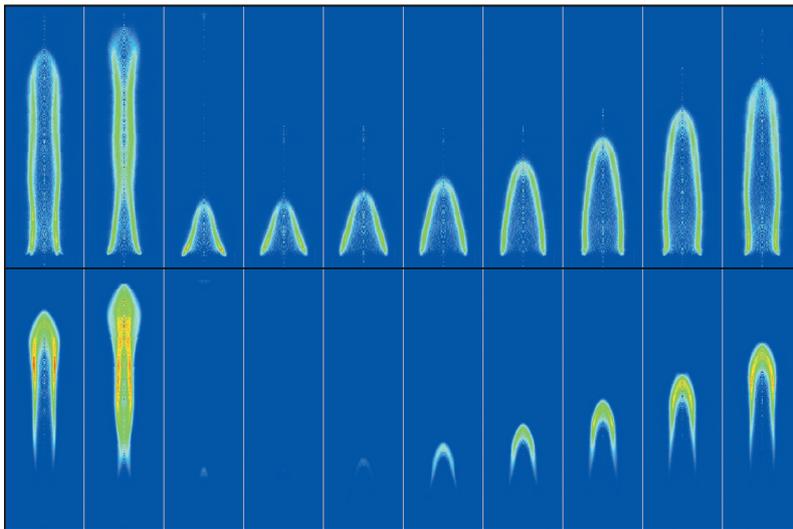


Janbernd Hentschel

Untersuchung gepulster laminarer rußender Methan-Luft Diffusions- flammen unter erhöhtem Druck

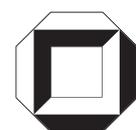


Janbernd Hentschel

**Untersuchung gepulster laminarer rußender
Methan-Luft Diffusionsflammen unter erhöhtem Druck**

Untersuchung gepulster laminarer rußender Methan-Luft Diffusions- flammen unter erhöhtem Druck

von
Janbernd Hentschel



universitätsverlag karlsruhe

Dissertation, Universität Karlsruhe (TH),
Fakultät für Chemie und Biowissenschaften, 2006

Impressum

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



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

Universitätsverlag Karlsruhe 2006
Print on Demand

ISBN 3-86644-020-0

Untersuchung gepulster laminarer rußender Methan-Luft Diffusionsflammen unter erhöhtem Druck

Zur Erlangung des Akademischen Grades eines

DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN

(Dr. rer. nat.)

der Fakultät für Chemie und Biowissenschaften der
Universität Karlsruhe (TH)

vorgelegte

DISSERTATION

von

Dipl.-Chem. Janbernd Hentschel

aus Münster/Westf.

Dekan: Prof. Dr. Holger Puchta

Referent: Prof. Dr.-Ing. Henning Bockhorn

Korreferent: Prof. Dr. O. Deutschmann

Tag der mündlichen Prüfung: 16. Februar 2006

Die vorliegende Arbeit wurde am Institut für Technische Chemie und Polymerchemie der Universität Karlsruhe (TH) unter der Leitung von Prof. Dr. H. Bockhorn angefertigt. Die Durchführung der Arbeit erfolgte im Rahmen des Sonderforschungsbereiches 606 „Instationäre Verbrennung“. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft sei an dieser Stelle für die finanzielle Unterstützung ausdrücklich gedankt.

Für die Themenstellung, die Diskussionsbereitschaft und die mir gewährten Freiräume danke ich Herrn Prof. Dr. H. Bockhorn und Herrn PD Dr. R. Suntz; Herrn Prof. Dr. O. Deutschmann gilt mein Dank für die Übernahme des Korreferates.

Bei den Wissenschaftlern im Sonderforschungsbereich 606 möchte ich mich für die interessanten Diskussionen über die Fachgrenzen hinweg bedanken, besonders seien hier die Mitarbeiter am Institut für Kolbenmaschinen genannt.

Ein ausdrücklicher Dank gilt den Mitarbeitern der Institutswerkstatt unter Leitung von Herrn Siegel für die technische Hilfe und Herrn Dr. Sommer der damaligen Hüls Infracor GmbH für die Auslegung und Anfertigung der Druckbrennkammer.

Meinen ehemaligen und derzeitigen Kollegen möchte ich besonders danken: Jörg Appel, Dirk Großschmidt, Matthias Hettel und Astrid Schön für die Unterstützung bei der numerischen Simulation der Flamme, Holger Dörr, Nicole Ebersohl und Olaf Hässler und allen anderen Mitgliedern der Lasergruppe sowie Matthias Müller-Hagedorn für die gute Zusammenarbeit in fachlicher Hinsicht ebenso wie für die guten persönlichen Kontakte.

Beate und meiner Familie möchte ich für ihre Unterstützung danken.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	1
1.1	Stand der Forschung	1
1.2	Aufgabenstellung	3
2	Theoretische Grundlagen	5
2.1	Lichtstreuung und Extinktion	5
2.1.1	Mie-Theorie der elastischen Lichtstreuung	6
2.1.2	Lichtstreuung an Teilchenkollektiven	11
2.1.3	Extinktion	13
2.1.4	Bestimmung von Teilchenzahldichte und mittlerem Radius nach Mie	16
2.2	Laserinduzierte Inkandescenz (LII)	17
2.2.1	Relation von LII und Rußvolumenbruch	17
2.3	Eigenleuchten der Flamme	19
2.3.1	Wärmestrahlung von Ruß	19
2.3.2	Eigenleuchten chemisch angeregter OH-Radikale	20
2.4	Abel-Inversion	23
3	Experimenteller Aufbau	29
3.1	Brennersystem	29
3.1.1	Brennerkopf	30
3.1.2	Brennkammer	31
3.1.3	Gasdosierung und Pulsationsanregung	34

3.1.4	Steuerung	35
3.2	RAYLIX-Messaufbau	36
3.2.1	Optischer Messaufbau	36
3.2.2	Zeitsteuerung	39
3.3	Emissionsmessungen	40
3.4	Kalibrierung und Auswerteverfahren	43
3.4.1	Kalibrierung der Rayleigh-Streuung	44
3.4.2	Kalibrierung der Extinktion	46
3.4.3	Kalibrierung des LII-Signals	46
3.5	Versuchsparameter	49
4	Experimentelle Ergebnisse	51
4.1	Stationäre Flamme	51
4.1.1	RAYLIX	52
4.1.2	Ruß-/OH*-Eigenleuchten	59
4.1.3	Temperaturmessungen	64
4.2	Oszillierende Flamme - 10 Hz	68
4.2.1	Hitzdrahtanemometrie	68
4.2.2	RAYLIX	70
4.2.3	Ruß-/OH*-Eigenleuchten	83
4.2.4	Temperaturmessungen	92
4.3	Oszillierende Flamme - freie Frequenzen	94
4.3.1	Eigenleuchten	95
5	Kinematische Analyse	105
5.1	Modellannahme	105
5.1.1	Stationäre Diffusionsflammen	106
5.1.2	Stationäre Vormischflammen	107
5.1.3	Pulsierte Flammen	108
5.2	Ergebnisse der kinematischen Analyse	110
5.2.1	Diffusionskonstanten	110

5.2.2	Strömungsfeld	112
5.2.3	Stationäre Diffusionsflamme	113
5.2.4	Pulsierte Diffusionsflamme	114
6	Zusammenfassung	127
	Literaturverzeichnis	131
	Verwendete Geräte	137
	Abbildungen	139

INHALTSVERZEICHNIS

Kapitel 1

Einleitung und Motivation

Die Verbrennung nimmt eine herausragende Rolle unter den technisch-chemischen Prozessen ein. Sie gilt als eine der ältesten Techniken der Menschheit und kann derzeit als bedeutendster technischer Prozess angesehen werden. Mehr als 90% der heutigen Energieversorgung beruhen auf der Umsetzung von Energie in Verbrennungsprozessen [1]. Die Optimierungen der Verfahren der Verbrennung sind ein lohnendes Ziel sowohl im Sinne der Kostenreduzierung als auch des Umweltschutzes durch die Senkung der Emissionen. Bereits bei der Verbrennung einfacher Ausgangsstoffe wie Methan oder Acetylen entsteht eine große Zahl von Zwischenprodukten die wiederum miteinander reagieren. Aktuelle Mechanismen zur Beschreibung der Verbrennung enthalten über 80 Spezies und über 500 Reaktionen [2, 3]. Durch die Rückkopplung zwischen Verbrennungsprozessen und den sie enthaltenden Strömungen entstehen komplexe Systeme, deren Eigenschaften je nach Randbedingungen nur unter sehr hohem Aufwand und mit eingeschränkter Genauigkeit vorhersagbar sind.

1.1 Stand der Forschung

Die Untersuchungen laminarer, stationärer Flammen haben erheblich zur Verbesserung des Verständnisses der Verbrennungsprozesse beigetragen. Darauf aufbauend

hat sich das Interesse auf komplexere Flammenstrukturen erweitert. Dies schließt besonders Flammen unter technisch relevanten Bedingungen wie in Verbrennungsmotoren und Gasturbinen ein. In ihnen sind komplexe, oft turbulente Strömungsfelder mit einer instationären Verbrennungsführung überlagert.

Wichtig für die Untersuchung der Phänomene instationärer Verbrennung ist die Möglichkeit, die Instationarität reproduzierbar zu gestalten. Dazu bieten sich oszillierende Systeme an, da sie durch Phasenkopplung des Detektionssystems eine zeitaufgelöste Untersuchung des instationären Flammensystems ermöglichen. Daraus leitet sich die Forderung ab, dass die Flammen eine möglichst geringe Schwankung von Zyklus zu Zyklus aufweisen müssen. Ein Aufbau, der diesem Kriterium genügt, erlaubt die aufeinanderfolgende Anwendung auch solcher Messmethoden, welche nicht gleichzeitig eingesetzt werden können [4].

Bei Untersuchungen an oszillierenden laminaren Diffusionsflammen wird unterschieden zwischen selbsterregten Oszillationen [5,6] und Experimenten mit extern aufprägten Schwingungen. Erstere sind insofern für eine systematische Untersuchung der instationären Effekte ungeeignet, als ihre Eigenfrequenz nicht als unabhängiger Versuchsparameter unabhängig beeinflussbar ist. Im Fall der induzierten Schwingung unterscheiden sich die untersuchten Flammen hauptsächlich durch die Anregungsfrequenz und die Amplitude sowie durch die Art und Weise, mit der die Schwingung induziert wird. In den meisten Fällen wird dazu ein Membranlautsprecher eingesetzt [4,7–12].

Die verwendeten Anregungsfrequenzen lassen sich in zwei Bereiche einteilen: Einer umfasst Flammen mit einer Anregungsfrequenz, die nahe der Eigenfrequenz liegt, wie sie in [5,6] definiert ist. Der andere Bereich umfasst alle Frequenzen, welche etwa eine Größenordnung und mehr über dieser Frequenz liegen. Für die Intensität der Anregung scheint es ein wichtiges Unterscheidungsmerkmal zu sein, ob die Amplitude der Strömungsänderung am Brennstoff-Brennerausgang die mittlere Durchflussrate übersteigt. In solchen Fällen kann die Rückströmung in den Brenner eine Einmischung

von Oxidatorgas verursachen und damit eine Vorvermischung des Brennstoffs mit dem Oxidatorgas verursachen [11,12].

Die Einordnung bisheriger Untersuchungen in der Literatur nach Frequenzbereich und Anregungsstärke zeigt, dass sich die bisherigen Arbeiten auf hohe Frequenzen oder hohe Anregungsstärken und die Kombination daraus beschränken, während geringe Frequenzen bei gleichzeitig geringen Anregungsstärken bisher nicht untersucht worden sind.

	geringe Frequenz	hohe Frequenz
geringe Anregungsstärke		[11]
hohe Anregungsstärke	[9–12]	[7–9]

Tabelle 1.1: Einordnung von oszillierenden Flammen aus der Literatur nach Frequenz in Bezug auf die Eigenfrequenz und nach der Anregungsamplitude. Angegeben sind die Ordnungsnummern der Literaturstellen.

1.2 Aufgabenstellung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit sollen instationäre Diffusionsflammen untersucht werden. Dazu soll einer stabilen stationären Diffusionsflamme eine Oszillation aufgeprägt werden indem die Brenngaszufuhr moduliert wird. Die Modulation soll gemäß der Einordnung im vorhergehenden Abschnitt niederfrequent und von geringer Anregungsstärke sein. Die zu untersuchenden Flammen sind Methan-Luft-Diffusionsflammen welche bei einem Druck von 250 kPa zu stabilisieren sind. Sie sollen hinsichtlich der Bildung und Oxidation von Ruß untersucht werden. Besonderes Augenmerk ist auf eine nichtlineare Beeinflussung der Flamme aufgrund der instationären Verbrennung zu richten; weiterhin soll geprüft werden, inwiefern pulsierte Flammen als Abfolge pseudostationärer Flammen darstellbar sind.

Um die beschriebenen Ziele zu erreichen muss eine Brennkammer und die zugehörige Infrastruktur aufgebaut werden; ein neuer Brennerkopf für Diffusionsflammen ist zu konstruieren. Mit diesem Brennersystem ist eine stationäre Diffusionsflamme zu stabilisieren, welche als Referenz für die oszillierenden Flammen mit gleichen mittleren Gasströmen zu verwenden ist. Diese Flamme ist durch geeignete Modulation des Brenngasstromes zu Oszillationen anzuregen.

Die Flammen sind mit verschiedenen Messmethoden zu untersuchen. Es handelt sich um die RAYLIX-Methode, die Messung der Emissionen von angeregten OH-Radikalen und des Rußeigenleuchtens in der Flamme sowie die Bestimmung der Partikeltemperaturen. Mit diesen Messmethoden sollen die Rußbildung und -oxidation in der Flamme orts aufgelöst und für verschiedene Phasen während der Pulsation bestimmt werden. Mit Hilfe einer kontinuierlichen Messung des Eigenleuchtens der Flamme mittels einer Fotodiode soll der zeitliche Verlauf der Pulsation aufgezeichnet werden. Daraus sollen Rückschlüsse auf das instationäre oder pseudostationäre Verhalten der Flammen gezogen werden.

Abschließend soll überprüft werden, inwiefern sich das Verhalten der Flamme mit Modellen beschreiben lässt. Dazu ist ein Ansatz für die Berechnung der Flammenfront in einer pulsierten Vormischflamme auf die gegebenen Randbedingungen der Diffusionsflamme zu übertragen und die Ergebnisse dieser Berechnungen mit den experimentell erhaltenen Daten zu vergleichen.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen der verwendeten Messmethoden

2.1 Lichtstreuung und Extinktion

Bei der Interaktion von Licht mit Materie kann es zu inelastischen und elastischen Streuprozessen kommen. Im Fall der inelastischen Streuung kommt es zu einer Energieübertragung zwischen dem streuenden Teilchen und dem einfallenden Licht, welche in einer Frequenzverschiebung des gestreuten Lichtes gegenüber dem eingestrahlten Licht resultiert.

Bei der elastischen Lichtstreuung werden in dem streuenden Teilchen durch die Wechselwirkung mit dem oszillierenden elektrischen Feld des eingestrahlten Lichtes Dipolschwingungen gleicher Frequenz induziert. Nach dem Huygens-Fresnellschen Prinzip sind sie damit selbst Ausgangspunkt elektromagnetische Elementarwellen. Aus der Überlagerung aller Elementarwellen unter Berücksichtigung ihrer Phasenbeziehungen untereinander resultiert die Wellenfunktion.

Streuquerschnitte beschreiben die Effizienz der Streuung. Die Streuquerschnitte der inelastischen Streuprozesse sind in der Partikelmesstechnik um mehrere Größenord-

nungen kleiner als die Streuquerschnitte der Mie- bzw. Rayleigh-Streuung. Daher werden sie bei der folgenden Betrachtung nicht berücksichtigt.

Die Streuung trägt zur Extinktion des Lichtes bei. Unter der Extinktion sind die Prozesse zusammengefasst, welche die Abschwächung des mit der Materie interagierenden Lichtes beschreiben. Die Extinktion erfolgt bei Rußpartikeln nahezu vollständig über die Absorption des Lichtes, während die Streuung nur eine untergeordnete Rolle spielt.

Aus der Extinktion und den Intensitäten des Streulichtes lassen sich Informationen über die Rußkonzentration und die Teilchenzahldichte sowie die Partikelgröße gewinnen.

2.1.1 Mie-Theorie der elastischen Lichtstreuung

Für den Einsatz der Streulichtmessung in der Partikelmesstechnik ist die Bestimmung der Streulichtintensitäten einzelner Partikel im umgebenden Medium von Interesse. Sofern die Partikel dabei weit genug voneinander entfernt sind können sie als unabhängig voneinander streuend beschrieben werden. In der praktischen Anwendung können die Streuzentren als inkohärente Strahler angenommen werden. Entsprechend kann die Summe der Intensitäten ohne Beachtung des Phasenverhältnisses der Gesamtintensität gleichgestellt werden.

Eine exakte analytische Lösung zur umfassenden Berechnung der elastischen Streuung ist nur unter Annahme einfacher Randbedingungen möglich. In der Mie-Theorie wird dazu von kugelförmigen und optisch isotropen Teilchen ausgegangen. Ein Sonderfall der Mie-Streuung ist die Rayleigh-Streuung. Zur Abgrenzung zwischen den beiden Theorien wird der dimensionslose Teilchengrößenparameter

$$\alpha = \frac{2\pi r}{\lambda} \quad (2.1)$$

eingeführt, der den Radius r des kugelförmigen Teilchens in Beziehung zur der Wellenlänge λ des Lichtes setzt. Für den Rayleigh-Bereich mit $\alpha < 0,3$ kann das streuende Teilchen als klein gegenüber der Wellenlänge des Lichtes angesehen werden. Damit befindet sich das streuende Teilchen in einem nahezu homogenen elektrischen Wechselfeld; die im streuenden Teilchen induzierten Dipole schwingen in Phase zueinander. Ihre Summenfunktion entspricht der einer einfachen Kugelwelle; die Winkelverteilung der Intensität des gestreuten Lichtes hängt nicht von der Größe des Teilchens ab.

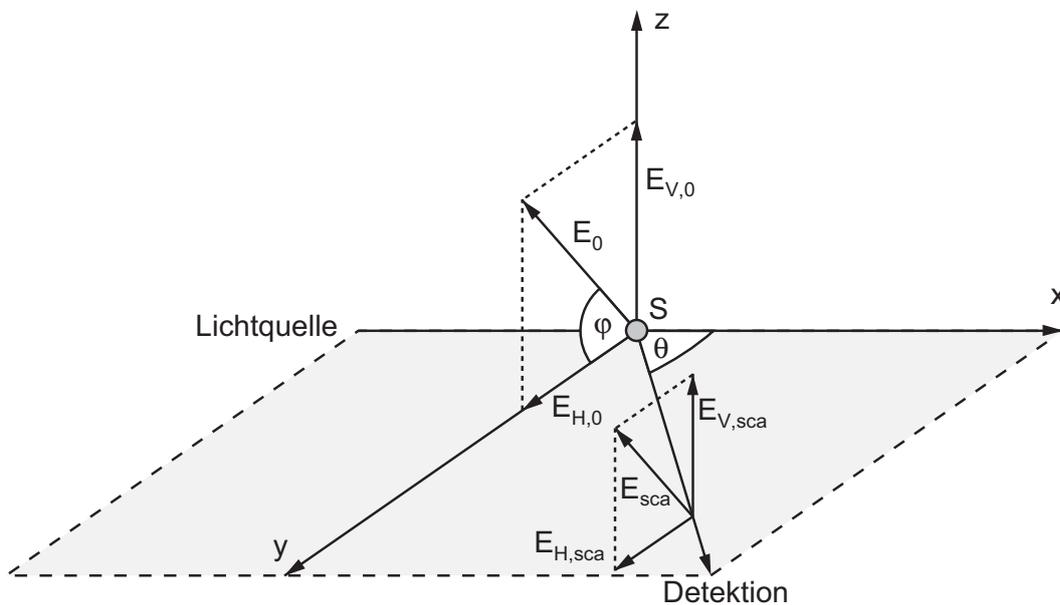


Abbildung 2.1: Geometrische Verhältnisse bei der Lichtstreuung

Für den Fall der Mie-Theorie sind die geometrischen Verhältnisse der Streuung einer Lichtwelle in Abbildung 2.1 dargestellt. Die einfallende linear polarisierte Lichtwelle mit der Wellenlänge λ breitet sich in positive x -Richtung aus und trifft dabei auf das Streuzentrum S . Mit der als Beobachtungsebene definierten x,y -Ebene schließt die Welle den Polarisationswinkel φ ein. Die Detektion der gestreuten Welle erfolgt in der Entfernung s vom Streuzentrum unter dem Streuwinkel θ . Der elektrische Feldvektor \vec{E}_{sca} der gestreuten Welle ist dem der eingestrahnten \vec{E}_0 proportional, und es gilt [15]:

$$\vec{E}_{sca} = \frac{e^{iks}}{k \cdot s} \cdot \mathbf{S} \cdot \vec{E}_0 \quad (2.2)$$

\mathbf{S} bezeichnet die Streumatrix, die Wellenzahl ist definiert als $k = 2\pi/\lambda$. Die Feldvektoren \vec{E}_{sca} und \vec{E}_0 lassen sich in ihren Komponenten darstellen. Sie liegen in der Beobachtungsebene (horizontale Polarisation, $\varphi = 0^\circ$, Index H) bzw. stehen senkrecht dazu (vertikale Polarisation, $\varphi = 90^\circ$, Index V). Damit nimmt die Gleichung 2.2 folgende Form an:

$$\begin{pmatrix} E_{H,sca} \\ E_{V,sca} \end{pmatrix} = \frac{e^{iks}}{k \cdot s} \cdot \begin{pmatrix} S_2 & S_3 \\ S_4 & S_1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_{H,0} \\ E_{V,0} \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

Das gestreute Licht lässt sich also als Kombination von vier Komponenten darstellen. Es sind dies die horizontal und vertikal polarisierten Komponenten aus dem horizontal bzw. vertikal polarisierten eingestrahlten Licht: E_{HH} , E_{VH} , E_{VH} und E_{VV} . Aus der angenommenen Isotropie ergibt sich, dass $E_{H,sca}$ nur einen Beitrag aus $E_{H,0}$ und $E_{V,sca}$ nur einen Beitrag aus $E_{V,0}$ erhalten kann. Daher müssen die Elemente der Streumatrix $S_3 = S_4 = 0$ sein. Damit wird $E_{H,sca} = E_{HH}$ und $E_{V,sca} = E_{VV}$. Weiterhin bedingt die Isotropie, dass S nur vom Winkel θ abhängen kann.

Die Intensitäten der einfallenden und der gestreuten Lichtwelle sind proportional dem Quadrat des elektrischen Feldvektors. Die unter dem Streuwinkel θ beobachteten Intensitäten $I_{VV}(\theta)$ (vertikal polarisierte Komponente) und $I_{HH}(\theta)$ (horizontal polarisierte Komponente) des gestreuten Lichts hängen außerdem von den jeweiligen Komponenten der Einstrahlintensität I_{0V} bzw. I_{0H} und dem Abstand s vom Streuzentrum ab:

$$I_{VV}(\theta) = \frac{I_0 \cdot C_{VV}(\theta)}{s^2} \cdot \sin^2 \varphi \quad (2.4)$$

$$I_{HH}(\theta) = \frac{I_0 \cdot C_{HH}(\theta)}{s^2} \cdot \cos^2 \varphi \quad (2.5)$$

$C_{VV}(\theta)$ bzw. $C_{HH}(\theta)$ stellen die differentiellen Streuquerschnitte für die vertikale und horizontale Komponente dar und haben die Dimension einer Fläche. Sie sind proportional zum Quadrat der jeweiligen Amplitudenfunktion S_i :

$$C_{VV}(\theta) = \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \cdot |S_1(\theta)|^2 \quad (2.6)$$

$$C_{HH}(\theta) = \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \cdot |S_2(\theta)|^2 \quad (2.7)$$

Nach [14] erhält man für die Elemente der Streumatrix unendliche konvergente Reihen:

$$S_1(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \cdot (a_n \cdot \pi_n(\theta) + b_n \cdot \tau_n(\theta)) \cdot (-1)^{n+1} \quad (2.8)$$

$$S_2(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \cdot (a_n \cdot \tau_n(\theta) + b_n \cdot \pi_n(\theta)) \cdot (-1)^{n+1} \quad (2.9)$$

Diese Amplitudenfunktionen sind durch die Mie-Koeffizienten a_n und b_n und die Winkelfunktionen $\pi_n(\theta)$ und $\tau_n(\theta)$ bestimmt. Die Mie-Koeffizienten sind Funktionen der Laufzahl n , dem Teilchengrößenparameter α und des komplexen Brechungsindex m des streuenden Teilchens. Die Winkelfunktionen sind lediglich von dem Streuwinkel θ abhängig. Die Berechnung der Mie-Koeffizienten kann mit Ricatti-Bessel-Funktionen, die der Winkelfunktionen mit Legendre-Polynomen erfolgen [13, 14].

Die Mie-Koeffizienten können durch eine Reihenentwicklung dargestellt werden; für eine ausreichend genaue Beschreibung kann im Rayleigh-Bereich diese Reihe nach

dem ersten Glied abgebrochen werden. Für die Laufzahl $n = 1$ gibt Kerker [14] folgende Ergebnisse an:

$$a_1 = \frac{2}{3}i \cdot \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \cdot x^3 \quad (2.10)$$

$$b_1 = -\frac{1}{45}i \cdot (m^2 - 1) \cdot x^5 \quad (2.11)$$

$$\pi_1 = 1 \quad (2.12)$$

$$\tau_1 = \cos\theta \quad (2.13)$$

Im Rayleigh-Bereich können auch bei der Summenbildung nach Gleichung 2.8 und 2.9 nach dem ersten Summand alle weiteren Glieder vernachlässigt werden, da die höheren Terme mit steigender Laufzahl schnell verschwinden. Ebenso sind die Terme, die den Mie-Koeffizienten b_1 enthalten, klein gegenüber den anderen Termen und müssen nicht berücksichtigt werden. Damit ergeben sich aus den Gleichungen 2.1, 2.6 bzw. 2.7, 2.8 und 2.9 die differentiellen Streuquerschnitte:

$$C_{VV} = \frac{16\pi^4}{\lambda^4} \cdot \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2 \cdot r^6 \quad (2.14)$$

$$C_{HH}(\theta) = \frac{16\pi^4}{\lambda^4} \cdot \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2 \cdot r^6 \cdot \cos^2\theta \quad (2.15)$$

Eine weitere Vereinfachung ergibt sich dann, wenn der die Detektion der Streustrahlung ausschließlich unter dem Winkel $\theta = 90^\circ$ erfolgt. Damit wird $C_{HH} = 0$, es kann keine horizontal polarisierte Streustrahlung detektiert werden. Entsprechend kann die

horizontal polarisierte Komponente des einstrahlenden Lichts keine Streustrahlung induzieren. Wird lediglich senkrecht polarisiertes Licht ($I_{vv} = I_0$) verwendet, so lässt sich schreiben:

$$I_{\perp} = I_{VV}(90^{\circ}) = \frac{I_0 \cdot C_{VV}}{s^2} \quad (2.16)$$

In der Realität treten auch horizontal polarisierte Anteile des Streulichtes auf. Dieser Depolarisation genannte Effekt wird in den Reihenentwicklungen mit den höheren Gliedern vernachlässigt. Die daraus resultierende Streuung ist für die betrachteten Voraussetzungen um mehrere Größenordnungen kleiner als die oben berechnete Intensität und wird daher im folgenden vernachlässigt.

2.1.2 Lichtstreuung an Teilchenkollektiven

Unter der Voraussetzung, dass ein Kollektiv von Partikeln unabhängig voneinander streut und keine Mehrfachstreuung auftritt und die im vorausgegangenen Kapitel beschriebenen Bedingungen gelten, kann die Gesamtintensität des gestreuten Lichtes als Summe der an den einzelnen Partikeln gestreuten Intensitäten geschrieben werden. Ist für die Teilchen eine Partikelgrößenverteilung $p(r)$ bekannt, so kann ein mittlerer Streuquerschnitt bestimmt werden zu:

$$\bar{C}_{sca} = \int_0^{\infty} C_{sca} \cdot p(r) dr \quad (2.17)$$

Unter der Voraussetzung, dass keine Mehrfachstreuung auftritt, ergibt sich für die Teilchen im Volumen V mit der Teilchenzahldichte N_T ein Streukoeffizienten K_{sca} :

$$K_{sca} = N_T \cdot \bar{C}_{sca} \quad (2.18)$$

und die gesamte Streuintensität als

$$I_{sca} = \frac{I_0 V N_T C_{sca}}{s^2} \quad (2.19)$$

Ist das Partikelsystem koagulationsdominiert, so stellt sich eine selbsterhaltende polydisperse Größenverteilung ein. In Analogie zu dem Verhalten eines koagulierenden Aerosols kann sie durch eine logarithmische Normalverteilung beschrieben werden [16–18]. Diese nimmt mit der Standardabweichung der Verteilung σ und dem Medianwert des Teilchenradius r_m folgende Form an:

$$p(r) = \frac{1}{\sigma \cdot r \cdot \sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left[-\frac{1}{2} \cdot \frac{(\ln r - \ln r_m)^2}{\sigma^2}\right] \quad (2.20)$$

Bei der Berechnung des mittleren Streuquerschnittes nach Gleichung 2.17 muss beachtet werden, dass der Streuquerschnitt C_{sca} eine Funktion des Teilchenradius ist ($C_{sca} \sim r^6$). Dies erfordert die Integration von r^n über die logarithmische Normalverteilung, die folgendes Ergebnis liefert:

$$\int_0^\infty r^n \cdot p(r) dr = r_m^n \cdot \exp\left[\frac{\sigma^2 \cdot n^2}{2}\right] \quad (2.21)$$

$\int_0^\infty r^n \cdot p(r) dr$ wird als n-tes Moment der Verteilung bezeichnet. Der Medianwert des Radius ist das erste Moment, das zweite Moment ist proportional zur Teilchenoberfläche und das dritte Moment ist proportional zum Teilchenvolumen. Durch Berechnung des sechsten Moments der Verteilung und Kombination der Gleichungen 2.14, 2.16, 2.17 und 2.21 wird folgender Ausdruck für die Streukoeffizienten bzw. die Intensität des senkrecht gestreuten Lichtes erhalten:

$$K_{sca} = \frac{16\pi^4}{\lambda^4} \cdot \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2 \cdot r_m^6 \cdot e^{18\sigma^2} N_T \quad (2.22)$$

und

$$I_{\perp} = \frac{16\pi^4 I_0}{\lambda^4 s^2} \cdot \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2 \cdot r_m^6 \cdot e^{18\sigma^2} N_T V \quad (2.23)$$

2.1.3 Extinktion

Durch die Wechselwirkung von Licht mit der durchstrahlten Materie erfolgt eine Extinktion genannte Abschwächung des Lichtes. Für die Betrachtung der Extinktion wird von einem homogenen Medium ausgegangen. Sind die Dimensionen der betrachteten Wegstrecken so groß, dass sie ein statistisches Mittel der Rußpartikel enthalten, so gelten die daraus abgeleiteten Gleichungen auch für das inhomogene Partikelsystem. Die Abschwächung des Lichtes dI ist proportional zur durchstrahlten Weglänge dx und der einstrahlenden Intensität I , der Proportionalitätsfaktor K_{ext} wird Extinktionskoeffizient genannt:

$$-dI = K_{ext} \cdot I \cdot dx \quad (2.24)$$

Die Integration zwischen Einstrahlintensität I_0 und I bzw. zwischen der Wegstrecke 0 bis L liefert:

$$\ln \left(\frac{I_0}{I} \right) = K_{ext} \cdot L \quad (2.25)$$

In Diffusionsflammen muss weiterhin der sich mit dem Ort ändernde Extinktionskoeffizient berücksichtigt werden.

$$\ln\left(\frac{I_0}{I}\right) = \int_0^L K_{ext}(x) dx \quad (2.26)$$

Dem Streukoeffizienten entsprechend lässt sich der Extinktionskoeffizient als Produkt aus dem mittleren Extinktionsquerschnitt und der Teilchenzahldichte beschreiben:

$$K_{ext}(x) = N_T \cdot \overline{C_{ext}} = N_T \cdot \int_0^\infty C_{ext} \cdot p(r) dr \quad (2.27)$$

Für die Betrachtung der Extinktion durch einzelne Teilchen lässt sich ebenso wie für die Streuung ein Extinktionsquerschnitt C_{ext} festlegen. Für ein einzelnes Teilchen ist er nach der Mie-Theorie als eine Funktion des Realteils der Mie-Koeffizienten a_n und b_n darstellbar [14, 15]:

$$C_{ext} = \frac{\lambda^2}{2\pi} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \cdot \Re(a_n + b_n) \quad (2.28)$$

Wie im Fall der Streuung kann für ausreichend kleine Teilchen die Rayleigh-Näherung angewendet werden. Die Berechnung der Summe in Gleichung 2.28 wird nach dem ersten Glied abgebrochen und Terme mit b_1 werden vernachlässigt. Mit a_1 aus Gleichung 2.10 erhält man:

$$C_{ext} = -\frac{8\pi^2}{\lambda} \cdot \Im\left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2}\right) \cdot r^3 \quad (2.29)$$

Der Extinktionsquerschnitt ist eine Funktion der dritten Potenz des Teilchenradius. Durch Einsetzen der Gleichung 2.29 in 2.27 ergibt sich für den Extinktionskoeffizienten:

$$K_{ext}(x) = -\frac{8\pi^2}{\lambda} \cdot \Im \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \cdot N_T \cdot \int_0^\infty r^3 \cdot p(r) dr \quad (2.30)$$

Dieser Ausdruck wird unter Berücksichtigung von Gleichung 2.21 zu:

$$K_{ext}(x) = -\frac{8\pi^2}{\lambda} \cdot \Im \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \cdot r_m^3 \cdot e^{4,5\sigma^2} \cdot N_T \quad (2.31)$$

Es kann eine dimensionslose Größe f_V , der Rußvolumenbruch definiert werden als Anteil des Rußvolumens im betrachteten Volumenelement. Für logarithmisch normalverteilte Partikel ergibt er sich zu:

$$f_V = \frac{4}{3}\pi \cdot N_T \cdot \int_0^\infty r^3 \cdot p(r) dr = \frac{4}{3}\pi \cdot N_T \cdot r_m^3 \cdot e^{4,5\sigma^2} \quad (2.32)$$

Die Kombination der Gleichungen 2.30 und 2.32 führt zu folgender Beziehung zwischen Rußvolumenbruch und Extinktionskoeffizient:

$$f_V = -\frac{K_{ext}(x)}{\frac{6\pi}{\lambda} \cdot \Im \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)} \quad (2.33)$$

In einem einfachen System mit vom Ort unabhängigem Extinktionskoeffizienten kann mit Hilfe der Gleichungen 2.25 und 2.33 der Rußvolumenbruch bestimmt werden. Die ist z.B. bei Messungen in flachen laminaren Vormischflammen oder bei der Vermessung eines homogen mit Partikeln beladenen Gasstrom möglich. In inhomogenen Systemen wie den zu untersuchenden Diffusionsflammen hingegen kommt die Gleichung 2.26 zum Einsatz. Da nur das Verhältnis von I_0/I aus den Intensitäten vor und

nach der Flamme bestimmt wird, kann keine lokale sondern nur die über die Länge der Messstrecke integrierte Bestimmung des Rußvolumenbruchs erfolgen. Damit ist es nicht möglich die gewünschte örtliche Auflösung des Rußvolumenbruchs allein mit Extinktionsmessungen zu realisieren. Für die örtlich aufgelöste Bestimmung des Rußvolumenbruchs wird daher eine andere Methode gewählt. Eine Möglichkeit dazu ist die laserinduzierte Inkandeszenz (LII), welche im Kapitel 2.2 beschrieben wird. Da diese Methode aber keine absoluten sondern nur relative Rußvolumenbrüche liefert, muss die Extinktionsmessung zur ihrer Kalibrierung herangezogen werden.

2.1.4 Bestimmung von Teilchenzahldichte und mittlerem Radius nach Mie

Aus Streulichtsignalen und Extinktionsmessungen, die beide Funktion des mittleren Radius und der Teilchenzahldichte sind, können der Streukoeffizient und der Extinktionskoeffizient bestimmt werden. Durch die Kombination der Ausdrücke aus den Gleichungen 2.22 und 2.31 ergeben sich deren Werte zu:

$$N_T = \frac{K_{ext} \left| \frac{m^2-1}{m^2+2} \right|^2 e^{9\sigma^2}}{4\lambda^2 K_{sca} \left(\Im \left(\frac{m^2-1}{m^2+2} \right) \right)^2} \quad (2.34)$$

$$r_m = \frac{\lambda^3 \Im \left(\frac{m^2-1}{m^2+2} \right) K_{sca}}{2\pi^2 \left| \frac{m^2-1}{m^2+2} \right|^2 e^{13,5\sigma^2} K_{ext}} \quad (2.35)$$

Entsprechend der Gleichung 2.33 kann in diesen Gleichungen der lokale Extinktionskoeffizient durch den Rußvolumenbruch, wie er beispielsweise aus den LII Messungen erhalten wird, ersetzt werden.

2.2 Laserinduzierte Inkandeszenz (LII)

Extinktionsmessungen liefern nur den entlang der Ausbreitungsrichtung des Lichtes integrierten Rußvolumenbruch. Die Extinktionsmessung kann daher, sofern die Messtellen für I_0 und I außerhalb des Messvolumens liegen, keine örtlich aufgelösten Werte des Rußvolumenbruchs liefern. Dies ist die Konsequenz daraus, dass die absorbierenden Teilchen entlang der „line-of-sight“ beobachtet werden, wodurch die Ortsinformation verloren geht. Daher muss zur örtlich aufgelösten Bestimmung des Rußvolumenbruchs eine Methode gewählt werden, die diese Information zur Verfügung stellt.

Eine Möglichkeit dazu ist die laserinduzierte Inkandeszenz (LII). Sie beruht darauf, dass die Rußpartikel mit einem Laserstrahl hoher Intensität und kurzer Zeitdauer bestrahlt werden. Aufgrund der Absorption des Lichtes erhitzen sich die Teilchen sehr schnell weit über die Temperatur des sie umgebenden Gases bis an die Verdampfungsgrenze bei etwa 4000K [19]. Dadurch steigt die emittierte Wärmestrahlung auf ein Vielfaches an und erfährt gemäß dem Wienschen Verschiebungsgesetz eine Verschiebung des Emissionsmaximums zu kürzeren Wellenlängen hin. Der kurzwellige Anteil der Weißglut (*engl. Incandescence*) kann durch Kurzpassfilter gut vom Hintergrundsignal separiert werden und wird zur Detektion der LII verwendet.

Die theoretischen Hintergründe zur Modellierung und Beschreibung der LII können der Literatur entnommen werden [20–23]. Sie sind fortwährend Gegenstand der Forschung [24–26].

2.2.1 Relation von LII und Rußvolumenbruch

Die Rußpartikel können in erster Näherung als schwarze Strahler angesehen werden. Die spektrale Verteilung der von ihnen abgegebenen Wärmestrahlung folgt daher dem Planckschen Strahlungsgesetz.

$$\varrho(\lambda) = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \cdot \frac{e^{-hc/\lambda kT}}{1 - e^{-hc/\lambda kT}} \quad (2.36)$$

$\varrho(\lambda)$: spektrale Strahlungsdichte (Energie pro Volumen und Wellenlänge)

h : Plancksches Wirkungsquantum; $h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{Js}$

c : Vakuumlichtgeschwindigkeit; $c = 2,998 \cdot 10^8 \text{ms}^{-1}$

k : Boltzmannkonstante; $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{JK}^{-1}$

Die Strahlung des einzelnen Partikels ist proportional zum Absorptionsquerschnitt C_{abs} , welcher im Rayleigh-Bereich dem Extinktionsquerschnitt C_{ext} gleichgesetzt werden kann:

$$R(r(t), T(t), \lambda_{em}) \propto C_{ext}(r(t), \lambda_{em}) \cdot \varrho(T(t)) \quad (2.37)$$

Damit ist die Antwortfunktion R nach Gleichung 2.27 und 2.33 proportional zum Rußvolumenbruch. Bei der experimentellen Bestimmung des LII Signals wird es mit einem vorgeschalteten Filter mit der Charakteristik $f(\lambda)$ und während einer Zeitspanne t_1 bis t_2 detektiert:

$$I_{LII} = \int_{t_1}^{t_2} \int_{\lambda_0}^{\lambda_\infty} \int_0^\infty N_T \cdot p(r) \cdot R(r(t), T(t), \lambda) \cdot f(\lambda) \cdot dr \cdot d\lambda \cdot dt \quad (2.38)$$

Dieses Signal ist durch die Partikelabkühlung bestimmt und kann durch geeignete Differentialgleichungen beschrieben werden. Experimentelle Untersuchungen [10,27–32] haben gezeigt, dass es proportional zum Rußvolumenbruch ist. Die Bestimmung des Proportionalitätsfaktors kann durch einen Vergleich mit der Extinktionsmessung erfolgen.

2.3 Eigenleuchten der Flamme

Das von Flammen emittierte Licht resultiert aus zwei Quellen, der Wärmestrahlung und der Chemolumineszenz. Die Wärmestrahlung im sichtbaren Bereich stammt unter praktischen Bedingungen ausschließlich von den Rußpartikeln während die Chemolumineszenz unter anderem von angeregten OH-Radikalen emittiert wird.

2.3.1 Wärmestrahlung von Ruß

Aus der Wärmestrahlung der Rußteilchen lässt sich die Temperatur der Partikel bestimmen. Die Emissionen der Partikel lassen sich durch das Plancksche Strahlungsgesetz beschreiben (s. Gleichung 2.36), für eine genaue Bestimmung der Temperatur muss allerdings berücksichtigt werden, dass es sich bei Ruß nicht um einen schwarzen sondern grauen Körper handelt. Daher muss die Intensität der Strahlung um das Emissionsvermögen korrigiert werden:

$$\rho(\lambda, T) = \epsilon \cdot \rho_b(\lambda, T) \quad (2.39)$$

Die Temperatur des grauen Strahlers kann bei Messung der Emissionsintensitäten I_λ bei zwei verschiedenen Wellenlängen analytisch bestimmt werden:

$$T = \frac{hc(1/\lambda_2 - 1/\lambda_1)}{k_B \ln((\lambda_1/\lambda_2)^5 (I_{\lambda_1}/I_{\lambda_2}) (\epsilon_2/\epsilon_1))} \quad (2.40)$$

Dies gilt dann, wenn $\exp(hc/(k_B \lambda T)) \gg 1$ ist [33]. Diese Bedingung ist für die sichtbaren Wellenlängen und die in Methan-Diffusionsflammen auftretenden Temperaturen vollauf gegeben. Das Verhältnis der Emissivitäten ϵ entspricht in diesem Fall dem

Verhältnis der den Extinktionskoeffizienten K_{ext} gleichzusetzenden Absorptionskoeffizienten.

$$\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} = \frac{K_{ext}(\lambda_2)}{K_{ext}(\lambda_1)} = \frac{\lambda_1 \Im\left(\frac{m^2-1}{m^2+2}\right)}{\lambda_2 \Im\left(\frac{m^2-1}{m^2+2}\right)} \quad (2.41)$$

Es ist zu berücksichtigen, dass der komplexe Brechungsindex nominell eine Funktion der Temperatur und der Wellenlänge ist. Für Ruß kann der Ausdruck $\Im\left(\frac{m^2-1}{m^2+2}\right)$ jedoch in den hier vorkommenden Temperatur- und Wellenlängenbereichen als konstant angesehen werden [34]. Damit vereinfacht sich Gleichung 2.41 zu:

$$\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \quad (2.42)$$

Damit kann nach der Kalibrierung des Detektionssystems mit z.B. einer Wolfram-
bandlampe die Temperatur der Rußpartikel nach Gleichung 2.40 bestimmt werden.
Es ist allerdings zu beachten, dass bei der Detektion des Rußeigenleuchtens in Dif-
fusionsflammen sich das integrale Signal entlang der Beobachtungsrichtung aus in-
homogenen Teilstücken zusammensetzt. Um die Temperatur der Partikel erfolgreich
berechnen zu können, muss eine tomographische Rekonstruktion der lokalen Emis-
sionen erfolgen (vgl. Kapitel 2.4)

2.3.2 Eigenleuchten chemisch angeregter OH-Radikale

Die Chemolumineszenz tritt bei solchen Elementarreaktionen auf, bei denen ein Reak-
tionsprodukt im elektronisch angeregten Zustand (mit „*“ markiert) gebildet wird.
Diese Spezies können beim Übergang in den Grundzustand Licht aussenden. Eine bei

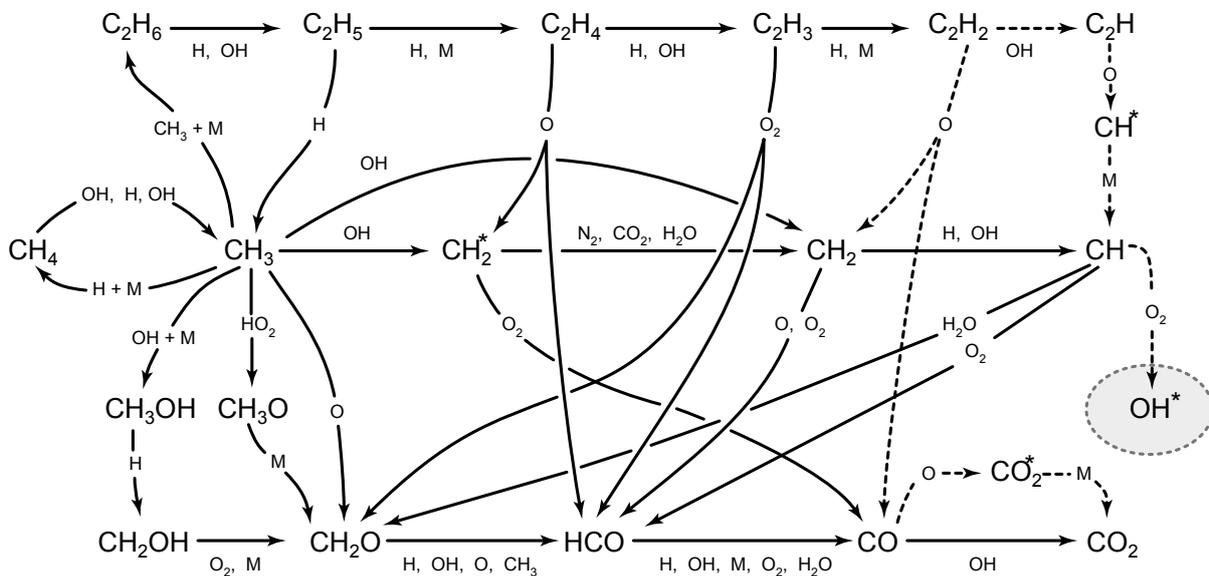


Abbildung 2.2: Vereinfachtes Schema der Reaktionen bei der Oxidation von Methan. Das Schema ist auf die Darstellung der Hauptreaktionswege beschränkt. Untergeordnete Reaktionswege, die zu chemolumineszierenden Spezies führen sind zusätzlich eingetragen und als gestrichelte Pfeile markiert. Der größte Anteil des Umsatzes von Methan zu Kohlendioxid verläuft über das Methoxyradikal. Das Reaktionsschema entstammt der Literatur [35]

Verbrennungen auftretende chemolumineszierende Spezies ist das OH^* Radikal; seine Emissionsbanden liegen bei etwa 309 nm. Die Bildung des OH^* erfolgt allerdings nur auf einem Seitenkanal im Reaktionssystem der Methanoxidation (s. Abb. 2.2) [35–37]. Aus diesem Grund kann die Intensität der Emissionen des OH^* Radikals keine Auskunft geben über die Konzentrationen des auf völlig anderen Reaktionspfaden und in vielfach größeren Mengen gebildeten OH Radikals, welches unter anderem maßgeblich für die Oxidation des Rußes verantwortlich ist.

Um aus dem Signal der OH^* Emission sinnvolle Rückschlüsse auf die chemischen Prozesse in der Flamme ziehen zu können ist es notwendig, seine Auftreten in Zusammenhang mit dem Fortschritt der Verbrennungsprozesse bringen zu können. Eine

Möglichkeit der Auftragung der Spezieskonzentrationen in der Flamme ist die Darstellung der Reaktionszone durch Flamelets [38–40]. Die Ortskoordinate wird in den Mischungsbruch transformiert. Der Mischungsbruch $Z = 0$ repräsentiert das reine Oxidatorgas, der Mischungsbruch $Z = 1$ den reinen Brennstoff. Mit dem SOFOKLES-Code [2, 3] können u.a. die Verläufe der Spezies- und Rußkonzentrationen zwischen diesen beiden Extrema berechnet werden. Nach dem von Najm [35] aufgestellten Reaktionsschema entsteht das OH^* hauptsächlich aus der Oxidation von CH. Die Oxidation des CH unter Bildung von OH^* trägt nicht wesentlich zum Gesamtumsatz in der Flamme bei und ist daher nicht im Reaktionsmechanismus von Appel [3] implementiert. Aufgrund der Kurzlebigkeit des angeregten Zustandes wird eine nennenswerte Emission durch OH^* aber nur dort erwartet, wo eine entsprechend hohe Konzentration an CH-Radikalen und Sauerstoff zu finden ist. Sie können daher als Indikator für das Auftreten der OH^* -Emission genommen werden.

In der Abbildung 2.3 sind die Verläufe von OH, CH und Rußvolumenbruch in einem Flamelet dargestellt. Der Ruß findet sich im fetten Bereich des Flamelets, die OH Radikale im mageren Bereich. CH-Radikale finden sich nur dort, wo die Kurven der OH-Radikale und des Rußvolumenbruchs überlappen und liegen somit auf der Grenze der beginnenden Rußoxidation.

In der Region des schmalen Bereichs des Mischungsbruchs in dem CH-Radikale auftreten sind nach den vorgenannten Überlegungen auch die OH^* Radikale zu finden. Ihr Auftreten kann ebenso als Indikator für den Übergang zwischen der Rußzone und der oxidierenden Zone der Flamme verwendet werden. Im Idealfall sollte das Signal der OH^* Chemolumineszenz außerhalb des maximalen Rußvolumenbruchs in der Flamme zu finden sein und die Flamme allseitig an der Diffusionsgrenzschicht umgeben.

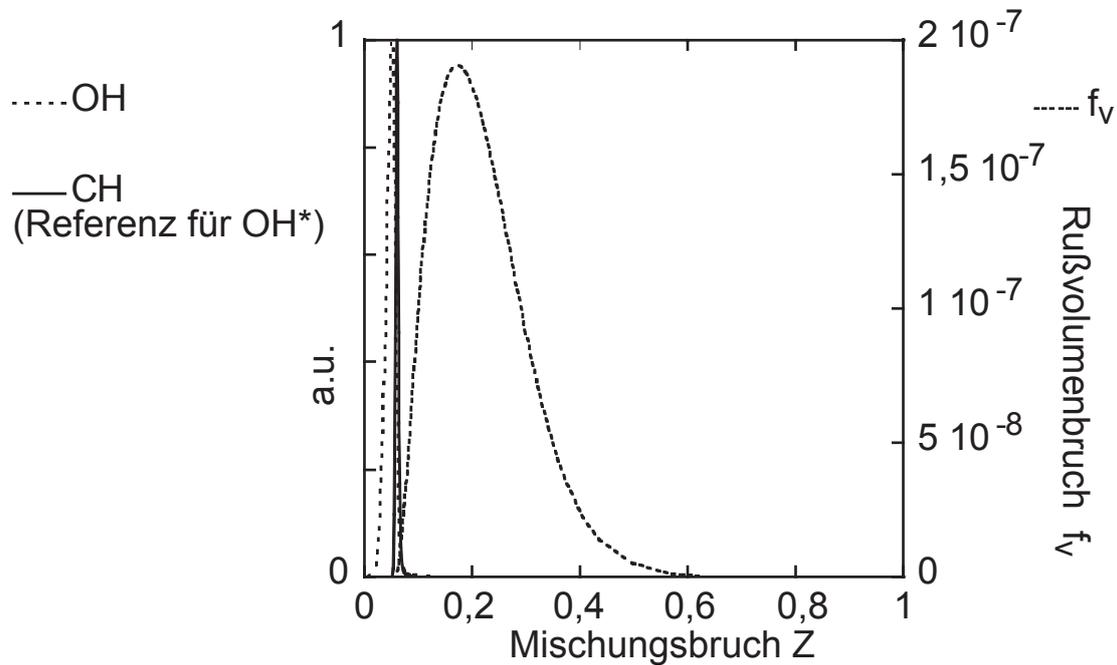


Abbildung 2.3: Rußvolumenbruch, OH- und CH-Konzentration als Funktion des Mischungsbruches. CH ist Vorläufermolekül für die Bildung von OH*. Gerechnet als stationäres Flamelet für 2,5 bar und eine skalare Dissipationsrate von 1/s mit dem SOFOKLES-Code [2,3]

2.4 Abel-Inversion

Methoden, wie die Extinktionsmessung oder die Detektion von Eigenstrahlung, stehen bei inhomogenen Objekten immer vor dem Problem, dass sie entlang der Richtung der Strahlausbreitung ihre örtliche Information verlieren. Aus dem Messsignal kann nur die Größe der Extinktion bzw. der Strahlungsmenge festgestellt werden, nicht aber der zugehörigen Ort. Sind allerdings weitere Bedingungen über die Form und Symmetrie des zu untersuchenden Körpers bekannt, so kann aus der Änderung des Messsignals bei Verschiebung der Strahlachse weitergehende Informationen über die Eigenschafte des Objektes gewonnen werden. Für die Annahme einer Zylindersymmetrie ist dieses Problem der tomographischen Rückentwicklung bereits 1826 von N.H. Abel gelöst worden [41,42]. Das Verfahren soll im Folgenden an einem Schnitt

durch eine Diffusionsflamme quer zur Ausbreitungsrichtung dargestellt werden.

Es wird entsprechend der Annahmen von Abel von einer zylindersymmetrischen Problemstellung ausgegangen; es wird die Intensität des emittierten Lichtes betrachtet. Die Flamme emittiert aufgrund ihrer unbekannt radialen Eigenschaften Licht mit der lokalen Intensität $I_{em}(r) = I_{em}(x, y)$. Die Emissionen an jedem Punkt werden als ungerichtet angenommen. Es erfolgt eine orts aufgelöste Messung des sich parallel zu der y -Achse aus allen Punkten in der Flamme ausbreitenden Lichtes mit der Funktion $I_{det}(x)$. Diese Funktion stellt also die Summe der Emissionen aller Punkte auf der Linie mit dem Abstand x von der y -Achse dar und ist als Integral wie folgt darstellbar:

$$I_{det}(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_{em}(r) dy \quad (2.43)$$

Die in der Zylindersymmetrie gegebene Spiegelsymmetrie in der Ebene durch den Zylindermittelpunkt lässt eine Vereinfachung der Integralgrenzen zu, indem das Integral von 0 bis ∞ genau dem halben oben genannten Integral entspricht. Weiterhin kann eine Substitution entsprechend der Beziehung

$$r = \sqrt{x^2 + y^2} \quad \text{und entsprechend} \quad \frac{dr}{dy} = \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} \quad (2.44)$$

erfolgen. Damit ergibt sich die Abelsche Integralgleichung:

$$I_{det}(x) = 2 \cdot \int_y^{\infty} I_{em}(r) \frac{r}{\sqrt{r^2 - x^2}} dr \quad (2.45)$$

Diese Gleichung ist die Abbildungsvorschrift mit welcher die Messwerte $I_{det}(x)$ aus den emittierten Intensitäten $I_{em}(r)$ gebildet werden. Um aus den gemessenen Werten

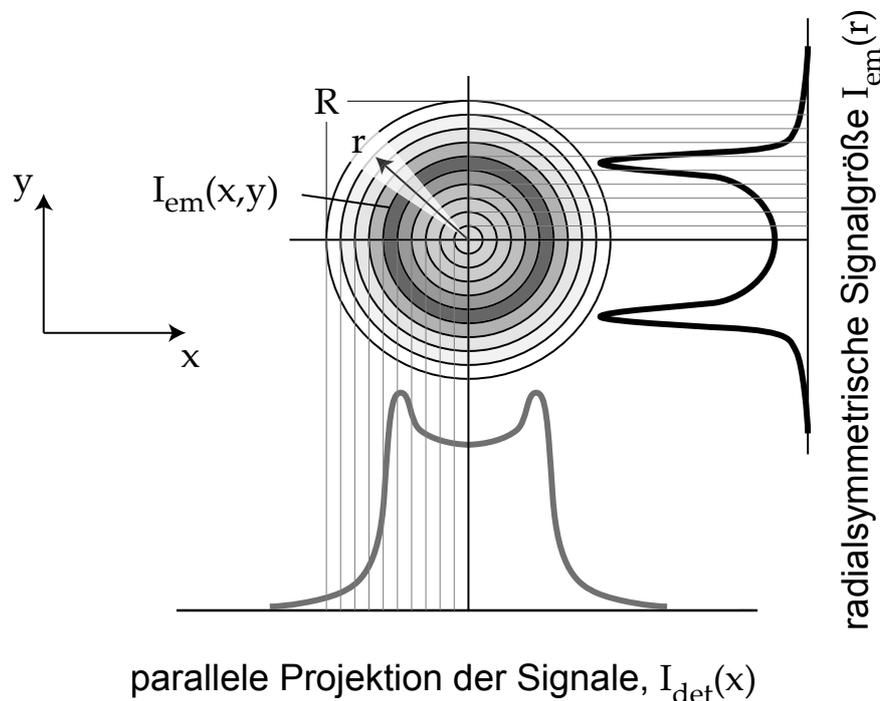


Abbildung 2.4: Abelinversion, Darstellung der Intensitätsverteilung des Rußeigenleuchtens in der Flamme und des detektierten Signales

die ursprüngliche Verteilung zu erhalten, kann die Inversionsformel aufgestellt werden:

$$I_{em}(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^{\infty} \frac{\frac{dI_{det}(x)}{dx}}{\sqrt{x^2 - r^2}} dx \quad (2.46)$$

Diese Form der Abelinversion wird allerdings nur selten eingesetzt, da sie zum einen die Bestimmung der Ableitung der Funktion $I_{det}(x)$ erfordert und zum anderen der Integrand an der Stelle $r = x$ divergiert. Weiterhin kommt bei ihrer Anwendung auf physikalische Messgrößen zum Tragen, dass diese in aller Regel als diskrete Messwerte vorliegen und einen Rauschanteil aufweisen. Dies kann zur Folge haben, dass die Berechnung der Lösung zu nicht sinnvollen Ergebnissen führt. Aufgrund des diskreten Charakters der Messwerte bieten sich differentielle Verfahren zur Invertierung der Messdaten an. Verschiedene Methoden dazu sind unter besonderer Berücksichtigung der Anforderungen in der Verbrennungsdiagnostik bei [42] beschrieben. Für

die Auswertung der Messdaten wurde ein der dort beschriebenen Onion-Peeling-Methode äquivalentes Verfahren eingesetzt welches im Folgenden beschrieben wird. Die Onion-Peeling-Methode zeichnet sich durch ein besonders gutes Rekonstruktionsverhalten im Bereich steiler Gradienten aus. Der Nachteil ist ein gegenüber den anderen Verfahren höherer Rauschanteil der rekonstruierten Werte in der Nähe des Zentrums. Da die interessanten Bereiche der Flamme sich allerdings in den Flanken der Flamme befinden und der zentrale Bereich nur auf der Höhe der Flammenspitze von Bedeutung ist, kann dieser Nachteil des Onion-Peeling-Verfahrens in Kauf genommen werden.

Voraussetzung für die Anwendbarkeit des Inversionsverfahrens ist, dass am Rand und außerhalb des Messvolumens die beobachtete Größe $I_{em} = 0$ ist. Weiterhin wird angenommen, dass die zu bestimmende Größe I_{em} in den konzentrischen Ringen mit der Breite Δr konstant ist. Um die Berechnung zu vereinfachen, wird der innerste Ring so gewählt, dass er einem Kreis mit dem Durchmesser $2\Delta r$ entspricht. Den Messsignalen $I_{det}(n)$ mit $n = 1 \dots N$ stehen die Ringe der Ausgangssignale $I_{em}(n)$ mit $n = 1 \dots N$ gegenüber.

Das Messsignal I_{det} im Bereich zwischen $(n - 1) \cdot \Delta r$ und $n \cdot \Delta r$ setzt sich aus den Beiträgen der einzelnen Ringe zwischen diesen Grenzen zusammen. Dementsprechend müssen Ringe, die diese Grenzen nicht schneiden, d. h. Ringe mit einem Radius kleiner $(n - 1) \cdot \Delta r$, nicht berücksichtigt werden. Für den äußersten Messpunkt $I_{det}(N)$ ergibt sich daraus, dass er nur aus dem äußersten Ring zwischen $(N - 1) \cdot \Delta r$ und $N \cdot \Delta r$ einen Beitrag erhält. Daher lässt sich aus diesem Ring die gewünschte Intensität $I_{em}(N)$ dadurch berechnen, dass das Messsignal durch das Integral des äußersten Ringes zwischen den genannten Grenzen dividiert wird.

Das Integral eines Ringes entspricht allgemein der Differenz zwischen dem Kreisintegral des äußeren Ringes und des inneren Ringes oder, sofern die innere Grenze außerhalb oder auf dem inneren Kreisbogen des Ringes liegt, aus dem Kreisintegral des äußeren Kreises.

Es gilt also:

$$I_{em}(N) = I_{det}(N) / \int_{N-1}^N 2 \cdot \sqrt{r^2 - N^2} dr \quad (2.47)$$

Der Beitrag des äußersten Ringes zu den weiter innen liegenden Messsignalen kann von diesen eliminiert werden, indem der erhaltene Wert $I_{em}(N)$ multipliziert mit dem Integral des Ringes N zwischen den Grenzen der jeweiligen Messpunkte von ihnen abgezogen wird.

$$I_{det}(n) = I_{det}(n) - I_{em}(N) \cdot \left(\int_{n-1}^n 2 \cdot \sqrt{r^2 - N^2} dr - \int_{n-1}^n 2 \cdot \sqrt{r^2 - (N-1)^2} dr \right). \quad (2.48)$$

Mit dieser Operation vereinfacht sich das gestellte Problem auf ein um den äußersten Messpunkt N reduziertes System. Durch iterative Anwendung der Gleichungen 2.47 und 2.48 können aus den Messdaten I_{det} die Größen der tatsächlichen Signale in der Flamme I_{em} berechnet werden.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

Die Experimente, auf denen die Ergebnisse dieser Arbeit basieren, wurden an dem im folgenden beschriebenen Messaufbau durchgeführt. Die Beschreibung des Aufbaus gliedert sich in vier Aspekte, beginnend mit dem Diffusionsbrenner und der zugehörigen Hilfsaufbauten. Die verwendete RAYLIX-Messtechnik und der Messaufbau für die Emissionsmessungen werden im zweiten und dritten Abschnitt beschrieben. Darauf folgt die Beschreibung des Vorgehens zur Kalibrierung und Auswertung der erhaltenen Messdaten.

Abschließend werden die Versuchsparameter und die Nomenklatur der untersuchten Flammen beschrieben. Weitere Angaben zu den verwendeten Messgeräten finden sich im Anhang 6. Die Funktionsweise kommerziell erhältlicher Systeme wie der eingesetzten Hitzdrahtanemometrie werden an dieser Stelle nicht weiter behandelt.

3.1 Brennersystem

Im folgenden finden sich Beschreibungen des für die Messungen eingesetzten Brennersystems. Es besteht aus dem eigentlichen Diffusionsbrenner sowie der den Brenner

umgebenden Brennkammer und ihrer Hilfsaufbauten, der Gasdosierungseinrichtung, der Einrichtung zur Pulsationsanregung der Flamme und der Steuerung des gesamten Systems.

3.1.1 Brennerkopf

Bei dem verwendeten Brenner (s. Abbildung 3.1) handelt es sich um einen koaxialen Diffusionsbrenner. Die Brenngase strömen durch zwei konzentrische Sintermetallplatten, die in einem Brennerkopf aus Messing eingebaut sind. Durch die innere Platte strömt der Brennstoff Methan. Sie ist leicht konisch und hat am Austritt einen Durchmesser von 10 mm. Sie wird mit Hilfe einer Rohrhülse und einer kurzen Hohlschraube gegen den konischen Sitz im Brennerkopf gedrückt und damit fixiert. Die Brennstoffzufuhr erfolgt von unten durch die Hohlschraube und die Rohrhülse.

Die äußere, ringförmige Sintermetallplatte dient zur laminaren Zuführung des Oxidatorgases. Sie hat einen Innendurchmesser von 22 mm und einen effektiven Außendurchmesser von 50 mm. Sie wird innen mittels eines aufschraubbaren Konus und außen durch einen Ring mit Außengewinde gegen Distanzringe gedrückt. Die Abdichtung an den Gewinden und an den Flächen zwischen Sinterplatte und der Befestigung erfolgt mittels handelsüblichem Teflondichtband und hochviskosem Silikonfett.

Der Messingkörper des Brenners wird von einem ringförmigen Kanal umschlossen. Dieser Kanal dient zur Temperierung des Brennerkopfes und kann von einem Wärmetauschermedium durchflossen werden.

Die auf dem Brenner stabilisierten stationären Flammen sind laminar und zeigen bei den vermessenen Gasdurchsätzen eine axialsymmetrische Form. Die Seitenansicht einer auf dem freien Brenner (ohne umgebende Brennkammer) stabilisierten axialsymmetrischen Flamme findet sich in Abbildung 3.2. Erst bei Gasdurchsätzen, die um den Faktor fünf höher liegen, kommt es zu Deformierungen des Flammenbildes. Sie werden durch anisotropes Ausströmen aus den Sintermetallplatten hervorgerufen.

3.1.2 Brennkammer

Die für die Experimente verwendete Druckbrennkammer wurde für einen maximalen Druck von 10 MPa bei einer Wandtemperatur von maximal 200 °C ausgelegt. Der schematische Aufbau des Brennersystems ist in Abbildung 3.3 dargestellt; im Anhang findet sich in Abbildung 2 die technische Maßzeichnung der Brennkammer. Die Brennkammer besteht aus drei Abschnitten sowie dem abschliessenden Boden. Der obere und mittlere Teil sind doppelwandig ausgeführt um eine Kühlung des Brennraumes

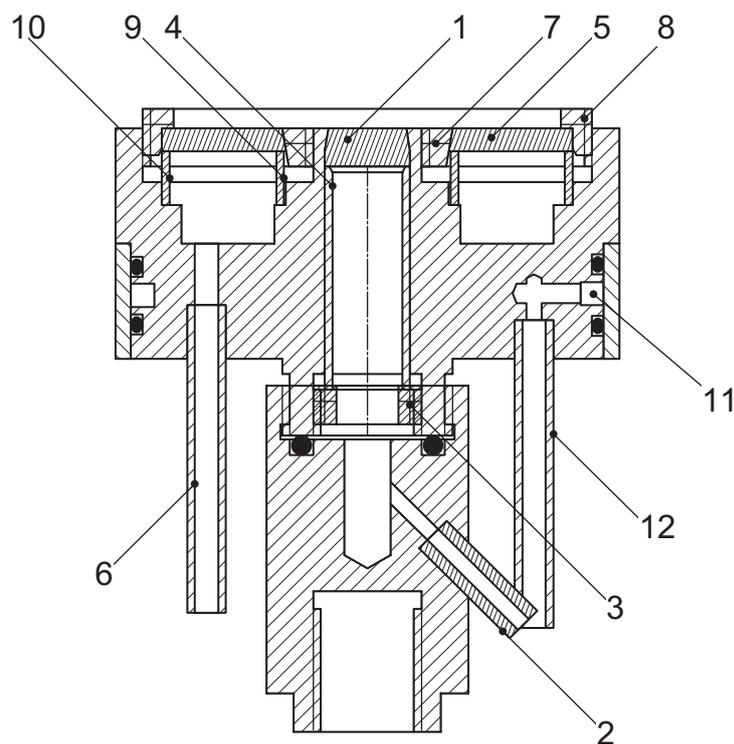


Abbildung 3.1: Aufbau des Brennerkopfes. Es sind: 1: Sinterplatte Brenngas; 2: Brenngaszuleitung; 3: Hohlschraube; 4: Rohrhülse; 5: Sinterplatte Oxidator; 6: Oxidatorzuleitung; 7: Innerer Befestigungskonus; 8: Äußerer Befestigungring; 9,10: Distanzringe; 11: Kühlwasserringleitung; 12: Kühlwasseranschluss (2x).

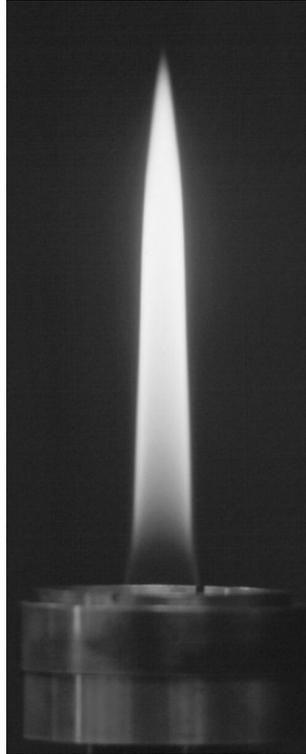


Abbildung 3.2: Laminare Methan-Diffusionsflamme, Brennerkopf ohne umgebende Brennkammer.

zu ermöglichen. Zur Vermeidung der Kondensation des bei der Verbrennung entstehenden Wassers wird die Temperatur des Kühlmediums mit Hilfe eines Umwälzthermostaten auf 80°C geregelt. Die Brennkammer hat einen Innendurchmesser von 100 mm und eine Gesamthöhe von 740 mm.

Der obere Teil der Brennkammer übernimmt Abgesehen von der Abgaskühlung keine weitere Funktion. Im mittleren Teil der Brennkammer befinden sich in einer horizontalen Ebene vier rechtwinklig zueinander angeordnete Sichtfenster. Die einschraubbaren Fenster der Firma SITEC haben einen freien Durchmesser von 18 mm; der Glaskörper besteht aus Saphir und ist beidseitig breitbandig entspiegelt. Die Entspiegelungen vermeiden Reflexe des Laserstrahls innerhalb der Brennkammer und senken

gleichzeitig die Verluste bei der Einkopplung des Laserstrahls in die Brennkammer. Die Reflexionen sind bei Saphir aufgrund des hohen Brechungsindex besonders ausgeprägt und betragen für den Übergang Luft-Saphir-Luft etwa 9%.

Innerhalb des mittleren Teils der Brennkammer befindet sich eine Messingrohr mit einem Innendurchmesser von 66 mm. Es ist außen von einer Kupferrohrwendel umgeben; ist es mit einer schwarz lackierten, eng anliegenden Hülse aus Edelstahl ausgekleidet. Im Bereich der optischen Zugänge ist das Messingrohr und die Edelstahlhülse mit runden Öffnungen versehen. Innerhalb der Hülse befindet sich der Brennerkopf. Da die zu vermessenden Flammen höher sind als die Beobachtungsfenster, muss der Brenner gegenüber den Fenstern verschiebbar angebracht sein.

Die Höhenverstellung des Brenners erfolgt mit einer spindelgetriebenen Hubstange. Die Hubstange ist durch den Brennkammerboden druckfest durchgeführt. Die Ver-

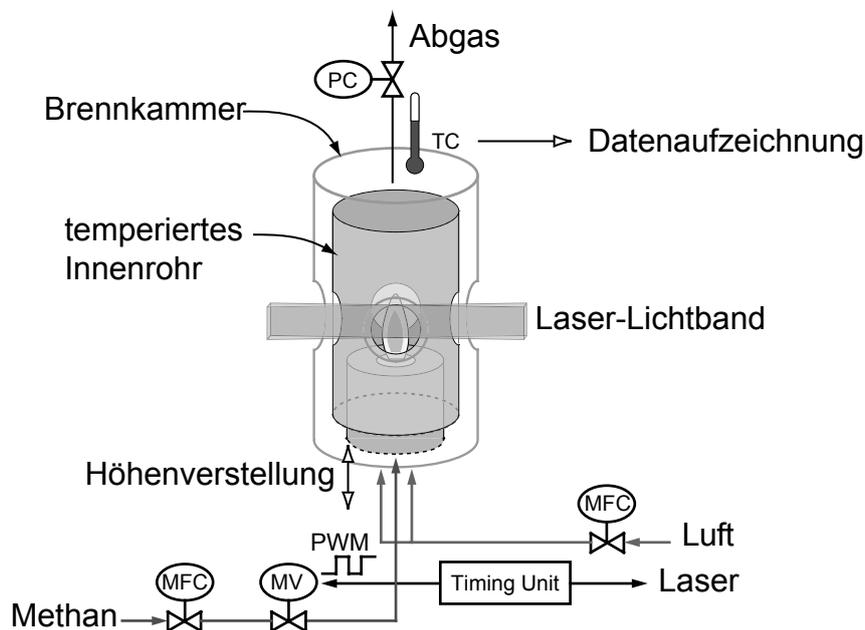


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des Brenneraufbaus. TC: Thermocouple, MFC: MassFlowController, PC: PressureController, PWM: PulseWidthModulation MV: MagnetVentil.

stellung des Brennerkopfes mit dem außenliegenden Schraubenantrieb sichert eine genaue und gut reproduzierbare Höheneinstellung.

Die Zuführung der Gase und Kühlmedien erfolgt durch die Wand des unteren Abschnittes der Brennkammer. Um die Höhenverstellung des Brenners zu ermöglichen, sind die Gasleitungen und die Zu- und Ableitung des Kühlmediums für den Brennerkopf aus weichgeglühtem Kupferrohr als 4-fache Wendel um die Hubstange der Höhenverstellung ausgeführt.

Die Zündung der Flamme in der Brennkammer erfolgt mit Hilfe eines laserinduzierten Plasmas. Dazu wird der Strahl eines Nd:YAG Lasers mit 1064 nm Wellenlänge hinter der RAYLIX-Bandoptik mit einem Bandpassfilter in die optische Achse eingekoppelt. Eine kurzbrennweitige Sammellinse wird vor der Brennkammer so platziert, dass ihr Brennpunkt nahe der Brennermitte liegt. Durch die hohen Feldstärken des Lichtes nahe dem Brennpunkt wird ein Plasma erzeugt, welches die Flamme zünden kann.

3.1.3 Gasdosierung und Pulsationsanregung

Die Dosierung der Gasströme erfolgt durch autark arbeitende Massendurchflussregler (MFC). Es handelt sich um Geräte der Serie EL-Flow der Firma Bronkhorst mit integriertem hoch- Δ -p Ventil. In ihnen ist ein einem Druckminderer ähnliches Ventil enthalten, das die Nachregelung des Vordrucks der MFC während der Änderung des Brennkammerdrucks überflüssig machen. Die Messung des Brennkammerdruckes erfolgt über einen Hinterdruckregler der Firma Bronkhorst aus der gleichen Geräteserie wie die Massendurchflussregler. Der Druckaufnehmer ist mit dem oberen Teil der Brennkammer über eine nicht durchströmte Edelstahlleitung verbunden. Der gemessene Druck kann damit dem Druck im Bereich der Flamme gleichgesetzt werden.

Die Einstellung des Brennkammerdruckes erfolgt mit Hilfe eines temperaturfesten Ventils im Abgasstrang. Das Ventil des Typs flowserve 80137-I/P wird über eine 4-20mA Stromschleife angesteuert und benötigt Pressluft als Hilfsantrieb.

Die Anregung der Pulsation der Flamme erfolgt durch die Pulsation des Brenngasstromes. Dieser wird durch ein unmittelbar außen an der Brennkammer angebrachtes Magnetventil moduliert, welches über eine entsprechende Elektronik entweder digital oder analog angesteuert werden kann. Die Generierung der Steuersignale erfolgt mit Hilfe der im Kapitel 3.1.4 beschriebenen Einrichtung zur Steuerung des Experimentes. Das Magnetventil entspricht dem Ventil eines Massendurchflussreglers der Firma Brooks der Serie 5850TR. Die als Blattfeder aufgeführte Rückstellfeder des Ventils wurde durch 2 Federn des gleichen Typs ersetzt. Die daraus resultierende Erhöhung der Federkonstante führt zu einer Erhöhung der Resonanzfrequenz des Ventils, die damit deutlich oberhalb der verwendeten Frequenzen liegt.

Die digitale Ansteuerung des Ventils wurde für die Experimente mit der RAYLIX-Methode verwendet. In diesem Fall ist die Anregungsfrequenz der Flamme auf die Repetitionsrate des Lasers von 10Hz beschränkt. Um die Vergleichbarkeit zu gewährleisten wurden auch die Messungen des OH*-Eigenleuchtens und die Temperaturbestimmung mit diesem Aufbau durchgeführt.

Mit der analogen Ansteuerung des Ventils können Wellenform, Frequenz, Phase und Amplitude der Ansteuerung frei gewählt werden. Die durchgeführten Experimente beschränken sich allerdings auf eine sinusförmige Anregung zwischen 1 und 20 Hz.

3.1.4 Steuerung

Das gesamte Brennersystem wird mittels eines Computers gesteuert; die Programmierung erfolgte in der Sprache „G“ von National Instruments, bekannt unter dem Namen „LabView“. Die Steuerung umfasst die Regelung der Gasströme in den Brenner, die Druckregelung, die Regelung der Wandtemperatur der Brennkammer, die Ansteuerung des Pulsationsgebers sowie die Betriebsdatenerfassung. Die MFC und der Druckaufnehmer sind an einen proprietären digitalen Bus angeschlossen und erhalten von dem Computer die Sollwerte, Kalibrierkonstanten und Regelparameter und liefern die Istwerte des Massenflusses zurück.

Aus den Istwerten des Druckes und der Sollwertvorgabe berechnet der Computer mittels einer PID-Routine die Regelgröße für das oben beschriebene Abgasventil. Die Istwerte werden vor der Verarbeitung in der PID Routine geglättet; dadurch wird vermieden, dass die Regelung nur aufgrund statistisch auftretender Messwertschwankungen den Brennkammerdruck ändert und in Folge dessen die Messergebnisse verfälscht werden. Optional kann im stationären Betriebszustand die Regelgröße konstant gehalten werden, sofern die Abweichung des Druckes vom Sollwert weniger als 3 kPa beträgt.

Weiterhin übernimmt die zentrale Steuerungseinrichtung die Regelung der Kühlwassertemperaturen, Steuerung der Zündung der Flamme sowie die Visualisierung und Speicherung der Betriebsdaten; dazu gehören die Massendurchflüsse, die Kühlwassertemperatur und die Abgastemperatur. Vom Zentralprogramm unabhängige Programme übernehmen die Ansteuerung des Pulsationsventiles. Für den pulsweitenmodulierten Betrieb werden die Öffnungszeiten mit Hilfe von Timerbausteinen auf einer Messdatenerfassungskarte (NI-1200PCI) erzeugt; für die analoge Ansteuerung werden die erforderlichen Spannungsverläufe über einen Analogausgang dieser Karte an den Stromverstärker geliefert.

3.2 RAYLIX-Messaufbau

3.2.1 Optischer Messaufbau

Die RAYLIX Messtechnik vereinigt in einem einzigen Messaufbau die Messung von Rayleigh-Streuung, laserinduzierter Inkandescenz (LII) und Extinktionsmessungen [43, 44]. Der Aufbau des RAYLIX-Systems ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Die optimalen Intensitäten der zur Anregung benötigten Laserstrahlung ist für die Rayleigh-Streuung und die LII deutlich unterschiedlich. Die erhöhte Strahlung der Partikel bei

der Anregung im LII-Experiment verfälscht die Messung der Rayleigh-Streuung. Daher muss die Anregung der Rayleigh-Streuung mit einem deutlich schwächeren Laserstrahl erfolgen.

Um aus einem Laser zwei Strahlen unterschiedlicher Intensität zu erhalten, wird der Lichtpuls eines frequenzverdoppelten Nd-YAG-Lasers mit $\lambda = 532\text{nm}$ an einer Glasplatte in zwei Teilstrahlen aufgeteilt. Der erste, intensitätsschwache Strahl wird durch eine Teleskopoptik zu einem Lichtband aufgeweitet. Die Teleskopoptik besteht aus einer zylindrisch-konkaven Linse ($f=-100\text{mm}$) und einer sphärisch konvexen Linse ($f=850\text{mm}$). Sie sind so justiert, dass die Brennpunkte auf der dem Laser zugewandten Seite der Linsen aufeinanderliegen. Damit entsteht aus dem runden Laserstrahl nach dem Ausblenden der oberen und unteren Randbereiche ein Lichtband mit nahezu homogenen Intensitätsprofil und mit einer Fokuslinie. Unter Annahme des Gaußschen Strahlprofils des Lasers ergibt sich in der Nähe der Fokuslinie eine nahezu gleichmäßig dickes Laserband. Dessen Dicke berechnet sich nach $r_{min} = \frac{4\lambda f}{\pi r_{las}}$ [45] mit $r_{las} = 10\text{mm}$ zu $r_{min} = 60\mu\text{m}$. Dieses Lichtband durchläuft die zu vermessende Flamme.

Die im Messvolumen innerhalb des Lichtbandes befindlichen Rußteilchen streuen das Licht nach den Gesetzen der Rayleighstreuung; dieses Licht wird von einer mit einem Photonenvervielfacher ausgestatteteten CCD-Kamera (ICCD) aufgezeichnet. Störende Signale aus dem Eigenleuchten der Flamme werden durch einen Interferenzlinienfilter und einen Polarisationsfilter unterdrückt.

Aus dem Lichtband werden vor und hinter der Brennkammer geringe Anteile des Strahls mit Hilfe von Planglasplatten ausgekoppelt und in Küvetten mit fluoreszierendem Farbstoff gelenkt. Deren Fluoreszenzsignale geben die proportional skalierte Intensität des Laserstrahls wieder und werden auf die Randbereiche der Kamera abgebildet. Die Signale werden gleichzeitig mit der Rayleighstreuung detektiert und zur Bestimmung der Extinktion verwendet; während diese Messung durchgeführt wird, durchläuft der energiereichere Teilstrahl eine Verzögerungsstrecke. Etwa 20 ns nach dem ersten Strahl erreicht er, ebenso als Band aufgeweitet, die Flamme. Durch die hohe Energiedichte werden die im Messvolumen befindlichen Teilchen bis zu ihrem

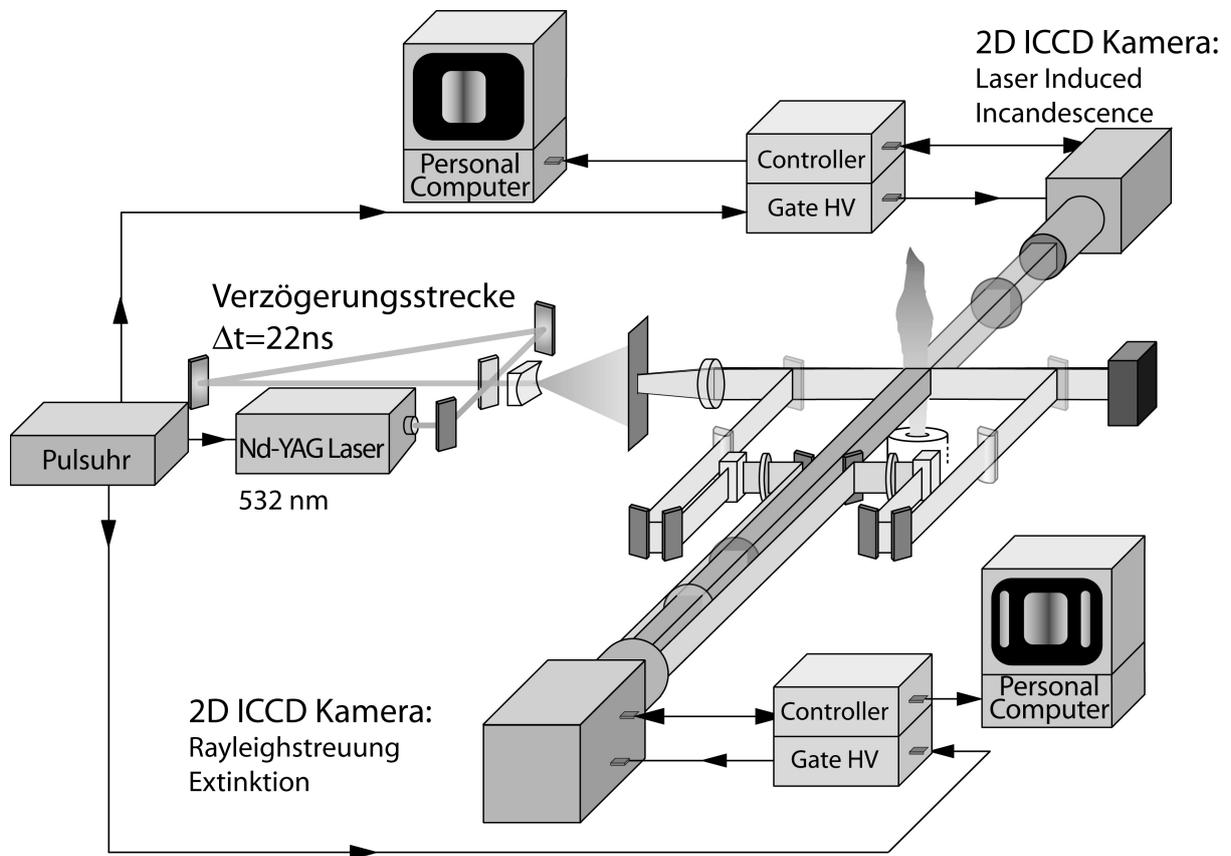


Abbildung 3.4: RAYLIX-Aufbau mit Verzögerungsstrecke. Der Laserstrahl wird an dem Strahlteiler in zwei Teilstrahlen aufgespalten, von denen der stärkere dem anderen Teil nach Durchlaufen einer Verzögerungsstrecke folgt. Die Strahlen werden zu einem Band aufgeweitet und in die Flamme fokussiert. Vor und hinter der Flamme werden Teilstrahlen ausgekoppelt um die Extinktion der Strahlen durch die Flamme zu bestimmen. Zwei Kameras detektieren die Rayleighstreuung und die Extinktionssignale bzw. das vom späteren Strahl angeregte LII

Verdampfungspunkt bei etwa 4000 K erhitzt. Ihre thermische Strahlung übersteigt dabei die Eigenstrahlung der Teilchen in der Flamme um ein Vielfaches. Diese Strahlung wird von der zweiten ICCD kurz nach dem Ende des zweiten Laserpulses aufgezeichnet. Zur Verbesserung des Signal-Rausch Verhältnisses werden die langwelligeren Anteile der Strahlung mit Hilfe eines Kurzpassfilters ausgeblendet.

Aus den drei Messgrößen Rayleigh-Streuung, LII-Signal und Extinktion lassen sich Rußpartikelgröße, -anzahldichte und Rußvolumenbruch zweidimensional aufgelöst im durch das Lichtband gegebenen Schnitt der Flamme berechnen. Die theoretischen Grundlagen dazu sind in dem Kapitel 2 dargestellt, die explizite Auswertung ist im Kapitel 3.4 aufgeführt. Die auf ein Pixel der Kamera abgebildete Fläche entspricht $80\mu\text{m} \times 80\mu\text{m}$.

3.2.2 Zeitsteuerung

Die zeitliche Steuerung des in Kapitel 3.2.1 beschriebenen RAYLIX-Experimentes wird von einer Pulsuhr (Princeton Instruments DG535) koordiniert und ist in der Abbildung 3.5 dargestellt.

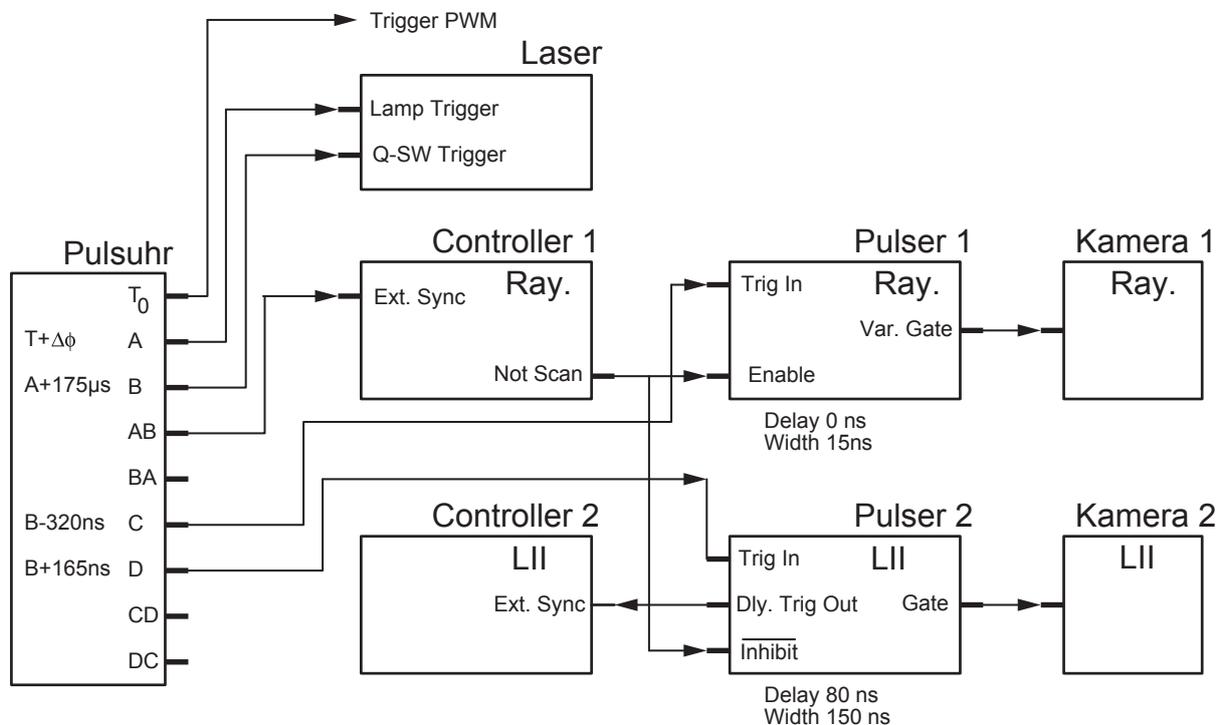


Abbildung 3.5: Steuerung des zeitlichen Ablaufes des Experimentes

Die Pulsuhr ermöglicht die freie Wahl von 4 Steuerungszeiten in Bezug auf eine Referenzzeit T_0 . Die Triggerung erfolgt intern mit einer Frequenz von 10 Hz. Mit dem Referenzpuls wird die Ansteuerung der Pulweitenmodulation für die Gaspulsation angesteuert. Alle anderen Verzögerungszeiten sind solcherart eingestellt, dass sie den Zeitpunkt A als Referenzzeitpunkt benutzen. Durch einfaches Verschieben des Zeitpunktes A gegenüber dem Zeitpunkt T_0 lässt sich somit die Phasenverschiebung der Messungen gegenüber der Pulsation der Flamme realisieren. Die Zeitpunkte A und B legen die Auslösezeitpunkte für die Laserlampen bzw. die Pockelszelle des Lasers fest. Gleichzeitig wird der langsamere Kameracontroller durch den Ausgang AB auf die Aufnahme vorbereitet. Sofern er aufnahmebereit ist und nicht mit der Verarbeitung der letzten Aufnahme beschäftigt ist, gibt er über das *NotScan* Signal den Hochspannungspulsgebern der Kameras die Möglichkeit, nach Eintreffen der Signale C und D die Bildverstärker der Kameras nach der eingestellten Verzögerungszeit für die vorgegebene Zeit einzuschalten. Der schnellere Controller erhält danach das Signal zur Verarbeitung der Bilddaten. Da er stets schneller arbeitet als der zweite Controller, kann auf die Auswertung seine *NotScan* Signals verzichtet werden. Die effektiven Steuerungszeiten der Kameras können der Abbildung 3.5 und dem Kapitel 3.2.1 entnommen werden.

3.3 Emissionsmessungen

Für die Emissionsmessungen wird eine der zwei Kameras aus dem RAYLIX-Aufbau verwendet. Durch den Wegfall der Laseranregung vereinfacht sich die zeitliche Steuerung des Experimentes; die Triggerung der Kameras kann an beliebige Pulsationsfrequenzen angepasst werden. Vor dem Objektiv der Kamera werden nacheinander vier verschiedene Interferenzlinienfilter angebracht. Ihre Durchlasscharakteristik ist in Abbildung 3.6 dargestellt.

Aufgrund der unterschiedlichen Filterbreite, der Kameracharakteristik und der unterschiedlichen Emissionsintensitäten bei den verschiedenen Wellenlängen muss die

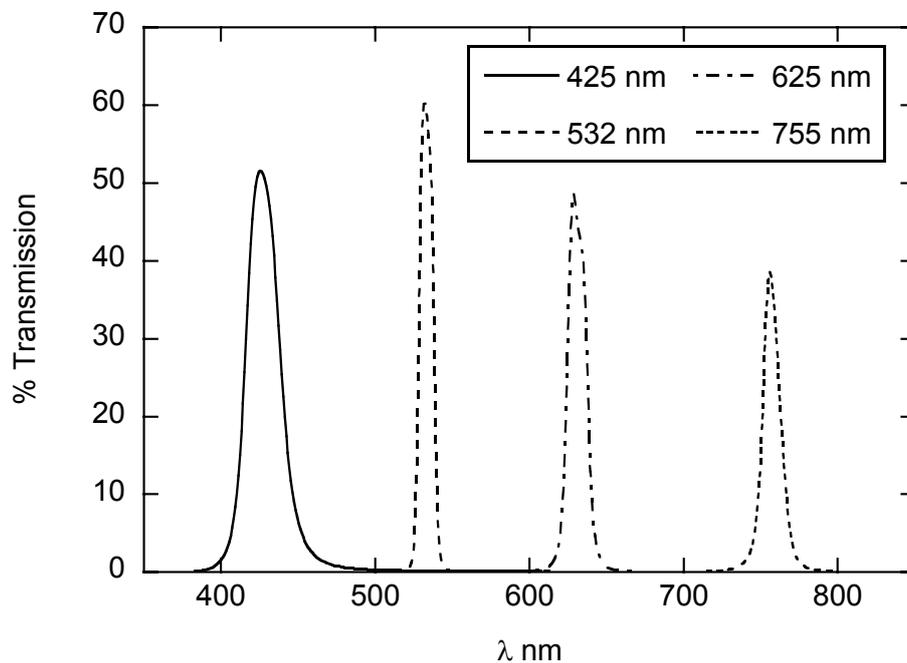


Abbildung 3.6: Durchlasskurven der zur Temperaturmessung verwendeten Interferenzlinienfilter

Empfindlichkeit der Kamera angepasst werden. Dazu wird zweckmäßigerweise die Belichtungszeit je nach verwendetem Filter eingestellt. Deren digitale Einstellung erlaubt im Vergleich zur analog einzustellenden Verstärkung der Kamera eine höhere Reproduzierbarkeit der Konfiguration. Die Kalibrierung der Temperaturbestimmung erfolgt mit Hilfe einer Wolframbandlampe im Bereich zwischen 1400K und 2100K. Am optischen Aufbau der Detektion wird nichts geändert, daher entspricht die Abbildungsgröße der im RAYLIX-Aufbau.

Für die Bestimmung der OH*-Chemolumineszenz bei 309 nm wird ein vierfacher Reflektionsfilter eingesetzt. Er besteht aus vier identischen Filtern, welche das einfallende Licht im Wellenlängenbereich um 309 nm und um 600 nm im rechten Winkel reflektieren, die restlichen Wellenlängen werden absorbiert. Durch die vierfache Ausführung wird eine höhere Selektivität der Filtercharakteristik erreicht. Die Gesamtcharakteristik des Filtersatzes ist in Abbildung 3.7 dargestellt. Die Spiegel sind

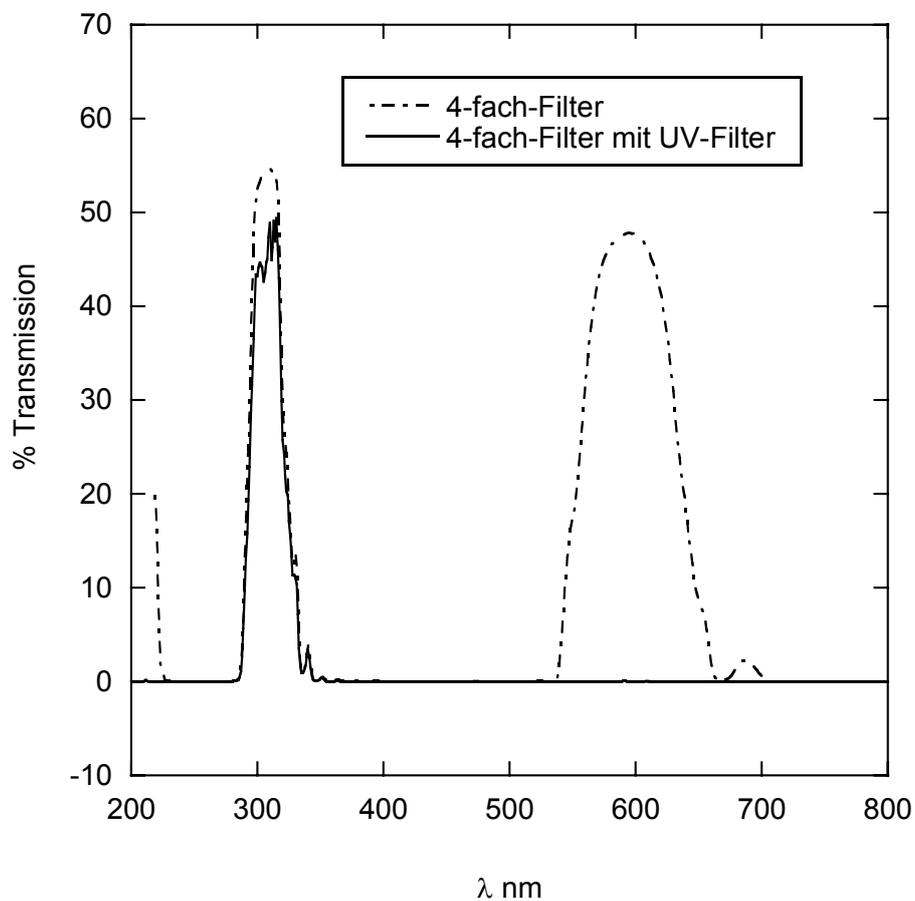


Abbildung 3.7: Durchlasskurven des 4-fach-Filters zur Detektion der OH*-Chemolumineszenz ohne und mit zusätzlichem UV-Durchlass-Filter

so angeordnet, dass die optische Achse des einfallenden Lichtes mit der des austretenden Lichtes übereinstimmt und die Abbildung seitenrichtig ist (s. Abb. 3.8).

Durch die daraus resultierende Verlängerung der optischen Wegstrecke und die sich aus der Baulänge des Filters ergebenden Einschränkungen für den Abstand zwischen Objektiv und Flamme muss die Kamera auf einen anderen Abbildungsmaßstab justiert werden. Im Gegensatz zu den RAYLIX-Messungen und den Messungen der Temperatur aus der Wärmestrahlung der Rußpartikel ergibt sich für die Bestimmung der OH*-Chemolumineszenz, dass die Fläche von $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ auf jedes Pixel der Kamera projiziert wird.

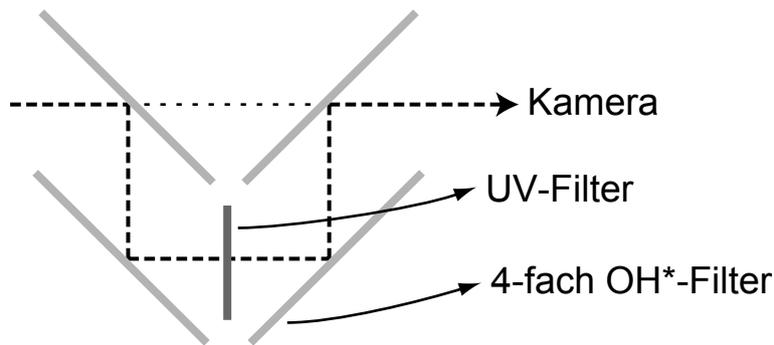


Abbildung 3.8: Strahlengang des 4-fach-Filter-Systems zur Detektion der OH*-Chemolumineszenz

Die Wärmestrahlung des Rußes bei 600 nm ist um ein vielfaches intensiver als die der OH*-Chemolumineszenz bei 309 nm. Um die Anteile voneinander zu separieren, wird zusätzlich zu dem zuvor beschriebenen Filter ein weiterer Filter eingesetzt, der nur den UV-Anteil passieren lässt.

Zur Bestimmung der relativen Intensität des Flammeneigenleuchtens im Verlauf der Oszillation wird eine Fotodiode verwendet. Über einen hochohmigen Widerstand (100 k Ω) wird eine Sperrspannung (8,4 V) an der Diode angelegt, der Spannungsabfall an dem Widerstand wird über den hochohmigen Eingang eines Speicheroszilloskopes, welches synchron mit der Ventilansteuerung getriggert wird, aufgezeichnet. Die verwendete Fotodiode Typ BPW34 zeichnet sich durch eine geringe Richtungsempfindlichkeit aus. Durch die frontale Platzierung der Fotodiode an einem der Beobachtungsfenster wird ein weiter Bereich der Brennkammer erfasst. Mit Ausnahme der Charakteristik der Fotodiode findet keine wellenlängenabhängige Gewichtung des Emissionssignals statt.

3.4 Kalibrierung und Auswerteverfahren

Für die Berechnung der Teilchenzahldichte und des mittleren Radius nach Gleichung 2.34 und 2.35 wird der Wert des komplexen Brechungsindex der zu untersuchenden

Partikel benötigt. In der vorliegenden Arbeit wird der komplexe Brechungsindex des Rußes nach Lee und Tien [34] mit dem Wert $m = 1,9 - 0,55i$ verwendet. Für die logarithmische Normalverteilung des Partikelradius wird eine Standardabweichung von $\sigma = 0,34$ angenommen. Der Wert entspricht den Ergebnissen aus den Untersuchungen von Rußpartikeln aus Flammen mit Hilfe der Elektronenmikroskopie [46–48].

Die Messungen mit den Kameras liefern nur eine dimensionslose Messgröße für jedes Pixel. Sie steht in komplexem Zusammenhang mit der Intensität des Streulichtes, der LII, der Chemolumineszenz, der Wärmestrahlung und der Intensität der Fluoreszenz in den Küvetten zur Extinktionsbestimmung. Prinzipiell ist es möglich aus Quanteneffizienz und Verstärkung der Kamera, Belichtungszeit, Öffnungswinkel des Objektivs und unter Berücksichtigung weiterer Parameter wie den Reflektionsverlusten an Fenstern die absoluten Intensitäten der Lichtquellen zu bestimmen. Da dieses Vorgehen aber mit vielen Abschätzungen verbunden ist und auch an sich sehr aufwendig zu realisieren ist, werden vergleichende Messung zur Kalibrierung des Systems für den jeweiligen Einsatzzweck durchgeführt. Sie sind im Nachfolgenden beschrieben.

3.4.1 Kalibrierung der Rayleigh-Streuung

Die in senkrechter Richtung zum einfallenden Strahl zu detektierende Streustrahlung der Laserstrahlung an Ruß lässt sich nach den Gleichungen 2.23 und 2.16 und unter Einführung einer Empfindlichkeitskonstante c bzw. einer Kalibrierkonstante c' schreiben als

$$I_{det} = c \cdot \frac{I_0}{s^2} \cdot K_{sca} \cdot V = c' \cdot K_{sca} \quad (3.1)$$

Hierbei ist K_{sca} die interessierende Größe auf der die Auswertung zur Bestimmung der Teilcheneigenschaften beruht. Durch Zuhilfenahme einer Substanz mit bekanntem Streukoeffizienten kann unter Beibehaltung der experimentellen Einstellungen

die Kalibrierkonstante c' aus den experimentell zugänglichen Größen bestimmt werden:

$$c' = \frac{I_{det,ref}}{K_{sca,ref}} = c \cdot \frac{I_{0,ref}}{s^2} \cdot V \quad (3.2)$$

Daraus ergibt sich für die Bestimmung des Streukoeffizienten:

$$K_{sca} = I_{det} \cdot \frac{K_{sca,ref}}{I_{det,ref}} \cdot \frac{I_0}{I_{0,ref}} \quad (3.3)$$

Als Substanz bekannten Streuquerschnitts bieten sich Gase an. Ihre Streuquerschnitte sind bekannt bzw. können einfach berechnet werden. Ihr Polarisierbarkeitsvolumen a kann unter der Annahme kugelförmiger Teilchen in folgenden Zusammenhang mit dem Teilchenradius und dem Brechungsindex gebracht werden:

$$a = r^3 \cdot \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \quad (3.4)$$

Gleichung 2.14 vereinfacht sich dadurch zu

$$C_{sca,ref} = \frac{16\pi^4}{\lambda^4} \cdot a^2 \quad (3.5)$$

Damit kann mit Hilfe des idealen Gasgesetzes und der darüber bestimmten Teilchenzahldichte der Gasmoleküle der Streukoeffizient des Gases bestimmt werden.

$$K_{sca,ref} = \frac{pN_A}{RT} \cdot C_{sca,ref} \quad (3.6)$$

3.4.2 Kalibrierung der Extinktion

Die Bestimmung der Extinktion erfolgt durch die Messung der Intensitäten des Laserstrahls vor und nach der Flamme nach Gleichung 2.25. Die über die durch die Flamme verursachte Extinktion hinausgehende Abschwächung des Strahl außerhalb der Flamme wird durch einen Korrekturfaktor berücksichtigt:

$$\frac{I_{0,det}}{I_{det}} = c \cdot e^{\bar{K}_{ext} \cdot L} = \ln \frac{I_0}{I}. \quad (3.7)$$

Die Größe des Korrekturfaktors kann durch Messung von I_0 und I ohne Flamme bestimmt werden. Die Extinktion durch das Gas kann dabei vernachlässigt werden, der Extinktionskoeffizient wird zu $K_{ext,ref} = 0$:

$$\frac{I_{0,det,ref}}{I_{det,ref}} = c. \quad (3.8)$$

Setzt man diese Gleichung in die vorhergehende ein, so erhält man:

$$\frac{I_0}{I} = \frac{I_{0,det}}{I_{0,det,ref}} \cdot \frac{I_{det,ref}}{I_{det}}. \quad (3.9)$$

3.4.3 Kalibrierung des LII-Signals

Für die Auswertung der LII-Signale wird entsprechend dem Kapitel 2.2 ein linearer Zusammenhang

$$I_{LII} \cdot c_{LII} = f_v \quad (3.10)$$

zwischen detektiertem LII-Signal und dem Rußvolumenbruch vorausgesetzt. Zur Bestimmung der Proportionalitätskonstante dieser Beziehung wird das LII-Signal mit der gemessenen Extinktion kalibriert. Dazu wird der in Gleichung 2.33 beschriebene Zusammenhang zwischen Rußvolumenbruch und Extinktionskoeffizient verwendet und in Gleichung 2.26 eingesetzt. Damit lässt sich schreiben:

$$\ln \frac{I}{I_0} = \int_0^L \frac{6\pi}{\lambda} \cdot \Im \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) f_v(x) dx \quad (3.11)$$

Wird der Rußvolumenbruch durch das an diskreten Stellen gemessene LII-Signal gemäß der Gleichung 3.10 ersetzt, so geht das Integral über in eine Summe:

$$\ln \frac{I}{I_0} = \frac{6\pi}{\lambda} \cdot \Im \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \cdot c_{LII} \cdot \frac{L}{N_x} \sum_{n_x=1}^{N_x} I_{LII}(x) \quad (3.12)$$

Die Betrachtung eines zweidimensionalen Feldes des Rußvolumenbruchs erfordert die zusätzliche Summation über die Höhe des Laserbandes mit

$$\sum_{n_y=1}^{N_y} \ln \frac{I(y)}{I_0} = \frac{6\pi}{\lambda} \cdot \Im \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \cdot c_{LII} \cdot \frac{L}{N_x} \sum_{n_y=1}^{N_y} \sum_{n_x=1}^{N_x} I_{LII}(x, y) \quad (3.13)$$

Die Summation der logarithmischen Extinktionen kann sowohl für sehr homogene Profile als auch für Intensitätsverhältnisse von I/I_0 nahe 1 umgeformt werden:

$$\sum_{n_y=1}^{N_y} \ln \left(\frac{I}{I_0} \right)_{const.} = N_y \cdot \frac{\bar{I}}{I_0} \quad (3.14)$$

bzw.

$$\sum_{n_y=1}^{N_y} \ln \frac{I}{I_0} \approx \sum_{n_y=1}^{N_y} \left(\frac{I(y)}{I_0} - 1 \right) = N_y \left(\frac{\bar{I}}{I_0} - 1 \right) \approx N_y \cdot \ln \frac{\bar{I}}{I_0} \quad (3.15)$$

Da in der Regel beide Bedingungen annähernd zutreffen, kann die Proportionalitätskonstante c_{LII} bestimmt werden zu:

$$c_{LII} = \frac{\ln \frac{\bar{I}}{I_0} \cdot N_y \cdot \lambda}{6\pi \cdot \Im \left(\frac{m^2-1}{m^2+2} \right) \sum_{N_y} \sum_{N_x} I_{LII}(x, y) \cdot l_{pixel}} \quad (3.16)$$

Dabei ist die mit $l_{pixel} = L/N_x$ benannte Größe die Abbildungslänge eines Pixels der detektierenden Kamera am Ort der Flamme. Aus den mit Hilfe der Gleichung 3.16 bestimmten lokalen Rußvolumenbrüchen und den nach Gleichung 3.3 gewonnenen lokalen Streukoeffizienten können nach Gleichung 2.35 und 2.34 orts aufgelöst die mittleren Partikelradien und die Teilchenzahldichten berechnet werden.

Die Berechnung der mittleren Radien ist beschränkt auf Bereiche mit ausreichend hohen Signalintensitäten; wenn der Rauschanteil zu groß ist ergibt die Division nach Gleichung 2.35 keine sinnvollen Werte. Daher wird außerhalb der Flamme auf die Berechnung der mittleren Radien verzichtet. Üblicherweise treten in diesen Bereichen ohnehin sehr große mittlere Radien auf; dieser Tatsache wird dadurch Rechnung getragen, dass in der Darstellung der Profile keine Datenpunkte gesetzt werden und in der bildlichen Darstellung der Flammen der Maximalwert verwendet wird. Am Übergang von den berechneten Radien zu den nicht verwendeten Datenpunkten kann daher in der bildlichen Darstellung ein Sprung auftreten.

3.5 Versuchsparmeter

Die untersuchten oszillierenden Flammen sind Variationen einer stationären laminaren Diffusionsflamme. Während der Versuche wurden der mittlere Brennstoffstrom, der Oxidatorgasstrom, der Brennkammerdruck und die Kühlwassertemperatur konstant gehalten. Sie sind im einzelnen:

Methanstrom	200 ml _n /min
Luftstrom	12 l _n /min
Brennkammerdruck	250 kPa
Temperatur Brennkammerwand	80 °C

Die Benennung der Flammen erfolgt nach der Art der Ventilansteuerung und der Frequenz. Die zu Vergleichszwecken herangezogene stationäre Flamme trägt die Bezeichnung „S“; die pulsierten Flammen werden nach folgendem Schema benannt:

<i>OD</i>	=	oszillierend, digitale Anregung	Frequenz immer 10 Hz
<hr/>			
<i>OAx</i>	=	oszillierend, analoge Anregung	mit <i>xx</i> = Frequenz in Hz

Im Fall der digitalen Pulsationsanregung ist für die vermessenen Flammen das Pulsweitenverhältnis auf 50% gesetzt, das Ventil wird vollständig geöffnet und geschlossen. Bei der analogen Ventilansteuerung wird mit einer mittleren Ausgangsspannung von 4 V gearbeitet, die Amplitude beträgt 0,5 V.

Kapitel 4

Experimentelle Ergebnisse

Die untersuchten oszillierenden Flammen sind Variationen einer stationären laminaren Diffusionsflamme „S“. Diese wird als Referenz für die oszillierenden Flammen herangezogen und daher zu Beginn vorgestellt. Daran anschließend finden sich die Ergebnisse der verschiedenen oszillierenden Flammen und der Vergleich mit der stationären Flamme. Das allgemeine Verhalten stationärer Diffusionsflammen ist in der Literatur ausgiebig beschrieben [49–53].

4.1 Stationäre Flamme

Die stationären Flammen wurden mit verschiedenen Messmethoden untersucht. Zunächst werden die Ergebnisse der RAYLIX-Technik vorgestellt, mit deren Hilfe der Rußvolumenbruch, die Teilchenzahldichte und der mittlere Teilchenradius ortsaufgelöst bestimmt wird. Danach werden die Ergebnisse der Emissionsmessungen dargestellt. Sie umfassen zum einen die OH*-Emissionen und das Rußeigenleuchten sowie die Ergebnisse der Temperaturbestimmung aus dem Rußeigenleuchten.

4.1.1 RAYLIX

Die Kameraaufnahmen der RAYLIX Messung sowie der anderen Messungen zeigen jeweils nur einen Ausschnitt der Flamme. Daher wird die Flamme zwischen den Aufnahmeserien in der Höhe im Bezug zur der Beobachtungsebene verschoben. Aus den Streifen jeweils einer Kameraaufnahme wird daraufhin, unter Berücksichtigung der Verschiebung der Streifen zueinander, das jeweilige Gesamtbild zusammengesetzt.

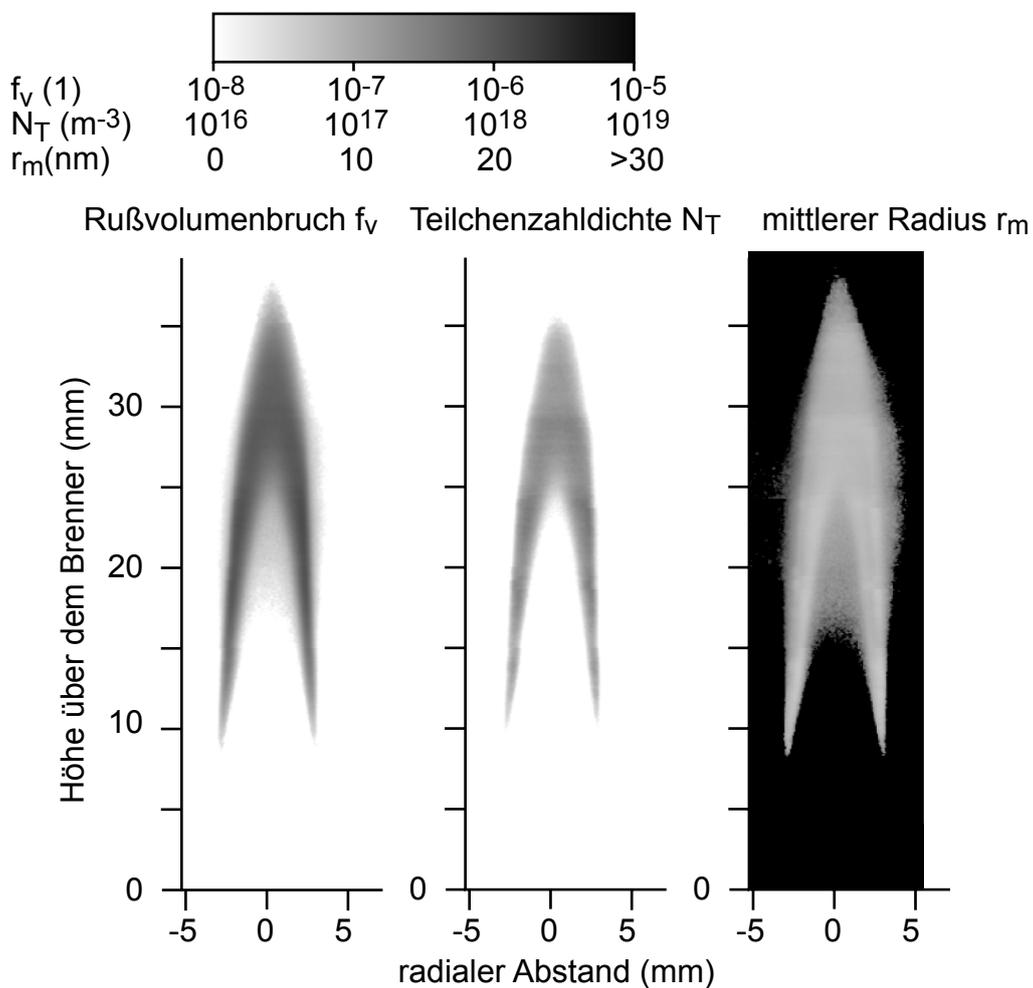


Abbildung 4.1: Rußvolumenbruch, Teilchenzahldichte und mittlerer Radius in der stationären Flamme, gemessen mit der RAYLIX-Methode.

Aus diesen Bildern wird anschließend, wie im Kapitel 3.4 beschrieben, die Auswertung der RAYLIX Messungen vorgenommen. Für die stationäre Flamme „S“ sind die drei daraus gewonnenen Größen Rußvolumenbruch, Teilchenzahldichte und mittlerer Partikelradius in Abbildung 4.1 dargestellt.

Aus dem zweidimensionalen Datenfeld des Rußvolumenbruchs sind fünf horizontale Schnitte herausgenommen und als Profile in Abbildung 4.2 aufgetragen. Anhand dieser Darstellung kann die Bildung und Oxidation des Rußes verfolgt werden.

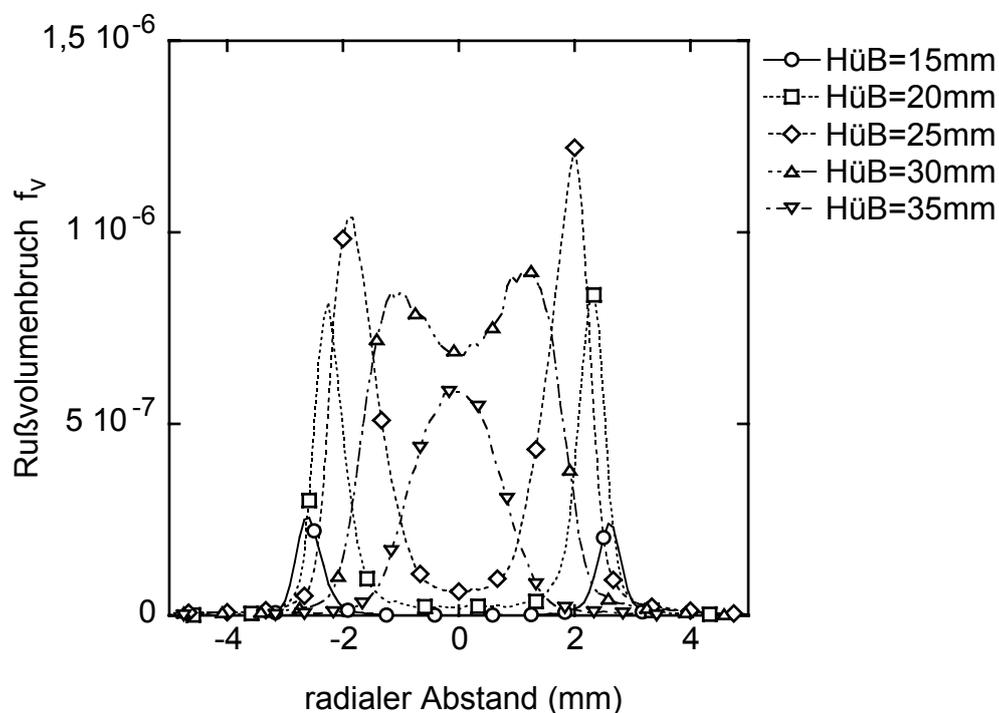


Abbildung 4.2: Profile des Rußvolumenbruchs in der stationären Flamme bei 15, 20, 25, 30 und 35 mm Höhe über dem Brenner (HüB).

Im unteren Teil der Flamme bei der Höhe über dem Brenner (HüB) =15mm findet sich nach kurzer Reaktionszeit nur wenig Ruß. Mit zunehmender Höhe nimmt der Rußvolumenbruch zu und auch weiter innen in der Flamme wird Ruß gebildet. Gleichzeitig wird aber der Ruß am Rand der Flamme durch den in die Flamme hineindiffundierenden Sauerstoff oxidiert. Dadurch verschiebt sich das Maximum des Rußvolumenbruchs nach innen. In der Flammenspitze ab HüB=30mm schließlich sind die zwei

Flanken der Flamme zu einer zentralen Zone zusammengewachsen. Der Brennstoff ist weitgehend verbraucht und es wird kaum neuer Ruß gebildet. Die Oxidation des Rußes überwiegt die Neubildung von Ruß und der Rußvolumenbruch nimmt ab.

Drei der in Abbildung 4.2 dargestellten Profile des Rußvolumenbruchs sind in den folgenden Abbildungen 4.3, 4.4 und 4.5 mit den jeweils zugehörigen Profilen der Teilchenzahldichte und des mittleren Radius aufgetragen. Mit den Abbildungen lassen sich die zuvor gemachten Annahmen über die Bildung und die Oxidation des Rußes bekräftigen. Sie werden im Folgenden genauer diskutiert. Die Profile bei HüB=25 bzw. 35mm werden nicht eigenständig diskutiert, da sie im Sinne der Diskussion dem jeweils darunter liegenden Profil ähnlich sind.

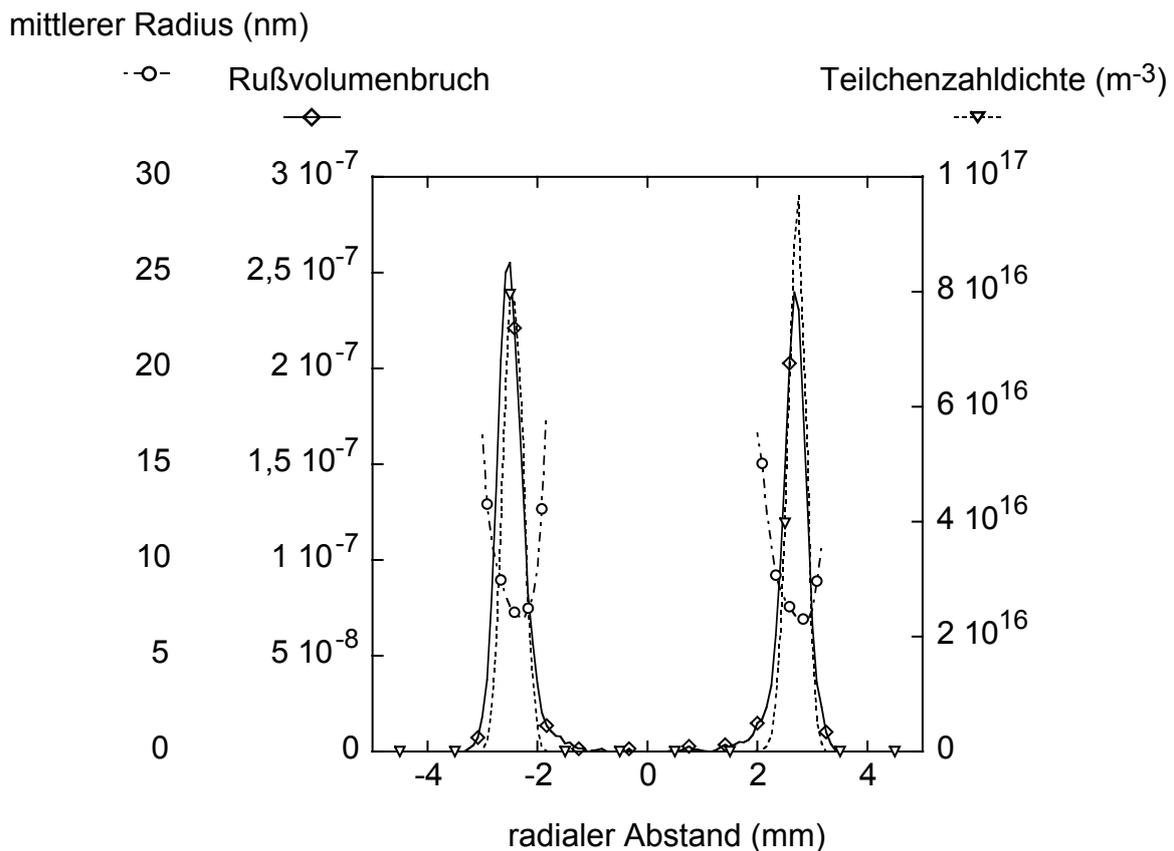


Abbildung 4.3: Profil des Rußvolumenbruchs, der Teilchenzahldichte und des mittleren Radius in der stationären Flamme bei HüB=15mm.

Bei den Profilen der Höhe $H_{\text{üB}}=15$ mm, die in Abbildung 4.3 dargestellt sind, findet sich im Inneren der Flamme nur unbedeutende Mengen an Ruß. Die Signalintensitäten sind hier und außerhalb der Flamme zu gering, um sinnvolle Berechnungen des mittleren Teilchenradius durchführen zu können; an diesen Stellen wird daher auf dessen Darstellung verzichtet. Am Ort der Maxima der Teilchenzahldichte ist der mittlere Radius der Teilchen minimal; hier ist die Rußbildungszone lokalisiert, in welcher aus großen polyaromatischen Kohlenwasserstoffen durch Koagulation eine große Anzahl sehr kleiner Rußpartikel entstehen. Durch Koagulation der Rußpartikel miteinander steigt der mittlere Partikelradius von der Partikelbildungszone ausgehend stark an während die Teilchenzahldichte abnimmt. Nahe der Brennermittelachse wird kein Ruß gebildet; die Reaktionen, die zur Partikelbildung und zum Partikelwachstum beitragen, sind bei den dort herrschenden niedrigen Temperaturen zu langsam, um innerhalb der Verweilzeit zu nennenswerter Rußbildung zu führen. [54].

Außerhalb der Partikelbildungszone, im Bereich stöchiometrischer Mischung, ist die Temperatur groß genug, um die Rußbildungsreaktionen ablaufen zu lassen; durch den höheren Sauerstoffanteil in diesem Bereich der Flamme finden auch die konkurrierenden Oxidationsreaktionen an den Partikeln statt. Die kleineren Partikel werden dabei bevorzugt oxidiert, da sie ein größeres Oberfläche zu Volumen Verhältnis haben. Mit dem Verschwinden der kleinsten Partikel nimmt der mittlere Teilchenradius der verbliebenen Partikel zu. Zusammen mit den ebenso stattfindenden Koagulationsprozessen führt dies zu dem von der Rußbildungszone aus nach außen hin ansteigenden mittleren Teilchenradius.

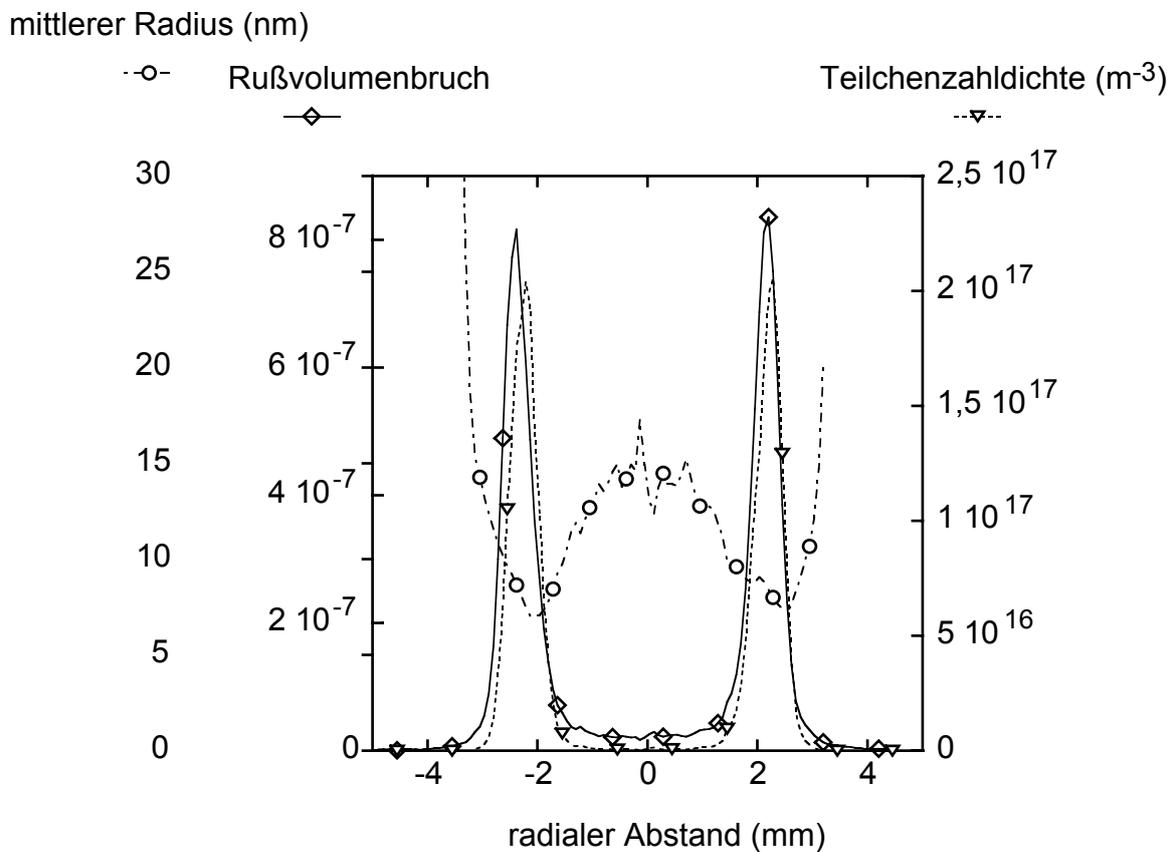


Abbildung 4.4: Profil des Rußvolumenbruchs, der Teilchenzahldichte und des mittleren Radius in der stationären Flamme bei Hüb=20mm.

Weiter oben in der Flamme bei Hüb=20 mm ist die Rußzone weiter nach innen verschoben und breiter; der maximale Rußvolumenbruch ist auf etwa den dreifachen Wert angestiegen. Durch die längere Verweilzeit in der Flamme hat sich insgesamt mehr Ruß bilden können. Ein Teil des Rußes ist durch Diffusion und Thermophorese in Richtung der Flammenmitte transportiert worden. Dabei ist der mittlere Teilchenradius durch Koagulationsprozesse gewachsen. Der zuvor weiter außen gebildete Ruß hingegen ist von dem tiefer in die Flamme hineindiffundierenden Sauerstoff und anderen oxidierenden Spezies, insbesondere OH-Radikalen, oxidiert worden.

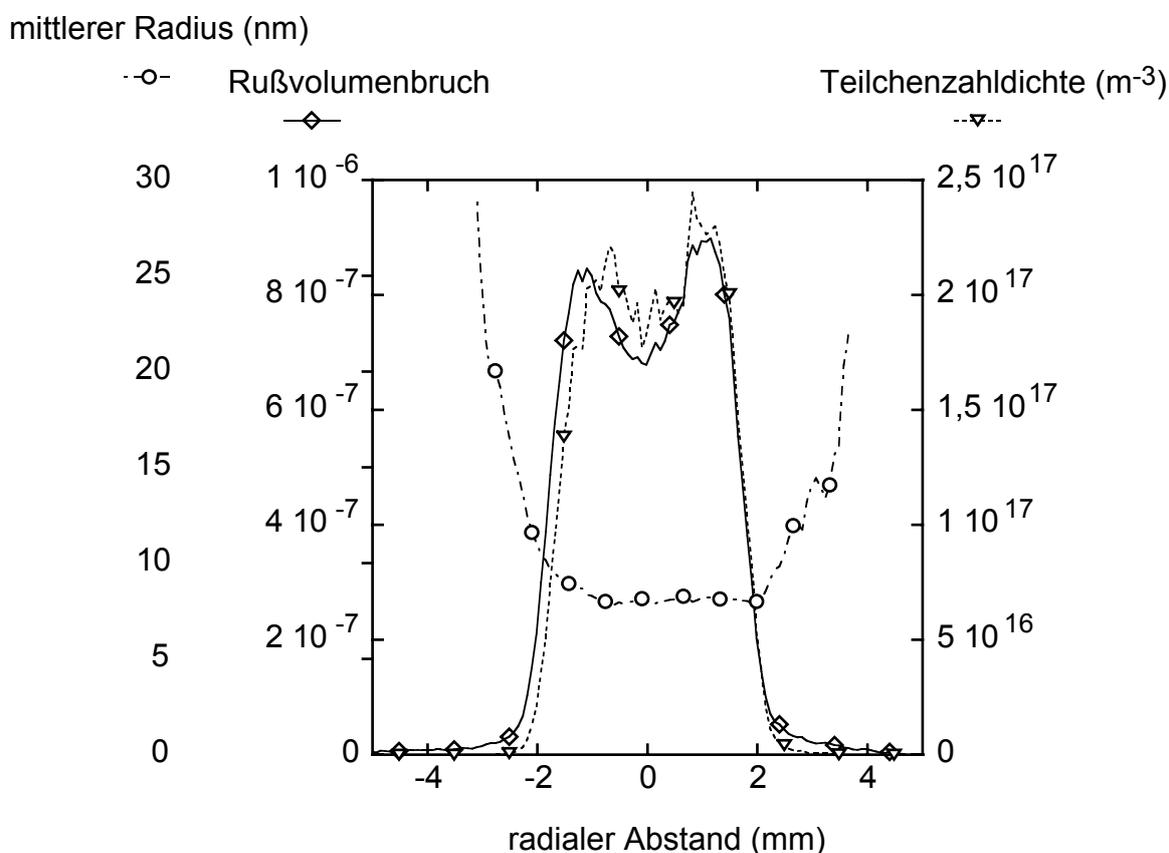


Abbildung 4.5: Profil des Rußvolumenbruchs, der Teilchenzahldichte und des mittleren Radius in der stationären Flamme bei Hüb=30mm.

In der Spitze der Flamme, bei Hüb=30 mm sind die beiden Rußzonen aus den Flanken der Flamme zu einer zentralen Zone verschmolzen. Die Oxidationsreaktionen überwiegen die Partikelneubildung und beginnen auch im Inneren der Flamme die Rußpartikel zu oxidieren; der maximale Rußvolumenbruch nimmt gegenüber dem Profil bei Hüb=20 mm ab. Trotzdem findet im Inneren der Reaktionszonen noch eine Partikelneubildung statt und hält damit den mittleren Partikelradius bei kleinen Werten.

Für jede Höhe über dem Brenner können die Lage und der Wert des maximalen Rußvolumenbruchs bestimmt werden. Diese Daten sind in Abbildung 4.6 gegen die Hüb aufgetragen. Der Anschaulichkeit halber sind die Achsen vertauscht, so dass die Abszisse, die Höhe über dem Brenner, auf der vertikalen Achse aufgetragen ist. Im lin-

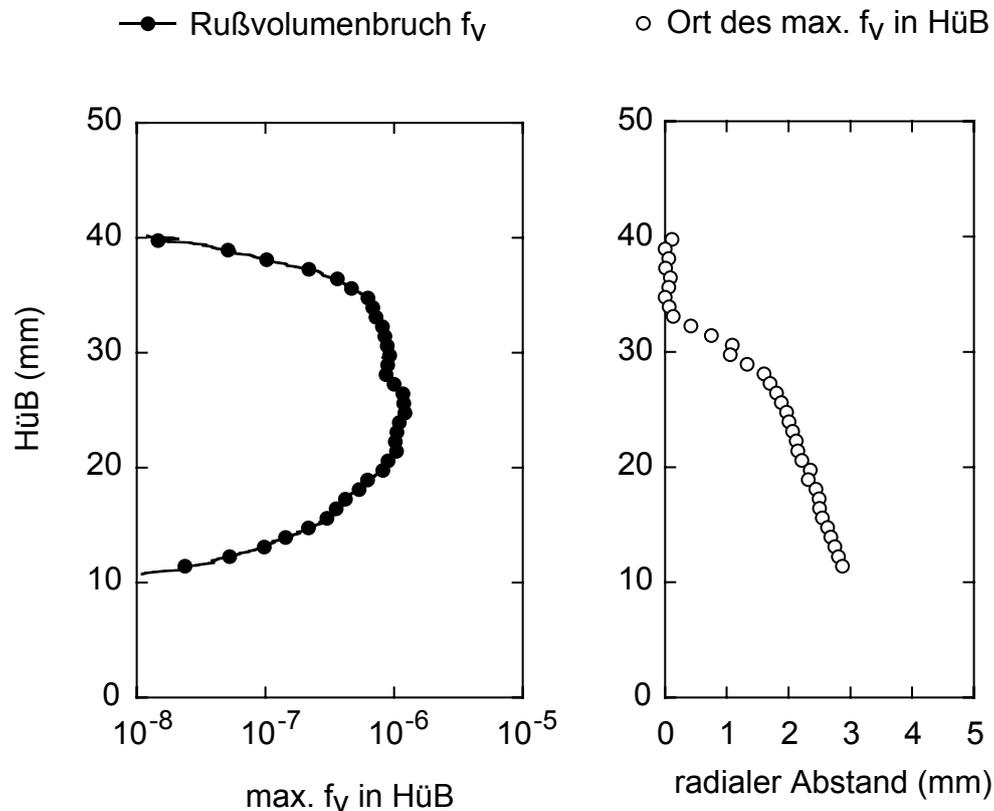


Abbildung 4.6: Wert und Lage des maximalen Rußvolumenbruchs in der stationären Flamme für jede Höhe über dem Brenner.

ken Teilbild ist zu sehen, wie der Rußvolumenbruch mit zunehmender Höhe und damit auch zunehmender Verweilzeit in der Flamme nach einer Anfangsphase steil anwächst, einige Zeit nahezu konstant bleibt um dann langsam wieder zu sinken und in der Flammenspitze wieder zu verschwinden.

Die Lage des maximalen Rußvolumenbruchs wandert, wie auf der rechten Seite der Abbildung 4.6 zu sehen ist, langsam von außen zur Flammenmitte hin um dann, bevor der Ruß vollständig ausgebrannt ist, sich in der Mitte der Flamme mit der anderen Flammenflanke zu vereinigen und in der Flammenmitte zu bleiben.

Anhand dieser Darstellung lässt sich die Flamme in drei Zonen einteilen. Im unteren Teil der Flamme beginnt die Rußbildung, im mittleren Teil sind die Rußzonen in den

Flanken der Flamme ausgebildet und wandern langsam zur Flammenmitte hin; in der Spitze der Flamme schließlich vereinigen sich die zwei Rußzonen zu einer zentralen Rußzone und der Rußvolumenbruch wird durch Oxidationsprozesse verringert und der Ruß brennt ab.

Mit den bereits diskutierten Profilen des Rußvolumenbruchs, der Teilchenzahldichte und des mittleren Teilchenradius lassen sich die drei Bereiche weiter charakterisieren: Die beginnende Rußbildung im unteren Bereich der Flamme zeichnet sich durch sehr schmale Rußzonen aus, im inneren der Flamme findet sich noch kein Ruß. In der mittleren Zone der Flamme verbreitern sich die Rußzonen und auch in der Flammenmitte finden sich einige größere Rußteilchen. Der Rußausbrand in der Flammenspitze führt zu einer breiten Rußzone mit einer gleichmäßigen Verteilung der Partikelradien im Inneren der Flamme.

4.1.2 Ruß-/OH*-Eigenleuchten

Aus den Aufnahmen des Rußeigenleuchtens und der OH*-Emissionen sind den Angaben in Kapitel 2.4 entsprechend die Schnittbilder rekonstruierbar. Zum Vergleich sind in diesem Abschnitt sowohl die originalen Aufnahmen als auch die berechneten Schnitte dargestellt. Sie finden sich in Abbildung 4.7 und 4.8. Wie im nächsten Unterkapitel noch genauer gezeigt wird, kann das Eigenleuchten des Rußes annäherungsweise mit dem Vorhandensein von Ruß gleichgesetzt werden.

Schon in der Darstellung des ursprünglichen Messsignals ist sichtbar, dass sich die Zone der OH*-Emissionen, dargestellt in Abbildung 4.7 a), im Vergleich zum Eigenleuchten bei 590nm deutlich weiter nach unten ausweitet und fast bis an den Brenner heranreicht. Aus der rückgerechneten Darstellung der Schnittbilder (Abbildung 4.8) lässt sich weiterhin entnehmen, dass die Dicke der OH*-Zonen sich mit zunehmender Höhe in der Flamme kaum ändert, während die Dicke der Zone des Rußeigenleuchtens mit der Höhe in der Flamme zunimmt bevor die Flanken zusammenwachsen.

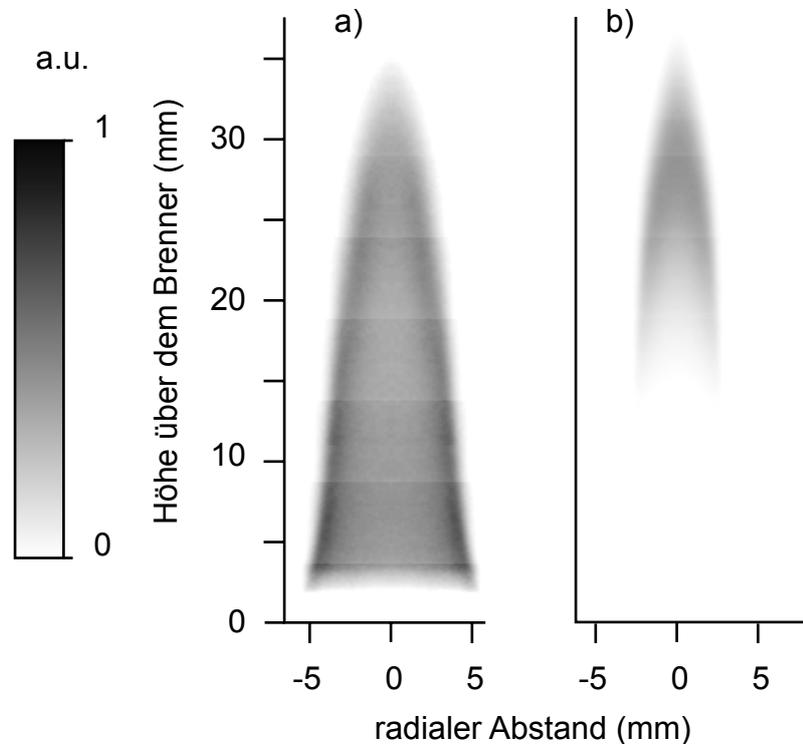


Abbildung 4.7: Aufnahmen der stationären Flamme; a) OH*-Emission bei 310 nm; b) Eigenleuchten bei 590 nm.

Die gemeinsame Auftragung der Daten geschieht der Übersichtlichkeit halber in Form von Profilschnitten; in Abbildung 4.9 sind die Profile für drei Höhen in der Flamme aufgetragen. Die Höhen entsprechen denen der drei Schnitte aus den RAYLIX-Messungen, die im vorhergehenden Kapitel 4.1.1 diskutiert wurden. Die Auftragung erfolgt, da relative Intensitäten gemessen wurden, in freien Einheiten (a.u.).

Die unteren Profile stammen aus dem unteren und mittleren Bereich der Flamme, in dem die Rußbildung sich zunehmend ausgeprägt, die Flanken der Flamme aber noch deutlich voneinander separiert sind. Das obere Profil stellt einen Schnitt durch den Bereich des Rußausbrandes in der Flamme dar, die zwei Rußzonen in den Flanken sind hier bereits zu einem zentralen Kern verschmolzen.

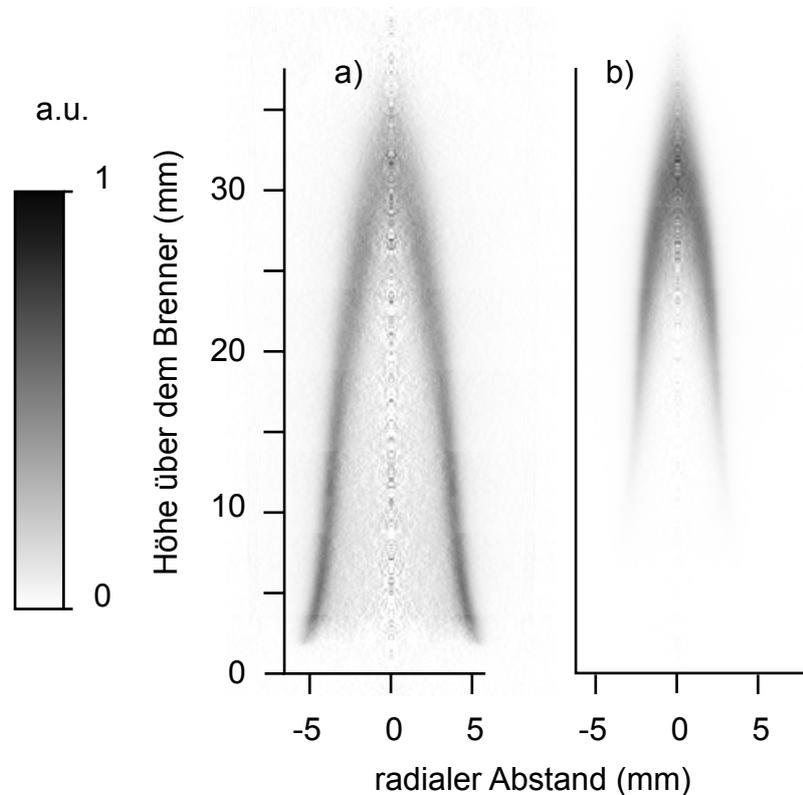


Abbildung 4.8: Aus Aufnahmen der stationären Flamme berechnete Schnittbilder; a) OH*-Emission bei 310 nm; b) Eigenleuchten bei 590 nm.

Die Profile aus den unteren Bereichen der Flamme folgen im Bezug auf die Lage von OH* und Ruß zueinander den Aussagen, die im Kapitel 2.3.2 auf Basis der Flamelet-Rechnungen gemacht werden. In der Flamme liegen kleine Werte des Mischungsbruches außen im Oxidatorstrom, die hohen Mischungsbrüche finden sich im Innern der Flamme im Brenngasstrom. Entsprechend dem Flameletmodell (s. auch Abbildung 2.3) findet sich der Ruß innerhalb der OH*-Emissionen in der Flamme. Sind die Mischungsbrüche im Bereich der Flammenachse ausreichend hoch, so findet sich dort kein Ruß, wie es in den unteren Profilen in Abbildung 4.9 auch zu sehen ist. Durch die zunehmende Diffusion von Sauerstoff in die Flamme hinein nimmt auch im Zentrum der Flamme der Mischungsbruch ab und die Rußkonzentration steigt an. Ein solcher Fall findet sich im oberen Profil (HüB=30mm) dargestellt.

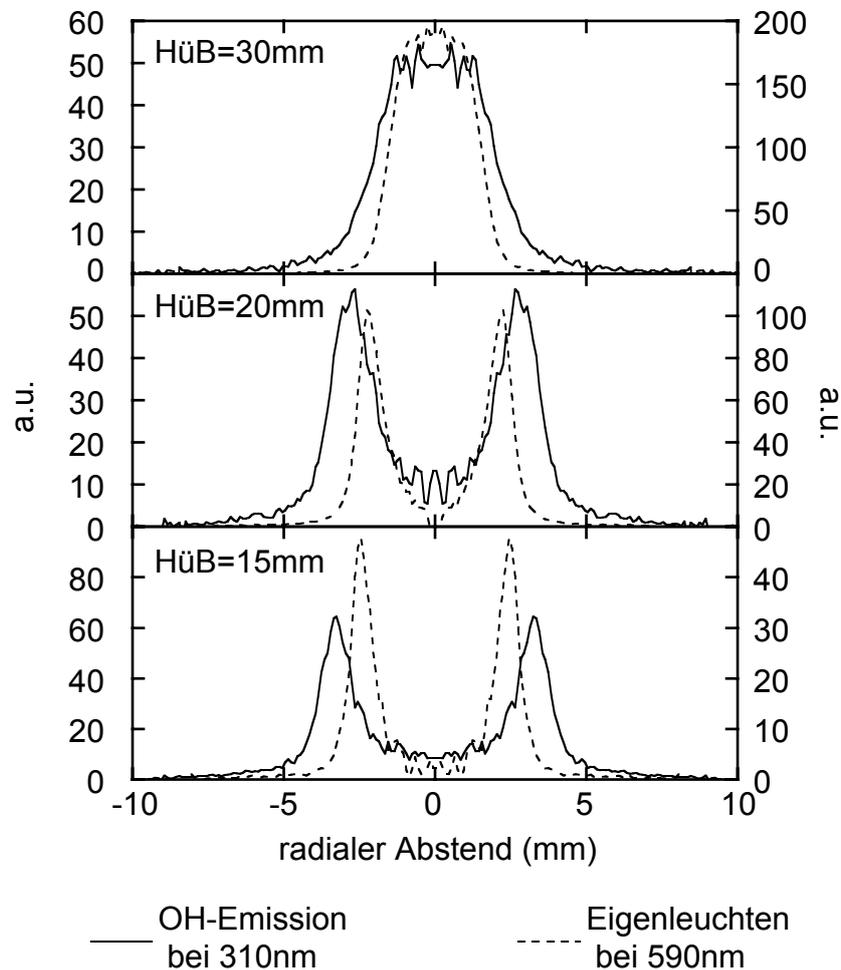


Abbildung 4.9: Profile des Eigenleuchtens und der OH*-Emission in der Stationären Flamme bei 15, 20 und 30 mm über dem Brenner.

Nach dem Flameletmodell sollten die Bereiche der OH*-Emissionen in einem sehr schmalen Intervall des Mischungsbruches liegen und vernachlässigbar wenig mit den Bereichen überlappen, in denen Ruß vorliegt. Dementsprechend stellt die Zone der OH*-Emissionen die Grenze zwischen dem mageren und fetten Bereich der Flamme dar und umschließt die rußhaltigen Bereich der Flamme nach außen hin. Die Profile der experimentell untersuchten Flammen zeigen diese Eigenschaften nur bedingt. In keinem der gezeigten Profile ist die OH*-Emissionszone räumlich eng begrenzt und es existiert in allen Fällen eine deutliche Überlappung mit der Rußzone. Im unteren Profil

grenzt die OH*-Emissionszone den rußhaltigen Kern der Flamme immerhin deutlich zum Oxidator hin ab; schon bei HüB=20mm beginnen OH* und Ruß-Emission sich stärker zu überlappen und im Profil bei HüB=30mm ist diese Abgrenzung aufgehoben.

Die Abweichungen zwischen Experiment und Flameletmodell sind durch die vom Experiment abweichenden Annahmen des Flameletmodells erklärbar. Die verwendete Methode zur Berechnung der Flamelets setzt einen stationären Zustand des Flamelets voraus. Die Stationarität bezieht sich hierbei nicht auf die Flamme an sich, sondern auf die Randbedingungen, die das Flamelet vorfindet. Im Falle des Ausbrandes der Flamme ändern sich die Randbedingungen aber insofern, als die gasförmigen Brennstoffe bereits weitgehend verbrannt sind während die Oxidation der Rußpartikel als 2-Phasen Prozess einer kinetischen Hemmung unterliegt und weit mehr als die Gasphasenprozesse temperaturabhängig ist. Die Verschiebung der Gasphasenprozesse, zu denen auch die Bildung des OH* gehört, zum Flammzentrum hin führt zur Überlagerung des OH*-Signals mit dem Signal des Rußeigenleuchtens. Dieses stammt von Ruß, der zu einem früheren Zeitpunkt in der Flamme gebildet wurde und dessen langsame Oxidation im stationären Flamelet nicht ausreichend berücksichtigt ist. Die Überlagerung von OH*-Emission und Rußeigenleuchten kann entsprechend der Beobachtungen an der stationären Flamme als für den Ausbrandbereich einer Flamme typisch angesehen werden.

Die hier diskutierten Eigenschaften der Flamme stimmen mit den im Kapitel 4.1.1 gemachten Aussagen über das Verhalten der Flamme überein. Aus der Beobachtung des Rußeigenleuchtens und der OH*-Emissionen können die Ergebnisse der RAYLIX-Messungen bestätigt werden. Damit stellen sie eine weitere Möglichkeit zur Charakterisierung der verschiedenen Zonen in Flammen dar.

4.1.3 Temperaturmessungen

Die Bestimmung der Partikeltemperatur in der Flamme aus dem Eigenleuchten des Rußes ist an das Vorhandensein relativ heißer Partikel gebunden. Sowohl in Regionen mit relativ kalten Partikeln, d.h. Partikeln kälter als etwa 1500 K, als auch bei sehr geringen Rußvolumenbrüchen sind die Emissionssignale sehr klein gegenüber der Amplitude des Hintergrundrauschens. Die auf Quotientenbildung basierende Auswertung liefert an solchen Stellen keine sinnvollen Ergebnisse; es wird daher kein Ergebnis dargestellt.

Die LII-Messungen detektieren den Ruß nach der Aufheizung durch den Laserstrahl unabhängig von seiner Ausgangstemperatur, die Messungen des Rußeigenleuchtens hingegen detektieren nur Ruß mit einer ausreichend hohen Temperatur, dessen Wärmestrahlung ausreichend groß ist. Wird in LII-Messungen Ruß an einer Stelle detektiert, an der kein Rußeigenleuchten auftritt, so sind die Rußpartikel dort so kalt, dass sie nicht ausreichend Eigenleuchten ausstrahlen.

Der Vergleich der aus beiden Messungen erhaltenen Daten in Abbildung 4.10 zeigt, dass die Bestimmung des Rußvolumenbruchs aus der RAYLIX-Messung mit Hilfe der LII nur dort Ruß detektiert, wo auch Rußeigenleuchten auftritt. Umgekehrt lässt sich sagen, dass praktisch aller auftretender Ruß ausreichend heiß ist, um genug Wärmestrahlung abzustrahlen.

Aus dem Vergleich der Messdaten der beiden Messungen kann somit gezeigt werden, dass in der stationären Flamme kein kalter Ruß vorliegt. Diese Beobachtung stimmt mit den bisher gemachten Ergebnissen überein; der Ruß findet sich hauptsächlich in den reagierenden Zonen der Flamme, in welchen entsprechend hohe Temperaturen herrschen.

Kalter Ruß deutet hingegen darauf hin, dass Rußpartikel bei der Diffusion durch die oxidierende Zone der Flamme bzw. bei dem Fortschreiten der Reaktionszone durch die Rußschicht nicht schnell genug verbrannt werden und außerhalb der Flamme im

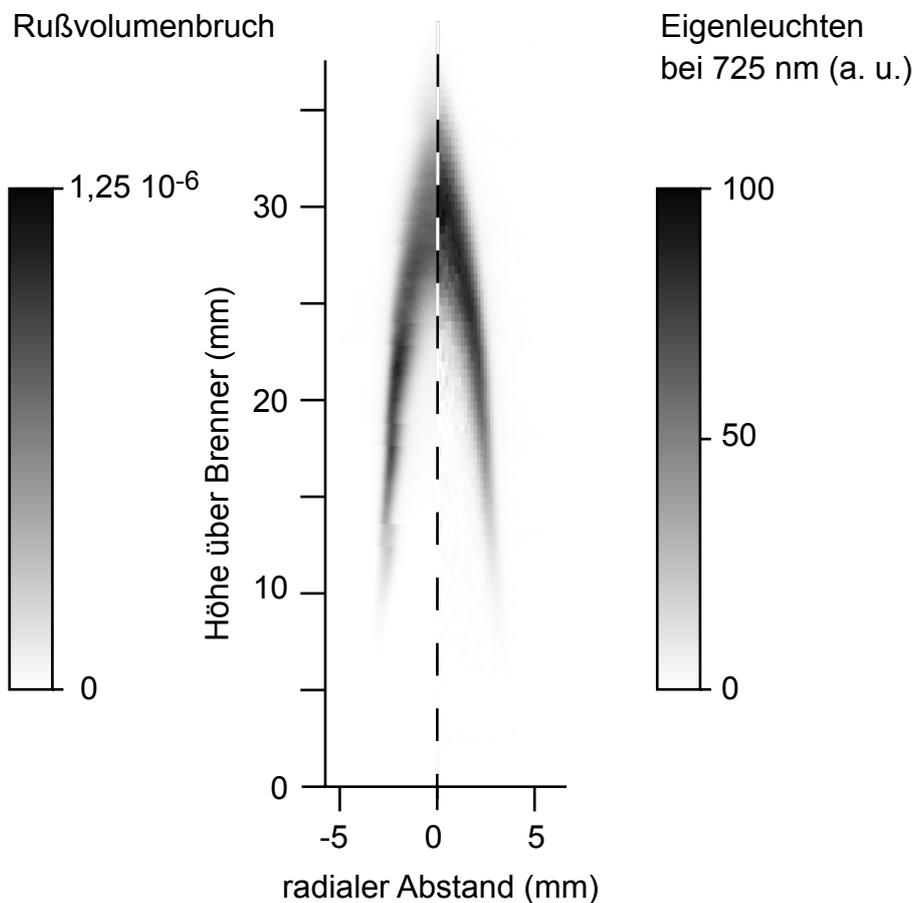


Abbildung 4.10: Vergleich des Rußvolumenbruchs aus RAYLIX-Messungen mit dem Rußeigenleuchten bei 725 nm.

kalten Oxidatorgas abkühlen. Ist der Ruß bereits abgekühlt, so sind die Oxidationsreaktionen soweit verlangsamt, dass kein weiterer Abbau des Rußes stattfindet. Ein solches Verhalten findet sich besonders bei sehr rußreichen Diffusionsflammen in sauerstoffarmer Umgebung [55].

Die berechneten Partikeltemperaturen, dargestellt in Abbildung 4.11, zeigen nach außen und nach oben ansteigende Temperaturverläufe in den Flammen. Zur genaueren Darstellung sind zwei Profile bei $H_{\text{üB}}=20$ mm und $H_{\text{üB}}=30$ mm in Abbildung 4.12 aufgetragen.

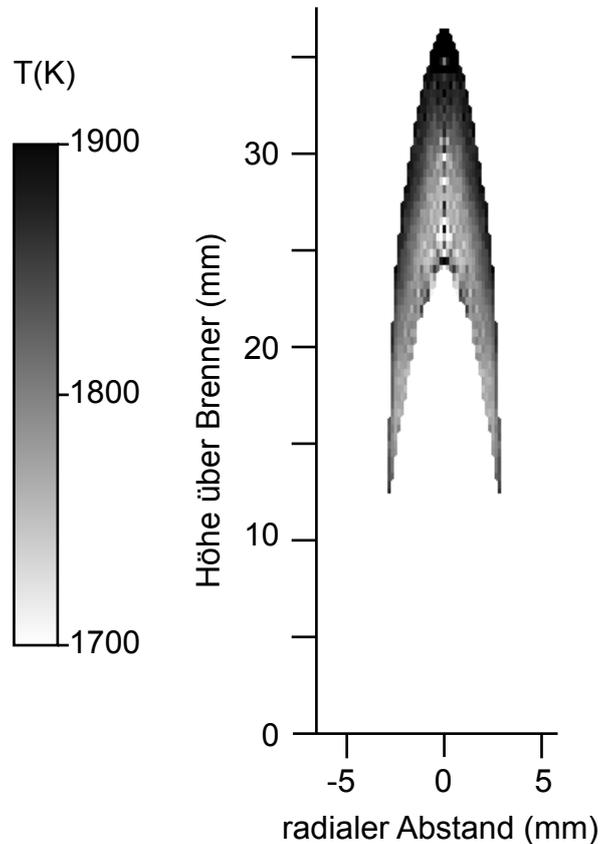


Abbildung 4.11: Temperatur der Rußpartikel in der stationären Flamme bestimmt aus dem Rußeigenleuchten bei vier Wellenlängen

In dem Profil aus der mittleren Flammenzone bei HüB=20 mm ist deutlich die von innen nach außen zunehmende Temperatur der Rußpartikel zu erkennen; die Flamme wird nach innen kälter. Die geringen Temperaturen im Inneren der Flamme verhindern dort die Rußbildung, obwohl genug Brennstoff vorhanden ist. Somit bestätigen die Temperaturmessungen die oben diskutierten Gründe für die Verläufe der Profile des Rußvolumenbruchs, der Teilchenzahldichte und des mittleren Radius.

Am äußeren Rand der Flamme finden sich die höchsten Temperaturen. Diese Bereiche der Flamme sind näher am stöchiometrischen Bereich der Flamme und damit näher an der heißen Hauptreaktionszone. Auch in diesem Sinne entsprechen die Tempera-

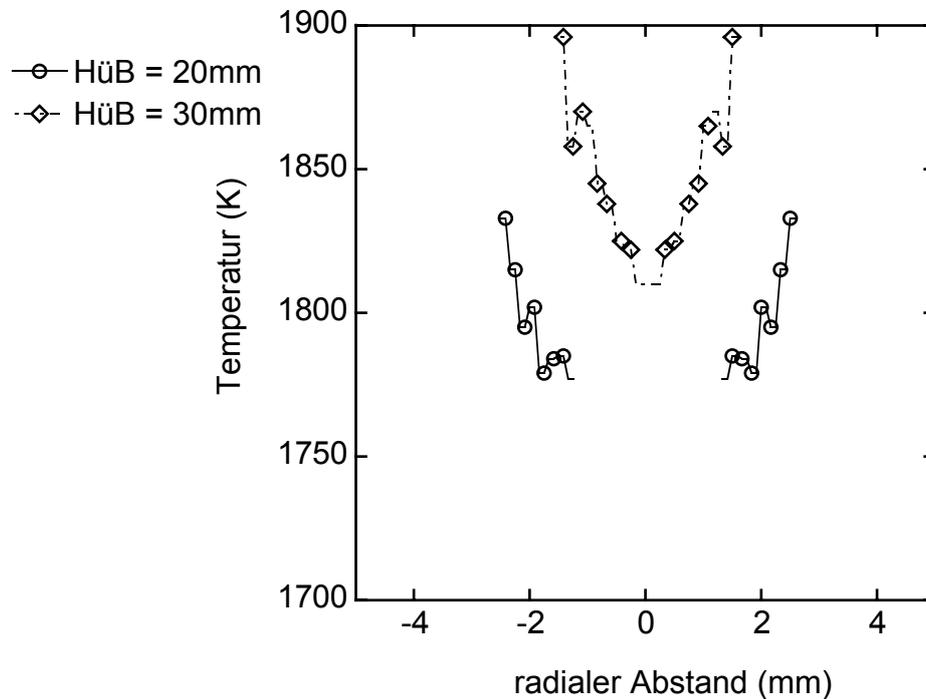


Abbildung 4.12: Profile der Partikeltemperatur in der stationären Flamme bei 20 und 30 mm über dem Brenner.

turmessungen dem typischen Verhalten von laminaren rußenden Diffusionsflammen.

Im oberen Bereich der Flamme, der durch den Rußausbrand geprägt ist, findet sich ein ähnliches aber höheres und weiter zur Mitte hin verschobenes Temperaturprofil. Wie die vorangegangenen Diskussion der RAYLIX-Messungen und der Interpretation der OH*-Emissionen zeigten, ist hier der Sauerstoff bereits sehr weit in die Flamme hinein diffundiert; der stöchiometrische Bereich wandert in den bereits vorhandenen Ruß hinein und die Partikeltemperaturen steigen entsprechend auch in den achsennäheren Bereichen der Flamme an.

4.2 Oszillierende Flamme - 10 Hz

Die mit digitaler Ventilsteuerung pulsierten Flammen sind durch die Art der Ansteuerung auf die Frequenz von 10 Hz festgelegt. Die resultierende Ausströmgeschwindigkeit wird zunächst vermessen um die Randbedingungen zu charakterisieren. Anschließend werden die Flammen mit den bei der stationären Flamme verwendeten Methoden vermessen.

4.2.1 Hitzdrahtanemometrie

Durch die Strömungswiderstände zwischen Pulsationsventil und Brenneraustritt sowie Totvolumina, durch die Trägheit des Ventils selber und die endliche Ausbreitungsgeschwindigkeit der Druckwellen im Brenngas wird das Rechtecksignal der digitalen Ventilansteuerung nicht in ein rechteckiges Signal der Ausströmgeschwindigkeit des Brenngases am Brennerausgang umgesetzt. Zur Quantifizierung der zeitabhängigen Ausströmgeschwindigkeit und zur Bestimmung des Phasenwinkels zwischen Anregung und gemessenem Signal werden Messungen der Ausströmgeschwindigkeit herangezogen. Sie erfolgen in der kalten Strömung 1mm über dem Brennerausgang mit Hilfe der „Constant Temperature Anemometry“ (CTA).

Die in Abbildung 4.13 dargestellten Ergebnisse dieser Messung zeigen, dass am Brennerauslass eine annähernd sinusförmige Schwankung der Austrittsgeschwindigkeit vorliegt. Das Signal kann gut durch die Summe aus Grundschiwingung und erster Oberschiwingung beschrieben werden. Die dargestellten Daten sind bei dem in den restlichen Versuchen verwendeten Durchfluss und entsprechender Pulsweite aufgezeichnet worden. Durch Änderung der mittleren Durchflüsse und der Öffnungszeit des Ventils bei gleicher Frequenz lassen sich andere Amplituden der Schwankungen der Austrittsgeschwindigkeit einstellen. Für geänderte Öffnungszeiten des Ventils ist die Amplitude der Grundschiwingung in Abbildung 4.14 gegen die Öffnungszeit des

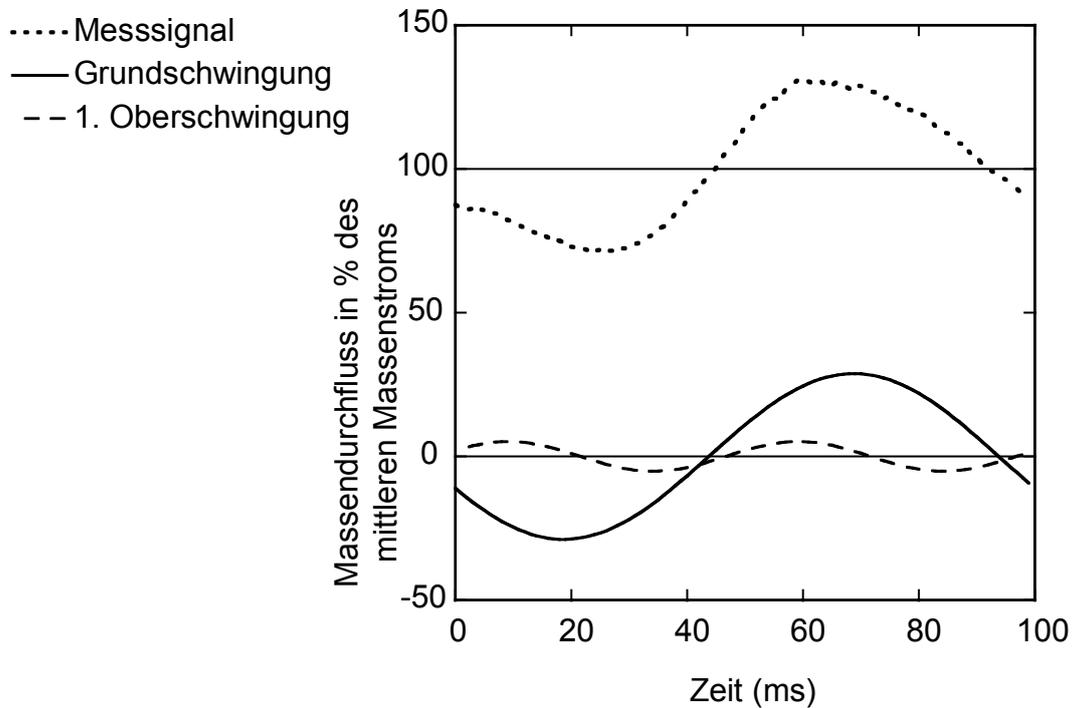


Abbildung 4.13: Messsignal der CTA und die darin enthaltene Grundschiwingung und 1. Oberschiwingung. Frequenz 10 Hz, Öffnungszeit des Ventils 50 ms, mittlerer Massenstrom Methan $200 \text{ ml}_n/\text{min}$.

Ventils aufgetragen. Ebenso ist das Verhältnis zwischen der Amplitude der Grundschiwingung und der ersten Oberschiwingung aufgetragen.

Mit der Pulsweiteneinstellung kann die Amplitude der Austrittsgeschwindigkeit des Brenngases über einen weiten Bereich verstellt werden. Die Abhängigkeit zwischen Amplitude und Öffnungszeit ist nahezu linear. Der Anteil höherfrequenter Schwingungen hingegen ist im Bereich eines symmetrischen Tastverhältnisses minimal; die Grundschiwingung ist dominierend. Mit zunehmend asymmetrischem Tastverhältnis zu sowohl längeren als auch kürzeren Öffnungszeiten des Ventils nimmt der Anteil der ersten Oberschiwingung zu und das Verhältnis zwischen Grundschiwingung und Oberschiwingung nimmt ab. Für die Versuche an den oszillierenden Flammen mit digital angesteuertem Ventil wird eine Ventilöffnungszeit von 50ms verwendet. Die re-

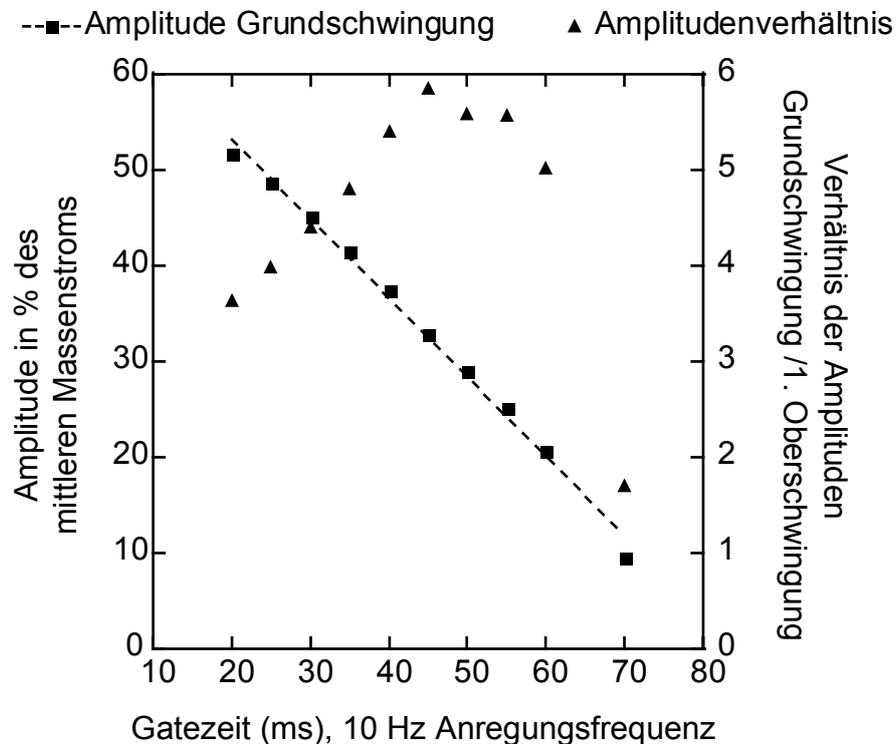


Abbildung 4.14: Abhängigkeit der Amplitude und der Anteils an Oberschwingungen des pulsierten Gasstroms am Brennerausgang von der Pulsbreite der Ventilansteuerung bei 10 Hz Grundfrequenz. Mittlerer Massenstrom Methan 200 ml_n/min

sultierende Schwingung der Austrittsgeschwindigkeit entspricht in ihrer Amplitude von 30 % des Mittelwertes des Durchflusses der Vorgabe kleiner Anregungsstärken; die Grundfrequenz dominiert das Schwingungsverhalten.

4.2.2 RAYLIX

Durch Veränderung des Phasenwinkels zwischen der Pulsationsanregung und dem Aufnahmezeitpunkt kann die Flamme „OD“ phasenaufgelöst vermessen werden. Die Aufteilung in 10 Phasenabschnitte entspricht einem Phasenwinkel von 36 Grad bzw. bei der Frequenz von 10 Hz einem zeitlichen Abstand von 10 ms. Die Ergebnisse

der RAYLIX-Messungen sind in Abbildung 4.15 dargestellt. Es sind die Werte des gemessenen Rußvolumenbruchs und der Teilchenzahldichte der stationären Flamme „S“ und der Flamme „OD“ im Phasenabstand von 10 ms dargestellt. Die Phasenverzugszeit bezieht sich auf den Zeitpunkt der Ventilansteuerung. Durch den Phasenverzug zwischen Ansteuerung und der Schwingung des Gasstromes am Brennerausgang ergibt sich ein weiterer Phasenverzug. Um den Zusammenhang zwischen Flamme und Ausströmgeschwindigkeit darzustellen ist die relative Ausströmgeschwindigkeit ebenso aufgetragen.

Im Gegensatz zur stationären Flamme weicht die pulsierte Flamme geringfügig von der idealen axialsymmetrischen Form ab und zeigt eine leichte Krümmung. Dies betrifft besonders die höheren Bereiche der Flamme, wo sich kleine Unregelmäßigkeiten der Strömung stärker auswirken. Nichts desto trotz sind die Flammen sehr gut reproduzierbar; die dargestellten Aufnahmen bestehen aus bis zu elf überlappenden Streifen, die wiederum aus 50 Einzelaufnahmen durch Mittelung gewonnen werden. Dies ist möglich, ohne dass die Mittelung zu einem Verschmieren der Flammenstruktur führt und ohne dass an den Übergängen der Streifen Sprünge in der Flammenkontur auftreten. Zum Zweck der Abel-Inversion der Aufnahmen des Eigenleuchtens, das weiter unten diskutiert wird, muss allerdings die Axialsymmetrie eingehalten werden; dazu wird die Flamme einer Korrektur durch horizontales Verschieben der Pixelreihen unterworfen. Auf diese Korrektur wurde bei den RAYLIX-Messungen verzichtet, da sie für die Auswertung der Signale nicht notwendig ist. Die Asymmetrie der Flammen spiegelt sich auch, besonders bei großen Hüb, in den Profilen der Teilcheneigenschaften wider, ist für die Diskussion der Ergebnisse aber unerheblich. Zur besseren Darstellung sind die Mitten der Profile allerdings als Nullpunkt der radialen Achse verwendet worden.

Weiterhin tritt bei hohen Rußvolumenbrüchen in der Flamme auch weit außerhalb der Flamme scheinbar noch Ruß auf. Dies beruht auf einer Überstrahlung durch die relativ hohen Lichtintensitäten in den Bereichen hoher Rußvolumenbrüche und Streueffekte in der Brennkammer; ihre Korrektur ist sehr aufwendig und wurde daher nur

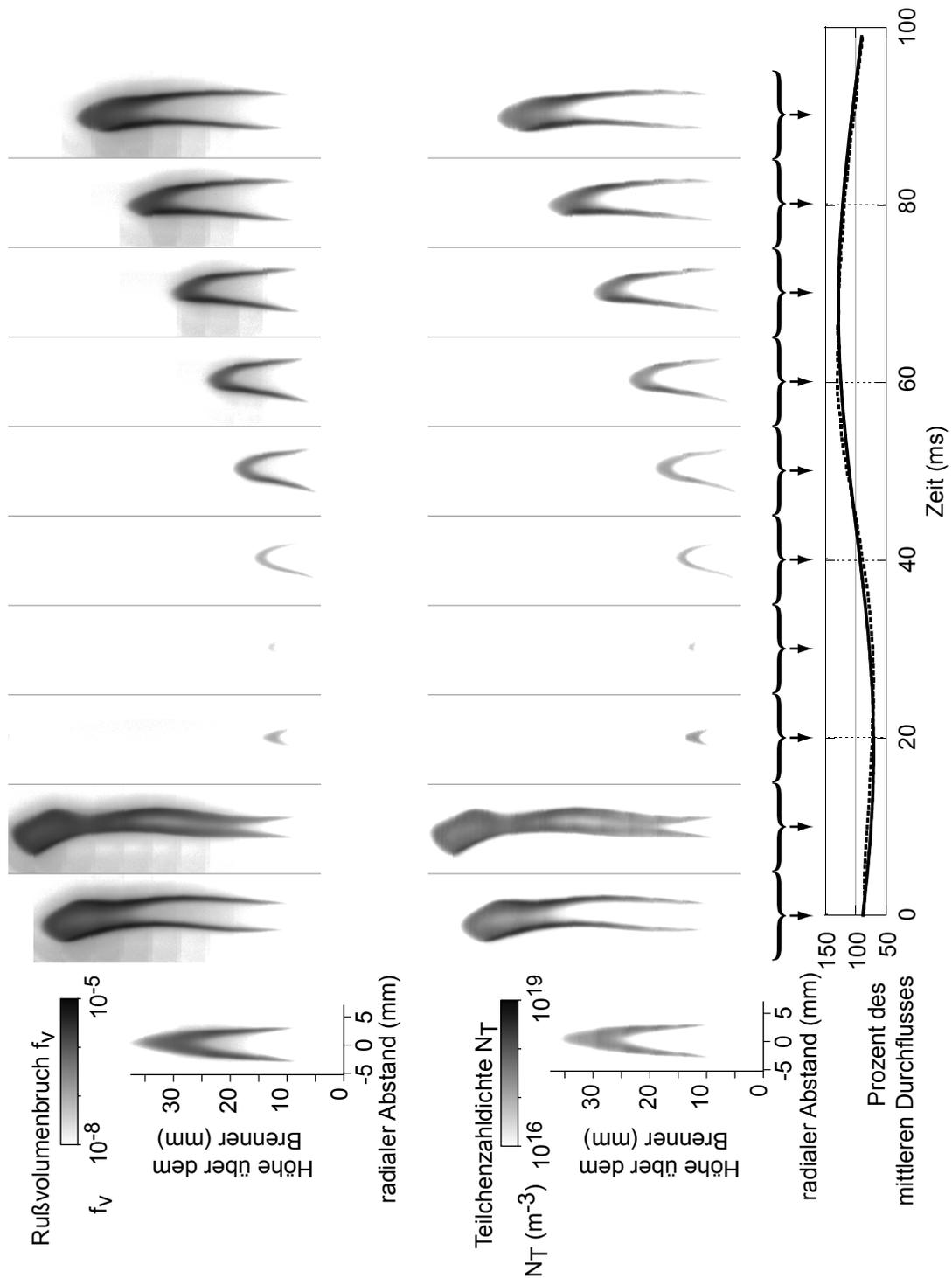


Abbildung 4.15: Rußvolumenbruch und Teilchenzahldichte aus RAYLIX-Messungen in der stationären Flamme „S“ und der oszillierenden Flamme „OD“ sowie die Ausströmgeschwindigkeit am Brennerkopf, gemessen mit der CTA.

für die ausgewählten Profile, nicht jedoch für die bildliche Darstellung durchgeführt. Aufgrund der logarithmischen Darstellung sind sie allerdings gut sichtbar, obwohl sie zwei Größenordnungen kleiner sind als der Rußvolumenbruch in der Flamme. Durch diesen Größenunterschied sind sie für die Auswertung der Messergebnisse ohne Belang.

Die Schwingung der Flamme ist, bezogen auf den Referenzzeitpunkt $\Delta t=0\text{ms}$ und die Schwingung der Ausströmgeschwindigkeit des Methans, zeitlich verschoben. Die Darstellung erfolgt mit Bezug auf den Referenzzeitpunkt; im nachfolgenden Text bezieht sich die Diskussion jedoch auf den Zyklus der Schwingung der Flamme. Der Beginn eines Zyklus wird auf den Zeitpunkt nach dem Zusammenbruch der Flamme bei $\Delta t=20\text{ms}$ gelegt. Von nächsten Zeitpunkt an erfolgt der Anstieg der Flammenhöhe bis zum letzten Bild der Periode bei $\Delta t=10\text{ms}$.

Die Flamme „OD“ zeigt ein stark von der stationären Flamme unterschiedliches Verhalten. Die Flamme weist während einiger Phasen deutlich erhöhte Werte des Rußvolumenbruchs auf; während anderer Phasen verschwindet der Ruß in der Flamme fast vollständig. Das Verhalten im Hinblick auf die Rußvolumenbrüche ist auch in Abbildung 4.16 dargestellt. Dort ist, entsprechend der Abbildung 4.6, der maximale Rußvolumenbruch als Funktion der Höhe über dem Brenner aufgetragen. Neben den Werten der stationären Flamme sind auch die Werte aus fünf Zuständen bei verschiedenen Phasenverzugszeiten der oszillierenden Flamme dargestellt.

In der Auftragung aus Abbildung 4.16 sind verschiedene Effekte in der oszillierenden Flamme zu finden. Der erste Unterschied findet sich in der Höhe der Flamme. Die Geschwindigkeit des Methans am Brennerausgang ändert sich mit einer Amplitude von 30%; die Höhe der Flamme hingegen, welche in dieser Darstellung mit dem jeweils höchsten dargestellten Datenpunkt gleichgesetzt werden kann, verdoppelt sich fast bzw. fällt auf etwa ein Drittel zusammen.

Weiterhin ändert sich auch der Wert des Rußvolumenbruchs stark mit der Zeit. Der maximale Rußvolumenbruch in der Flamme (das Maximum der Kurven) ändert sich

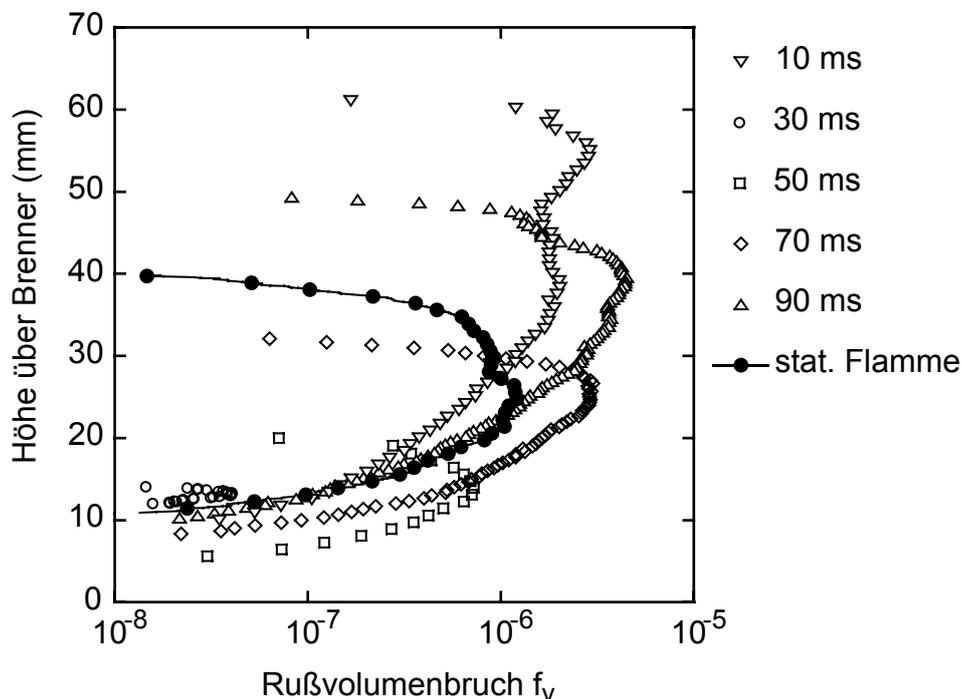


Abbildung 4.16: Wert und Lage des maximalen Rußvolumenbruchs in der stationären Flamme und in fünf Phasen der Flamme „OD“ für jede Höhe über dem Brenner. Die Abszisse ist als senkrechte Achse aufgetragen.

im Verlauf der Oszillation um zwei Größenordnungen. Dabei enthält von den fünf ausgewählten Flammen die Flamme aus dem Beginn des Zyklus bei $\Delta t=30$ ms wenig Ruß mit einem Maximalwert des Rußvolumenbruchs unter 10^{-7} , in allen anderen Flammen ist der maximale Rußvolumenbruch mindestens eine Größenordnung höher.

Der direkte Vergleich der stationären Flamme mit der oszillierenden Flamme erfolgt mit Hilfe der Flamme bei $\Delta t=80$ ms. Die Abbildung 4.17 zeigt die Auftragung der maximalen Rußvolumenbrüche als Funktion der Höhe über dem Brenner. Obwohl beide Flammen in etwa die gleiche Höhe erreichen, weisen sie verschiedene Verläufe des Rußvolumenbruchs auf. Der Anstieg ist in beiden Flammen gleich; in der stationären Flamme endet dieser jedoch bei dem Rußvolumenbruch von etwa 10^{-6} ; bei

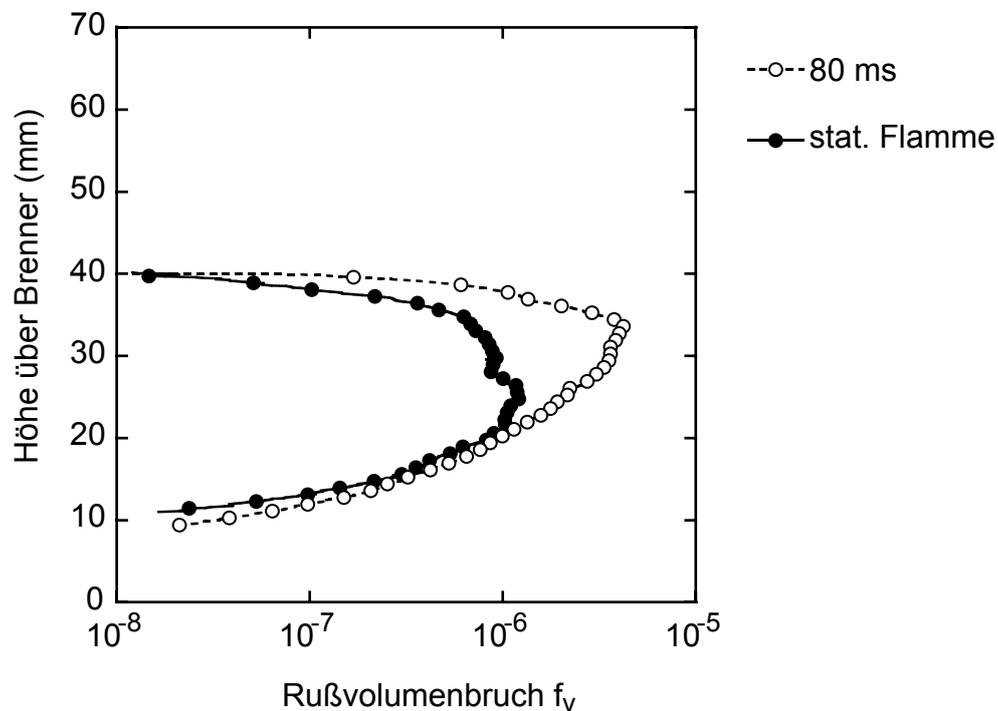


Abbildung 4.17: Wert und Lage des maximalen Rußvolumenbruchs in der stationären Flamme und die Flamme „OD“ bei $\Delta t=80\text{ms}$ für jede Höhe über dem Brenner. Die Abszisse ist als senkrechte Achse aufgetragen.

etwa diesem Wert stagniert der maximale Rußvolumenbruch um dann bei größerer Höhe wieder abzunehmen. Die abfallende Flanke ist ähnlich steil wie die ansteigende Flanke. In der oszillierenden Flamme hingegen nimmt der Rußvolumenbruch auch oberhalb von 10^{-6} steil zu, erreicht einen maximalen Wert von etwa $4 \cdot 10^{-6}$ und fällt danach, steiler als der Anstieg, ab.

Mit diesen Darstellungen wird deutlich, dass die oszillierende Flamme nicht als eine Abfolge stationärer Flammen dargestellt werden kann; in diesem Falle müsste die Flamme mit gleicher Höhe auch einen gleichen Verlauf des maximalen Rußvolumenbruchs über der Höhe aufweisen. Es treten aber Unterschiede sowohl in der Form dieses Verlaufes als auch in den maximalen Rußvolumenbrüchen auf, welche um bis zum Faktor drei größer sind als in der stationären Flamme.

Der umgekehrte Vergleich der stationären Flamme mit einer Flamme mit ähnlichen maximalen Rußvolumenbrüchen führt zu der gleichen Schlussfolgerung. Die Flamme bei $\Delta t=50\text{ms}$ in Abbildung 4.16 erreicht ähnlich hohe Rußvolumenbrüche wie die stationäre Flamme, sie erreicht aber mit knapp 20 mm nur die halbe Höhe der stationären Flamme. Die Ausformung des Verlaufs mit der Höhe ist dabei deutlich spitzer; es kommt nicht zu einem stagnierenden Verlauf wie im Fall der stationären Flamme.

In den Abbildungen 4.15 und 4.16 ist bereits erkennbar, dass die Höhe der Flamme nicht, wie die Ausströmgeschwindigkeit, einen nahezu sinusförmigen Verlauf aufweist, sondern, beginnend vom Minimum, stetig anwächst; am Ende eines Zyklus hingegen bricht die Flamme dann sehr schnell zusammen. Dieser Effekt kann quantitativ dargestellt werden, indem die integralen Größen des Rußvolumenbruchs und der Teilchenzahldichte ausgewertet werden. Dazu wird die Summe dieser Größen über alle Pixel bestimmt. Rechnerisch ergibt sich daraus ein Rußvolumen bzw. eine Teilchenzahl in dem Laserband, da den Pixeln eine Fläche zugeordnet ist und auch die räumliche Tiefe des Laserbandes berücksichtigt werden muss. Zur praktischen Auswertung aber werden die Größen mit den entsprechenden Werten der stationären Flamme normiert und sind daher einheitenlos.

Eine ähnliche Berechnung jedoch aus den mittleren Radien ist nicht sinnvoll, da die Summation der Radien in den Volumenelementen keine interpretierbare Größe liefert. Daher wird auf diese Berechnung verzichtet. Die mit den Werten der stationären Flamme normierten Ergebnisse sind in den Abbildungen 4.18 und 4.19 dargestellt.

Beide Auftragungen zeigen einen zum Beginn des Zyklus ab $\Delta t=20\text{ms}$ zunächst nur langsam von nahezu null ansteigenden Wert; mit zunehmendem zeitlichen Fortschritt nimmt der Wert schneller zu, um kurz vor Ende des Zyklus bei $\Delta t=5\text{ms}$ das Maximum zu erreichen und dann innerhalb von 10ms auf das Anfangsniveau abzufallen. Die dabei erreichten Maximalwerte liegen um den Faktor 7 bei den Rußvolumina und um den Faktor 5 bei den Teilchenzahlen höher als in der stationären Flamme. Die Flamme „OD“ zeigt damit nicht nur zeitlich, neben einer Phasenverschiebung in Bezug auf

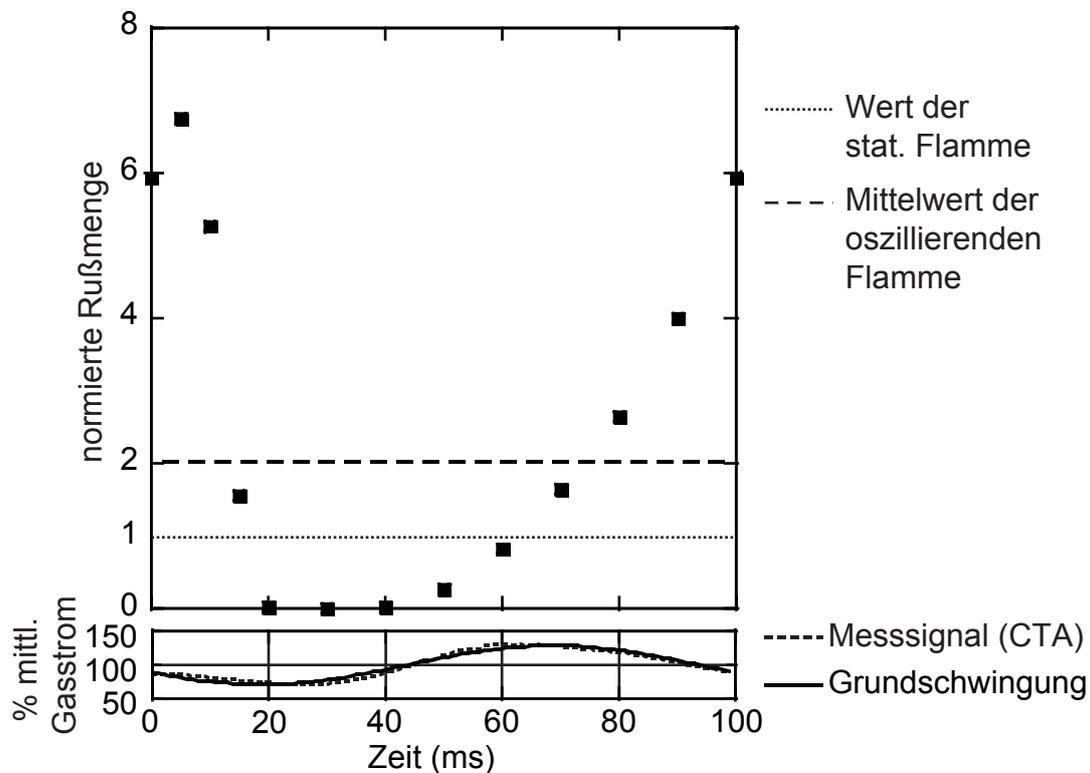


Abbildung 4.18: Mit dem Wert der stationären Flamme normierte Rußmenge in der pulsierten Flamme aus den RAYLIX-Messungen (oben) und die mittlere Ausströmgeschwindigkeit des Brenngasstromes in % der mittleren Strömung (unten).

die Ausströmgeschwindigkeitsfunktion, ein asymmetrisches Verhalten sondern weist auch in der Auslenkung ein nichtlineares Verhalten auf.

Die Mittelung der Werte in der Flamme „OD“ liefert Werte, die mit 2 bzw. 1,35 deutlich oberhalb der in der Flamme „S“ gefundenen Werte liegen. Die Flamme „OD“ ist somit nicht nur nicht als Folge stationärer Flammen zu beschreiben sondern entspricht auch im Mittelwert nicht dem stationären Zustand.

Um die Flammen weiter zu charakterisieren werden Profile der Teilcheneigenschaften herangezogen. Dazu werden exemplarisch Profile aus ausgesuchten Flammen verwendet. Die ersten zwei Gruppen von Profilen sind aus Flammen, die sich im auf-

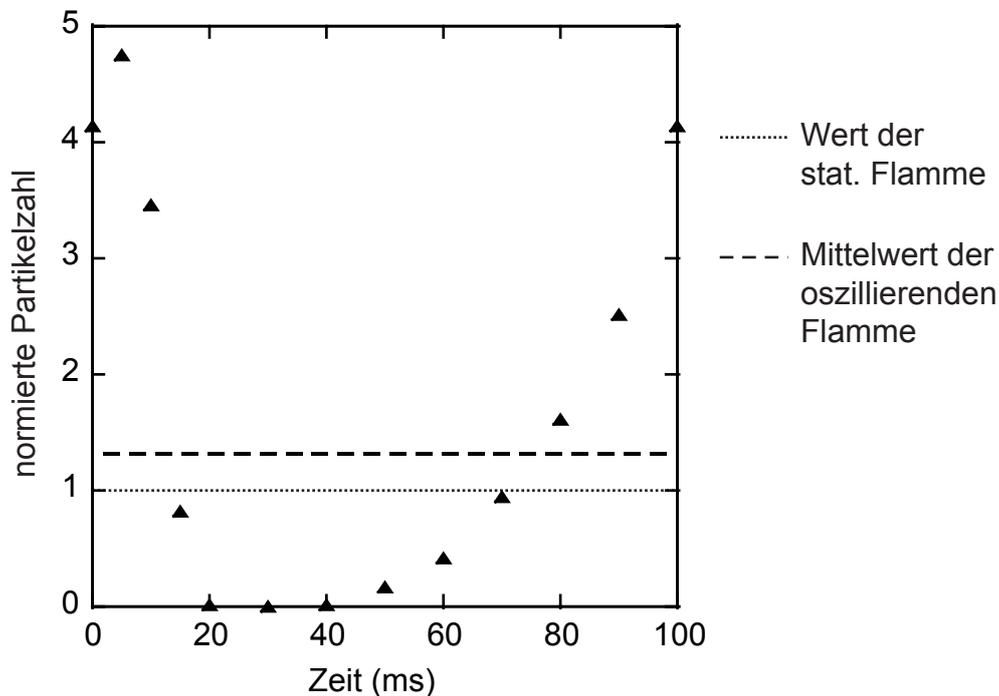


Abbildung 4.19: Mit dem Wert der stationären Flamme normierte Teilchenzahl in der pulsierenden Flamme aus den RAYLIX-Messungen.

bauenden Teil des Zyklus befinden, eine davon bei $\Delta t=50\text{ms}$ und die andere am Ende der Aufbauphase bei $\Delta t=0\text{ms}$. Die Profile sind in Abbildung 4.20 dargestellt.

In beiden Flammen zeigen die Profile die Eigenschaften, die auch bei den Profilen in der stationären Flamme gefunden werden. So entspricht das Profil aus dem mittleren Bereich der Flamme bei $\Delta t= 50\text{ ms}$ dem mittleren Profil der stationären Flamme 4.4. In den Flanken des maximalen Rußvolumenbruchs und der maximalen Teilchenzahldichte finden sich die kleinsten Partikel, ihr Radius wächst zur Flammenmitte und nach außen hin an. In der Flammenmitte befinden sich nur wenige Partikel; die Flanken sind deutlich voneinander separiert.

Die Profile aus der Flamme bei $\Delta t= 0\text{ ms}$ sind der Flammenbasis bzw. der Flammenspitze entnommen. Sie stimmen mit den entsprechenden Profilen (Abbildung 4.3 und 4.5) der stationären Flamme im Sinne der Charakterisierung überein. Unten in der

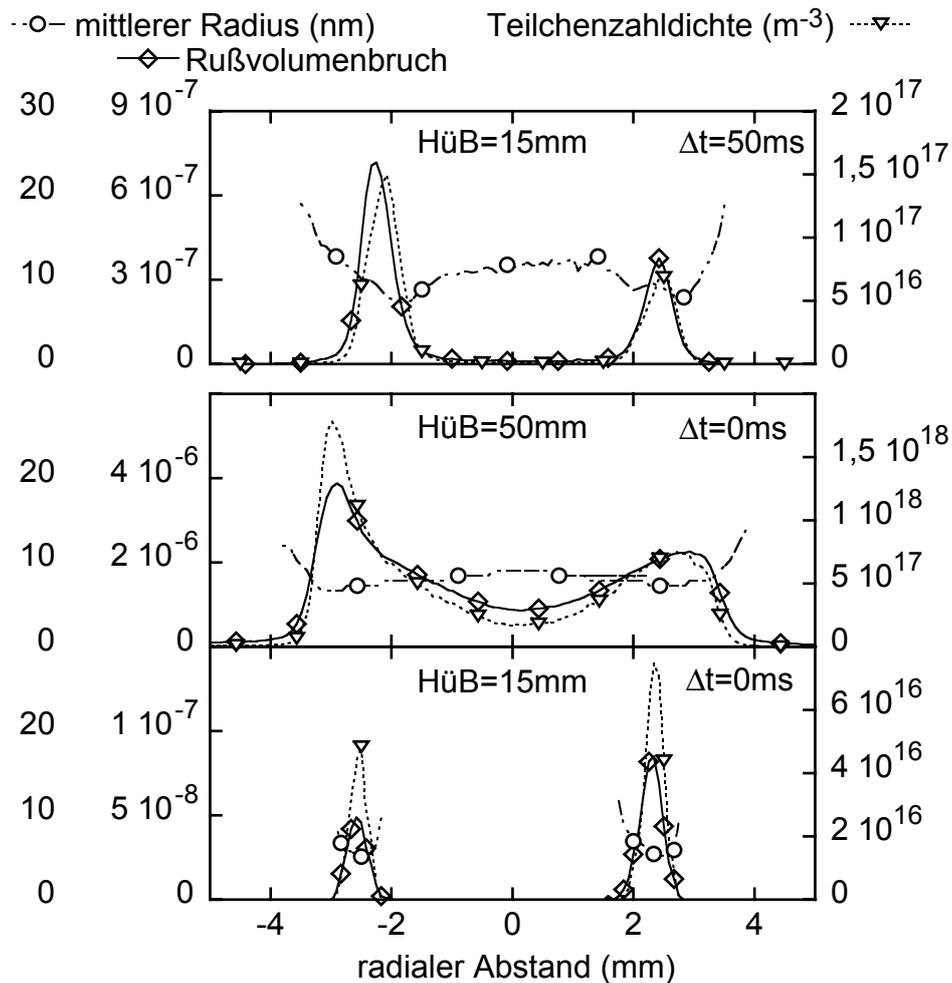


Abbildung 4.20: Profil des Rußvolumenbruchs, der Teilchenzahldichte und des mittleren Radius in der Flamme „OD“ bei $\Delta t=50\text{ms}$, HüB=15mm (oben) und $\Delta t=0\text{ms}$ bei HüB= 15 bzw. 50mm (unten).

Flamme finden sich zwei deutlich separierte Flanken; in der Flammenmitte ist praktisch kein Ruß zu detektieren. In der Flammenspitze bei HüB=50mm hingegen sind die Flanken zu einer zentralen Rußzone verschmolzen, die Flamme zeigt hier die Charakteristik der Rußausbrandphase.

Für die Betrachtung der Phase des Flammenszusammenbruchs kann unter den bisher vorgestellten Phasen der Flamme nur die Flamme bei $\Delta t=10\text{ms}$ gewählt werden. Die aus dieser Flamme entnommenen Profile (Abbildung 4.21) können nur bedingt in das aufgestellte Schema einsortiert werden. Die Profile aus der Flammenspitze sind dem Bereich des Rußausbrandes zuzuordnen; das untere Profil bei $\text{HüB}=20\text{mm}$ ist nicht zu klassifizieren. Die Rußflanken sind voneinander separiert; dies spricht für einen Einordnung in den unteren Bereich der Flamme. Der Verlauf der Radien hingegen legt eine Einordnung im Bereich des Rußausbrandes nahe. Im Anbetracht der vergleichsweise breiten Flanken, die in der Mitte der Flamme beginnen sich zu überlagern, kann dieser Bereich der Flamme in einem Übergang zum Bereich des Rußausbrandes angesiedelt werden.

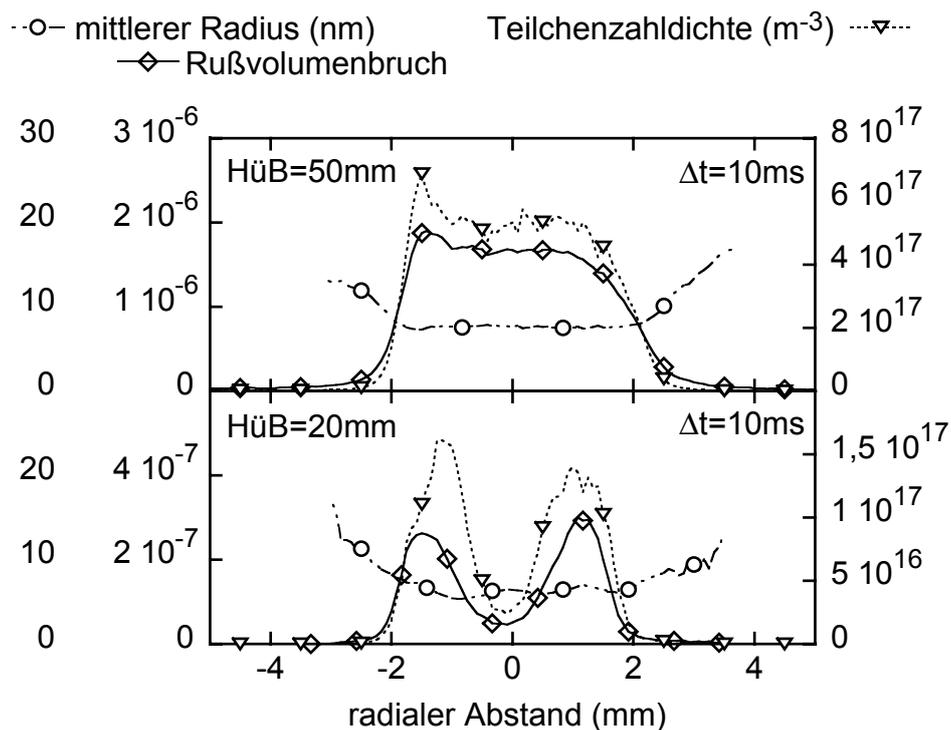


Abbildung 4.21: Profil des Rußvolumenbruchs, der Teilchenzahldichte und des mittleren Radius in der Flamme „OD“ bei $\Delta t=10\text{ms}$, HüB= 20 bzw. 50mm.

Damit beginnt in dieser Flamme der Bereich des Rußausbrandes in großer Entfernung von der Flammenspitze. Der auf diese Phase in der Flamme folgende Zusammenbruch der Flamme lässt erwarten, dass die Oxidation des Rußes nicht allein an der Spitze der Flamme stattfinden kann. Vielmehr scheint eine Oxidation durch den von der Seite eindiffundierenden Sauerstoff plausibel. Um die Phase des Zusammenbruchs der Flamme genauer zu untersuchen wird eine weitere Aufnahme herangezogen. Sie ist mit einer Phasenverzugszeit von $\Delta t=15\text{ms}$ zwischen der letzten großen Flamme im Zyklus und der ersten kleinen Flamme eingeordnet. Die Daten aus der RAYLIX-Messung dieser Flamme sind in Abbildung 4.22 dargestellt.

Die Flamme hat sich in den 5 ms seit dem Zeitpunkt $\Delta t= 10\text{ms}$ nahe der Flammenbasis weiter eingeschnürt und dadurch den oberen Teil der Flamme von der auf dem Brenner stabilisierten Basis abgelöst. Der untere Teil der Flamme hat bereits die in den folgenden Zeitschritten zu erkennende Kegelform angenommen.

Bei dieser Flammenphase liegt das Hauptaugenmerk auf dem abgelösten Flammen- teil, daher sind zwei Profile bei $H_{\text{üB}}=30$ bzw. 40 mm aus diesem Bereich der Flamme in der Abbildung 4.23 dargestellt. Beide Profile zeigen die typischen Charakteristika des Bereiches des Rußausbrandes. Ebensolche Profile finden sich in dem Bereich zwischen diesen beiden Profilen. Der gesamte abgelöste Flammenbereich ist somit nach der Einordnung durch die Profile des Rußvolumenbruchs, der Teilchenzahldichte und der mittleren Radien der Flammenausbrandzone zuzuordnen.

Mit dem Ausbrand der Flamme wird auch der Ruß oxidiert und verschwindet. Dieser Prozess ist beim Übergang zum nächsten bzw. ersten Bild des Zyklus bei $\Delta t=20$ ms zu beobachten. Die auf dem Brenner stabilisierte Kegelflamme bleibt erhalten während der abgelöste Teil der Flamme nicht mehr detektiert werden kann; es ist dort kein Ruß mehr vorhanden.

Mit dem Ablösen der Flamme bestätigt sich die Vermutung, dass der Rußausbrand hier durch den radialen Reaktionsfortschritt bestimmt wird. Ein Abbrand allein von der Flammenspitze her kann das Ablösen der Flamme nicht beschreiben.

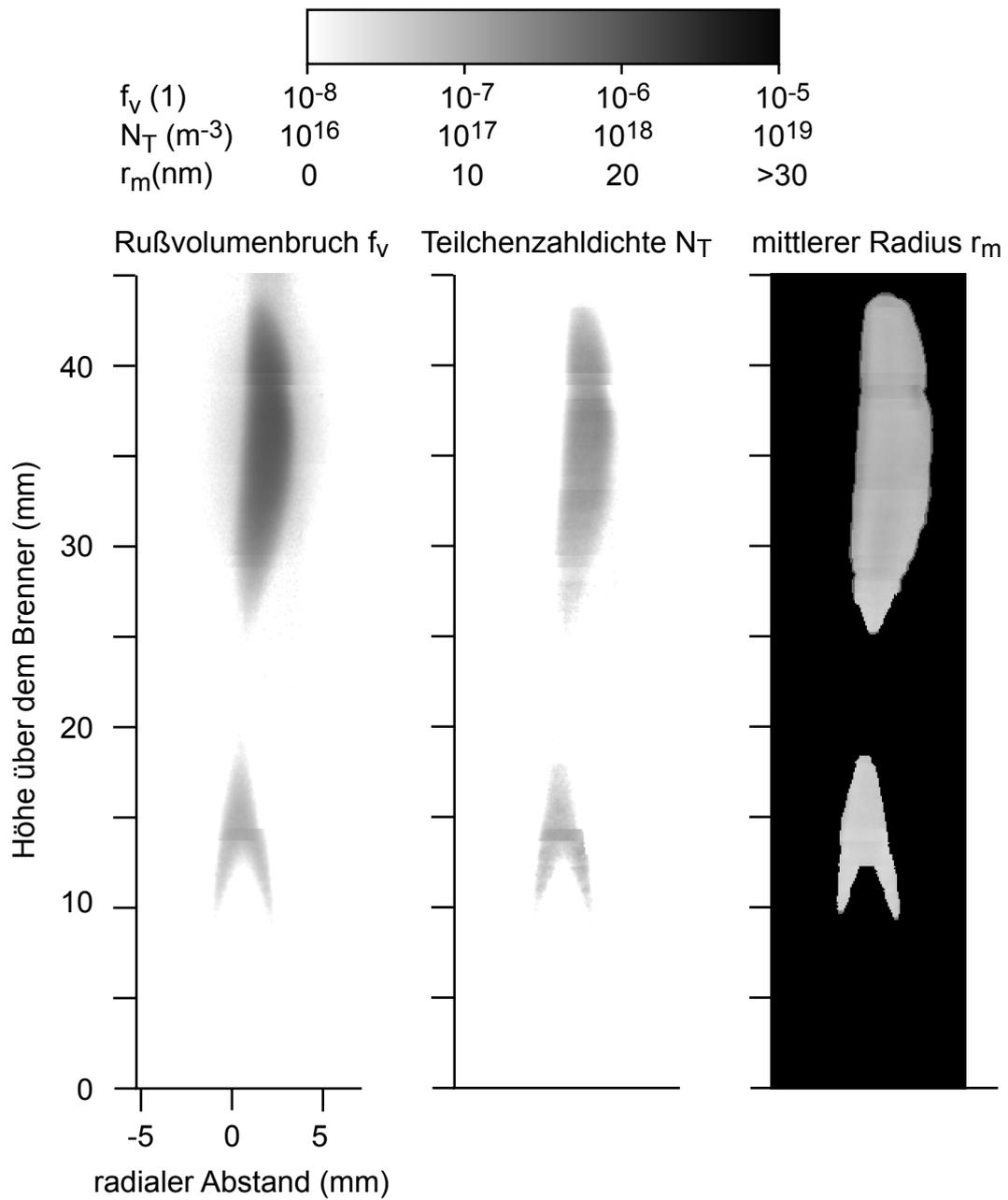


Abbildung 4.22: Rußvolumenbruch, Teilchenzahldichte und mittlerer Radius in der Flamme „OD“ bei $\Delta t = 15$ ms, gemessen mit der RAYLIX-Methode.

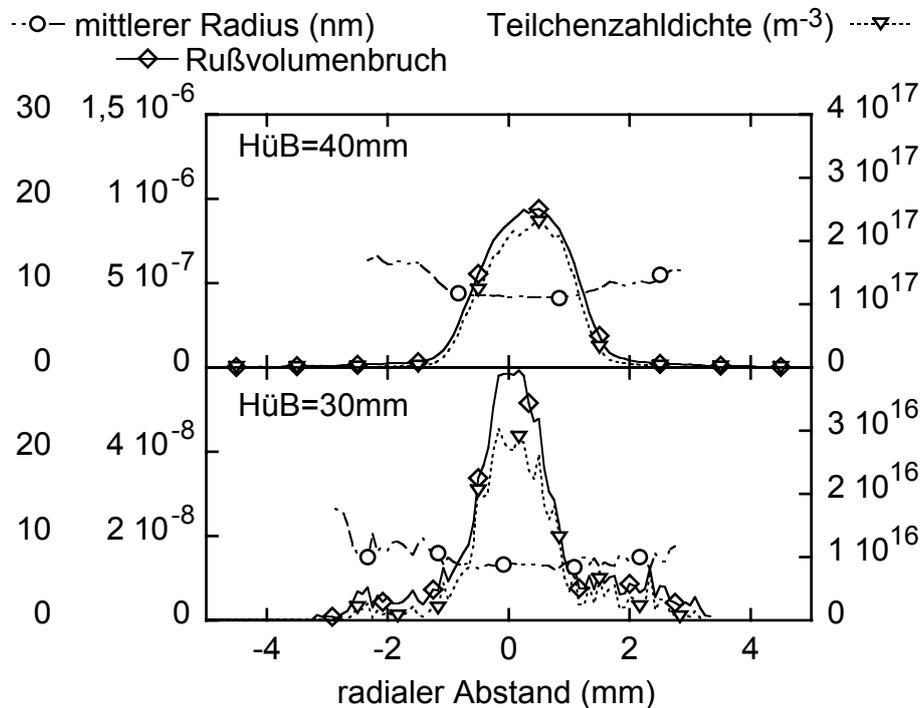


Abbildung 4.23: Profil des Rußvolumenbruchs, der Teilchenzahldichte und des mittleren Radius in der Flamme „OD“ bei $\Delta t=15\text{ms}$, HüB= 15, 30 und 40mm.

4.2.3 Ruß-/OH*-Eigenleuchten

Die Ergebnisse der OH*- und Rußemissionsmessungen sind in Abbildung 4.24 jeweils als Abfolge von Bildern bei zehn Phasenverzugszeiten bezüglich des Referenzzeitpunktes bei $\Delta t=0\text{ms}$ dargestellt.

Die Aufnahmen des Rußeigenleuchtens sind den Aufnahmen aus den RAYLIX-Messungen ähnlich. Es ist der gleiche schnelle Zusammenbruch der Flamme vor dem Beginn des Oszillationszyklus zu sehen; danach ist die Flamme kaum sichtbar und wächst im weiteren Verlauf des Zyklus stetig an. Ein Vergleich des Rußeigenleuchtens mit dem LII-Signal zeigt wie bei der stationären Flamme, dass zu keinem Zeitpunkt Bereiche mit kaltem Ruß in der Flamme vorliegen.

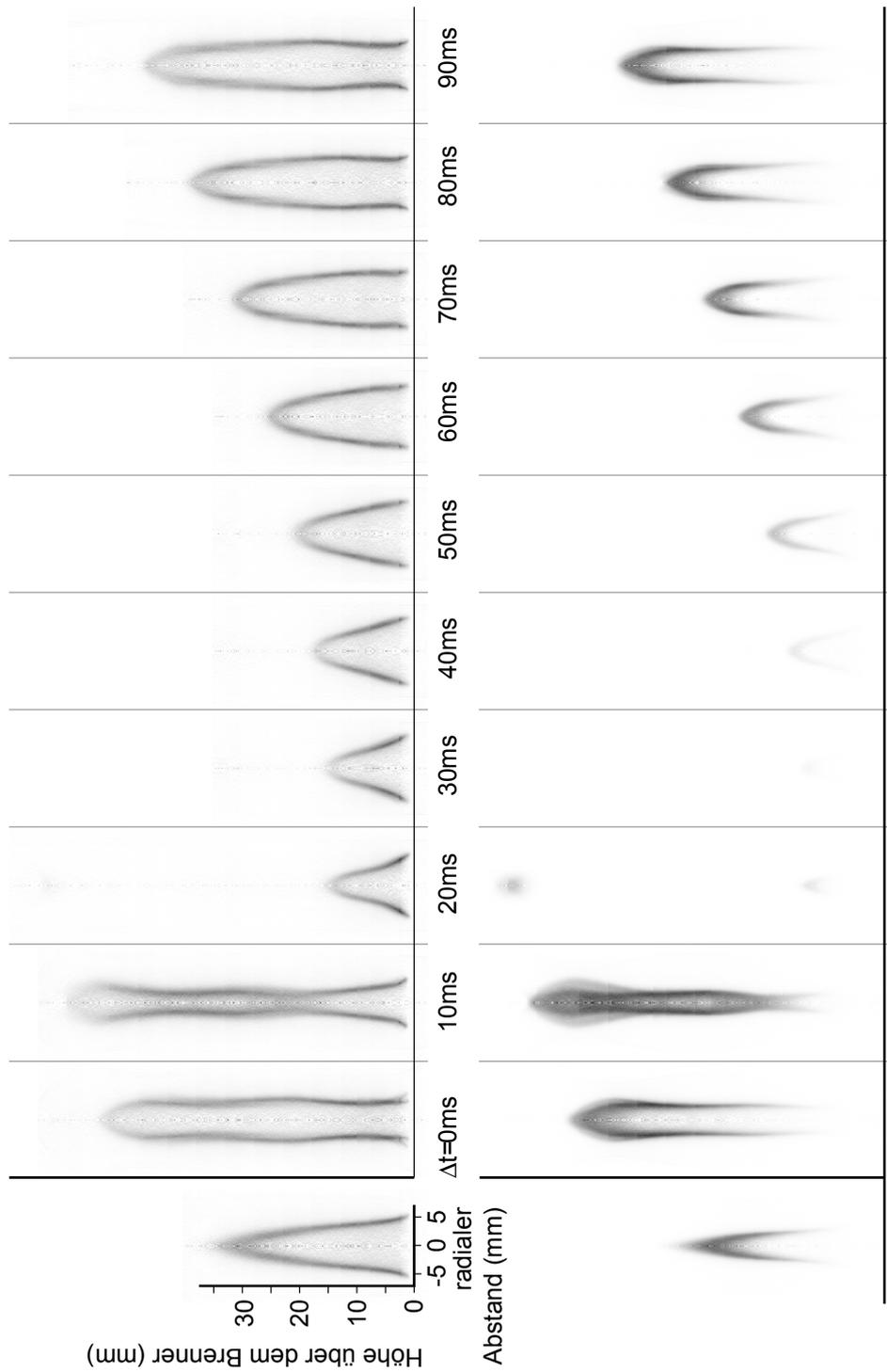


Abbildung 4.24: Berechnete Schnitte der OH*-Emissionen (oben) und des Rußeigenleuchtens (unten) in der stationären Flamme „S“ und der oszillierenden Flamme „OD“.

Die Aufnahmen des OH*-Eigenleuchtens zeigen, dass die Flamme zum Beginn des Zyklus bei $\Delta t = 20\text{ms}$, obwohl sie nur wenig Ruß aufweist, eine vollständig ausgebildete Kegelflammenstruktur ausgebildet hat. Die Flanken der OH*-Strahlung reichen stets bis an die Brenneroberfläche heran und ändern während der Oszillation auch kaum die Maximalintensitäten. Die Dicke der Flanken ändert sich dabei weder mit der Höhe über dem Brenner noch im zeitlichen Verlauf der Oszillation. Daraus ergeben sich Konsequenzen für die OH*-Gesamtemission der Flamme. Deren aus den Kameraaufnahmen bestimmte Werte sind in Abbildung 4.25 dargestellt.

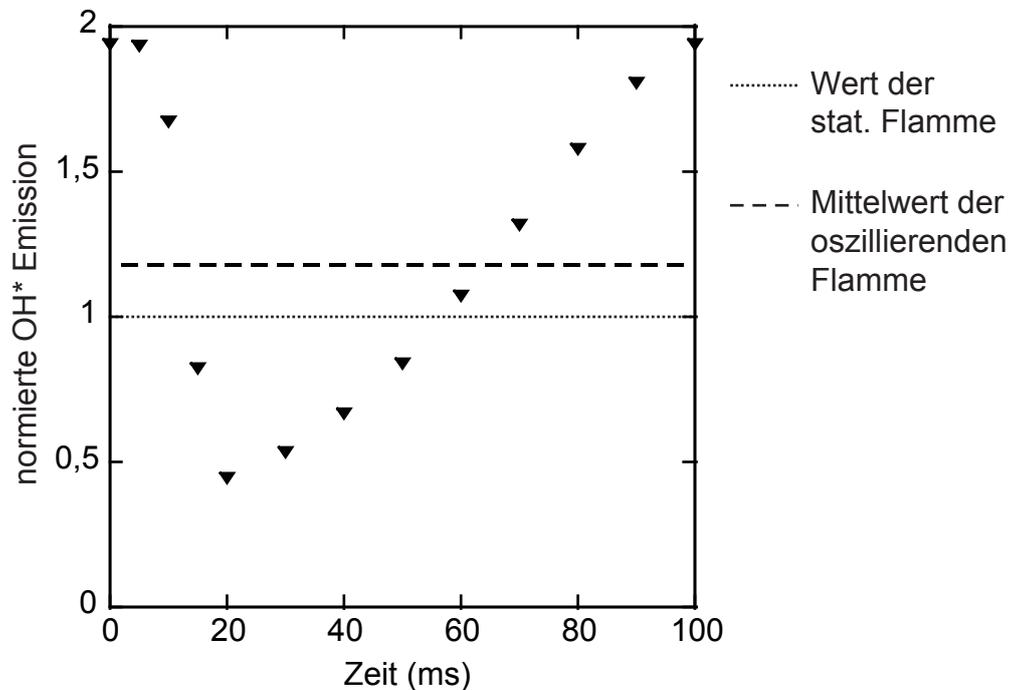


Abbildung 4.25: Mit dem Wert der stationären Flamme normierte OH*-Emission in der pulsierenden Flamme aus den Messungen des Eigenleuchtens.

Das stetige Vorhandensein der OH*-Emissionen an der Flammenbasis führt dazu, dass auch im Minimum der Oszillation noch deutliche OH*-Strahlung detektiert werden kann, während die Werte aus den Rußbestimmungen zu diesem Zeitpunkt nahezu auf null zurückgehen. Das Höhenwachstum der Flamme führt im Falle der OH*-Emissionen zu einem nahezu linearen Anstieg. Aufgrund der nahezu konstanten Dicke und Intensität der OH*-Flanken ist die Höhe der Flammen für den Anstieg der Emissionsintensität entscheidend. Daher erreicht sie im Intensitätsmaximum lediglich knapp den zweifachen Wert der stationären Flamme.

Unter dem Aspekt der OH*-Emissionen verhält sich die Flamme weniger nichtlinear als im Bezug auf den Ruß in der Flamme; trotzdem gilt auch in diesem Fall die Feststellung, dass die pulsierte Flamme auch im Mittelwert nicht der stationären Flamme entspricht. Die Abweichung des zeitgemittelten Wertes von dem Wert der stationären Flamme ist zwar geringer als im Fall der Rußmessungen, kann aber unter Berücksichtigung der geringeren Amplitude der OH*-Emissionen in der oszillierenden Flamme als ebenso relevant angesehen werden.

Ausgehend von der Charakterisierung der Profile des Eigenleuchtens in der stationären Flamme werden in der pulsierten Flamme die verschiedenen Flammenzustände beschrieben. Dazu werden die Profile an den gleichen Stellen und zu den gleichen Zeitpunkten wie bei der Diskussion der Ergebnisse der RAYLIX-Methode verwendet.

Die Profile der Flammen aus den aufbauenden Phasen des Flammenzyklus bei $\Delta t = 50\text{ms}$ und $\Delta t = 0\text{ms}$ sind in Abbildung 4.26 dargestellt; aus der Diskussion der RAYLIX-Messungen können sie bereits den verschiedenen Bereichen in der Flamme zugeordnet werden. Das Profil der Flamme bei $\Delta t = 50\text{ms}$ entstammt dem mittlerem Bereich der Flamme mit voll ausgebildeten Rußflanken. Im Vergleich der Profile des Eigenleuchtens der Flamme mit den diskutierten Profilen der stationären Flamme ist auch im Hinblick auf das Eigenleuchten diese Zuordnung zu treffen. Die OH*-Emissionen reichen im Vergleich zum Rußeigenleuchten noch bis zu relativ großen radialen Abständen; das OH*-Eigenleuchten umschließt noch das Leuchten des Rußes.

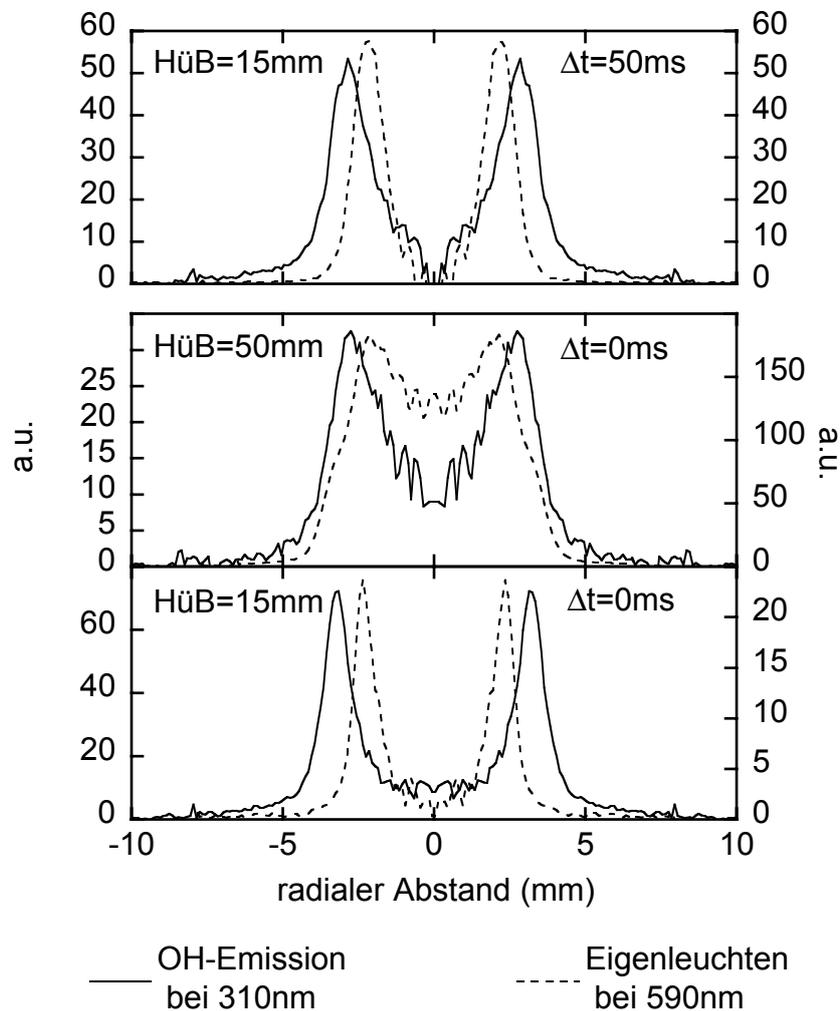


Abbildung 4.26: Profile der OH*-Emissionen und des Eigenleuchtens in der Flamme „OD“ bei $\Delta t=50\text{ms}$ und $\Delta t=0\text{ms}$.

Die Maxima der Profile liegen nah beieinander und es besteht eine deutliche Überlap-pung der beiden Zonen.

Die Profile aus der Flamme bei $\Delta t=0\text{ms}$ stimmen in ihrer Einordnung ebenso mit den Profilen aus den RAYLIX-Messungen überein. Das untere Profil bei Hüb=15mm ist aufgrund der schmalen, kaum überlappenden Kurven des Eigenleuchtens als für die beginnende Rußbildung typisch einzuordnen, das obere Profil bei Hüb=50mm mit den zusammenwachsenden Ruß- und OH*-Zonen entspricht der beginnenden Ruß-

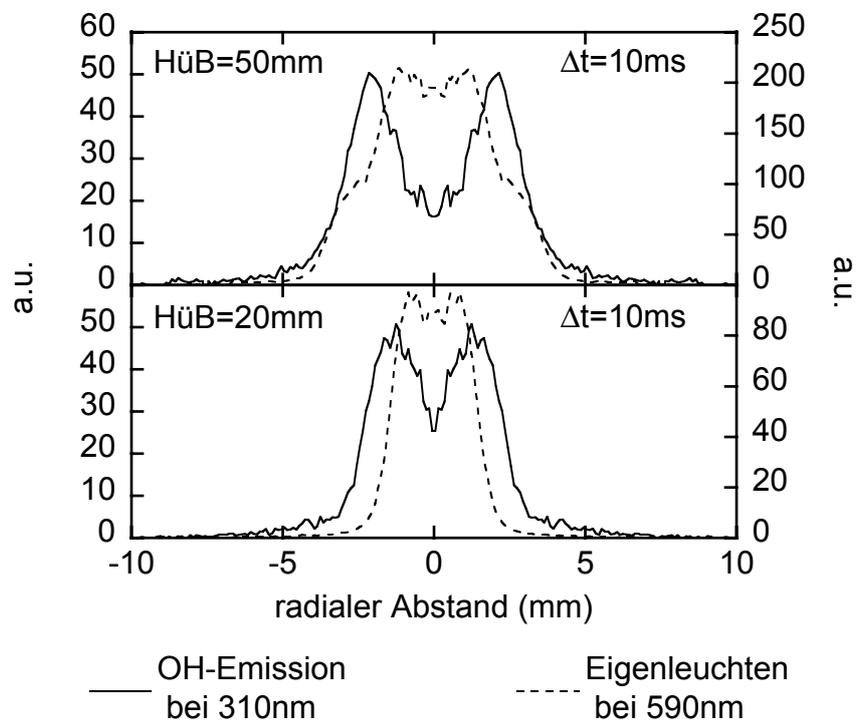


Abbildung 4.27: Profile der OH*-Emissionen und des Eigenleuchtens in der Flamme „OD“ bei $\Delta t=10\text{ms}$.

ausbrandphase.

Auch bei den Phasen des Flammenzusammenbruchs ist eine Übereinstimmung mit der Einordnung durch die Ergebnisse der RAYLIX-Messungen zu finden. Die in Abbildung 4.27 dargestellten Profile der Flamme bei $\Delta t=10\text{ms}$ sind im Falle des oberen Profils der Rußausbrandzone und im Falle des unteren Profils dem beginnenden Rußausbrand zuzuordnen.

Im Falle des unteren Profils ist ebenso wie bei der RAYLIX-Messung der Übergangsbereich zum Bereich des Rußausbrandes zu sehen. Das OH*-Profil zeigt zwei überlappende Flanken während der Ruß bereits zu einer zentralen Zone verschmolzen ist. Hierin unterscheidet sich diese Flamme von der eigentlich gleichen Flamme aus der RAYLIX-Messung; In diesem Effekt zeigt sich die experimentell beschränkte Reproduzierbarkeit der Flamme zwischen verschiedenen Messserien. Hauptursache dieser

Unterschiede dürfte in der sehr schnellen Veränderung der Flammenkontur während des Zusammenbruchs der Flamme liegen, denn schon bei kleinen Änderungen des zeitlichen Verlauf können sich die Messergebnisse deutlich ändern. Die Verzögerung zwischen RAYLIX-Messungen und den Messungen des Eigenleuchtens kann für diese Phase der Flamme mit etwa 1ms abgeschätzt werden. Dieser Unterschied ist nicht durch die einen Jitter des Aufnahmezeitpunktes sondern vielmehr durch leichte Unterschiede im Verlauf des Ausbrandes der Flamme bedingt.

Der leicht unterschiedliche Verlauf des Ausbrandes beeinflusst entsprechend auch die Bilder der zusätzlich aufgenommenen Flammen bei $\Delta t=15\text{ms}$. Die in Abbildung 4.28 gezeigten Schnittbilder des Eigenleuchtens weisen eine schmalere Zone des abgelösten Rußes auf als die RAYLIX-Messungen. Die deutliche Aufweitung der Flamme am oberen Ende ist ein Artefakt der Abel-Inversion; ein am oberen Ende der Flamme noch vorhandener stark asymmetrischer Bereich verletzt die für die erfolgreiche Inversion angenommene Bedingung der Axialsymmetrie und ist nicht korrigierbar. Die automatisch durchgeführte Berechnung liefert daher an dieser Stelle keine korrekten Werte. Die Auswertung der Profile beschränkt sich daher auf die Höhen unterhalb dieses Artefakts, welche die bei der Auswertung der RAYLIX-Messungen diskutierten Profile einschließen.

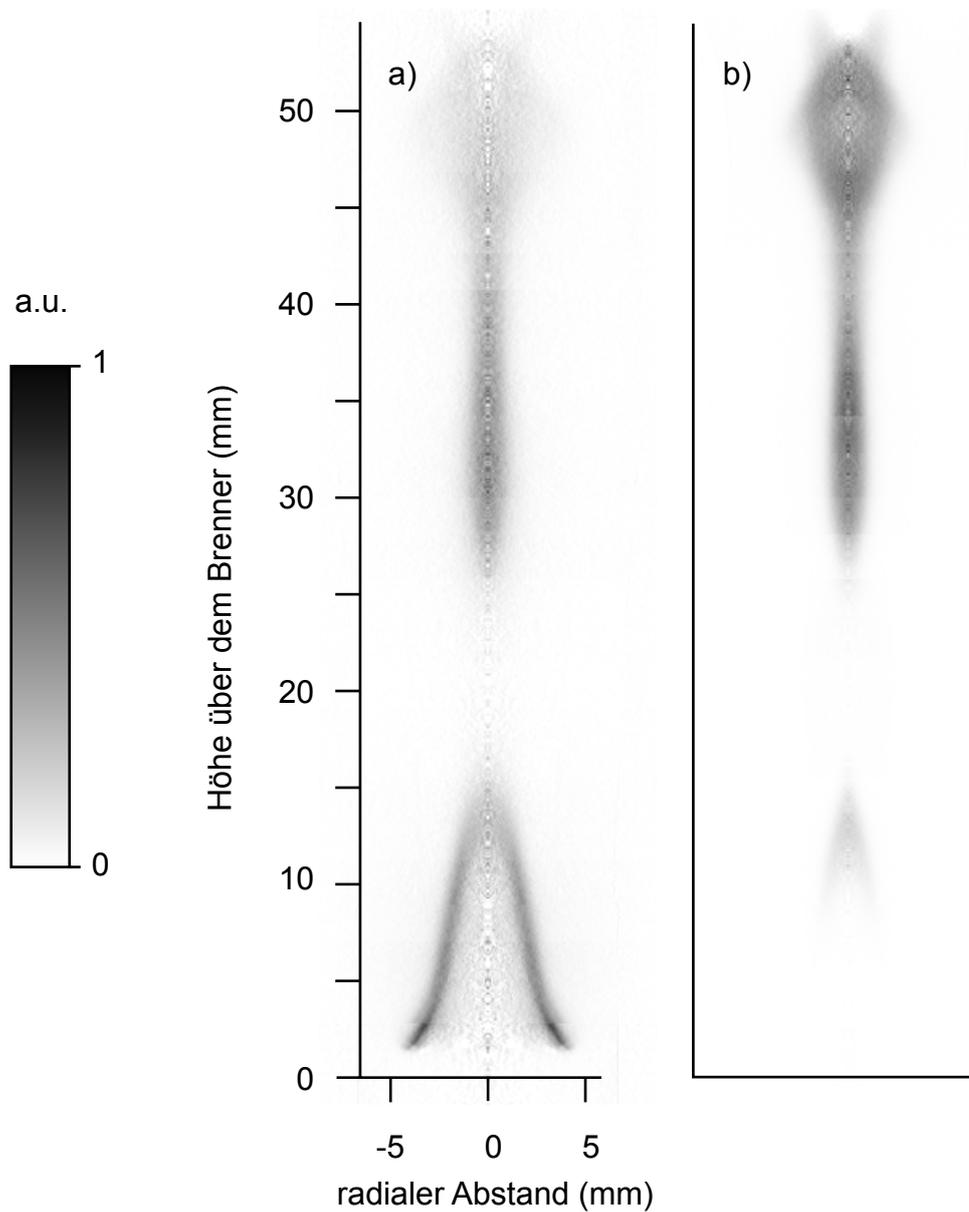


Abbildung 4.28: Berechnete Schnittbilder der OH*-Emissionen a) des Eigenleuchtens b) der Flamme „OD“ bei $\Delta t=15\text{ms}$.

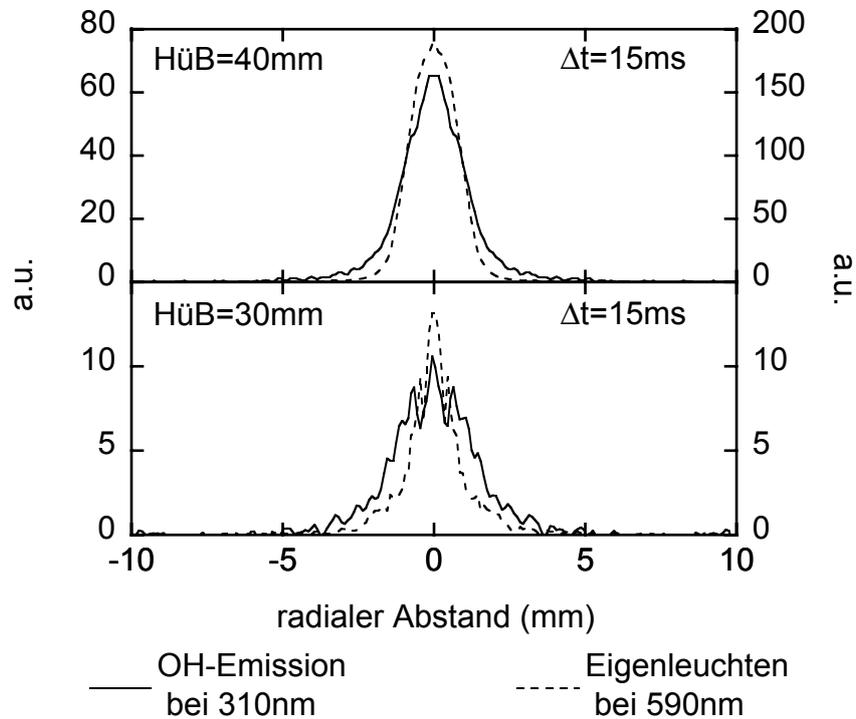


Abbildung 4.29: Profile der OH*-Emissionen und des Eigenleuchtens in der Flamme „OD“ bei $\Delta t=15\text{ms}$.

Die aus dem darunter liegenden, korrekt ausgewerteten schmalen Teil der abgelösten Flammenstruktur stammenden Profile in Abbildung 4.29 zeigen in beiden Fällen deutlich die Charakteristik des Rußausbrandes. Damit ist der abgelöste Teil der Flamme auch in Hinblick auf die Profile des Eigenleuchtens komplett der Rußausbrandphase zuzuordnen; diese Zuordnung entspricht der zuvor mit Hilfe der RAYLIX-Messungen gemachten Zuordnung.

4.2.4 Temperaturmessungen

Die Ergebnisse der Temperaturmessung in der Flamme „OD“ sind in Abbildung 4.30 dargestellt. In allen Flammenphasen finden sich Profile, die denen in der stationären Flamme ähnlich sind. In Übereinstimmung mit der stationären Flamme nimmt die Temperatur von der Flammenachse zur Reaktionszone hin zu. Die einzelnen Profile sind an dieser Stelle nicht explizit aufgeführt.

Im Verlauf der Oszillation wird sichtbar, dass die Flammen zu Beginn des Zyklus eine höhere Temperatur aufweisen als die Flammen kurz vor Ende des Zyklus. Diese Eigenschaft läuft entgegengesetzt zum Rußvolumenbruch. Tatsächlich kann z.B. in Flameletrechnungen gezeigt werden, dass im Bereich der Rußzone die Temperatur mit steigendem maximalen Rußvolumenbruch abnimmt. Die Ergebnisse von Rechnungen eines Methan-Luft-Flamelets bei verschiedenen skalaren Dissipationsraten ist in Abbildung 4.31 dargestellt. Die beschriebene Abhängigkeit zwischen Temperatur und Rußvolumenbruch gilt zwar nicht über alle Mischungsbrüche, sie ist aber für den Bereich maximaler Rußvolumenbrüche, in dem die Partikeltemperaturen bestimmt werden können, zutreffend.

Unter anderem die in der Nähe des Brenners auftretenden steilen Konzentrationgradienten zwischen den noch unvermischten Gasströmen lassen dort hohe skalare Dissipationsraten erwarten; damit stimmen die dort beobachteten erhöhten Temperaturen und geringen Rußvolumenbrüche mit den Flameletrechnungen überein. Mit zunehmender Flammenhöhe nehmen die skalaren Dissipationsraten ab; es ist dort mehr Ruß mit geringeren Temperaturen zu erwarten; dies entspricht den experimentell gemachten Beobachtungen.

Die Temperaturmessungen ergänzen die Beobachtung der Rußpartikel in der Flamme. Zusammen mit den Aussagen des Flameletmodells lassen sich die Zusammenhänge zwischen Rußvolumenbruch und Partikeltemperatur schlüssig erklären.

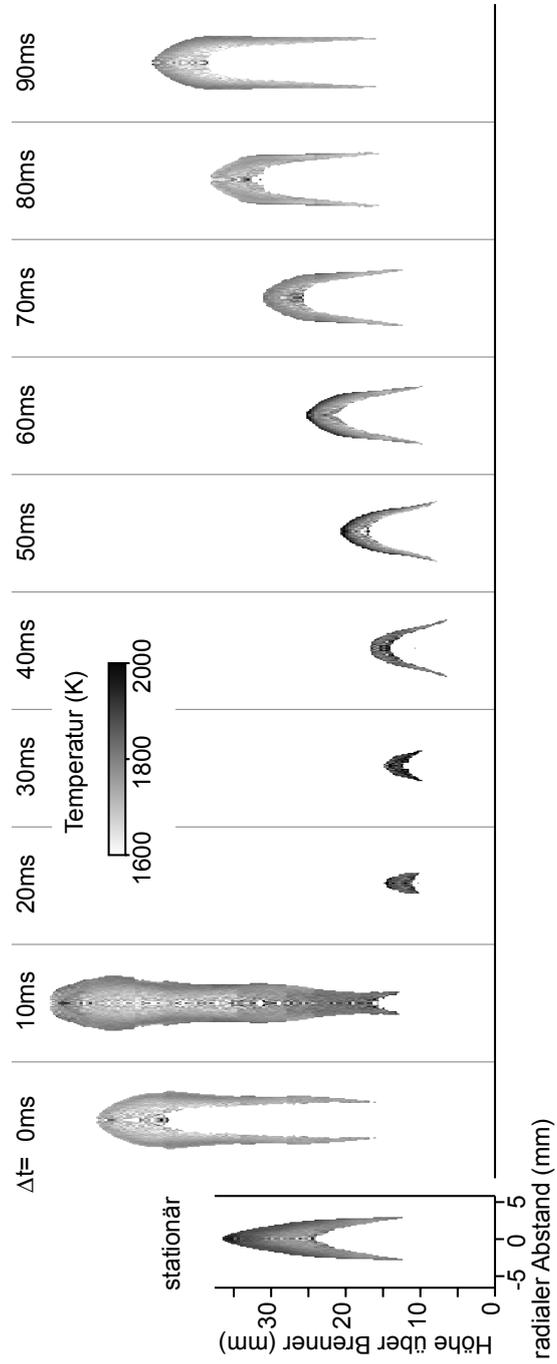


Abbildung 4.30: Aus dem Eigenleuchten der Rußpartikel bestimmte Partikeltemperatur in der Flamme „OD“ .

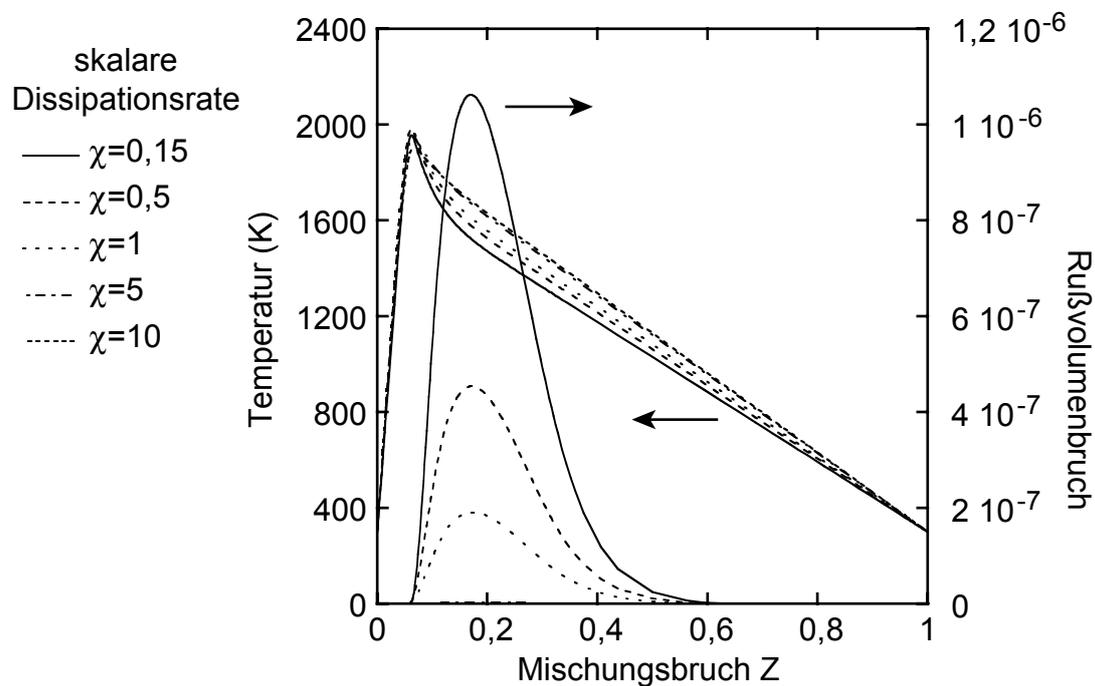


Abbildung 4.31: Rußvolumenbruch und Temperatur in einem Methan-Luft-Flamelet bei 2,5 bar und verschiedenen skalaren Dissipationsraten.

4.3 Oszillierende Flamme - freie Frequenzen

In den vorangegangenen Abschnitten wird diskutiert, dass die pulsierte Flamme bei 10 Hz nicht als Abfolge einzelner stationärer Flammen beschrieben werden kann; es besteht eine nichtlineare Kopplung zwischen Anregung und Antwortfunktionen. Bei hinreichend langsamer Änderung der Ausströmgeschwindigkeit aber muss jede Phase der Flamme der stationären Flamme gleicher Ausströmgeschwindigkeit entsprechen. Durch die Änderung der Ventilansteuerung wird versucht den Übergang zwischen quasistationärer und der nichtlinear gekoppelten Abfolge zu bestimmen.

In einer Abfolge stationärer Flammen sind deren Eigenschaften nur von den momentanen Randbedingungen bestimmt. Als beeinflussende Größe wird in dem verwen-

deten Messaufbau der Volumenstrom des Brenngases verwendet. Dessen Pulsationsanregung geschieht mit einem (co-)sinusförmigen Signal. Der Cosinus ist eine gerade Funktion und daher gilt:

$$\cos(\omega \cdot t) = \cos(\omega \cdot (-t)).$$

Damit sollte auch jede Größe, die als Funktion des Volumenstroms angenommen werden kann, eine gerade Funktion, also zeitlich umkehrbar sein. Die Größe könnte beispielsweise die Höhe der Flamme, das gesamte Eigenleuchten oder, rein visuell oder mathematisch beschrieben, die Kontur der Flamme sein. Sind diese Größen zeitlich nicht umkehrbar, also asymmetrisch, so kann die mit der untersuchten Pulsationsanregung erzeugte Flamme nicht als Abfolge stationärer Flammen beschrieben werden.

Die analoge Ansteuerung des Ventils ermöglicht die freie Wahl der Frequenz und Amplitude der Flammenanregung innerhalb der systembedingten Grenzen. Sie ist allerdings nicht mit den laserinduzierten Messmethoden kombinierbar, da diese auf die Laserrepetitionsrate von 10 Hz und deren ganzzahlige Vielfache beschränkt sind. Daher erfolgt lediglich eine Bestimmung des Eigenleuchtens.

4.3.1 Eigenleuchten

In den folgenden drei Abbildungen ist das Rußeigenleuchten von Flammen mit analoger Ventilansteuerung bei verschiedenen Frequenzen dargestellt. Aus diesen Abbildungen ist bereits ersichtlich, dass die Folge der Flammen bei 5Hz sich weitgehend symmetrisch verhält, bei höheren Frequenz aber zunehmend asymmetrisch wird. Dabei kommt es zu Einschnürungen und, bei 14Hz, zur Ablösung der Flammenspitze.

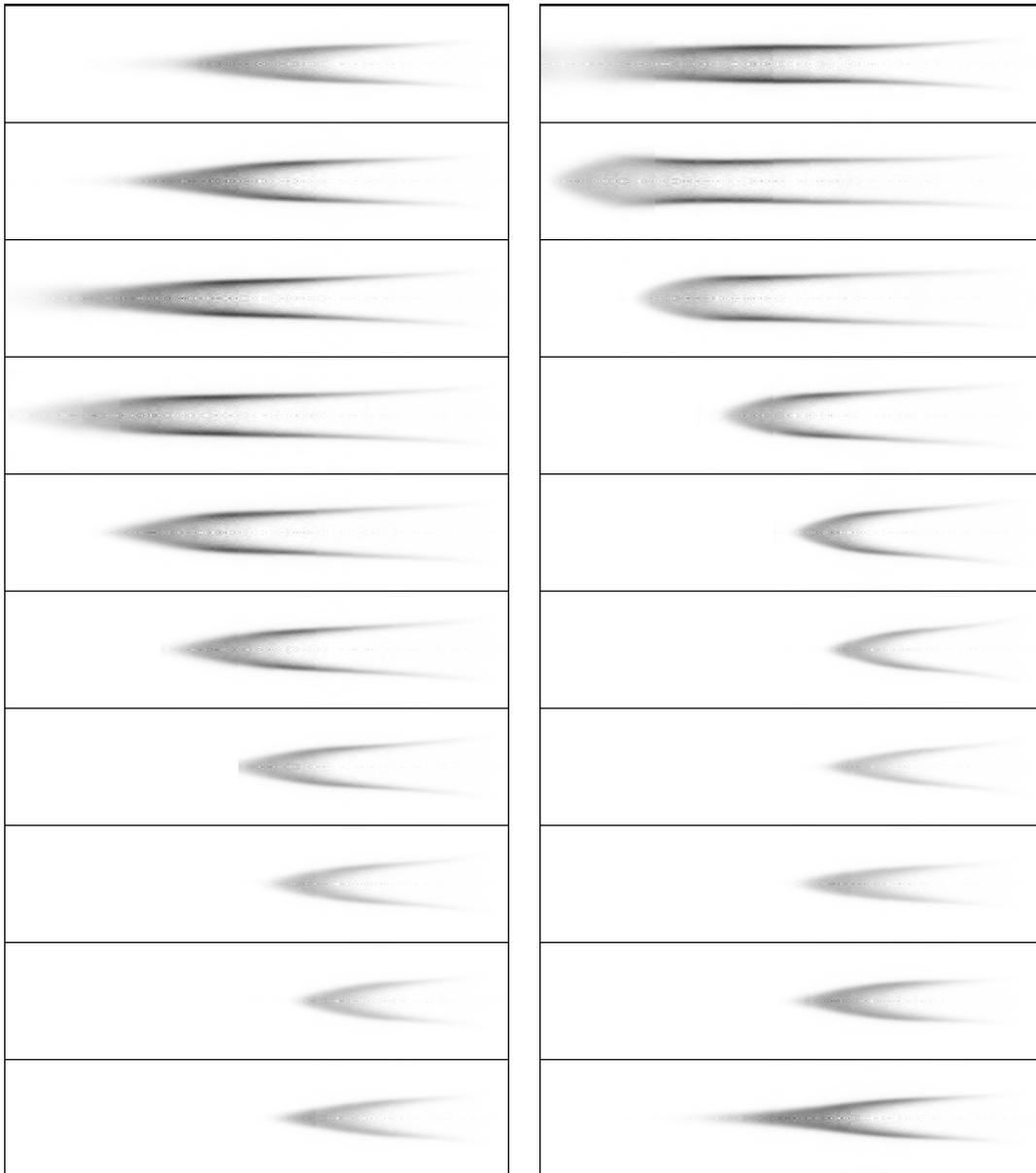


Abbildung 4.32: Aufnahmen an zehn Zeitpunkten der Flammen „OA05“ und „OA07“ .

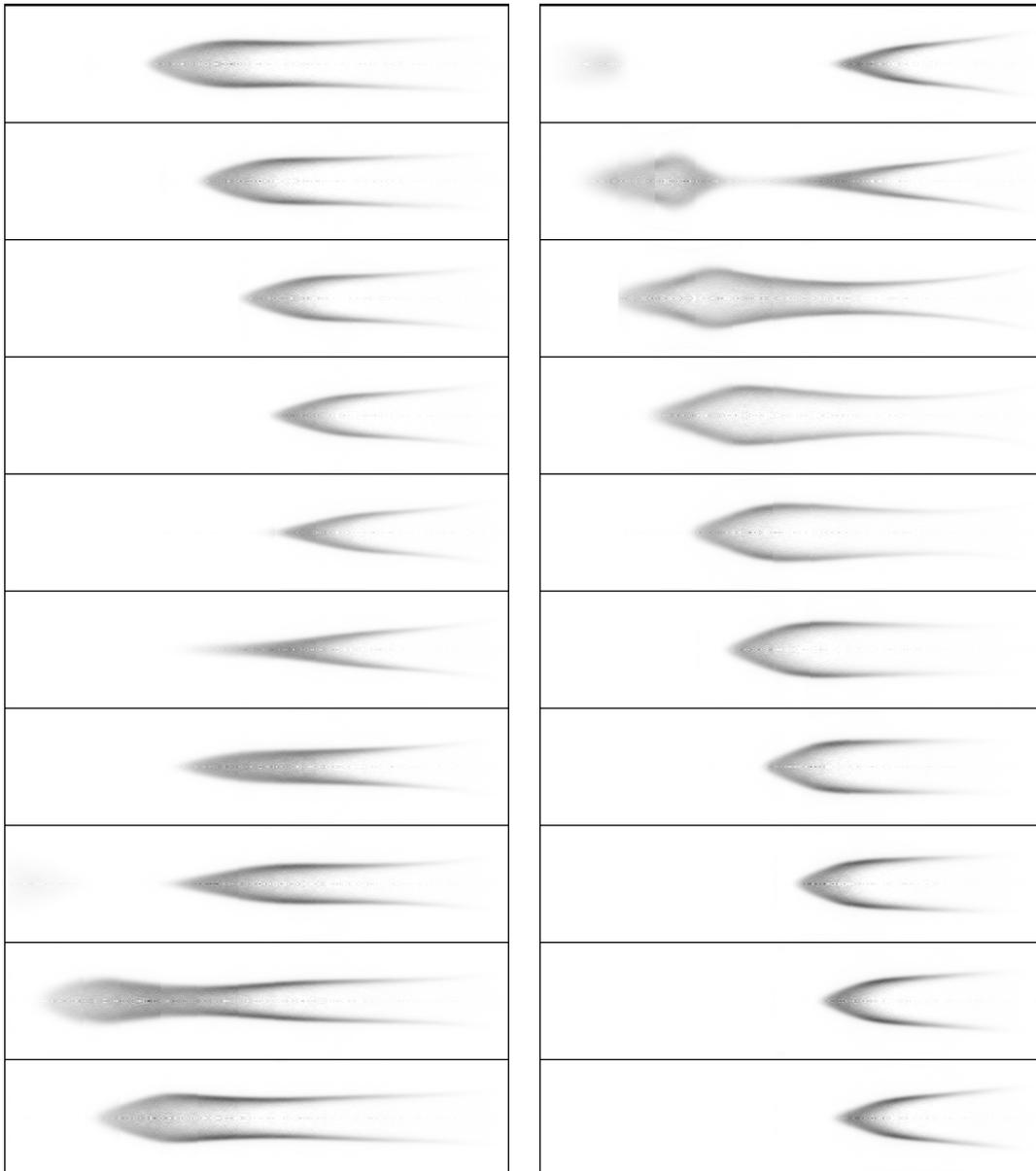


Abbildung 4.33: Aufnahmen an zehn Zeitpunkten der Flammen „OA10“ und „OA14“

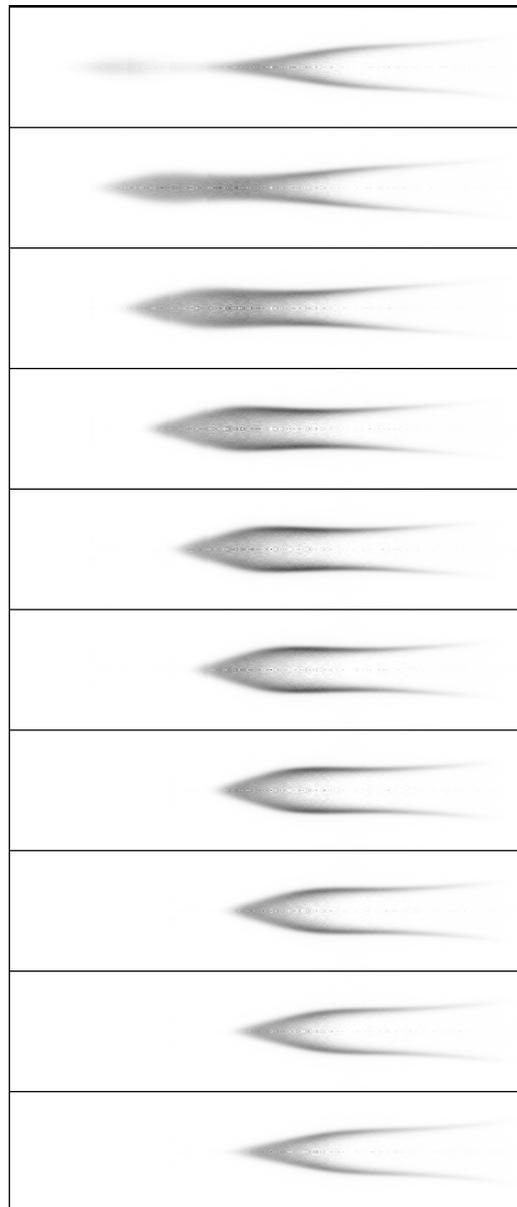


Abbildung 4.34: Aufnahmen an zehn Zeitpunkten der Flamme „OA20“

Durch die Änderung der Anregung unterscheidet sich die Flamme „OA10“ von der Flamme „OD“ in der Amplitude der Anregung. Daher kommt es bei der Flamme „OA10“ nicht zu der Ablösung der Flammenspitze wie sie bei der Flamme „OD“ beobachtet wird. Weiterhin muss beachtet werden, dass bei allen Flammen zwar die Amplitude der Schwingung der Ventilsteuerung konstant ist. Dies bedingt allerdings nicht, dass auch die Amplitude der Schwingung des Methanvolumenstroms bei den verschiedenen Frequenzen gleich ist. Die Aussagen über die den Übergang von der nichtlinear gekoppelten Schwingung zur quasistationären Schwingung werden davon allerdings nicht beeinflusst.

Um die Asymmetrie der Flammen mit einer experimentell messbaren Größe zu bestimmen wird das gesamte Eigenleuchten der Flamme gemessen. Dazu wird bei den Messungen mit der Kamera die Intensitäten aller Pixel aufsummiert und damit die Gesamtintensität bestimmt. Für eine bessere Zeitauflösung werden neben dem bildgebenden Verfahren auch kontinuierliche Messungen der gesamten Emissionsintensität mit Hilfe von Fotodioden durchgeführt.

In Abbildung 4.35 werden die Messungen des Eigenleuchtens mit der Fotodiode mit den Messungen mit Hilfe der Kamera verglichen. Die Auftragung der Intensität der beiden Messmethoden erfolgt in freien Einheiten. Aus der Abbildung ist ersichtlich, dass die beiden Messmethoden übereinstimmende Ergebnisse liefern, sofern die Messung mit der Fotodiode in ausreichendem Abstand von dem Brenner durchgeführt wird.

Die Vergleichbarkeit zwischen den Messungen mit der Kamera und der Fotodiode ist auch bei anderen Frequenzen und damit anderem Flammenverhalten gewährleistet. So zeigt beispielsweise auch die Messung bei 5Hz (Abbildung 4.36) eine gute Übereinstimmung zwischen den Signalen. Die Messungen mit der Fotodiode können für die kontinuierliche Bestimmung des gesamten Eigenleuchtens der Flammen verwendet werden.

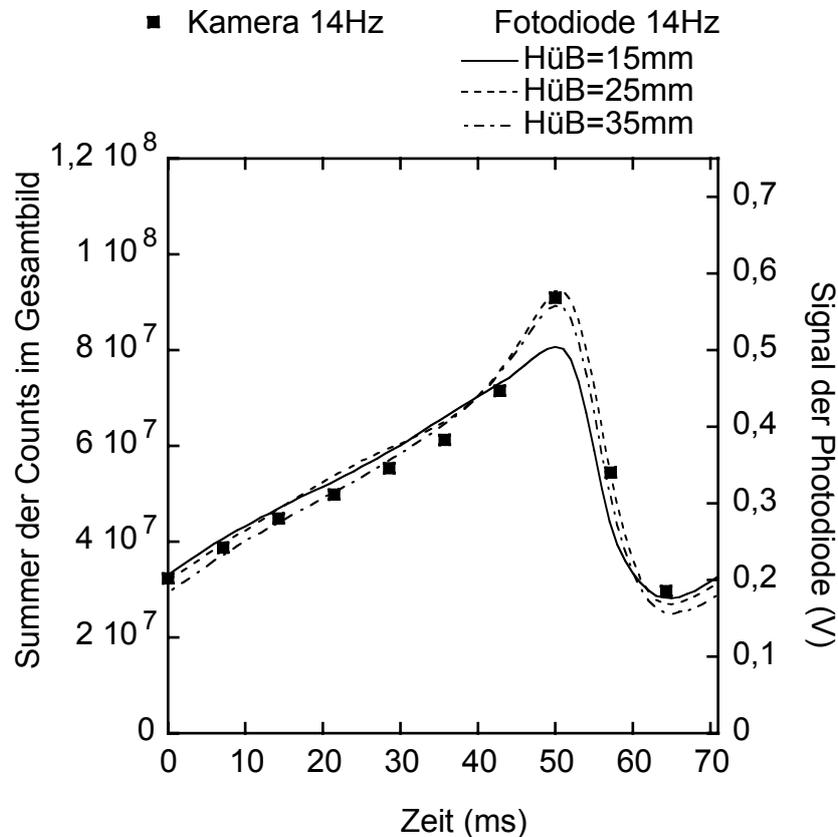


Abbildung 4.35: Gesamtintensität des Eigenleuchtens der Flamme „OA14“ aus Kameramessungen (Datenpunkte) und Signal der Fotodiode (Linie).

Zur Bestimmung des Grades der Asymmetrie werden die Signale der Fotodiodenmessungen mit Hilfe einer Fouriertransformation in die Grundschwingung und die Oberschwingungen zerlegt. Die dabei erhaltenen Phasenwinkel der einzelnen Frequenzanteile werden so verschoben, dass die Grundschwingung als gerade Funktion, d.h. als reiner Cosinus vorliegt. Die Schwingungen der höheren Frequenzen ω werden entsprechend ihrem Phasenwinkel ϕ gemäß der Beziehung

$$\cos(\omega t + \phi) = \cos(\omega t) \cdot \cos(\phi) + \sin(\omega t) \cdot \sin(\phi)$$

in eine Linearkombination aus Sinus und Cosinus zerlegt. Die Anteile des Cosinus liefern, wie bereits oben beschrieben, aufgrund ihrer zeitlichen Umkehrbarkeit einen symmetrischen Beitrag zum Signal, die Anteile des Sinus, der eine ungerade Funktion

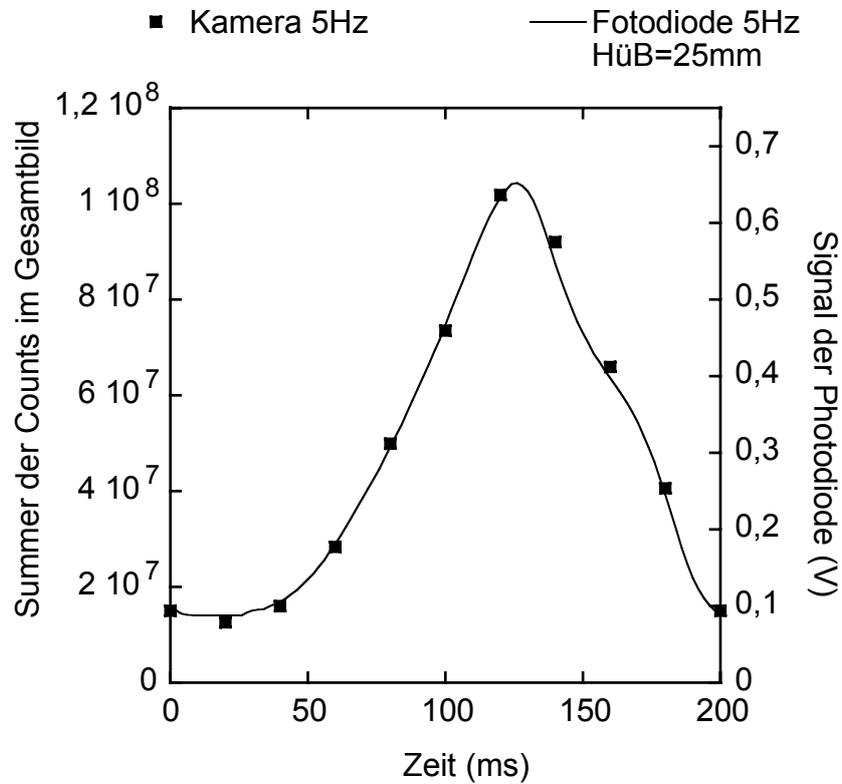


Abbildung 4.36: Gesamtintensität des Eigenleuchtens der Flamme „OA05“ aus Kameramessungen (Datenpunkte) und Signal der Photodiode (Linie).

ist, tragen hingegen zur Asymmetrie bei. Die Beträge der jeweiligen Amplituden werden für die symmetrischen und asymmetrischen Anteile summiert und das Verhältnis der ungeraden zu den geraden Anteilen gebildet. Der daraus erhaltene Wert kann als Maß für die Asymmetrie der Wellenfunktion verwendet werden. Für rein symmetrische Funktionen ist der Wert 0; mit zunehmender Asymmetrie nimmt dieser Wert zu.

Die aus den Messungen mit der Photodiode erhaltenen Intensitäten des Eigenleuchtens werden entsprechend diesem Verfahren ausgewertet, die so bestimmten Asymmetriegrade sind für Frequenzen zwischen 2 und 20 Hz in Abbildung 4.37 aufgetragen.

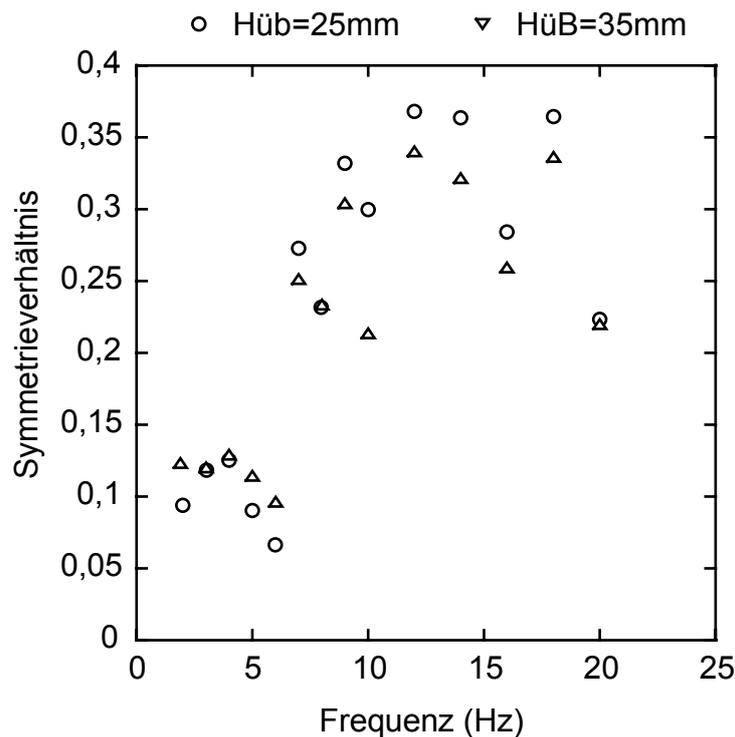


Abbildung 4.37: Asymmetriegrade der Funktionen des mit der Fotodiode gemessenen Eigenleuchtens in den Flammen „OA02“ bis „OA20“

Die dargestellten Werte zeigen bei den Flammen mit einer Anregungsfrequenz von 6 Hz und weniger einen geringen asymmetrischen Anteil der Schwingungen, oberhalb dieser Frequenz nimmt die Asymmetrie schnell zu und bleibt auf einem hohen Niveau. Aus den vorhergegangenen Überlegungen kann daher darauf geschlossen werden, dass die Flammenfolge oberhalb von 6Hz nicht mehr als Abfolge stationärer Flammen beschreibbar ist. Im Vergleich der Flammen „OA05“ und „OA07“ in Abbildung 4.32 mit Frequenzen gerade oberhalb und unterhalb der Grenzfrequenz von 6Hz ist der Übergang zwischen den beiden Bereichen nochmals dokumentiert. Die

Phasen der Flammen der Flamme „OA05“ sind in den ansteigenden wie den abfallenden Phasen gleich ausgeformt während bei der Flamme „OA07“ dies nicht mehr gegeben ist. Hier haben beispielsweise die Flammen der ersten und siebten Aufnahme bei ähnlicher Flammenhöhe eine konkave bzw. konvexe Kontur, sind also unterschiedlich. Auch zwischen neuntem und zehntem Bild sind deutliche Unterschiede auszumachen.

Mit diesen Überlegungen ist nicht gezeigt, dass die Flammen unterhalb von 6 Hz in jedem Fall als Folge stationärer Flammen darstellbar sind; es ist aber eine Grenzfrequenz festzulegen, oberhalb derer die Flammen eine nichtlineare Kopplung zwischen Anregung und Antwort der Flamme aufweisen.

Kapitel 5

Kinematische Analyse

Die experimentellen Ergebnisse zeigen eine starke Asymmetrie im Zyklus der pulsierten Flammen. Anhand einer kinematischen Analyse soll versucht werden dieses Verhalten zu erklären. Dazu soll von einfachen Modellvorstellungen über die Struktur der Diffusionsflammen ausgegangen werden.

5.1 Modellannahme

Für die einfache Beschreibung einer Strahlflamme sollen folgende Bedingungen gelten:

- Es gibt nur einen die Geschwindigkeit bestimmenden Schritt; die Fortschritts-
geschwindigkeit S ist konstant und unabhängig vom Ort, von der Strömung und
von Krümmungs- und Dehneffekten.
- Die Flammenfront ist unendlich dünn.
- Die Flammenfront hat keine Wirkung auf das Strömungsfeld, welches laminar
ist und an allen Punkten die gleiche Geschwindigkeit u und Richtung hat.

- Die Austrittsfläche des Brenngases ist kreisförmig mit dem Radius R , die Strömung ist senkrecht zu dieser Fläche.
- Die Flamme ist an einem Stabilisierungspunkt P am Radius R fixiert.

In diesem Fall bildet sich eine kegelförmige Flamme aus. Der Kegelwinkel β bildet sich derart aus, dass der Geschwindigkeitsvektor \vec{u} durch einen Vektor der Länge S und einem dazu senkrechten, parallel zur Flammenfront verlaufenden Vektor darstellbar ist. Es gilt also:

$$\sin\beta = \frac{S}{u} \quad (5.1)$$

Eine Darstellung der Geometrie der Flamme ist in Abbildung 5.1 zu finden. Für die Betrachtung der stationären Flamme ist nur die zeitgemittelte Kontur \bar{r} von Interesse.

5.1.1 Stationäre Diffusionsflammen

Um dieses Modell auf Diffusionsflammen anzuwenden muss der Wert für die Fortschrittsgeschwindigkeit durch die Diffusionskonstante bestimmt werden. In Anlehnung an das Modell von Burke [1, 56], welches im Wesentlichen von den gleichen Voraussetzungen ausgeht, kann für spitze Flammen, d. h. Flammen mit kleinem Kegelwinkel β die Fortschrittsgeschwindigkeit wie folgt ausgedrückt werden:

$$S = \frac{R}{t} = \frac{2D}{R}, \quad D = \text{Diffusionskoeffizient} \quad (5.2)$$

Die Geschwindigkeit des diffusiven Transportes ist, gemäß dem 1. Fickschen Gesetz, von der zu durchdringenden Schichtdicke abhängig. Die Zeit t ist die Zeit, in der der Radius R mit der Geschwindigkeit S durchquert wird. Die Höhe der Flamme h ergibt sich aus der in dieser Zeit mit der Strömungsgeschwindigkeit u zurückgelegten Strecke. Sie leitet sich daraus ab als:

$$h = t \cdot u = \frac{R^2 u}{2D} \quad (5.3)$$

oder alternativ als Funktion des Volumenflusses:

$$h = \frac{\dot{V}}{2\pi D}, \quad \dot{V} = \pi R^2 u = \text{Volumenfluss} \quad (5.4)$$

Die Höhe der Flamme ist bei der Beschreibung mit Hilfe des Volumenflusses vom Radius der Flamme unabhängig. Sie ändert sich proportional mit dem Volumenfluss. Der Kegelwinkel hingegen ist durch die Abhängigkeit der Diffusionsgeschwindigkeit S vom Radius (Gleichung 5.2) ebenso eine Funktion des Radius.

5.1.2 Stationäre Vormischflammen

Ebenso kann das oben vorgestellte Modell für die Beschreibung stationärer vorge-mischter Flammen verwendet werden. Die Fortschrittsgeschwindigkeit wird durch die Brenngeschwindigkeit ersetzt. Sie ist im Gegensatz zur diffusionskontrollierten Geschwindigkeit nicht von dem Radius des Brenners abhängig sondern lediglich als Funktion der Gemischzusammensetzung anzusehen. Die Höhe der Flamme lässt sich schreiben als:

$$h = R \cdot \tan\beta = R \cdot \frac{\cos\beta}{\sin\beta} = R \cdot \frac{\sqrt{1 - (S/u)^2}}{S/u} \quad (5.5)$$

In der Näherung für spitze Flammen mit $\tan\beta \sim \sin\beta$ vereinfacht sich die Gleichung zu:

$$h = R \frac{u}{S} = \frac{\dot{V}}{\pi R S} \quad (5.6)$$

Im Gegensatz zur Diffusionsflamme ändert sich die Flammenhöhe mit dem Flammendurchmesser bei konstantem Volumenfluss, entsprechend bleibt der Kegelwinkel bei konstanter Ausströmgeschwindigkeit u konstant.

5.1.3 Pulsierte Flammen

Für die Beschreibung der pulsierten Flammen müssen weitere Modellannahmen gemacht werden. Setzt sich die Änderung der Austrittsgeschwindigkeit mit der Phasengeschwindigkeit u_c im Strömungsfeld fort ohne eine Dämpfung zu erfahren, so lässt sich das eindimensionale Geschwindigkeitsfeld wie folgt definieren:

$$u(x, t) = \bar{u} + \tilde{u}(x, t) = \bar{u} + \hat{u} \cdot \cos \left(\omega \cdot \left(t - \frac{x}{u_c} \right) \right) \quad (5.7)$$

Mit diesen Voraussetzungen lässt sich eine analytische Lösung für die zeitabhängige Position der Flammenfront $r(x, t)$ bestimmen. Die Lösung dieses Problems ist für Vormischflammen bei Hettel [57] ausführlich beschrieben. Sie setzt sich aus der Beschreibung der mittleren Flammenkontur und einem zeitabhängigen Beitrag zusammen:

$$r(x, t) = \bar{r}(x) + \tilde{r}(x, t) \quad (5.8)$$

Der Aufbau der Flammenkontur ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Die zeitgemittelte Flammenkontur ist mit durchgezogener Linie eingezeichnet, die Addition des zeitlich variablen Anteils führt zur gestrichelt eingezeichneten, schematisch verzerrten Flammenkontur.

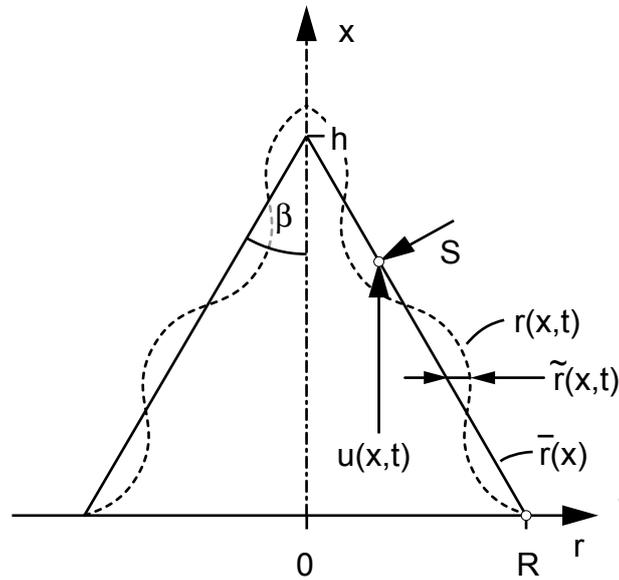


Abbildung 5.1: Flammenkontur in einer stationären und pulsierenden Kegelflamme nach den Modellannahmen. \bar{r} gibt die zeitlich mittlere Kontur an, \tilde{r} den zeitlich variablen Anteil und r die effektive zeitabhängige Kontur. Im stationären Fall ist \bar{r} mit r identisch

Die einzelnen Terme setzen sich wie folgt zusammen:

$$\bar{r}(x) = R - \frac{S/\bar{u}}{\cos\alpha} \cdot x \quad \text{mit} \quad \cos\alpha = \sqrt{\left(1 - \left(\frac{S}{\bar{u}}\right)^2\right)} \quad (5.9)$$

und

$$\tilde{r}(x,t) = \frac{1}{\omega} \cdot \hat{u} \cdot \frac{S}{\bar{u}} \cdot \frac{1}{\cos\alpha} \cdot \frac{1}{(u_c/\bar{u}) - \cos^2\alpha} \cdot \left[\sin\left(\omega \cdot \left(\frac{x}{\bar{u} \cdot \cos^2\alpha} - t\right)\right) - \sin\left(\omega \cdot \left(\frac{x}{u_c} - t\right)\right) \right] \quad (5.10)$$

Die Anwendung der aus diesen Modellannahmen entwickelten Lösungen auf die experimentell untersuchten stationären und pulsierenden Diffusionsflammen wird im nächsten Kapitel beschrieben.

5.2 Ergebnisse der kinematischen Analyse

Zur Analyse der experimentell untersuchten Flammen werden die in den verwendeten Gleichungen auftretenden Parameter entsprechend der experimentellen Randbedingungen verwendet. Sofern diese nicht direkt zugänglich sind werden sie aus den Randbedingungen abgeschätzt.

5.2.1 Diffusionskonstanten

Die nominelle Fortschrittsgeschwindigkeit hängt entsprechend der Modellannahme von einer Diffusionskonstante ab. Sie ist für jeden Punkt der idealisierten Flamme konstant. Es gilt einen Wert zu wählen, der die Verhältnisse in der realen Flamme annähert. Die tatsächliche Diffusionskonstante ist eine Funktion der Temperatur und der Gemischzusammensetzung und daher nicht konstant. Für eine Abschätzung der typischen Diffusionskonstante im Bereich der Flamme wird ein binäres Gemisch von Methan und Stickstoff gewählt. Methan wurde dabei als Brennstoff gewählt, obwohl viele andere Spezies in der Flamme gebildet werden. Methan liegt jedoch in mit Abstand größter Konzentration vor und seine Diffusionseigenschaften weichen nicht wesentlich von denen der daraus abgeleiteten kleinen Spezies ab. Höhere Kohlenwasserstoffe hingegen treten nur in bedeutend kleineren Konzentrationen auf und sind daher für die Bestimmung der Diffusionskonstante nicht relevant.

Ähnliche Überlegungen gelten auch für den Stickstoff, welcher aufgrund seiner hohen Konzentration das Diffusionsverhalten prägt. Der auch in wesentlichen Mengen vorhandene Sauerstoff kann in sofern vernachlässigt werden, als die Diffusionskonstanten für die Gemische Methan-Stickstoff und Methan-Sauerstoff sich nur unwesentlich unterscheiden. Die Konzentrationen der Hauptspezies in der Verbrennung sind als Funktion des Mischungsbruches in einem Flamelet in Abbildung 5.2 dargestellt.

Die gewählte Temperatur liegt mit 1600 K etwas unterhalb der Temperatur, welche entsprechend der Temperaturmessungen im Inneren der Flamme und der Reaktions-

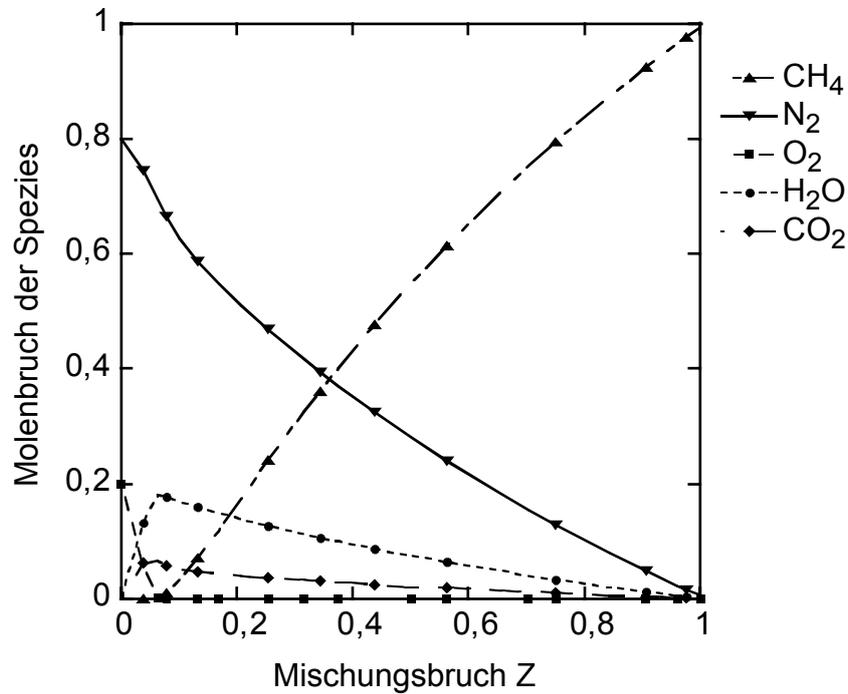


Abbildung 5.2: Molenbruch der Spezies mit den größten Konzentrationen in einem Flamelet bei 2,5 bar, skalare Dissipationsrate $\chi = 1 \text{ s}^{-1}$ nach [3] berechnet mit dem SOFOKLES-Code.

zone herrscht. Damit wird der Einfluss der kälteren Randzonen der Flamme berücksichtigt.

Die Berechnung der Diffusionskonstante erfolgt nach Literaturwerten [58] und den dort aus den Fickschen Gesetzen hergeleiteten Gleichungen. Die Gase werden als ideale Gase angenommen. Der Wert für die Diffusionskonstante des binären Methan-Stickstoff Gemisches bei 2,5 bar und 1600 K berechnet sich zu $D = 1,53 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Nach Gleichung 5.2 erhält man mit dem Radius $R = 5 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ eine Fortschrittsgeschwindigkeit von $S = 6,1 \cdot 10^{-2} \text{ m s}^{-1}$.

5.2.2 Strömungsfeld

In der Modellannahme für die stationäre Flamme wird von einem homogenen Geschwindigkeitsfeld der Strömung ausgegangen, für die oszillierende Flamme ist der zeitliche Mittelwert konstant. In beiden Fällen wird die Beschleunigung des Gasgemisches durch die Erwärmung bei der Verbrennung und des Effektes des Auftriebs vernachlässigt. Diese Annahme trifft allerdings nicht auf die untersuchten Flammen zu. Um das Geschwindigkeitsprofil der Flamme zu beschreiben, haben Großschmidt und Hettel numerische Berechnungen der stationären Flamme vorgenommen [59]. Die Berechnungen wurden anhand eines 2-Bereich-1-Schritt Mechanismus mit dem Programm ANSYS-Taskflow vorgenommen. Während die Unterschiede im Strömungsprofil im Bereich der Flamme innerhalb einer Höhe über dem Brenner nur relativ gering variieren, findet eine über die Höhe eine Beschleunigung der Strömung statt. Das Geschwindigkeitsprofil im Zentrum der Flamme als Funktion der Höhe und die zum Erreichen der Höhe benötigte Zeit sind in Abbildung 5.3 dargestellt.

Die über die Höhe gemittelte Geschwindigkeit ist nicht als Vorgabewert der Geschwindigkeit des homogenen Strömungsfeldes geeignet. Die Unterbewertung der langsamen Anfangsströmung führt bei vorgegebener Flammenhöhe zu um die Hälfte kürzeren Verweilzeiten. Die Verweilzeiten aber sind maßgeblich für die Eindringtiefe der Diffusion und damit den Reaktionsfortschritt. Eine so bestimmte mittlere Geschwindigkeit muss zu in der Höhe überschätzten Flammen führen.

Eine sinnvolle mittlere Geschwindigkeit für die idealisierte Modellflamme ist so zu wählen, dass die Verweilzeit in der Flamme ähnlich groß ist wie in der mit dem aufwändigeren Modell berechneten Flamme. Setzt man eine nominelle Flammenhöhe von 45 mm voraus, so ist die bis zum Erreichen dieser Höhe verstrichene Zeit 91 ms. Die mittlere Geschwindigkeit ergibt sich damit zu $\bar{u} = 0,5 \text{ms}^{-1}$.

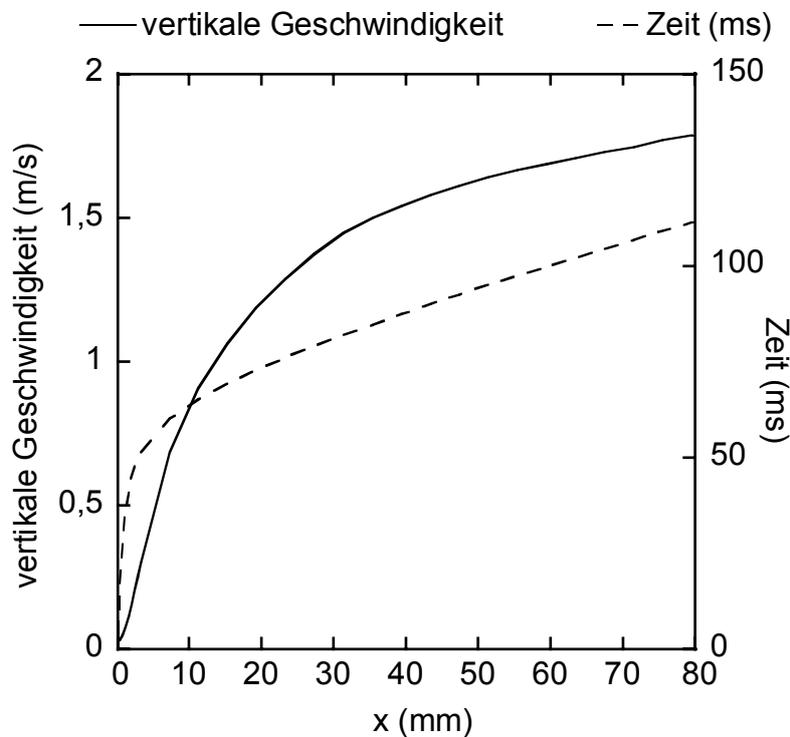


Abbildung 5.3: Vertikale Geschwindigkeit des Strömungsfeldes auf der Zentralachse der Flamme als Funktion der Höhe und Auftragung der zum Erreichen der Höhe vom Brenneraustritt ab benötigte Zeit.

5.2.3 Stationäre Diffusionsflamme

Gemäß der Gleichung 5.3 kann die Flammenhöhe mit den in den vorangehenden Abschnitten abgeschätzten Größen von S und u berechnet werden. Die damit bestimmte Höhe von 41 mm steht in brauchbarer Übereinstimmung mit dem experimentell gefundenen Werte der stationären Flamme, der bei etwa 40 mm liegt. In dieser Hinsicht ist das Modell mit den abgeschätzten Parametern durchaus in der Lage, die experimentell gefundenen Daten widerzuspiegeln.

5.2.4 Pulsierte Diffusionsflamme

Das Modell von Hettel stellt für die stationäre Flamme lediglich eine andere Beschreibung dar. Die Höhe des zeitlich invarianten Flammenkegels nach Gleichung 5.9 ist damit gegenüber der einfachen Beschreibung unverändert. Für die Beschreibung der pulsierten Flammen muss zusätzlich noch eine Abschätzung für die Phasengeschwindigkeit der Wellenfunktion erfolgen.

In Richtung der Flammenachse bilden sich die Konzentrationsgradienten durch die diffusive Durchmischung in Querrichtung und die Reaktion aus; in der Querrichtung ergeben sich die Konzentrationsgradienten durch die Diffusion der zwei Stoffströme ineinander. In den untersuchten Flammen bildet sich in Richtung der Flammenachse ein deutlich geringerer Konzentrationsgradient aus; die Diffusionsgeschwindigkeit ist in dieser Richtung dadurch geringer. Im Modellansatz von Burke [56] wird diese Diffusion vollständig vernachlässigt. Die Änderung der Austrittsgeschwindigkeit am Brenner hat damit keinen Einfluss auf die Lage der weiter oben liegende Flammenfront, nur die jeweilige Geschwindigkeit zum Zeitpunkt des Austritts am Brenner ist für die Fortpflanzung der Flammenfront in radialer Richtung relevant. Dieser Sachverhalt wird in dem Modell von Hettel durch das Gleichsetzen der Phasengeschwindigkeit mit der mittleren Geschwindigkeit wiedergegeben. Mit $u_c = \bar{u}$ vereinfacht sich die Gleichung 5.10 zu:

$$\tilde{r}(x, t) = \frac{1}{\omega} \cdot \hat{u} \cdot \frac{\bar{u}}{S} \cdot \frac{1}{\cos\alpha} \left[\sin \left(\omega \cdot \left(\frac{x}{\bar{u} \cdot \cos^2\alpha} - t \right) \right) - \sin \left(\omega \cdot \left(\frac{x}{u_c} - t \right) \right) \right] \quad (5.11)$$

Die Berechnung der Flammenkontur mit Hilfe dieser Gleichung kann negative Werte liefern. Sie sind nicht sinnvoll; in der axialsymmetrischen Flamme würde dies bedeuten, dass die Flammenfronten nach dem Erreichen der Mittelachse durcheinander hindurchtreten und weiter nach außen brennen. Mit dem Erreichen der Mittelachse aber ist an dieser Stelle kein Brennstoff in der Flamme mehr vorhanden, die Verbrennung

ist vollständig abgelaufen. Daher werden negative Werte ignoriert, die Flamme wird an diesen Punkten als ausgebrannt angenommen.

Die Ergebnisse für die Rechnungen sind für 11 verschiedene Zeitpunkte in Abbildung 5.4 dargestellt und mit der vorgegebenen Austrittsgeschwindigkeit am Brenner korreliert. Aus dieser Abbildung ist ersichtlich, dass bereits mit dem idealisierten Flammenmodell unter Verwendung der abgeschätzten Parameter eine Ablösung von Teilen der Flamme von der Flammenbasis erfolgt.

Im Gegensatz zu der experimentell untersuchten Flamme ist der Ort der Ablösung weiter oben in der Flamme zu finden. Die Annahme eines gleichförmigen Strömungsfeldes verzerrt die Flammenkontur. Setzt man den Punkt der Ablösung zum Zeitpunkt $\Delta t=5\text{ms}$ auf 37,5 mm fest, so entspricht dies in dem homogenen Strömungsfeld einer Verweilzeit von 75ms. Diese Verweilzeit entspricht aber, nach Abbildung 5.3, in der mit komplexem Strömungsfeld gerechneten Flamme einer erreichten Höhe von etwa 22mm. Dieser Wert stimmt mit der experimentell beobachteten Höhe des Abreißpunktes der Flamme gut überein. Dieser Vergleich ist in sofern sinnvoll, als die radiale Diffusion und der damit verbundene Reaktionsfortschritt nicht als Funktion der Höhe über dem Brenner sondern der seit dem Austritt aus dem Brenner vergangenen Zeit anzusehen sind.

Mit einer einfachen Annahme lassen sich auch die OH*-Emissionen im Verlauf einer Schwingung berechnen. Wie in der Diskussion der experimentellen Ergebnisse beschrieben ist die Intensität der Emission in der Flamme kaum von der Zeit und der Höhe über dem Brenner abhängig, die Breite der Emissionszone ist ebenso in weiten Teilen der Flamme konstant. Nimmt man die Flammenkontur der Berechnung als Ort der OH*-Emission, so sind die gesamten Emissionen als Produkt der Länge der Flammenfront mit der Dicke und der Intensität zu beschreiben. Durch die Normierung auf die stationäre Flamme fallen die unbekanntes aber konstanten Größen der Dicke der Emissionszone und der Intensität weg. Es bleibt das Verhältnis der Längen der Flammenfront in der pulsierten und der stationären Flamme. Die Auftragung der aus den Rechnungen nach dieser Annahme erhaltenen modellierten Emissionen sind in Abbildung 5.5 dargestellt.

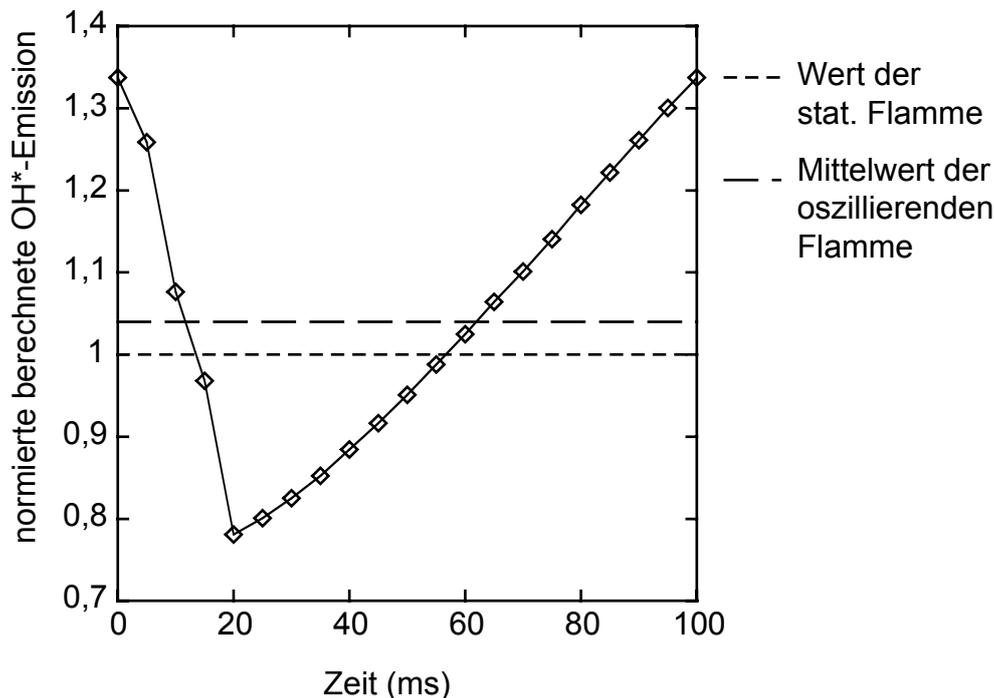


Abbildung 5.5: Aus den Flammenkonturen berechnete OH*-Emission im Verlauf der Pulsation, normiert auf die OH*-Emission der berechnete stationären Flamme. Verwendete Parameter: $\omega=10$ Hz, $\bar{u} = u_c=0,5$ m/s, $\hat{u}=0,15$ m/s, $S=0,0612$ m/s, $R=0,005$ m.

Auch in dieser Darstellung ist eine Ähnlichkeit mit den Ergebnissen der experimentellen Arbeiten festzustellen. Es findet sich wie in Abbildung 4.25 ein steiler Abfall, gefolgt von einem gleichmäßigen langsamen Anstieg. Unterschiede finden sich in der Amplitude der Schwingung und der Abweichung des Mittelwertes der Schwingung von dem Wert der stationären Flamme; beide Werte sind im Fall der simulierten OH*-Emission geringer.

Auch wenn mit der Simulation der Flamme mit den stark vereinfachenden Modellannahmen nicht alle Eigenschaften der Flamme genau beschrieben werden können, so kann damit doch gezeigt werden wie die Asymmetrie im Verlauf der Pulsation und das Ablösen der Flammenspitze hervorgerufen werden.

Anhand der Simulationen kann auch der Einfluss der Anregungsfrequenz auf das Verhalten der Flamme untersucht werden. In Abbildung 5.6 werden die Konturen der Flamme zu fünf verschiedenen Zeitpunkten und für verschiedene Frequenzen dargestellt.

Aus der Abbildung wird ersichtlich, wie die Frequenz der Anregung die Form der Flamme beeinflusst. Bei den geringen Frequenzen von 2 und 5 Hz führt die Pulsation zu einer Aufwölbung bzw. Zuspitzung der Flammenkontur; Ablösungen der Flammenspitze treten jedoch nicht aus. Dieses Verhalten findet sich auch in den Messungen des Flammenleuchtens wieder. Die Verzerrung der Flammenform ist besonders bei der Flamme „OA07“ in Abbildung 4.32 zu erkennen. Bei den höheren Frequenzen nimmt die Welligkeit der Flammenfront zu und es beginnt die Einschnürung der Flamme, die zu einer Ablösung der Flammenspitze führen kann, wie es bei den Flammen „OA10“ bzw. „OA14“ beobachtet wird.

Die Verzerrung der Flammenkontur wird in dem Modell durch die Aufprägung einer Wellenfunktion auf die stationäre Kontur beschreiben. Die Wellenlänge der aufgeprägten Funktion ändert sich mit der Frequenz und ist mit der aus Frequenz und Ausbreitungsgeschwindigkeit (0,5 m/s) berechneten Wellenlänge identisch. Im Bereich von 10 Hz entspricht diese Wellenlänge mit 50mm in etwa der Länge der Flamme.

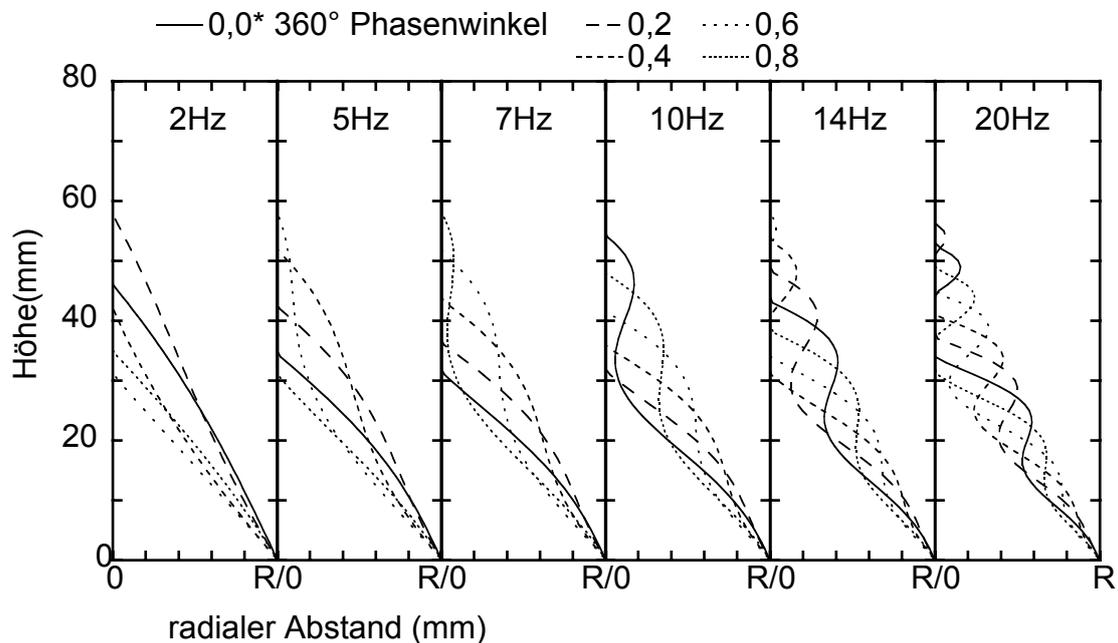


Abbildung 5.6: Mit dem Modell berechnete Konturen der Flamme bei fünf verschiedenen Phasenwinkeln und den in der Grafik angegebenen Anregungsfrequenzen. Verwendete Parameter: $\omega=10$ Hz, $\bar{u} = u_c=0,5$ m/s, $\hat{u}=0,15$ m/s, $S=0,0612$ m/s, $R=0,005$ m. Darstellung um Faktor 4 in der Höhe gestaucht.

In Flammen dieser Frequenz befinden sich Bereiche, die aus allen Phasen der Anregung stammen. Bei deutlich längeren Wellenlängen und entsprechend langsameren Frequenzen hingegen stammen alle Bereiche in der Flamme aus einem schmalen Bereich der Anregungswelle; der Wert des Volumenstroms hat einen nahezu konstanten Wert. Damit entsprechen sie angenähert der stationären Flamme mit entsprechendem Volumenstrom.

Die Analyse der berechneten OH*-Emissionen in Hinblick auf die Asymmetrie nach gleichem Verfahren wie bei der experimentellen Auswertung ist in Abbildung 5.7 dargestellt. Bei geringen Frequenzen ist das Signal noch sehr symmetrisch, mit zunehmender Frequenz nimmt der asymmetrische Anteil der Schwingung zu um bei 6Hz ein Maximum zu erreichen. Danach nimmt der Asymmetriegrad wieder ab, oh-

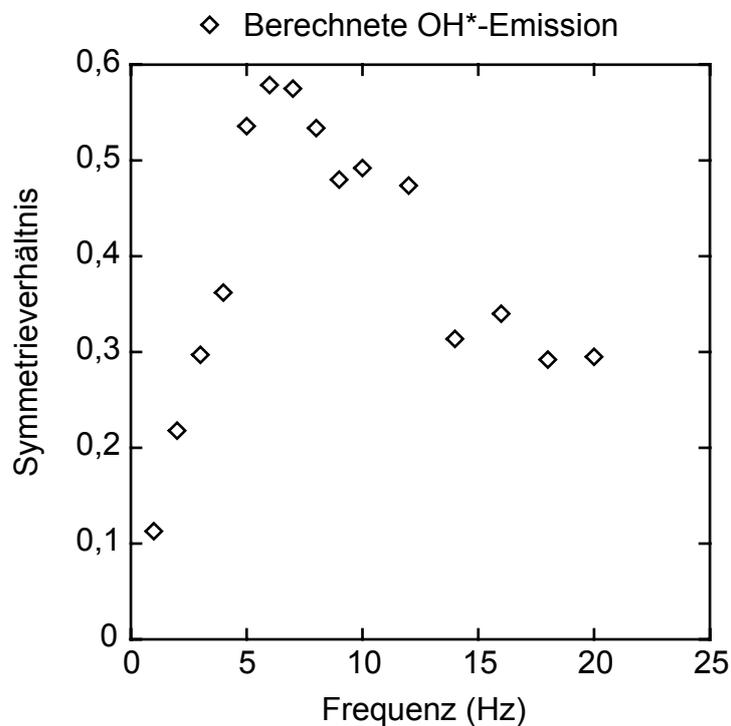


Abbildung 5.7: Asymmetriegrad der berechneten OH*-Emissionen als Funktion der Anregungsfrequenz

ne jedoch die Symmetrie der Schwingung bei 1Hz zu erreichen. Bei den berechneten Flammen ist, anders als im Experiment, kein abrupter Übergang zwischen pseudostationärem Verhalten und nichtlinearem Verhalten der Flamme zu finden. Bei der experimentell bestimmten Grenzfrequenz von 6Hz ist in der Simulation die Grenze nichtlinear gekoppelten Verhalten bereits überschritten. Trotz dieser Abweichungen stimmt der gefundene Verlauf des Asymmetriegrades mit den experimentellen Ergebnissen qualitativ überein.

Damit kann die Größenordnung der Grenzfrequenz des Übergangs zwischen pseudostationärem Verhalten und einer nichtlinearen Kopplung von Anregung und Antwortfunktion der Flamme mit Hilfe der numerischen Betrachtung der Flamme bestimmt werden. Sie ist unterhalb der Frequenz anzusiedeln, bei der die Wellenlänge der Anregung in dem Strömungsfeld mit der Länge der Flamme übereinstimmt.

Um den Einfluss der Pulsation auf die Rußbildung zu beschreiben, kann die Rußbildung und -oxidation in einem Volumenelement bei der Bewegung entlang einer Stromlinie in der Flamme beobachtet werden. Der Rußvolumenbruch kann aus Flameletrechnungen anhand des lokalen Mischungsbruches und der skalaren Dissipationsrate aus den Ergebnissen der Flameletrechnungen bestimmt werden. Dabei ist aus diesen in Abbildung 5.8 dargestellten Ergebnissen der Rechnungen ersichtlich, dass nennenswerte Rußmengen sich nur im Bereich des Mischungsbruches um 0,2 bei gleichzeitig kleinen skalaren Dissipationsraten ($\chi < 1$) auftreten.

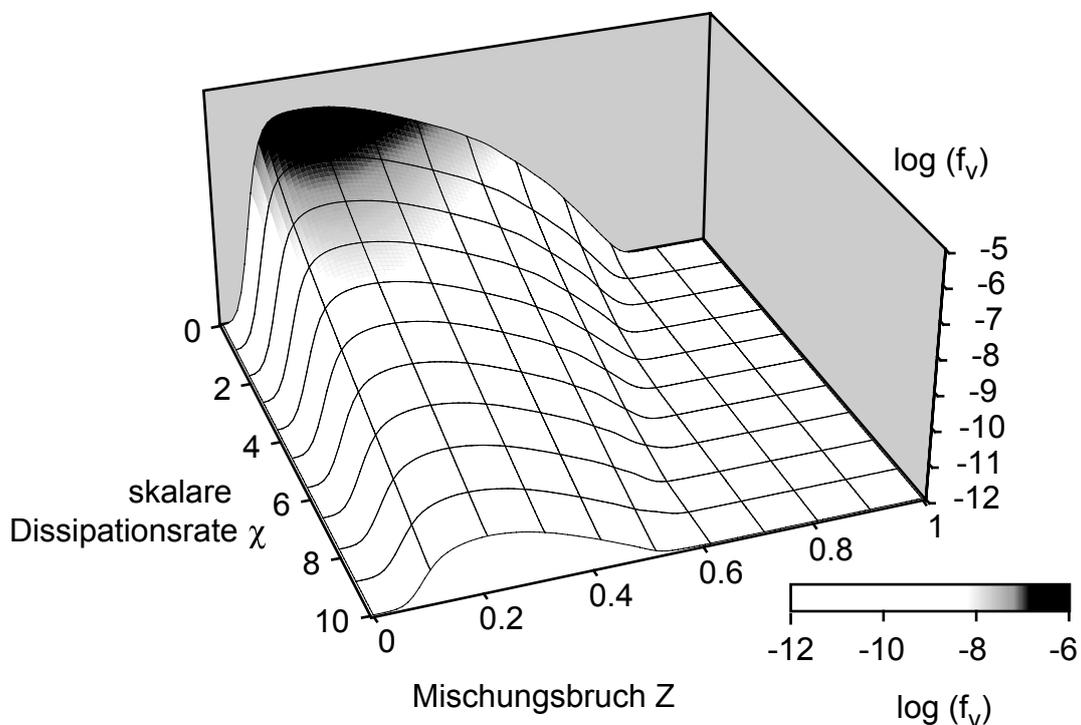


Abbildung 5.8: Rußvolumenbruch als Funktion der skalaren Dissipationsrate χ und des Mischungsbruches Z . aus Flameletrechnungen

Im Verlauf der Verbrennung durchlaufen einzelne Volumenelemente die Flamme entlang der Stromlinien. Mit bekannten Feldern des Mischungsbruches und der skalaren Dissipationsrate in der Flamme lässt sich der Verlauf ebenso als Trajektorie in der Ebene des Mischungsbruches und der skalaren Dissipationsrate darstellen. Die aus der Brennstoffdüse austretenden Volumenelemente beginnen mit einem Mischungs-

bruch $Z=1$; dieser sinkt im Verlauf der Verbrennung und läuft gegen $Z=0$. Die für die Rußbildung notwendige Bedingung $Z \approx 0,2$ wird somit in jeder im Brenngasstrom beginnenden Trajektorie durchlaufen. Für hohe Rußkonzentrationen muss allerdings gleichzeitig die Bedingung kleiner skalarer Dissipationsraten erfüllt sein.

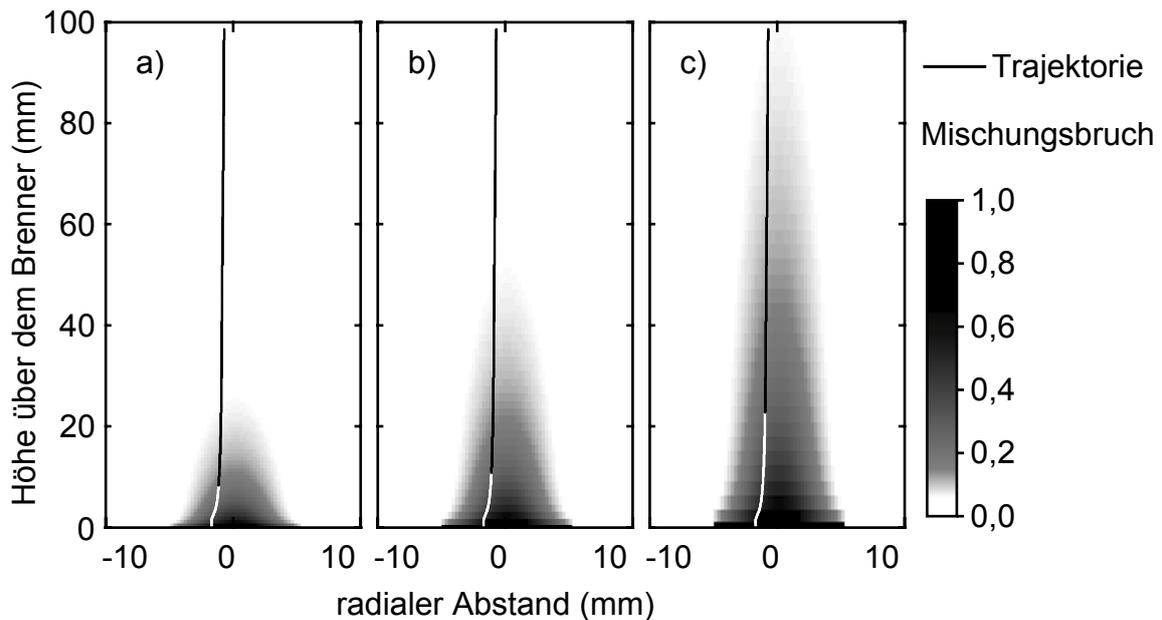


Abbildung 5.9: Trajektorien (Startpunkt $r=2\text{mm}$) in der numerisch simulierten Flamme mit verschiedenen gestreckten Feldern des Mischungsbruches. Streckungsfaktor = a) 0,5; b) 1; c) 2.

In der Abbildung 5.9 sind simulierte Felder des Mischungsbruches und eine am Brennstoffauslass beginnende, der Simulation entnommene Trajektorie dargestellt. Mit der Streckung bzw. Stauchung des Feldes des Mischungsbruches wird die Oszillation des Gasdurchflusses und damit die Pulsation der Flamme beschrieben. Die Simulation mit dem Streckungsfaktor 1 entspricht der stationären Flamme.

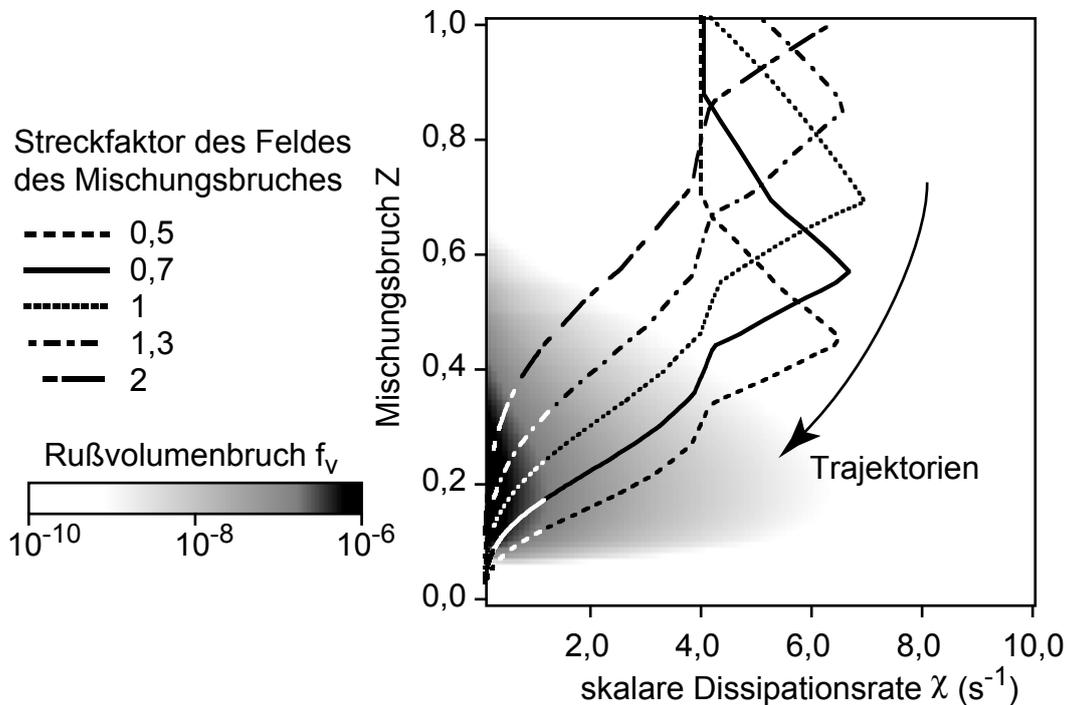


Abbildung 5.10: Trajektorien (Startpunkt $r=2\text{mm}$) in der numerisch simulierten Flamme mit verschieden gestreckten Feldern des Mischungsbruches, aufgetragen in der Ebene von Mischungsbruch und skalarer Dissipationsrate. Die Graufärbung entspricht dem zugehörigen Rußvolumenbruch aus Flameletrechnungen.

Die Auftragung der örtlich gleichen Trajektorien in der Ebene von Mischungsbruch und skalarer Dissipationsrate ist in Abbildung 5.10 dargestellt. Sie unterscheiden sich durch den angegebenen Faktor der Streckung des Feldes des Mischungsbruches. Aus der Abbildung 5.10 ist ersichtlich, dass die Trajektorien abhängig von der Streckung den Bereich des maximalen Rußvolumenbruchs durchlaufen oder nur tangieren. Dabei erreichen die gestauchten Flammen, d.h. die Flammen bei kleinerem Massenfluss nur geringere Rußvolumenbrüche.

Die Auftragung der jeweiligen Rußvolumenbrüche über der Höhe über dem Brenner in Abbildung 5.11 ist qualitativ mit den experimentell gefundenen Daten vergleichbar (s. Abbildung 4.16). Die höheren Flammen erreichen größere Rußvolumenbrüche und haben einen flachen Verlauf im Bereich des maximalen Rußvolumenbruchs. Die kleineren Flammen hingegen weisen deutlich geringere Rußvolumenbrüche auf und haben einen spitzeren Verlauf.

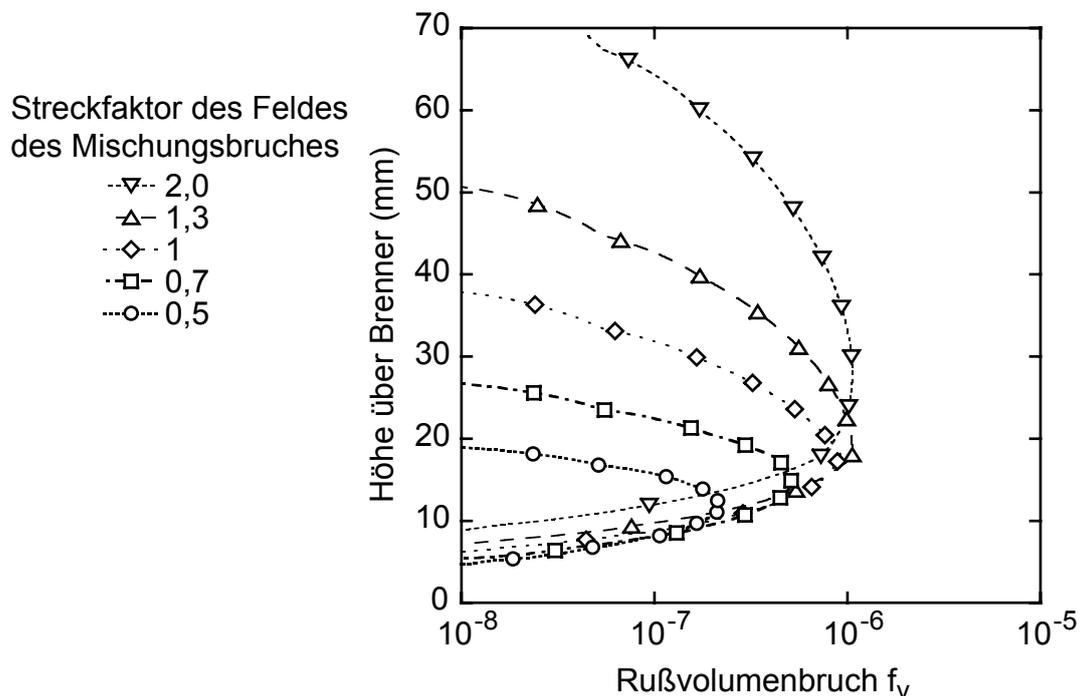


Abbildung 5.11: Rußvolumenbruch als Funktion der Höhe über dem Brenner, berechnet entlang der Trajektorien aus Abbildung 5.10.

Durch die Integration der numerisch bestimmten Verläufe über die Höhe kann eine Abschätzung der gesamten Rußmenge in der Flamme erfolgen. Die daraus erhaltenen Werte sind, normiert auf die unverzerrte Flamme, in Abbildung 5.12 dargestellt. Die anhand einer einzelnen Trajektorie bestimmten Werte weisen nicht die Schwankungsbreite auf, wie sie im Experiment im Rußvolumenbruch gefunden wird (Abbildung 4.18). Die Effekte der unterschiedlichen Rußvolumenbrüche überwiegen aber die Einflüsse der Konturlänge, wie sie für die Simulation des OH^* -Eigenleuchtens verwendet

wird, bei weitem und liefern damit einen plausiblen Erklärungsansatz für die höheren Amplituden des Verlaufs des gesamten Rußvolumenbruchs.

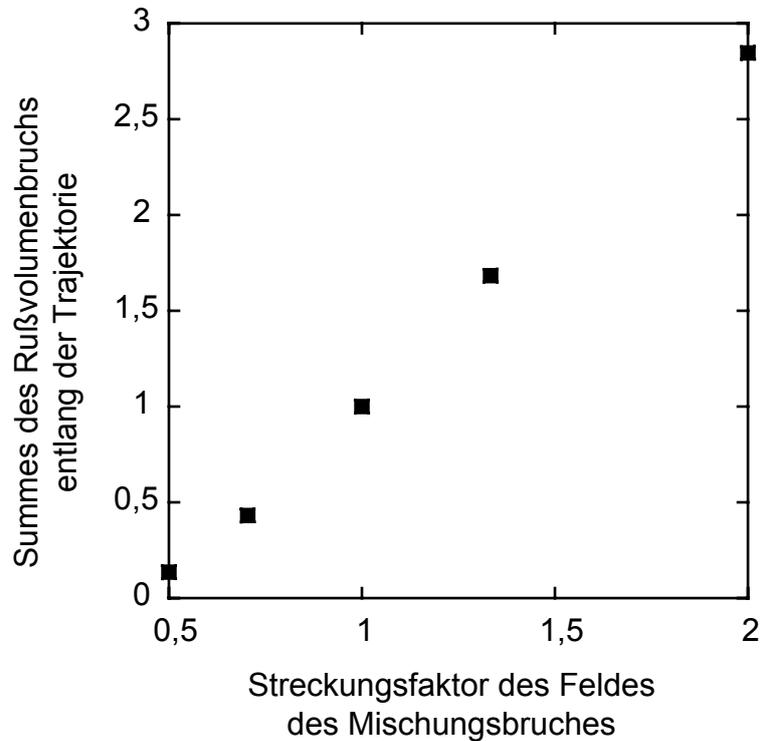


Abbildung 5.12: Integral des Rußvolumenbruchs entlang der Trajektorien aus Abbildung 5.11, integriert über die Höhe über dem Brenner, normiert auf die berechnete Flamme.

Die Auftragung der Vorläuferspezies des OH^* , des CH -Radikals in der Ebene des Mischungsbruches und der skalaren Dissipationsrate in Abbildung 5.13 hingegen zeigt, dass CH nur bei einem Mischungsbruch von etwa 0,05 auftritt. Der Wert der skalaren Dissipationsrate hingegen spielt für das Auftreten der CH -Radikale keine nennenswerte Bedeutung, oberhalb von $\chi=1$ ist der Maximalwert konstant; unterhalb davon sinkt er nur wenig ab. Die Volumenelemente im Brennstoffstrom bewegen sich in der dargestellten Ebene immer von $Z=1$ am Brennerausgang hin zu $Z=0$ in unendlicher Entfernung vom Brenner. Daher durchwandern sie alle den Bereich maximaler CH -Konzentrationen bei $Z=0,05$; die maximale Konzentration ist nahezu unabhängig von der gewählten Trajektorie.

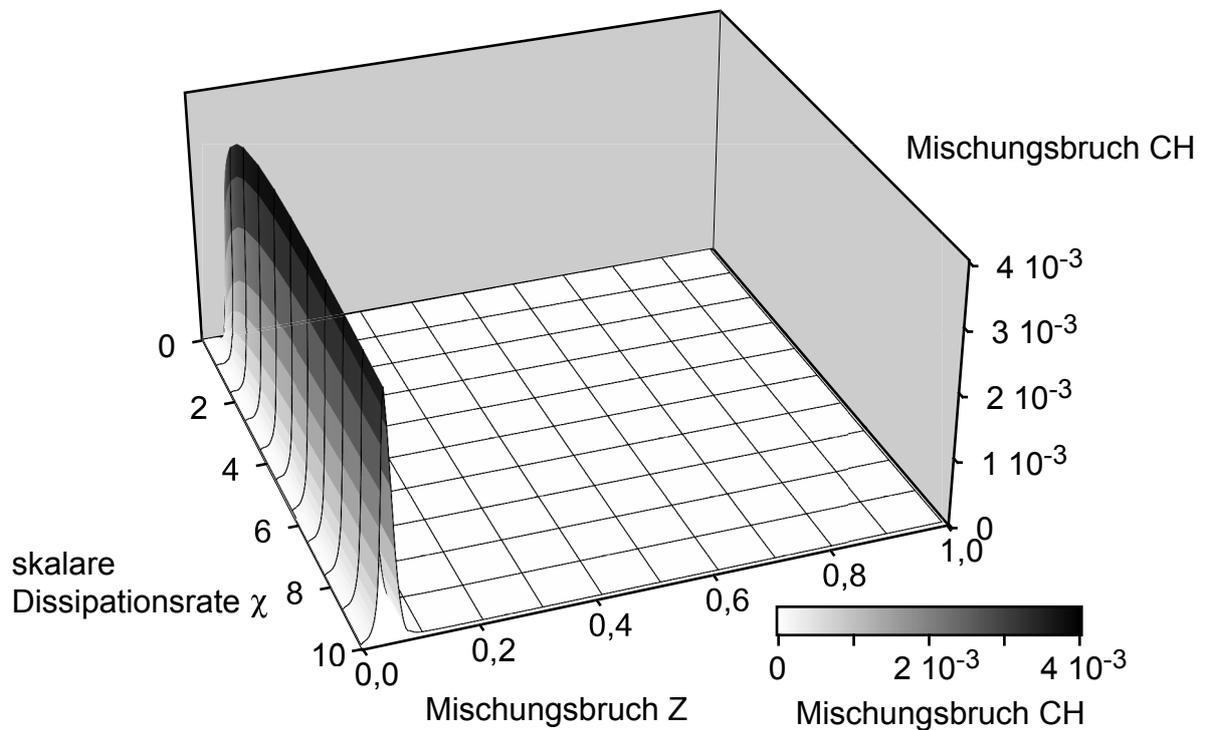


Abbildung 5.13: Konzentration des CH-Radikals als Funktion der skalaren Dissipationsrate χ und des Mischungsbruches Z .

Anders als beim Rußvolumenbruch sind daher in den Flammen die CH-Radikale und damit die OH*-Emissionen immer dort zu finden, wo der Mischungsbruch $Z=0,05$ ist; die Konzentration bzw. daraus abgeleitet die Intensität der Emission hingegen sind mit nahezu konstantem Wert zu berechnen. Diese Abschätzung der OH*-Emissionen entspricht den Beobachtungen im Experiment und stützt die Annahmen für die Berechnung der OH-Emissionsintensität aus der kinematischen Analyse.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung des Einflusses einer instationären Verbrennungsführung auf die Rußbildung und Flammenstruktur in einer Methan-Luft Diffusionsflamme bei 250 kPa. Dazu wurden eine Druckbrennkammer und ein Brennerkopf aufgebaut und die darauf stabilisierte Flamme zur einer periodischen Pulsation angeregt. Die Frequenz der Oszillation wurde auf den Frequenzbereich der Eigenschwingung der Flamme beschränkt und die Amplitude der Änderung des Volumenstroms sollte kleiner als der Volumenstrom sein, so dass keine Umkehr der Strömungsrichtung des Brenngases stattfindet. Die stationäre Flamme wird dabei als Referenz ebenso wie die pulsierte Flamme untersucht. Als Untersuchungsmethoden werden örtlich und zeitlich aufgelöste Messungen mit Kameras angewendet. Sie umfassen die laserspektroskopische RAYLIX-Methode zur Bestimmung von Rußpartikeleigenschaften und die Messungen der Emissionen der Flamme in verschiedenen Wellenlängenbereichen. Zusätzlich werden Messungen des Eigenleuchtens der Flamme mit hoher zeitlicher Auflösung aber ohne örtliche Auflösung mit Hilfe einer Fotodiode durchgeführt. Die aus den Messungen gezogenen Schlussfolgerungen werden durch begleitende theoretische Betrachtungen der Flammenstruktur ergänzt.

Die Messungen mit der RAYLIX-Methode erlauben die Bestimmung des Rußvolumenbruchs, der Teilchenzahldichte und des mittleren Partikelradius aus den Signalen der Rayleigh-Streuung, der laserinduzierten Inkandescenz und der Extinktionsmessung. Mit den so bestimmten Partikeleigenschaften lassen sich die Flammen in Bereiche der beginnenden Rußbildung, der ausgeprägten Flammenstruktur und des Rußausbrandes unterteilen. Die Bestimmung des Eigenleuchtens erfolgt zu zwei Zwecken. Zum Einen werden die Emissionen chemisch angeregter OH^* -Moleküle mit dem Rußeigenleuchten bei 590 nm verglichen. Aus den Messdaten und den Überlegungen auf Basis von Flameletrechnungen können weitere Rückschlüsse auf die Flammenstruktur gezogen werden. Die Ergebnisse verifizieren die auf den RAYLIX-Messungen basierenden Aussagen. Zum Zweiten werden aus dem Eigenleuchten der Rußpartikel bei vier verschiedenen Wellenlängen die Temperaturen der Rußpartikel bestimmt.

An der stationären Flamme konnten anhand der Messungen die Einteilung der Flamme in die verschiedenen Bereiche verifiziert werden. Im Bereich der beginnenden Rußbildung, nahe dem Brennerkopf, zeigt die Flamme schmale Rußprofile; im inneren der Flamme tritt kein Ruß auf. Die OH^* -Emissionen liegen außerhalb der Bereiche des Rußeigenleuchtens. Weiter oben in der Flamme, im Bereich der ausgeprägten Rußflanken, sind die Profile des Rußvolumenbruchs etwas verbreitert und deutlich größer, im Inneren der Flamme hat sich bereits etwas Ruß gebildet. Die OH^* -Emissionen überlappt deutlich mit dem Rußeigenleuchten und die Temperaturen steigen von der Flammenmitte zur stöchiometrischen Mischung nach außen hin an. Im Bereich des Rußausbrandes haben sich die Rußflanken vereinigt und bilden einen zentralen Rußkern in der Flamme. Die OH^* -Emissionen überlappen weitgehend mit dem Rußeigenleuchten, die Temperaturen sind gegenüber den in der Flanke gefundenen Temperaturen angestiegen. Die experimentellen Ergebnisse stimmen mit den erwarteten Ergebnissen überein.

Die Untersuchung der pulsierten Flammen mit Hilfe der laserspektroskopischen Methoden ist aus experimentellen Gründen auf die Frequenz von 10 Hz beschränkt. Mit der dabei verwendeten digitalen Ansteuerung des Ventils der Gasanregung ergibt sich

am Brennerausgang eine nahezu sinusförmige Schwingung der Gasgeschwindigkeit mit einer Amplitude von 30% der mittleren Geschwindigkeit. Die Bestimmung der Gasgeschwindigkeit erfolgte mit Hilfe der „Constant Temperature Anemometry“.

Bei dieser Anregung zeigt die pulsierte Flamme ein stark asymmetrisches Verhalten. Die Flammenhöhe wächst langsam an um dann schnell zusammenzubrechen. Die maximalen Rußvolumenbrüche in der Flamme variieren dabei um mehr als zwei Größenordnungen. Aus der Auftragung der maximalen Rußvolumenbrüche als Funktion der Höhe bei verschiedenen Zeiten ist ersichtlich, dass keine Flamme im Verlauf der Pulsation der stationären Flamme entspricht. Aus dem Verlauf der Flammenkontur und der normierten Rußmenge, der normierten Partikelzahl und der gesamten OH*-Emission ist ersichtlich, dass die pulsierte Flamme nicht als Abfolge stationärer Flammen betrachtet werden kann. Dies wird weiter durch die Ergebnisse der Analyse der Profile in der Flamme bestätigt. Während die Flamme während der Wachstumsphase der stationären Flamme ähnlich ist, zeigen die Flammen beim Zusammenbruch ein anderes Verhalten. Große Teile der Flamme lassen sich als Zone des Rußausbrandes charakterisieren. Insbesondere in der Flamme bei $\Delta t=15\text{ms}$ ist der abgelöste Teil der Flamme sowohl durch die RAYLIX-Messungen als auch die Analyse des Eigenleuchtens als Bereich des Rußausbrandes anzusehen. Aufgrund der Ablösung eines Flammenteils von der Basis lässt sich die Flamme zu diesem Zeitpunkt in keinem Fall als stationäre Flamme mit gleicher Kontur realisieren.

Die Anregung der Pulsation mit variabler Frequenz und analoger Ansteuerung zeigt bei 5Hz einen nahezu symmetrischen Verlauf; mit steigender Frequenz wird der Verlauf der Flammenkonturen asymmetrischer und die Flammen schnüren sich ein bzw. es lösen sich wiederum ganze Flammenteile ab. Die Analyse der Signale einer Fotodiode, die die Intensität des gesamten Flammeneigenleuchtens wiedergibt, zeigt, dass unterhalb der Frequenz von 6Hz die Flamme nahezu symmetrisch ist; bei Frequenzen darüber nimmt die Asymmetrie des Verlaufs des Flammeneigenleuchtens zu. Damit konnte die Frequenz von 6 Hz als Obergrenze bestimmt werden, ab der die Flamme nicht mehr als Abfolge stationärer Flammen beschrieben werden kann.

In der theoretischen Betrachtung wurde ein einfaches Modelle zur Beschreibung der Flammenstruktur einer Diffusionsflamme vorgestellt. Mit Hilfe dieses Modells und den Randbedingungen aus dem Experiment und aus Abschätzungen kann die Höhe der stationären Flamme berechnet werden. Die Beschreibung der gewellten Struktur einer pulsierten Vormischflamme wurde auf die Beschreibung einer pulsierten Diffusionsflamme übertragen. Mit dem für die stationäre Flamme verwendeten Parametersatz konnte mit Hilfe dieses Modells das Verhalten der pulsierten Flamme im Experiment nachgebildet werden. Der Verlauf der simulierten OH^* -Emission stimmt mit dem experimentell gefundenen Verlauf in seiner Charakteristik überein. Die simulierte Flammenstruktur zeigt ebenso wie die experimentelle Flamme Ablösungen der Flammenspitze von der Flammenbasis während des Zusammenbruchs der Flamme; der im Modell bestimmte Punkt der Ablösung kann mit dem Experiment in Einklang gebracht werden. Aus Flameletrechnungen und modellierten Trajektorien in der Flamme kann eine Erklärungsansatz für die hohe Schwankungsbreite der Rußkonzentrationen in der pulsierten Flamme gefunden aufgestellt werden.

Die Änderung der Anregungsfrequenz der simulierten Flamme resultiert im niederfrequenten Bereich in einer Flammenfolge, die der Abfolge stationärer Flammen ähnlich ist; mit steigender Frequenz nimmt in der Flamme die Nichtlinearität der Kopplung zwischen Anregung und Antwortfunktion zu. Die Frequenzen zeigen in der kinematischen Analyse eine mit den experimentell gefundenen Frequenzen des Übergangs von stationären zum nichtlinear gekoppelten Verhalten übereinstimmende Tendenz.

Schon geringe Änderungen des Volumenstroms des Brenngases bei relativ geringen Frequenzen können in einer Diffusionsflamme eine nichtlineare Kopplung der Anregung mit der Antwortfunktion der Flamme bewirken. Die Frequenz des Übergangs zwischen pseudostationärem Verhalten und nichtlinearer Kopplung liegt im Bereich der Frequenz, bei der die Wellenlänge der Anregung der Flammenhöhe entspricht.

Literaturverzeichnis

- [1] J. Warnatz, U. Maas, R.W. Dibble, *Verbrennung*, 3. Auflage, Springer Verlag Berlin Heidelberg, 2001.
- [2] J. Appel, H. Bockhorn, M. Frenklach, *Kinetic modeling of soot formation with detailed chemistry and physics: laminar premixed flames of C2 hydrocarbons*, *Combustion and Flame* **121**(1/2), 122-136 (2000).
- [3] J. Appel, *Numerische Simulation der Rußbildung bei der Verbrennung von Kohlenwasserstoffen: Teilchengrößenverteilungen und deren statistische Momente*, Dissertation Universität Karlsruhe(TH) 1999, VDI-Verlag Düsseldorf, 2000.
- [4] U. Vandsburger, J.M. Seitzman, R.K. Hanson, *Visualization methods for the study of unsteady nonpremixed jet flame structure*, *Combustion Science and Technology*, **59**(4-6), 455-461 (1988).
- [5] A. Hamins, J.C. Yang, T. Kashiwagi, *An Experimental Investigation of the Pulsation Frequency of Flames*, in *Proceedings of 24th Symposium (International) on Combustion 1992*, (Combustion Institute, Pittsburgh, Pa., 1993), pp. 1695-1702.
- [6] B.M. Cetegen, T.A. Ahmed, *Experiments on the Periodic Instability of Buoyant Plumes and Pool Fires*, *Combustion and Flame*, **93**, 157-184 (1993).
- [7] O.A. Ezekoye, K.M. Martin, F. Bisetti, *Pulsed Flow Modulation of Soot Production in a Laminar Jet-Diffusion Flame*, in *Proceedings of 30th Symposium (International) on Combustion 2004*, (Combustion Institute, Pittsburgh, PA.) (to be published).

- [8] T.K. Kim, J. Park, H.D. Shin *Mixing mechanism near the nozzle exit in a tone excited non-premixed jet flame* Combustion Science and Technology, **89**(1-4), 83-100 (1993).
- [9] B.A. Strayer, D. Dunn-Rankin, F. Jabbari, *A comparison between frequency- and amplitude-modulated adaptive control of a non-premixed flame*, in Proceedings of 27th Symposium (International) on Combustion 1998, (Combustion Institute, Pittsburgh, Pa., 1999), pp. 1247-1254.
- [10] C.R. Shaddix, J.E. Harrington, K.C. Smyth, *Quantitative Measurements of Enhanced Soot Production in a Flickering Methane / Air Diffusion Flame*, Combustion and Flame, **99**, 723-732 (1994).
- [11] M. Saito, M. Sato, A. Nishimura, *Soot suppression by acoustic oscillated combustion*, Fuel, **77**(9/19), 973-978 (1998).
- [12] G. Papadopoulos, R.A. Bryant, W.M. Pitts *Flow characterization of flickering methane/air diffusion flames using particle image velocimetry*, Experiments in Fluids **33**, 472-481 (2002).
- [13] G. Mie *Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen* Annalen der Physik **25**, 377-445 (1908).
- [14] M. Kerker, *The Scattering of Light and Other Electromagnetic Radiation*, Academic Press, New York, 1969.
- [15] L. P. Bayvel und A. R. Jones, *Electromagnetic Scattering and its Applications*, Applied Science Publishers, London und New Jersey, 1981.
- [16] H. Bockhorn, F. Fetting, A. Heddrich, G. Wannemacher, *Study of the formation and growth of carbon-black particles in premixed hydrocarbon-oxygen low-pressure flames* Berichte der Bunsen-Gesellschaft, **91** (8), 819-25 (1987).
- [17] G. M. Hidy, *The theory of the coagulation of noninteracting particles in Brownian motion* J. Coll. Interf. Sci. **20**, 123-44 (1965).

- [18] G. D. Ulrich, *Theory of particle formation and growth in oxide synthesis flames* Combust. Sci. Tech. **4**, 47-57 (1971).
- [19] *Handbook of Chemistry and Physics*, CRC Press, Cleveland, S. 2266, 1962.
- [20] A. Eckbreth, *Effects of laser-modulated particulate incandescence on Raman scattering diagnostics* J. Appl. Phys. **48** (11), 4473-9 (1977).
- [21] C. Dasch, *Continuous-wave probe laser investigation of laser vaporization of small soot particles in a flame* Appl. Opt. **23**(13), 2209-15 (1984).
- [22] C. Dasch, *New soot diagnostics in flames based on laser vaporization of soot* in Proceedings of 20th Symposium (International) on Combustion 1984, (Combustion Institute, Pittsburgh, Pa., 1985) 1231-7.
- [23] L. Melton, *Soot diagnostics based on laser heating*. Appl. Opt. **23** (13), 2201-8 (1984).
- [24] T. Lehre, B. Jungfleisch, R. Suntz, H. Bockhorn, *Size distributions of nanoscaled particles and gas temperatures from time-resolved laser-induced-incandescence measurements*, Applied Optics **42**, 12, 2021-2030 (2003).
- [25] M. Hofmann, W. Bessler, C. Schulz, H. Jander, *Laser-induced incandescence for soot diagnostics at high pressures* Applied Optics **42**,12, 2052-2062 (2003).
- [26] S. Dankers, S. Schraml, S. Will, A. Leipertz, *Application of laser-induced incandescence for the determination of primary particle sizes of nanoparticles demonstrated using carbon blacks* Chemical Engineering & Technology **25**, 12, 1160-1164 (2002).
- [27] N. P. Tait und D. A. Greenhalgh, *PLIF imaging of fuel fraction in practical devices and LII imaging of soot* Ber. Bunsen-Ges. Phys. Chem. **97**, 1619-25 (1993).
- [28] B. Quay, T.-W. Lee, T. Ni, und R. J. Santoro, *Spatially resolved measurements of soot volume fraction using laser-induced incandescence* Combust. Flame **97**(3-4), 384-92 (1994).

- [29] R. L. Vander Wal und K. J. Weiland, *Laser-induced incandescence: Development and characterization towards a measurement of soot-volume fraction* Appl. Phys. B **59**(4), 445-52 (1994).
- [30] P.-E. Bengtsson und M. Aldén, *Soot-visualization strategies using laser techniques. Laser-induced fluorescence in C2 from laser-vaporized soot and laser-induced soot incandescence* Appl. Phys. B **60**(1), 51-9 (1995).
- [31] J. Appel, B. Jungfleisch, M. Marquardt, R. Suntz und H. Bockhorn, *Assessment of soot volume fractions from laser-induced incandescence by comparison with extinction measurements in laminar, premixed, flat flames* in Proceedings of 26th Symposium (International) on Combustion 1996, (Combustion Institute, Pittsburgh, Pa., 1996) 2387-95.
- [32] S. Will, S. Schraml und A. Leipertz, *Comprehensive two-dimensional soot diagnostics based on laser-induced incandescence (LII)* in Proceedings of 26th Symposium (International) on Combustion 1996, (Combustion Institute, Pittsburgh, Pa., 1996) 2277-84.
- [33] T.P. Jenkins, R.K. Hanson, *Soot Pyrometry by using MAE* Combust. Flame **126**, 1669-79 (2001).
- [34] S. C. Lee, C. L. Tien, *Optical constants of soot in hydrocarbon flames* in Proceedings of 18th Symposium (International) on Combustion 1980, (Combustion Institute, Pittsburgh, Pa., 1981) 1159-66.
- [35] H. N. Najm, P. H. Paul, C. J. Mueller, P. S. Wyckoff, *On the Adequacy of Certain Experimental Observables as Measurements of Flame Burning Rate* Combust. Flame, **113** 312-32 (1998).
- [36] J. Grebe, K. H. Homann, *Kinetics of the species hydroxyl($A^2\Sigma^+$), hydroxyl($X^2\Pi$) and methylidyne($X^2\Pi$) in the system acetylene/atomic oxygen/atomic hydrogen* Berichte der Bunsen-Gesellschaft **86** (7), 581-7 (1982).

- [37] M. R. Berman, J. W. Fleming, A. B. Harvey, M. C. Lin, *Temperature dependence of CH radical reactions with oxygen, nitric oxide, carbon monoxide, and carbon dioxide* in Proceedings of 19th Symposium (International) on Combustion 1982, (Combustion Institute, Pittsburgh, Pa., 1982) 73-80.
- [38] N. Peters, *Large activation energy asymptotics and turbulent combustion* Springer Series in Chemical Physics, **18**, 226-34 (1981).
- [39] H. Pitsch, N. Peters, *A consistent flamelet formulation for non-premixed combustion considering differential diffusion effects*. Combustion and Flame, **114** (1/2), 26-40 (1998).
- [40] C. R. Kaplan, G. Patnaik, K. Kailasanath, *Universal relationships in sooting methane-air diffusion flames* Combustion Science and Technology, **131**(1-6), 39-65 (1998).
- [41] N. H. Abel, *Auflösung einer Mechanischen Aufgabe* J. Reine Angew. Math. **1** 153-157 (1826).
- [42] C. J. Dasch, *One-dimensional tomography: a comparison of Abel, onion-peeling, and filtered backprojection methods* Applied Optics, **31** (8), 1146-52 (1992).
- [43] H. Geitlinger, T. Streibel, R. Suntz, H. Bockhorn, *Two-dimensional imaging of soot volume fractions, particle number densities and particle sizes in laminar and turbulent diffusion flames* in Proceedings of 27th Symposium (International) on Combustion 1998, (Combustion Institute, Pittsburgh, Pa., 1998) 1613.
- [44] H. Bockhorn, H. Geitlinger, B. Jungfleisch, T. Lehre, A. Schön, T. Streibel, R. Suntz, *Progress in characterization of soot formation by optical methods* Physical Chemistry Chemical Physics **4** (15), 3780-3793 (2002) .
- [45] D. Meschede, *Optik, Licht und Laser*, Teubner 1999.
- [46] A. Heddrich, *Dissertation*, Technische Hochschule Darmstadt, 1986.

- [47] G. Wannemacher, *Dissertation*, Technische Hochschule Darmstadt, 1983.
- [48] H. Bockhorn, F. Fetting, A. Heddrich, G. Wannemacher, *Investigation of the surface growth of soot in flat low pressure hydrocarbon oxygen flames* in Proceedings of 20th Symposium (International) on Combustion 1984, (Combustion Institute, Pittsburgh, Pa., 1982) 979-988.
- [49] R. J. Santoro, H. G. Semerjian, R. A. Dobbins, *Soot particle measurements in diffusion flames*, *Combustion and Flame* **51** 203-218 (1983).
- [50] Ö. L. Gülder, *Effects of oxygen on soot formation in methane, propane and n-butane Diffusion flames*, *combustion and flame* **101**, 302-310 (1995).
- [51] Ö. L. Gülder, *Soot formation in laminar diffusion flames at elevated temperatures*, *Combustion and Flame* **88** 74-82 (1992).
- [52] R. Puri, R. J. Santoro, K. C. Smyth, *The oxidation of soot and carbon monoxide in hydrocarbon diffusion flames*, *Combustion and Flame* **97** 125-144 (1994).
- [53] J. Zhang, C. M. Megaridis *Soot microstructure in steady and flickering laminar methane/air diffusion flames*, *Combustion and Flame* **112** 473-484 (1998).
- [54] I. Glassmann, *Combustion*, Academic Press, New York/London, 1996.
- [55] B. Gaertner, *Diplomarbeit*, Universität Karlsruhe (TH), 2001.
- [56] S. P. Burke, T. E. W. Schumann, *Diffusion flames*, *Journal of Industrial and Engineering Chemistry*, **20**, 998-1004 (1928).
- [57] M. Hettel, *Dissertation*, Universität Karlsruhe (TH), in Vorbereitung.
- [58] R. C. Reid, *The properties of gases and liquids*, 4. Auflage, McGraw-Hill, New-York 1987.
- [59] H. Bockhorn, J. Hentschel, D. Großschmidt, M. Hettel, Abschlussbericht Teilprojekt B1 des SFB606, 1. Bearbeitungsphase, Karlsruhe, 2004.

Verwendete Geräte

Gerät	Hersteller	Typ
Laser	Spectra-Physics	LAB-170
Pulsgeber	Princeton Instruments	DG-535
Kamera 1	Princeton Instruments	ICCD-576/RB
Kameracontroller zu Kamera 1	Princeton Instruments	FG-100
Hochspannungspulsgeber zu Kamera 1	Princeton Instruments	ST-130
Kamera 2	Princeton Instruments	ICCD-576/LDG-1
Kameracontroller zu Kamera 2	Princeton Instruments	PG-200
Hochspannungspulsgeber zu Kamera 2	Princeton Instruments	ST-138S
Oszilloskop 1	LeCroy	LT392
Oszilloskop 2	Tektronix	TDS-2024
CTA	Dantec	Streamline
Messdatenerfassungskarte	National Instruments	PCI-1200
Externe Steuerung der Anlage	National Instruments	Field Point Serie
Massendurchflussmesser	Bronkhorst	El-Flow Serie
Drauckaufnehmer	Bronkhorst	El-Flow-Serie
Abgasventil	flowserve / Kämmer	80137-I/P

Abbildungen

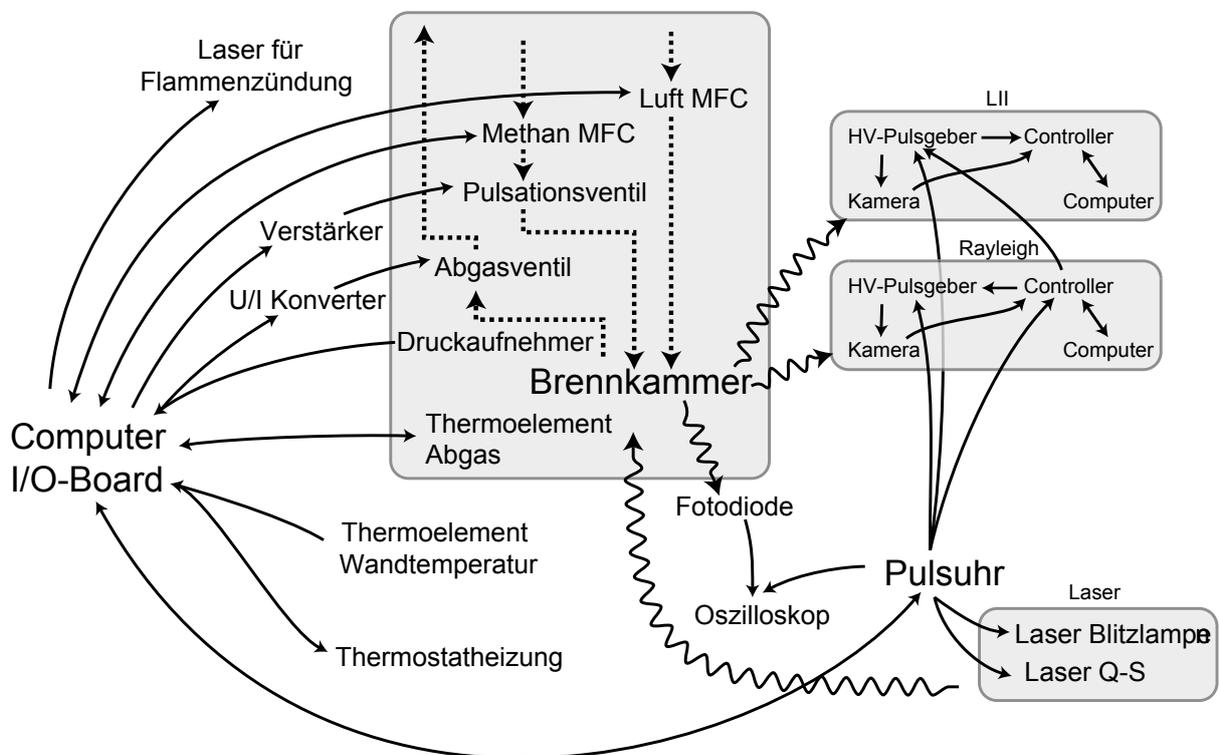


Abbildung 1: Stofffluss (· · ·), Informationsfluss (—) und Lichtausbreitung (~) im experimentellen Aufbau zwischen Steuerungscomputer, Brennkammer und Messsystem.

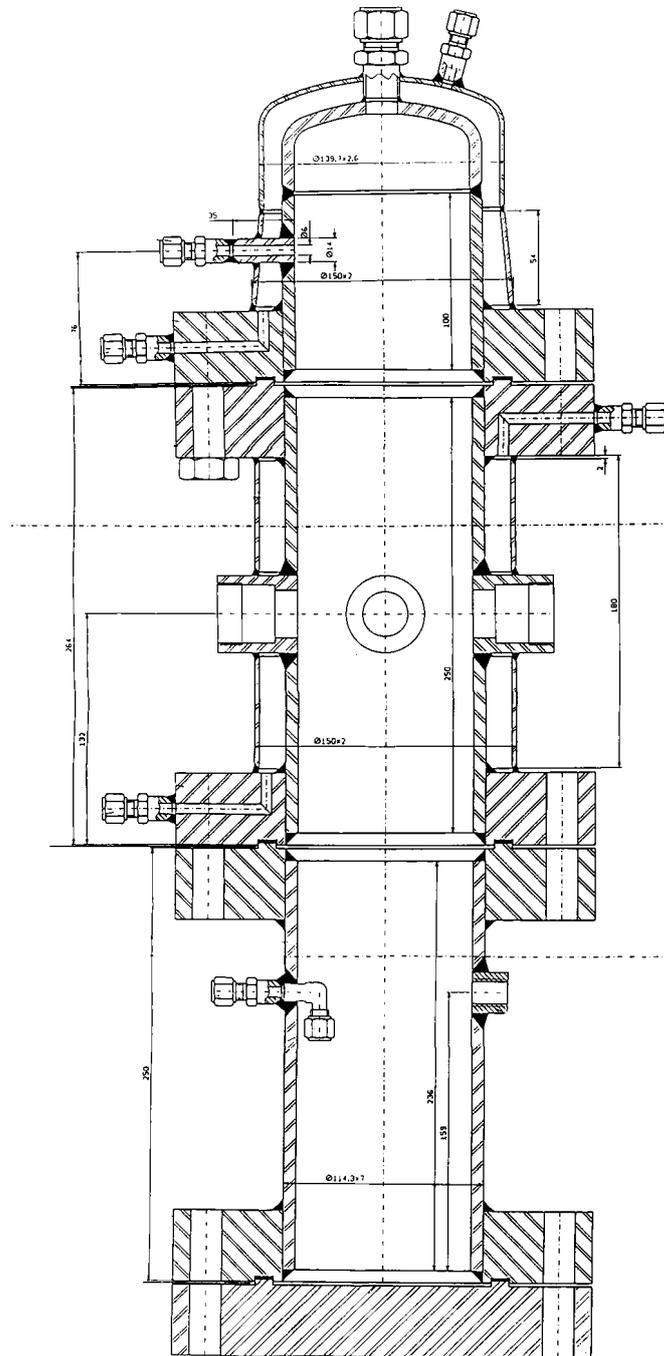


Abbildung 2: Maßzeichnung der Brennkammer

ISBN 3-86644-020-0

www.uvka.de