korrelationslängenmaße werden im Detail erläutert.

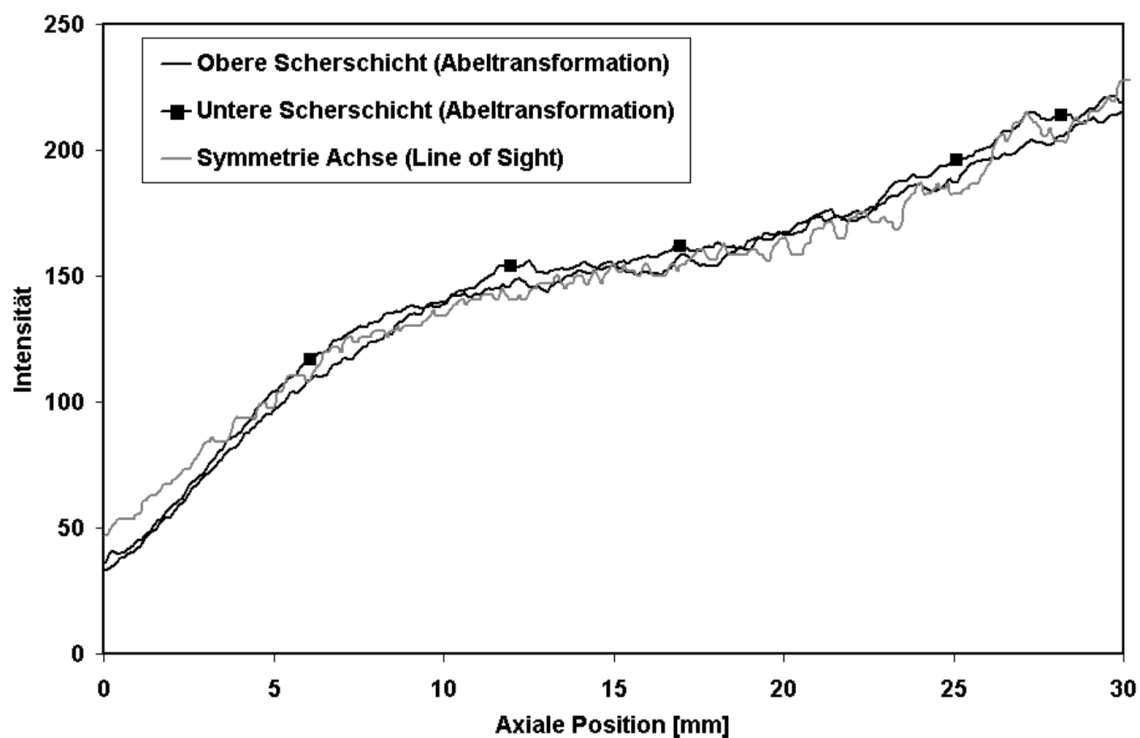
Der experimentelle Rohdatensatz beinhaltet OH-Intensitäten, die von einer 8-bit CCD-Kamera mit einer Belichtungszeit der Einzelbilder von 100 nsec und einer Frequenz von 50 Hz aufgenommen wurden. Bei einer Versuchsdauer von 5 sec erhält man pro Versuch 200 Einzelbilder (die erste Sekunde im Versuch wird nicht zur Auswertung herangezogen, da hier noch kein stationärer Zustand in der Brennkammer erreicht wird). Der Rohdatensatz besteht aus Grauwertbildern, wobei jedes einzelne Pixel Intensitätswerte zwischen 0 und 255 annehmen kann, was dem dynamischen Detektionsbereich einer 8-bit CCD-Kamera entspricht. In Kapitel 3 (Bild 3.22 ; injektornahes Gebiet und Bild 3.20 ; gesamte Brennkammer) ist ein Auszug der detektierten OH-Bilder dargestellt. Allerdings sind hier die originalen Grauwertbilder mit einem Farbcode versehen und somit als Farbbilder visualisiert.

Der Ausschnitt der in Bild 3.22 dargestellten OH-Einzelschüsse stellt die Verbrennungszonen vom Injektor bis zu einem axialen Abstand von 30 mm stromab dar. Dieser Bereich wird von der CCD-Kamera mit 577 Pixel aufgelöst. Das entspricht einer Auflösung eines Einzelpixels von 0,05 mm. Man befindet sich mit dieser örtlichen Auflösung innerhalb des turbulenten Spektrums. Die kleinsten turbulenten Skalen sind zwar nicht auflösbar, aber Ziel ist hier, mit dieser Auswerteprozedur die integralen turbulenten Längenskalen zu messen, und dazu ist entsprechend den Daten, die aus der numerischen Simulation gewonnen wurden, diese Auflösung ausreichend. Im originalen Grauwertbild besitzt jedes Pixel eine Intensität zwischen 0 (schwarz) und 255 (weiß). Diese Aufnahmen stellen eine Projektion der 3-dimensionalen OH-Intensitäten auf eine Fläche dar (line-of-sight-Aufnahmen). Für die Auswertung der axialen Längenmaße werden die Intensitätsverteilungen auf der Mittellinie dieser Aufnahmen verwendet. Bild 5.21 soll diese Vorgehensweise veranschaulichen:



**Bild 5.21:** OH-Emissionsaufnahme (links), Skizze (rechts) als Querschnitt mit eingezeichneter Blickrichtung und Mittellinie

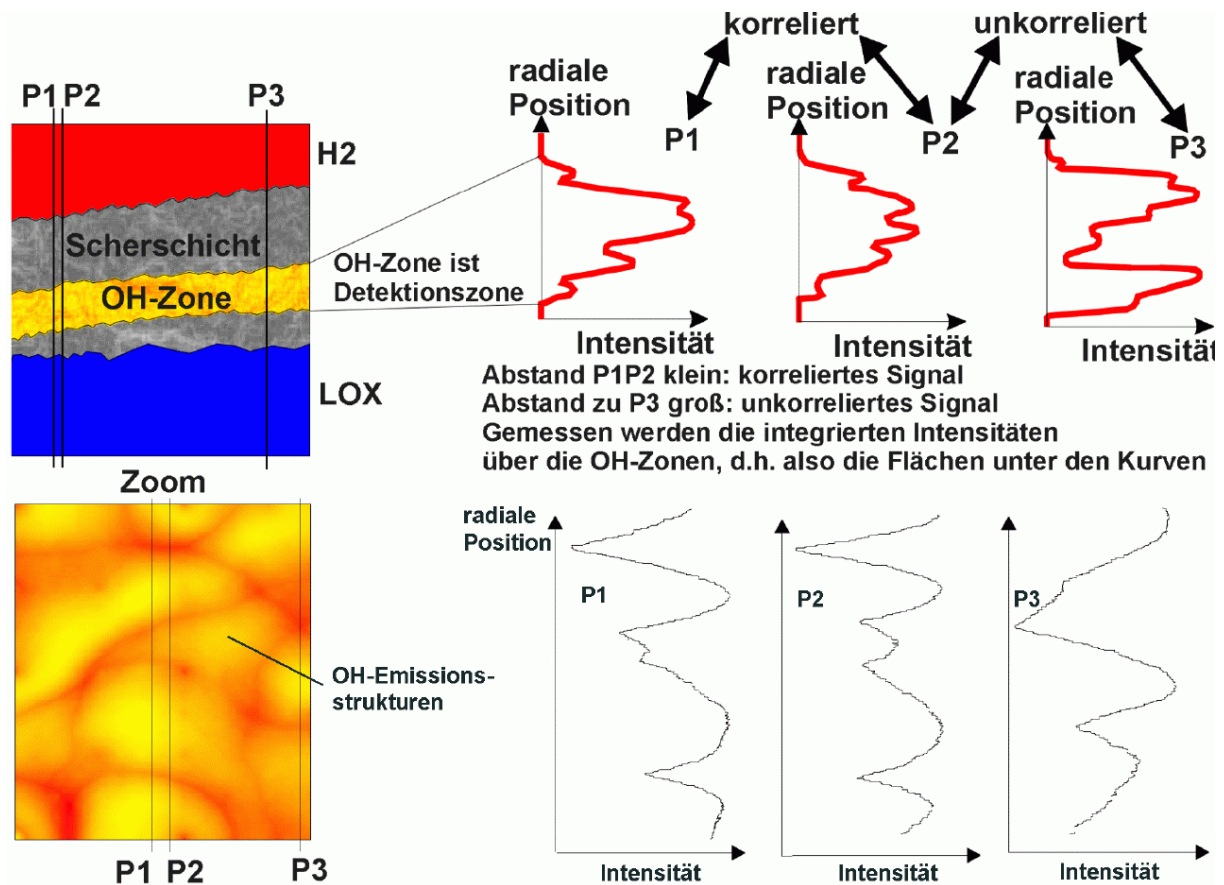
In dieser Darstellung ist ein Ausschnitt einer repräsentativen OH-Aufnahme mit ihrer Mittelachse dargestellt. Rechts daneben ist eine Skizze abgebildet, die einen Querschnitt durch die dritte Dimension an der axialen Position A-A zeigt. Die Intensitäten, die die CCD-Kamera an einem beliebigen Pixel auf der Mittelachse detektiert sind also integrierte OH-Signale. Die Signale werden über eine Strecke innerhalb der reagierenden Scherschicht integriert, wo OH-Moleküle existieren, die im passenden Wellenlängenbereich (300-320nm) Licht emittieren. In Übereinstimmung mit der numerischen Simulation kann festgestellt werden, daß diese Integrationsstrecke, in dem hier betrachteten injektornahen Gebiet, die Verbrennungszonen innerhalb der reagierenden Scherschicht darstellt. In radialer Richtung weiter außen existiert bei diesem Injektorabstand noch ein intakter, relativ kalter Wasserstoffstrahl, wo OH nicht existieren kann, ebensowenig wie im Außenbereich, also zwischen Injektorströmung und Fenster. Um diese Aussagen zu verifizieren, zeigt folgende Abbildung einen Vergleich zwischen den OH-Signalen aus den entabelten Bildern (siehe Bild 3.24) und den Einzelschüssen.



**Bild 5.22: Vergleich zwischen axialen OH-Verteilungen entabelter Bilder und Einzelbilder**

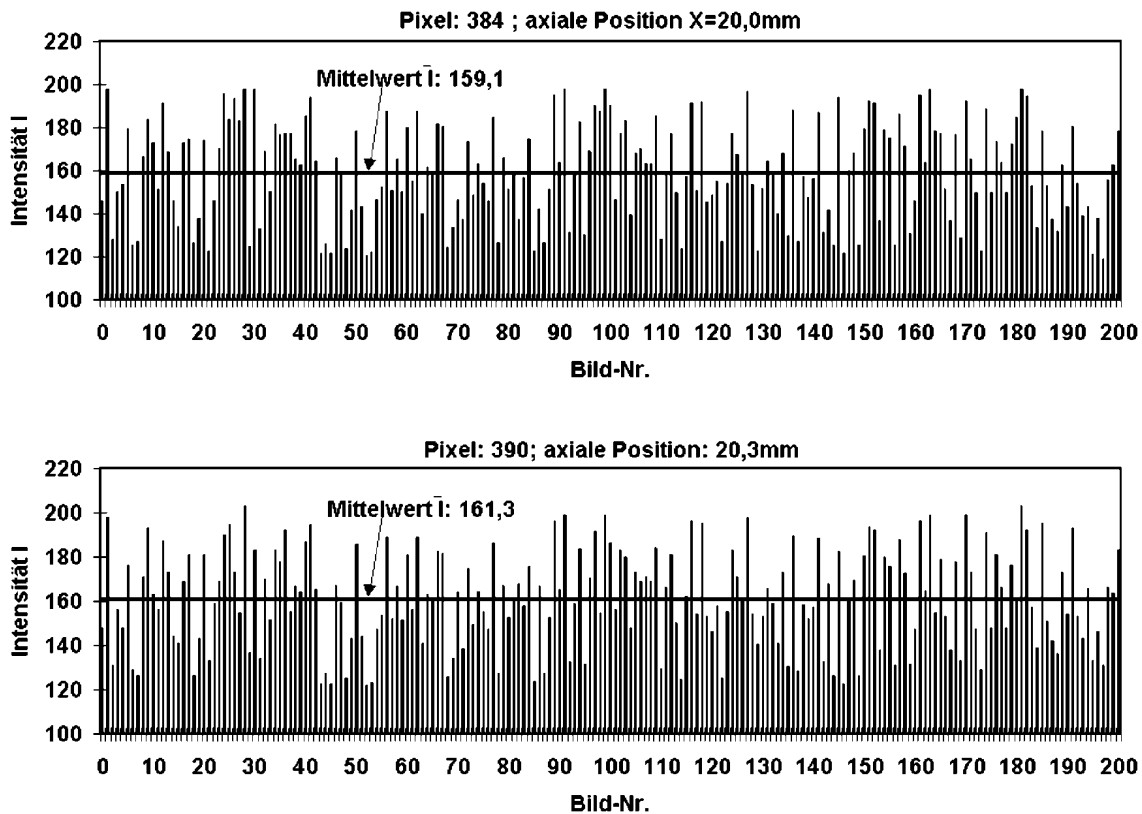
Die Intensitäten der entabelten Bilder stellen die über die radiale Richtung integrierten Werte in Abhängigkeit vom axialen Abstand zum Injektor dar (sowohl die obere als auch die untere Scherschicht der entabelten Bilder wurde untersucht). Die Kurve, die die Intensitäten auf der Symmetrieachse darstellt ist gemittelt über alle Einzelbilder. Man erkennt deutlich, daß die Intensitätsverteilung auf der Symmetrieachse den radial integrierten Intensitäten der entabelten Bilder entspricht. Damit ist sichergestellt, daß die detektierte OH-Emission auf der Symmetrieachse allein aus den innerhalb der Verbrennungszonen in der reagierenden Scherschicht produzierten OH-Radikalen entstammt. Innerhalb dieser Verbrennungszonen werden nun kohärente Strukturen untersucht. Dies wird mit der in der Turbulenzforschung geläufigen Methode, der 2-Punkt-Korrelation, durchgeführt. Bild 5.23 stellt die Modellvorstellung, die dieser Auswerteprozedur zugrunde liegt dar.





**Bild 5.23: Modellvorstellung: reag. Scherschicht + Verbrennungszonen; Zoom der kohärenten Strukturen innerhalb dieser Verbrennungszonen; Korrelation der Intensitätsprofile**

Die kohärenten Strukturen sind in dieser Modellvorstellung als morphologische Gebiete (Inseln) gleicher oder ähnlicher Emissionsintensität dargestellt. Da die emittierenden OH-Moleküle sich mit der turbulenten Strömung mitbewegen, repräsentieren diese Strukturen sowohl kohärente, turbulente Strömungsstrukturen als auch OH-Emissionstrukturen. Bei der Anwendung einer Zwei-Punkt-Korrelationsmethode zur Bestimmung der Längenmaße dieser kohärenten Strukturen wird somit durch Bild 5.23 ersichtlich, daß das ermittelte Längenmaß einen Mittelwert über die radiale Integrationsstrecke darstellt. Es werden also innerhalb der reagierenden Scherschicht in den Verbrennungszonen gemittelte Längenmaße von kohärenten OH- bzw. Turbulenzstrukturen ermittelt. Die Auswerteprozedur wird nun im Detail dargestellt: Für jedes Pixel auf der Mittelachse wird ein Intensitätsprofil über alle Einzelbilder erstellt. Bild 5.24 stellt exemplarisch die Intensitätsprofile zweier benachbarter Pixel dar.

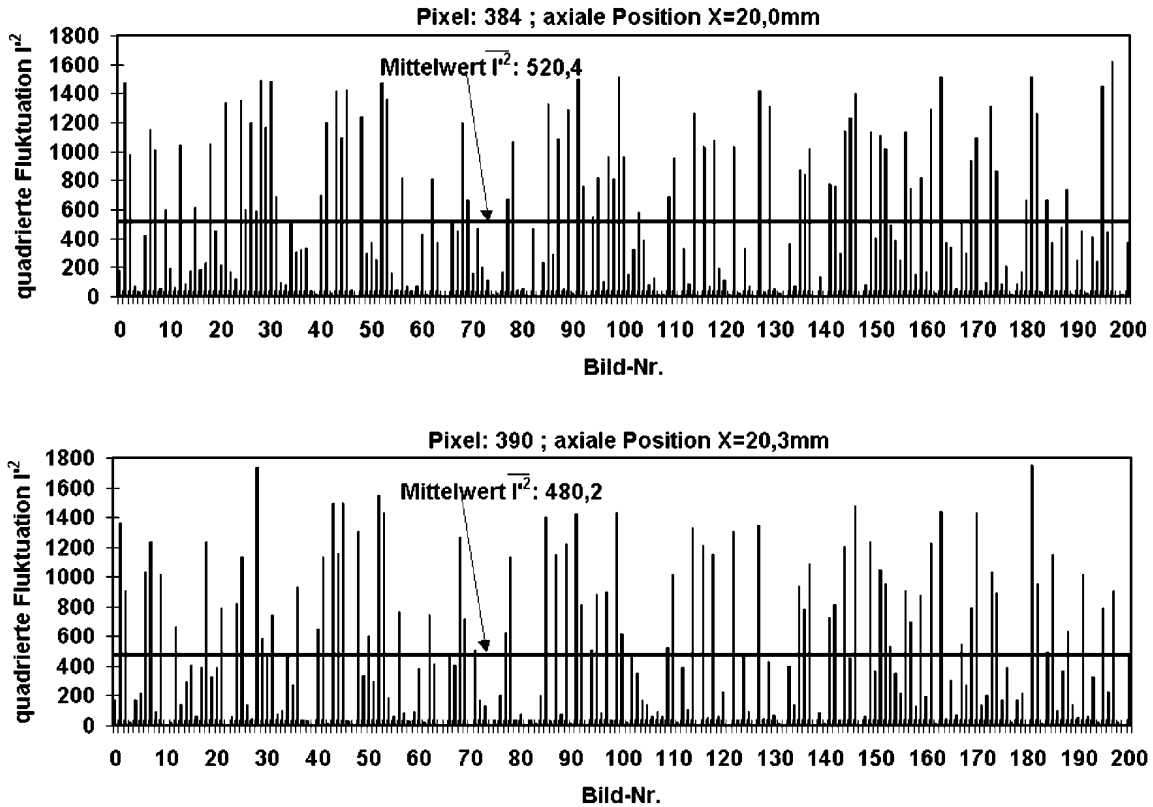


**Bild 5.24: Signal zweier benachbarter Pixel (Nr.: 384 und 390)**

Bild 5.24 stellt die zeitliche Evolution eines detektierten Signals über 200 Einzelbilder dar. Die Detektionsfrequenz von 50 Hz entspricht einem Zeitabstand zweier aufeinanderfolgender Bilder von 0,02 sec. Wird dieser Zeitabstand mit den numerisch simulierten Zeitskalen aus dem vorigen Kapitel verglichen, erkennt man, daß der zeitliche Abstand zwischen zwei Einzelbildern größer ist als die größten turbulenten Zeitskalen. Daraus folgt, daß jedes Einzelbild als eine statistisch unabhängige Messung betrachtet werden kann. Für die in Bild 5.24 dargestellten Signale der beiden benachbarten Orte ( $X = 20,0$  mm, Pixel-Nr. 384 und  $X = 20,3$  mm, Pixel-Nr. 390) wird nun exemplarisch die Anwendung des in der Turbulenzforschung üblichen Zwei-Punkt-Korrelationsverfahrens dargestellt. Dieses Verfahren wird analog für alle Pixel, die auf der Mittelachse liegen, durchgeführt. Der Korrelationsfaktor ist folgendermaßen definiert [101]:

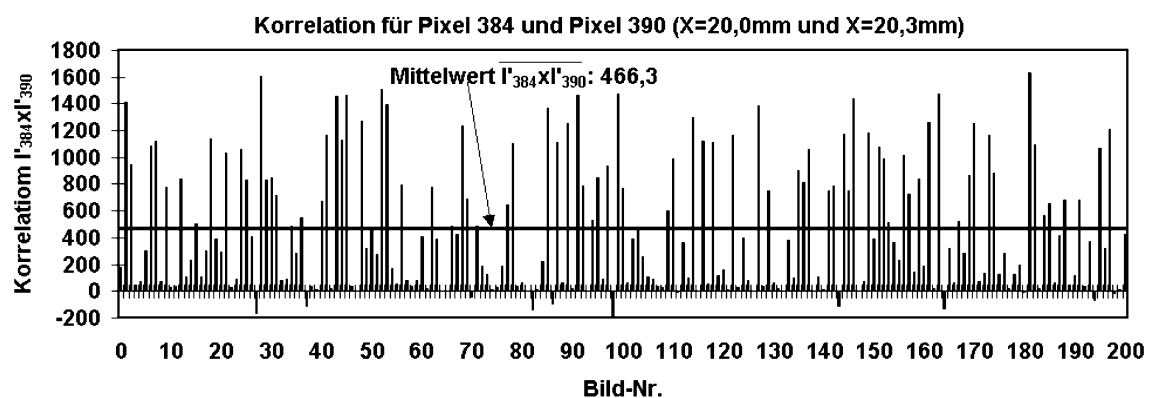
$$K_{P_1, P_2} = \frac{\overline{I'_{P_1} * I'_{P_2}}}{\sqrt{\overline{I'^2_{P_1}} * \sqrt{\overline{I'^2_{P_2}}}}} \quad (5.24)$$

Zur Bestimmung des Korrelationsfaktors benötigt man die RMS-Werte der Fluktuationen  $I'$  an den beiden Orten P1 und P2 und außerdem den Mittelwert der Korrelation  $\overline{I'_{P_1} * I'_{P_2}}$ . Beispielfhaft werden diese Größen anhand der in Bild 5.24 dargestellten Signale berechnet. Folgendes Bild zeigt die RMS-Werte der Fluktuationen an den Orten  $X_1 = 20,0$  mm und  $X_2 = 20,3$  mm.



**Bild 5.25: Quadrierte Fluktuationen und deren Mittelwerte für Pixel 1 und Pixel 2**

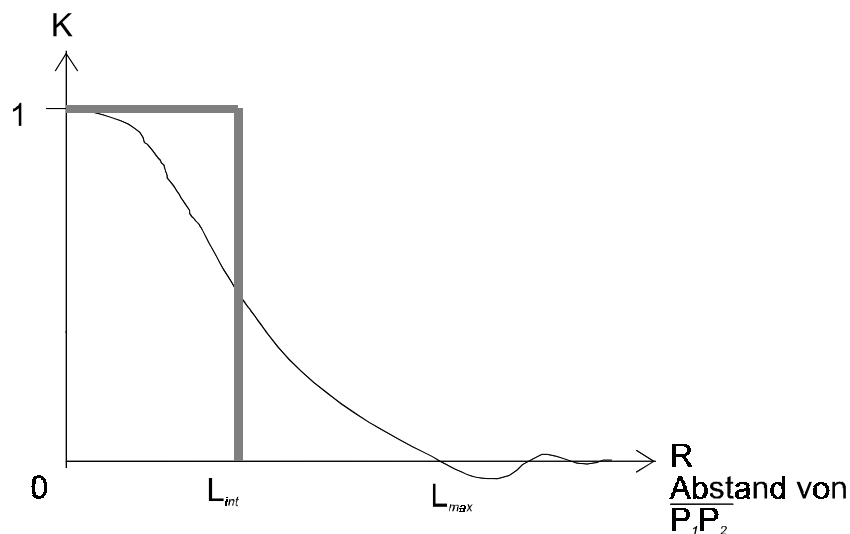
Diesen beiden Diagrammen kann man die RMS-Werte der betrachteten Pixel bei  $X_1 = 20,0$  mm und  $X_2 = 20,3$  mm entnehmen ( $\sqrt{\overline{I_{P_1}^2}} = \sqrt{520,4} = 22,8$ ;  $\sqrt{\overline{I_{P_2}^2}} = \sqrt{480,2} = 21,9$ ). Folgendes Diagramm stellt die Korrelation der Fluktuationen für die beiden Orte  $P_1$  und  $P_2$  dar.



**Bild 5.26: Korrelation  $\overline{I'_{P_1} * I'_{P_2}}$**

Der gemittelte Wert dieses Signals beträgt:  $\overline{I'_{P_1} * I'_{P_2}} = 466,3$ . Nun sind alle Größen zur Berechnung des Korrelationsfaktors nach Gleichung 5.24 bekannt. Der berechnete Korrelationsfaktor beschreibt den Grad der Korrelation zwischen den beiden Meßpunkten Pixel 1 =  $X_1 = 20,0$  mm und Pixel 2 =  $X_2 = 20,3$  mm (für dieses Beispiel gilt also:  $K_{P_1 P_2} = 466,3 / (22,8 * 21,9) = 0,93$ ). Der Korrelationsfaktor hat maximal den Wert 1 (ideale Kor-

relation). Dies trifft zu, wenn die beiden Meßpunkte zusammenfallen (Pixel 1 = Pixel 2). Entfernt man die beiden Meßorte voneinander, sinkt der Korrelationsfaktor auf Werte nahe Null. Der Korrelationsfaktor kann auch negative Werte annehmen, was auch im allgemeinen der Fall ist (s. Bilder 5.27 und 5.28). Nimmt der Korrelationsfaktor Werte an, die nahe bei Null liegen, bedeutet dies, daß die beiden Meßorte soweit voneinander entfernt sind, daß die Meßsignale vollständig unkorreliert sind. Dies wird in einer turbulenten Strömung dann erreicht, wenn der Abstand zwischen den beiden Meßpunkten größer als die größten turbulenten Längenskalen bzw. größer als die größten kohärenten Strukturen ist. Trägt man die Korrelationswerte  $K$  über den Abstand der Meßpunkte auf, erhält man eine Kurve, die Aussagen über die Längenskalen in dieser turbulenten Strömung liefert. Bild 5.27 zeigt die Korrelationskurve für eine turbulente Strömung.



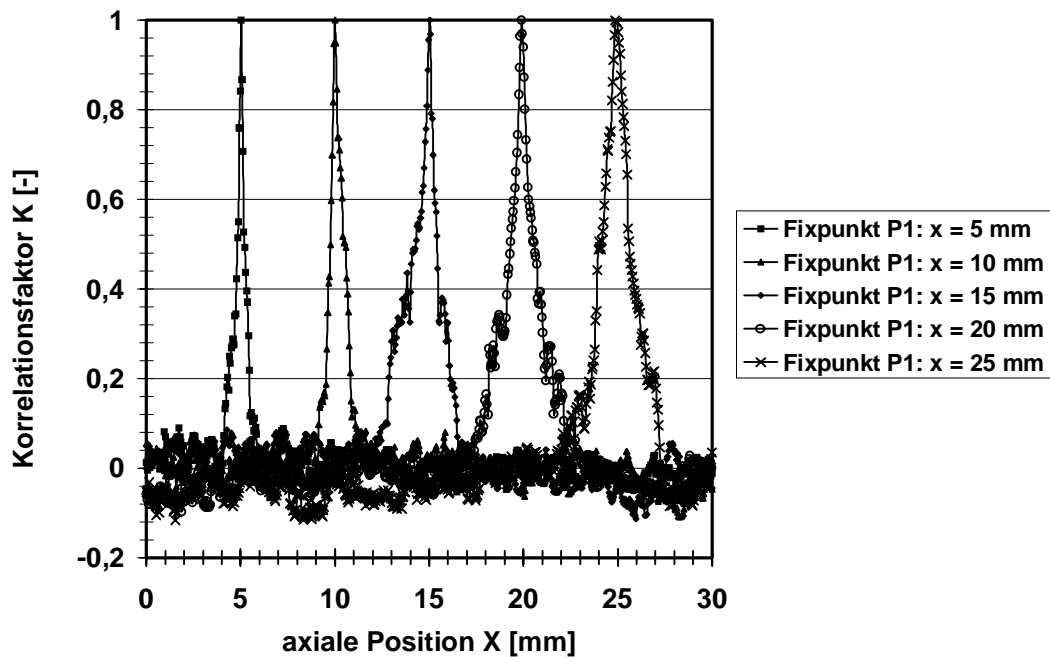
**Bild 5.27: Theoretische Korrelationskurve mit integralem Längenmaß.**

Solchen Korrelationskurven können mehrere Längenskalen entnommen werden. Die maximal mögliche Längenskala einer kohärenten Struktur entspricht der Position auf der Abszisse, wo der Korrelationsfaktor  $K$  null wird. Diese Längenskala entspricht z.B. bei einer Rohrströmung dem Rohrdurchmesser. In dem Fall einer turbulenten Scherschicht muß dieses Längenmaß der Größenordnung der lokalen Scherschichtdicke entsprechen. Untersuchungen zur Scherschichtdicke und Vergleiche mit den hier berechneten Längenskalen innerhalb der Scherschicht werden im nächsten Abschnitt erläutert. Das in Bild 5.27 eingezeichnete, integrale Längenmaß wird in der Turbulenztheorie folgendermaßen definiert:

$$L_{int} = \int_0^{\infty} K(R) dR \quad (5.25)$$

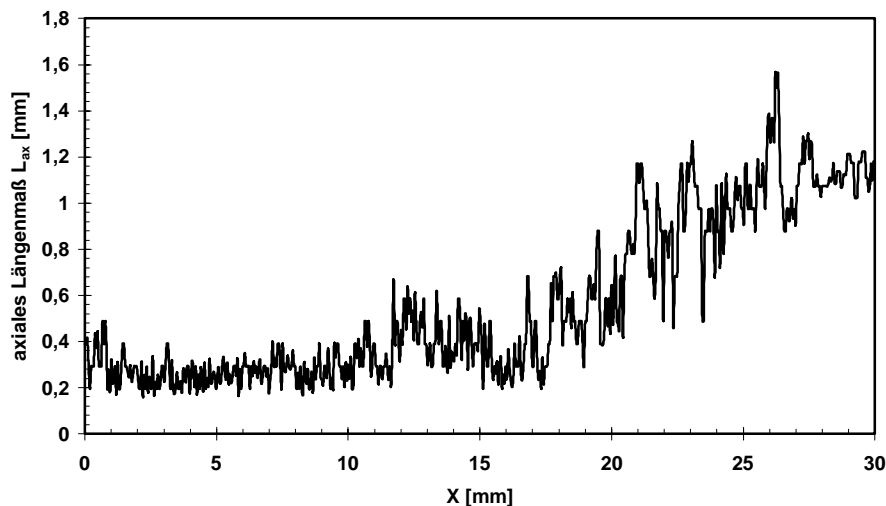
Nach dieser Definition beschreibt das integrale Längenmaß  $L_{int}$  den Wert auf der Abszisse (Abstand der beiden Meßpunkte  $P_1$  und  $P_2$ ), an dem Flächengleichheit zwischen der eingezeichneten Rechteckfläche und der Fläche unter der Korrelationskurve herrscht. In der Turbulenztheorie werden die turbulenten Strukturen, die diese Größenordnung ( $L_{int}$ ) besitzen als energiereichste Wirbel innerhalb der Energiekaskade angesehen. Man kann aus Korrelationskurven allerdings noch weitere Längenmaße definieren, die in der Literatur [102] ebenfalls verwendet werden, um Turbulenzstrukturen zu charakterisieren, wie z.B. die Taylorlänge. Der einfachste Weg, um ein charakteristisches Längenmaß zu bestimmen, ist allerdings die Halbwertsbreite der Korrelationsfunktion, also das Längenmaß, an dem der Korrelationsfaktor den Wert  $K = 0,5$  annimmt. Dieser Wert liegt allgemein sehr nah an dem integralen Längenmaß.

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Halbwertsbreite als charakteristisches Längenmaß verwendet. Anhand einiger exemplarischer Analysen wurde festgestellt, daß der Unterschied zum integralen Längenmaß unter 5% liegt. Folglich lohnt sich der immens große Aufwand zur exakten Implementierung der Berechnung des integralen Längenmaßes mittels Gleichung 5.25 in die Auswerteprogramme nicht. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Programm erstellt, das für den gesamten Rohdatensatz von beliebig vielen Einzelbildern die Korrelationen für jedes Pixel auf der Mittelachse berechnet. Damit wird die Korrelation eines jeden Pixels mit jedem anderen Pixel auf der Mittelachse berechnet. Folgendes Bild zeigt beispielhaft einen kleinen Auszug der Korrelationskurven für bestimmte Pixel.



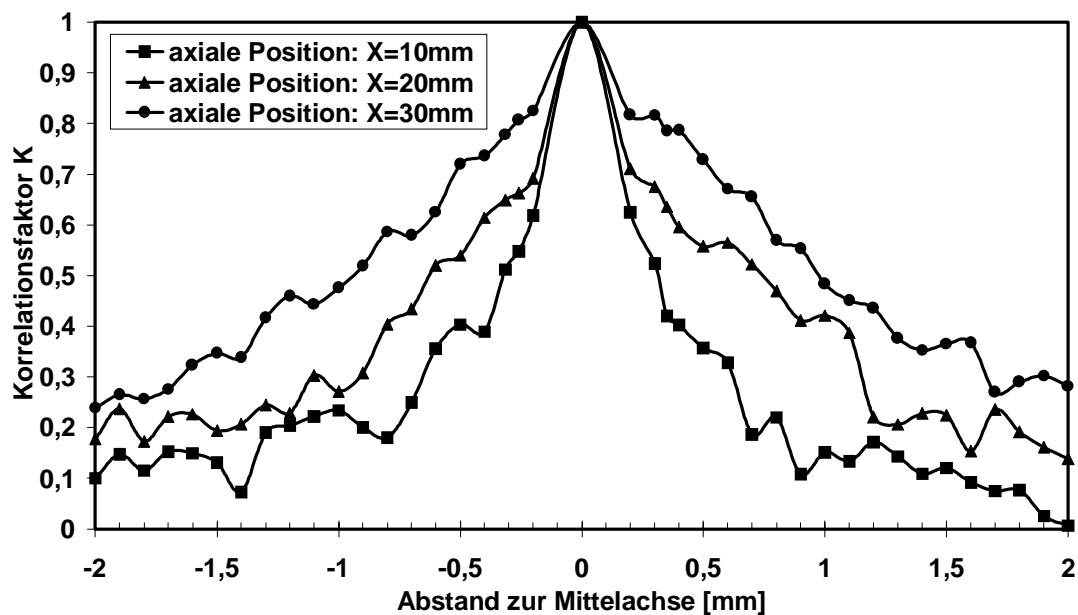
**Bild 5.28: Korrelationskurven für 5 ortsfeste Punkte (Fixpunkte)**

In Bild 5.28 sind die Korrelationskurven für 5 Punkte dargestellt. Durch den Vergleich der einzelnen Kurven erkennt man, daß weiter stromab die Korrelationskurven eine breitere Form haben als in Injektornähe. Anhand dieses Diagramms kann somit bereits abgeleitet werden, daß die Längenskalen stromab zunehmen. Folgendes Diagramm stellt die Halbwertsbreiten der oben dargestellten Korrelationskurven für alle 577 Pixel auf der Mittelachse dar.



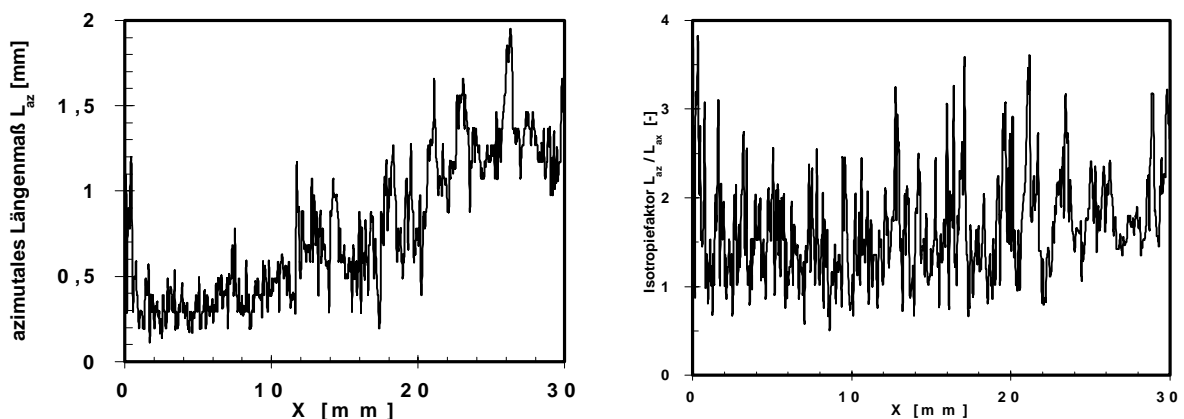
**Bild 5.29: Halbwertsbreite: integrales turbulentes Längenmaß (auf der Mittelachse)**

Unter der Voraussetzung, daß die getroffene Annahme (Korrelation zwischen OH-Strukturen und Turbulenzstrukturen) gilt, stellen diese Halbwertsbreiten ein Längenmaß dar, das, wie weiter oben diskutiert, sehr nah am integralen, turbulenten Längenmaß liegt. In Bild 5.29 ist die Zunahme des Längenmaßes stromab deutlich sichtbar. Direkt am Injektoraustritt beträgt das Längenmaß ca. 0,3 mm und 30 mm stromab ca. 1,1 mm, also eine Vergrößerung um einen Faktor von ca. 4. Eine analoge Analyse wurde durchgeführt zur Ermittlung von Längenskalen in azimuthaler Richtung. Hierbei waren die Pixel auf der Mittelachse die ortsfesten Meßpunkte (Fixpunkte). Der zweite Meßort wurde für jede axiale Position bis zu einem Abstand von 2 mm (nach oben und nach unten) variiert. Folgendes Bild zeigt beispielhaft einige Korrelationskurven in azimuthaler Richtung für axiale Entfernungen bis 30 mm stromab vom Injektor.



**Bild 5.30: Azimutale Korrelationskurven für verschiedene axiale Positionen**

Analog zu den axialen Korrelationskurven sind im azimuthalen Fall stromab die Profile ebenfalls verbreitert. Da man sowohl Längenmaße in axialer als auch in azimuthaler Richtung bestimmt hat, ist es nun möglich, Untersuchungen zur Isotropie der Turbulenz durchzuführen. Der Grad der Isotropie wird ermittelt, indem lokal die azimuthale Längenskala durch die axiale Längenskala dividiert wird. Bild 5.31 zeigt die azimuthalen Längenskalen und den Isotropiefaktor für die axialen Positionen vom Injektor bis 30 mm stromab.



**Bild 5.31: Azimutale Längenskalen (links) und Isotropiefaktor (rechts) in Abhängigkeit der axialen Position**

Die azimutalen Längenmaße direkt am Injektor liegen in der Größenordnung von 0,5 mm und sie steigen bis zu einem Längenmaß von ca. 1,3 mm bei der axialen Position von 30 mm an. Auf der rechten Seite von Bild 5.31 ist zu erkennen, daß es sich hier um ein schwach anisotropes Turbulenzfeld handelt. Für eine Scherschicht ist dieses Ergebnis nicht überraschend. Häufig liegt stärkere Anisotropie bei ähnlichen Strömungsformen vor. Der Anisotropiefaktor liegt im Mittel bei 1,8 und geht kaum über den Wert von 2,8 hinaus. Dies spricht auch für die Anwendbarkeit des  $k$ - $\epsilon$ -Turbulenzmodells für diesen Fall. Es ist bekannt, daß bei stark anisotroper Turbulenz das  $k$ - $\epsilon$ -Modell problematisch sein kann. Bei solchen Strömungsformen sind z.B. Reynolds-Spannungs-Modelle vorzuziehen. Allerdings weist bei isotroper Turbulenz das  $k$ - $\epsilon$ -Modell im Vergleich zu Reynolds-Spannungs-Modellen Vorteile auf.

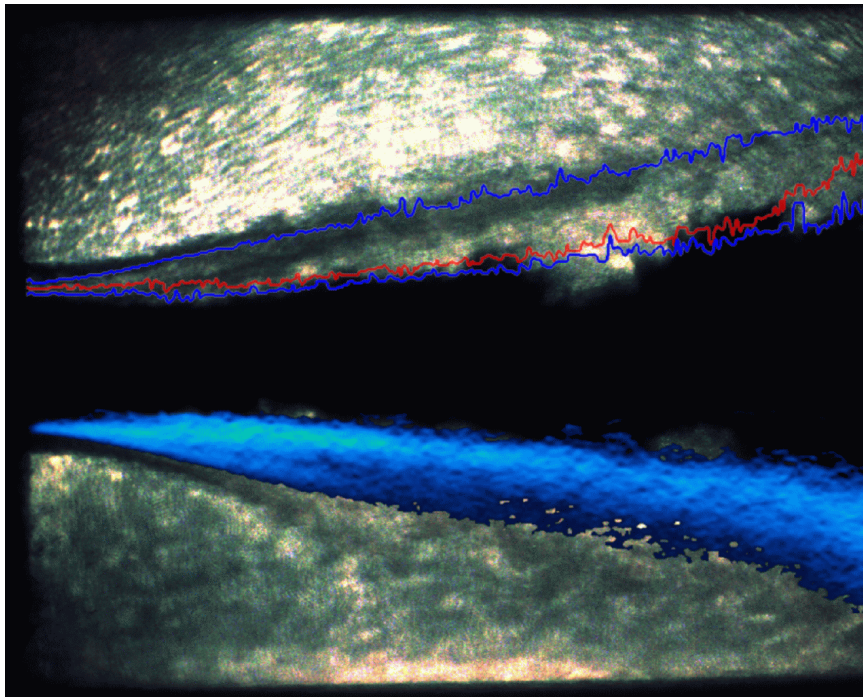
#### 5.4.2.2 Untersuchung der Scherschichtverbreiterung

Im vorigen Kapitel wurden lokale Längenmaße innerhalb der reagierenden Scherschicht bestimmt, und es wurde festgestellt, daß sie sich stromab vergrößern. Dabei wurde die Annahme getroffen, daß diese Längenskalen der in der Turbulenzlehre als integrales Längenmaß bezeichneten Größe entsprechen, per Definition also der Längenskala, in der die meiste turbulente Energie gespeichert ist (diese Annahme wird, wie später gezeigt wird, durch Ergebnisse der numerischen Simulation gestützt). Das integrale Längenmaß ist aber nicht die größtmögliche Längenskala. Ebenso wie bei der turbulenten Rohrströmung wird auch in diesem Fall die größtmögliche turbulente Längenskala durch die geometrischen Abmaße bestimmt. In der Rohrströmung ist es der Rohrdurchmesser und in diesem Fall die lokale Scherschichtdicke. Die Entwicklung der Scherschichtbreite wird in diesem Abschnitt in Abhängigkeit zu der axialen Position untersucht. Als experimenteller Datensatz werden die abeltransformierten OH-Emissionsaufnahmen verwendet. Wie in Kapitel 3 erläutert, stellt diese mathematische Transformation einen 2-dimensionalen Querschnitt dar. Da es sich hierbei um Schnitte durch die reagierende Scherschicht handelt, und die abeltransformierte OH-Verteilung ein über alle Einzelbilder gemittelt Ergebnis darstellt, repräsentiert sie die (über die Versuchszeit gemittelte) Form der reagierenden Scherschicht.

Es muß allerdings betont werden, daß die abeltransformierte OH-Verteilung durch die Mittelungsprozedur eine Verbreiterung aufgrund von instationären Effekten erfährt. Diese großskaligen Strahlinstabilitäten (siehe z.B. Kevin-Helmholz-Instabilität) verursachen nicht nur großskalige Oberflächendeformationen des Sauerstoffstrahles, sondern auch Fluktuationen bzw. Oszillationen des gesamten Kernstrahles (siehe Schattenaufnahmen im Anhang Bilder 9.7 und 9.8). Diese Effekte haben prinzipiell nichts mit den kleinskaligeren und hochfrequenten Turbulenzeffekten zu tun. Somit werden sie auch nicht durch die stationären CFD-Simulationen erfaßt. Allerdings wird die Verbreiterung aufgrund der turbulenten Fluktuationen durch das Turbulenzmodell berücksichtigt. Es muß hier also prinzipiell zwischen den Einflüssen der Turbulenz und der großskaligen Effekte von Strömungsinstabilitäten unterschieden werden. Bei der Untersuchung der Scherschichtdicke spielt die Unterscheidung dieser Einflußgrößen eine zentrale Rolle. Durch die Mittelwertbildung über alle Einzelschüsse bei der Abeltransformation erhält man somit in Gebieten, wo Strahlinstabilitäten auftreten, breitere OH-Zonen als sie zu irgendeinem Zeitpunkt mit dieser Dicke existent sind. Sollen realistische Scherschichtdicken mit Hilfe der Abelprozedur ermittelt werden, muß man diese Prozedur in Gebieten durchführen, wo keine großskaligen Instabilitäts- bzw. Oszillationseffekte auftreten. Diese Bedingung ist im injektornahen Gebiet erfüllt. Man kann dies untermauern, indem man die Schattenaufnahmen heranzieht und diese im Hinblick auf Oberflächendeformationen und Strahloszillationen abhängig von der axialen Position untersucht. Da-

bei wird festgestellt, daß großskalige Strahlinstabilitäten erst weiter stromab auftreten. Der injektornahe Bereich ist nur den kleinskaligen turbulenten Fluktuationen ausgesetzt. Anhand der Schattenaufnahmen ist somit ermittelt worden, daß die axiale Position, von wo an Instabilitäten eine Rolle spielen und somit diese Methodik zur Bestimmung der Scherschichtdicke nicht mehr anwendbar ist, bei ca. 25-30mm stromab vom Injektor liegt.

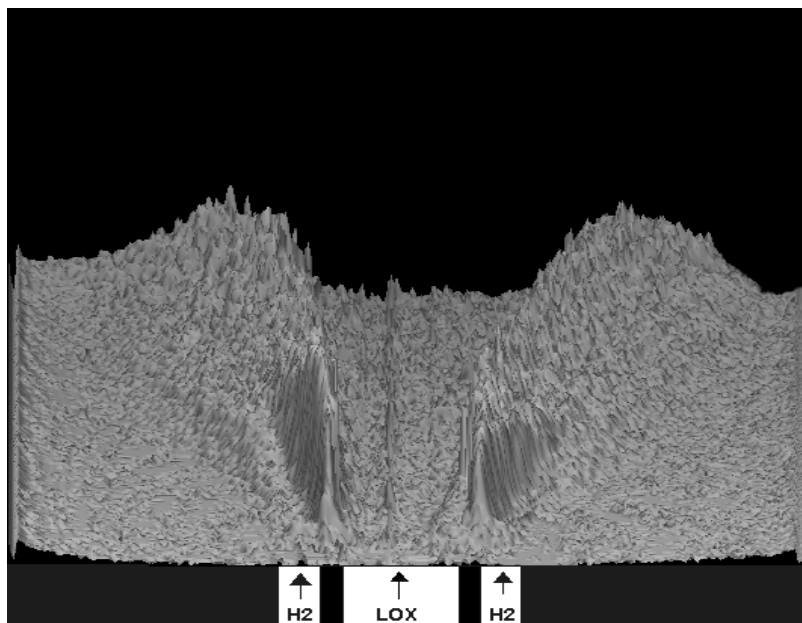
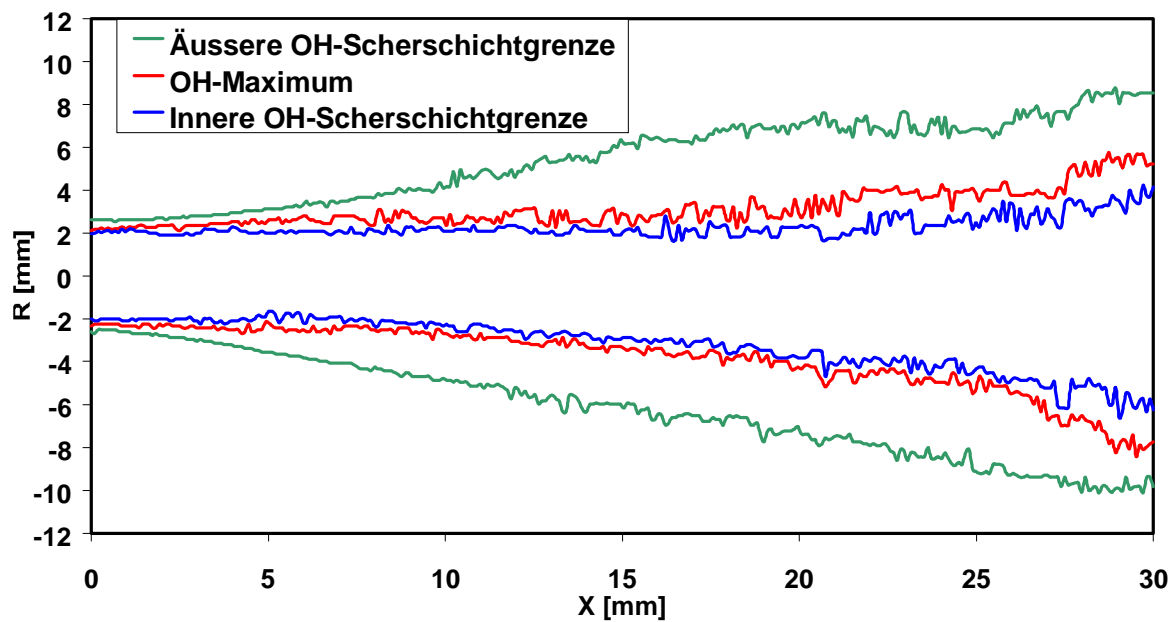
Damit sind alle folgenden quantitativen Untersuchungen von Längenskalen und Scherschichtdicken auf das injektornahe Gebiet konzentriert, wo zwar turbulente Fluktuationen die Strahloberfläche auf den jeweiligen turbulenten Längenskalen deformieren, aber keine großskaligen Strahldeformationen aufgrund von Strömungsinstabilitäten auftreten. Die hier gezeigten Untersuchungen beschränken sich somit auf einen Bereich bis 30 mm stromab vom Injektor. Bild 5.32 zeigt eine Schattenaufnahme mit der überlagerten OH-Verteilung.



**Bild 5.32: Schattenaufnahme mit abeltransformierten OH-Gebieten bei 63 bar**

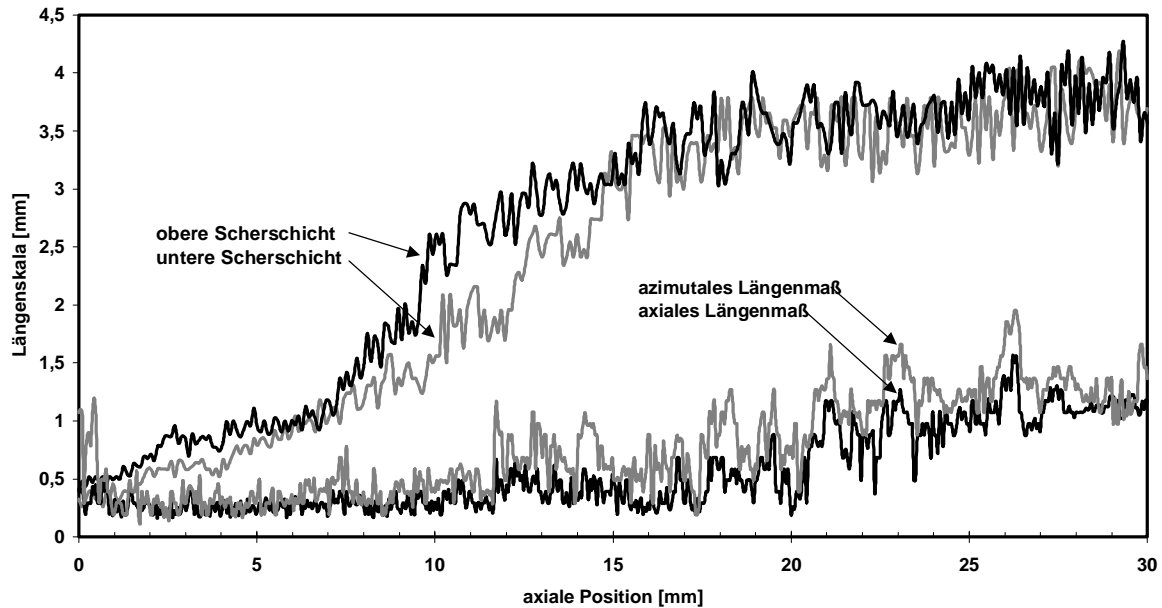
In Bild 5.32 stellt die OH-Verteilung die mittlere Form der reagierenden Scherschicht dar. Im oberen Teil ist nicht die gesamte OH-Verteilung abgebildet, sondern nur die Kurve, die die Maximalwerte repräsentiert (rot) und die definierten Grenzen der Scherschicht (blau). Diese Grenzkurven der reagierenden Scherschicht werden so definiert, daß sie sich an den Orten befinden, wo die gemessenen OH-Intensitäten 3% des Maximalwertes entsprechen. Die OH-Intensitäten, die darunter liegen, werden in dieser Betrachtung nicht mehr zum Gebiet der reagierenden Scherschicht gerechnet. In Bild 5.32 kann erkannt werden, daß an gewissen Punkten die Grenzen des Sauerstoffstrahles nicht mit den Grenzen der Scherschicht übereinstimmen. Der Grund hierfür ist, daß die Schattenaufnahme eine Momentaufnahme zeigt, wohingegen die Darstellung der reagierenden Scherschicht mittels abeltransformierter OH-Verteilung ein gemitteltes Ergebnis ist. Als wesentliche Aussage dieses Bildes läßt sich festhalten, daß sich die reagierende Scherschicht stromab verbreitert und daß sich die intensivsten OH-Bildungen in der Nähe der inneren Scherschichtgrenze befinden. Das Maximum der chemischen Reaktionen, bzw. der gemittelte Ort der Flammfront, liegt also näher am Sauerstoffstrahl als am intakten Wasserstoffstrahl. Folgende Darstellungen (Bild 5.33) untermauern diese Aussagen.





**Bild 5.33: Profile der Scherschichtgrenzen mit OH-Maximum (oberes Bild); 3-dimensionale OH-Verteilung (unteres Bild) bei 63 bar**

In Bild 5.33 sind im oberen Teil die Scherschichtgrenzen und das OH-Maximum dargestellt, und im unteren Teil ist diese abeltransformierte OH-Verteilung in einer 3-dimensionalen Darstellung abgebildet. In der 3-dimensionalen Darstellung ist deutlich der steile Anstieg der OH-Intensitäten bis zum Maximalwert auf der Sauerstoffseite der Scherschicht zu erkennen. Auf der Wasserstoffseite ist der Anstieg der OH-Intensitäten vergleichsweise flach. Anhand des Datensatzes, der Bild 5.33 zugrunde liegt, ist es möglich, die (radiale) Scherschichtdicke für die axialen Positionen von der Injektorkante (0 mm) bis 30 mm stromab zu berechnen. Es wird nun die Scherschichtbreite mit den im vorigen Abschnitt gemessenen turbulenten Längenskalen verglichen. Folgendes Bild 5.34 veranschaulicht diesen Vergleich.



**Bild 5.34: Scherschichtdicken (obere, untere Scherschicht), Längenskalen (axial, azimuthal) bei 63 bar**

In Bild 5.34 sieht man, daß alle Kurven stromab anwachsen. 30 mm stromab vom Injektor sind die gemessenen turbulenten Längenskalen ca. um den Faktor 4 kleiner als die Breite der Scherschicht. Dieses Ergebnis ist realistisch, da es zeigt, daß die gemessene integrale Längenskala etwa 25% der maximalen Längenskala (Scherschichtbreite) entspricht. Diese Aussagen sind konform mit Ergebnissen der Turbulenzforschung [103], die besagen, daß die Längenskala der energiereichsten Turbulenzstrukturen (integrale Längenskala) etwa 20-40% der maximal möglichen Längenskala (z.B. ein geometrisches Maß wie der Rohrdurchmesser oder wie hier die Scherschichtbreite) entspricht. Insgesamt kann sich das turbulente Spektrum über mehrere Größenordnungen erstrecken (abhängig von der Reynoldszahl). Der nächste Schritt ist nun die Untersuchung bzw. die Ableitung der kleinsten turbulenten Längenskalen, der Kolmogorov-Skalen. Dies wird im folgenden Abschnitt erläutert. Zusätzlich werden die Vergleiche zu den numerisch berechneten Skalen und die Umrechnung der gemessenen Längenskalen in Zeitskalen durchgeführt.

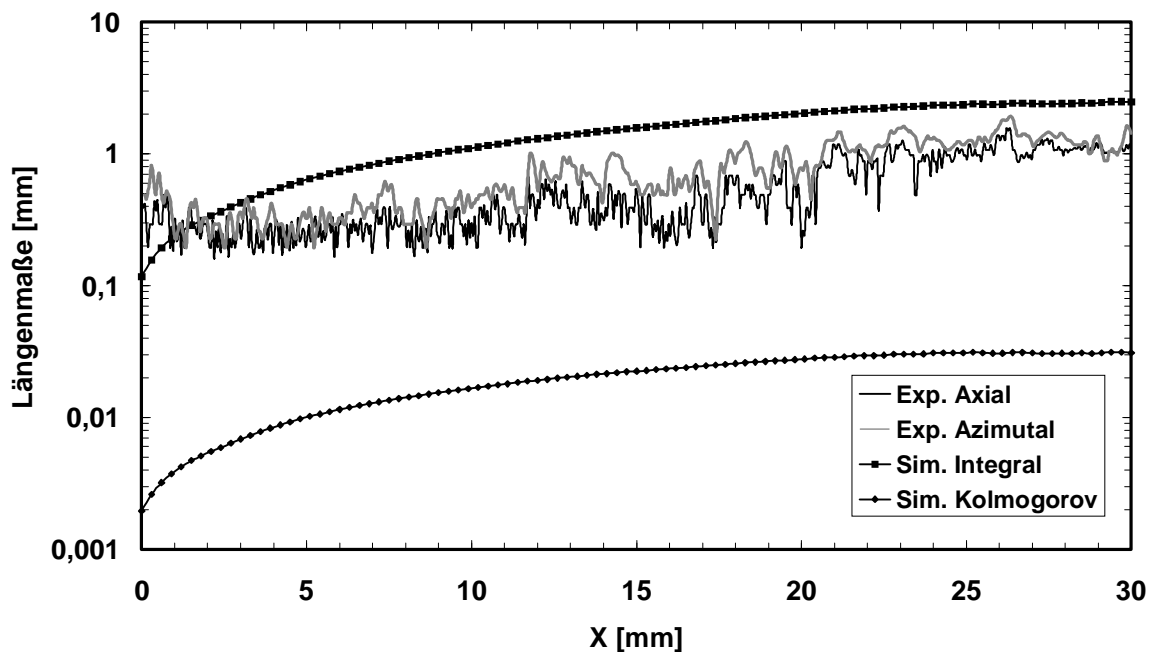
### 5.4.3 Der Vergleich der experimentellen mit den numerischen Skalen

Kapitel 5.4.2 beinhaltet die Ermittlung von Längenskalen kohärenter Strukturen, die mit Hilfe der OH-Emissionsaufnahmen ermittelt werden können. Es wird angenommen, daß diese Längenskalen korreliert sind mit den integralen Längenskalen der turbulenten Strömung. In Kapitel 5.4.1 wurden die Ergebnisse der numerischen Simulation dargestellt. Diese enthalten sowohl integrale als auch kolmogorovsche Skalen. Um nun die experimentellen Daten mit den Ergebnissen der numerischen Simulation zu vergleichen, ist es im Hinblick auf die Bestimmung lokaler Damköhler- und Karlovitzzahlen wichtig, den Datensatz zu erweitern. In den folgenden Abschnitten wird erläutert, wie mit Hilfe von Gleichungen der Turbulenztheorie, aus den experimentell bestimmten integralen Längenskalen und Ergebnissen der numerischen Simulation die Kolmogorov-Längenskalen abgeleitet werden können. Darüber hinaus

werden aus dem experimentellen Datensatz auf analoge Weise die integralen und Kolmogorov-Zeitskalen abgeleitet.

### 5.4.3.1 Der Vergleich der Längenskalen

Um eine gute Beurteilung der Ergebnisse von numerischen Simulationen durchzuführen, ist es immer empfehlenswert, sie mit experimentellen Ergebnissen zu vergleichen. Dies soll hier anhand eines Vergleiches der Längenskalen durchgeführt werden. In Kapitel 5.4.1 wurden bereits radiale Profile sowohl von integralen als auch von Kolmogorov-Zeitskalen dargestellt, und es wurde die starke Abnahme dieser Zeitskalen in der Nähe des Injektors innerhalb der Scherschicht festgestellt. Da durch Zwei-Punkt-Korrelation anhand der OH-Emissionsaufnahmen Längenskalen bestimmt werden, soll hier zunächst der Vergleich der Längenskalen durchgeführt werden. Folgendes Bild 5.35 veranschaulicht den Vergleich des integralen und des Kolmogorov-Längenmaßes der numerischen Simulation mit den experimentell gemessenen integralen Längenmaßen.



**Bild 5.35: Vergleich der Längenskalen zwischen numerischer Simulation und Experiment bei 63 bar Brennkammerdruck**

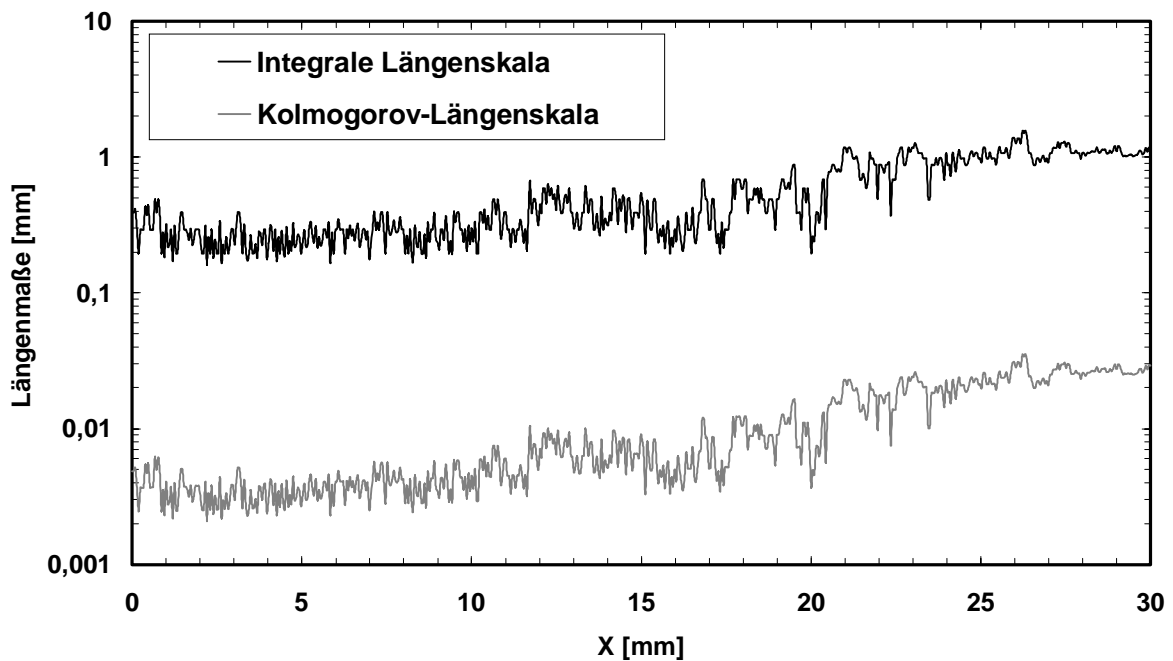
In Bild 5.35 sind bei den experimentellen Daten jeweils die integralen Längenskalen abgebildet, allerdings sowohl in azimuthaler als auch in axialer Richtung. Da die Differenz beider Skalen nicht groß ist, wird der Einfachheit halber für die weiteren Analysen die Längenmaße in axialer Richtung weiter verwendet. Die in Bild 5.35 dargestellten, numerisch simulierten Längenskalen sind den radialen Positionen entnommen, an denen die OH-Verteilung (siehe Bild 4.6) den maximalen Wert hat. Sie liegen also, ebenso wie die experimentell ermittelten Längenskalen, innerhalb der reagierenden Scherschicht. Die chemischen Verbrennungsreaktionen haben an diesen Orten ihr Maximum. Die experimentell ermittelten Längenskalen befinden sich, bis auf Gebiete ganz nah am Injektor, zwischen den integralen und den Kolmogorov-Längenskalen der numerischen Simulation. Das in Bild 5.35 dargestellte Diagramm bestätigt die Annahme einer Korrelation zwischen den Strukturen der OH-Emissionen und den

Turbulenzstrukturen. Es ist abzulesen, daß die Tendenz einer Vergrößerung der Strukturen stromab sowohl vom Experiment als auch von der Simulation richtig wiedergegeben wird. Die numerische Simulation weist allerdings für die integralen Längenskalen leicht höhere Werte auf als das Experiment. Die leichte Erhöhung der experimentellen Längenskalen in der Nähe des Injektors läßt sich durch das Rezirkulationsgebiet an der Injektorkante erklären. Dieser Effekt wird durch die numerische Simulation nicht genau erfaßt.

Im Hinblick auf die Bestimmung der lokalen Karlovitzzahlen ist der nächste Schritt, aus den experimentellen Skalen die Kolmogorov-Skalen zu bestimmen. In der Turbulenztheorie gilt dazu folgende Gleichung:

$$\frac{L_{Kol}}{L_{int}} = Re_{L_{int}}^{-3/4} \quad (5.26)$$

Das Kolmogorov-Längenmaß hängt bei gegebenem integralen Längenmaß von der Reynoldszahl ab. Im Rahmen der experimentellen Arbeiten konnten keine Kolmogorov-Skalen gemessen werden. Die beste Möglichkeit, diese kleinsten turbulenten Skalen dennoch zu bestimmen, ist, sie mit Hilfe der Daten der numerischen Simulation abzuleiten. Gleichung 5.26 besagt, daß das Verhältnis der großen integralen Skalen zu den kleinsten Kolmogorov-Skalen eine Funktion der Reynoldszahl ist. Da diese Größe durch die numerische Simulation für jeden Ort gegeben ist, kann man also auf Basis des experimentellen Datensatzes mit Hilfe bestimmter Daten aus der numerischen Simulation die Kolmogorov-Längenskalen ableiten. Bild 5.36 zeigt die gemessene integrale Längenskala und, wie oben erläutert, die abgeleitete Kolmogorov-Längenskala.



**Bild 5.36:** Darstellung der experimentell ermittelten integralen Längenskala und der abgeleiteten Kolmogorov-Längenskala bei 63 bar Brennkammerdruck

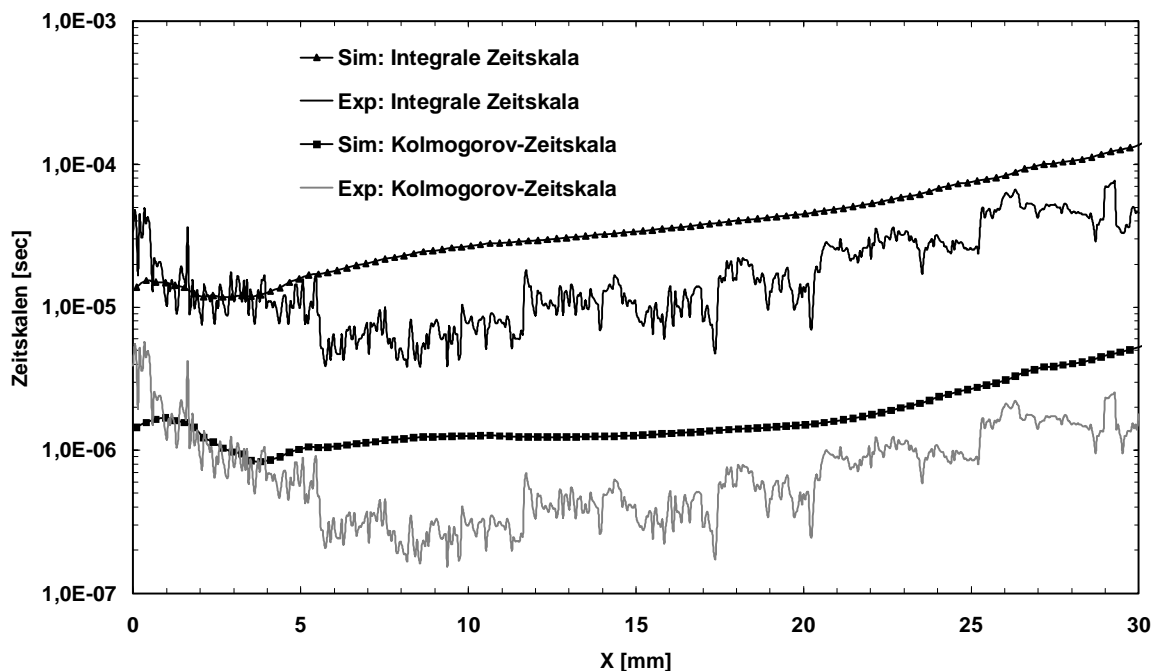
In Bild 5.36 ist ähnlich wie bei den Darstellungen der numerisch simulierten Skalen in Bild 5.19 und Bild 5.20 deutlich zu sehen, daß die Kolmogorov-Skalen jeweils 1-2 Größenordnungen kleiner sind als die integralen Skalen. Dies gilt sowohl für die Zeit- als auch für

die Längenskalen. Da die Kolmogorov-Längenskala nicht meßbar war, stellt die Kurve in Bild 5.36 im Prinzip eine Schätzung dar. Allerdings ist dies mit den vorhandenen Datensätzen die bestmögliche Schätzung, da sie sich ausschließlich auf experimentelle Messungen und Ergebnissen der numerischen Simulation stützt. Durch die Vergleiche der numerischen Simulation mit experimentellen Messungen aus Kapitel 3 kann man davon ausgehen, daß die Ergebnisse der numerischen Simulation die Genauigkeitsanforderungen erfüllen und somit eine solche Ableitung der kleinen turbulenten Skalen auch gerechtfertigt ist.

Im Hinblick auf die Berechnung der lokalen Damköhler- und Karlovitzzahlen ist der Vergleich zu den chemischen Zeitskalen notwendig. Aus diesem Grunde wird im folgenden Abschnitt die Untersuchung auf die Bestimmung der turbulenten Zeitskalen ausgeweitet. In Kapitel 5.4.1 wurden bereits die numerisch simulierten Zeitskalen dargestellt. Nun sollen auf analoge Weise diese Zeitskalen auf Basis des experimentellen Datensatzes bestimmt werden.

### 5.4.3.2 Die Umrechnung der experimentellen Längenskalen in Zeitskalen

Die Turbulenztheorie bietet für die Umrechnung von turbulenten Längenskalen in Zeitskalen einen Ansatz, der bereits in Kapitel 5.1 erläutert wurde. Bild 5.9 stellt allgemein den Zusammenhang zwischen turbulenten Längen- und Zeitmaßen dar. Dieser Zusammenhang wird mathematisch durch die Gleichung 5.3 beschrieben. Die turbulente Dissipation  $\varepsilon$ , die zur Umrechnung benötigt wird, erhält man, in analoger Vorgehensweise zum vorigen Abschnitt, aus der numerischen Simulation. Diese turbulente Dissipation wird hier wieder an den radialen Orten maximaler OH-Konzentration entnommen. Somit sind zur Berechnung der Zeitskalen alle nötigen Größen bekannt. Bild 5.37 bildet die Zeitskalen ab, die somit anhand des experimentellen Datensatzes berechnet wurden. Die Zeitskalen der numerischen Simulation erhält man direkt aus den Ergebnisfiles.



**Bild 5.37:** Vergleich der integralen und der Kolmogorov-Zeitskalen aus Experiment und Simulation bei 63 bar Brennkammerdruck

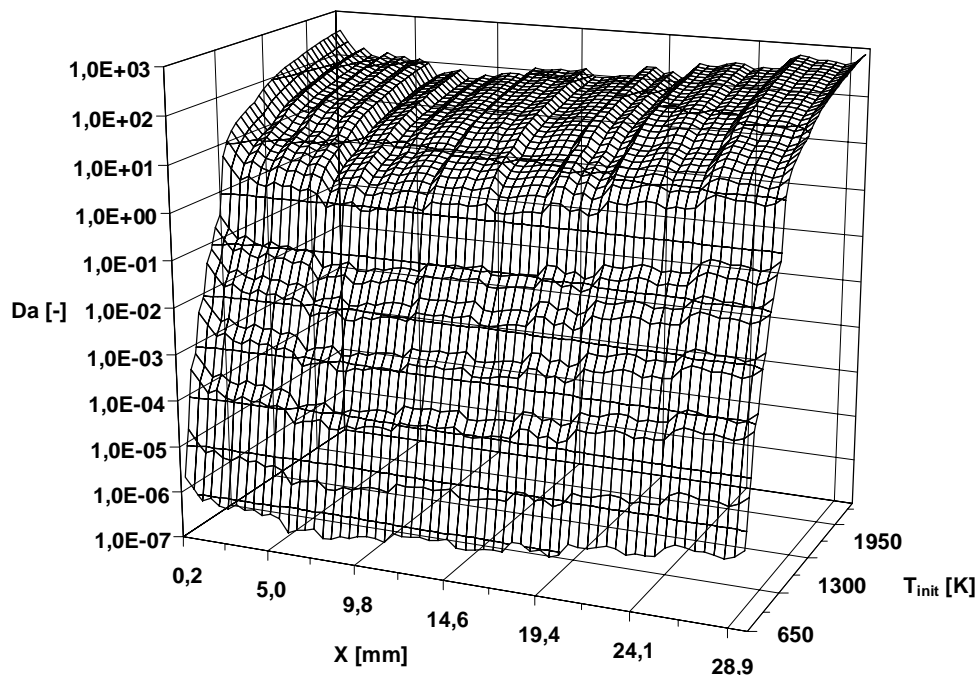
Ähnlich wie bei den Längenskalen sieht man in Bild 5.37 wiederum, daß die Kolmogorov-Zeitskalen, sowohl die simulierten als auch die aus den Experimenten abgeleiteten, um 1-2 Größenordnungen kleiner sind als die integralen Zeitskalen. Außerdem sind die experimentellen Skalen ab einem Injektorabstand von ca. 5 mm immer etwas kleiner als die simulierten. Es ist somit festzustellen, daß die numerische Simulation und die darin implementierten Modelle, speziell das  $k$ - $\epsilon$ -Turbulenzmodell, im Hinblick auf die Ermittlung turbulenter Längen- und Zeitskalen zufriedenstellende Ergebnisse liefern (im Gegensatz zu der nicht-zufriedenstellenden Beschreibung der turbulenten Verbrennungsprozesse mittels chemischem Gleichgewichtsansatz). Ein wichtiger Grund hierfür ist sicherlich die in Kapitel 5.4.2 festgestellte, sehr schwach ausgeprägte Anisotropie der Turbulenz. Die in Scherschichtströmungen oftmals festgestellte unbefriedigende Anwendbarkeit des  $k$ - $\epsilon$ -Turbulenzmodells hängt hauptsächlich damit zusammen, daß eine stark anisotrope Turbulenz starke Auswirkungen auf die verschiedenartigen Prozesse innerhalb der Scherschicht hat. Diese Prozesse beeinflussen die globale Phänomenologie des Strömungsproblems und liefern somit bei falscher Berechnung sehr stark abweichende Resultate.

## 5.5 Die Berechnung der lokalen Damköhler- und Karlovitzzahlen

In Kapitel 5.1 wurden die Damköhler- und die Karlovitzzahl definiert und es folgten Beschreibungsmöglichkeiten turbulenter Verbrennungszonen anhand dieser Kennzahlen. Man benötigt zwei Arten von Zeitskalen, um diese Kennzahlen zu spezifizieren. Eine Zeitskala, welche die turbulente Strömung und Vermischung beschreibt und eine weitere, welche die chemischen Verbrennungsreaktionen bzw. deren Geschwindigkeit charakterisiert. Zur Beschreibung der Geschwindigkeit der turbulenten Mischprozesse wird bei der Damköhlerzahl die makroskopische Turbulenz betrachtet. Dabei wird als turbulente Zeitskala die der integralen Wirbelgröße verwendet ( $t_{int}=k/\epsilon$ ). Die Karlovitzzahl beschreibt die Prozesse auf den kleinsten turbulenten Ebenen, auf der Skala der Kolmogorov Wirbel. Hier wird dementsprechend die Kolmogorov-Zeitskala benutzt ( $t_{kol}=(\mu/\rho\epsilon)^{0.5}$ ). Für die Definition der chemischen Zeitskalen gibt es viele verschiedene Ansatzmöglichkeiten. Im Rahmen dieser Arbeit wird die chemische Zeitskala entsprechend Kapitel 5.3 definiert. Sie beschreibt ein chemisches Reaktionssystem, das von jeglicher turbulenter Strömung entkoppelt ist und gibt das Zeitmaß an, das die kinetischen Reaktionsprozesse benötigen, um ins chemische Gleichgewicht zu gelangen. Da in Raketenbrennkammern die Verbrennungsreaktionen lokal als isobar und adiabatisch betrachtet werden können, wird dieses Kinetiksystem ebenfalls als isobar, adiabatisch berechnet. Als charakteristische Größe wird die Verbrennungstemperatur gewählt, d.h. daß das chemische Gleichgewicht für den Zeitpunkt definiert ist, wenn die Temperatur 99% der adiabaten Verbrennungstemperatur erreicht hat (siehe Kapitel 5.3). Die Damköhler- und die Karlovitzzahl vergleichen die Geschwindigkeit der turbulenten Mischprozesse mit der Geschwindigkeit der chemischen Reaktionsprozesse. In dieser Arbeit wurde die Geschwindigkeit der turbulenten Mischprozesse sowohl auf experimenteller als auch auf numerischer Datenbasis und die Geschwindigkeit der Chemie in einem entkoppelten System unabhängig von turbulenten Vorgängen berechnet.

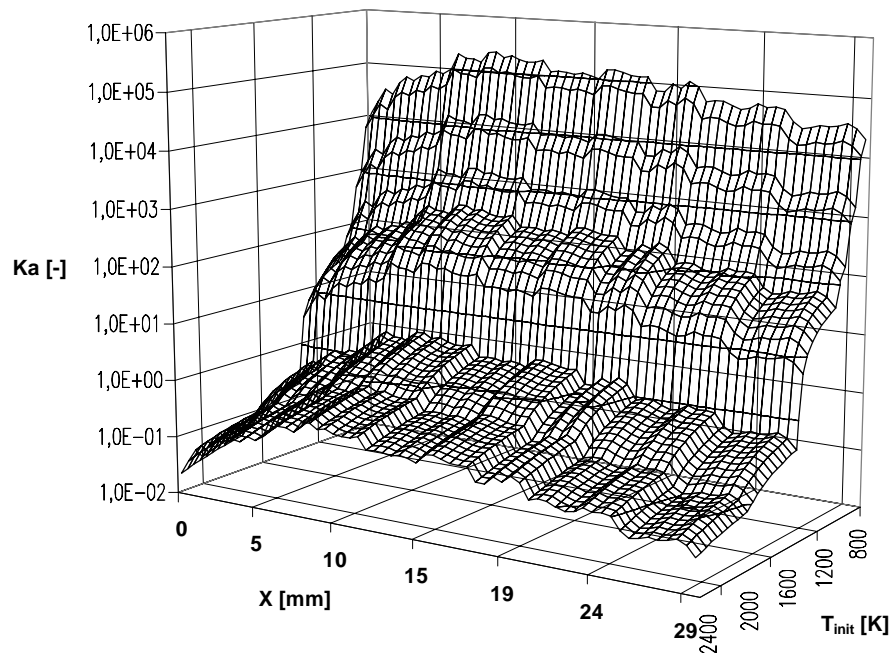
Die chemische Zeitskala hängt maßgeblich von der Temperatur ab, mit der die Reaktanden in Kontakt kommen (vgl. Kapitel 5.1 u. 5.3). In solchen praxisnahen Systemen, wie die hier verwendete Modellbrennkammer, wo die Strömung hochturbulent ist, kann diese Mischtemperatur über einen großen Bereich fluktuieren. Mehrere Messungen an ähnlichen Modellbrennkammern (CARS-Messungen in Frankreich, Mascotte) bestätigen dies. Durch die sehr starke nichtlineare Abhängigkeit der chemischen Zeitskala von der Mischtemperatur (Tempe-

ratur im Exponenten des Arrhenius Gesetzes) resultiert ein überproportional großer Bereich, über den sich die Damköhler- und die Karlovitzzahlen erstrecken können.



**Bild 5.38: Lokale Damköhlerzahlen für den relevanten Bereich der Mischtemperatur in Abhängigkeit der axialen Position in der Modellbrennkammer bei 63 bar**

Bild 5.38 stellt die Damköhlerzahlen in Abhängigkeit des axialen Ortes bzw. der an diesem Ort gemessenen integralen turbulenten Zeitskala und die über den relevanten Bereich angenommenen Mischtemperaturen  $T_{\text{init}}$  dar. Anhand dieses Diagramms wird ersichtlich, daß die Mischtemperatur die dominierende Einflußgröße ist. Die Mischtemperatur hängt maßgeblich davon ab, welche Wärmemenge von der freiwerdenden Energie der Flamme durch den zu mischenden unverbrannten Wasserstoff und Sauerstoff aufgenommen werden kann. Bei überkritischen Betriebsbedingungen von 63 bar und kryogenen Einspritztemperaturen von ca. 120 K liegen sehr große Dichtegradienten zwischen den kompakten Sauerstofftaschen und ihrer Umgebung vor. Der detaillierte Mischvorgang des dichten Sauerstoffs mit dem Wasserstoff und der Wärmeeintrag in die kalten Treibstoffe sind entscheidende Prozesse, die in Zukunft noch genauer quantitativ erfaßt werden müssen. Denn diese Vorgänge bestimmen die Temperatur des Sauerstoffs und des Wasserstoffs in der reagierenden Scherschicht beim Mischvorgang und somit die Mechanismen, nach denen der Verbrennungsprozess abläuft. Im Rahmen dieser Arbeit wird für die Berechnung der relevanten Kennzahlen ( $Da$ ,  $Ka$ ) diese Mischtemperatur als unbekannte Variable belassen, und die Kennzahlen werden in Abhängigkeit eines Temperaturbereichs angegeben, innerhalb dessen die realen Mischtemperaturen zu erwarten sind. Die möglichen Verbrennungsregimes hängen von diesen Kennzahlen ab (siehe Kapitel 5.1). Wie dort beschrieben müssen neben dem Verhältnis der großskaligen Turbulenz zu den chemischen Prozessen, das mit Hilfe der Damköhlerzahl beschrieben wird, auch der Einfluß der kleinsten turbulenten Strukturen auf die Verbrennungszonen bekannt sein. Dieser Einfluß wird anhand der Karlovitzzahl charakterisiert, die in dem folgenden Bild 5.39 dargestellt ist.



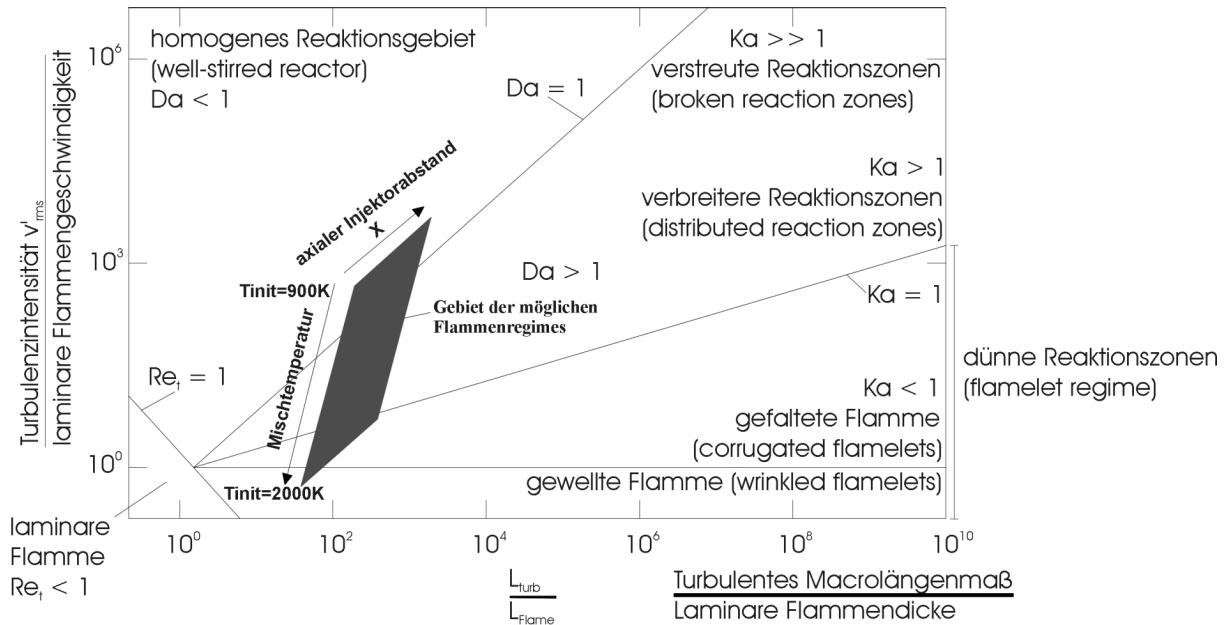
**Bild 5.39: Lokale Karlovitzzahlen für den relevanten Bereich der Mischtemperatur in Abhängigkeit der axialen Position in der Modellbrennkammer bei 63 bar**

Hier ist analog zu Bild 5.38 die Karlovitzzahl für die axial gemessenen Kolmogorov-Zeitskalen und die relevanten chemischen Mischtemperaturen dargestellt. Die Karlovitzzahl ist eine entscheidende Größe zur Charakterisierung der Flammenstruktur auf den kleinen Skalen. Anhand dieser Diagramme, den Ergebnissen der Experimente und der numerischen Simulation ist es nun möglich, die lokalen Brennkammerzustände im Borghi-Diagramm abzuschätzen.

## 5.6 Die Einteilung der Zustände im Borghi-Diagramm

Diagramme, die Flammenstrukturen abhängig von Kennzahlen der Turbulenz und der Chemie darstellen, wurden zuerst von Borghi entwickelt [20, 21, 22]. Allerdings existieren mittlerweile mehrere solche Diagramme, die von verschiedenen Wissenschaftlern eingeführt wurden wie z.B. von Peters [82, 83] oder Vervish, Veynante [104]. Das Borghi-Diagramm ist bereits in Kapitel 5.1 erläutert worden. In diesem Kapitel sollen die lokalen Brennkammerzustände anhand eines solchen Flammenstruktur-Diagramms klassifiziert werden. Es muß betont werden, daß es sich hierbei um eine Abschätzung handelt. Im vorigen Abschnitt wurde gezeigt, daß die Mischtemperatur, bei der die chemische Reaktion zwischen dem Sauerstoff und dem Wasserstoff eingeleitet wird, einen dominanten Einfluß auf die charakterisierenden Kennzahlen, die Damköhler- und die Karlovitzzahl und somit auf die Flammenstruktur hat. Analog zu den Diagrammen 5.38 und 5.39 wird auch hier die unbekannte Mischtemperatur als freier Parameter über den zu erwartenden Temperaturbereich aufgeführt. Bild 5.40 zeigt ein angepaßtes Flammenstrukturdiagramm, in dem die lokalen Brennkammerzustände des untersuchten Betriebspunktes (63 bar) eingezeichnet sind.





**Bild 5.40: Diagramm nach Borghi mit Abschätzung der lokal auftretenden Flammenstrukturen in der Modellbrennkammer bei überkritischem Brennkammerdruck (63 bar)**

Der axiale Ort  $X$  in der Brennkammer und die Mischtemperatur  $T_{init}$  sind als unabhängige Parameter dargestellt. Das Diagramm zeigt die möglichen Flammenstrukturen, die lokal in der reagierenden Scherschicht auftreten können. Auch hier ist zu sehen, daß die initiale Mischtemperatur einen sehr großen Einfluß auf die lokal vorhandenen Flammenstrukturen hat. Aus den bisher vorliegenden Temperaturmessungen in reagierenden  $H_2/O_2$ -Scherschichten wurde festgestellt, daß die Temperaturen über einen sehr großen Bereich fluktuieren (CARS Messungen am Mascotte). Bei dem hier untersuchten Fall ist die intensive Turbulenz Grund dafür, daß die Mischtemperatur über große Bereiche schwankt und somit auch lokal, wie im obigen Diagramm dargestellt, verschiedene Flammenstrukturen auftreten können. Diese Tatsache, daß lokal zu verschiedenen Zeitpunkten auch verschiedene Flammenstrukturen auftreten können, erschwert die Modellierung dieses Phänomens. Die meisten turbulenten Verbrennungsmodelle sind für eine bestimmte Art von Flammen entwickelt worden (siehe Kapitel 5.2). Die PDF-Beschreibung der turbulenten Verbrennungsvorgänge ist zur Zeit der beste Ansatz, solche Vorgänge möglichst exakt zu quantifizieren.

Die Achsen des in Bild 5.40 dargestellten Borghi-Diagramms sind dimensionslos. Die Abszisse beschreibt ein Längenverhältnis und die Ordinate setzt Geschwindigkeitsskalen ins Verhältnis. Die laminare Flammendicke  $l_{c,lam}$  wird verwendet, um das turbulente Makrolängenmaß  $l_{int}$  zu normieren. Die laminare Flammendicke steigt mit anwachsender Mischtemperatur. Die Abszisse charakterisiert die Größenordnung des Verhältnisses zwischen der makroskopischen Turbulenzlängenskala  $l_{int}$  und der laminaren Flammendicke  $l_{c,lam}$ . In Kapitel 5.4 wurde gezeigt, daß die makroskopische Turbulenzlängenskala  $l_{int}$  in der Brennkammer stromab ansteigt. Folglich gelten, unter der Annahme einer konstanten Mischtemperatur und daraus resultierend einer konstanten laminaren Flammendicke, größere Abszissenwerte für Orte in der Brennkammer, die weiter stromab liegen. Außerdem ergeben sich aus steigenden Abszissenwerten bei konstanten  $l_{int}$  kleinere laminare Flammendicken. Daraus resultiert eine sinkende Mischtemperatur. Die Ordinate beschreibt das Verhältnis der Turbulenzintensität (turbulente

Geschwindigkeitsfluktuation) zur Flammengeschwindigkeit ( $u'/u_c$ ). Die Flammengeschwindigkeit wird bei Diffusionsflammen formal durch den Quotienten aus laminarer Flammendicke  $l_{c,lam}$  und einer charakteristischen chemischen Zeitskala  $t_c$  gebildet ( $u_c = l_{c,lam}/t_c$ ). Somit ist die dimensionslose Ordinatenbeschriftung durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$\frac{u'}{u_c} = \frac{u'}{l_{c,lam}/t_c} \quad (5.27)$$

Wandert man auf der Ordinate zu größeren Werten hin, so kommt man zu Flammenregimes, die bestimmt werden durch eine sehr schnelle turbulente Vermischung im Vergleich zu relativ langsamen chemischen Verbrennungsprozessen. An welchem Punkt man sich auf der Ordinate befindet, wird hauptsächlich durch die chemische Zeitskala  $t_c$  bestimmt. Einen kleineren Einfluß trägt die turbulente Geschwindigkeitsfluktuation  $u'$  bei. Bewegt man sich in der Brennkammer stromab, so steigt der RMS-Wert der turbulenten Geschwindigkeitsfluktuation  $u'$  innerhalb der reagierenden Scherschicht. Dies bewirkt eine Erhöhung der Ordinatenwerte. Es kann somit eine Abschätzung der Gebiete im Borghi-Diagramm durchgeführt werden, die bei den gegebenen Brennkammerbedingungen die möglichen Flammenregimes wiedergibt. Diese Gebiete sind in Bild 5.40 durch die grau gezeichnete Fläche dargestellt. Die graue Fläche gilt für Orte in der Brennkammer vom Injektor bis 30 mm stromab, da nur dieser Bereich experimentell untersucht wurde. Desweiteren ist der Gültigkeitsbereich dieses Diagramms beschränkt auf Mischtemperaturen in der Scherschicht, die zwischen 900 K und 2000 K liegen. Anhand der quantitativen Daten der letzten Kapitel wurde die Größe bzw. die Position dieser Fläche im Borghi-Diagramm bestimmt. Es können mehrere Regimes auftreten, und die Mischtemperatur innerhalb der reagierenden Scherschicht spielt eine bestimmende Rolle. Diese Temperatur wird in zukünftigen Meßkampagnen genauer untersucht und quantifiziert.

Das Diagramm in Bild 5.40 zeigt eine Abschätzung der lokal möglichen Flammenstrukturen beruhend auf der Abschätzung der lokalen Damköhler- und Karlovitzzahlen. Diese Kennzahlen wurden anhand experimentell gemessener und numerisch simulierter Daten bestimmt. Der Genauigkeitsgrad dieser Daten und eine Analyse der Auswerteprozeduren wird im folgenden Kapitel dargestellt. Dies ist wichtig, um die daraus resultierenden Ergebnisse beurteilen zu können. Außerdem werden die hier dargestellten Ergebnisse auf die Auswirkungen im Hinblick auf die bisherigen Vorstellungen der Prozesse in Raketenbrennkammern diskutiert.

## 6 Diskussion der Ergebnisse

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Vorgänge in  $H_2/LOX$ -Raketenbrennkammern experimentell untersucht und numerisch simuliert. Anhand dieser Daten wurden Längen- und Zeitskalen ermittelt, mit denen die charakteristischen Kennzahlen (Damköhler- und Karlovitzzahl) quantifiziert werden konnten. Somit können lokale Brennkammerzustände in einem Flammenstrukturdiagramm klassifiziert werden. Hierbei handelt es sich um eine Abschätzung der Wahrscheinlichkeit, bestimmte Flammenstrukturen an bestimmten Orten in der reagierenden Scherschicht bei bestimmten Betriebsbedingungen anzutreffen. Um die in Kapitel 5 dargestellten Ergebnisse richtig beurteilen zu können, wird in diesem Kapitel die Auswerteprozedur im Hinblick auf die Aussagekraft der Ergebnisse detailliert analysiert und nachfolgend werden die Konsequenzen für die Vorstellung der Prozesse in Raketenbrennkammern diskutiert.

### 6.1 Beurteilung der Auswerteprozedur und Aussagekraft der gewonnenen Daten

Sowohl die Damköhler- als auch die Karlovitzzahl beinhalten eine Zeitskala, die die Geschwindigkeit der chemischen Verbrennungsreaktionen charakterisiert. Diese Zeitskala ist in dieser Arbeit durch die Zeit definiert, die ein adiabates isobares Verbrennungssystem bei den gegebenen Bedingungen (Druck, Temperatur und Zusammensetzung) benötigt, bis es ins chemische Gleichgewicht gelangt. Als charakteristische Größe ist hierbei die Systemtemperatur ausschlaggebend. Wenn sie 99% der adiabaten Verbrennungstemperatur im Gleichgewicht erreicht, wird dieser Zeitpunkt als die chemische Zeitskala für diese Bedingungen definiert. Es wurde gezeigt, daß diese Zeitskala in dominierender Weise von der Temperatur der Treibstoffe innerhalb der reagierenden Scherschicht (initiale Mischtemperatur) abhängt, und somit auch die Kennzahlen ( $Da$ ,  $Ka$ ) und die auftretenden Flammenstrukturen maßgeblich von dieser Mischtemperatur bestimmt werden. Die Mischtemperatur konnte bisher für den hier betrachteten Betriebspunkt weder experimentell gemessen, noch durch eine instationäre numerische Simulation bestimmt werden. Es wurden allerdings  $H_2$ -CARS-Versuche an einer ähnlichen Brennkammer durchgeführt, bei der Brennkammerdrücke bis 10 bar realisiert werden konnten (Mascotte). Bei diesen Versuchen wurde festgestellt, daß die  $H_2$ -Temperaturen an einem lokalen Punkt in der reagierenden Scherschicht in sehr großen Bereichen schwanken. Solche Schwankungen treten auch bei dem hier betrachteten Fall auf, sowohl für die Sauerstoff- als auch für die Wasserstofftemperatur und somit auch für die initiale Mischtemperatur. Daraus resultiert, daß abhängig von dieser Mischtemperatur die Karlovitz- und Damköhlerzahlen über mehrere Größenordnungen variieren, und folglich ergeben sich auch lokal sehr unterschiedliche Flammenstrukturen.

Um die erzielten Ergebnisse korrekt beurteilen zu können, ist es neben der lokalen und zeitlichen Unbestimmtheit der Mischtemperatur von grundlegender Bedeutung, die experimentelle Ermittlung der integralen Längenskalen mittels OH-Emissionsaufnahmen genau zu analysieren. In Kapitel 5.4.2.1 wurde die Berechnung der Längenskalen dieser kohärenten Strukturen mit Hilfe der Zwei-Punkt-Korrelationstechnik beschrieben. Bei den weiteren Analysen in Kapitel 5 wurde Äquivalenz zwischen diesen kohärenten Strukturen bzw. deren Längenskalen mit den integralen turbulenten Strukturen und deren Längenskalen angenommen, und mit Hilfe der Ergebnisse der numerischen Simulation wurde die Annahme bestätigt. In diesem Abschnitt wird die Korrelation des OH-Meßsignals mit den Strömungsstrukturen untersucht, um die oben erläuterte Annahme der Äquivalenz zu verifizieren.

Zunächst ist die lokale Auflösung des Meßortes bei diesem Verfahren zu erläutern. In Kapitel 5.4.2.1 (siehe Bild 5.21 und Bild 5.23) wurde erklärt, daß bei sehr dünnen Flammfronten und somit bei sehr steilen Temperaturgradienten an der Flamme das OH-Radikal auch nur in der dünnen Flammfront ( $< 1$  mm) existiert. In diesem Fall ist dieses Meßverfahren als ein lokales Verfahren zur Ermittlung von Längenskalen direkt an der Flammfront zu betrachten. Treten jedoch verbreiterte Flammfronten auf mit einer breiten Schicht hoher Temperaturen ist die Folge, daß auch das emittierende OH-Radikal in diesen verbreiterten Zonen existiert. Unter diesen Umständen liefert das Meßverfahren keine lokale Längenskala, sondern ein über die radiale Integrationslänge gemittelt Längenmaß (siehe Kapitel 5.4.2.1; Bild 5.23). Es handelt sich aber auf jeden Fall um ein Längenmaß, das in der Flammenzone gemessen wird, da nur hier die Voraussetzungen erfüllt sind, daß OH existiert bzw. die Temperaturen den Flammentemperaturen entsprechen. Unter der Annahme, daß dieses Längenmaß der OH-Strukturen korreliert ist mit Längenmaßen turbulenter Strömungsstrukturen (kohärente Turbulenzballen), ist es sicherlich auch ein relevantes Maß für die Beschreibung der Interaktion der Turbulenz mit der Verbrennung. Da die hier vorgestellten Messungen in der Nähe des Injektors durchgeführt wurden (bis maximal 30 mm von der Einspritzplatte) ist, wie in Kapitel 5.4.2.2 dargestellt, die Scherschichtdicke noch sehr klein und somit ist für die OH-Zonen eine ziemlich gute örtliche Auflösung vorhanden.

Um anhand des lokal gemessenen OH-Signals bzw. anhand der kohärenten OH-Strukturen Rückschlüsse auf turbulente Strömungsstrukturen abzuleiten, muß man also die Korrelation dieses OH-Signals mit einem Signal, das die turbulente Strömung charakterisiert untersuchen. Turbulente Strömungen bzw. lokale Längenskalen der Turbulenz werden üblicherweise mit Hilfe des Geschwindigkeitsfeldes ermittelt. Beide Signale müssen am gleichen Ort gemessen werden. Dadurch wird es prinzipiell möglich, dieses Meßverfahren experimentell zu verifizieren. Bisher konnte es allerdings nicht realisiert werden, das Geschwindigkeitssignal innerhalb der reagierenden Scherschicht bzw. direkt an der Flammfront zu messen. Darum wird diese Korrelation hier analytisch untersucht und dieses Meßverfahren theoretisch verifiziert.

Zu untersuchen ist also die funktionale Abhängigkeit der lokalen OH-Emissionsintensität. In Kapitel 3 Bild 3.6 ist die Transmissionskurve des verwendeten OH-Filters dargestellt. Man kann dieser Kurve entnehmen, daß den Filter Licht in einem Wellenlängenbereich zwischen 300 nm und 320 nm passieren kann. Dieser Wellenlängenbereich entspricht einem Rotations-Vibrationsübergang des OH-Radikals [105]. Für die emittierten Intensitäten des detektierten Radikals kann man nach den Gesetzen der Emissionsspektroskopie folgende Gleichung angeben [106]:

$$I_{OH} = f(N_{OH}, T) \quad (6.1)$$

Die gemessene Intensität an jedem Pixel ist also eine Funktion der Anzahl der lokal vorhandenen OH-Moleküle und der Temperatur. Bei der Untersuchung kohärenter Strukturen dieses Signals betrachtet man im Prinzip nichts anderes als die Kohärenz dieser beiden Strömungsgrößen (da  $N_{OH}$  mit  $T$  ansteigt, können die Linien konstanter Intensität in erster Näherung als Isothermen betrachtet werden).

Es wird nun angenommen, daß sich innerhalb einer kohärenten Struktur die Änderungen bzw. Fluktuationen der Temperatur und der stofflichen Zusammensetzung in ähnlicher Weise wie Änderungen bzw. Fluktuationen des Geschwindigkeitsfeldes verhalten. Da in unserem Fall (siehe Bild 5.23) die Linien konstanter Intensität (Isothermen) in sich geschlossene Kurven darstellen, liegt es nahe, daß auch die Geschwindigkeit im Wesentlichen diesen Linien folgt,

was zu Wirbeln führt (Falls dies nicht der Fall wäre, würden die Fluidelemente ständigen Temperaturänderungen ausgesetzt sein, was wiederum eine ständige Kompression bzw. Dekompression der Fluidelemente bewirken würde). Daraus folgt, daß innerhalb dieser kohärenten Struktur das Geschwindigkeitsfeld mit den OH-Emissionen korreliert ist (Korrelation  $u \sim Z'$ ). Phänomenologisch kann man diesen Vorgang anschaulich mit dem (seitlichen) Anblasen einer Kerze vergleichen. Die Kerzenflamme weicht den anströmenden Gasen aus und fluktuiert. Sichtbar sind nur die Leuchtemissionen der Heißgase, was den hier beschriebenen OH-Emissionen entspricht. Es ist einleuchtend, daß die Leuchterscheinungen und ihre, durch das Anblasen verursachten, turbulenten Fluktuationen somit auch die turbulente Strömung bzw. deren kohärente Turbulenzstrukturen charakterisieren.

Der große Vorteil dieser Analysemethode ist, daß diese Längenskalen, die aus der Zwei-Punkt-Korrelationstechnik des OH-Datensatzes ermittelt werden, die Längenskalen direkt an der Flammfront repräsentieren. Ein wichtiges Ziel dieser Arbeit ist es, die Interaktion der Turbulenz mit der Verbrennung zu charakterisieren. Hierzu ist es von großer Bedeutung, relevante Längenskalen an den entscheidenden Orten (diese sind direkt an der Flammfront) zu kennen. Bei den gewöhnlichen Meßverfahren zur Ermittlung turbulenter Längenskalen in Strömungsfeldern wie z.B. LDA oder Hitzdrahtanemometrie steht der Meßort fest, d.h. er paßt sich nicht der momentanen Flammfront an. Anhand der experimentellen Ergebnisse (siehe Kapitel 3) kann allerdings festgestellt werden, daß die OH-Zonen sehr intensiven turbulenten Fluktuationen unterworfen sind. Die Flammfront ist also keineswegs lokal an einem festen Ort verankert, sie bewegt sich vielmehr mit der turbulenten Strömung mit, und an einem axialen Ort kann ihre radiale Position sehr unterschiedlich sein. Bei Meßverfahren, die einen festen Meßort besitzen, wie das bei allen gewöhnlichen Meßverfahren in der Turbulenzforschung der Fall ist, entsteht hierbei das Problem, daß man im allgemeinen Meßwerte ermittelt, die nicht direkt von der Flammzone stammen, die sich sogar zu bestimmten Zeitpunkten relativ weit entfernt von der Flamme befinden können. Für Untersuchungen zur Interaktion von Turbulenz und Verbrennung kann das zu Meßfehlern führen, die oft nicht bemerkt werden können und die schwer zu quantifizieren sind. Bei den Messungen von Längenskalen mittels OH-Korrelationen löst sich dieses Problem von selbst, da der Meßort automatisch immer mit der Flamme mitwandert. Somit geben diese Längenskalen die relevanten Längenskalen direkt an der Flammfront wieder und ermöglichen die Beschreibung der Interaktion der turbulenten Strömung mit den chemischen Reaktionen.

## 6.2 Die Auswirkungen auf die Vorstellung der Prozesse in Raketenbrennkammern

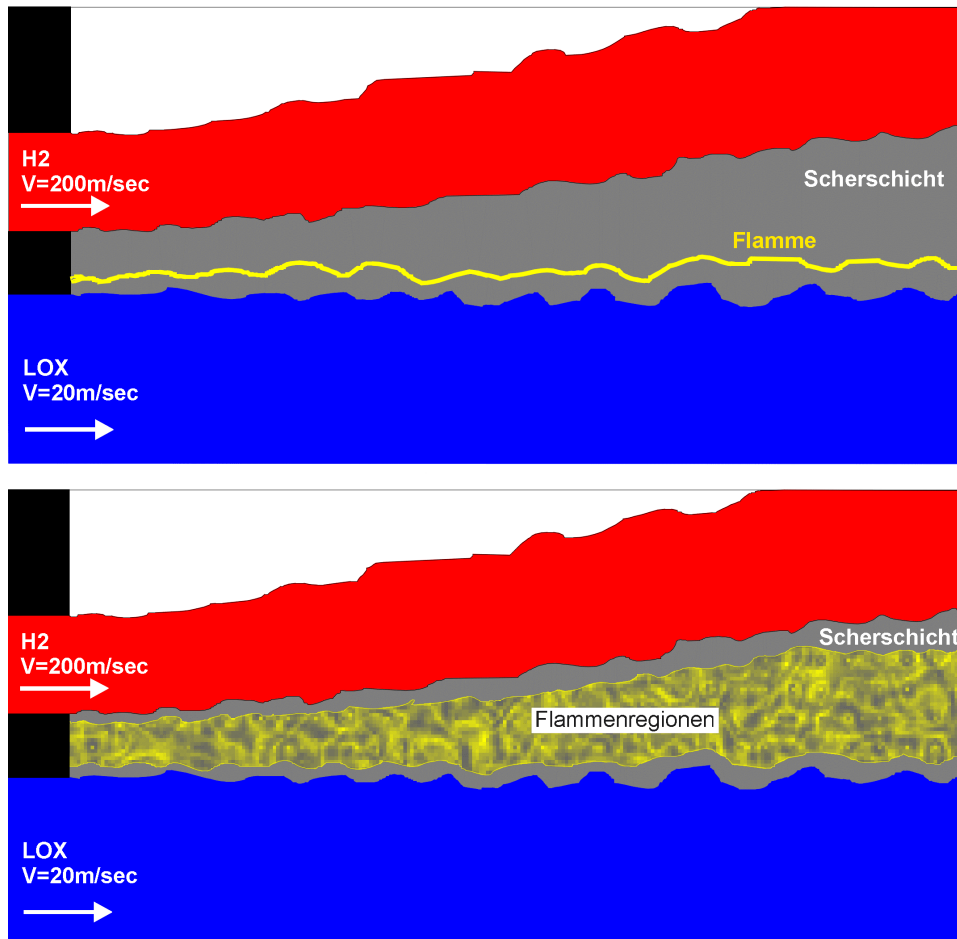
In dieser Arbeit wurden experimentelle Untersuchungen einer 1-Injektor  $H_2/O_2$ -Modellbrennkammer bei mehreren Druckstufen durchgeführt. Die Versuche bei 30 bar und bei 60 bar Brennkammerdruck wurden numerisch simuliert. Bei allen Ergebnissen der numerischen Simulation und der Experimente wurde ein starker Einfluß des Rezirkulationsgebietes an der Einspritzplatte auf die Vorgänge der Treibstoffaufbereitung festgestellt. Gebildet wird dieses Rezirkulationsgebiet sowohl von der Injektorströmung als auch von der intensiven Wasserstoffströmung, die über einen Spalt an der Brennkammerwand einströmt, um die Fenster zu kühlen (siehe z.B. Bild 4.2). In der Parameterstudie zur Auslegung dieses Kühlspaltes wurde die starke Abhängigkeit der Prozesse der Treibstoffaufbereitung von diesen Einströmbedingungen ermittelt (siehe Kapitel 4.2). Das Ergebnis ist, daß die Intensität des Rezirkulationsgebietes maßgeblich die Flammenlänge bzw. die Länge des intakten Sauerstoffkernstrahles bestimmt. Ist das Rezirkulationsgebiet sehr intensiv, wird die Scherschicht stärker radial nach außen gezogen, was zur Folge hat, daß die turbulente Vermischung und Verbrennung intensi-

viert werden, und somit die integrale Flammenlänge bzw. Sauerstoffstrahllänge verkürzt werden. Dabei nimmt bei den 30 bar Versuchen die Länge des Sauerstoffkernstrahles von 25 cm bei einem  $H_2$ -Spalt von 1.5 mm auf ca. 13 cm bei einem  $H_2$ -Spalt von 0.5 mm ab (s. Bild 4.2). Bei den 60 bar Versuchen ist dieser Effekt auch vorhanden, aber aufgrund der geringeren Einströmgeschwindigkeit des Wasserstoffes am Kühlpalt schwächer ausgeprägt. Als Fazit kann festgestellt werden, daß durch die Effekte am Einspritzkopf sehr stark Einfluß genommen werden kann auf die gesamte Brennkammerströmung, insbesondere auch auf die Temperaturverteilung und somit auch auf die Wärmeübertragung und den Energieaustausch mit den Brennkammerwänden. Diese Fragestellungen spielen bei der Konstruktion und Auslegung von Brennkammerwänden bzw. deren Kühlung und Festigkeit eine zentrale Rolle.

Als weiteren Effekt der umgebenden Wasserstoffströmung ( $H_2$ -Fensterkühlung) in Bezug auf die Injektorströmung muß das Einmischen und das anschließende Verbrennen des zusätzlichen Wasserstoffgehalts berücksichtigt werden. Diese Beeinflussung tritt allerdings erst weiter stromab auf, frühestens ab 30 mm entfernt vom Injektor. Die Wasserstoffeindüsung an der Brennkammerwand hat nicht nur den Sinn, die Fenster zu schützen, es soll auch die Strömung und den Einfluß benachbarter Injektorelemente auf einen Zentralinjektor simulieren. Zu berücksichtigen ist jedoch, daß in realen Triebwerken (z.B. Vulcain) der Abstand zwischen den einzelnen Injektoren kleiner ist als bei dieser Modellbrennkammer der Abstand des Injektors zur Kühlströmung an der Brennkammerwand. Dies verändert die Phänomenologie, aber die prinzipiellen Effekte der Beeinflussung umgebender Strömungen und daraus resultierender Rezirkulationsgebiete am Einspritzkopf sind identisch. Aus diesen Ergebnissen folgt, daß für zukünftige Untersuchungen der Treibstoffaufbereitung von Koaxialinjektoren benachbarte Injektorelemente in die Modellbrennkammer integriert werden müssen, wobei die Abstände denen im realen Triebwerk entsprechen sollten. Hierbei resultieren Probleme mit der optischen Zugänglichkeit zum Zentralinjektor, aber Lösungen, die beide Aspekte berücksichtigen, sind möglich und liegen bereits vor (Mehrinjektorkammer mit optischem Zugang).

Bei der Betrachtung des injektornahen Gebietes sind die Vorgänge in der reagierenden Scherschicht detailliert erläutert worden. Die Vorstellung über die Phänomenologie und über die Prozesse bei der turbulenten Vermischung und Verbrennung haben sich in den letzten Jahren fast kontinuierlich verändert. Ausgehend von den Ergebnissen dieser Arbeit muß davon ausgegangen werden, daß der Sauerstoffkernstrahl nicht von einer einzigen in sich geschlossenen dünnen Flammfront umgeben ist, die aufgrund der turbulenten Strömung eine gewellte bzw. gefaltete Form annimmt und deren 1-dimensionale Beschreibungsmöglichkeit auf ein Flamelet-Modell hinausläuft. Solche und weitere stark vereinfachte Vorstellungen wurden bis vor kurzem noch vertreten und sie spiegeln die physikalischen Inhalte der bisher existierenden Modelle wider. Es ist nach aktuellem Erkenntnisstand aber offensichtlich, daß die physikalisch-chemischen Vorgänge wesentlich komplexer sind. Es handelt sich um ein mehrdimensionales Problem, wobei bestimmte Flammenstrukturen bzw. Verbrennungsprozesse, aber auch Vorgänge an der Sauerstoffoberfläche bzw. deren Deformationen und Ablösekriterien sich nicht nur lokal ändern, sondern auch zeitlich an einem festen Ort. Solche instationären Vorgänge müssen mit Hilfe von statistischen Verteilungen beschrieben werden, mit denen man die im zeitlichen Mittel dominierenden Vorgänge an einem festen Ort voraussagen kann. Bei den Vorgängen in der reagierenden Scherschicht heißt das, daß lokal die Flammenstrukturen zu unterschiedlichen Zeitpunkten sehr stark variieren können (ebenso wie zu einem bestimmten Zeitpunkt, aber an unterschiedlichen Orten in der Brennkammer). Die wissenschaftliche Beschreibung solcher Vorgänge kann mit Hilfe von Wahrscheinlichkeitsverteilungen vollzogen werden, indem für jeden Punkt die dominierende Flammenstruktur ermittelt wird. Folgendes Bild 6.1 zeigt zwei Vorstellungen über die Flammenstruktur innerhalb der reagierenden Scherschicht. Diese beiden Skizzen repräsentieren die Grenzfälle der turbulen-

ten Verbrennung. Es sind zwei extreme Vorstellungen über die Phänomenologie innerhalb der reagierenden Scherschicht. Zu berücksichtigen ist, daß der Übergang vom oberen Teilbild zum unteren fließend ist, und es ist zudem damit zu rechnen, daß Regimes, die zwischen diesen Grenzfällen liegen, auch die wahrscheinlichsten sind.



**Bild 6.1: Phänomenologie der zwei Extremfälle: Dünne Flammfront innerhalb der reagierenden Scherschicht (oberes Teilbild); Stark verbreiterte Flamme, die praktisch die gesamte reagierende Scherschicht einnimmt (unteres Teilbild)**

In der oberen Skizze von Bild 6.1 ist die Phänomenologie für  $t_{\text{chem}} < t_{\text{kol}}$  dargestellt. Daraus folgt eine dünne Flammfront, die als Diskontinuität betrachtet werden kann (Flammenform ist aufgrund der turbulenten Strömung gewellt bzw. gefaltet). Die Flamme ist an dem Ort verankert, wo das stöchiometrische Mischungsverhältnis auftritt. Phänomenologisch wird die Verbrennung als reine Diffusionsflamme betrachtet. In der unteren Skizze ist die Vorstellung für  $t_{\text{chem}} > t_{\text{int}}$  abgebildet. Hier treten nahezu in der gesamten Scherschicht Verbrennungsreaktionen auf. Große Teile der Scherschicht ähneln somit einem ‚well stirred reactor‘.

Welches Regime nun lokal und zu einem bestimmten Zeitpunkt vorliegt, hängt von den relevanten Zeitskalen ab. Die Ergebnisse aus Kapitel 5 zeigen, daß die turbulenten Zeitskalen, die charakteristisch für die turbulente Vermischung sind, sich innerhalb eines Spektrums von  $0.3 \mu\text{sec}$  (kolmogorovsche Turbulenzskala) bis maximal  $50 \mu\text{sec}$  (integrale Turbulenzskala) im injektornahen Bereich (bis max. 30 mm stromab vom Injektor) befinden. Es ist gezeigt worden, daß stromab sowohl Längen- als auch Zeitskalen der Turbulenz ansteigen. Anders

verhalten sich die chemischen Zeitskalen. Aufgrund der Erwärmung der Treibstoffe sinken die chemischen Zeitskalen stromab. In Kapitel 5 wurde dargestellt, daß die relevanten Längen- und Zeitskalen, auf denen die entscheidenden physikalisch-chemischen Prozesse ablaufen, sich über mehrere Größenordnungen erstrecken. Vor allem die chemischen Zeitskalen, die stark nicht-linear von der initialen Mischungstemperatur abhängen, reichen von ca. 1 msec für eine Mischung mit einer initialen Temperatur von 1000 K bis zu 0,1  $\mu$ sec für 2000 K. Dies hat zur Folge, daß lokal sehr unterschiedliche Flammenstrukturen und Verbrennungsmechanismen auftreten können. Eine Einteilung im Borghi-Diagramm liefert somit nicht einen Punkt, sondern eine Fläche, in der man sich für bestimmte lokale Positionen innerhalb der reagierenden Scherschicht befindet. Das in Kapitel 5.6 dargestellte Borghi-Diagramm (siehe Bild 5.40) ist an die untersuchte Modellbrennkammer bzw. deren Betriebsbedingungen angepaßt. Es gibt Aufschluß darüber, welches Regime an welchem Ort im zeitlichen Mittel vorherrscht. Zusammenfassend kann man sagen, daß sich das dominierende Regime über den axialen Abstand hinweg in Richtung der dünneren Flammfronten verschieben wird. Ein wichtiger Grund hierfür ist die Aufheizung der Medien und die damit verbundenen höheren Mischtemperaturen und kürzeren chemischen Zeitskalen. Aber gerade diese Mischtemperaturen sind ein noch nicht gelöstes Problem. Ihre exakte Quantifizierung steht noch aus. Die Modellgrundlage moderner CFD-Verfahren muß die oben dargestellten Problematiken berücksichtigen. Die wahrscheinlichsten Bedingungen,  $Da > 1$  bzw.  $Ka > 1$  in Injektornähe und  $Da > 1$  bzw.  $Ka < 1$  weiter stromab müssen zusammen mit den daraus resultierenden unterschiedlichen Flammenstrukturtypen von den Verbrennungsmodellen beschrieben werden können, wenn man gesamte Raketenbrennkammern rechnen will. Die vielversprechendsten Modellansätze, die diese Forderungen erfüllen können sind pdf-Modelle, da sie sehr realitätsnah die Wahrscheinlichkeiten relevanter Verbrennungsgrößen wie z.B. der Reaktionsrate abhängig von Einflußgrößen, die die Wahrscheinlichkeitsverteilung bestimmen (z.B. Korrelationen von Turbulenzgrößen  $Z'$  oder  $u'$ ), angeben können.

Die in dieser Arbeit festgestellten großskaligen Instabilitäten, die ab einem Injektorabstand von ca. 20-30 mm auftreten, bewirken instationäre Effekte, die nicht durch eine stationäre Simulation mit dem  $k$ - $\epsilon$ -Turbulenzmodell beschrieben werden können. Ob eine instationäre Rechnung mit einem Zweigleichungs-Turbulenzmodell diese Instabilitäten richtig wiedergeben würde ist ebenfalls fragwürdig. Aber auch hierbei können pdf-Modelle eingesetzt werden, um korrekte statistische Mittelwerte zu berechnen.

Um die oben genannten Aufgabenstellungen experimentell tiefergehender zu erforschen, sind äußerst hohe Anforderungen an die Meßtechnik zu erfüllen. Als Ausblick für zukünftige Arbeiten auf diesem Gebiet wird vorgeschlagen, intensiv quantitative Meßtechniken anzuwenden und systematisch solche reagierenden Scherschichten zu vermessen. Eine sehr große Hilfe wären dabei Konzentrationsmessungen innerhalb der reagierenden Scherschicht, die eine sehr gute lokale und zeitliche Auflösung besitzen. Die Anforderung an die zeitliche Auflösung ist, daß bei einem Einzelbild ein ‚eingefrorenes Bild‘ erhalten werden muß. Bei den hier realistischen Strömungsgeschwindigkeiten ist somit eine zeitliche Auflösung von  $< 1 \mu$ sec unbedingt notwendig. Die lokale Auflösung sollte im Bereich der kleinsten turbulenten Wirbel liegen. Diese Anforderungen können mit einer 1-dimensionalen Raman-Messung erfüllt werden. Sehr interessant sind hierbei die Auflösung von  $H_2$ - und  $O_2$ -Konzentrationsprofilen, da man hiermit sehr schnell Aufschluß über die lokal vorhandene Flammenstruktur erhalten kann. Wenn sich das  $O_2$ - und das  $H_2$ -Profil überlappen, ist bewiesen, daß lokal am gleichen Ort beide Treibstoffe nebeneinander existieren können. Folglich hat man in diesem Fall sicherlich verbreiterte Flammfronten, und der Ansatz „mixed is burnt“ (unendlich schnelle Chemie) ist nicht anwendbar. Da beide am gleichen Ort zur gleichen Zeit mit hohen Konzentrationen existieren, ist dies also ein Indiz, daß hier die Vermischung schneller war als die



Verbrennung, und um die Kopplung der Strömung mit der Verbrennung exakt zu erfassen, muß das chemische Reaktionssystem kinetisch gerechnet werden (Arrhenius). Überlappen sich dagegen die  $O_2$ - und  $H_2$ -Profile nicht bzw. sind die Konzentrationen so gering, daß sie den Gleichgewichtskonzentrationen entsprechen, bedeutet dies, daß der Wasserstoff und der Sauerstoff nicht am gleichen Ort zur gleichen Zeit nebeneinander existieren können. Der „mixed is burnt“ Ansatz ist hier anwendbar und die Flammfront ist in diesem Fall sehr dünn. Die bisherigen Ergebnisse der Zeitskalen zeigen, daß in den meisten Fällen eine Überlappung vorhanden sein muß, mit allerdings sehr unterschiedlichen Breiten. Damit ist aber die Flammenstruktur bzw. die Interaktion der Turbulenz auf die Verbrennung noch nicht geklärt. Denn dies wird durch die relevanten Zeit- bzw. Längenskalen der Turbulenz und der Chemie bestimmt. Die Zeitskalen der Turbulenz sind bekannt, die der Chemie hängen, wie weiter oben ausgeführt, von der Mischtemperatur des Wasserstoffs mit dem Sauerstoff ab. Hier muß man an dem Ort, an dem man die überlappenden Konzentrationsprofile gemessen hat, Speziestemperaturen von  $O_2$  und  $H_2$  mittels CARS Messungen quantifizieren. Sind diese Temperaturen bekannt, kann man somit anhand der in Kapitel 5.3 dargestellten Parameterstudien die chemischen Zeitskalen berechnen und sie mit den an diesem Ort vorhandenen turbulenten Zeitskalen (siehe Kapitel 5.4) vergleichen. Anschließend können, analog zu der in dieser Arbeit vorgestellten Vorgehensweise, die Damköhler- und Karlovitzzahlen bestimmt werden, und somit anhand des Borghi-Diagramms die Flammenstruktur und Verbrennungsphänomenologie abgeleitet werden.

## 7 Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit befaßte sich mit den Problemen, die bei der Modellierung von Raketebrennkammern auftreten. Es wurden wesentliche Vorgänge in  $H_2/LOX$ -Raketentriebwerken experimentell untersucht und numerisch simuliert mit dem Ziel, Hinweise für die exakte Behandlung der reaktiven Brennkammerströmung unter den herrschenden extremen Betriebsbedingungen zu geben, die durch koaxiale Injektion kryogener Medien und hohem (nahe- oder überkritischem) Druck gekennzeichnet ist. Die Komplexität der dominierenden Phänomene, die auch die integralen Leistungsdaten von Triebwerken bestimmen, ist aufgezeigt worden.

Bei den experimentellen Brennkammeruntersuchungen wurden als Diagnostikmethoden Schattenaufnahmetechniken, OH- und  $H_2O$ -Imaging verwendet. Es wurden Versuche sowohl im unterkritischen (1,8 bar und 30 bar) als auch im überkritischen Druckbereich (60 bar) durchgeführt. Die Injektionsprozesse, dominiert durch den  $O_2$ -Strahl, die als Randbedingung für die Strömung und Verbrennung in der reagierenden Scherschicht dienen, sind phänomenologisch erfaßt worden. Dabei hat sich gezeigt, daß der Sauerstoffkernstrahl ab einer bestimmten Entfernung zum Injektor (20-30 mm) zu Instabilitäten neigt. Dies führt zu Interaktionen zwischen den Injektionsprozessen und dem umgebenden Strömungsfeld, die phänomenologisch aufgezeigt wurden, aber die noch nicht modelliert werden können. Zum vollständigen Verständnis der physikalisch-chemischen Prozesse in reagierenden Scherschichten und deren Interaktion mit dem Sauerstoffkernstrahl sind quantitative und qualitative Daten über Geschwindigkeitsfeld, Spezies- und Temperaturverteilungen in der Flammenregion unverzichtbar.

Die erzielten experimentellen Ergebnisse wurden mit den parallel durchgeführten numerischen Simulationen verglichen. Es hat sich dabei, trotz des relativ einfachen Turbulenzmodells ( $k-\epsilon$ ), eine zufriedenstellende Übereinstimmung im Hinblick auf die Ermittlung von integralen Längen- und Zeitskalen ergeben. Für die aufgetretenen Diskrepanzen, insbesondere die unterschiedliche Dicke der Flammenschicht in Experiment und Simulation, wurden die Ursachen identifiziert und Verbesserungsvorschläge gemacht. Es hat sich herausgestellt, daß die Annahme des chemischen Gleichgewichts die Realität in der untersuchten Modellbrennkammer nicht korrekt wiedergibt. Die Verbrennungsmodellierung mit Hilfe von Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (pdf) und der Berücksichtigung von chemischen Nicht-Gleichgewichtseffekten würde hier wesentlich bessere Ergebnisse liefern. Ausgehend von bestehenden Modellvorstellungen über turbulente Verbrennungsprozesse konzentrierte sich die Arbeit auf die Definition der maßgebenden Verbrennungsregimes, die bestimmt werden durch die relevanten Zeit- und Längenskalen der Turbulenz und der Chemie. Anhand der experimentell gemessenen OH-Verteilungen wurden Längenskalen ermittelt, die mit Hilfe der Datensätze der numerischen Simulation und mit Hilfe theoretischer Ansätze aus der Turbulenzlehre in Zeitskalen umgerechnet wurden. Dabei hat sich herausgestellt, daß im injektornahen Gebiet die relevanten Mischzeiten im Bereich zwischen ca. 0,3-50  $\mu\text{sec}$  liegen. Ebenfalls wurde eine Parameterstudie zur Ermittlung der chemischen Zeitskalen durchgeführt. Hierbei wurde für relevante Bedingungen das kinetische Reaktionssystem gerechnet und als charakteristische Zeitskala die Zeit definiert, die das jeweilige System benötigt, um bei den gegebenen Anfangsbedingungen ins chemische Gleichgewicht zu gelangen. Bei diesen Untersuchungen wurde ein dominanter Einfluß der Mischtemperatur ( $T_{\text{init}}$ ) in der reagierenden Scherschicht auf die chemische Zeitskala festgestellt, das zur Folge hat, daß die chemische Zeitskala abhängig von der Mischtemperatur über mehrere Größenordnungen variieren kann (1 msec für  $T_{\text{init}} = 1000 \text{ K}$  bzw. 0.1  $\mu\text{sec}$  für  $T_{\text{init}} = 2000 \text{ K}$ ). Diese chemischen Zeitskalen wurden mit den experimentell ermittelten turbulenten Zeitskalen verglichen, und aus diesen Ergebnissen

konnten die lokal dominierenden Flammenstrukturen mit Hilfe der Theorien von Borghi und Peters abgeleitet werden. Hiernach ist wahrscheinlich, daß nahe dem Injektor sogenannte „verbreiterte Reaktionszonen“ vorherrschen, während stromab eher „gefaltete Flammen“ dominant sind. Die Scherschichtdicke nimmt jedoch stromab stetig zu. Während die reagierende Scherschicht im injektornahen Gebiet stabil ist, unterliegt ihre radiale Position weiter stromab großskaligen Fluktuationen, die aufgrund von Instabilitäten des Sauerstoffkernstrahles herrühren. Die Flamme, die sich innerhalb der reagierenden Scherschicht befindet, kann aufgrund dieser Prozesse lokal verlöschen (lokales Quenching), was zum Regime der „zerrissenen Flammen“ bzw. „verstreuten Reaktionszonen“ führen kann.

Es hat sich herausgestellt, daß die relevanten Vorgänge in der reagierenden Scherschicht wesentlich komplexer sind als bisher angenommen. Bei dieser Aufgabenstellung handelt es sich um ein geometrisch dreidimensionales Problem, das hochturbulent und auch auf makroskopischer Skala sehr instationär ist. Aus diesen Erkenntnissen folgt, daß es eine äußerst anspruchsvolle Aufgabe ist, Modelle bzw. CFD-Programme zu entwickeln, die vollständige Brennkammern über verschiedene Betriebspunkte und mit verschiedenen Brennkammergeometrien exakt beschreiben können. Ein vielversprechender Ansatz ist hierbei die Large-Eddy-Simulation, die auch die kritischen Phänomene, wie z.B. die Instabilität des Sauerstoffkernstrahles, korrekt wiedergeben kann. Allerdings ist ihre Anwendung aufgrund der erforderlichen feinen Gitterauflösung und kleinen Zeitschrittweiten für technisch relevante Probleme zu aufwendig. Somit ist festzustellen, daß in naher Zukunft mit numerischen Simulationen mehr als eine Entlastung der Experimente noch nicht möglich sein wird. Deshalb ist auch eine Verbesserung der experimentellen Untersuchungsmöglichkeiten ebenso wichtig, wie die Weiterentwicklung von Modellen hin zu größerer Allgemeingültigkeit. Bei den experimentellen Untersuchungen ist in den letzten Jahren die optische und vor allem die laseroptische Diagnostikmethode stark in den Vordergrund gerückt. Bei weiteren Untersuchungen sollen deshalb laseroptische Diagnostikverfahren zum Einsatz kommen: CARS (Coherent-Anti-Stokes-Raman-Spectroscopy), um Temperaturen in der Flammenregion zu messen, und Raman, um Speziesverteilungen zu untersuchen. Die detaillierte Vermessung der Treibstofftemperaturen und der Konzentrationsverteilungen innerhalb reagierender Scherschichten liefert quantitative Datensätze, mit denen es über statistische Analysen möglich sein wird, lokale Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen (pdf) der relevanten Größen und somit auch Häufigkeitsverteilungen der lokal auftretenden Flammenstrukturen bzw. der dominierenden Regimes der turbulenten Verbrennung zu erstellen.

Außerdem soll als Ziel angestrebt werden, makroskopische Strukturen zeitlich korreliert (hohe zeitliche Auflösung) zu visualisieren. Dazu müssen Hochgeschwindigkeitsaufnahmetechniken angewandt werden (z.B. Trommelkamera oder high-speed CCD-Kamera). Mit diesen experimentellen Ergebnissen wird ein sehr wichtiger Datensatz erzeugt, mit dessen Hilfe verbesserte Modellansätze entwickelt werden können. Vor allem kann man aber, wie es in Kapitel 3 und 4 gezeigt wurde, diese Datensätze mit verschiedenen numerischen Simulationen vergleichen und so die benutzten Modelle verifizieren und Gültigkeitsgrenzen angeben. Anhand der phänomenologischen Untersuchung mittels Schattenaufnahmen und Hochgeschwindigkeitskinematographie kann sehr viel über die makroskopischen Einflußparameter gelernt werden, wie z.B. über den Einfluß des Impulsstromverhältnisses des  $H_2$ - und  $O_2$ -Strahles und dessen integralen Einflüsse auf die Strahllänge und -stabilität des Sauerstoffs. Beides, die phänomenologische Untersuchung der makroskopischen Strukturen zur Erfassung integraler Daten und die quantitative detailorientierte Untersuchung thermodynamischer Größen zur Bestimmung lokaler Einflußparameter, führen zu einem besseren Verständnis der Brennkammervorgänge und ermöglichen somit eine Verbesserung der Modelle für eine numerische Berechnung dieser Phänomene.

## 8 Literaturverzeichnis

- [1] H. Immich, W. Mayer: *Cryogenic Liquid Rocket Engine Technology Developments within the German National Technology Programme*; AIAA 97-2822, 33<sup>rd</sup> Joint Propulsion Conference, Seattle, WA, 1997
- [2] C. Puissant, M. J. Glogowski, M. M. Micci: *Experimental Characterization of Shear Coaxial Injectors Using Liquid/Gaseous Nitrogen*; *Atomization and Sprays*; 1997, Volume 7, issue 5, page 467-478
- [3] M. Gonzales, R. Borghi, A. Saouab: *Interaction of a flame front with its self-generated flow in an enclosure – The ‘tulip flame’ phenomenon*; *Combustion and Flame* (ISSN 0010-2180), Vol. 88, Feb. 1992, pp. 201-220
- [4] B. Chehroudi, D. Talley, E. Coy: *Initial Growth Rate and Visual Characteristics of a Round Jet into a Sub- to Supercritical Environment of Relevance to Rocket, Gas Turbine and Diesel Engines*; AIAA 99-0206, 37<sup>th</sup> Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, 1999
- [5] Z. Farago, N. Chigier: *Parametric experiments on coaxial airblast jet atomization*; Presented at: Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exposition; Brussels June 11-14, 1990, Asme 90-Gt-81
- [6] Z. Farago, N. Chigier: *Morphological Classification of Disintegration of Round Liquid Jets in a Coaxial Air Stream*; *Atomization and Sprays*, 1992
- [7] J. C. Oefelein, V. Yang: *Analysis of Transcritical Spray Phenomena in Turbulent Mixing Layers*; AIAA 96-0085, 34<sup>th</sup> Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, January 15-18, 1996, Reno, NV
- [8] J. C. Oefelein, V. Yang: *Simulation and Analysis of Supercritical Multiphase Combustion Processes*; AIAA 96-2880, 32<sup>nd</sup> Joint Propulsion Conference, July 1-3, 1996, Lake Buena Vista, FL
- [9] G. M. Faeth: *Mixing, Transport and Combustion in Sprays*; *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 13, 1987; pp. 293-345
- [10] P. Lafon, V. Yang, M. Habiballah: *Pressure-Coupled Vaporization and Combustion Responses of Liquid Oxygen (LOX) Droplets in Supercritical Hydrogen Environments*; AIAA 95-2423, 31<sup>st</sup> Joint Propulsion Conference, San Diego, CA, 1995
- [11] J. S. Shuen, A. S. P. Solomon, Q. F. Zhang, G. M. Faeth: *Structure of Particle – Laden Jets: Measurements and Predictions*; *AIAA Journal*, Vol. 23, No. 3, pp. 396 – 404, 1985
- [12] D. B. Spalding: *Mixing and chemical reaction in steady confined turbulent flames*; 13<sup>th</sup> Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, 1970, Pittsburg pp. 649

- [13] Erlebacher G., Hussaini M.Y., Speziale: *Toward the large eddy simulation of compressible turbulent flows*; Journal of fluid mechanics, vol. 238, 1992; P. 155-185
- [14] A. Leonard: *Energy Cascade in Large-Eddy Simulations of Turbulent Fluid Flows*; Advances of Geophysics, Vol. 18, 1974; pp. 237-248
- [15] C. G. Hsiao, P. Lafon, V. Yang: *Supercritical Gasification of Liquid Oxygen (LOX) Droplets in a Hydrogen Stream*; Joint Army-Navy-NASA-Air Force (JANNAF) Combustion Subcommittee Meeting; Marshall Space Flight Center, Huntsville, Alabama, October 23-27, 1995
- [16] J. S. Rowlinson, Watson: *The Prediction of the Thermodynamic Properties of Fluids and Fluid Mixtures –I: The Principle of Corresponding States and its Extensions*; Chemistry and Engineering Science, Vol. 24, No. 8; 1965; pp. 1565-1574
- [17] R. C. Reid, J. M. Prausnitz, B. E. Poling: *The Properties of Gases and Liquids*; 4<sup>th</sup> Edition; McGraw-Hill 1987
- [18] S. S. Girimaji: *Assumed  $\beta$ -pdf Model for Turbulent Mixing: Validation and Extension to Multiple Scalar Mixing*; Combustion Science and Technology, Vol. 78, 1991; pp. 177-196
- [19] D. Veynante, F. Lacas, S. M. Candel: *A new Flamelet Combustion Model Combining Premixed and Non-Premixed Turbulent Flames*; Published by the American Institute of Aeronautics and Astronautics; AIAA 89-0487
- [20] R. Borghi: *Turbulent Combustion Modelling*; Prog. Energy Combust. Sci. 1988, Vol. 14, pp. 245-292
- [21] R. Borghi: *On the structure and morphology of turbulent premixed flames*; Recent Advances in the Aerospace Sciences, C. Casci (Ed.), pp. 117-138, Plenum Publishing Corporation, 1985
- [22] R. Borghi, S. N. B. Murthy (Eds.): *Turbulent reactive flows*; Lectures Notes in Engineering, Vol. 40; New York, Springer-Verlag, 1989
- [23] H. Schlichting, K. Gersten: *Grenzschicht-Theorie*; 9. Auflage, Springer-Verlag, 1997, ISBN 3-540-55744-x
- [24] L. Prandtl, K. Oswatitsch, K. Wieghardt: *Führer durch die Strömungslehre*; Vieweg, Wiesbaden, 1990, ISBN 3-52-828209-6
- [25] B. E. Launder, D. B. Spalding: *Lectures in Mathematical Models of Turbulence*; Academic Press, London, 1972, ISBN 0-12-438050-6
- [26] G. Krieger, E. P. Hassel, J. Janicka, J.-Y. Chen: *Monte-Carlo and presumed PDF modeling of turbulent hydrogen-nitrogen diffusion flames*; Proceeding of the Second International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer, Delft, Netherlands, June 9-12, pp. 695-702, 1997

- [27] S. B. Pope: *Transport equation for the joint probability density function of velocity and scalars in turbulent flow*; Phys. Fluids, Vol. 24 (4), pp. 588-596, 1981
- [28] S. Pal, M. D. Moser, H. M. Ryan, M. J. Foust, R. J. Santoro: *Shear Coaxial Injector Atomization Phenomena for Combusting and Non-Combusting Conditions*; Atomization and Sprays, Vol. 6, pp. 227-244, 1996
- [29] M. J. Foust, M. Deshpande, S. Pal: *Experimental and Analytical Characterization of a Shear Coaxial Combusting GO<sub>2</sub>/GH<sub>2</sub> Flowfield*; AIAA 96-0646, 34<sup>th</sup> Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, January 15-18, 1996, Reno, NV
- [30] S. Yeralan, S. Pal, R. J. Santoro: *Major Species and Temperature Profiles of LOX/GH<sub>2</sub> Combustion*; AIAA 97-2940, 33<sup>rd</sup> Joint Propulsion Conference, Seattle, WA, 1997
- [31] H. Tamura et al.: *LOX/LH<sub>2</sub> Subscale Swirl Coaxial Injector Testing*; AIAA 97-2906, 33<sup>rd</sup> Joint Propulsion Conference, Seattle, WA, 1997
- [32] L. Vingert, M. Habiballah, P. Hervat, F. Dugué, P. Vuillermoz: *Evolution of the MASCOTTE test bench to high pressure operation and related combustor technology issues*; Colloque Franco-Allemand sur la Combustion dans les Moteurs-Fusées, 1997; ONERA-Report No.: ONERA/TP-1998/68
- [33] P. Gicquel, E. Brisson, L. Vingert: *Experimental investigation of a LOX spray under hot fire conditions*; ICLASS 97; Report-Nr. ONERA/TP-1997/124
- [34] R. J. Litchford, S.-M. Jeng: *LOX Vaporization in High-Pressure, Hydrogen-Rich Gas*; AIAA 90-2191, Orlando, FL, 1990
- [35] J.-P. Delplanque: *Liquid Oxygen Droplet Vaporization and Combustion: Analysis of Transcritical Behaviour and Application to Liquid Rocket Instability*; Ph. D. Thesis, University of California, Irvine, 1992
- [36] J. Daou: *Étude de la Vaporization-Combustion des Gouttes D'oxygene Liquide (LOX) à Haute Pression*; Thèse de l'Université de Provence, Marseille, 1994
- [37] W. Mayer, B. Ivancic, A. Schik, U. Hornung: *Propellant Atomization in LOX/GH<sub>2</sub> Rocket Combustors*; AIAA 98-3685, AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, 13.-15. July, Cleveland, OH
- [38] D. B. Macleod: *Correlations for Liquids-Surface Tension*; Trans. Faraday Soc., 19 : 38, (1923)
- [39] S. Sudgen: Journal Chem. Soc., 32, 1924
- [40] B. Widom: *Structure of the Interface between Fluid Phases*; Faraday Symp. Chem. Soc., Vol. 16, issue 7, 1981
- [41] J. E. Lennard-Jones, J. Corner: Journal Trans. Faraday Soc., 36, pp. 1156, 1940
- [42] W. O. H. Mayer: *Zur koaxialen Flüssigkeitszerstäubung im Hinblick auf die Treibstoffaufbereitung in Raketentriebwerken*; DLR-Forschungsbericht; DLR-FB 93-09

- [43] S. J. Leib, M. E. Goldstein: *The generation of Capillary Instabilities on a Liquid Jet*; Journal of Fluid Mech. Vol. 168, pp. 479-500, 1986
- [44] R. E. Childs, N. N. Mansour: *Simulation of Fundamental Atomization Mechanism in Fuel Sprays*; AIAA 88-0238, 1988
- [45] S. Hevert, S. Mahalingam, J. W. Daily: *Velocity Profile Effects on the Stability of a Liquid Jet*; University of Colorado at Boulder, CCR Report No. 91-06
- [46] J. Laufer: *The Structure of Turbulence in Fully Developed Pipe Flow*; National Bureau of Standards, Report No. 1174, 1954
- [47] C. J. Lawn: *The Determination of the Rate of Dissipation in Turbulent Pipe Flow*; Journal of Fluid Mech. 48, pp. 477, 1971
- [48] F. Unger, R. Friedrich: *Large-eddy simulation of fully developed turbulent pipe flow*; Eight Symposium On Turbulent Shear Flows, München 1991
- [49] A. J. Przekwas: *Theoretical Modeling of Liquid Jet and Sheet Breakup Processes*; Published by American Institute of Aeronautics and Astronautics, pp. 211-239, 1995
- [50] D. R. Reitz: *Mechanism of Breakup of Round Liquid Jets*; Encyclopedia of Fluid Mechanics, Bd. 3, pp. 233-249, Gulf Publishing, West Orange, Nj, 1986
- [51] C. T. Crowe: *Two-Fluids vs. Trajectory Models - Range of Applicability*; ASME FED Volume, 35, pp. 91-95, 1986
- [52] C. T. Crowe, M. P. Sharma, D. E. Stock: *The Particle – Source – In Cell (PSI-CELL) Model for Gas – Droplet Flows*; Journal of Fluids Engr., 99, pp. 325-332, 1977
- [53] R. Labani: *Entwicklung und Implementierung eines Modells zur Beschreibung der Einzeltropfendispersion in turbulenter Gasumgebung*; Diplomarbeit, ITLR Universität Stuttgart; Interner DLR-Bericht, IB 643-91/13, 1991
- [54] M. M. Clark: *Drop Breakup in a Turbulent Flow-I, Conceptual and Modeling Considerations*; Chem. Eng. Sci., Vol. 43, 3, pp. 671-679, 1988
- [55] A. Wierzba, K. Takayama: *Experimental Investigation on Liquid Droplet Breakup in a Gas Stream*; Rep. Inst. High Speed Mech., Vol. 53, No. 382, 1987
- [56] A. Schik: Private Mitteilung
- [57] G. A. E. Godsave: *Studies of the combustion of drops in a fuel spray*; 4<sup>th</sup> Symp. (Int.) on Combustion, pp. 818-830, 1953
- [58] R. J. Priem, M. J. Heidmann: *Propellant vaporization as a design criteria for rocket engine combustion chambers*; NASA TR-67, 1960
- [59] C. K. Law, W. A. Sirignano: *Unsteady droplet combustion with droplet heating*; Combustion and Flame 28, pp. 175-186, 1977

- [60] P. Olthoff: *Modellierung des Tropfenverdunstungsprozesses bei überkritischem Umgebungsdruck*; DLR-Forschungsbericht; DLR-FB 93-54
- [61] C. A. Varnavas: *A droplet evaporation model for high temperature and pressure spray applications*; University of Illinois, Urbana, UMI Order Number 9512582
- [62] F. N. Scheubel: *Über die Zerstäubung in Vergasern*; Jahrbuch der wissenschaftlichen Gesellschaft für Luftfahrt, R, Oldenburg, München und Berlin, 1927
- [63] R. D. Reitz, F. V. Bracco: *On the dependence of spray angle and other spray parameters on nozzle design and operating conditions*; SAE international Congress and Exposition, SAE Paper no. 790494, Detroit, Michigan, February 26-March 2, 1997
- [64] W. W. Koschel, O. J. Haidn, G. Krülle: *P8-The new French/German test facility for H<sub>2</sub>/O<sub>2</sub>-high pressure rocket engine combustion research*; 11<sup>th</sup> World Hydrogen Energy Conference, June 23-28, 1996, Stuttgart, Germany
- [65] J. Gastal: *Ariane Third Stage Ignition Improvement*; AIAA 88-2932, 24<sup>th</sup> Joint Propulsion Conference, Boston, Massachusetts, 1988
- [66] J. Gastal, J. R. L. Barton: *VULCAIN: A Cryogenic Engine for Ariane 5*; S.E.P. B.P. 802, Vernon, France, 1993
- [67] J. Gastal, J. R. L. Barton: *The Vulcain Cryogenic Engine*; Spacecraft Propulsion, January 25-29, 1993, SEP, Vernon, France
- [68] O. Helwich: *Kurzzeitphotographie – Bericht über den VII. Internationalen Kongreß für Kurzzeitphotographie und Hochfrequenzkinematographie*; Zürich, 12.-18. September 1965
- [69] A. Trautmann: *Hochgeschwindigkeitskinematographie und digitale Bildverarbeitung als Diagnostikmethode zur Untersuchung von Vorgängen der Treibstoffaufbereitung im Sprühfeld von Koaxial-Injektoren*; DLR Interner Bericht; DLR-IB 643-93/2, 1993
- [70] G. Herding, R. Snyder, C. Rolon, S. Candel: *Investigation of Cryogenic Propellant Flames Using Computerized Tomography of Emission Images*; Journal of Propulsion and Power, Vol. 14, No. 2, March-April 1998
- [71] M. C. Burrows, L. A. Povinelli: *Emission Spectra from High-Pressure Hydrogen-Oxygen Combustion*; NASA Technical Note D-1305, Lewis Research Center, Cleveland, Ohio, 1962
- [72] A. Tripathi, M. Juniper, P. Scouflaire, D. Durox, C. Rolon, S. Candel: *Lox Tube Recess in Cryogenic Flames Investigated using OH and H<sub>2</sub>O Emission*; AIAA 99-2490; 35<sup>th</sup> Joint Propulsion Conference and Exhibit, 20-24 June 1999, Los Angeles, California
- [73] V. Schmidt: *pgmabel – Ein Programm zur Abeltransformation von Bildern mit Rotationssymmetrie*; DLR Lampoldshausen, netPBM Auflage, Oktober 1997



- [74] W. O. H. Mayer, A. Schik, B. Vielle, C. Chauveau, I. Gökalp, D. G. Talley, R. D. Woodward: *Atomization and Breakup of Cryogenic Propellants Under High-Pressure Subcritical and Supercritical Conditions*; Journal of Propulsion and Power, Vol. 14, issue 5, 1998, pp. 835-842
- [75] W. O. H. Mayer, A. Schik, C. Schweitzer, M. Schäffler: *Injection and Mixing Processes in High Pressure LOX/GH<sub>2</sub> Rocket Combustors*; AIAA 96-2620; 32<sup>th</sup> Joint Propulsion Conference, July 1-3 1996, Lake Buena Vista, FL
- [76] W. O. H. Mayer, H. Tamura: *Propellant Injection in a Liquid Oxygen/Gaseous Hydrogen Rocket Engine*; Journal of Propulsion and Power, Vol. 12, No. 6, pp. 1137-1147, 1996
- [77] S. Candel, G. Herding: *Experimental investigation of shear-coaxial cryogenic jet flame*; Office National d'Études de Recherches Aérospatiales: 3. International Symposium on Space Propulsion, Beijing 11-13 August 1997, Report-Nor. ONERA/TP-1997/132
- [78] G. N. Abramovitsch: *The Theorie of turbulent jets*; M.I.T. Press, 1963
- [79] P. Deuflhard, G. Bader, U. Nowak: *LARKIN – A Software Package for the Simulation of Large Systems arising in chemical Reaction Kinetics*; Univ. Heidelberg, SFB 123: Techn. Rep. 100 (1980) in: K.H. Ebert, P. Deuflhard, W. Jaeger (Ed.): *Modelling of Chemical Reaction Systems*; Springer Series Chem. Phys. 18 (1981)
- [80] G. Bader, U. Nowak, P. Deuflhard: *An Advanced Simulation Package for Large Chemical Reaction Systems*; Univ. Heidelberg, SFB 123: Techn. Rep. 149 (1982)
- [81] Klaus Görner: *Technische Verbrennungssysteme; Grundlagen, Modellbildung, Simulation*; Springer-Verlag 1991.
- [82] N. Peters: *Fifteen Lectures on Laminar and Turbulent Combustion*; Ercoftac Summer School, September 14-28, 1992; Aachen Germany; RWTH Aachen.
- [83] N. Peters: *Laminar diffusion flamelet models in non-premixed turbulent combustion*; Progress in Energy and Combustion Science 10 (1984), 319-339.
- [84] N. Peters: *Flamelet-Modelle zur Berechnung turbulenter Diffusionsflammen*; 7. DVV-Kolloquium, Modellierung und Diagnostik stationärer Verbrennung, 1990, Lehrstuhl für Technische Thermodynamik, RWTH Aachen
- [85] N. Peters: *Length Scales in Laminar and Turbulent Flames*; in: Numerical Approaches to Combustion Modeling (Eds.: Elaine S. Oran, Jay P. Boris), Vol.135 Progress in Astronautics and Aeronautics, (1991), 155-182
- [86] N. Peters: *Length and time scales in turbulent combustion*; U.S.-France Workshop on Turbulent Reacting Flows, Rouen 1987, in: Lecture Notes in Engineering 40, Turbulent Reactive Flows, R. Borghi, S.N.B. Murthy (Eds.), Springer Verlag 1989
- [87] K. K. Kuo: *Principles of Combustion*; John Wiley & Sons, Inc., 1986

- [88] K. K. Ng, A. F. Ghoniem: *Numerical Simulation of a Confined Shear Layer*; 10<sup>th</sup> International Colloquium on Dynamics of Explosions and Reactive System, Berkeley, California, August 4-9, 1985
- [89] W. Mayer, A. Schik, B. Ivancic, G. Krülle: *Atomization and Combustion of Cryogenic Liquids at High Pressures*; 13<sup>th</sup> Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems; Florence 9-11 July 1997
- [90] W. Mayer, A. Schik, B. Ivancic: *Cryogenic Propellant Atomization and Combustion*; 14<sup>th</sup> Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems; Manchester 6-8 July 1998
- [91] D. Veynante, L. Vervish, Linan, G. R. Ruetsch: *Triple Flame Structure and Diffusion Flame Stabilization*; In Proc. of Summer Prog. 1994, Center for Turbulence Research, Stanford University, CA, 1994
- [92] F. Lacas, S. Zikikout, S. M. Candel: *A comparison between calculated and experimental mean source terms in non premixed turbulent combustion*; AIAA 87-1782
- [93] J. Warnatz, U. Maas: *Technische Verbrennung, Physikalisch-Chemische Grundlagen, Modellbildung, Schadstoffentstehung*; Springer Verlag 1993
- [94] D. B. Spalding: *Development of Eddy-Break-Up Model of Turbulent Combustion*; 16<sup>th</sup> Symposium on Combustion, p. 1657, 1976
- [95] P. A. Libby, F. A. Williams: *Turbulent Reacting Flows*; Topics in Applied Physics, Vol. 44, Springer Verlag, New York, 1980
- [96] S. B. Pope: *A Monte Carlo Method for the pdf equations of turbulent reactive flow*; Combust. Sci. Technol. Vol. 25, pp. 159-174, 1981
- [97] J.W. Hartick, G.C. Krieger, G. Früchtel, M. Tacke, E.P. Hassel, and J. Janicka: *Joint Mixture Fraction - Heat Release Ratio, PDF in a Confined H<sub>2</sub>/Air Diffusion Flame*; Euromech-Ercofac-Colloq.on Statistical Properties of Turb. Gaseous Flames at Delft, NL, 1995
- [98] W. C. Gardiner, Jr.: *Combustion Chemistry*; Springer Verlag 1984
- [99] U. Maas, J. Warnatz: *Ignition Processes in Hydrogen-Oxygen Mixtures*; Combustion and Flame 74: 53-69 (1988)
- [100] F. A. Williams: *Combustion Theory*; Benjamin/Cummings Publishing Comp., Inc., California, 1988
- [101] D. Trimis, A. Melling, F. Durst: *LDV measurements of turbulent length scales in combusting flows with two-point correlations*; Seventh. Int. Symp. On Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, paper 2.2, 1994
- [102] N. Peters, M. Wirth, D. Keller: *Der Einfluß turbulenter und laminarer Längenskalen auf die turbulente Flammenausbreitung*; Kolloquium des Sonderforschungsbereichs 224 der RWTH Aachen; S. 185-200, 1990

- [103] A. N. Kolmogorov: *The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluids for Very Large Reynolds Numbers*; Dokl. Akad. Nauk. SSSR, 30, 1941
- [104] L. Vervish, D. Veynante: *Turbulent Combustion Modeling*; Lecture Series: Introduction to Turbulent Combustion; Von Karman Institute for Fluid Dynamics, 22-26 March 1999
- [105] W. Eckl: *Vergleich experimenteller und berechneter Spektren 2- und 3-atomiger Moleküle in heißen Gasen*; Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (TH), Fakultät für Physik, 1992
- [106] R. A. Copeland, J. B. Jeffries and D. R. Crosley: *Transition Probabilities in OH  $A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$ : Bands with  $v' = 0$  and  $v'' = 0$  to 4'*; Chemical Physics Letters, 138, 425pp, 1986
- [107] Computational Aerodynamics Systems Co.: *Aeroshape-3D, Technical Description*; Universal Applied System for Numerical Simulation of Complex 3-D Turbulent Chemical Reacting Two Phase Flows, Version 1.4, 1996
- [108] C.-A. Schley: *Grobstruktur-Simulation turbulenter Strömungsphänomene im Hinblick auf destabilisierende Prozesse beim Strahlzerfall in Hochdruck- $H_2/O_2$ -Raketentriebwerken*; Dissertation, Universität Stuttgart, 1993
- [109] N. Peters: *Four Lectures on Turbulent Combustion*; Ercoftac Summer School, September 15-19, 1997; Aachen Germany; RWTH Aachen.

## 9 Anhang

### 9.1 Physikalische Prozesse beim Mischen von Fluiden

Mischprozesse von Flüssigkeiten und Gasen spielen in verschiedensten Industriezweigen eine sehr wichtige Rolle. Bei der Koaxialinjektion in Raketenbrennkammern muß der Mischprozeß zwischen dem Kraftstoff und dem Oxidator mehreren Anforderungen entsprechen. Die Treibstoffe sollten möglichst stabil verbrennen und einen hohen Verbrennungswirkungsgrad erreichen. Des weiteren sind mehrere strömungsmechanische Anforderungen zu erfüllen, wie z.B. eine möglichst kurze Aufbereitungslänge und die Verhinderung des Kontakts zwischen unverbranntem Sauerstoff und der Brennkammerwand. Ein solcher Kontakt führt i.a. zur Beschädigung der Brennkammerwand. Da der Mischvorgang in Raketenbrennkammern mittels Koaxialinjektion den Sinn hat, die Treibstoffe zu verbrennen, und da der Verbrennungsprozeß auf molekularer Skala abläuft, muß auch der Mischprozeß bis auf die molekulare Ebene betrachtet werden. Aus diesem Grunde wird hier der Mischprozeß in einen makroskopischen und einen mikroskopischen Anteil zerlegt und separat in zwei Unterkapiteln erläutert.

#### 9.1.1 Makroskopische Mischvorgänge

Die makroskopische Vermischung verläuft auf sehr unterschiedlichen Längenskalen, die ein Spektrum von mehreren Größenordnungen überschreiten können. Die größten relevanten Längenskalen entsprechen den geometrischen Abmessungen (z.B. bei einer Rohrströmung dem Rohrdurchmesser und, in dem hier betrachteten Fall, dem Vermischungsprozeß in der reagierenden Scherschicht, der lokalen Scherschichtdicke). Die kleinste relevante Längenskala, die noch zum makroskopischen Mischvorgang gehört, ist die kleinste turbulente Längenskala, die Kolmogorov-Längenskala. Innerhalb dieses Spektrums zwischen den größten und den kleinsten relevanten Skalen laufen mehrere physikalische Prozesse ab, die den makroskopischen Mischvorgang kontrollieren.

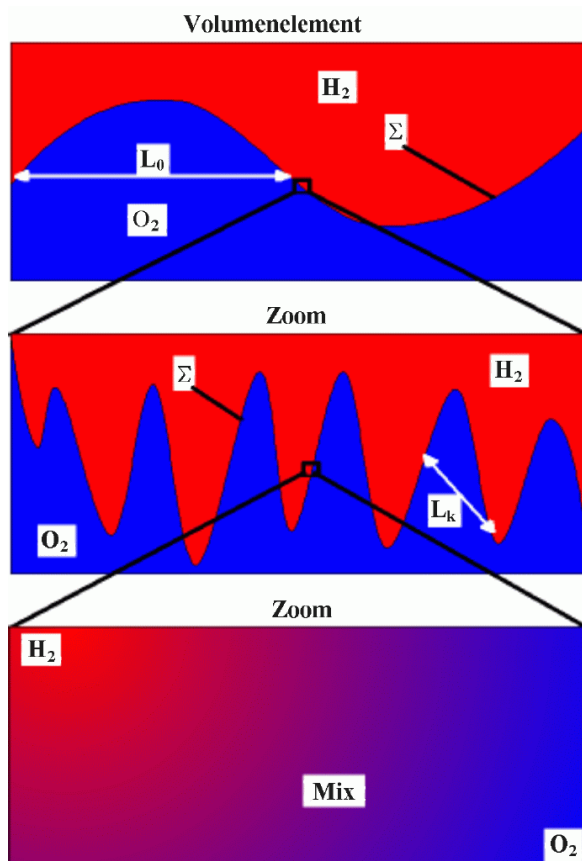
Hier werden die Einflüsse der Grenzflächenspannung auf die makroskopischen Mischvorgänge nicht berücksichtigt, da diese zusätzliche Problematik in Kapitel 2.2 behandelt wurde. Beim mechanischen Vermischen von Fluiden spielt die Kontakt- bzw. Grenzfläche zwischen den beiden Medien eine besondere Rolle. Durch Angabe der exakten räumlichen und zeitlichen Evolution dieser Kontaktfläche läßt sich die makroskopische Vermischung beschreiben. Diese Kontaktfläche kann aufgrund von Dehnung und Faltung ihre Form und Größe verändern. Die Güte der makroskopischen Vermischung läßt sich durch Quantifizierung der Zunahme der Kontaktfläche zwischen den Fluiden pro betrachtetes Volumen beschreiben. Diese Dehnung und Faltung der Kontaktfläche wird hervorgerufen durch die Strömung, also durch einen konvektiven und einen turbulenten Anteil. Die Dehnung  $\varepsilon$  läßt sich eindeutig quantifizieren indem man die Änderung der Länge (2D) oder Fläche (3D) einer markierten infinitesimalen Ausgangslinie (2D) oder eines infinitesimalen Flächenstückes (3D) betrachtet. Wird mit  $x$  eine Länge oder Fläche und mit  $x_0$  deren Ausgangsgröße betrachtet, so ist durch folgende Gleichung ein Maß für die Dehnung  $\varepsilon$  gegeben:

$$\varepsilon = \lim_{|dx_0| \rightarrow 0} \frac{|dx|}{|dx_0|} \quad (9.1)$$

Somit ist es möglich, vorausgesetzt die Strömungskinematik ist bekannt, die Güte des hier betrachteten einfachsten Falles der Vermischung aufgrund von Dehnung und Faltung zu beurteilen. Um nun detailliert die räumliche und zeitliche Evolution der Kontaktfläche  $\Sigma$  zu berechnen, muß eine Transportgleichung gelöst werden.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho} \tilde{\Sigma}) + \frac{\partial}{\partial x_k}(\bar{\rho} \tilde{u}_k \tilde{\Sigma}) = \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \overline{\rho D \frac{\partial \Sigma}{\partial x_k}} + \overline{\rho u_k'' \Sigma''} \right) \quad (9.2)$$

Die Kontaktfläche  $\Sigma$  stellt eine Fläche pro Volumenelement dar und hat somit die Dimension 1/m. Die einzelnen Einflußfaktoren auf die Evolution von  $\Sigma$ , wie die Veränderung der Kontaktfläche aufgrund der Konvektion, die sich auf großskaliger Basis abspielt und der Turbulenz, die auf dem gesamten turbulenten Längenspektrum abläuft, sind in dieser Gleichung enthalten. Zur Veranschaulichung sind in der folgenden Abbildung der konvektive und der turbulente Einfluß auf  $\Sigma$  dargestellt.



#### Konvektive Mischung:

Makroskopischer Mischvorgang; Relevante Längenskala  $L_0$  liegt in der Größenordnung der geometrischen Skala bzw. dem integralen turbulenten Längenmaß.

#### Turbulente Mischung:

Makroskopischer Mischvorgang; Die relevanten Skalen liegen im Bereich des turbulenten Spektrums d.h. von der großskaligen integralen Turbulenz  $L_0$  bis zu den kleinsten turbulenten Längenskalen  $L_K$  (Kolmogorov-Skala).

#### Molekulare Mischung:

Mikroskopischer Mischvorgang, beruht auf dem Diffusionsprozeß.

**Bild 9.1: Mischungsebene**

Bezugnehmend auf das nächste Kapitel ist auch der mikroskopische Mischvorgang (Fluiddiffusion) dargestellt. Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß bei der makroskopischen Mischung, die durch Konvektion bestimmt ist, die lokalen Strömungsgeschwindigkeiten bzw. die Gradienten der Strömungsgeschwindigkeiten die dominierenden Einflußgrößen darstellen. Dies bewirkt i.a. eine Dehnung bzw. Vergrößerung der Kontaktfläche  $\Sigma$  auf den größten Ska-

len (unter bestimmten strömungsmechanischen Bedingungen ist auch eine Verkleinerung der Kontaktfläche  $\Sigma$  möglich). Die turbulente Vermischung läuft innerhalb der Längenskalen des turbulenten Spektrums ab. Die Turbulenz bewirkt, ähnlich wie die Konvektion, eine Veränderung der Kontaktfläche  $\Sigma$  (i.a. eine Vergrößerung), allerdings auf kleineren Größenskalen bis hinab zu den Kolmogorov-Skalen. Der makroskopische Mischvorgang kann also in den konvektiven und den turbulenten Anteil zerlegt werden, die beide auf unterschiedlichen Längenskalen ablaufen, aber dieselbe Wirkung haben, und zwar die Veränderung der Kontaktfläche  $\Sigma$ . Diese Mischvorgänge werden als makroskopische Mischvorgänge bezeichnet. Der mikroskopische Mischvorgang basiert auf molekularer Ebene und wird durch die Diffusion bestimmt. Dieses Phänomen bewirkt eine Vermischung bis auf die kleinste molekulare Skala und ist somit äußerst wichtig bei der Behandlung von Verbrennungsprozessen. Auf die mikroskopischen Mischvorgänge wird im folgenden Kapitel detailliert eingegangen.

### 9.1.2 Mikroskopische Mischvorgänge

Der mikroskopische Mischvorgang ist ein molekulares Phänomen und basiert auf dem Diffusionsprozeß. Es ist der relevante Mechanismus für die chemischen Reaktionen. Im Gegensatz zu den makroskopischen Mischvorgängen ist bei diffusiver Vermischung eine scharfe Grenze, wie sie die Kontaktfläche  $\Sigma$  darstellt, nicht mehr vorhanden. Allerdings bewirkt eine Vergrößerung der Kontaktfläche  $\Sigma$  natürlich auch eine intensivere diffusive Vermischung, da die Diffusion über die Kontaktfläche abläuft (s. Bild 9.1). Das Ausmaß der Vermischung ist hier durch den Verlauf von Konzentrationsprofilen gegeben. Die Diffusion gehört ebenso wie z.B. die Wärmeleitung zu den Ausgleichsprozessen, d.h. daß sich Konzentrationsgradienten im Strömungsfeld durch Diffusion auszugleichen versuchen. Für den Massentransport aufgrund von Diffusion ergibt sich empirisch das Fick'sche Gesetz:

$$j_m = -D \frac{\partial c}{\partial x} \quad (9.3)$$

Den Proportionalitätsfaktor  $D$  bezeichnet man als Diffusionskoeffizienten. Die experimentelle Messung der Diffusionskoeffizienten ist nicht trivial. Sie können aber auch nach verschiedenen Modellansätzen berechnet werden. Für ein ideales Gas liefert das Modell der harten elastischen Kugeln den Selbstdiffusionskoeffizienten:

$$D = \frac{3}{8} \frac{\sqrt{\pi m k T}}{\pi \sigma^2} \frac{1}{\rho} \quad \text{bzw.} \quad D = \frac{5}{6} \frac{1}{\rho} \mu \quad (9.4)$$

Berücksichtigt man durch das Lennard-Jones-Potential die intermolekulare Anziehung und Abstoßung und damit die Realgas-Effekte, so muß ein Korrekturfaktor  $\Omega^{(1,1)*}$  (reduziertes Stoßintegral) einbezogen werden:

$$D = \frac{3}{8} \frac{\sqrt{\pi m k T}}{\pi \sigma^2 \Omega^{(1,1)*}} \frac{1}{\rho} \quad (9.5)$$

Das reduzierte Stoßintegral  $\Omega^{(1,1)*}$  ist eine eindeutige Funktion der Temperatur  $T$  und wird von Warnatz und Maas [93] näher erläutert. Für eine diffusive Mischung von zwei Stoffen wird die Masse durch die sogenannte reduzierte Masse  $m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$  ersetzt, und man erhält für die binäre Mischung eines Stoffes 1 in einen Stoff 2 den binären Diffusionskoeffizienten  $D_{12}$ :

$$D_{12} = \frac{3}{8} \sqrt{\frac{\pi k T \cdot 2 \cdot \frac{m_1 \cdot m_2}{m_1 + m_2}}{\pi \sigma_{12}^2 \Omega^{(1,1)*}(T_{12}^*)}} \frac{1}{\rho} \quad (9.6)$$

Ein tiefergehendes Studium der Literatur über dieses Themengebiet zeigt, daß im Gegensatz zu Wärmeleitfähigkeits- und Viskositätskoeffizient für den Diffusionskoeffizienten die Abhängigkeiten  $D \sim T^{3/2}$  und  $D \sim 1/p$  gelten. Bei der Diffusion in polymeren Mischungen kann man ein empirisches Gesetz ableiten, das die Diffusion des Stoffes  $i$  in eine Mischung  $M$  beschreibt:

$$D_{i,M} = \frac{1 - Y_i}{\sum_{j \neq i} \frac{X_j}{D_{ij}}} \quad (9.7)$$

Wobei  $Y$  die Massen- und  $X$  die Molenbrüche bezeichnen.  $D_{ij}$  steht für den binären Diffusionskoeffizienten zwischen dem Stoff  $i$  und  $j$ . Es sei hier erwähnt, daß genauere Modelle zur Berechnung der Diffusion bzw. deren Koeffizienten existieren, wie z.B. die Theorie nach Chapman/Enskog. Allerdings wird diese zusätzliche Genauigkeit durch einen immens höheren Rechenaufwand erkauft und diese Modelle sind somit für CFD-Simulationen von turbulenten Mischungs- und Verbrennungsvorgängen in Raketenbrennkammern noch nicht anwendbar.

Wie in den letzten beiden Abschnitten gezeigt wurde, ist das turbulente Vermischen von Fluiden ein Prozeß, der in einem sehr großen Längenskalenspektrum abläuft. Die makroskopische Vermischung, die bestimmt ist durch Konvektion und Turbulenz, und deren relevante Längenskalen bei den großen geometrischen Abmessungen anfangen und bis zu dem Kolmogorov-Längenmaß hinunterreicht, dehnt und faltet eine diskrete Kontaktfläche  $\Sigma$ , über die hinweg die mikroskopische Vermischung auf molekularer Basis abläuft – die Diffusion.

## 9.2 Das CFD-Programm Aeroshape 3D (AS3D)

Das CFD-Verfahren, das bei diesen Simulationen verwendet wurde heißt AS3D (Aeroshape 3D) und ist am Moscow Aviation Institut (MAI) entwickelt worden [107]. Es ist in der Programmiersprache C geschrieben und ein Finite-Volumen-Verfahren mit explizitem Lösungsalgorithmus. Ein großer Vorteil von AS3D ist der sehr weit entwickelte und leicht bedienbare Netzgenerator. AS3D arbeitet mit quasi unstrukturierten Netzen, die sich adaptiv, nach der sogenannten RAM-Technik (Rectangular-Adaptive-Mesh), sowohl bezüglich der Geometrie als auch des Strömungsfeldes anpassen können. Als Turbulenzmodell ist das standardmäßige  $k$ - $\epsilon$ -Modell implementiert. Es gibt für bestimmte Anwendungsfälle mehrere Versionen von AS3D. Bei diesen Rechnungen wurde die CE-Version benutzt, welche die Verbrennung mit einem chemischen Gleichgewichtsansatz berechnet.

### 9.2.1 Die Erhaltungsgleichungen

Die Erhaltungsgleichungen beschreiben den Transport von skalaren oder vektoriellen Größen. Die Verteilung einer Zustandsgröße im Integrationsgebiet (Strömungsgebiet, Brennkammer) wird von konvektivem und diffusivem Transport und eventuell von lokalen Quellen und Senken bestimmt. Hierbei ist zwischen passiven Skalaren und transportierenden, vektoriellen Größen zu unterscheiden. Passive Skalare, wie z.B. die Enthalpie oder die Konzentration einer Spezies, bewirken keine direkte Beeinflussung einer anderen Variablen, sie werden selbst nur transportiert. Im Gegensatz dazu ist die Geschwindigkeit eine vektorielle Größe und transportiert über die konvektiven Flüsse direkt einen passiven Skalar (z.B. die Enthalpie) und wird selbst in Form von Impuls transportiert. Für beide Variablentypen kann dennoch eine allgemeine Bilanzgleichung in Form einer Transportgleichung aufgestellt werden, die die Grundlage für alle in AS3D verwendeten Erhaltungsgleichungen darstellt. Folgende Gleichung zeigt die allgemeine Transportgleichung für die zu bilanzierenden Strömungsgrößen:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varphi) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \varphi) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial x_j} \right) + S_\varphi \quad (9.8)$$

Diese Bilanzgleichung ist in der differentiellen Form für eine allgemeine Variable  $\varphi$  im kartesischem Koordinatensystem dargestellt. Der erste Term auf der linken Seite stellt die zeitliche Änderung der Variable  $\varphi$  im betrachteten Volumenelement dar. Der zweite Term beschreibt den konvektiven Fluß durch das Volumenelement. Der erste Term auf der rechten Seite ist der diffusive Fluß durch das Volumenelement mit dem Diffusionskoeffizienten  $\Gamma$ .  $S_\varphi$  stellt die Quellen- oder Senkenterme dar. Gleichung 9.8 wird in AS3D dementsprechend angepaßt und zur Berechnung der Erhaltungsgleichung für Masse, Impuls und Energie benutzt.

Massenerhaltung (Kontinuitätsgleichung):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j) = 0 \quad (9.9)$$

Impulserhaltung:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_k u_j) + \frac{\partial p}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_j} \right) \quad (9.10)$$

Energieerhaltung:

$$\frac{\partial \left( \rho e + \frac{\rho u^2}{2} \right)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \rho e + \frac{\rho u^2}{2} + p \right) u_j = - \frac{\partial q_j}{\partial x_j} \quad (9.11)$$

In AS3D ist das standardmäßige k- $\epsilon$ -Turbulenzmodell implementiert. Die abhängigen Variablen in den obigen drei Gleichungen stellen bereits die gemittelten Größen dar. Wie aus der Turbulenzlehre bekannt ist, treten keine ungeschlossenen Turbulenzterme in der Kontinuitätsgleichung auf. In der Impuls- und Energiegleichung beinhalten die Viskosität  $\mu$  (Impulslei-



chung) bzw. der Wärmestrom  $q_j$  (Energiegleichung) die turbulenten Terme, die modelliert werden müssen (Schließungsproblem). Diese Terme werden bei AS3D in einen laminaren und einen turbulenten Anteil zerlegt und gesondert gerechnet. Die detaillierte Turbulenzmodellierung wird zusammen mit der Beschreibung weiterer physikalischer Größen und dem Verbrennungsmodell im nächsten Kapitel behandelt. Hier wird weiter auf die Erhaltungsgleichungen eingegangen, denn beim  $k$ - $\varepsilon$ -Turbulenzmodell wird sowohl für die turbulente kinetische Energie  $k$  und dessen Dissipationsrate  $\varepsilon$  ebenfalls eine Erhaltungsgleichung gelöst.

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \left( \frac{\mu_l}{\text{Pr}} + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + S_k \quad (9.12)$$

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \left( \frac{\mu_l}{\text{Pr}} + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + S_\varepsilon \quad (9.13)$$

In diesen Gleichungen ist die Aufspaltung der Gesamtviskosität  $\mu$  in einen turbulenten Anteil  $\mu_t$  und einen laminaren Anteil  $\mu_l$  dargestellt.  $S_k$  und  $S_\varepsilon$  sind Quellterme, die ebenfalls im nächsten Kapitel erläutert werden. Die turbulente kinetische Energie  $k$  beschreibt die Energie, die in den turbulenten Fluktuationen gespeichert ist und wird folgendermaßen definiert:

$$k = \frac{1}{2} (u_x^2 + u_y^2 + u_z^2) \quad (9.14)$$

Der weitaus schwerer zu behandelnde Term ist die turbulente Dissipationsrate  $\varepsilon$ . Die exakte Modellierung der Quellterme in der  $\varepsilon$ -Gleichung bildet heute eine der wichtigsten Aufgaben der modernen Turbulenzforschung. Die turbulente Dissipationsrate ist folgendermaßen definiert:

$$\rho \varepsilon = \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_j} \frac{\partial u_k}{\partial x_j} \quad (9.15)$$

In AS3D werden aber noch weitere Erhaltungsgleichungen gerechnet. Wenn die Chemie kinetisch mit dem Arrhenius-Ansatz berechnet werden soll, wird für jede Spezies eine eigene Erhaltungsgleichung gelöst. AS3D berücksichtigt bei der Kinetik-Version und bei der Berechnung eines  $\text{H}_2/\text{O}_2$  Verbrennungssystems 8 verschiedene Spezies. Die somit vergrößerte Anzahl an Erhaltungsgleichungen und der aufwendige kinetische Berechnungsalgorithmus machen diese Simulationen äußerst langsam. Um eine auskonvergierte Lösung in einem akzeptablen Zeitraum zu bekommen, muß auf sehr groben Rechennetzen gearbeitet werden, was zu einer ungenauen Lösung führt. Aus diesem Grunde wurde für die hier gezeigten Simulationen die CE-Version (chemical equilibrium) benutzt, die die Chemie mit einem Gleichgewichtsansatz (siehe Kapitel 9.2.2) rechnet. Es wird dabei nur noch eine zusätzliche Erhaltungsgleichung gelöst (Z-Gleichung). Z ist ein inerte Skalar und beschreibt den Mischungsbruch von atomarem Wasserstoff zur Gesamtmasse der Mischung. Die Erhaltungsgleichung für Z lautet:

$$\frac{\partial \rho Z}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j Z) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \left( \frac{\mu_l}{\text{Pr}} + \frac{\mu_t}{\sigma_c} \right) \frac{\partial Z}{\partial x_j} \right) \quad (9.16)$$

Somit ist  $Z$  und damit auch die Mischung in jeder Rechenzelle bekannt. Ist zusätzlich der Druck und die Temperatur in dieser Zelle bekannt, kann man das chemische Gleichgewicht und die dabei herrschende Spezieszusammensetzung für jede Rechenzelle berechnen. Wie man sieht, sind diese Erhaltungsgleichungen sehr eng miteinander gekoppelt. Zum einen über die Variablen selbst, die in mehreren Erhaltungsgleichungen auftreten können und zum anderen über die Quellterme. Im folgenden Kapitel werden die in AS3D implementierten physikalisch-chemischen Modelle dargestellt.

## 9.2.2 Die physikalischen Modelle

Die Erhaltungsgleichungen, die im vorigen Kapitel dargestellt sind, stellen mathematisch gesehen kein geschlossenes Gleichungssystem dar. D.h. es gibt mehr Unbekannte als Gleichungen. Zur Schließung dieses Gleichungssystems braucht man weitere Modelle um die unbekanntes Größen, wie die Viskosität  $\mu$ , die Wärmeströme  $q_k$ , oder die Turbulenzgrößen  $S_k$  bzw.  $S_\varepsilon$  zu bestimmen (Schließungsproblem). Die Viskosität wird bei AS3D nach dem Wirbelviskositätsansatz in einen laminaren und einen turbulenten Anteil zerlegt.

$$\mu = \mu_l + \mu_t \quad (9.17)$$

Für die laminare Viskosität  $\mu_l$  werden in AS3D drei Berechnungsmöglichkeiten angeboten. Somit ist es auch möglich, die Empfindlichkeit der Lösung auf die Berechnung der laminaren Viskosität zu untersuchen. Es ist bekannt, daß in der Nähe der Wand in der Grenzschicht die korrekte Berechnung der laminaren Viskosität außerordentlich wichtig ist, wohingegen in der Brennkammer bei intensiver Turbulenz die laminare Viskosität  $\mu_l$  im Vergleich zum turbulenten Anteil  $\mu_t$  oft vernachlässigt wird.

$$\mu_l = \begin{cases} C \\ \mu_{ref} \left( \frac{T}{T_{ref}} \right)^{3/2} \left( \frac{T_{ref} + S}{T + S} \right) \\ CT^\omega \end{cases} \quad (9.18)$$

Die Größen  $C$ ,  $\mu_{ref}$ ,  $T_{ref}$ ,  $S$  und  $\omega$  sind vorgegebene Konstanten. Die in Gleichung (9.18) an mittlerer Position stehende Gleichung entspricht der Sutherlandformel und wurde in den in dieser Arbeit vorgestellten Simulationen benutzt. Die turbulente Viskosität wurde nach folgender Gleichung berechnet:

$$\mu_t = \frac{C_\mu \rho k^2}{\varepsilon} \quad (9.19)$$

Bei der Berechnung der turbulenten Wirbelviskosität gehen die turbulente, kinetische Energie (siehe Gleichung 9.14) und deren Dissipationsrate (Gleichung 9.15) ein, die beide aus ihren Transportgleichungen (Gleichung 9.12 und 9.13) berechnet werden. In diesen Transportgleichungen sind Quellterme enthalten, die im Standard-k- $\varepsilon$ -Modell folgendermaßen modelliert werden:

$$\begin{aligned}
S_K &= \tau_{jk} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} - \rho \varepsilon \\
S_\varepsilon &= c_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \tau_{jk} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} - c_{\varepsilon 2} \frac{\rho \varepsilon^2}{k}
\end{aligned} \tag{9.20}$$

Für die turbulenten Spannungsterme  $\tau_{jk}$  gilt folgende Gleichung:

$$\tau_{jk} = \mu_t \left( \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_j} \right) \tag{9.21}$$

Die turbulenten Spannungsterme  $\tau_{jk}$  beschreiben in der k- $\varepsilon$ -Modellvorstellung den Impulsaustausch zwischen benachbarten Rechenzellen aufgrund der turbulenten Fluktuationen. Die gleiche Vorstellung wendet man auch bei der Beschreibung der Wärmeströme an. Sie werden ebenfalls in einen laminaren und einen turbulenten Anteil zerlegt, wobei hier allerdings beide Anteile in einer Modellgleichung berücksichtigt sind. In der Energiegleichung (9.11) beschreibt der Wärmestrom  $q_j$  die Energieübertragung aufgrund von diffusivem und turbulentem Stoffaustausch. In AS3D wird dieser Wärmestrom folgendermaßen modelliert.

$$q_j = - \left( \frac{\mu_l}{Pr} + \frac{\mu_t}{\sigma_c} \right) \left( c_v \frac{\partial T}{\partial x_j} + \frac{\partial p}{\partial x_j} \right) \tag{9.22}$$

Pr bezeichnet die Prandtl Zahl und wird als Konstante behandelt. Bei den in dieser Arbeit vorgestellten Rechnungen wurde in Abstimmung mit mehreren Ergebnissen aus früheren Validierungsrechnungen  $Pr = 0,72$  gewählt. In diesen Modellgleichungen treten mehrere Modellkonstanten auf, die von Launder und Spalding [25] bei der Entwicklung des k- $\varepsilon$ -Modells kalibriert wurden. Beim Standard-k- $\varepsilon$ -Modell haben sie folgende Werte:

$$\begin{aligned}
c_\mu &= 0.09, \quad c_{\varepsilon 1} = 1.44, \quad c_{\varepsilon 2} = 1.92, \\
\sigma_k &= 1.0, \quad \sigma_\varepsilon = 1.30, \quad \sigma_c = 0.90
\end{aligned} \tag{9.23}$$

Zur Auflösung der Vorgänge in der Nähe von Wänden (Grenzschichten) wurde in AS3D ein 'Low Reynolds Number Modell' implementiert. Hierbei wird der Quellterm der  $\varepsilon$ -Gleichung und die Modellgleichung der turbulenten Wirbelviskosität folgendermaßen modifiziert:

$$\begin{aligned}
S_\varepsilon &= \left( C_{\varepsilon 1} C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} f_1 \left( \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_j} \right) \frac{\partial u_j}{\partial x_k} - C_{\varepsilon 2} f_2 \varepsilon \right) \frac{\varepsilon}{k} \\
\mu_t &= C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}
\end{aligned} \tag{9.24}$$

Die Konstanten  $C_{\varepsilon 1}$ ,  $C_{\varepsilon 2}$  und  $C_\mu$  sind die gleichen wie bei dem Standard-k- $\varepsilon$ -Modell. Die Faktoren  $f_\mu$ ,  $f_1$  und  $f_2$  werden folgendermaßen modelliert:

$$\begin{aligned}
 f_\mu &= \left(1 - e^{-0,0165 R_y}\right)^2 \left(1 + \frac{20,5}{R_T}\right) \\
 f_1 &= 1 + \left(\frac{0,05}{f_\mu}\right)^3 \\
 f_2 &= 1 - e^{-R_T^2}
 \end{aligned} \tag{9.25}$$

Dabei werden die Größen  $R_y$  und  $R_T$  mit Hilfe der  $k$ - und  $\varepsilon$ -Gleichungen berechnet.

$$\begin{aligned}
 R_y &= \frac{\rho \sqrt{k} y}{\mu_l} \\
 R_T &= \frac{\rho k^2}{\mu_l \varepsilon}
 \end{aligned} \tag{9.26}$$

Die Turbulenzterme liegen somit in mathematisch geschlossener Form vor. Die wesentlichen physikalischen Modelle, wie die Turbulenzmodellierung, sind nun erläutert worden. Die Chemie ist mit einem chemischen Gleichgewichtsansatz modelliert. Bei der CE-Version und der Berechnung eines  $H_2/O_2$ -Systems werden die Spezies:  $H_2$ ,  $O_2$ ,  $H_2O$ ,  $OH$ ,  $HO_2$ ,  $H_2O_2$ ,  $H$  und  $O$  berücksichtigt. Der Verbrennungsvorgang wird als unendlich schnelle adiabat, isobare Zustandsänderung ( $dq = 0$ ,  $dp = 0$ ) ins chemische Gleichgewicht modelliert (infinite chemistry). Nach dem 1. Hauptsatz der Thermodynamik folgt, daß die spezifische Enthalpie bei adiabat, isobaren Zustandsänderungen konstant bleibt ( $dh = 0$ ). Es gilt somit für die Enthalpien der einzelnen Spezies  $i$  folgende Gleichung:

$$\sum_{i=1}^n Y_{i,1} \cdot h_{i,1} = \sum_{i=1}^n Y_{i,2} \cdot h_{i,2} \tag{9.27}$$

Dabei bezeichnet der Index 1 den gegebenen Zustand und der Index 2 den gesuchten Zustand im thermodynamischen Gleichgewicht. Da AS3D die Verbrennung nur für Mischungen idealer Gase berechnet, wird für die Enthalpie folgende Gleichung angegeben:

$$h_i(T) = h_{i,ref} + \int_{T_{ref}}^T c_{p,i} \cdot dT \tag{9.28}$$

Wobei  $h_{i,ref}$  die Referenzenthalpie für die Referenztemperatur  $T_{ref}$  darstellt.  $T_{ref}$  ist frei wählbar (in AS3D:  $T_{ref} = 0$  K). Die Wärmekapazitäten der einzelnen Spezies  $c_{p,i}$  werden über Polynome approximiert. Gleichung 9.28 eingesetzt in Gleichung 9.27 liefert:

$$\sum_{i=1}^n Y_{i,1} \cdot \left( h_{i,ref} + \int_{T_{ref}}^{T_1} c_{p,i} \cdot dT \right) = \sum_{i=1}^n Y_{i,2} \cdot \left( h_{i,ref} + \int_{T_{ref}}^{T_2} c_{p,i} \cdot dT \right) \tag{9.29}$$

Gleichung 9.29 ist noch nicht lösbar, da die Zusammensetzung  $Y_{i,2}$  und die Temperatur  $T_2$  im Zustand 2 unbekannt sind. Da der Druck während der Verbrennung konstant ist und  $Y_{i,2}$  die chemische Gleichgewichtszusammensetzung für die Temperatur  $T_2$  darstellen soll, läßt sich  $Y_{i,2}$  und  $T_2$  iterativ mit Hilfe der chemischen Gleichgewichtsbedingungen bestimmen. Im Gegensatz zur Enthalpie ist die molare Entropie einer Spezies in einer Mischung idealer Gase abhängig von dem Partialdruck dieser Spezies. Daraus ergibt sich folgende Gleichung:

$$S_i = S_{i,ref}^0 + \int_{T_{ref}}^T \frac{C_{pi}}{T} dt - R \ln \frac{p_i}{p_0} \quad (9.30)$$

wobei bei AS3D für  $p_0 = 1$  bar gewählt wird. Die Referenzentropien liegen für alle verwendeten Spezies tabellarisch vor. Die partielle molare Entropie wird nun benutzt, um das chemische Potential zu definieren.

$$\mu_i = H_i - TS_i = H_{i,ref} - T S_{i,ref}^0 + \int_{T_{ref}}^T C_{pi} \cdot dt - T \int_{T_{ref}}^T \frac{C_{pi}}{T} dT + RT \ln \frac{p_i}{p} \quad (9.31)$$

Die Bedingung für chemisches Gleichgewicht einer Reaktionsgleichung  $k$  lautet:

$$\sum_{i=1}^n \nu_{ik} \mu_i = 0 \quad (9.32)$$

$\nu_{ik}$  ist der Stöchiometrikoeffizient der Spezies  $i$  in der Reaktionsgleichung  $k$  ( $\nu_{ik} = \nu''_{ik} - \nu'_{ik}$ ). Setzt man Gleichung 9.31 in 9.32 ein ergibt sich:

$$-\sum_{i=1}^n \nu_{ik} \mu_i^0 = RT \ln \prod_{i=1}^n \left( \frac{p_i}{p_0} \right)^{\nu_{ik}} \quad (9.33)$$

Aufgrund der Elementerhaltung bei chemischen Reaktionen läßt sich für den gegebenen Gesamtdruck  $p$  und der Gleichgewichtstemperatur  $T$  die Zusammensetzung der Spezies im chemischen Gleichgewicht berechnen. Dieser Lösungsalgorithmus wird iterativ durchgeführt bis die Gleichungen 9.29 und 9.33 eine konvergierte Lösung für die Temperatur  $T_2$  und die Gleichgewichtszusammensetzung  $Y_{i,2}$  liefern. Da die Enthalpie eine monoton steigende Funktion der Temperatur ist, erreicht man i.a. nach wenigen Iterationen eine auskonvergierte und den Genauigkeitsanforderungen entsprechende Lösung.

Für ein tiefergehendes Interesse an den detaillierten chemischen Reaktionsgleichungen und an weiteren physikalischen Modellen, sowie an den numerischen Lösungsalgorithmen, die im Rahmen dieser Arbeit nicht erläutert werden können, sei hier auf die `Technical Description` von AS3D [107] und der dort aufgeführten Sekundärliteratur verwiesen.

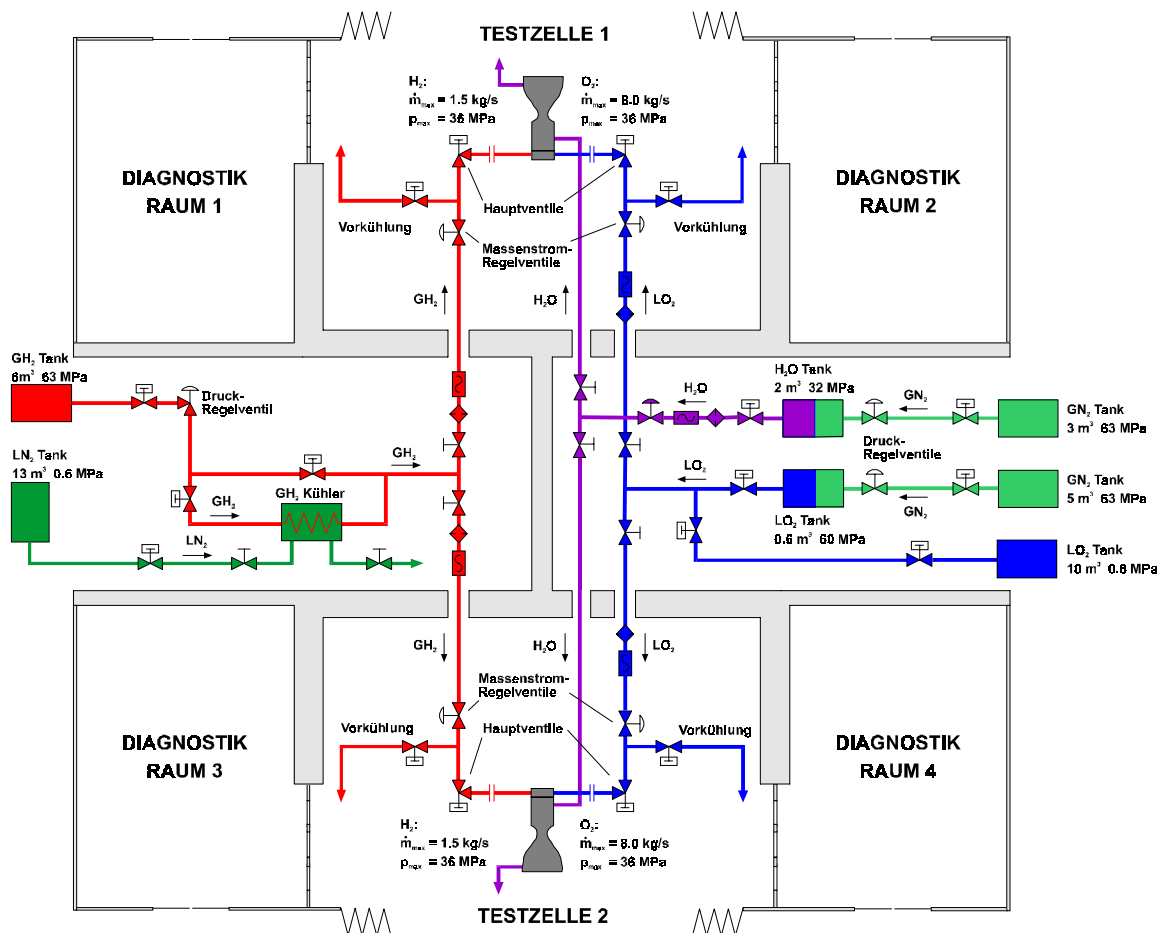
### 9.3 Der Prüfstand P8

Der Prüfstand P8 ist für Forschungs- und Technologiearbeiten an Hochdruckraketenantrieben errichtet worden. Er besteht aus zwei identischen Testzellen, die eine Versuchsdauer von 100 Testtagen pro Jahr gewährleisten. Das Hochdruckversorgungssystem für den flüssigen Sauerstoff (LOX) und den gasförmigen Wasserstoff (GH<sub>2</sub>) ermöglicht am Interface zum Versuchstriebwerk einen maximalen Druck von 360 bar bei Massenströmen von 8 kg/sec LOX und 1.5 kg/sec GH<sub>2</sub>. Am P8 ist ein Wasserkühlsystem integriert, das einen Massenstrom von 50 kg/sec bei einem Druck von 200 bar fördern kann. Folgende Tabelle zeigt die charakteristischen Daten von P8:

Fluid	GH <sub>2</sub>				LOX	H <sub>2</sub> O
Massenstrombereich [kg/sec]	0,05-0,25	0,05-0,6	0,05-1,0	0,8-1,5	0,2-8,0	5-50
Druckbereich [Mpa]	2,4	12	24	36	2,4-36	5-20
Temperaturbereich [K]	80-300				90-110	300

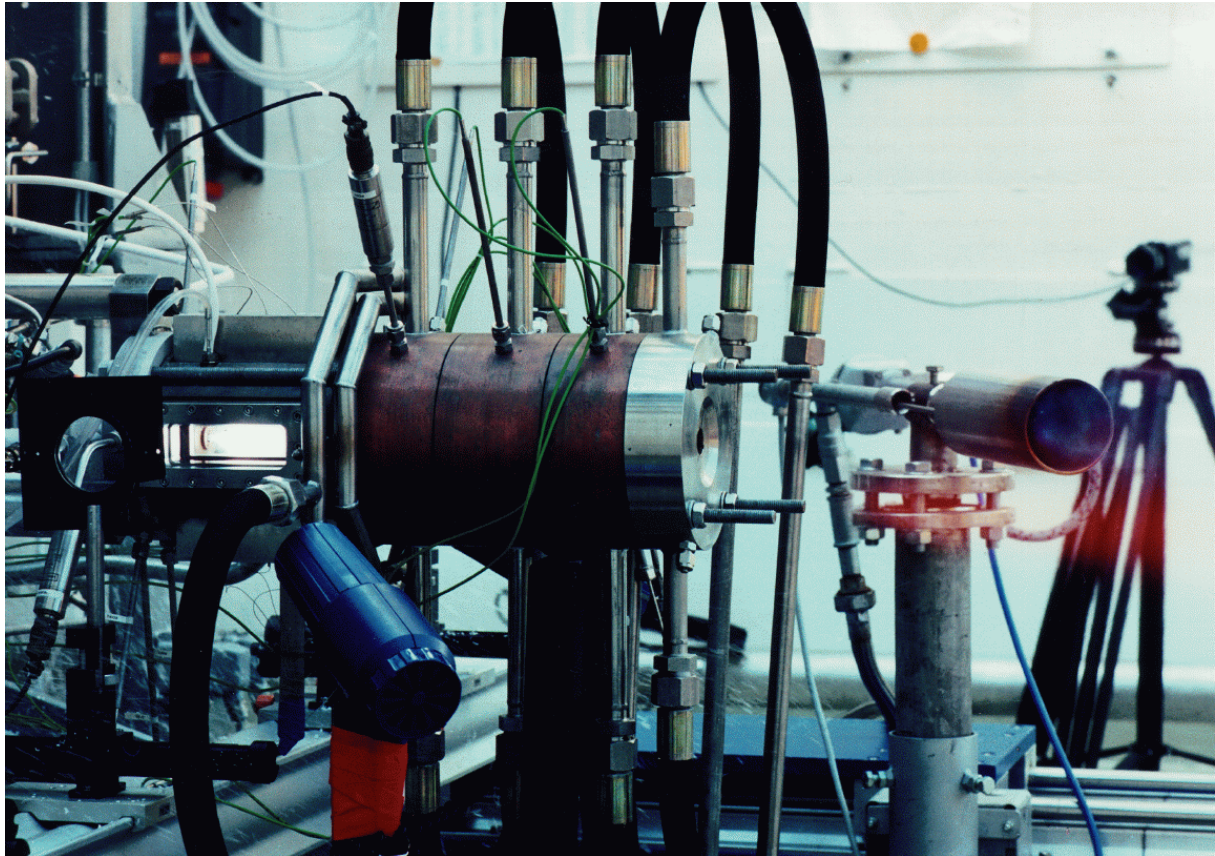
**Tabelle 5: Charakteristische Daten von P8**

Die Versuchszeit beträgt bei maximalen Massenströmen höchstens 15 Sekunden. Die Massenströme aller Medien können über Regelventile eingestellt und gesteuert werden. Die Temperatur des Wasserstoffs kann im Bereich zwischen 100 K und 280 K geregelt werden. Folgendes Bild zeigt das Leitungssystem des P8:



**Bild 9.2: Fließschema des P8**

In Bild 9.2 sind auch die Diagnostikräume dargestellt. Zu jeder Testzelle gehören zwei Diagnostikräume. Sie ermöglichen den Einsatz empfindlicher Lasermeßverfahren. Folgendes Bild zeigt die „gläserne Modellbrennkammer“ bei einem Heißversuch am P8:



**Bild 9.3:** ‚Gläserne Modellbrennkammer‘ bei einem Heißversuch mit 60 bar Brennkammerdruck am Prüfstand P8

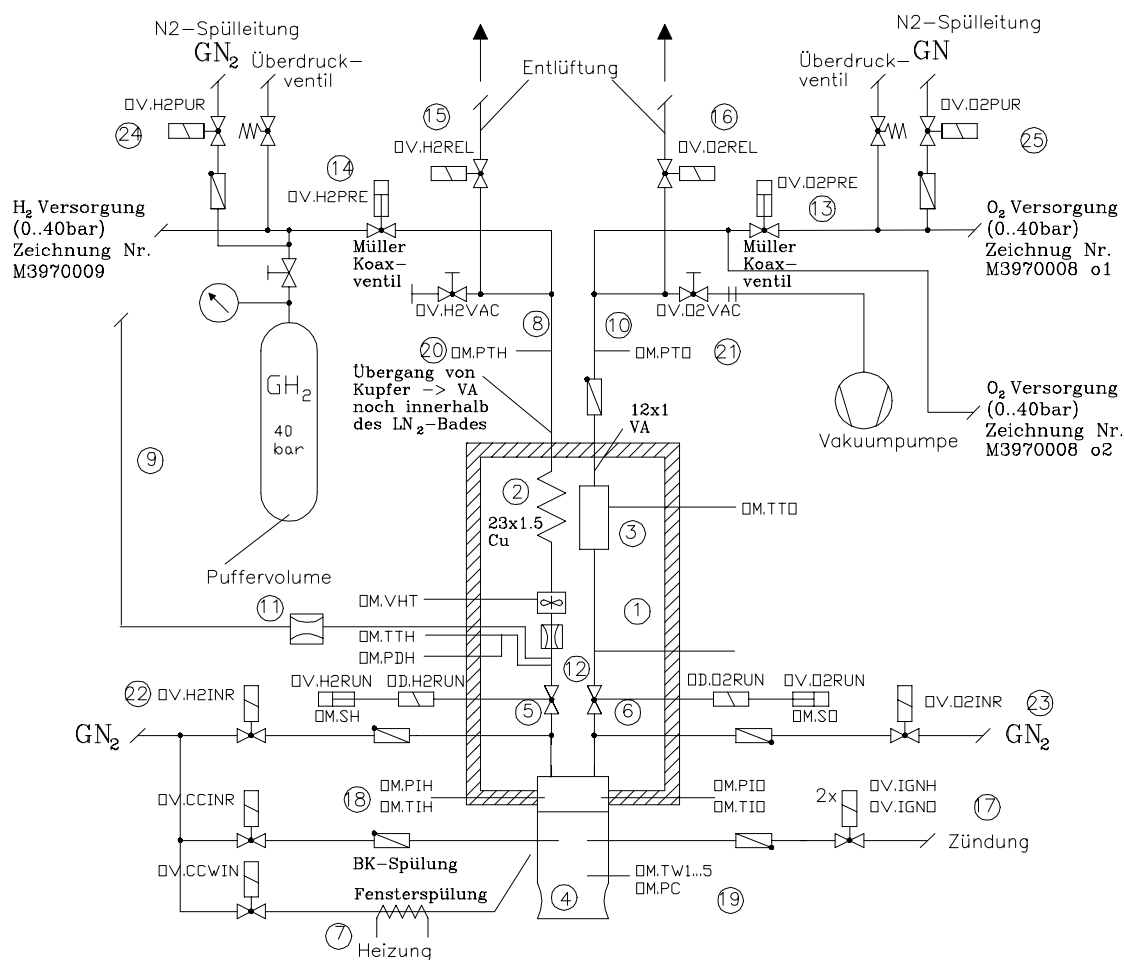
#### 9.4 Der Prüfstand M3

Der Prüfstand M3 ist dafür ausgelegt kleinere Modellbrennkammern, vorwiegend mit Hilfe optischer Diagnostikverfahren zu untersuchen. Das Fördersystem für den flüssigen Sauerstoff (LOX) und den gasförmigen Wasserstoff ( $\text{GH}_2$ ) ermöglicht einen Massenstrom von 250 g/sec LOX und 35 g/sec  $\text{GH}_2$  bei einem Druck von 14 bar am Anschlußstück zur Modellbrennkammer. Die Versuchszeit ist bei maximalen Massenströmen beschränkt auf höchstens zwei Sekunden. Der stationäre Betriebspunkt wird im allgemeinen schon nach wenigen zehntel Sekunden erreicht, so daß diese Versuchsdauer bei genauer Triggerung des Datenerfassungssystems ausreicht, um erfolgreiche Messungen durchzuführen. Der Vorteil von M3 gegenüber Großprüfständen wie z.B. P8 ist, daß der Prüfstand einfacher zu bedienen ist, die Versuche wesentlich billiger sind und daß eine größere Versuchsfrequenz gefahren werden kann (bis zu 15 Versuchen pro Tag, im Gegensatz zu P8, wo maximal 3 Versuche pro Tag möglich sind). Folgende Tabelle zeigt die charakteristischen Daten von M3:

Fluid	GH <sub>2</sub>	LOX	GO <sub>2</sub>
Massenstrombereich [kg/sec]	2 - 35	20 - 250	20 - 250
Druckbereich [Mpa]	0,5 - 4	0,5 - 4	0,5 - 4
Temperaturbereich [K]	80 und 300	80	300

**Tabelle 6: Charakteristische Daten von M3**

Der M3 besitzt im Gegensatz zu P8 keinen aktiven Regelmechanismus für Massenströme und Temperaturen. Die Massenströme werden über angepaßte Blenden und dem dazu berechneten Vordruck eingestellt. Die Temperaturen der Medien können entweder der Umgebungstemperatur entsprechen oder sie werden einem Kühlsystem zugeführt, das sie auf die Siedetemperatur des Stickstoffs bei Umgebungsdruck abkühlt (ca. 80 K). Folgende Abbildung zeigt das Fließschema des M3:

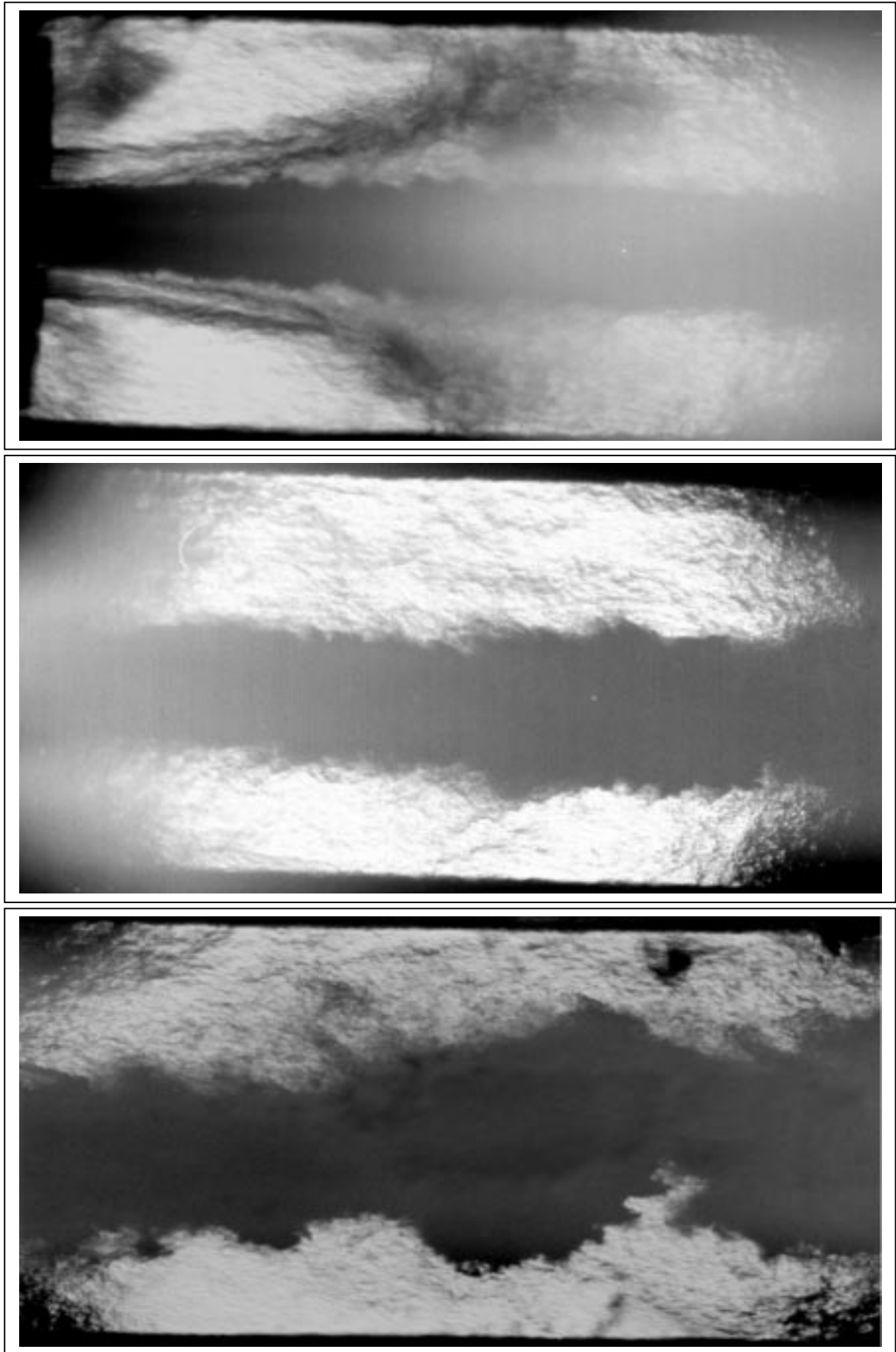


**Bild 9.4: Leitungsplan des Prüfstandes M3**

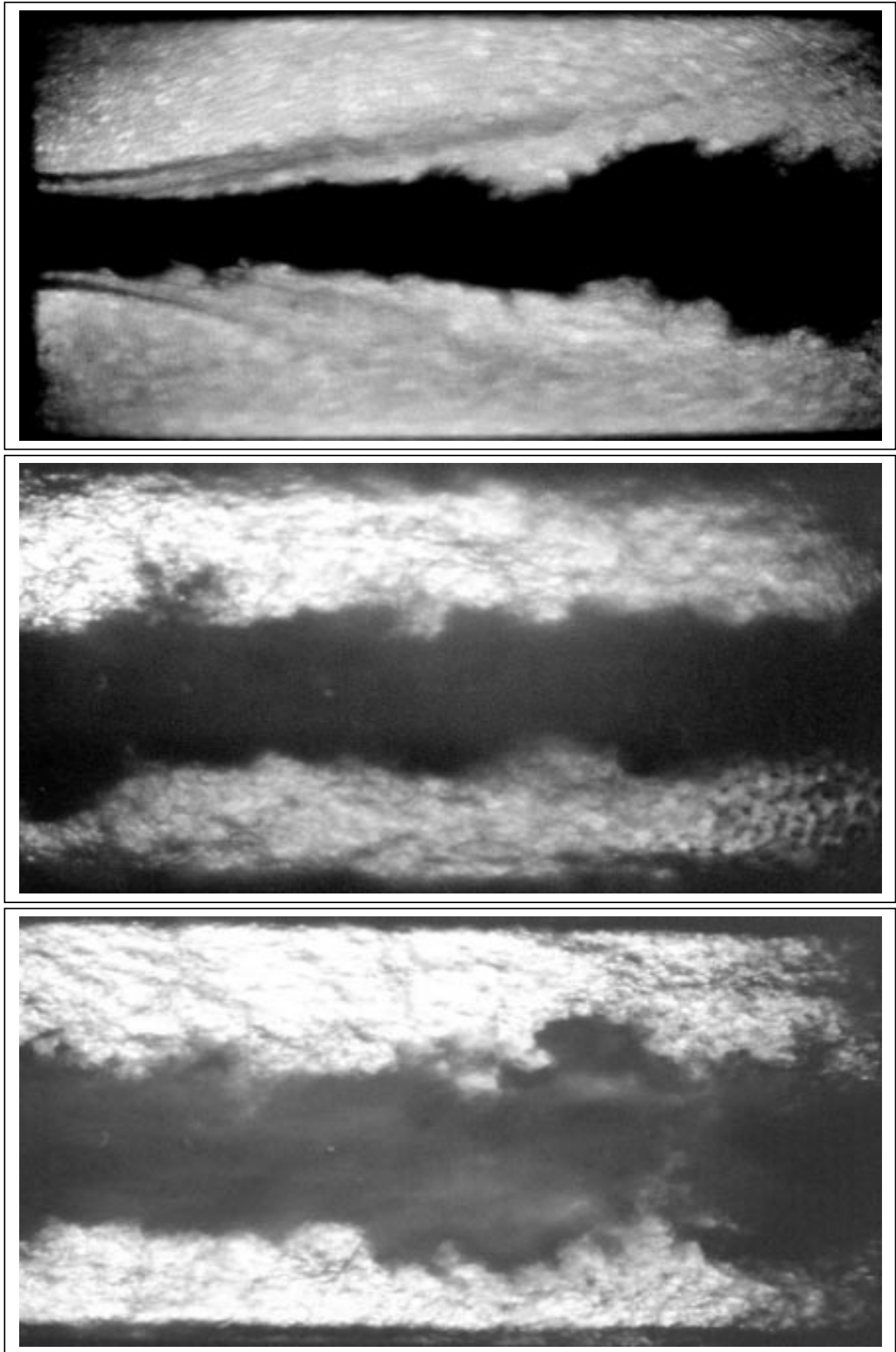
## 9.5 Ergänzende Bild- und Diagrammsammlung

Das folgende Kapitel zeigt eine Reihe ergänzender Bilder und Diagramme, auf die in den vorherigen Kapiteln Bezug genommen wurde.

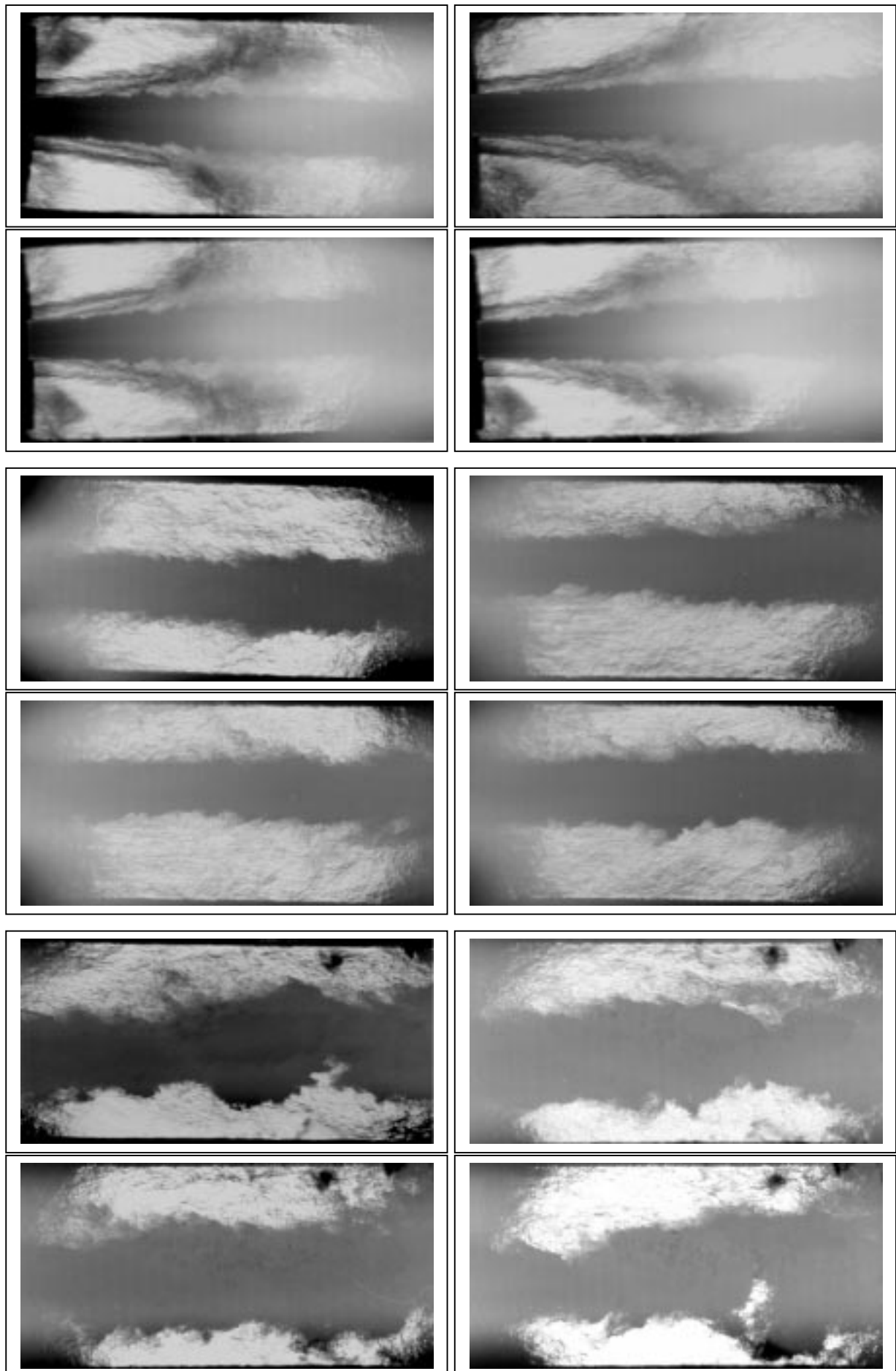




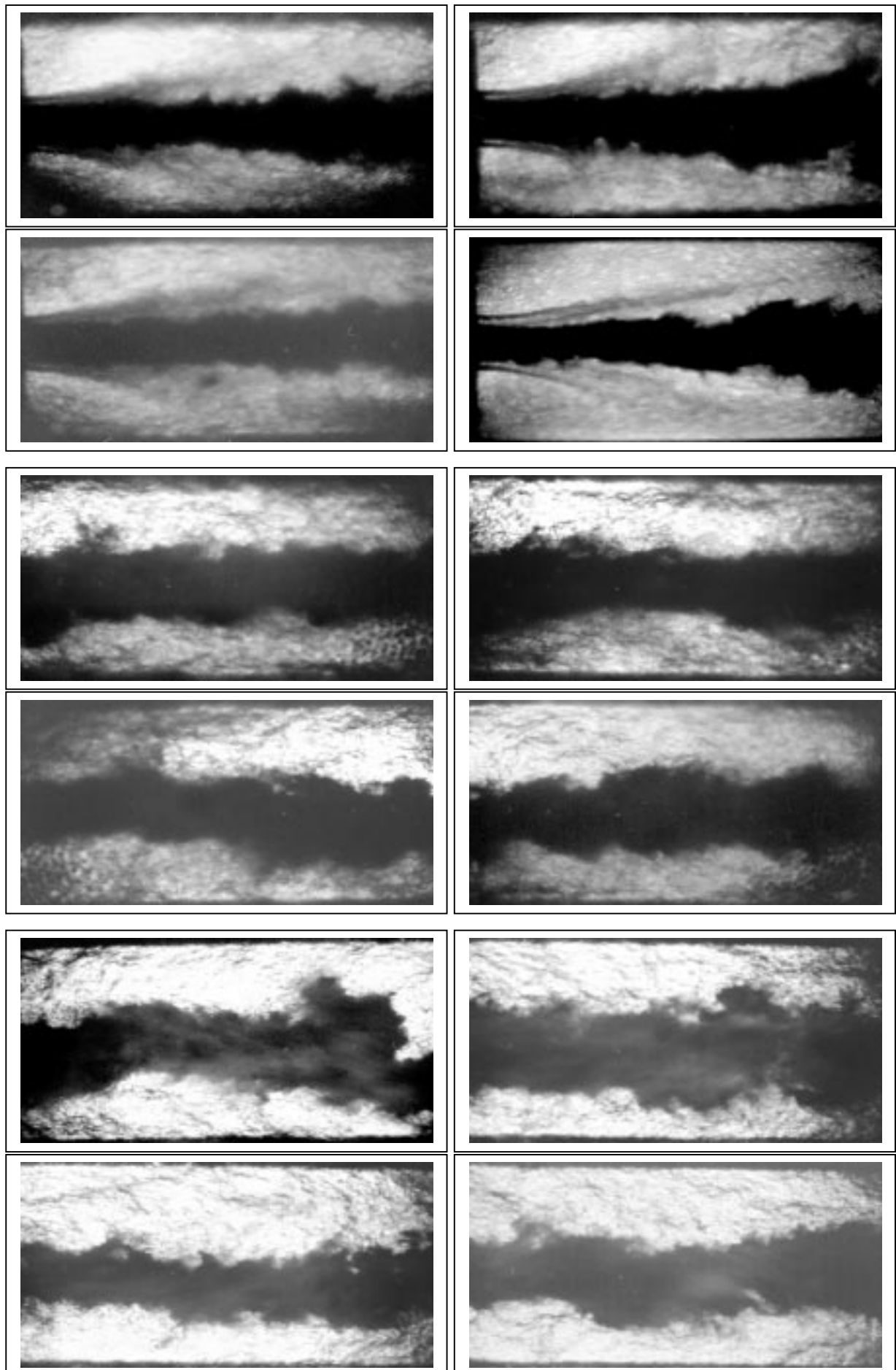
**Bild 9.5: Schattenbilder bei 30 bar (Großaufnahmen aller 3 Positionen)**



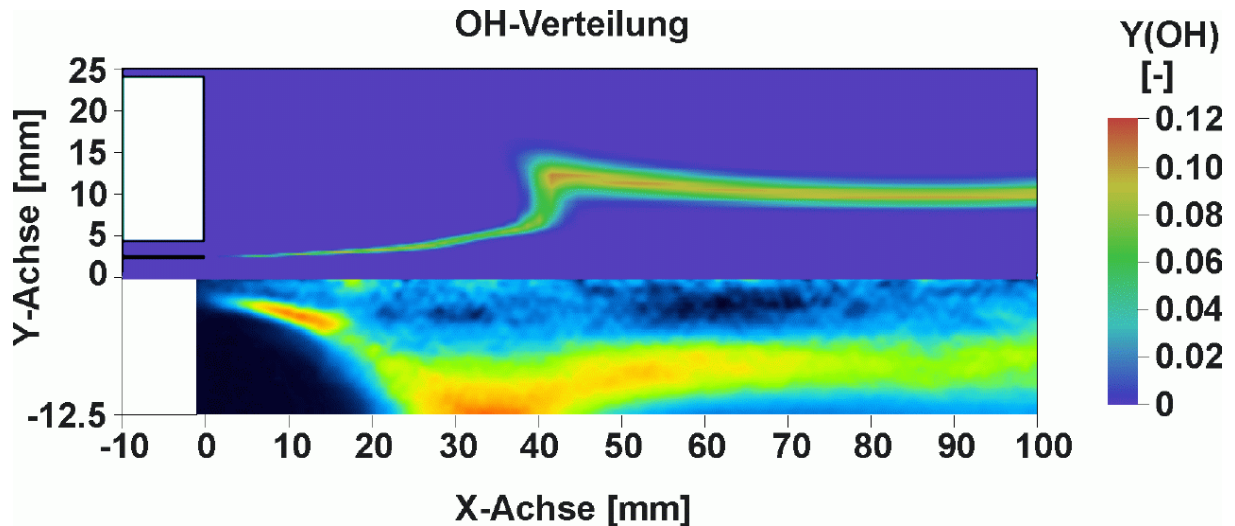
**Bild 9.6: Schattenbilder bei 60 bar (Großaufnahmen aller 3 Positionen)**



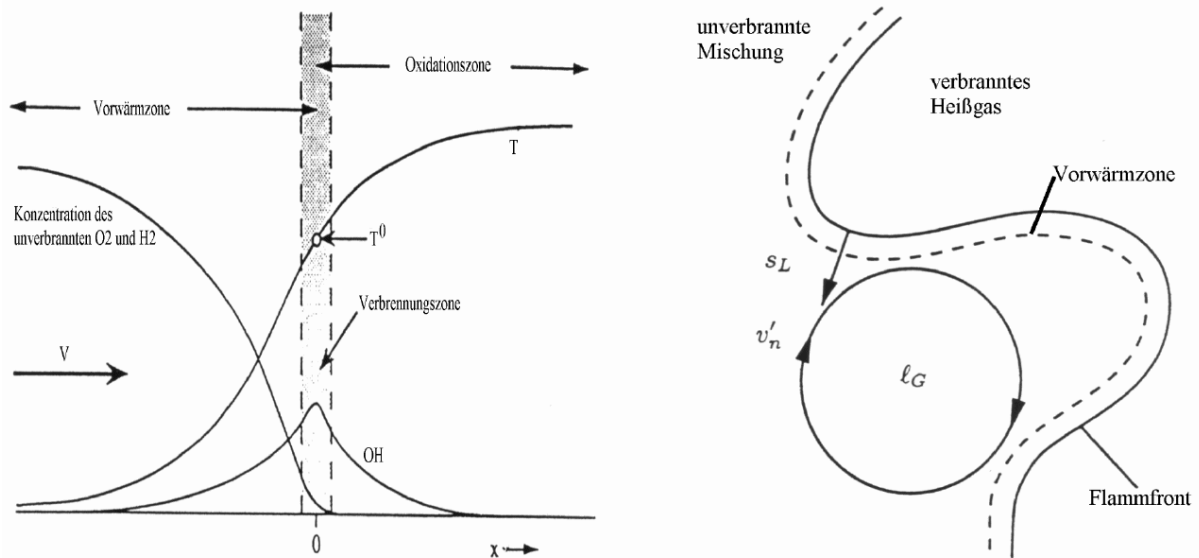
**Bild 9.7: Instationarität der Einzelbilder bei 30 bar ( $T_{\text{LOX}} = 127 \text{ K}$ ;  $T_{\text{H}_2} = 125 \text{ K}$ )**



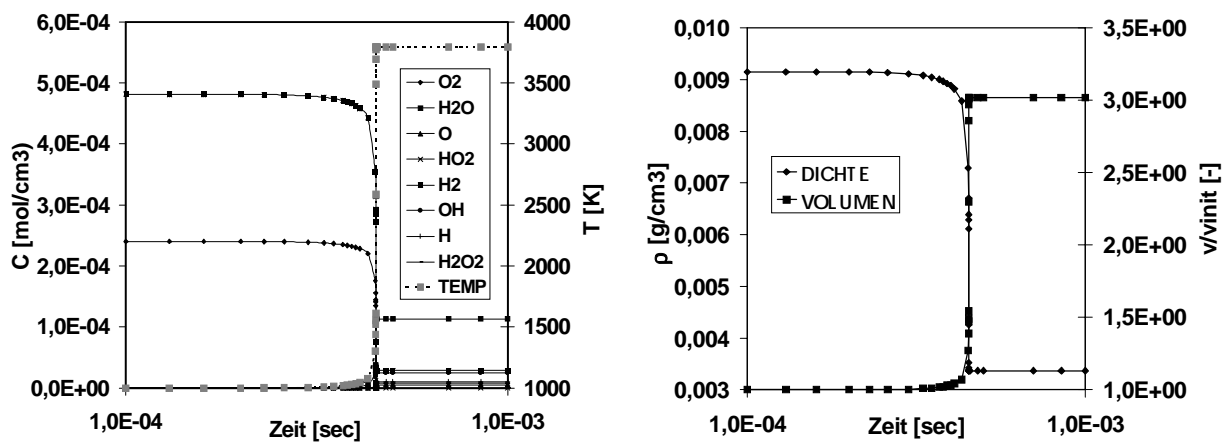
**Bild 9.8: Instationarität der Einzelbilder bei 60 bar ( $T_{\text{LOX}} = 127 \text{ K}$ ;  $T_{\text{H}_2} = 125 \text{ K}$ )**



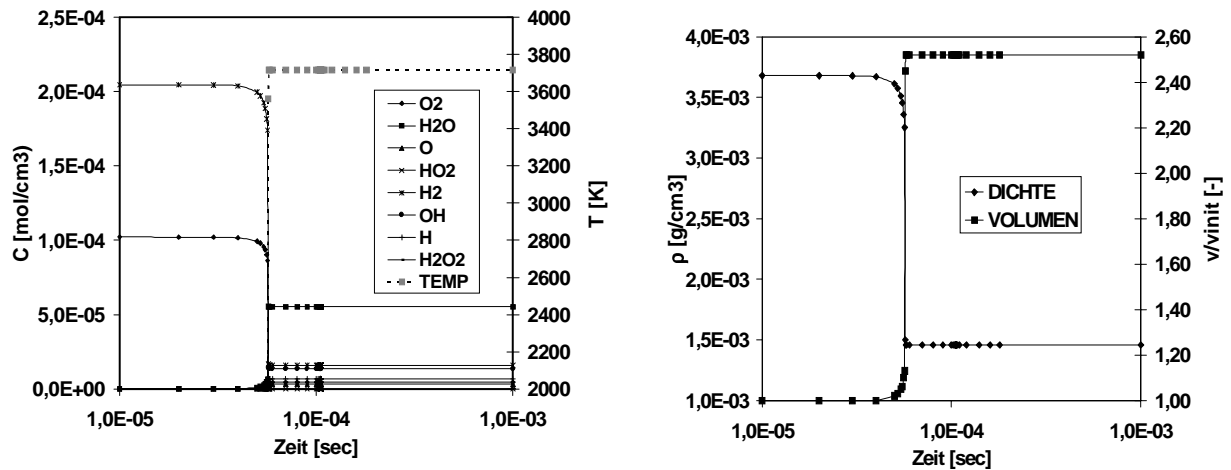
**Bild 9.9:** Vergl.: sim. OH-Verteilung (AS3D, oben); Experiment (abeltransformiert, unten); ges. Fensterausschnitt (0-100mm) bei 30 bar Brennkammerdruck



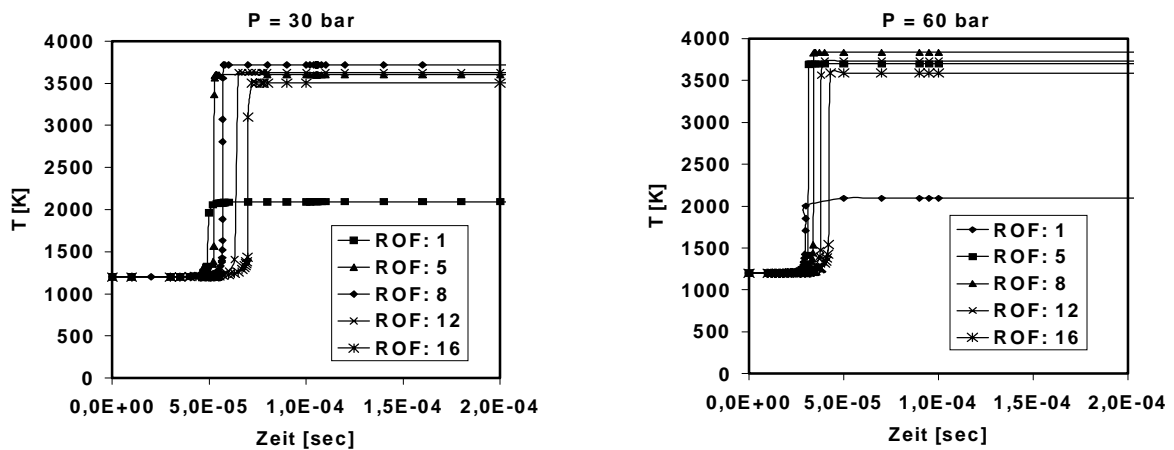
**Bild 9.10:** Schematische Darstellung der Struktur einer stöchi.  $H_2/O_2$ -Vormischflamme [85] (links); Interaktion eines Turbulenzwirbels mit der Flamme (rechts) [109]



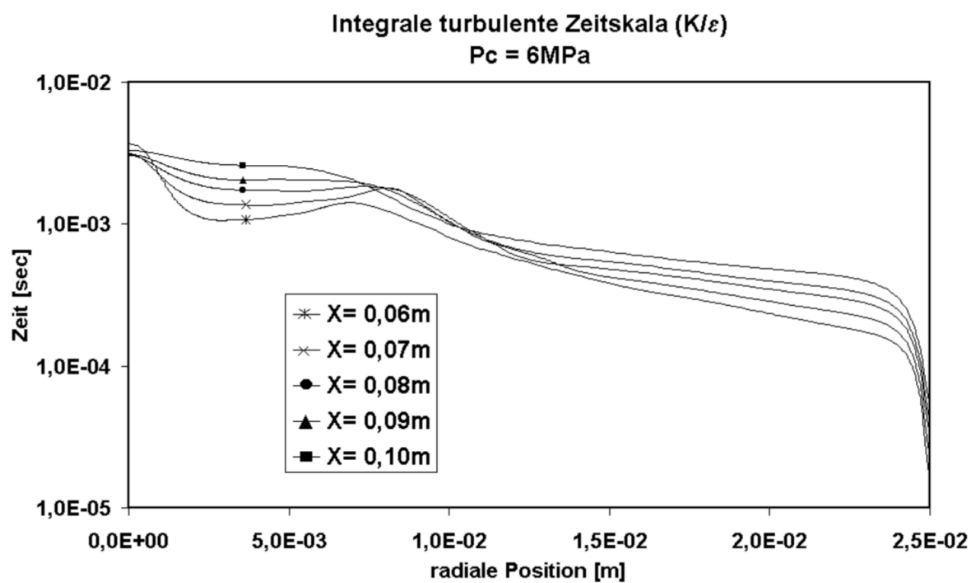
**Bild 9.11:** Molare Konzentrationen und Temperaturverteilung (linkes Diagramm); Dichte und relative Volumenänderung (rechtes Diagramm); bei stöchiometrischer Zusammensetzung und einer Anfangstemperatur von  $T_{init} = 1000K$  bei 30 bar (isobar).



**Bild 9.12:** Molare Konzentrationen und Temperaturverteilung (linkes Diagramm); Dichte und relative Volumenänderung (rechtes Diagramm); bei stöchiometrischer Zusammensetzung und einer Anfangstemperatur von  $T_{init} = 1200\text{K}$  bei 30 bar (isobar).



**Bild 9.13:** Abhängigkeit der adiabaten Verbrennungstemperatur von verschiedenen Mischungen bei initialer Mischtemperatur von 1200 K



**Bild 9.14:** Radiale Verteilung der integralen, turbulenten Zeitskala für den hinteren Teil des Fensterausschnitts (0.06 m bis 0.1 m stromab vom Injektor)

## Lebenslauf

Blaženko Ivančić

- 29.10.1970 geboren in Zagreb als Sohn von Ilija Ivančić und Ehefrau Milica Ivančić, geb. Šola
- 1977 bis 1981 Grundschule in Dettenhausen  
1981 bis 1983 Albert-Schweitzer-Realschule in Tübingen  
1983 bis 1990 Kepler-Gymnasium in Tübingen
- Mai 1990 Abschluß: allgemeine Hochschulreife
- Oktober 1990 Studium der Fachrichtung Luft- und Raumfahrttechnik an der Universität Stuttgart
- Praktika bei den Firmen: Alko-Metallguß GmbH in Metzingen, Stefan Nau GmbH & Co. in Dettenhausen, Alfred Kärcher GmbH & Co. in Waiblingen und Daimler Benz AG in Stuttgart
  - Studienarbeit bei der Daimler-Benz AG in Stuttgart (1995)
  - Diplomarbeit am Institut für Luftfahrtantrieb der Universität Stuttgart (1996)
- März 1996 Erlangen des Diploms
- 1996 bis 1999 Doktorand bei dem DLR Lampoldshausen, Hauptabteilung Raumfahrtantriebe in der Arbeitsgruppe Treibstoffaufbereitung
- seit Juli 1999 Wissenschaftlicher Mitarbeiter bei dem DLR in Göttingen, Institut für Strömungsmechanik, Abteilung: Numerische Methoden