

Untersuchung von
Möglichkeiten und Grenzen optischer Meßtechniken
zur Temperaturbestimmung in Verbrennungsmotoren

Von dem Fachbereich Physik
der Universität Hannover
zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
Dr. rer. nat.

genehmigte Dissertation
von
Dipl.- Phys. Bernd Block
geboren am 26. Februar 1969 in Hamm/Westfalen

1997

Referent: Prof. Dr. W. Ertmer

Korreferent: Prof. Dr. E. Tiemann

Tag der Promotion: 21. 11. 1997

Zusammenfassung

Die Temperaturbestimmung in technischen Verbrennungen ist unabdingbare Voraussetzung für das Verständnis der dort ablaufenden physikalischen und chemischen Prozesse und damit für eine effiziente und weitreichende Optimierung des Verbrennungsvorganges hinsichtlich Schadstoffentstehung und Brennstoffausnutzung.

Daher werden optische Meßtechniken zur Temperaturbestimmung im Brennraum von Automotoren untersucht und weiterentwickelt. Der Einsatz an Otto- und Dieselmotoren erfordert die Messung von Temperaturen sowohl bei fetten, als auch bei mageren oder stöchiometrischen Verbrennungen. Darüber hinaus finden die Messungen im Brennraum unter erhöhten mechanischen und thermischen Belastungen, sowie unter hohem, aber schwankendem Druck und mit eingeschränkter optischer Zugänglichkeit zum Meßobjekt statt. Da im Brennraum eines Motors transiente Vorgänge beobachtet werden, sollen die betrachteten Temperaturmeß- und Auswerteverfahren schließlich zeitauflösend sein.

Ein Standardmeßverfahren für fette Verbrennungen ist die sogenannte Zwei-Farben-Methode, die auf einem heuristischen Ansatz für den spektralen Verlauf des Emissionsvermögens beruht. Außerdem wird eine konstante Rußkonzentration vorausgesetzt, die im Dieselmotor jedoch nicht vorhanden ist.

Daher wird im Rahmen dieser Arbeit, ausgehend von den vorhandenen Ansätzen für Temperaturmessungen, eine geeignetere leistungsfähigere Meßtechnik zur Temperaturbestimmung aus der im Dieselmotor vorhandenen Kontinuumsstrahlung entwickelt. Das neue Verfahren bedarf keiner willkürlichen Annahme bezüglich des spektralen Verlaufes des Emissionsvermögens der Wärmestrahler, vielmehr liefert es diesen Verlauf als Nebenergebnis. Weiterhin wird erstmalig durch das Verfahren selbst ein Qualitätskriterium für die Güte des Ergebnisses geliefert.

Das mittels einer optischen Sonde aus dem Motorbrennraum aufgenommene Licht wird durch einen Spektrographen spektral zerlegt und von einer Streak-Kamera zeitaufgelöst aufgenommen. Die Bewertung der numerischen Ableitungen der aufgenommenen Spektren ermöglicht eine Temperatúrauswertung ohne zusätzliche Annahmen über das Emissionsvermögen.

Im Falle der mageren bzw. stöchiometrischen Verbrennung wird gezeigt, daß die bisher schon erfolgreich eingesetzte laserinduzierte Rayleigh- bzw. Raman-Streuung zur Bestimmung von Gastemperaturen bei Abwesenheit von Flammen auch mit einem breitbandigen und nicht polarisierten UV-Laser durchgeführt werden kann.

Da die genannten Lasermeßtechniken zur Temperaturmessung im Dieselmotor wegen der Anwesenheit von Ruß nicht eingesetzt werden können, vervollständigt das neue pyrometrische Verfahren die Temperaturbestimmungsmethoden für Motoren, da es gerade die Anwesenheit von Ruß bzw. dessen thermische Strahlung ausnutzt.

"Indessen liegt mir [...] daran, Ihnen den eigentlichen Kernpunkt der ganzen Theorie möglichst übersichtlich darzulegen, und dies kann wohl am besten dadurch geschehen, dass ich Ihnen hier ein neues, ganz elementares Verfahren beschreibe, durch welches man, ohne von einer Spectralformel oder auch von irgend einer Theorie etwas zu wissen, mit Hülfe einer einzigen Naturconstanten die Verteilung einer gegebenen Energiemenge auf die einzelnen Farben des Normalspectrums, und dann mittels einer zweiten Naturconstanten auch die Temperatur dieser Energiestrahlung zahlenmässig berechnen kann."

Max Planck: "Zur Theorie des Gesetzes der Energieverteilung im Normalspectrum", Verhandlungen der DPG 2 (1900), Seite 238f

Schlagworte:

Temperaturbestimmung in Otto- und Diesel-Verbrennungsmotoren, thermische Strahlung, Rayleigh-Streuung, Raman-Streuung

Abstract

Determination of temperature in technical combustions is indispensable for the understanding of physical and chemical processes which occur there. Therefore determination of temperature is important also for an efficient far-reaching improvement in terms of pollutants and utilization of fuel.

Optical measuring techniques for the determination of temperature inside the combustion chamber of car engines are being examined and given further development. The application to SI and diesel engines requires measurements as well on rich as on lean or stoichiometric combustions. Measurements in the combustion chamber take place under hard mechanical and thermal loading and also under high but varying pressure with restricted optical access to the measurement object. As in the combustion chamber of an engine transient processes are being observed, the procedures for measuring temperatures and evaluation should be time-resolved.

A standard measuring procedure for rich combustions is the so-called two-colour-method which is based on a heuristic approach for the spectral course of the emissivity. Besides a constant concentration of soot is assumed which is not existing in diesel engines.

So in this paper - starting from available approaches of temperature measurements - a measuring technique for determination of temperature is developed which is more suitable and more efficient by measuring the existing continuum radiation inside the diesel engine. The new method does not need a random assumption referring to the spectral course of the emissivity of the thermal radiator, rather it delivers this course as a side-result. Furthermore by this process itself the first time a quality-criterion for the grade of the result is delivered.

The light taken in the combustion chamber by means of an optical probe is spectrally dispersed in a spectrograph and time-resolved taken by a streak-camera. The assessment of the numerical derivatives of the taken spectra makes possible a temperature evaluation without additional assumptions about the emissivity.

In case of a lean or stoichiometric combustion it is shown that laser-induced Rayleigh- or Raman-scattering - successfully employed up to now - can be performed for the determination of gas temperatures with absence of flames also with a broad-band and non-polarized UV laser.

As the mentioned laser measuring techniques for temperature measurement cannot be used in a diesel engine on account of the presence of soot, the new pyrometric procedure completes the methods of temperature determination for engines as it just makes use of the presence of soot or the thermal radiation of which.

Key-words: Temperature determination inside SI and diesel combustion engines, thermal radiation, Rayleigh-scattering, Raman-scattering

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung.....	i
Inhaltsverzeichnis	iii
1. Einleitung	2
2. Experimenteller Aufbau	10
2.1. Gesamtüberblick	10
2.1.1. Pyrometrische Experimente.....	10
2.1.2. Lasergestützte Experimente	12
2.2. Laser	14
2.3. Sonden	14
2.4. Lichtleiter	15
2.5. Optische Filter	16
2.6. Spektrograph	16
2.7. Kameras	17
2.8. Datenerfassung und Kalibrierungen.....	19
2.8.1. Wellenlänge	19
2.8.2. Zeit.....	20
2.8.3. Intensität.....	20
2.9. Brennverfahren und Meßobjekte	21
2.10. Zusatzinformationen am Motorprüfstand.....	23
3. Theorie und Auswerteverfahren	24
3.1. Lasergestützte Auswerteverfahren	24
3.1.1. Grundsätzliches.....	24
3.1.2. Absorptionsspektroskopie.....	24
3.1.3. Rayleigh-Streuung	25
3.1.4. Laserinduzierte Fluoreszenz.....	27
3.1.5. Raman-Streuung	30
3.1.5.1. Spontane Raman-Streuung.....	30
3.1.5.2. Stokes/Anti-Stokes-Verhältnis	34
3.1.5.3. Induzierte Raman-Streuung.....	36
3.2. Pyrometrische Auswerteverfahren.....	37

3.2.1. Grundsätzliches.....	37
3.2.2. Zwei-Farben-Methode	39
3.2.3. Fünf-Farben-Methode	42
3.2.4. Inverse Fünf-Farben-Methode	45
3.2.5. Fit an die Planckkurve.....	47
3.2.5.1. Direkter Fit an die Meßwerte	47
3.2.5.2. Indirekter Fit an die Meßwerte	49
3.2.6. Reihenentwicklung.....	52
3.2.7. Emissions-Absorptions-Methode.....	57
3.2.8. Temperaturbestimmung aus Linienverbreiterung	58
4. Meßergebnisse.....	60
4.1. Pyrometrische Ergebnisse	60
4.2. Lasergestützte Ergebnisse.....	69
5. Bewertung und Ausblick.....	74
Anhang.....	78
Anhang 1: Näherung für das Emissionsvermögen des Rußes	78
Anhang 2: Koeffizienten des Reihenansatzes für das Emissionsvermögen	79
Literaturverzeichnis	84
Danksagung.....	92

1. Einleitung

Der Mobilitätsbedarf des Menschen hat sich seit Beginn der Industrialisierung erheblich vergrößert und wächst weiterhin. Zusammen mit der steigenden Anzahl von Menschen auf der Erde bedeutet das einen jährlich stark ansteigenden Energiebedarf. Der überwiegende Teil von Verkehrsmitteln nutzt zum Antrieb Motoren, die Kohlenwasserstoffe verbrennen. Eine Trendwende ist in näherer Zukunft nicht zu erwarten [1, 2]. Da die Verbrennung von Kohlenwasserstoffen nicht schadstofffrei arbeitet, erzeugt sich der Mensch durch sein steigendes Mobilitätsbedürfnis eine Reihe von direkten und indirekten Problemen. Der Kraftstoff wird mit dem Sauerstoff der Luft hauptsächlich zu Kohlendioxid und Wasserdampf umgesetzt. In geringen Mengen entstehen jedoch auch Kohlenmonoxid, Stickoxide, Kohlenwasserstoffe und Schwefelverbindungen [3, 4]. Bei einzelnen dieser Stoffe kann eine kanzerogene Wirkung auf den Menschen nicht ausgeschlossen werden. Synergetische Wirkungen bzw. Wechselwirkungen von mehreren Schadstoffen mit dem menschlichen Organismus sind noch weithin unerforscht. Die Auswirkung aller Emissionen von Kohlendioxid, aber auch Kohlenmonoxid und Wasserdampf auf das Klima der Erde und auf die Erdatmosphäre ist ebenfalls noch nicht bekannt, es werden allerdings Effekte wie z. B. eine globale Erwärmung ("Treibhauseffekt") befürchtet [5].

Die Reduzierung vorrangig solcher Schadstoffe im Abgas, die die Gesundheit des Menschen direkt bedrohen könnten, ist daher dringend geboten. Bei der Verbesserung von Automotoren war man zunächst auf "trial-and-error"-Methoden angewiesen. Um zu weiteren Optimierungen zu gelangen, ist jedoch das detaillierte Verständnis der im Motorbrennraum ablaufenden chemischen und physikalischen Prozesse notwendig: Strömungsverhältnisse, Kraftstoffkonzentrationen, Temperatur von Zylinderwänden und angesaugtem Gemisch, Druck und Temperatur im Brennraum, gegebenenfalls Rußbildung und Rußgrößenverteilung, Konzentration der Schadstoffe, aber auch der Verbrennungsprodukte Kohlendioxid und Wasserdampf, Abgastemperatur und freigesetzte Energie. Diese Größen, sowie ihr zeitlicher Verlauf gehören zu einer vollständigen Kenntnis der Verbrennung, sie sind einfachen Meßtechniken aber erst teilweise zugänglich.

Auch die numerischen Simulationen der Prozesse im Brennraum profitieren von Meßergebnissen, da Resultate der Berechnungen überprüft werden können und da Messungen die dringend benötigten Kenntnisse physikalischer Randbedingungen und Parameter liefern.

Im Rahmen dieser Arbeit wird ein indirekter Beitrag zur Lösung der Schadstoffproblematik geliefert, indem für Pkw-Otto- und -Dieselmotoren Meßverfahren der Temperaturen im Brennraum untersucht, verbessert und entwickelt werden.

Besondere Bedeutung der Temperatur bei technischen Verbrennungen

1. Da ein Verbrennungsmotor näherungsweise eine reversibel arbeitende Wärmekraftmaschine darstellt, sollte die Temperaturdifferenz vor und nach der Verbrennung hinsichtlich des thermodynamischen Wirkungsgrades möglichst groß sein. Neben der

Kühlung des Motors bestimmt daher die Verbrennungstemperatur den erreichten Wirkungsgrad.

2. Die Temperatur hat Einfluß auf die Geschwindigkeit des Ablaufes vieler chemischer Reaktionen bei der Kohlenwasserstoffverbrennung, da durch die entsprechende Wärmeenergie häufig ein abstoßendes Potential zwischen den Reaktionspartnern überwunden wird. Die Reaktionskinetik hängt damit wesentlich vom Temperaturverlauf ab.
3. Die Temperatur beeinflusst maßgeblich die Entstehung verschiedener Schadstoffe. So entstehen z. B. thermische Stickoxide in größerem Umfang erst, wenn ein Temperaturniveau von etwa 2000 K für eine hinreichende Dauer und damit genügend Energie für das Aufbrechen der Bindung der N₂-Moleküle der Luft vorhanden ist [6-10]. Die so entstehenden Stickstoff-Radikale bilden dann verschiedene Verbindungen mit Sauerstoff, die hier ohne genauere Unterscheidung "Stickoxide" (NO) genannt werden.
4. Bei fetten Verbrennungen entsteht Ruß, der noch während der Verbrennung weitgehend "nachoxidieren" kann, solange eine hinreichend hohe Temperatur herrscht, die die entsprechenden chemischen Reaktionen ermöglicht [11].
5. Die Temperatur im Brennraum ist eine regelbare Größe. Eine besonders einfache Regelungsmöglichkeit ist z. B. die Abgasrückführung (AGR) [12, 13]. Dabei wird ein Teil des Abgases entnommen und der anzusaugenden Frischluft wieder zugeführt. Dies senkt die Verbrennungstemperatur im Brennraum aus zwei Gründen. Erstens wird der Sauerstoffgehalt im Brennraum abgesenkt und damit die Verbrennung verschlechtert, zweitens befindet sich nun ein größerer Anteil Inertgas im Brennraum, der aufgeheizt werden muß und damit der Verbrennung Energie in Form von Wärme entzieht.

Bedeutung des Temperaturbegriffs bei Verbrennungen

In einem gasförmigen Medium wird eine Temperatur definiert als dessen Energieinhalt, der im Falle eines idealen Gases aus der kinetischen Energie der Gasmoleküle besteht:

$$\frac{1}{2} m \overline{v^2} = \frac{f}{2} kT \quad (1)$$

Dabei bedeutet der Querstrich den Mittelwert, k die Boltzmannkonstante und f die Anzahl der Freiheitsgrade der entsprechenden Moleküle oder Atome; für ideale ist Gase $f = 3$.

Im Brennraum eines Motors liegt zu Beginn der Verbrennung ein Gasgemisch unter hohem Druck von einigen MPa vor. Zusätzlich herrscht in den meisten Fällen zu diesem Zeitpunkt eine stark turbulente Strömung vor. In einem beobachteten Raumvolumen können sich daher zu bestimmten Zeitpunkten entflammte und nicht entflammte Bereiche befinden. Temperaturen werden daher als räumlich gemittelt über die Beobachtungsapertur der eingesetzten Meßverfahren aufgefaßt.

Möglichkeiten zur Temperaturmessung in Flammen

Grundsätzlich läßt sich zur Temperaturmessung jeder physikalische Effekt ausnutzen, der in reproduzierbarer Weise von der Temperatur abhängt. Hinsichtlich der Motoranwendung mit Temperaturen der Größenordnung 1500 bis 2500 K sind Flüssigkeitsthermometer (z. B. Quecksilber-, oder Alkoholthermometer) und Festkörperthermometer (z. B. Bimetallthermometer, Thermoelement, Widerstandsthermometer) ungeeignet, weil sie mechanisch zu empfindlich sind und weil sie nicht schnell genug sind, um die bei Motoranwendungen relevante Sub-Mikrosekunden-Zeitauflösung zu liefern.

Optische Meßtechniken hingegen eignen sich besonders gut zur Temperaturmessung in Motorbrennräumen, weil die Wechselwirkung mit dem Meßobjekt gering ist, d. h. die direkte Störung der physikalischen und chemischen Prozesse durch den meßtechnischen Eingriff ist vernachlässigbar. Die Beschränkung auf Messungen in bestimmten Druck- oder Temperaturbereichen ist bei Einsatz optischer Meßtechniken geringer und die Messungen liefern zeitliche Temperaturverläufe. Damit können Temperaturschwankungen, bzw. der Einfluß von Motorbetriebsparametern auf den Temperaturverlauf detektiert werden. Insbesondere bei pyrometrischen Meßtechniken ist der Auswerteaufwand gering und der experimentelle Aufbau einfach, was eine unproblematische Anwendung auf Motorprüfständen ermöglicht. Im Fall pyrometrischer Meßtechniken ist nur ein einzelner optischer Zugang und damit eine nur äußerst geringe Modifikation des Meßobjektes nötig. Die Empfindlichkeiten der eingesetzten Sensoren, wie z. B. CCD-Kameras, sind sehr hoch. Weiterhin liefern optische Meßtechniken erhebliche Zusatzinformationen, arbeiten z. T. molekulspezifisch und können so z. B. aufgrund ihrer Aufnahmegeschwindigkeit kurzlebige Reaktionszwischenprodukte detektieren.

Nachteilig ist hingegen der teilweise hohe Justieraufwand und die Empfindlichkeit der Optik gegenüber thermischen Belastungen, Vibrationen und Verunreinigungen, wie sie auf Motorprüfständen auftreten können.

Bei Verbrennungen im Motor richtet sich die Wahl der geeigneten optischen Temperaturmeßmethode nach der Beschaffenheit der Flamme, die u. a. wiederum durch die Wahl des Kraftstoffes beeinflusst wird. Fette Verbrennungen haben ein auf die Stöchiometrie bezogenes Luft/Kraftstoff-Verhältnis (κ) von $\kappa < 1$, d. h. es gibt einen Kraftstoffüberschuß. Die Wärmestrahlung des in diesen Verbrennungen vorhandenen Rußes liefert für das menschliche Auge einen gelben bis orangen Farbeindruck. Ein Beispiel für eine solche Flamme ist die Dieselerverbrennung¹. Das Eigenleuchten von stöchiometrischen ($\kappa = 1$) oder mageren Verbrennungen ($\kappa > 1$) wird hingegen durch thermisch angeregte Molekülstrahlung bestimmt. Da sich viele starke Strahlungsbanden im UV und blauen Spektralbereich befinden, erzeugt eine solche Flamme beim Betrachter einen blauen Farbeindruck.

¹Über den gesamten Brennraum gemittelt ist die Dieselerverbrennung mager ($\kappa > 1$), jedoch treten wegen ungleichmäßiger Verteilung des Kraftstoffes im Brennraum lokal fette Breiche auf ($\kappa < 1$), was zur fetten Charakteristik der Dieselerverbrennung führt.

Ein im Ingenieurwesen gebräuchliches Verfahren zur Bestimmung der Brennraumtemperatur nutzt die Messung des Brennraumdruckes mittels eines Piezoelementes [14]. Aus dem bekannten Brennraumvolumen zu jedem Zeitpunkt der Kolbenbewegung, dem Zeitpunkt, der Dauer und der Masse der Kraftstoffeinspritzung und der daraus bei vollständiger chemischer Umsetzung freiwerdende Energiemenge läßt sich die Temperatur zu jedem Zeitpunkt nach den Gesetzen der Thermodynamik berechnen. Voraussetzungen sind die vollständige Kraftstoffumsetzung sowie eine Annahme über die Art der Flammenausbreitung, die für vorgemischte Verbrennungen häufig mit dem "Zwei-Zonen-Modell" getroffen wird, das von einer Zone mit Verbrennungsprodukten und einer anderen Zone mit noch unverbranntem Gemisch ausgeht, die durch die Flammenfront getrennt werden. Als weitere Zusatzinformation gehen schließlich die Wärmekapazitäten der Brennraumbegrenzungen ein, um die Temperaturveränderung durch Wärmeleitung berücksichtigen zu können. Durch dieses Verfahren wird die Temperaturbestimmung auf eine Druckmessung zurückgeführt.

Im folgenden befindet sich ein kurzer Überblick über weitere Temperaturmeßverfahren, die gegenwärtig bei technischen Verbrennungen eingesetzt werden.

Von großer Bedeutung bei Flammenuntersuchungen sind die Strahlungsthermometer (Pyrometer), da sie gerade bei hohen Temperaturen ihr bevorzugtes Einsatzgebiet haben. Im Falle fetter Verbrennungen, also auch im Dieselmotor, besteht die emittierte elektromagnetische Strahlung aus kontinuierlicher Wärmestrahlung von heißen Rußpartikeln. Bei pyrometrischen Messungen wird die Strahlung auf zumeist zwei üblicherweise im sichtbaren Spektralbereich gelegenen Wellenlängen gemessen und über die Plancksche Schwarzkörperstrahlungsformel, mit zusätzlichen Annahmen über das spektrale Emissionsvermögen des Rußes, eine Temperatur ausgewertet [15]. Am weitesten verbreitet ist die sogenannte Zwei-Farben-Methode. Sie weist wie alle anderen bisherigen pyrometrischen Verfahren das Problem auf, daß für das Emissionsvermögen des betrachteten Strahlers eine heuristische oder willkürliche Annahme gemacht werden muß. Im Dieselmotor unterliegt jedoch das Emissionsvermögen des Rußes bzw. die Rußkonzentration zum Teil erheblichen zeitlichen Schwankungen und kann daher nicht zu allen Zeitpunkten korrekt beschrieben werden.

Die kontinuierliche Wärmestrahlung im Motorbrennraum ist bei mageren oder stöchiometrischen Kohlenwasserstoffverbrennungen nicht zur Temperatúrauswertung geeignet, da hier in allen Spektralbereichen die molekülspezifische Bandenstrahlung wesentlich stärker ist. Allerdings kann die Bandenstrahlung zur Temperatúrauswertung herangezogen werden. So kann z. B. die Linienbreite eines Überganges gemessen werden und über die Dopplerverbreiterung auf die Temperatur zurückgeschlossen werden [16]. Dabei muß der Druck sehr genau bekannt sein, da bei Gasen unter hohen Drücken die Stoßverbreiterung in die Größenordnung der Dopplerverbreiterung gerät oder sie sogar deutlich übersteigt [16]. Alternativ kann die Besetzungsverteilung auf die Vibrations- bzw. Rotationsniveaus eines elektronischen Zustandes beobachtet werden und die Temperatur aus der entsprechenden

Verteilungsfunktion berechnet werden [17]. Dies ist jedoch auch bei sehr hoher spektroskopischer Präzision ein schwieriger Ansatz, da sich z. B. bei 2000 K im N_2 -Molekül rund 80 % der Gesamtbesetzung noch im Vibrationsgrundzustand befindet [18].

Neben den Messungen der Emission gibt es auch Möglichkeiten der Temperaturmessung durch die Absorption in Flammen. Die eingesetzte Lichtquelle muß dabei nicht zwangsläufig ein Laser sein, Blitzlampen oder andere intensive kontinuierliche Strahler können ebenfalls eingesetzt werden. Direkte Messungen über die Temperaturabhängigkeit der Absorption werden an kälteren Gasen durchgeführt, deren Eigenstrahlung schwach ist [19, 20].

Das für die pyrometrischen Verfahren benötigte Emissionsvermögen kann aus einer zusätzlichen Absorptionsmessung gewonnen werden. Dabei geht man vom Kirchhoffschen Strahlungsgesetz aus, welches besagt, daß Emissions- und Absorptionsvermögen gleich sind. Bei dieser Methode entfallen heuristische Annahmen für das Emissionsvermögen, jedoch bildet die zusätzliche Absorptionsmessung einen höheren experimentellen Aufwand und das Verfahren setzt mit der Gültigkeit des Kirchhoffschen Gesetzes thermodynamisches Gleichgewicht des Meßobjektes voraus.

Der Einsatz von Lasern als Hilfsmittel eröffnet weitere Temperaturmeßstrategien. So kann man in einem tomographischen Verfahren an stationären Objekten die Temperatur über die Ablenkung von Laserstrahlen an Brechungsindexgradienten messen [21]. Durch Messung in verschiedenen Durchstrahlungsrichtungen läßt sich das zweidimensionale Temperaturfeld tomographisch rekonstruieren.

Die Messung der Rayleigh-Streuung der Laserstrahlung liefert eine Information über die räumliche Dichte der Streuteilchen. Daraus kann unter der Annahme des idealen Gasgesetzes die Temperatur abgeleitet werden [18, 22]. Diese Annahme, die auch bei einigen der folgenden Meßtechniken gemacht wird, muß insbesondere unter Motorbedingungen genau überprüft werden. Ist sie gerechtfertigt, liegt mit der Rayleigh-Streuung eine experimentell einfache Temperaturmeßmethode vor, die auch bei zweidimensionalen Messungen einen nur geringen Auswerteaufwand erzeugt [22]. Hier bietet sich wie bei vielen Lasermeßtechniken der Einsatz von UV-Lasern an, da der Wirkungsquerschnitt für Rayleigh-Streuung von der reziproken vierten Potenz der Laserwellenlänge abhängt.

Neben der Eigenemission kann auch die mit Hilfe von Lasern angeregte Emission beobachtet werden. Gemessen wird mittels der laserinduzierten Fluoreszenz (LIF) die Besetzung von zwei oder mehr Energiezuständen einer Spezies, um daraus die Temperatur auszuwerten. Ist der benutzte Laser schmalbandig durchstimmbar und das Meßobjekt stationär, so kann der Laser nacheinander die verschiedenen Übergänge anregen [18]. Fehlerursachen sind Quenching und andere Energietransferprozesse, die die angeregten Zustände depopularisieren. Benutzt man einen der Flamme bzw. Strömung zugesetzten Tracer für die Messung, muß sich dieser im thermodynamischen Gleichgewicht mit seiner Umgebung befinden, um eine Temperaturmessung der Flamme zu ermöglichen.

Die Beobachtung der Raman-Streuung wird durch den Lasereinsatz ermöglicht und eröffnet damit ein weiteres Gebiet von Temperaturmeßtechniken. So kann neben der direkten Temperaturmessung aus der spontanen Raman-Streuung (SRS) die Temperatur aus dem Intensitätsverhältnis von Stokes- zu Anti-Stokes-Raman-Streuung bestimmt werden. Generelles Problem bei Raman-Messungen ist die geringe Intensität des Meßsignals. Dennoch bilden CARS (coherent anti-Stokes Raman Spectroscopy) und verwandte Mehrphotonenprozesse sehr präzise Thermometer. Zu CARS gibt es eine Reihe von Grundsatzuntersuchungen und Anwendungen, z. B. [18, 23-26]. Hinsichtlich der Motoranwendungen liefert CARS bei verhältnismäßig hohem experimentellem Aufwand nur eine Temperatur zu einem Zeitpunkt in einem kleinen Meßvolumen, anders als bei ein- oder zweidimensional ortsauflösenden Verfahren. Weiterhin bildet im Motor der zeitliche Temperaturverlauf möglichst im gesamten Brennraum eine relevante Zielgröße.

Kombination mit anderen Meßtechniken

Erst zusätzliche Messungen von Einspritzung, Strömungsfeld, Kraftstoffverteilungen, Spezieskonzentrationen, gegebenenfalls Rußkonzentrationen, und weiteren Parametern liefern ein umfassendes Bild von der Verbrennung. Tabelle 1 bietet eine Übersicht, mit welchen optischen Meßtechniken bestimmte Parameter bei der Untersuchung von technischen Verbrennungen gewonnen werden können. Beispielhaft sind zu den Meßtechniken Literaturzitate aufgeführt. Ein Überblick über den kombinativen Einsatz optischer Meßtechniken findet sich in [27-31], die jüngsten Entwicklungen von Lasermeßtechniken in der Automobilindustrie werden in [32] zusammengefaßt.

Viele der aufgeführten Meßtechniken zielen nicht auf die Quantifizierbarkeit der entsprechenden Zielgröße ab, sondern häufig ist die bildhafte Darstellung gefordert, z. B. von der zeitlichen und örtlichen Entwicklung eines Einspritzvorganges. Die anschauliche Illustration der Vorgänge im Brennraum war der erste Schritt zum Verständnis der motorinternen Prozesse. Die Quantifizierung der Meßergebnisse hinsichtlich der Temperatur ist ein weiterer Schritt, der hier verfolgt wird.

Tabelle 1: Optische Meßtechniken am Verbrennungsmotor und ihre Zielgrößen

Meßtechnik	Literatur- beispiel	Zielgrößen
Laserinduzierte Mie-Streuung	[33]	Rußverteilung, Visualisierung von Kraftstofftröpfchen
Laserinduzierte Rayleigh-Streuung	[22, 34]	Temperatur
Laserinduzierte Fluoreszenz (LIF)	[33, 34]	Kraftstoffverteilung, Verteilung von NO, OH und weiteren Spezies
Spontane Raman-Streuung (SRS)	[34, 35]	Luft/Kraftstoff-Verhältnis (ϕ), Restgasgehalt ² , Temperatur
Laserinduzierte Inkandeszenz (LII)	[36]	Rußverteilung
Laserextinktion	[37]	Rußkonzentration
Particle-Image-Velocimetry (PIV)/ Particle-Tracking- Velocimetry (PTV)	[38]	Strömungsfeld
Laser-Doppler-Velocimetry (LDV)	[39]	Strömungsfeld, Tröpfchen- geschwindigkeit beim Einspritzstrahl
Laser-Doppler-Anemometrie (LDA)	[39]	Strömungsfeld
Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA)	[40]	Tröpfchengröße
Emissionsspektroskopie	[41-43]	Spezieskonzentrationen, Temperatur
Absorptionsspektroskopie	[44]	Spezieskonzentrationen, Temperatur
Computertomographie	[45, 46]	Flammenausbreitung
Laser-Schatten-Verfahren	[39]	Flammenausbreitung, Sichtbarmachung des Einspritzstrahls
Laser-Schlieren-Verfahren	[47]	Flammenausbreitung
Holographische Interferometrie	[47]	Flammenfrontposition
Hochgeschwindigkeitsfilm/-video	[13, 48]	Sichtbarmachung von Einspritzung, Flammenausbreitung, Rußverteilung

²Am Ende eines Ausschubtaktes nicht vollständig aus dem Zylinder entwichene Gase, die am darauffolgenden Verbrennungszyklus teilnehmen, werden "Restgas" genannt.

Themenübersicht

Es werden Meßverfahren zur Temperaturbestimmung in Motorbrennräumen untersucht und entwickelt. Die experimentelle sowie theoretische Strategie ist dabei zweigeteilt in pyrometrische und lasergestützte Verfahren. In beiden Fällen werden spezielle experimentelle Anordnungen eingesetzt.

Bei pyrometrischen Messungen wurde bisher nur auf wenigen diskreten Wellenlängen gemessen, hier hingegen wird ein Spektrum im sichtbaren Spektralbereich aufgenommen, um eine sehr viel größere Datenbasis für die Temperatúrauswertung bereitzustellen. Der entsprechende Aufbau wird im folgenden Kapitel 2.1.1. näher beschrieben.

Die Lasermeßtechniken unterscheiden sich durch vorangegangene Messungen durch die Wahl des Lasers, der hier breitbandig und unpolarisiert gewählt wurde, um zu zeigen, daß mit einem in dieser Weise vereinfachten experimentellen Aufbau ebenfalls Gastemperaturen bestimmt werden können. Der prinzipielle Aufbau der Lasermeßtechniken wird in Kapitel 2.1.2. behandelt. Darauf folgt eine Beschreibung aller wesentlichen experimentellen Komponenten im einzelnen.

Im anschließenden Kapitel 3 über Theorie und Auswerteverfahren werden zunächst für die Lasermeßtechniken die Temperatúrauswertungsmöglichkeiten aus Absorptionsspektroskopie, Rayleigh- und Raman-Streuung sowie Fluoreszenz erörtert (Kap. 3.1.).

Für die pyrometrischen Auswerteverfahren werden die bisher benutzten Methoden mit ihren Einschränkungen erläutert (Kap. 3.2.). Schließlich wird daraus eine leistungsfähigere, an Motoren einsetzbare Auswertestrategie entwickelt.

Zum Abschluß von Kapitel 3.2. werden zwei weitere pyrometrische Meßverfahren kurz diskutiert, die auf anderen physikalischen Effekten beruhen (Kap. 3.2.7. und 3.2.8.).

Kapitel 4 zeigt schließlich erzielte Meßergebnisse von verschiedenen Meßobjekten. Pyrometrisch werden unter Laborbedingungen eine herkömmliche Kerze sowie ein Butangasbrenner untersucht, am Motor werden Messungen von einem Turbodiesel Direkteinspritzer (TDI®), einem Saug-Ottomotor, sowie direkteinspritzenden Ottomotoren gezeigt (Kap. 4.1.).

Für die Lasermeßmethoden stellt der auf mageren Betrieb eingestellte Butangasbrenner ebenfalls ein Meßobjekt unter Laborbedingungen dar. Weiterhin werden hier Messungen an der heißen Luft eines Industrieföns, sowie unter Prüfstandsbedingungen Temperaturmessungen während der Kompressionsphase eines Ottomotors gezeigt (Kap. 4.2.).

Eine Bewertung der Ergebnisse und ein Ausblick auf künftige Entwicklungen (Kap. 5) bilden den Abschluß.

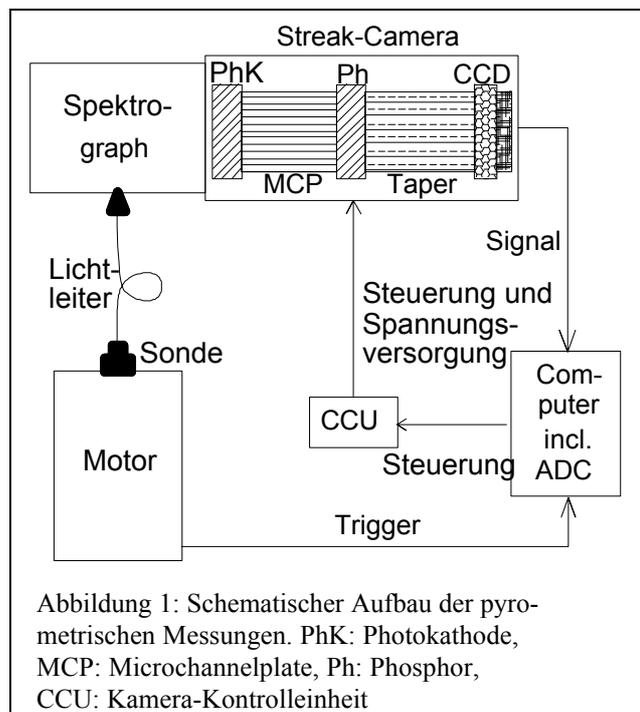
2. Experimenteller Aufbau

2.1. Gesamtüberblick

Aus der dieser Arbeit zugrundegelegten Aufgabenstellung der Messung von Temperaturen in Motorbrennräumen ergibt sich eine Reihe von Aufbauvarianten. Grundsätzlich werden als Detektoren bildverstärkende CCD-Kameras verwendet. Einer Übersicht über den grundlegenden Aufbau für die pyrometrischen und laserbasierenden Meßtechniken mit ihren Varianten folgt eine genauere Beschreibung der verwendeten Einzelkomponenten. Zum Abschluß von Kapitel zwei werden die Meßobjekte beschrieben, an denen Temperaturmessungen durchgeführt wurden und speziell für die Motoren die verschiedenen Brennverfahren betrachtet.

2.1.1. Pyrometrische Experimente

Bisherige pyrometrische Meßverfahren, die an Motoren mit dem Ziel der Temperaturbestimmung eingesetzt wurden [15, 88-90], detektieren das Eigenleuchten der Verbrennung auf wenigen - meist zwei - diskreten Wellenlängenzustellen im sichtbaren Spektralbereich. Im Rahmen dieser Arbeit wird der Ansatz verfolgt, durch Aufnahme eines Spektrums eine viel größere Datenbasis zur Temperaturauswertung bereitzustellen. Abbildung 1 zeigt anhand eines Blockdiagramms das Schema der pyrometrischen Meßtechniken [41] mit einem Motor als Meßobjekt. Das von der Sonde aufgenommene Licht wird über einen Lichtleiter zur



Detektionseinheit geführt, die aus Gitterspektrograph und CCD-Kamera besteht. Die auf dem CCD-Chip gesammelten elektrischen Ladungen werden ausgelesen und digitalisiert, die digitalen Bildinformationen werden in einem Computer gespeichert und weiterverarbeitet. Gleichzeitig steuert der Computer die Kamera über ihre Steuereinheit an und synchronisiert sie auf Triggerpulse, die er gegebenenfalls vom Meßobjekt empfängt. Im Falle von Motormessungen wird so der gewünschte Aufnahmezeitpunkt erreicht. Die erforderliche Zeitauflösung wird bei diesen Experimenten durch den Streak-Modus der CCD-Kamera realisiert.

Wird hingegen ein stationäres Objekt wie z. B. ein Brenner untersucht, so entfällt mit der Zeitauflösung auch die Triggerung. Die in Abbildung 1 angedeutete Sonde kann unter Laborbedingungen ebenfalls entfallen.

Die spektrale Empfindlichkeit des Detektionssystems wird im wesentlichen bestimmt durch die Eingangsphtokathode in der CCD-Kamera und weist ihr Maximum im sichtbaren Bereich auf, reicht aber vom UV bis zum roten Ende des sichtbaren Spektrums. Hier befinden sich besonders viele Energieübergänge der Moleküle bzw. Radikale, die an einer Kohlenwasserstoffverbrennung beteiligt sind. Dieser Spektralbereich liegt bei Wärmestrahlung von z. B. 2000 K im Gültigkeitsbereich der Wienschen Näherung. Aus dem Wienschen Verschiebungsgesetz erhält man in diesem Fall ein Strahlungsmaximum bei rund $2.5 \mu\text{m}$. Man beobachtet im sichtbaren Spektralbereich also exponentiell mit der Wellenlänge ansteigende Intensitäten, die zur Temperatúrauswertung besonders geeignet sind. Im IR hingegen fällt die kontinuierliche Wärmestrahlung des Rußes im Dieselmotor so stark ab, daß sie von Radikalstrahlung überlagert wird [49].

Das Foto in Abbildung 2 illustriert den besonderen Vorteil des Meßsystems, seine Kompaktheit und damit die einfache Transportierbarkeit. Oben in der rechten Bildhälfte ist die Kamera mit einem 1/8 m Spektrographen abgebildet, darunter befindet sich die Steuereinheit, die ihrerseits vom Rechner aus bedient wird. Nach rechts tritt aus dem Spektrographen der Lichtleiter aus, an dessen anderem Ende sich die Sonde befindet.

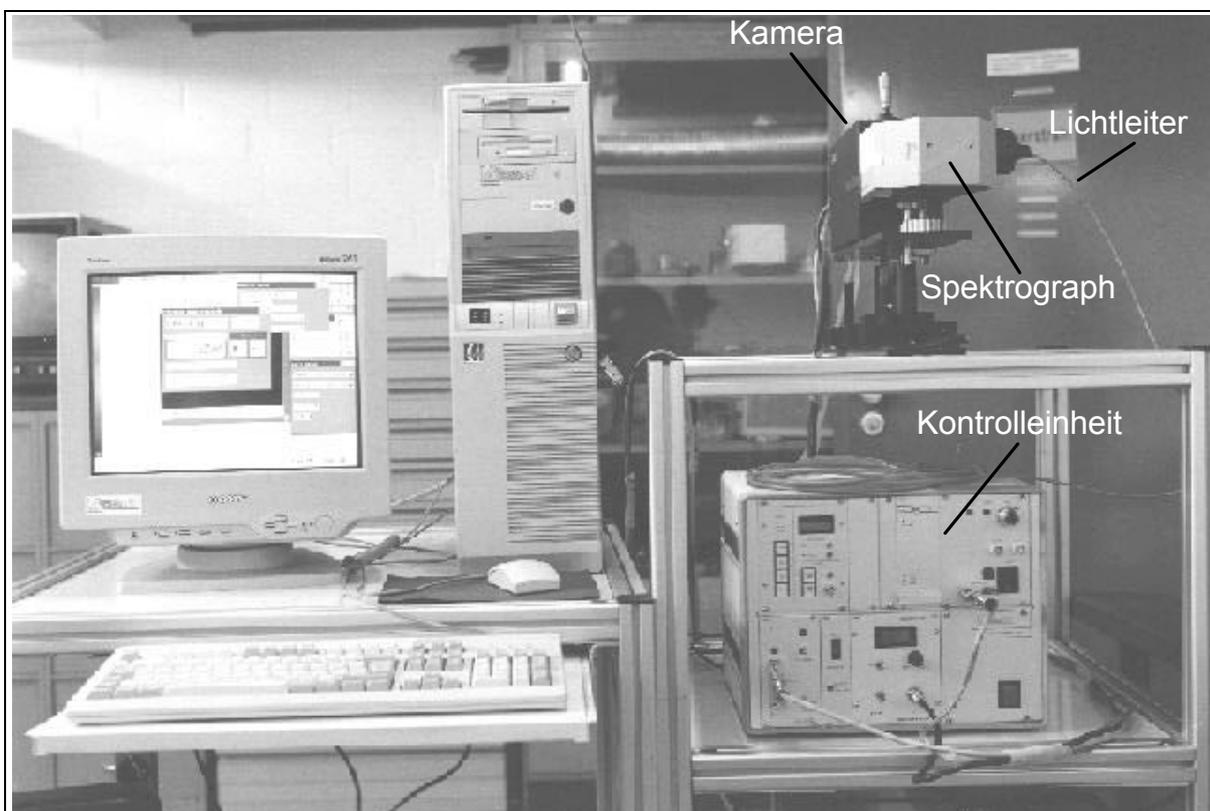


Abbildung 2: Foto des Streak-Star-Meßsystems

2.1.2. Lasergestützte Experimente

Im Falle der Lasermeßtechniken werden für Laser- und Detektionsstrahlengang mehr optische Zugänge zum Meßobjekt benötigt, was einen größeren experimentellen Aufwand als bei den pyrometrischen Meßverfahren erzeugt. Es wird als Lichtquelle eine KrF-Excimerlaser bei 248 nm benutzt, da viele der beobachteten physikalischen Effekte im UV-Spektralbereich hohe Wirkungsquerschnitte haben; so hängt z. B. der Rayleighstreuquerschnitt von der vierten Potenz der Lichtwellenlänge ab. In der Prinzipskizze in Abbildung 3 wird als Meßobjekt der Zylinder eines Motors angedeutet, der für Ein- und Austritt des Laserstrahls entsprechende optische Zugänge aufweisen muß. Je nach zu realisierender Variante wird der Laserstrahl vor Eintritt in den Brennpunkt geeignet optisch umgeformt. Für zweidimensionale Aufnahmen von Rayleigh-Streuung oder LIF wird der Strahl mit einem Teleskop aus zwei Zylinderlinsen zu einem Lichtschnitt von etwa 2 mm Dicke und

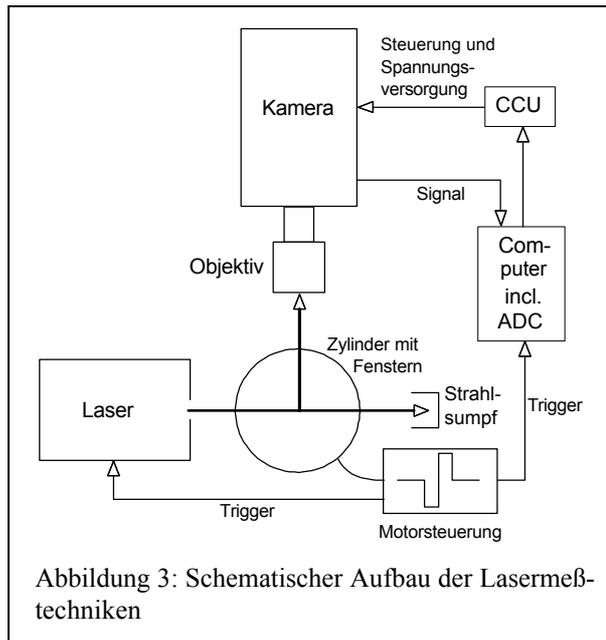


Abbildung 3: Schematischer Aufbau der Lasermeßtechniken

und Austritt des Laserstrahls entsprechende optische Zugänge aufweisen muß. Je nach zu realisierender Variante wird der Laserstrahl vor Eintritt in den Brennpunkt geeignet optisch umgeformt. Für zweidimensionale Aufnahmen von Rayleigh-Streuung oder LIF wird der Strahl mit einem Teleskop aus zwei Zylinderlinsen zu einem Lichtschnitt von etwa 2 mm Dicke und

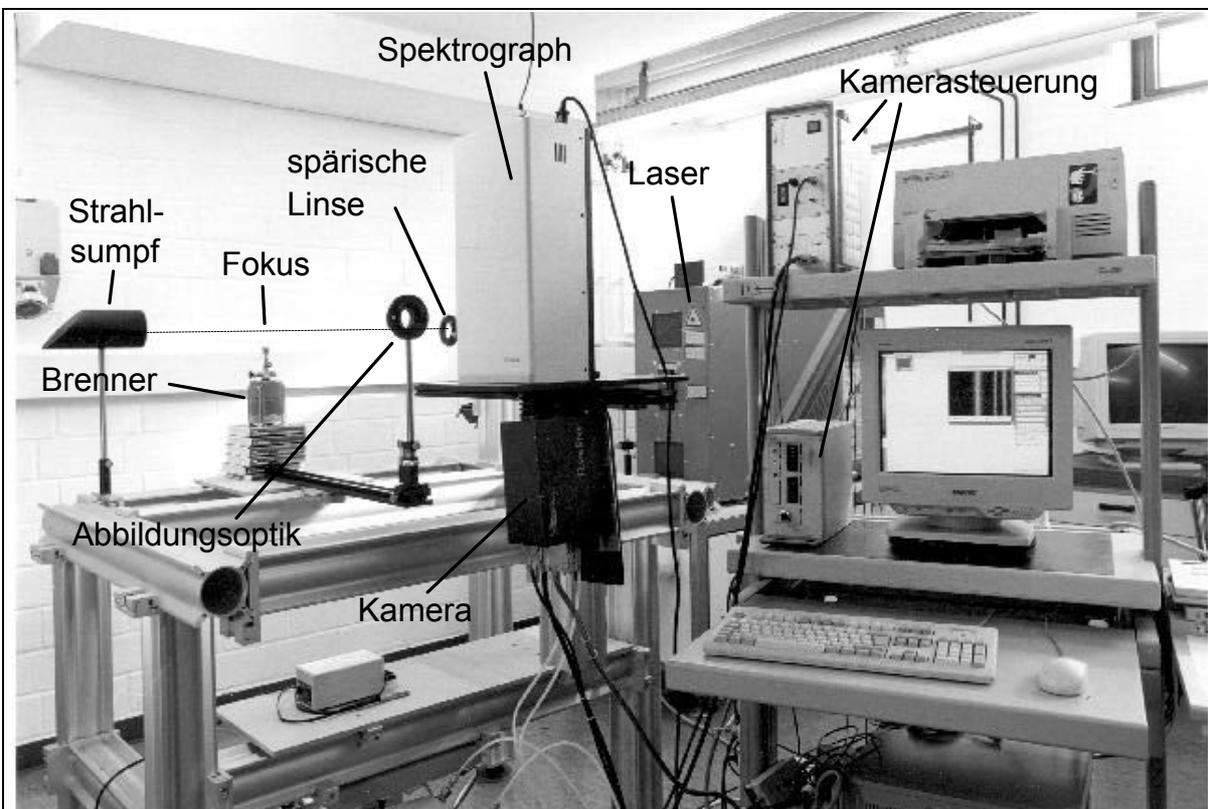


Abbildung 4: Foto des Lasermeßsystems unter Laborbedingungen

20 mm Höhe geformt. Die Unterscheidung zwischen LIF und Rayleigh-Streuung geschieht durch ein entsprechendes Filter im Detektionsstrahlengang vor der Kamera. Für eindimensionale Messungen von Rayleigh- oder Raman-Streuung wird der Lichtschnitt durch eine sphärische Linse zu einem Linienfokus umgeformt. Um eine geringe Strahldivergenz zu erreichen, wird eine große Brennweite von üblicherweise 1000 mm verwendet. Der Fokus befindet sich im Meßobjekt und wird auf den Eintrittsspalt eines in diesem Fall zusätzlich vor die Kamera montierten Spektrographen abgebildet.

Alle Varianten werden unverändert auch unter Laborbedingungen zu Messungen an einem Brenner oder einem Industriefön eingesetzt. Abbildung 4 zeigt ein Foto des Aufbaus für eine Messung am Brenner. Hier befindet sich der Laser zentral im Hintergrund, der Strahl wird durch eine sphärische Linse zu einem linienartigen Fokus über dem Brenner umgewandelt. Das Streulicht wird von einem 1/4 m Spektrographen und der darunter befindlicher Kamera aufgenommen.

Bei Motormessungen muß neben der Kamera auch der Laser auf das zu beobachtende Ereignis im Meßobjekt getriggert werden. Die Zeitauflösung der Aufnahmen ist hier durch die Wiederholrate des verwendeten Excimerpuls lasers bestimmt. Abbildung 5 zeigt ein Foto des Excimer-Lasersystems am Motorprüfstand. Der Laser befindet sich oben rechts im Bild, der Strahl wird nach einer Höhenanpassung rechtwinklig zum Motor umgelenkt. Oben links im Bild befindet sich der Motor, aus dem das aus der Sicht des Laserstrahls nach links austretende

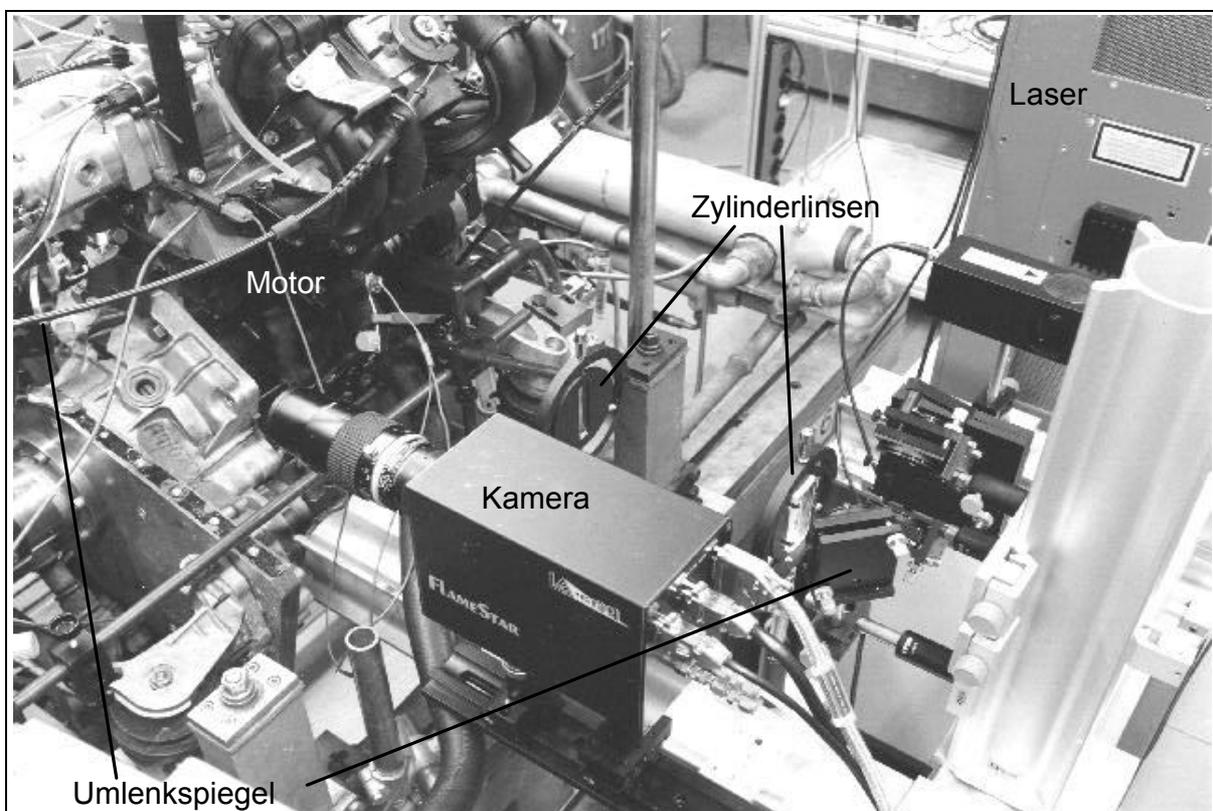


Abbildung 5: Foto der Lasermeßtechnik am Motorprüfstand

Streulicht von dem Spiegel am linken Bildrand zur Kamera umgelenkt wird.

Die Unterscheidung zwischen Rayleigh-Streuung, Raman-Streuung oder LIF bei den in Abbildung 3 bis 5 gezeigten Aufbauten geschieht durch die Wahl eines geeigneten optischen Filters im Beobachtungsstrahlengang. Bei allen zweidimensionalen Meßtechniken wird der Laserstrahl zu einem dünnen Lichtschnitt geformt und durch geeignete Filter im Detektionsstrahlengang selektiert. Werden hingegen eindimensionale Messungen durchgeführt, muß wie bei den pyrometrischen Messungen ein Spektrograph vor die Kamera montiert werden, und der Laserstrahl wird zu einem Linienfokus gebündelt. Im folgenden werden zunächst die genannten Bestandteile der experimentellen Aufbauten im einzelnen beschrieben.

2.2. Laser

Für die Lasermeßtechniken steht ein UV-Excimerpuls laser zur Verfügung³. Als Gasfüllung wird Kryptonfluorid (KrF) benutzt, die Laserwellenlänge⁴ beträgt 248 nm. Die Gasversorgung ist komplett unter dem Lasertisch untergebracht, damit die gesamte Lasereinheit transportabel und auf einem Motorprüfstand einsetzbar ist. Der Wechsel auf andere Gasfüllungen zur Darstellung anderer Laserwellenlänge ist einfach realisierbar.

Der Laser ist zur Synchronisation auf externe Ereignisse fremdtriggerbar mit einer Repititionsrate von bis zu 20 Hz. Die maximale Energie eines einzelnen Pulses beträgt 350 mJ, die mittlere Leistung entsprechend 7 W. Die Linienbreite beträgt etwa 1 nm bei einer Wellenlänge von 248 nm, entsprechend 4.9 THz Linienbreite bei einer Linienmitte von $1.2 \cdot 10^{15}$ Hz.

Um den experimentellen und wirtschaftlichen Bedarf niedrig zu halten, wurde der Laser nicht schmalbandig, daher nicht durchstimmbar und auch nicht polarisiert beschafft. Die sich daraus für die Temperatúrauswertung ergebenden Einschränkungen werden dort (Kap. 3.1.5.) beschrieben.

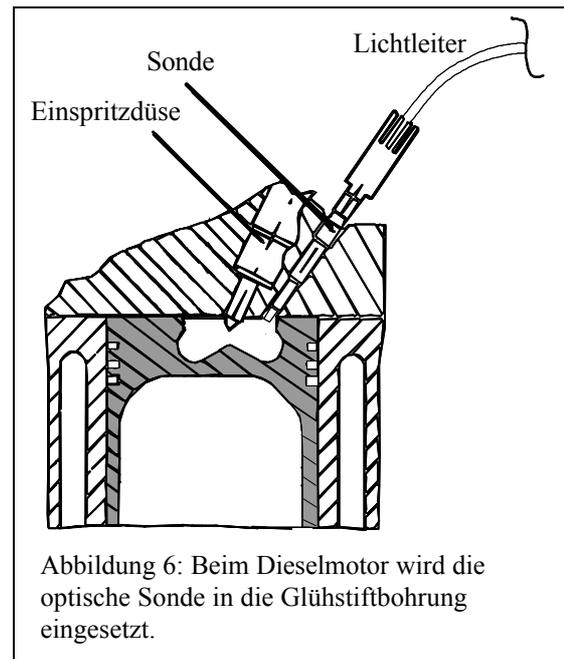
2.3. Sonden

Optische Sonden sind nur bei den pyrometrischen Meßmethoden notwendig, da bei den Lasermeßtechniken i. a. Fenster als optische Zugänge zum Meßobjekt vorhanden sein müssen. Beim Einsatz am Motor werden an die Sonden neben den optischen Erfordernissen hohe Anforderungen bezüglich thermischer und mechanischer Belastbarkeit gestellt. Da die Sonden in den Zylinderkopf des zu untersuchenden Motors eingesetzt werden, müssen sie bei Temperaturen von über 100°C und Drücken von bis zu einigen MPa funktionieren. Weiterhin müssen sie mechanische Spannungen aufgrund der unterschiedlichen Wärmeausdehnung der beteiligten Materialien und des Einschraubens in den Zylinderkopf aushalten. Um im UV-Bereich bis 300 nm messen zu können, wird hier seitens der Optik bei dieser Wellenlänge noch

³Typ COMPex 102 von Lambda Physics

⁴Sofern keine höhere Genauigkeit nötig ist, werden alle Wellenlängenangaben auf ganze Nanometer gerundet.

eine Transmission von mindestens 50 % gefordert. Daher wird ein in eine Metallhülse eingesetzter Saphirstab benutzt, an den ein Lichtleiter angekoppelt wird. Beim Ottomotor wurde die Sonde mit einem Durchmesser des Saphir von 2 mm in einer zusätzlichen Bohrung im Zylinderkopf untergebracht. Ein Durchmesser von 5 mm läßt sich hingegen bei Untersuchungen am Dieselmotor realisieren. Hier kann die Glühkerze entfernt und die vorhandene Bohrung ganz für die Sonde ausgenutzt werden (Abb. 6). Da der Dieselmotor auf dem Motorprüfstand elektrisch vorgeheizt wird, kann auf den Einsatz der Glühkerze verzichtet werden.



Eine größere Apertur der Sonde kann man durch brennraumseitiges Rundschleifen des Saphir erzielen. Um jedoch den entsprechenden Dispersionseffekt zu vermeiden, wurde auf diese Maßnahme verzichtet. Der erreichte Öffnungswinkel betrug damit etwa 8° .

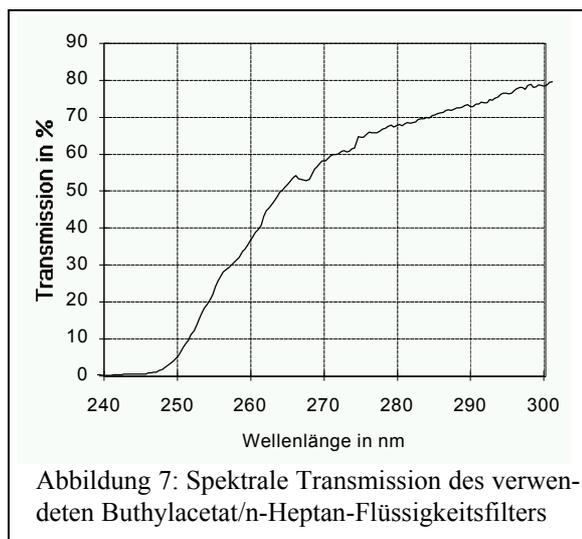
Die Verschmutzung der brennraumseitigen Oberfläche der Sonde im Motorbetrieb kann näherungsweise durch den Ansatz eines Absorptionsgesetzes berücksichtigt werden [50], es wurde jedoch die Verschmutzung durch hinreichend kurze Motorbetriebsdauern weitgehend vermieden. Im Ottomotor ergeben sich daraus je nach Betriebszustand mehrere Minuten Meßzeit, im Dieselmotor sind Meßdauern von einigen Sekunden bis zu über eine Minute ohne wesentliche Fensterverschmutzung erreichbar.

2.4. Lichtleiter

Als optische Verbindung zwischen Sonde und Spektrograph werden Lichtleiter eingesetzt. Vorteilhaft im Hinblick auf die Bedingungen am Motorprüfstand ist die viel leichtere Handhabung; ein frei verlaufender optischer Strahlengang würde einige Spiegel erfordern, die am Motorprüfstand schwierig zu montieren sind und die beim Motorbetrieb Vibrationen ausgesetzt wären. Dennoch ist der Einsatz von Spiegeln unvermeidbar, wenn räumlich aufgelöste ein- oder zweidimensionale Messungen z. B. der Rayleigh-Streuung durchgeführt werden sollen. Bei den pyrometrischen Verfahren hingegen wird das Licht mittels der Glasfaser von der Sonde direkt bis zum Spektrographen geleitet. Die Faser wird dabei nicht nur im Hinblick auf den gewünschten Transmissionsbereich ($\approx 300 - 700 \text{ nm}$) ausgewählt, sondern auch mit einem möglichst gut an die Apertur ($F\#$) des Spektrographen angepassten Öffnungswinkel. Unter diesen Randbedingungen kommen UV-Lichtleiter mit $200 \mu\text{m}$ Kerndurchmesser und einer Länge von bis zu 10 m zum Einsatz.

2.5. Optische Filter

Bei den bildgebenden Verfahren werden Filter vor der Kamera verwendet, um die verschiedenen physikalischen Effekte zu selektieren. Möchte man resonante Erscheinungen wie Rayleigh- oder Mie-Streuung beobachten, so wird ein Spiegel als Reflexionsfilter für die Laserwellenlänge in den Beobachtungsstrahlengang gebracht. Für die Beobachtung nichtresonanter Effekte wie LIF oder Raman-Streuung werden geeignete Transmissionsfilter zur Unterdrückung der Laserwellenlänge eingesetzt. Bei der hier eingesetzten KrF-Wellenlänge von 248 nm erzielt man die besten Resultate mit einem Flüssigkeitsfilter bestehend aus einem Gemisch von n-Heptan mit Buthylacetat. Abbildung 7 zeigt die gemessene Transmissionskurve, die die Laserwellenlänge effektiv unterdrückt. Durch das Mischungsverhältnis der beiden beteiligten Flüssigkeiten kann man den Anstieg der Kurve ein wenig variieren.



2.6. Spektrograph

Im Falle der pyrometrischen Verfahren, aber auch bei Raman-Messungen werden Gitterspektrographen eingesetzt, weil sie eine bessere Wellenlängenauflösung, die Darstellung eines großen zusammenhängenden Spektralbereiches und wegen ihrer Verstellbarkeit flexiblere Einsatzmöglichkeiten als optische Filter bieten. Zur Verfügung stehen zwei Spektrographen,⁵ beide mit austausch- und verstellbaren Reflexionsgittern, einer mit 1/8 m Brennweite und einem Öffnungswinkel $F\# = 3.7$ und einer mit 1/4 m Brennweite und einem Öffnungswinkel $F\# = 4.0$.

Der kleinere Spektrograph ist aufgrund seiner kompakten Bauweise (Czerny-Turner-Anordnung) bei guter Lichtstärke sehr flexibel einsetzbar und vor allem für temporäre Aufbauten geeignet. Da er jedoch wegen eines starken Astigmatismus nicht abbildend ist, wird für Präzisionsmessungen der große Spektrograph eingesetzt. Dieser kann mit Gittern, die 300, 1200 oder 2400 Striche pro Millimeter aufweisen, betrieben werden, und er ermöglicht so spektrale Auflösungen von bis zu 0.15 nm. Die verwendeten Gitter haben eine Blaze-Wellenlänge von 250 nm und sind in ihrem spektralen Reflexionsverlauf gut geeignet im Hinblick auf die Transmission des Gesamtmeßsystems. Technische Einzelheiten sind den Bedienungsanleitungen zu entnehmen [51, 52].

⁵L.O.T. Oriel Multispec 1/8 m Spectrograph und Chromex 250is

2.7. Kameras

Als Detektoren stehen zwei bildverstärkende CCD-Kameras zur Verfügung, die Typen "Streak-Star" und "Flame-Star" der Firma LaVision [53, 54]. Die Vorteile von CCD-Kameras gegenüber Dioden-Arrays bestehen in der hohen Empfindlichkeit, in der Möglichkeit des "On-Chip-Integrierens" und in der zweidimensionalen Ausdehnung des lichtempfindlichen Elementes [55].

Der grundsätzliche Aufbau der Streak-Kamera wurde schon in Abbildung 1 angedeutet: Der Empfangsteil besteht aus einer lichtempfindlichen Photokathode, die einfallende Photonen in Elektronen umwandelt, einer "Micro Channel Plate" (MCP) und einem Phosphor, der die Photoelektronen wieder in Photonen umwandelt. Die MCP besteht aus etwa 10 μm durchmessenden Kanälen, entlang derer die Photoelektronen durch eine angelegte Spannung beschleunigt werden. Das so verstärkte und durch den sich anschließenden Phosphor wieder in Licht umgewandelte Signal wird durch eine ähnlich aufgebaute zweite Bildverstärkerstufe noch einmal verstärkt (in Abb. 1 nicht gezeigt) und gelangt schließlich auf den CCD-Chip. Der Chip wird mit einem Peltierelement gekühlt, um den Dunkelstrom, also thermisch ausgelöste Elektronen, zu reduzieren.

Nach Ende der Aufnahme wird der Chip zeilenweise ausgelesen und von einem 12 Bit Analog-Digital-Wandler mit einer Taktfrequenz von 1 MHz digitalisiert. Jedem Pixel des Chips entspricht dann in dem im RAM des Rechners abgelegten Ergebnis ein digitaler Intensitätseintrag zwischen 0 und 4095 "Counts". Bei maximaler Verstärkung am Bildverstärker ergibt sich aus der Effizienz der einzelnen Kamerakomponenten theoretisch ein Meßergebnis von 190 Counts/Photoelektron, wobei ein einfallendes Photon mit einer leicht wellenlängenabhängigen Wahrscheinlichkeit von 10 bis 20 % ein Photoelektron auslöst. In Abbildung 8 ist die spektrale Empfindlichkeit der Eingangspotokathode und damit im wesentlichen des Bildverstärkers dargestellt. Tatsächlich verteilen sich die 190 durch ein registriertes Photon ausgelösten Counts auf einige benachbarte Pixel, da diese nur je 23 μm Kantenlänge haben. Das entspricht einer leichten Ortsmittelung. Die Kalibrierung der spektralen Empfindlichkeit des Systems und die daraus resultierenden Meßunsicherheiten werden im folgenden Kapitel behandelt.

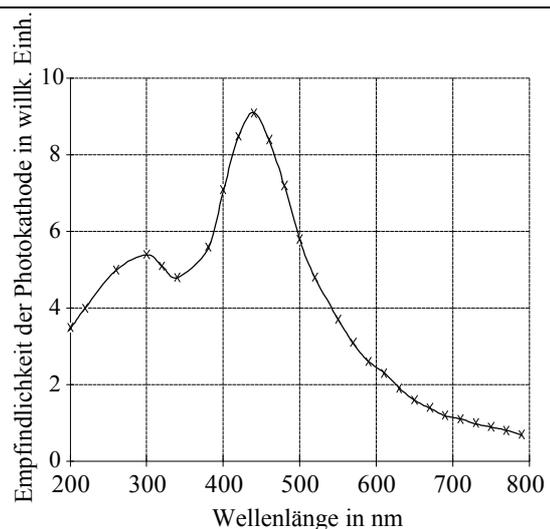
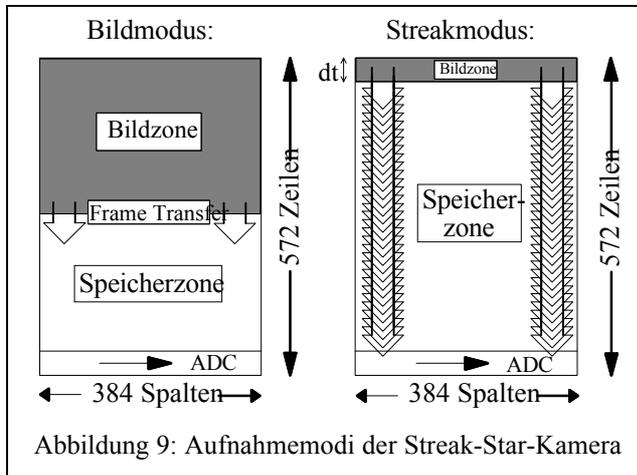


Abbildung 8: Charakteristik des Bildverstärkers der Streak-Kamera, hauptsächlich gegeben durch die Empfindlichkeit der Photokathode

Der Chip der Streak-Star-Kamera weist 384 x 572 Pixel auf, und es werden zwei grundsätzlich verschiedene Aufnahmemodi ermöglicht. Im Frame-Transfer-Modus (Abb. 9, links) wird die obere Hälfte des Chips belichtet und anschließend durch eine angelegte Spannung in die untere Hälfte, den Speicherbereich, verschoben. Ein solcher "Frame-Transfer" dauert weniger als



0.5 ms. Während nun die Daten aus dem Speicherbereich zeilenweise ausgelesen und digitalisiert werden, kann die Bildzone des Chips wieder belichtet werden. Im Frame-Transfer-Modus besteht die Möglichkeit, während der Aufnahmezeit den Bildverstärker mehrmals zu triggern und die entsprechenden Signale direkt auf dem Chip zu sammeln. Für die Motoranwendung bedeutet das, daß jeweils zu einem bestimmten Zeitpunkt

während der Verbrennung der Bildverstärker getriggert werden kann; so wird das Meßsignal mehrerer direkt aufeinanderfolgender Verbrennungszyklen "on-chip" integriert.

Für den Streak-Modus wurde die Kamera mit verstellbarer Blende ausgerüstet, die sich direkt vor dem CCD-Chip befindet und die die Belichtung nur der obersten Zeilen erlaubt. In diesem Modus wird nun während der Belichtungszeit eine Spannung angelegt, die die entstehenden Ladungen zeilenweise verschiebt, bis die Informationen aus der obersten Zeile unten angekommen sind (Abb. 9, rechts)[56]. Durch diesen Aufnahmemodus wird erreicht, daß zeitlich nacheinander einfallendes Licht am Ende der Aufnahme in übereinanderliegenden Zeilen als Ladung gespeichert wird. Damit stellt sich diese Chipachse in den Ergebnissen als Zeitachse dar. Die gesamte Aufnahmedauer im Streak-Modus kann zwischen 160 μ s und 20 ms eingestellt werden, was im ersten Fall zu einer zeitlichen Auflösung von theoretisch weniger als 1 μ s führt. Angesichts der Geschwindigkeit der meisten chemischen Reaktionen [3] in Kohlenwasserstoffverbrennungen und damit der chemischen Lebensdauern der beteiligten Radikale ist die hier erreichte Zeitauflösung für die pyrometrischen Meßverfahren bestens geeignet. Eine on-chip Integration wie im Frame-Transfer-Modus ist im Streak-Modus nicht möglich, es können zur Mittelung nur ausgelesene Bilder softwareseitig verarbeitet werden. Unsicherheiten in der Zeitskala der Meßergebnisse werden ebenfalls im folgenden Kapitel diskutiert.

Die schon oben erwähnte Flame-Star-Kamera unterscheidet sich von der Streak-Star-Kamera nur in wenigen Punkten: Die Digitalisierung geschieht mit 14 Bit Auflösung, jedoch nur mit 500 kHz Taktfrequenz, die höhere Dynamik bringt also eine geringere Aufnahmegeschwindigkeit mit sich. Der Streak-Modus ist mit der Flame-Star-Kamera nicht möglich, aber es können mit dieser Kamera Öffnungszeiten von wenigen Nanosekunden realisiert werden. Damit ist diese Kamera an die Pulsdauern des verwendeten Excimerlasers angepaßt

und kann hier eingesetzt werden, um durch hinreichend kurze Belichtungszeit bei der Beobachtung von resonanten Prozessen auftretende LIF oder das Eigenleuchten einer Flamme zu unterdrücken.

2.8. Datenerfassung und Kalibrierungen

Die Digitalisierung geschieht so, daß das Rauschen beim Auslesen des CCD-Chips zu einem Count digitalisiert wird. Dieses Rauschen inclusive der Digitalisierungsfehler ist vernachlässigbar angesichts der 190 Counts, die bei maximaler Verstärkung durch ein registriertes Photon ausgelöst werden. Bei geringen Verstärkungen liefert die räumliche Verschmierung über benachbarte Pixel die größte Meßunsicherheit. Alle Orts- oder Zeitauflösungen, die sich aus den Pixels ergeben, können also prinzipiell keine geringe Unsicherheit als die einem Pixel entsprechende haben. Für die Intensität bedeutet das insbesondere bei der Aufnahme von Spektren, daß über benachbarte Bereiche integriert werden muß, um keine Intensitätsanteile zu vernachlässigen. Die Dynamik einer Kamera wird definiert als $20 \ln(I/I_0)$, wobei I ein gemessenes Signal über einem Rauschniveau von I_0 darstellt. Damit ergibt sich eine Dynamik von 70 dB für die Streak-Star-Kamera und 80 dB für die Flame-Star-Kamera.

Die Meßergebnisse liegen nach der Aufnahme zunächst als Rohdaten im RAM des Rechners als Abbildung des CCD-Chips mit digitalen Einträgen in jedem Pixel vor und wird hier mit kommerzieller und selbst produzierter Software weiterverarbeitet. Falls der Frame-Transfer-Modus für die Aufnahme gewählt wurde, hat das Bild ein Format von 384 x 288 Pixel, falls der Streak-Modus gewählt wurde, sind die Dimensionen 384 x 572. Die 572 Pixel entlang der y-Achse entsprechen im letzten Fall der Zeitachse, die 384 Pixel entlang der x-Achse sind in beiden Fällen eine Orts- bzw. Wellenlängenachse, je nachdem, ob ein Spektrograph benutzt wurde oder nicht.

Die Kalibrierung beider Achsen, sowie der Intensitätsachse, die sich im Bild in Falschfarben darstellt, wird im folgenden beschrieben.

2.8.1. Wellenlänge

Die Wellenlängenachse wird mit dem bekannten Spektrum einer Spektrallampe kalibriert. Eingesetzt wurde eine Hg- oder HgCd-Lampe⁶. Abbildung 10 zeigt eine Messung der stärksten Linien sichtbaren Spektralbereich mit ihren Wellenlängen in nm.

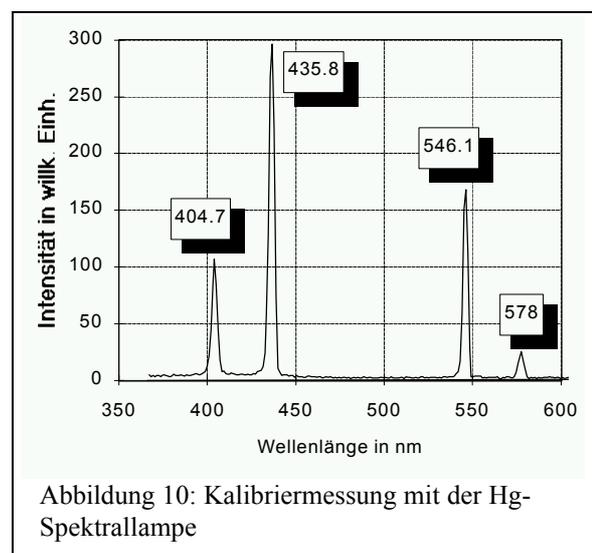


Abbildung 10: Kalibriermessung mit der Hg-Spektrallampe

⁶Standardmäßig wird eine PenRay Hg-Spektrallampe von L.O.T.-Oriel benutzt.

Die in der Praxis erreichte Unsicherheit liegt wegen der nichtlinearen spektralen Aufweitung des Lichtes am Gitter des Spektrographen in der Größenordnung von maximal 2 Pixeln. Abbildung 10 wurde mit dem 1/4 m Spektrographen und einem Gitter mit 400 Strichen pro Millimeter aufgenommen. Damit erhält man eine Unsicherheit von etwa einem halben Nanometer. Bei Einsatz z. B. des Gitters mit 1200 Strichen pro Millimeter reduziert sie sich auf 0.13 nm.

Ist kein Spektrograph im Einsatz, so kann die x-Achse, die dann eine Ortsachse ist, einfach durch Abbildung eines Millimetermaßstabes kalibriert werden. Die erreichbare Genauigkeit hängt dann stark von der Brennweite des benutzten Objektivs ab, liegt aber üblicherweise deutlich unter 1 mm.

2.8.2. Zeit

Falls der Streak-Modus für eine Aufnahme gewählt ist, wird die y-Achse des Rohdatenbildes zur Zeitachse. Die Belichtungszeit pro Zeile ergibt sich durch die eingestellte Gesamtdauer des Streak-Modus. Bei einer Einstellung von z. B. 20 ms ergibt sich eine Aufnahmezeit von etwa 35 μ s pro Zeile. Die effektive Zeitauflösung ist etwas geringer, da es nicht möglich ist, nur eine Zeile zu belichten. Unter Berücksichtigung des Übersprechens auf benachbarte Pixel kann man von einer etwa 5 Zeilen entsprechenden Zeitauflösung ausgehen, in obigem Beispiel also etwa 175 μ s.

Bei Messungen am Motor wird die Zeitachse in "Grad Kurbelwinkel" ($^{\circ}$ KW) skaliert, um eine von der Drehzahl des Motors unabhängige Darstellung zu erhalten. Dabei geht man davon aus, daß bei vorgegebener Motordrehzahl die Kurbelwelle eine feste Anzahl von Umdrehungen (360°) pro Millisekunde ausführt. Bei einer Drehzahl von z. B. 1500 Umdrehungen/min ergeben sich 9 $^{\circ}$ KW / ms und damit 1 $^{\circ}$ KW pro 3.18 Pixel oder 0.31 $^{\circ}$ KW pro Pixel. Die Ungenauigkeit der Zeitachse aufgrund von Drehzahlschwankungen im praktischen Motorbetrieb wird dabei als klein gegen die o. g. Unsicherheiten angenommen und vernachlässigt.

Da die als Beispiel gewählten 20 ms die maximal mögliche Streak-Dauer darstellen, können also bei 1500 min^{-1} 180 $^{\circ}$ KW dargestellt werden. Da die Dauer einer Verbrennung im Motor abhängig von dessen Betriebszustand meist ungefähr 50 $^{\circ}$ KW dauert, ist dies ausreichend.

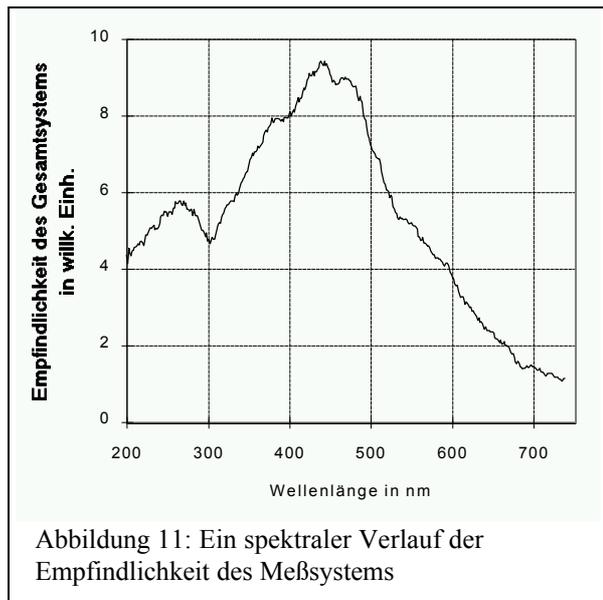
2.8.3. Intensität

Die Intensität⁷ wird in den Rohdaten durch den Pixeleintrag in Counts gebildet und kann als Falschfarbenbild dargestellt werden (siehe z. B. Abb. 54). Auf eine Kalibrierung kann verzichtet werden, wenn z. B. bei Rayleigh- oder Raman-Messungen Verhältnisse aus Bildern oder Spektren gebildet werden, die unter gleichen Bedingungen aufgenommen wurden. Eine Intensitätskalibrierung ist ebenfalls nicht nötig, falls nur ein Spektrum diskreter Linien aufgenommen wird, wobei es stärker auf deren Position als auf ihre absolute Höhe ankommt. Ein

⁷"Intensität" ist ein nicht einheitlich definierter Begriff und steht generell in dieser Arbeit nur für den digitalen Signaleintrag in einem Pixel, ist also nicht als zeitabhängig aufzufassen.

Beispiel für diesen Fall ist die Aufnahme der Spektrallampe in Abbildung 10. In allen anderen Fällen muß eine Intensitätskalibrierung vorgenommen werden, da die Empfindlichkeit des gesamten Meßsystems u. a. von Wellenlänge und Position des getroffenen Pixels auf dem CCD-Chip abhängen kann. Die Kalibrierung muß nach jeder Änderung im Aufbau wiederholt werden.

Zur Kalibrierung im sichtbaren Spektralbereich steht eine Wolframbandlampe zur Verfügung, deren Kennlinie ihrerseits kalibriert ist, d. h. über den Strom kann eine



Abstrahlung bekannter spektraler Zusammensetzung eingeregelt werden. Für den UV Spektralbereich wird eine kalibrierte Deuteriumlampe benutzt. Ein Beispiel für einen typischen spektralen Verlauf der Empfindlichkeit des Gesamtsystems, gemessen mit der Wolframbandlampe, liefert Abbildung 11. Die Unterschiede zur spektralen Empfindlichkeit des Bildverstärkers der Kamera (Abb. 8) werden im wesentlichen durch das Reflexionsvermögen des verwendeten Gitters, aber auch durch weitere optische Elemente wie z. B. Lichtleiter verursacht. Da die Abweichungen aber gering sind, ist der Bildverstärker offenbar das dominante Element bezüglich der spektralen Empfindlichkeit des Gesamtsystems.

Die Kalibrierung wird ohne Einbeziehung aller konstanter Faktoren durchgeführt und liefert daher nur ein relatives Ergebnis, d. h. die Systemempfindlichkeit wird für alle Wellenlängen auf einen gleichen, aber unbekanntem Wert gebracht. Dieses Vorgehen stellt keine Einschränkung dar, da in die hier behandelten pyrometrischen Temperatúrauswerteverfahren nur der spektrale Verlauf, nicht aber die absoluten Intensitäten auf bestimmten Wellenlängen eingehen. Die Unsicherheit in der Intensitätskalibrierung resultiert im wesentlichen aus den Unsicherheiten der Kennlinien der eingesetzten Lampen und kann auf kleiner als 2 % abgeschätzt werden.

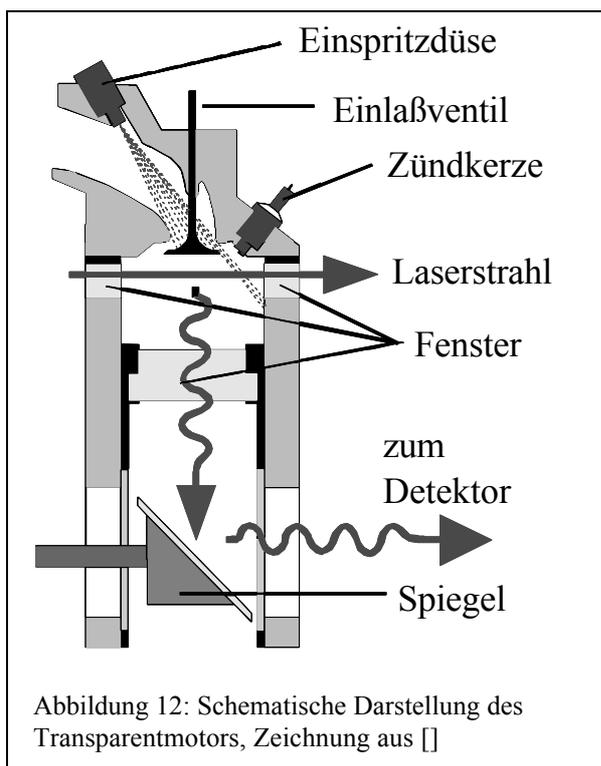
2.9. Brennverfahren und Meßobjekte

Bei Motoren kann zwischen diffusionsgesteuerter und vorgemischter Verbrennung unterschieden werden. Bei der diffusionsgesteuerten Verbrennung wird der Kraftstoff in konzentrierter Form bereitgestellt, die Vermischung mit Luft geschieht im wesentlichen durch Diffusionsprozesse. Nach erfolgter Zündung bilden sich so Bereiche mit brennbarem Gemisch, in das die Flamme fortschreiten kann. Die Verbrennung hat einen fetten Charakter. Bei der vorgemischten Verbrennung hingegen werden Kraftstoff und Luft außerhalb der Brennkammer mit gewünschter Stöchiometrie aufbereitet und dieses Gemisch dann in den Brennraum eingelassen. Auf die Zündung erfolgt in diesem Fall eine Verbrennung mit eher explosivem Charakter, da der Brennraum vollständig mit brennbarem Gemisch gefüllt ist.

Verbrennungsmotoren bilden in der Praxis grundsätzlich Mischformen beider Verbrennungen. Der Ottomotor mit Einspritzung ins Ansaugrohr bildet eher eine vorgemischte Verbrennung, wohingegen der Dieselmotor mit direkter Kraftstoffeinspritzung in den Brennraum tendenziell eine diffusionsgesteuerte Verbrennung darstellt.

Unter Laborbedingungen bildet eine Kerze ebenfalls eine diffusionsgesteuerte Verbrennung, hingegen kann der eingesetzte Butangasbrenner als Meßobjekt für beide Arten der Verbrennung dienen, da die Luftzufuhr hier entsprechend regelbar ist. Die runde Ausströmfläche des Brenners hat einen Durchmesser von etwa 20 mm und besteht aus vielen kleinen Löchern, die so angeordnet sind, daß sowohl bei magerem, als auch bei fettem Betrieb eine Flamme möglichst homogener Temperaturverteilung über den Querschnitt erzeugt wird. Im Labor wurden alle untersuchten Flammen stets unter Atmosphärendruck betrieben. Pyrometrische und lasergestützte Messungen werden an den Meßobjekten unter Laborbedingungen gezeigt.

Bei Motormessungen muß ein Kompromiß zwischen Seriennähe und optischer Zugänglichkeit des untersuchten Motors gefunden werden. Sind ausreichend optische Zugänge zum Motor vorhanden, so ist dieses Meßobjekt in seinen technischen Eigenschaften soweit gegenüber dem



Serienstand verändert, daß die daran ausgeführten Untersuchungen eher grundlegenden Charakter haben. Reduziert man Anzahl und Größe der optischen Zugänge, so bleibt der Motor serienähnlicher, aber der Einsatz der Meßtechniken ist entsprechend erschwert.

Ein Beispiel für den ersten Fall ist der Transparentmotor [33, 57], bei dem in einem zusätzlichen Gehäuse zwischen Kurbelgehäuse und Zylinderkopf verlängerte Kolben laufen, die seitlich geschlitzt sind und ein Fenster im Kolbenboden aufweisen (in Abb. 12 als Ottomotor ausgeführt.). Über einen in das Zwischengehäuse eingeschobenen 45°-Spiegel, der keinen mechanischen Kontakt mit dem Motor hat, kann der Brennraum während der Dauer des gesamten Motorzyklus durch das Kolbenbodenfenster beobachtet werden.

Mit seitlichen Fenstern im Brennraum oder in einem weiteren schmalen Zwischengehäuse in Höhe des Brennraums zur Beleuchtung ist der Transparentmotor gut geeignet für die Lasermessungstechnik.

Pyrometrische Messungen werden von einem VW Turbodiesel Direkteinspritzer (TDI®) [58] gezeigt, der nur durch das Einsetzen einer optischen Sonde in die Glühstiftbohrung verändert

wurde. Als Beispiel für pyrometrische Messungen am Ottomotor werden Ergebnisse von einem VW 4 Zylinder Reihen-Ottomotor mit 2 Litern Hubraum gezeigt (serienmäßige 2E-Baureihe), der durch eine Bohrung im Zylinderkopf ($\varnothing \approx 8 \text{ mm}$) modifiziert wurde. Sowohl pyrometrische, als auch lasergestützte Messungen werden von direkteinspritzenden Ottomotoren⁸ gezeigt. Alle untersuchten Motoren wurden stets mit herkömmlichem Kraftstoff betrieben.

2.10. Zusatzinformationen am Motorprüfstand

Um die am Motor durchgeführten Temperaturmessungen besser bewerten zu können, sind eine Reihe von Zusatzmessungen am Motorprüfstand hilfreich. Der gewünschte Betriebszustand wird eingestellt, d. h. Drehzahl und Zeitpunkt des Beginns der Kraftstoffeinspritzung werden vorgegeben. Weiter wird die Last, also das vom Motor abgegebene Drehmoment, über die Dauer der Kraftstoffeinspritzung und damit über die eingespritzte Kraftstoffmenge geregelt. Neben der optischen Meßtechnik ist am Motorprüfstand standardmäßig die Messung von Druck im Zylinder, bei direkteinspritzenden Motoren Einspritzdruck, Druck in der Einspritzleitung, Luftdruck und -feuchtigkeit sowie Temperatur im Prüfstandsraum vorgesehen. Letztgenannte Parameter können den Motorlauf empfindlich beeinflussen. Außer diesen Meßgrößen müssen auch noch verschiedene Triggerimpulse, z. B. zum oberen Totpunkt (OT) der Kurbelwellenbewegung bzw. zu jedem Grad Kurbelwinkel zur Triggerung von Kamera und gegebenenfalls auch Laser abgegriffen werden.

⁸Bei bisherigen gewöhnlichen Ottomotoren wird der Kraftstoff üblicherweise in den Ansaugkanal eingespritzt.

3. Theorie und Auswerteverfahren

3.1. Lasergestützte Auswerteverfahren

3.1.1. Grundsätzliches

Grundsätzlicher Vorteil der Lasermeßtechniken gegenüber Eigenemissionsmessungen ist die Möglichkeit, zu allen Zeitpunkten messen zu können, also z. B. auch während der Gemischaufbereitung oder im Auslaßtakt, wenn es im Brennraum des untersuchten Motors kein sichtbares thermisches Eigenleuchten gibt. Bei manchen Meßtechniken kann der sonst verwendete Spektrograph durch optische Filter ersetzt werden. Damit ist die Aufnahme von zweidimensionalen Bildern [59] mit anschließender zweidimensionaler Temperatúrauswertung möglich. Weitere Vorteile der Lasermeßtechniken sind die teilweise hohen Empfindlichkeiten, bzw. die einfache Anregbarkeit der verschiedenen Streuprozesse bei der gewählten UV-Wellenlänge.

Ein grundsätzlicher Nachteil der Lasermeßtechniken besteht darin, daß der experimentelle Aufwand, insbesondere bezüglich Optik und Elektronik höher ist als bei den Untersuchungen des Eigenleuchtens. Man braucht prinzipiell neben dem optischen Zugang für die Detektion einen weiteren Zugang für die Laserlichtquelle. Da man für viele Meßtechniken recht hohe Laserpulsenergien benötigt, und da man teilweise Ortsauflösungen erreichen möchte, können keine Lichtleiter zur Strahlführung eingesetzt werden. Der Laserstrahl wird über Spiegel frei zum Meßobjekt geführt, was hier wiederum beim Motor die Notwendigkeit genügend großer Fenster zur Folge hat. Damit wird der Motor von seiner serienmäßigen Bauweise modifiziert. Der elektronische Aufwand ist höher, da neben der Kamera nun auch der Laser auf den gewünschten Aufnahmezeitpunkt getriggert werden muß.

Im folgenden werden die Möglichkeiten zur Temperaturmessung aus Absorption, Rayleigh-Streuung, laserinduzierter Fluoreszenz und Raman-Streuung untersucht.

3.1.2. Absorptionsspektroskopie

Die Absorption von Licht durch Atome oder Moleküle ist temperaturabhängig. Da die Absorption aber mit der Besetzung des energetischen Grundzustandes der betrachteten Spezies korreliert und diese viel schwächer temperaturabhängig ist als die Besetzung angeregter Zustände, handelt es sich hier um keine besonders sensitive Temperaturmeßgröße. Im Rahmen einer Meßkampagne am Fraunhofer-Institut für Kurzzeitdynamik/Ernst-Mach-Institut in Weil am Rhein wurde die Möglichkeit untersucht, Absorption im Ottomotor an einer bestimmten Spezies zu messen. Zu diesem Zweck wurde der sonst benutzte Excimerlaser durch einen Titan-Saphir-Laser ersetzt, der auf einer Wellenlänge von 766 nm oszilliert. Absorbiert wurde diese Strahlung durch Kalium, welches dem Motor in Form von herkömmlichem Zigarettenrauch zugesetzt wurde. Abbildung 13 zeigt als Ergebnis den ungehinderten Laserstrahl (obere Kurve), sowie den transmittierten Anteil (mittlere Kurve) als Funktion der

Zeit. Zusätzlich wird um einen Faktor 10 überhöht die Eigenemission dargestellt, um die zeitliche Zuordnung zu den einzelnen Verbrennungsphasen zu erleichtern (untere Kurve). Bei hinreichender Dichte der absorbierenden Spezies ist Absorption des Laserlichtes im Motor meßbar, vorausgesetzt, Laserwellenlänge und Absorptionslinie sind hinreichend genau überlappt. Dies ist problematisch, weil sich die Linienbreite des Überganges erheblich mit den zyklischen Druckschwankungen im Brennraum ändert.

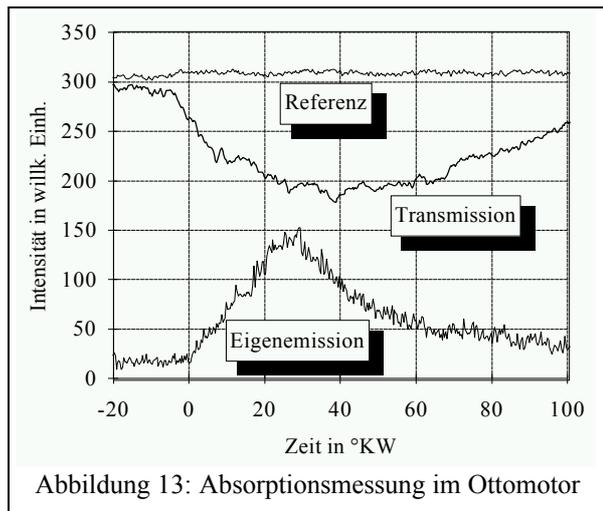


Abbildung 13: Absorptionsmessung im Ottomotor

Da Absorptionsmessungen damit aus theoretischer und experimenteller Sicht nicht besonders geeignet zur Temperaturmessung erscheinen, wurde das Verfahren nach der Demonstration der grundsätzlichen Möglichkeit der Absorptionsmessung im Motor nicht weiterverfolgt. Daher wird an dieser Stelle auch nicht auf bei Absorptionsmessungen abweichenden experimentellen Besonderheiten eingegangen. Zu molekulspezifischer Absorption im Ottomotor siehe auch [44, 60], im Dieselmotor läßt sich durch Absorption die Rußkonzentration messen [37, 61].

3.1.3. Rayleigh-Streuung

Die Rayleigh-Streuung läßt sich zur Temperaturmessung indirekt über die Abnahme der Dichte eines Gases bei steigender Temperatur ausnutzen. Die quantitative Auswertung geht von einem idealen Gas aus. Aus der Zustandsgleichung

$$pV = NkT \quad (2)$$

mit dem Druck p , dem Volumen V , der Teilchenzahl N und der Boltzmannkonstante k folgt für die Dichte $\rho = N/V$ bei konstantem Druck:

$$\rho \sim \frac{1}{T} \quad (3)$$

Dichte der Streuteilchen und Temperatur sind also umgekehrt proportional zueinander. Bei hinreichend geringer Streuteilchendichte ist die gemessene Intensität L des Rayleigh-Streulichtes wiederum proportional zur Anzahl der Streuteilchen, d. h. es gilt für das Verhältnis der Intensitäten L_1 und L_2 bei zwei verschiedenen Temperaturen T_1 und T_2 :

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{L_2}{L_1} = \frac{T_1}{T_2} \quad (4)$$

Damit läßt sich die gesuchte Temperatur T durch das Intensitätsverhältnis zu einer Referenzmessung bei bekannter Temperatur T_{Ref} ausdrücken:

$$T = \frac{L_{\text{Ref}}}{L} T_{\text{Ref}} \quad (5)$$

Wegen der Verhältnisbildung können direkt die Rohdaten verwendet werden und die Notwendigkeit einer Intensitätskalibrierung entfällt. Die Referenzmessung muß unter denselben Randbedingungen ablaufen wie die eigentliche Messung. Durch ein geeignetes optisches Filter vor dem Detektionssystem wird sichergestellt, daß nur Licht auf der Laserwellenlänge aufgenommen wird, insbesondere wird der nichtresonante Anteil des störenden Fluoreszenzleuchtens unterdrückt. Resonanzfluoreszenz und gegebenenfalls Mie-Streuung sind die stärksten verbleibenden Störeffekte.

Temperaturen können aus der Rayleigh-Streuung sowohl mit eindimensionaler, als auch mit flächenhafter Ortsauflösung ausgewertet werden. Bei Messungen im Motor sind die auftretenden Druckänderungen nicht vernachlässigbar, Gleichung (5) muß entsprechend erweitert werden:

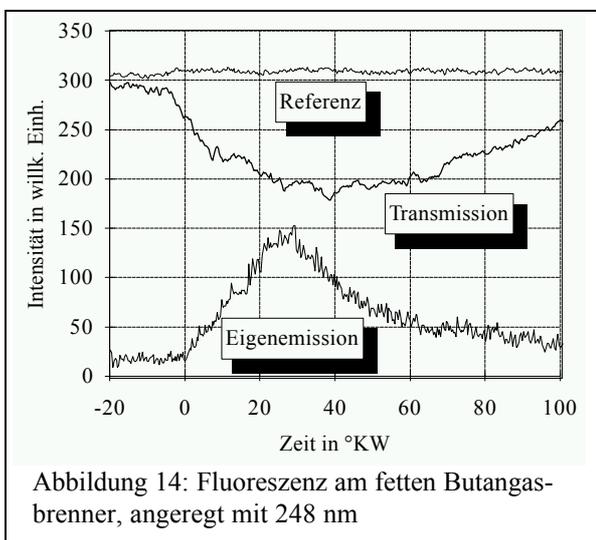
$$T = \frac{L_{\text{Ref}}}{L} \frac{p}{p_{\text{Ref}}} T_{\text{Ref}} \quad (6)$$

Der Einfluß von schwankender Laserleistung wird durch die Mittelung hinreichend vieler Bilder gering gehalten. In die Unsicherheit der Meßmethode geht die Abweichung des Gasgemisches im Motorbrennraum von einem idealen Gas ein, der größte Beitrag wird aber durch Störungen von Mie-Streuung und Resonanzfluoreszenz geliefert und beträgt je nach experimentellen Randbedingungen im Motor etwa 5 %.

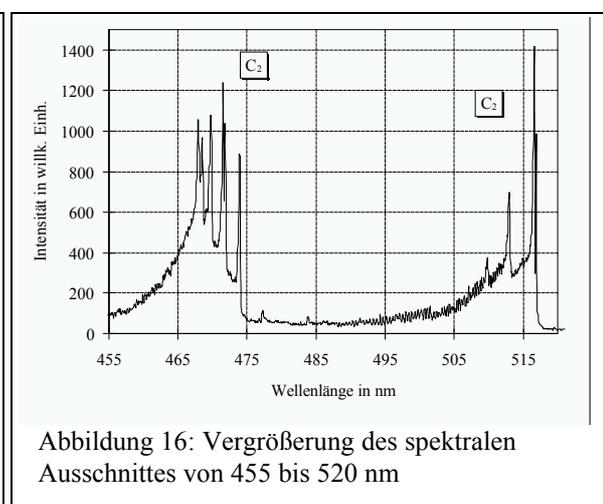
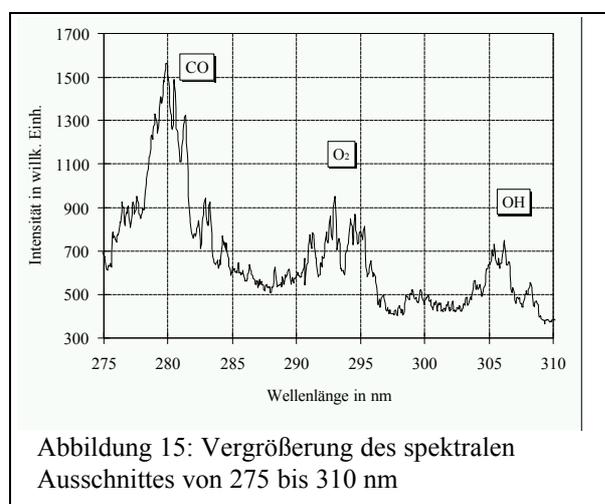
Die Technik der laserinduzierten Rayleigh-Streuung wird aufgrund ihrer Einfachheit sowohl im experimentellen Aufbau als auch in der Auswertung häufig eingesetzt. Räumliche und zeitliche Temperaturänderungen werden relativ genau wiedergegeben, weshalb diese Technik genutzt wird, wenn z. B. die räumliche Temperaturverteilung zur Korrektur bei der Messung einer anderen Größe, etwa einer Molekülkonzentration, eingesetzt wird [22, 62].

3.1.4. Laserinduzierte Fluoreszenz

Fluoreszenz ist allgegenwärtig bei Messungen an Verbrennungen von herkömmlichem Kraftstoff. Konventioneller Kraftstoff ist ein Gemisch aus vielen verschiedenen Kohlenwasserstoffen, Kohlenwasserstoffverbindungen und anderen Zusätzen, was energetisch betrachtet zu quasikontinuierlichen Zuständen führt. Abbildung 14 zeigt das Fluoreszenzspektrum des fett eingestellten Butangasbrenners⁹ bei Anregung mit dem KrF-Excimerlaser. Wärmestrahlung wurde durch eine hinreichend kurze Belichtungszeit unterdrückt. Die Intensität auf der Anregungswellenlänge von 248 nm entspricht in dieser Darstellung 120000 Einheiten. Eine Fülle von Übergängen wurde zur Fluoreszenz angeregt, auch auf der Anti-Stokes-Seite, also bei Wellenlängen kleiner als der Anregungswellenlänge. In Abbildung 15 ist der Spektralbereich von 275 bis 310 nm vergrößert dargestellt. Die Peaks erscheinen bei besserer Wellenlängenauflösung als feinere Struktur vieler dicht benachbarter Übergänge. So befindet sich zum Beispiel bei 306 nm der ($A^2\Sigma^+ \leftarrow X^2\Pi$) Übergang des OH⁻-Radikals [34, 63-65], allerdings befinden sich in diesem Spektralbereich auch Strahlungsübergänge von heißem O₂ (292 nm) und CO (280 nm). Als zweites Beispiel für die Vielfalt der Anregung ist in Abbildung 16 das Swan-Banden-System von C₂ [93] vergrößert dargestellt. Hier tritt in schöner Weise die gesamte Bandenstruktur zutage, obwohl die Anregungsenergie des Lasers mit diesen Übergängen nicht übereinstimmt. Wechselwirkungen und Energieaustausch finden zwischen den verschiedensten beteiligten



als der Anregungswellenlänge. In Abbildung 15 ist der Spektralbereich von 275 bis 310 nm vergrößert dargestellt. Die Peaks erscheinen bei besserer Wellenlängenauflösung als feinere Struktur vieler dicht benachbarter Übergänge. So befindet sich zum Beispiel bei 306 nm der ($A^2\Sigma^+ \leftarrow X^2\Pi$) Übergang des OH⁻-Radikals [34, 63-65], allerdings befinden sich in diesem Spektralbereich auch Strahlungsübergänge von heißem O₂ (292 nm) und CO (280 nm). Als zweites Beispiel für die Vielfalt der Anregung ist in Abbildung 16 das Swan-Banden-System von C₂ [93] vergrößert dargestellt. Hier tritt in schöner Weise die gesamte Bandenstruktur zutage, obwohl die Anregungsenergie des Lasers mit diesen Übergängen nicht übereinstimmt. Wechselwirkungen und Energieaustausch finden zwischen den verschiedensten beteiligten



⁹Zur Untersuchung von schmalbandig angeregter LIF siehe z. B. [22].

Systemen statt.

Aus diesen Spektren muß man daher schließen, daß es schon unter Laborbedingungen und mit einem vergleichsweise wohldefinierten Kraftstoff außerordentlich schwierig ist, eine Quantifizierung aus breitbandig angeregten LIF-Aufnahmen vorzunehmen. Ein Beispiel für laserinduzierte Fluoreszenz an flüssigem und dampfförmigem Kraftstoff im Brennraum eines Ottomotors zeigt Abbildung 17. Da der Excimer-Laserpuls hier auf herkömmlichen Ottokraftstoff trifft, erhält man spektral breitbandige Fluoreszenz. In Abbildung 17 ist die Fluoreszenzintensität in einer Falschfarbenskala über zwei Ortsachsen dargestellt. Bei Vergrößerung der Abbildung des Laserlichtschnittes zeigt ein solches Bild qualitativ die

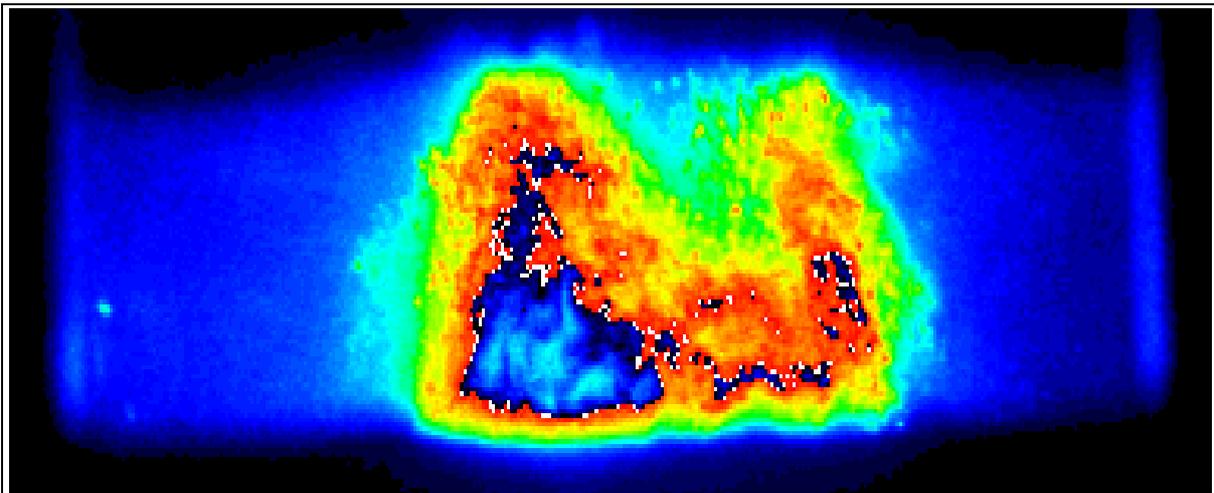


Abbildung 17: Fluoreszenz an Kraftstoff im Ottomotor

räumliche Verteilung des Kraftstoffes in der Lichtschnittebene. Wegen der großen Anzahl angeregter Prozesse ist eine Quantifizierung bei breitbandiger Anregung jedoch ausgeschlossen.

LIF-Bilder aus dem Brennraum sind daher von großem Interesse für die Motorkonstrukteure, da sie qualitativ die Verteilung von Kraftstoff im Brennraum zeigen [66], hinsichtlich der vorliegenden Zielsetzung der Temperaturbestimmung bildet breitbandig angeregte LIF jedoch einen intensiven Störeffekt für andere Meßverfahren.

Der Einsatz von schmalbandigen Lasern eröffnet drei Temperatúrauswertemöglichkeiten aus LIF:

1. Man kann mit einem schmalbandigen Laser einen Scan über die Vibrations-Rotations-Zustände eines elektronischen Grundzustandes ausführen und die Temperatur über die Besetzungsverteilung ermitteln [18]. Da dieses Verfahren Zeit benötigt, ist es nur für stationäre Objekte, nicht jedoch für Motoren geeignet.
2. Man kann bei schmalbandiger Anregung ein Spektrum ähnlich wie in Abbildung 16 erzeugen und wiederum aus dem Vergleich der gemessenen Übergänge mit der Boltzmann-Verteilung auf die Temperatur schließen [67, 68]. Dieses Verfahren funktioniert mit einer Laseranregung durch einen einzelnen Puls, hat aber den Nachteil, daß in das theoretische Modell der Besetzungsverteilung alle Energietransferprozesse, besonders Stöße, eingearbeitet

werden müssen. Da die mittlere freie Weglänge vom im Motor schwankenden Druck abhängt und die Wirkungsquerschnitte der Stoßpartner die Fluoreszenzlöschung mitbestimmen, ist auch dieses Verfahren für die Anwendung am Motor nur bedingt geeignet.

3. Bei der sogenannten Zwei-Linien-Fluoreszenz wird ein Energiezustand $\{3\}$ von zwei verschiedenen niedrigeren Zuständen $\{1\}$ und $\{2\}$ ausgehend angeregt. Der Quotient der Fluoreszenz der Übergänge $\{3-1\}$ und $\{3-2\}$ ist durch die Differenz der entsprechenden Boltzmann-Terme gegeben, solange sich die Anregung im linearen Bereich befindet. Bei der Quotientenbildung wird der Einfluß aller fluoreszenzlöschenden Effekte wie z. B. Quenching im oberen Zustand $\{3\}$ eliminiert. Nachteil ist neben der Notwendigkeit zweier genau auf die betreffenden Linien abgestimmter Laser die Tatsache, daß man einen Tracer mit den gewünschten Energiezuständen benötigt. Für Messungen in Flammen ist der Zusatz von Indiumverbindungen geeignet [69], unter atmosphärischen Bedingungen können Temperaturen an Sauerstoff [70], bzw. NO [71] bestimmt werden.

Ohne erheblichen experimentellen Zusatzaufwand kann mit der Fluoreszenz einer der intensivsten Effekte, die bei optischen Messungen im Motor auftreten, zur Temperaturmessung nicht herangezogen werden.

3.1.5. Raman-Streuung

Der Raman-Effekt wurde schon 1923 von A. Smekal vorhergesagt [72] und 1928 von C. V. Raman demonstriert [73]. Zugunsten der Übersichtlichkeit dieser Arbeit wird daher auf eine referierende Wiederholung der zugrundeliegende Theorie der nicht-resonanten Streuung von Licht an Materie verzichtet und auf die entsprechende Literatur verwiesen [16, 18, 74-76].

3.1.5.1. *Spontane Raman-Streuung*

Die spontane Raman-Streuung (SRS) ist im Vergleich zu den konkurrierenden Prozessen LIF und Rayleigh-Streuung viel schwächer. Typische Wirkungsquerschnitte für SRS liegen in der Größenordnung $10^{-31} \text{ cm}^2/\text{sr}$ und sind damit wenigstens vier bis fünf Größenordnungen kleiner als die entsprechenden Querschnitte für z. B. Rayleigh-Streuung [18]. Wegen ihrer Speziesselektivität ist die SRS dennoch zur quantitativen Auswertung geeignet [77, 78]. Es sind drei grundsätzlich verschiedene geometrische Anordnungen zur Messung der SRS möglich: Man kann den Laser zu einer Linie fokussieren und das Streulicht senkrecht dazu beobachten, was zu einer eindimensionalen Ortsauflösung führt. Der linienhafte Fokus wird dabei durch den Detektionsstrahlengang üblicherweise auf den Eintrittsspalt des Spektrographen abgebildet. So können die Raman-Streulinien mehrerer Spezies simultan aufgenommen werden. Eine andere Variante ist die Beobachtung in Rückstreuung, wobei die Ortsauflösung hier nur eindimensional gemittelt ist. Vorteil dieser Anordnung ist die Einsparung eines eigenen Fensters zur Auskopplung des Detektionsstrahlenganges. Die dritte Variante setzt sehr hohe Laserleistungen voraus. In diesem Fall wird ein Laserlichtschnitt mit hinreichender Energiedichte eingestrahlt, was bei Detektion senkrecht zu dieser Ebene eine zweidimensionale Ortsauflösung ermöglicht. Bei der letzten Variante wird der Spektrograph durch ein Filter ersetzt, d. h. es ist die Raman-Streuung nur einer Spezies meßbar. In den folgenden Untersuchungen wird nur die erstgenannte geometrische Anordnung verwendet, da sie sich als vorteilhaft für die Temperaturbestimmung erweist.

Die im Rahmen dieser Arbeit angestellten Raman-Untersuchungen haben eine besondere Zielsetzung: Der in Kapitel 2.2. beschriebene Excimerlaser ist nicht schmalbandig durchstimmbar und ist auch nicht polarisiert. Ziel der Untersuchung ist die Feststellung, ob am Motor dennoch Raman-Streuung in hinreichender Intensität angeregt werden kann, um einfache diagnostische Untersuchungen insbesondere hinsichtlich der Brennraumtemperatur mit solchermaßen vereinfachtem Equipment zu ermöglichen.

Damit treten neben der SRS Fluoreszenzen auf. Wegen der Breitbandigkeit des Lasers entfällt die Möglichkeit, eine Anregungswellenlänge auszuwählen, bei der nur wenig LIF erzeugt wird. Da das Laserlicht nicht polarisiert ist, entfällt ebenfalls die Möglichkeit, Raman-Streustrahlung von störender LIF durch ihre unterschiedliche Polarisations-eigenschaft zu trennen [22, 79]. Die Anwendung im Motor wird also auf Zeiten beschränkt bleiben, zu denen sich keine stark fluoreszierenden Bestandteile im Brennraum befinden [80]. Temperaturmessungen sind aber

während der Kompression und der Gemischaufbereitungsphase, sowie hinreichend lange nach der Verbrennung im Ausschubtakt möglich.

Die nicht vorhandene Polarisation des Laserlichtes hat noch eine weitere nachteilige Folge: Die durch die Anregung erzeugten Dipole, die zur Aussendung des Raman-Streulichtes führen, sind statistisch über alle Raumrichtungen verteilt. Nur solche Dipole jedoch, deren Ausrichtung senkrecht zur Detektionsrichtung stehen, können beobachtet werden. Alle anderen Dipole senden ebenfalls Raman-Streulicht aus, das jedoch nicht zum Detektor gelangen kann. Damit kann nur ein Bruchteil der angeregten Streustrahlung aufgezeichnet werden. Die Steigerung der Laserleistung, um diesen Effekt zu kompensieren, stößt bei der Zerstörschwelle des Einkoppelfensters sowie bei der Leistungsfähigkeit des Lasers selbst an seine Grenzen.

Abbildung 18 zeigt eine Messung von Raman-Streuung an gewöhnlicher Luft bei Raumtemperatur. Bei der Laserwellenlänge von 248 nm erscheint die erste Stokes-Linie von Stickstoff (N_2) bei 264 nm, von Sauerstoff (O_2) bei 258 nm und Wasserdampf (H_2O) bei 273 nm. Sowohl die Raman-Verschiebungen, als auch die relativen Signalstärken entsprechen der Theorie bzw. den Konzentrationsverhältnissen in Luft. Unter Laborbedingungen ist ein Signal/Rausch-Verhältnis von 10 : 1 erreichbar, wobei hier über 50 Laserpulse summiert wurde, was unter Motorbedingungen wegen der einsetzenden Fensterverschmutzung nur bedingt möglich ist.

Daß auch Kohlenwasserstoffe in diesem Spektralbereich eine Raman-Linie der ersten Stokes-Ordnung haben, zeigt Abbildung 19. Hier befand sich Kraftstoffdampf im Meßvolumen. Wir sehen im Unterschied zu Abbildung 18 die zusätzliche Kraftstoff-Raman-Linie (CH) bei 268 nm, eine weitere befindet sich in der rechten Flanke der Sauerstofflinie, wird hier jedoch nicht aufgelöst.

Die Temperaturbestimmung geschieht aus der Raman-Streuung an Stickstoff, da das entsprechende Signal aufgrund der überlegenen Stickstoffkonzentration sehr dominant ist. Weiterhin nimmt Stickstoff nur in begrenztem Umfang an chemischen

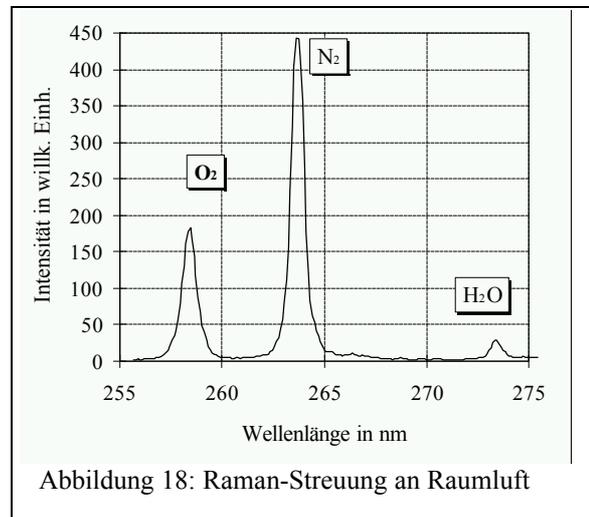


Abbildung 18: Raman-Streuung an Raumluft

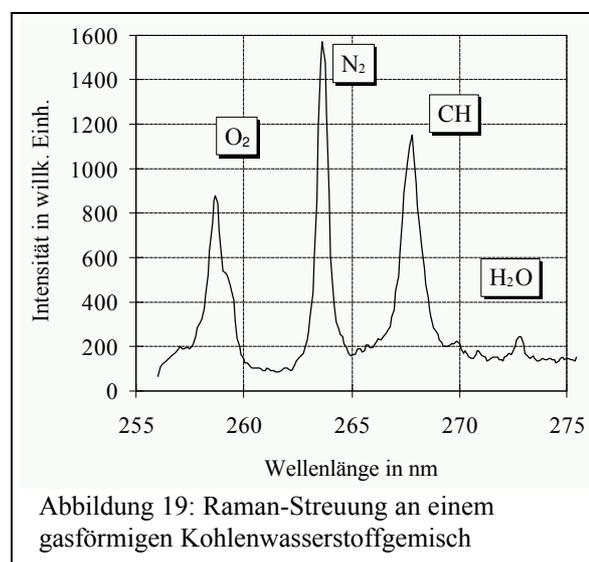


Abbildung 19: Raman-Streuung an einem gasförmigen Kohlenwasserstoffgemisch

Reaktionen teil. Kann man die Konzentrationsänderung von Stickstoff ganz vernachlässigen, wie es z. B. bei der Betrachtung von heißen Gasen unterhalb der Schwelltemperatur für thermische Stickoxidbildung der Fall ist, so kann die Temperatur analog zur Rayleigh-Streuung ausgewertet werden.

Die ideale Gasgleichung für eine Spezies i

$$p_i = \rho_i kT \quad (7)$$

wird nach der Dichte aufgelöst:

$$\rho_i(T) = \frac{p_i}{kT} \quad (8)$$

Für die Intensität L_i der Raman-Linie der Spezies i gilt:

$$L_i(T) = D_i \sigma_i(T) \rho_i(T) P_{\text{Laser}} \quad (9)$$

Hier ist D_i die Detektionsempfindlichkeit auf der Wellenlänge, auf der sich die Raman-Linie der Spezies i befindet, $\sigma_i(T)$ ist der temperaturabhängige Wirkungsquerschnitt für die SRS, P_{Laser} ist die Laserleistung auf der Anregungswellenlänge und die Dichte $\rho_i(T)$ wird nun aus (8) eingesetzt:

$$L_i(T) = D_i \sigma_i(T) \frac{p_i}{kT} P_{\text{Laser}} \quad (10)$$

Gleiches gilt nun auch für eine Referenzmessung bei bekannter Temperatur T_{Ref} :

$$L_i(T_{\text{Ref}}) = D_i \sigma_i(T_{\text{Ref}}) \frac{p_i}{kT_{\text{Ref}}} P_{\text{Laser}} \quad (11)$$

Durch Quotientenbildung von Meßwert zu Referenzwert werden die Detektionsempfindlichkeit, die Boltzmannkonstante, die Laserleistung und im Fall konstanten Druckes auch dieser eliminiert:

$$T = \frac{L_i(T_{\text{Ref}})}{L_i(T)} \frac{\sigma_i(T)}{\sigma_i(T_{\text{Ref}})} T_{\text{Ref}} \quad (12)$$

Für den Wirkungsquerschnitt gilt die Temperaturabhängigkeit [18]

$$\sigma(T) \sim \frac{1}{1 - \exp\left(-\frac{h\Delta\nu}{kT}\right)} \quad (13)$$

mit dem Frequenzabstand $\Delta\nu$ zwischen Anregungswellenlänge λ_a und Raman-Linie λ_s . In diesem Fall gilt für die erste Stokes-Linie $\Delta\nu = c/\lambda_a - c/\lambda_s$. Nun führt man eine Iteration durch, deren Startwert T_0 durch die Annahme $\sigma(T) \approx \sigma(T_R)$ gegeben ist:

$$T_0 = \frac{L_i(T_{\text{Ref}})}{L_i(T)} T_{\text{Ref}} \quad (14)$$

Der erste Iterationsschritt ist gegeben durch

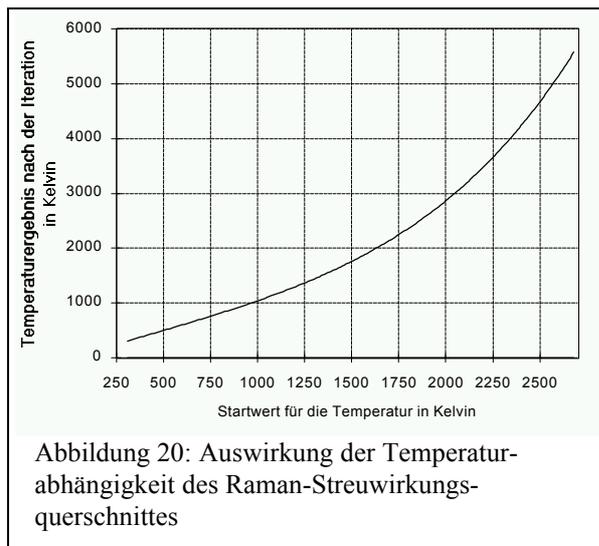
$$T_1 = \frac{\sigma_i(T_0)}{\sigma_i(T_{\text{Ref}})} T_0, \quad (15)$$

für den zweiten Schritt gilt

$$T_2 = \frac{\sigma_i(T_1)}{\sigma_i(T_0)} T_1 \quad (16)$$

und für alle weiteren Iterationsschleifen ist

$$T_n = \frac{\sigma_i(T_{n-1})}{\sigma_i(T_{n-2})} T_{n-1}. \quad (17)$$



Das Ergebnis dieser Iteration hängt nur vom Startwert T_0 ab und kann daher tabelliert werden. Abbildung 20 zeigt das Ergebnis der Iteration. Für jeden Startwert liefert die Iteration das angegebene Temperaturergebnis. Eine Abweichung von größer 1 % vom linearen Verlauf ist erst ab etwa 750 K zu verzeichnen. Das Ergebnis der Iteration kann durch ein Polynom dritten Grades $f(T_0)$ mit relativen Abweichungen von weniger als einem Promille angenähert werden. Damit erhält man schließlich für die Temperatur

$$T = \frac{L_i(T_{\text{Ref}})}{L_i(T)} f(T_0) T_{\text{Ref}}, \quad (18)$$

wobei $f(T_0)$ das die Temperaturabhängigkeit des Raman-Streuwirkungsquerschnittes beschreibende Polynom ist.

Ist der Druck im Meßvolumen bei der Messung verschieden vom Druck bei der Referenzmessung, so muß in Analogie zur Rayleigh-Auswertung der Druck mitgemessen und eine entsprechende Korrektur angebracht werden:

$$T = \frac{L_i(T_{\text{Ref}})}{L_i(T)} \frac{p}{p_{\text{Ref}}} f(T_0) T_{\text{Ref}}, \quad (19)$$

Komplizierter wird die Auswertung, wenn sich die Dichte der betrachteten Spezies i - hier N_2 - und damit die Dichte der Streuteilchen ändert, etwa weil die entsprechende Spezies an chemischen Reaktionen teilnimmt. In diesem Fall muß eine entsprechende Korrektur bezüglich der Konzentration erfolgen, in die Annahmen über die ablaufenden chemischen Reaktionen eingehen. Da aus oben genannten Gründen (Seite 30) mit der vorgestellten Meßtechnik nicht während der Verbrennung gemessen werden kann und da die Auswertung von Spezieskonzentrationen aus SRS Messungen die Grenzen des dieser Arbeit zugrundegelegten Themas überschreitet, wird dazu auf die ausführlichen Beschreibungen in [81, 82] verwiesen.

Die Auswertung von Temperaturen aus der Raman-Streuung basiert, wie bei der Rayleigh-Streuung, auf der idealen Gasgleichung. Ebenfalls wie im Falle der Rayleigh-Streuung wird der Einfluß durch schwankende Laserleistung durch die Mittelung möglichst vieler Bilder gering gehalten. Auch bei Raman-Messungen bestimmen das durch die geringe Signalstärke hervorgerufene schlechte Signal/Rausch-Verhältniss und die Überlagerung von Fluoreszenzen die gesamte Meßunsicherheit, die im Motoreinsatz bis zu 5 % erreichen kann.

3.1.5.2. Stokes/Anti-Stokes-Verhältnis

Alle bisherigen Betrachtungen der SRS gingen von der ersten Stokes-Ordnung aus, da diese die größten Signalstärken aufweist. Ein vorteilhaftes Temperaturmeßprinzip besteht im Vergleich von erster Stokes- zu erster Anti-Stokes-Linie einer Spezies.

Der bisher übliche Index i für die Charakterisierung der Spezies, an der gemessen wird, wird weggelassen, da aus Intensitätsgründen nur Messungen an Stickstoff (N_2) erfolgen. Statt dessen wird besonders auf die nun relevanten Wellenlängenabhängigkeiten hingewiesen. Damit wird aus Gleichung (9) für die Intensität der betrachteten Raman-Linie in der ersten Stokes-Ordnung (Wellenlänge λ_S):

$$L(\lambda_S) = D(\lambda_S) \sigma(\Delta\lambda^4) \rho P_{\text{Laser}} \quad (20)$$

Wie in Gleichung (9) ist $D(\lambda_S)$ die Detektionsempfindlichkeit auf der Stokes-Wellenlänge, P_{Laser} ist die entsprechende Laserleistung, und der Wirkungsquerschnitt σ hängt nur von der vierten Potenz der Wellenlängendifferenz zwischen Stokes-Linie und Anregungslinie ab. Die Dichte ist proportional zur Teilchenzahl, und diese ist im wesentlichen durch die Boltzmann-Verteilung gegeben. Bei gegebener Temperatur hat man daher auf der Anti-Stokes-Seite exponentiell weniger besetzte Zustände als auf der Stokes-Seite. Verhältnisbildung von Stokes- zu Anti-Stokes-Raman-Streuung liefert:

$$\frac{L(\lambda_S)}{L(\lambda_{AS})} = \frac{D(\lambda_S)}{D(\lambda_{AS})} e^{-\frac{hc}{kT} \left(\frac{1}{\lambda_S} - \frac{1}{\lambda_{AS}} \right)} \quad (21)$$

Mit der schon auf Seite 38 eingeführten Abkürzung c_2 liefert das für die Temperatur:

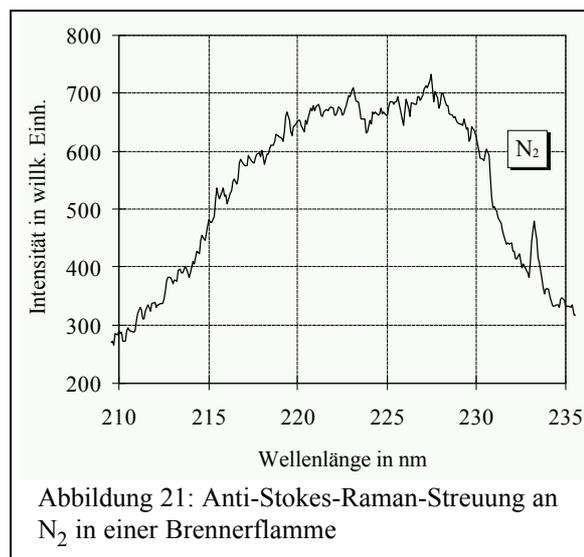
$$T = - \frac{c_2 \left(\frac{1}{\lambda_S} - \frac{1}{\lambda_{AS}} \right)}{\ln \left(\frac{L(\lambda_S) D(\lambda_{AS})}{L(\lambda_{AS}) D(\lambda_S)} \right)} \quad (22)$$

Der große Vorteil dieser Methode liegt in der Eliminierung des Wirkungsquerschnittes bei der Quotientenbildung. Da er nur von der vierten Potenz der Differenz zwischen Anregungswellenlänge und Stokes- bzw. Anti-Stokes-Wellenlänge abhängt, besteht der Unterschied zunächst nur in einem Vorzeichen, welches durch die Bildung der vierten Potenz wegfällt.

Außer dem Einfluß des Wirkungsquerschnittes entfällt auch der Einfluß eventuell schwankender Laserleistung, da mit einer Anregungswellenlänge und simultaner Messung beider Streueffekte gearbeitet werden kann. Zu berücksichtigen ist hingegen, daß in die Auswerteformel die Detektionsempfindlichkeiten auf beiden Wellenlängen eingehen. Für Anregung bei 248 nm und Messung an Stickstoff ist das der Quotient aus dem Sensitivitäten bei 232 und 264 nm.

Die Methode hat jedoch den Nachteil, daß das Anti-Stokes-Signal außerordentlich schwach ist. Die Detektion von spontaner Anti-Stokes-Raman-Streuung setzt eine hinreichende Besetzung angeregter Energieniveaus voraus. Da diese Besetzung durch die Boltzmann-Verteilung beschrieben wird, ist nur bei sehr hohen Temperaturen eine ausreichende Ausbeute der Anti-Stokes-Raman-Streuung möglich. Gerade dann interferiert bei dem hier eingesetzten breitbandigen Laser die mitangeregte Fluoreszenz in unzulässiger Stärke.

Weiterhin werden sehr hohe Anforderungen an die Dynamik der verwendeten Kamera gestellt. Wegen der Charakteristik der Boltzmann-Verteilung beträgt das Intensitätsverhältnis von Stokes- zu Anti-Stokes-Streuung für Stickstoff bei Raumtemperatur etwa $6 \cdot 10^6$, bei einer Temperatur von 500 K beträgt das Verhältnis 11800 und bei 700 K schließlich ca. 800. Hier ist der Einsatz von Photodioden und passenden optischen Filtern eine Alternative. Bei der Verwendung von Spektrograph und Kamera sollte die sich in der Mitte zwischen den beiden zu messenden Wellenlängen



befindende Rayleigh-Streulinie mechanisch ausgeblendet werden. Vorteilhaft wäre hier auch eine Trennung der Lichtwege und eine Detektion mit zwei Kameras, deren Bildverstärker an die Intensitätsunterschiede zwischen Stokes- und Anti-Stokes-Streuung angepaßt und entsprechend kalibriert werden können.

Da dieses Verfahren aus genannten Gründen im Motor nicht angewendet werden konnte, soll hier dennoch die prinzipielle Funktionstüchtigkeit unter Laborbedingungen gezeigt werden. Abbildung 21 präsentiert den Anti-Stokes-Bereich einer über 500 (!) Laserpulse summierten Messung am mageren Butangasbrenner. Die hohen Intensitäten rühren von Rayleigh-Streulicht her, welches im Spektrographen nicht vollständig unterdrückt werden kann. Nach Interpolation des Rauschuntergrundes und entsprechender Korrektur kann aus dem N_2 -Anti-Stokes-Signal auf 232 nm mit dem (hier nicht gezeigten) Stokes-Signal eine Temperatur ausgewertet werden, hier 1986 K. Die Unsicherheit dieser Angabe wird wesentlich vom Signal/Rausch-Verhältnis auf der Anti-Stokes-Seite bestimmt und muß auf mindestens 10 % abgeschätzt werden. Dennoch erhält man plausible Werte und mit dem oben vorgeschlagenen experimentellen Veränderungen läßt sich die Meßunsicherheit voraussichtlich erheblich verringern.

3.1.5.3. *Induzierte Raman-Streuung*

Neben der spontanen Raman-Streuung kann auch die induzierte, bzw. stimulierte oder kohärente Raman-Streuung zur Temperaturmessung herangezogen werden [83]. Die auf diesem Gebiet erfolgreichste Methode ist CARS mit Meßunsicherheiten von nur wenigen Prozent bei Messungen in Verbrennungen. Doch liefert CARS nur *eine* Temperatur in einem kleinen Meßvolumen zu einem Zeitpunkt. Die Zielgröße der Motorkonstrukteure ist jedoch zumeist der zeitliche Verlauf der über den gesamten Brennraum gemittelten Durchschnitts- bzw. Spitzentemperatur. Weiterhin ist der experimentelle Zusatzaufwand durch den Einsatz eines zweiten Lasers recht groß. Die erfolgreiche Anwendung von CARS am Verbrennungsmotor und ähnlichen Meßobjekten wird in der Fachliteratur eingehend dokumentiert, siehe z. B. [23, 84-86], hier jedoch aus den genannten Gründen nicht weiterverfolgt.

3.2. Pyrometrische Auswerteverfahren

3.2.1. Grundsätzliches

Die Beobachtung des Eigenleuchtens von Flammen stößt auf einige grundsätzliche Probleme. In der Detektionsapertur können sich Bereiche unterschiedlicher Temperaturen befinden, Strahlung von heißen Zonen kann in anderen Gebieten wieder absorbiert werden. Da diese Probleme prinzipiell sind, kann die mit einem solchen Verfahren ermittelte Temperatur nur als die Temperatur aufgefaßt werden, die ein realer Strahler mit gleichem Emissionsvermögen haben muß, um die gleiche spektrale Abstrahlung aufzuweisen wie das Meßobjekt. Eine solche Auffassung beinhaltet eine Ortsmittelung über den Bereich der Beobachtungapertur; die Qualität dieser Mittelung wird weiter unten näher diskutiert.

Zunächst wird die Plancksche Schwarzkörperstrahlungsformel als Funktion der spektroskopisch gebräuchlicheren Größe λ umgeschrieben. Die spektrale Energieverteilung eines schwarzen Strahlers wird üblicherweise wie folgt angegeben [87]:

$$\rho(\nu)d\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{\exp\left[\frac{h\nu}{kT}\right] - 1} d\nu \quad (23)$$

Darin ist ν die Frequenz, h das Plancksche Wirkungsquantum, c die Lichtgeschwindigkeit und k die Boltzmannkonstante. Mit der Wellengleichung

$$c = \nu\lambda \quad (24)$$

und der entsprechenden Umrechnung der Differentiale

$$|d\nu| = \left| \frac{c}{\lambda^2} d\lambda \right| \quad (25)$$

ergibt sich als Funktion der Wellenlänge:

$$\rho(\lambda)d\lambda = 8\pi hc\lambda^{-5} \left[\exp\left(\frac{hc}{\lambda T}\right) - 1 \right]^{-1} \quad (26)$$

Auf ein spektrales Intervall $d\lambda$ entfällt damit die Energie:

$$L_P \equiv \hat{c} \frac{\rho(\lambda)d\lambda}{d\lambda} = c_1 \lambda^{-5} \left[\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right) - 1 \right]^{-1} \quad (27)$$

Hier wurde c_1 als Abkürzung aller konstanten Vorfaktoren, sowie des Beobachtungsräumwinkels und für den Fall, daß mit (27) ein Meßergebnis beschrieben werden soll, auch des

konstanten Terms aus der Kalibrierung, verwendet. In c_2 sind die physikalischen Konstanten hc/k enthalten.

Im Wellenlängen- und Temperaturbereich, der hier betrachtet wird ($\lambda < 800 \text{ nm}$, $T < 2500 \text{ K}$) gilt die Wiensche Näherung L_W mit einer relativen Abweichung von der Planckschen Formel von weniger als 10^{-6} :

$$L_W(\lambda, T) = c_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \quad (28)$$

Betrachtet man nun bezüglich der angekündigten Abschätzung den theoretischen Fall, daß eine Hälfte des beobachteten Raumes Wärmestrahlung emittiert, die einer Temperatur von 2000 K entstammt, in der anderen Hälfte seien es nur 1900 K. Die von einem solchen Strahler gemessene Energie entspricht bei einer Wellenlänge von z. B. 500 nm nach Gleichung (28) einer Temperatur von 1958 K. Die Abweichung vom arithmetischen Mittel rührt daher, daß die Strahlungsformel (28) bezüglich der Temperatur nichtlinear ist, jedoch ist die Abweichung so gering, daß man annehmen kann, mit pyrometrischen Messungen dieser Art die mittlere Temperatur des Beobachtungsbereiches zu messen, bzw. das Ergebnis wird tendenziell von Bereichen höherer Temperaturen bestimmt.

Gleichung (28) ist noch nicht die vollständige Beschreibung für das Ergebnis einer pyrometrischen Messung, da sich ein realer Strahler von einem schwarzen bzw. Wienschen Strahler durch das i. a. wellenlängenabhängige Emissionsvermögen $\hat{\varepsilon}$ unterscheidet:

$$L_R(\lambda, T) = \hat{\varepsilon}(\lambda) L_W(\lambda, T) = \hat{\varepsilon}(\lambda) c_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \quad (29)$$

Zur Vereinfachung der Schreibweise wird im folgenden die Abkürzung

$$\varepsilon(\lambda) \equiv c_1 \hat{\varepsilon}(\lambda) \quad (30)$$

benutzt und auf den Index von "L" verzichtet:

$$L = \varepsilon(\lambda) \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \quad (31)$$

Die innerhalb einer Messung für alle Wellenlängen gleiche Konstante c_1 ist damit im Emissionsvermögen $\varepsilon(\lambda)$ enthalten. Von hier an ist auch der spektrale Verlauf des Emissionsvermögens gemeint, wenn zur sprachlichen Abkürzung nur "Emissionsvermögen" geschrieben wird.

Abbildung 22 zeigt ein von einer Kerze aufgenommenes Emissionsspektrum (dicke Linie). Es sind keine diskreten Emissionslinien zu erkennen und die Wiensche Näherung ist offenbar erfüllt. Es wird ebenfalls das Ergebnis einer Messung an dem auf fetten Betrieb eingestellten Butangasbrenner gezeigt (dünne Linie). Da die Signalstärke bei dieser Messung insgesamt etwas schwächer war, wurde die Verstärkung hier höher eingestellt, was das Signal-Rausch-

Verhältnis verschlechtert. Diese beiden für fette Flammen typischen Spektren werden im folgenden den verschiedensten Temperaturauswertemethoden unterworfen. Aus solchen Spektren ist aus dem Wienschen Gesetz die Temperatur ableitbar, nach Gleichung (31) ist dafür jedoch die Kenntnis des spektralen Emissionsvermögens notwendig. Alle im folgenden näher untersuchten Verfahren, aus Spektren wie in Abbildung 22 die Temperatur auszuwerten, bilden im Prinzip Abwandlungen der Strategie, einen mathematischen Fit von Gleichung (31) mit der Temperatur als Fitparameter an die

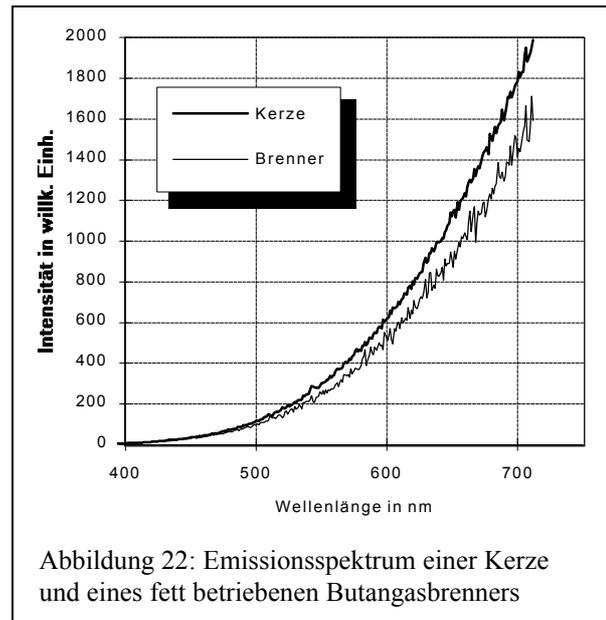


Abbildung 22: Emissionsspektrum einer Kerze und eines fett betriebenen Butangasbrenners

Meßwerte anzulegen. Alle bisher bekannten Verfahren benutzen dabei verschieden willkürliche Annahmen über das spektrale Emissionsvermögen $\epsilon(\lambda)$. Zunächst wird die klassische Zwei-Farben-Methode, danach ihre Weiterentwicklung, die Fünf-Farben-Methode, betrachtet. Anschliessend werden die Möglichkeiten direkter und indirekter mathematischer Anpassungsprozeduren untersucht, aus denen sich dann die neu entwickelte Auswertemethode ableitet. Abschließend werden zur Vollständigkeit die Möglichkeiten und Grenzen von Emissions-Absorptions-Messungen und Messungen von Linienverbreiterungen diskutiert.

3.2.2. Zwei-Farben-Methode

Der klassische Ansatz für die Bestimmung der Temperatur einer fetten Kohlenwasserstoffverbrennung stammt aus dem Jahr 1932 [15]. Bestimmt wird die Temperatur aus der Strahlungsmessung auf mindestens zwei verschiedenen Wellenlängen; daher der Name "Zwei-Farben-Methode". Für das Emissionsvermögen wird der aus der Absorption abgeleitete heuristische Ansatz

$$\hat{\epsilon}(\lambda) = 1 - e^{-\frac{Kl}{\lambda^\alpha}} \quad (32)$$

gewählt, in dem K eine "Absorptionsstärke", l die optische Weglänge und α eine Konstante darstellt, die zur Beschreibung der Wellenlängenabhängigkeit nötig ist, je nach betrachtetem Spektralbereich aber angepaßt werden muß. Aus Dimensionsgründen muß die Wellenlänge in Gleichung (32) in μm eingesetzt werden. Die späteren Anwender dieser Methode [88-90] bestimmten α aus zusätzlichen Messungen oder übernahmen Werte aus der Literatur.

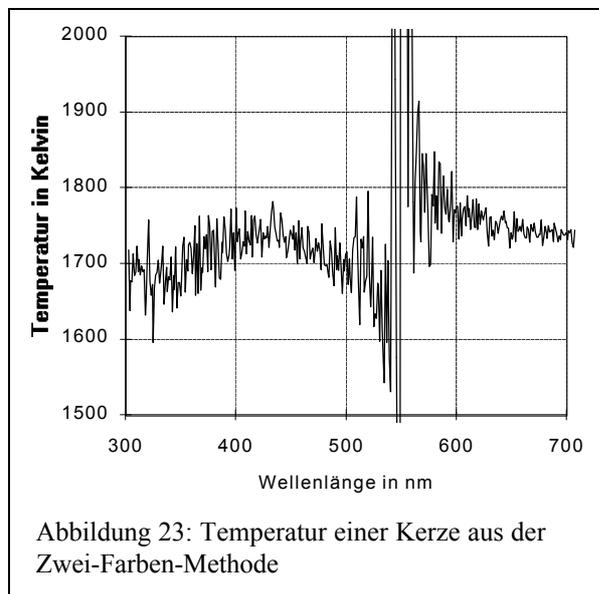
Bildet man das Verhältnis der Meßergebnisse L_1 und L_2 auf zwei verschiedenen Wellenlängen λ_1 und λ_2 , so erhält man aus Gleichung (31):

$$T = -c_2 \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) / \ln \left[\frac{L_1 \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^5 \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}}{L_2 \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^5 \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}} \right] \quad (33)$$

Setzt man nun den gewählten Ansatz (32) für das Emissionsvermögen auf den beiden betrachteten Wellenlängen ϵ_1 und ϵ_2 über (30) in (33) ein, so ergibt sich:

$$T = -c_2 \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) / \ln \left[\frac{L_1 \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^5 \frac{1 - e^{-(Kl)/\lambda_2^{\alpha_2}}}{1 - e^{-(Kl)/\lambda_1^{\alpha_1}}}}{L_2 \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^5 \frac{1 - e^{-(Kl)/\lambda_1^{\alpha_1}}}{1 - e^{-(Kl)/\lambda_2^{\alpha_2}}}} \right] \quad (34)$$

Damit wird das gemessene Spektrum der Kerze aus Abbildung 22 ausgewertet, wobei für Kl der Wert 0.3 und für α der Wert 1.39 angenommen wird [15, 90].



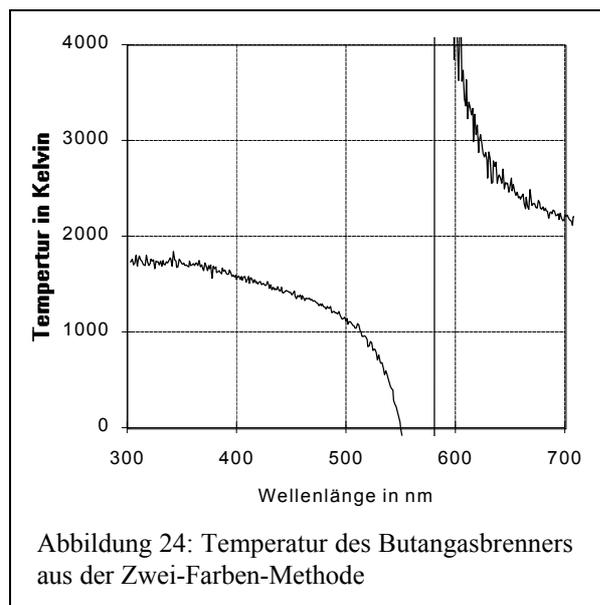
Als λ_1 wird eine Wellenlänge von 550 nm festgehalten, λ_2 ist als Variable auf der Abszisse aufgetragen (Abb. 23). Als Mittelwert im Bereich von 350 bis 500 nm ergibt sich eine Temperatur von 1722 K, im Bereich 600 bis 700 nm sind es 1749 K. Der divergierende Bereich um 550 nm herum zeigt deutlich, daß die beiden Wellenlängenstützstellen nicht zu dicht beieinander liegen dürfen. Abbildung 23 ist zu entnehmen, daß "nicht zu dicht" bei dieser Messung bedeutet "nicht dichter als 50 nm".

Das erreichte Temperaturniveau verschiebt

sich komplett um einige zehn Kelvin mit der Variation der festgehaltenen Wellenlängenstützstelle λ_1 oder bei etwas anderen Annahmen für Kl oder α . Die Differenz zwischen gemessenem Temperaturniveau und "wahrer Temperatur" hängt wesentlich davon ab, ob mit (32) das tatsächliche Emissionsvermögen genau genug beschrieben wurde, und wie genau die gewählten Werte für die Parameter Kl und α der Realität entsprechen und welches Wellenlängenstützstellenpaar gewählt wurde.

Die hier angewendete Meßtechnik mit Spektrograph und CCD-Kamera liefert gegenüber der Verwendung von Interferenzfilter und Photodiode den Vorteil der Möglichkeit zur Mittelung über viele verschiedene Wellenlängenpaare. Dies ist für die Genauigkeit der Temperatúrauswertung wesentlich, da in Abbildung 23 die Differenz zwischen zwei benachbarten Wellenlängen auch in den für die Auswertung herangezogenen Bereichen bis zu 100 K beträgt.

Abbildung 24 zeigt die Temperatureauswertung für die Messung am Butangasbrenner¹⁰



(Abb. 22). Das beste Ergebnis wird hier mit den physikalisch nur bedingt sinnvollen Werten $KI = -0.196$ und $\alpha = 1.95$ erzielt, aber auch in diesem Fall ist die Temperatur scheinbar noch wellenlängenabhängig. Das liegt daran, daß sich das Emissionsvermögen des Rußes im Fall des Brenners durch Gleichung (32) nicht adäquat beschreiben läßt. In Kapitel 3.2.6. wird der spektrale Verlauf des Emissionsvermögens des Brenners gezeigt (Abb. 43). Das Problem, den falschen mathematischen Ansatz für $\epsilon(\lambda)$ gewählt zu haben, bleibt bei der Messung auf

nur zwei Wellenlängenstützstellen verborgen.

Die Wahl der Wellenlängenstützstellen bei der Zwei-Farben-Methode ist schwierig: Einerseits muß ihr Abstand möglichst groß sein, um die Unsicherheit gering zu halten, wie die Abbildungen 23 und 24 deutlich zeigen, andererseits bekommt man bei sehr großen spektralen Abständen auf der UV-Seite exponentiell abfallende Energien und bewegt sich auf der IR-Seite auf das Strahlungsmaximum zu, verläßt also den Gültigkeitsbereich der Wienschen Näherung. Weiterhin muß eventuell der Wellenlängenexponent α bei zu weit auseinanderliegenden Wellenlängenstützstellen neu angepasst werden, da er nur für einen kleinen Spektralbereich konstant ist. Es ist außerdem zu vermeiden, auf Spektralbereiche zuzugreifen, auf denen der Wärmestrahlung Bandenstrahlung überlagert ist, wie es z. B. bei 306 nm durch den bei Verbrennungen häufig angeregten OH ($A^2\Sigma^+ \leftarrow X^2\Pi$) Übergang möglich ist [91-94]. Aus diesen Gründen und wegen der besseren Statistik ist für die experimentelle Nachweiseseite die vorgestellte Variante der Detektion auf zwei Wellenlängen überlegen.

Verschiedene Autoren [95, 96] benutzen eine alternative Auswertestrategie. Setzt man den Ansatz (32) für $\epsilon(\lambda)$ in Gleichung (29) ein, so erhält man:

$$L_i = c_1 \left(1 - e^{-\frac{KI}{\lambda_i^{\alpha_i}}} \right) \lambda_i^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda_i T}}, \quad i = 1; 2 \quad (35)$$

Diese Gleichungen werden nach KI aufgelöst und die beiden Ergebnisse für $i = 1$ und 2 gleichgesetzt:

¹⁰Das scheinbar geringere Rauschen ist durch die Auftragung von 4000 anstatt 500 K bedingt.

$$\ln \left[1 - \frac{L_1 \lambda_1^5}{c_1} e^{\frac{c_2}{\lambda_1 T}} \right]^{\lambda_1^{\alpha_1}} = \ln \left[1 - \frac{L_2 \lambda_2^5}{c_1} e^{\frac{c_2}{\lambda_2 T}} \right]^{\lambda_2^{\alpha_2}} \quad (36)$$

Mit dieser Auswertung ermittelt man die Temperatur iterativ, wenn das Detektionssystem nicht relativ, sondern absolut kalibriert wird. Man kann dann den Wert für KI, den man indirekt angenommen hat, nachher bestimmen. Doch auch diese mathematische Auswertung liefert erhebliche Abweichungen zum tatsächlichen Temperaturwert, wenn sich das vorliegende Emissionsvermögen durch die Annahme in Gleichung (32) nicht genau genug beschreiben läßt, wie es z. B. bei der Messung am Butanbrenner offenbar der Fall ist.

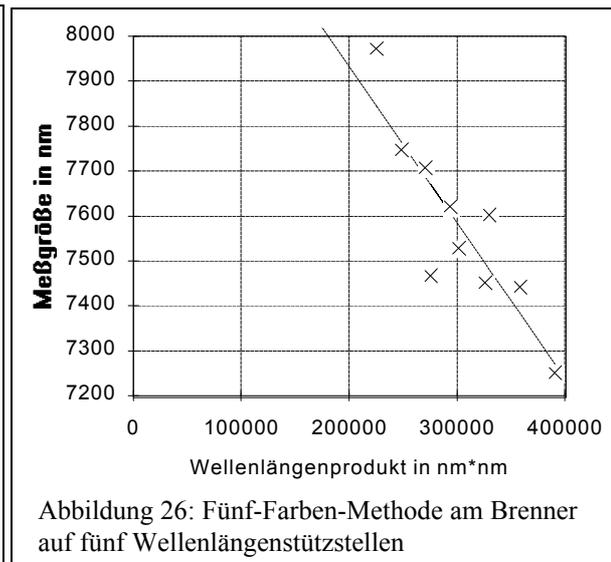
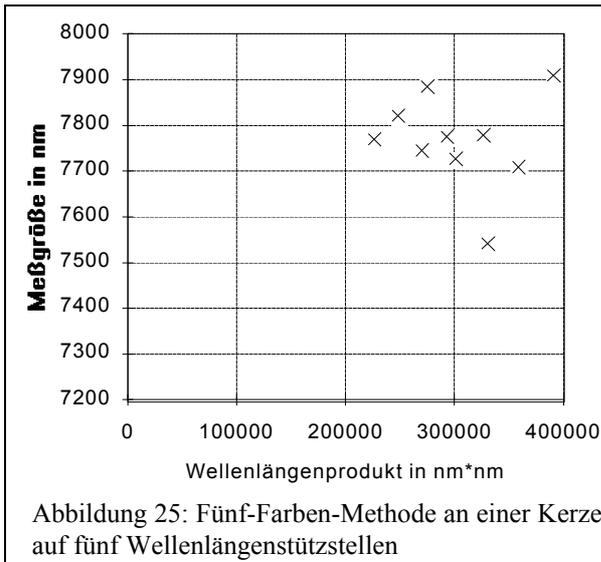
Mit dem gleichen Resultat wurden eine Reihe von aus der Planckschen Strahlungsformel und den verschiedensten spektralen Emissionsverläufen "selbstgenerierten Spektren" untersucht. Dabei wird in die Plancksche Schwarzkörperstrahlungsformel (27) eine Temperatur eingesetzt, sowie zusätzlich ein Emissionsvermögen angenommen. Daraus entsteht ein "selbstgeneriertes Spektrum", welches mit der jeweils zur Diskussion stehenden Temperatúrauswertemethode untersucht wird. Für die hier untersuchte Zwei-Farben-Methode ergeben sich erhebliche Differenzen zwischen eingesetzter und ermittelter Temperatur, wenn der in die "selbstgenerierten Spektren" hineingesteckte Ansatz für $\epsilon(\lambda)$ ein wenig vom Ansatz (32) der Zwei-Farben-Methode abweicht.

Die Zwei-Farben-Methode funktioniert also bei stationären Meßobjekten, deren Emissionsvermögen sich annähernd durch den Ansatz in Gleichung (32) beschreiben läßt, mit einer Unsicherheit, die wesentlich durch die Wahl der im Emissionsvermögen enthaltenen Parameter und der beiden Wellenlängenstützstellen bestimmt ist. In der "Absorptionsstärke" K ist die Rußkonzentration in der fetten Flamme enthalten. Die Rußkonzentration wird bei der Zwei-Farben-Methode durch einen konstanten Wert für K angenähert. In einem Dieselmotor ändert sich die Rußkonzentration während des Verlaufes der Verbrennung jedoch ganz erheblich.

3.2.3. Fünf-Farben-Methode

Die für stationäre Meßobjekte bewährte Zwei-Farben-Methoden fußt auf dem Grundgedanken der Verhältnisbildung der Intensität auf zwei Wellenlängenstützstellen. Eine Erweiterung dieser Methode unter Einbeziehung einer größeren Anzahl von Wellenlängenstützstellen bildet die sogenannte Fünf-Farben-Methode. Ausgangspunkt ist wieder Gleichung (33), elementare Umformungen liefern

$$\frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} \ln \left[\frac{L_1 \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^5}{L_2} \right] = \lambda_1 \lambda_2 \frac{\ln \epsilon_2 - \ln \epsilon_1}{\lambda_2 - \lambda_1} + \frac{c_2}{T}. \quad (37)$$



Auf der linken Seite dieser Gleichung steht ein aus Meßgrößen zusammengesetzter Begriff, der für mehrere Wellenlängenpaare über λ_1, λ_2 aufgetragen werden kann. Falls sich dann eine Gerade ergibt, liefert der Ordinatenabschnitt den Temperaturterm und die Steigung wird durch

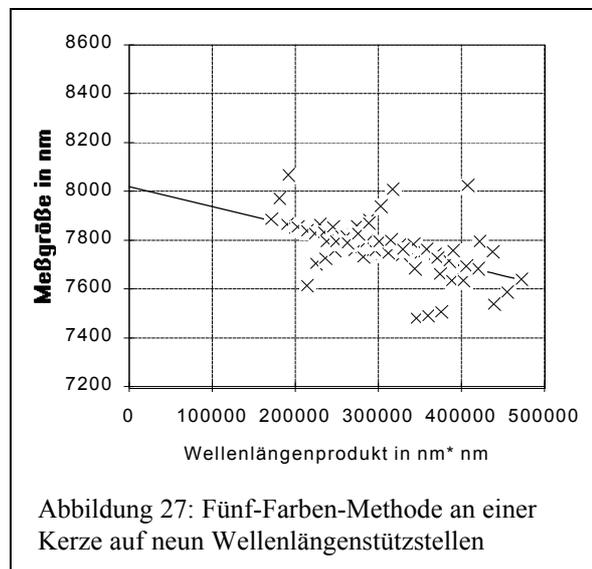
$$\frac{\ln \varepsilon_2 - \ln \varepsilon_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \approx \frac{d}{d\lambda} \ln \varepsilon(\lambda) \quad (38)$$

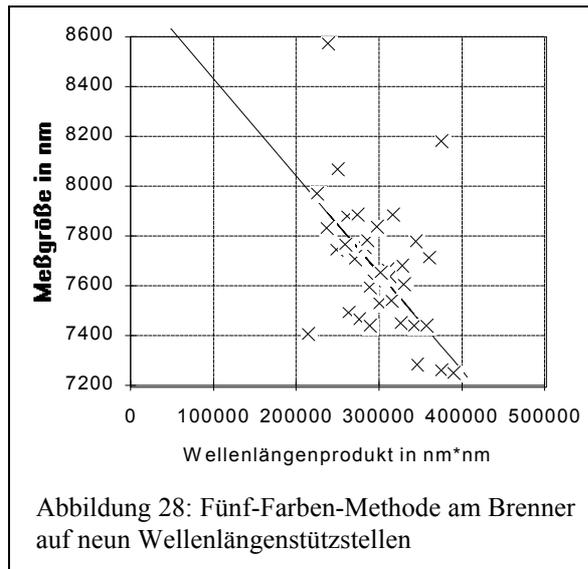
beschrieben. Die Annahme einer konstanten Steigung ist daher näherungsweise äquivalent zur Annahme

$$\varepsilon(\lambda) = a_1 e^{a_2 \lambda} \quad (39)$$

mit den Konstanten a_1 und a_2 . Bei der Fünf-Farben-Methode werden üblicherweise [97-99] fünf Wellenlängenstützstellen ausgesucht und daraus zehn Paare gebildet. Das Verfahren zielt darauf ab, bei Meßtechniken auf nur wenigen Wellenlängen trotzdem eine größere Datenbasis bereitzustellen. Abbildung 25 zeigt eine solche Auftragung für die Messung an der Kerze mit den fünf Wellenlängen 450, 500, 550, 600 und 650 nm. Es ergibt sich eine erhebliche Streuung, die das Anpassen einer Geraden nicht empfehlenswert erscheinen läßt. Im Fall des Butangasbrenners (Abb. 26) wird über die Minimierung der Abstandsquadrate eine Gerade angepaßt, deren Extrapolation auf die Ordinate eine Temperatur von 1668 K ergibt.

Die in dieser Arbeit vorgestellte experimentelle Meßtechnik beinhaltet keine Begrenzung auf Messungen auf nur zwei oder fünf Wellenlängen. Die Abbildungen 27 und 28 stellen Ergebnisse der Fünf-Farben-Methode für Kerze





und Brenner mit den neun Stützstellen 400, 425, 450, 475, 500, 525, 550, 575 und 600 nm auf die solidere Datenbasis von 36 Auswertepunkten¹¹. Die durch die so erhaltenen Punktwolken gelegten Geraden ergeben eine Temperatur von 1831 K für die Kerze bzw. von 1631 K für den Brenner, wobei nun eine größere Streuung der Meßpunkte im Fall des Brenners auftritt. Offenbar besteht also eine große Empfindlichkeit bezüglich der Auswahl der beteiligten Wellenlängenstützstellen.

Die in diesem Verfahren enthaltene mathematische Auswertemethode ist vorteilhaft, da die Extrapolation auf den Ordinatenabschnitt über einen großen Wellenlängenbereich geschieht. Die dadurch hervorgerufene Unsicherheit wird ein wenig abgeschwächt durch die Auftragung über dem Produkt zweier Wellenlängen und durch die daraus resultierende bezüglich der Wellenlänge quadratische Skala.

Dennoch hängt auch hier die Abweichung von den "wahren" Temperaturwerten neben der Anzahl und Auswahl der Wellenlängenstützstellen davon ab, wie genau sich das vorhandene Emissionsvermögen durch die - wenn auch indirekt - eingesetzte Formel, hier Gleichung (39), wiedergeben läßt [100]. Bei diesem Verfahren wurde das ebenfalls durch ausgiebige Untersuchungen mit "selbstgenerierten" Datensätzen bestätigt.

Im Vergleich mit den Ergebnissen des neu entwickelten genaueren Verfahrens (Kap. 3.2.6.) gibt es bei der Kerzenflamme eine erhebliche Abweichung, was daran liegt, daß sich deren Emissionsvermögen nicht wie eine einfache Exponentialfunktion (39) verhält. Das bedeutet, daß die Steigung (38) in Gleichung (37) keine Konstante ist und mit dieser Gleichung keine Gerade beschrieben wird. Eine lineare Extrapolation z. B. in Abbildung 27 ist also nicht erlaubt, da der tatsächliche Verlauf der zusammengesetzten Meßgröße in (37) gekrümmt ist.

Da man bei der Fünf-Farben-Methode ohnehin einen exponentiellen Emissionsverlauf annimmt (39), kann man mit Meßtechniken, denen nur wenige Wellenlängenstützstellen zur Verfügung stehen, eine Messung mit einer dritten Wellenlänge zur Bestimmung der beiden Parameter a_1 , a_2 , sowie der Temperatur ansetzen. Zusätzlich zu den Problemen der Fünf-Farben-Methode hat man dann jedoch eine noch größere Unsicherheit, da bei der Messung auf nur drei Wellenlängenstützstellen die Möglichkeit zur statistischen Auswertung entfällt.

Trotz der Berücksichtigung von mehr als zwei Wellenlängenstützstellen liefert auch die Fünf-Farben-Methode Unsicherheiten, die empfindlich von der verfahrensbedingten Annahme für das Emissionsvermögen abhängen.

¹¹36 ist die Anzahl der Möglichkeiten, verschiedene Zweierpaare aus neun Elementen auszuwählen.

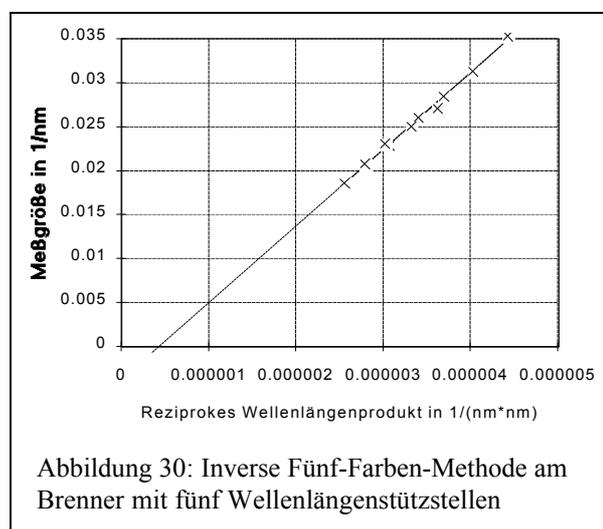
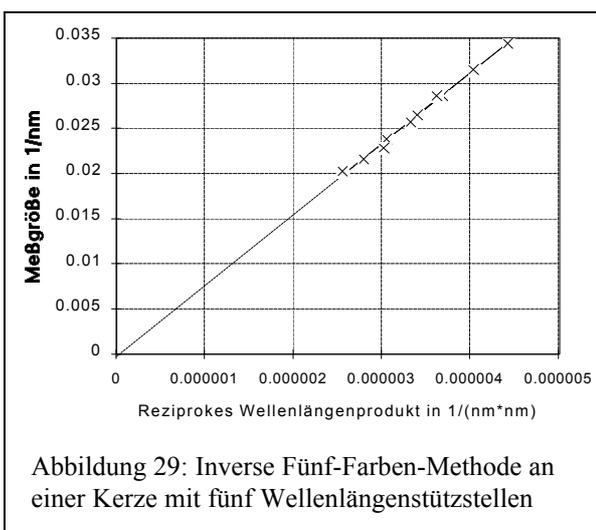
3.2.4. Inverse Fünf-Farben-Methode

Die beiden vorangegangenen Auswertemethoden stellen den bisherigen Stand der Technik dar. Davon ausgehend werden von hier an neue Auswertestrategien entwickelt.

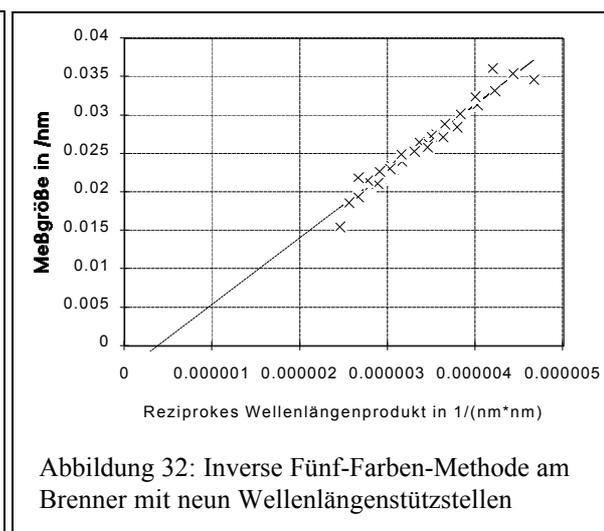
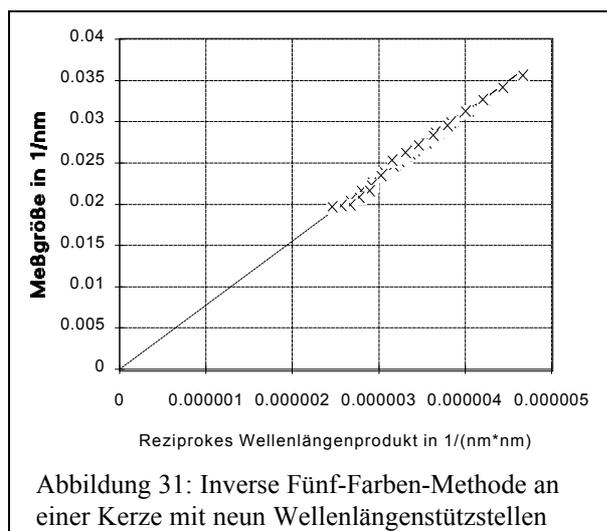
Bei der im vorigen Abschnitt beschriebenen Fünf-Farben-Methode wird an Gleichung (37) eine Gerade angepaßt, deren Steigung eine Information über das Emissionsvermögen des Meßobjektes und deren Ordinatenabschnitt eine Information über dessen Temperatur beinhaltet. Hinsichtlich der vorhandenen Meßunsicherheit ist es ratsam, beides umzukehren. Die vorrangig gesuchte Information - die Temperatur - sollte aus der viel genauer bestimmbaren Steigung der Geraden hervorgehen, wohingegen das Emissionsvermögen als nicht primär geforderte Meßgröße sich im Ordinatenabschnitt verbergen sollte. Diese Idee ist einfach zu realisieren, indem man Gleichung (37) durch $\lambda_1\lambda_2$ teilt:

$$\frac{1}{\lambda_1 - \lambda_2} \ln \left[\frac{L_1 \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^5}{L_2 \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^5} \right] = \frac{\ln \varepsilon_2 - \ln \varepsilon_1}{\lambda_2 - \lambda_1} + \frac{1}{\lambda_1 \lambda_2} \frac{c_2}{T} \quad (40)$$

Wiederum besteht die linke Seite der Gleichung aus der Messung zugänglichen Größen und wird in diesem Fall über den Kehrwert von $\lambda_1\lambda_2$ aufgetragen (Abb. 29, 30). Dieses Verfahren wird daher mit dem Namen "inverse Fünf-Farben-Methode" benannt. Der durch den Ansatz prinzipiell hervorgerufene Fehler ist ebenso groß wie bei der Fünf-Farben-Methode, da dieselbe Näherung gemacht wird. Der in Gleichung (38) aufgeführte Term wird als Konstante betrachtet, die hier den Ordinatenabschnitt darstellt. Die Temperatur wird durch die Geradensteigung gegeben und damit nur aus solchen Größen ermittelt, die direkt gemessen wurden. Eine Extrapolation entfällt und die numerische Unsicherheit des Verfahrens ist damit wesentlich geringer als bei der Fünf-Farben-Methode. In den Abbildungen 29 und 30 sind für Kerze und Butangasbrenner zehn Datenpunkte auf fünf Wellenlängenstützstellen aus denselben Eingangsdaten dargestellt wie in den Abbildungen 25 und 26. Insbesondere bei der Messung an der Kerze erhält man Daten-



punkte mit geringerer Streuung, die Anpassung einer Geraden ist weniger schwierig. Es ergibt sich eine Temperatur von 1831 K für die Kerze und von 1652 K für den Brenner, was den Ergebnissen der Fünf-Farben-Methode für 36 Datenpunkte gleicht. Man erhält mit der inversen Fünf-Farben-Methode mit weniger Datenpunkten akzeptable Ergebnisse, bzw. mit gleich vielen Datenpunkten eine geringere Streuung (Abb. 31, 32). Die Temperatúrauswertung erfolgt nur aus direkt gemessenen Werten, es ist keine Extrapolation nötig. Die numerische Unsicherheit ist daher vernachlässigbar gegen den systematischen Fehler, der im Ansatz enthalten ist, das Emissionsvermögen verhalte sich spektral wie eine einfache Exponentialfunktion (39). Diese



Unsicherheit kann dagegen sehr groß werden. In der Tat läßt sich ein Emissionsvermögen, wie es im Falle des klassischen Zwei-Farben-Ansatzes angenommen wird (32), auch durch Gleichung (39) mit geeigneten Parametern a_1 und a_2 sehr gut annähern. Falls aber das tatsächliche Emissionsvermögen von dieser Annahme abweicht, liegt auch bei der inversen Fünf-Farben-Methode ein Fehler vor, der nicht generell vernachlässigbar ist. Für diese Auswertemethode bestätigt sich das ebenfalls durch die Untersuchung verschiedener "selbstgenerierter" Spektren.

Durch die inverse Fünf-Farben-Methode kann die numerische Unsicherheit der Fünf-Farben-Methode verringert werden, verfahrensbedingte Unsicherheiten aus der Annahme für das Emissionsvermögen bleiben jedoch bestehen.

3.2.5. Fit an die Planckkurve

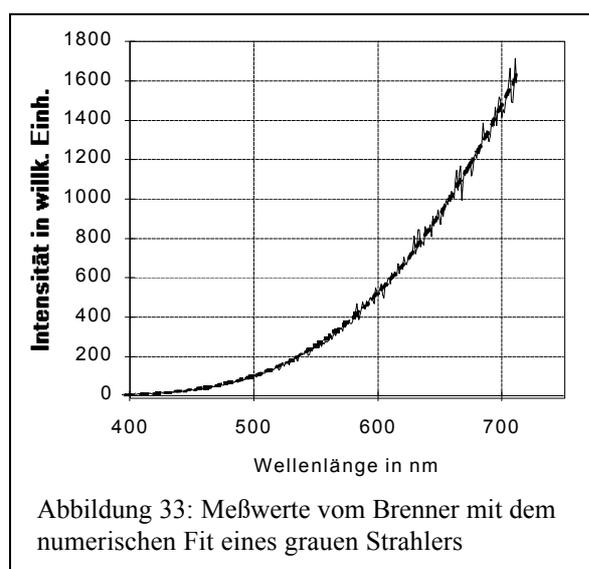
Da alle bisherigen Auswerteverfahren recht willkürliche Annahmen für das spektrale Emissionsvermögen benötigen, liegt es nahe, mit einer solchen nur wenige Parameter enthaltenden Annahme einen direkten numerischen Fit an das gemessene Spektrum durchzuführen. Diese Möglichkeit wird bei der hier eingesetzten Meßtechnik durch die Aufnahme eines kompletten Spektrums anstatt weniger diskreter Wellenlängen eröffnet. Dabei liefert der Fit die Temperatur und die Parameter, die in der Annahme für $\epsilon(\lambda)$ vorgegeben sind. Bei einem nichtlinearen Fit können die Rechenzeiten erheblich sein, da die Konvergenz häufig sehr langsam ist. Weiterhin kann es passieren, daß die Summe der Fehlerquadrate nur ein relatives Minimum annimmt. Daher bedarf dieses Verfahren neben sinnvollen Startwerten der dauernden kritischen Prüfung.

3.2.5.1. Direkter Fit an die Meßwerte

Ein grauer Strahler ist die einfachste Annahme für das Emissionsvermögen, es bildet dann eine Konstante, d. h. $\epsilon = a_1$. Damit ergibt sich aus (31) eine Funktion der Form

$$f(\lambda) = a_1 \lambda^{-5} \exp\left(\frac{a_2}{\lambda}\right), \quad (41)$$

wobei die Temperatur nun in der Konstante a_2 enthalten ist. Gleichung (41) wird nun an die Meßwerte angepaßt. Als Kriterium für die Güte des nichtlinearen Fit wird die Summe der Abstandquadrate benutzt¹². Es ergibt sich damit eine Temperatur von 1869 (1869) K für die Kerze und von 1889 (1888) K für den Brenner. Die Werte in Klammern geben das Ergebnis für den Fall an, daß nicht alle Wellenlängenstützstellen berücksichtigt wurden, sondern nur



solche größer als 400 nm. Das bedeutet, die ersten 90 Stützstellen auszuklammern, weil hier die gemessenen Intensitäten sehr gering sind und damit das Signal-Rausch-Verhältnis zu schlecht ist. Der Vergleich mit den Werten in Klammern liefert eine Information darüber, wie "sicher" das numerische Ergebnis für die Temperatur ist.

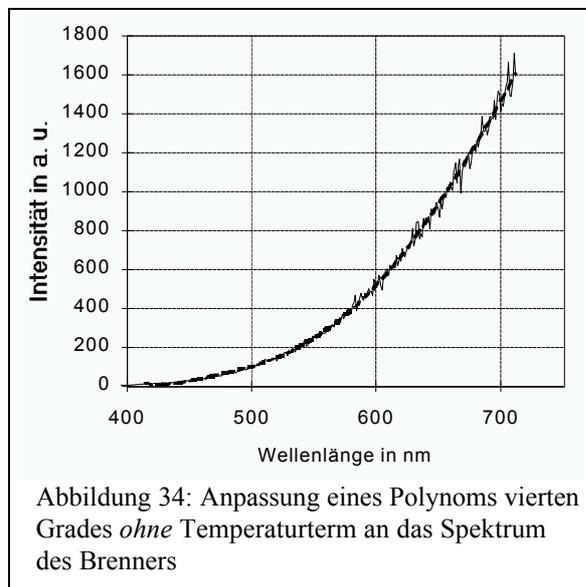
In Abbildung 33 werden noch einmal die Meßdaten vom Butangasbrenner gezeigt, hier allerdings zusammen mit dem Ergebnis der Anpassung eines grauen Strahlers nach Gleichung (41). Schon diese einfache

¹²Die durchgeführte Iteration benutzt eine Kombination aus Gauss-Newton- und Levenberg-Marquardt-Algorithmus.

Annahme liefert eine gute numerische Anpassung.

Erlaubt man einen weiteren Parameter, mit dem man das Emissionsvermögen nicht als konstant, sondern durch eine Gerade annähern kann, so ergeben sich für Kerze bzw. Brenner 2265 (2267) K bzw. 2309 (2317) K. Da diese Werte recht hoch liegen, wird das Ergebnis trotz Hinzunahme eines weiteren Parameters also nicht besser, weil für das Emissionsvermögen der "falsche" Ansatz gewählt wurde.

Seitens der Meßtechnik stehen mehrere Hundert Wellenlängenstützstellen zur Verfügung, man kann also einen weiteren Parameter ansetzen und für das Emissionsvermögen ein Polynom zweiten Grades einsetzen. Die Ergebnisse liegen wieder etwas niedriger mit 2115 (2115) K und 1918 (1946) K. Dieser Prozeß ist jedoch leider nicht konvergent, bei Ansatz eines Polynoms dritten Grades ergeben sich 4068 (4339) K bzw. 2737 (4944) K für Kerze bzw. Brenner¹³. Obwohl das isolierte Emissionsvermögen durch ein Polynom dritten Grades



sicherlich besser angenähert werden kann, als durch eine Parabel, trifft dies nicht auf die Meßgröße zu. Das liegt daran, daß mit steigender Anzahl von Parametern, die in das Emissionsvermögen eingesetzt werden, die Möglichkeit zur Anpassung der vorgegebenen mathematischen Funktion an die Meßwerte im Bereich des Emissionsvermögens steigt und die Signifikanz des Temperaturterms sinkt. Dies wird in Abbildung 34 gezeigt, wo mit einem Polynom vierten Grades für das Emissionsvermögen ein hervorragender Fit auch ohne Berücksichtigung des

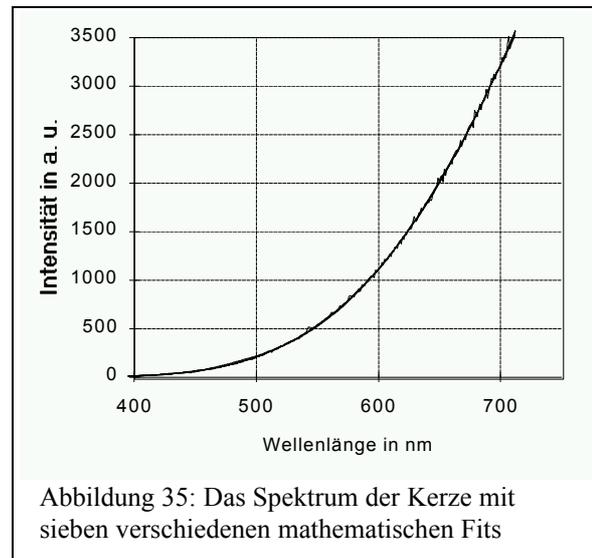
Exponentialterms erreicht wird. Bei den entsprechenden fünf Parametern kann für einen sehr guten mathematischen Fit auf einen weiteren Parameter verzichtet werden. Dieses Ergebnis entspricht strenggenommen einer unendlichen Temperatur.

Als nächstes werden der schon oben ausprobierte Ansatz einer einfachen Exponentialfunktion (39) und der klassische Ansatz der Zwei-Farben-Methode (32) erprobt. Man erhält 1817 (1818) K bzw. 1816 (1798) K für Kerze bzw. Brenner im ersten Fall und 1869 (1869) K bzw. 1889 (1827) K im zweiten Fall. Diese Ansätze scheinen das Emissionsvermögen der Kerze recht gut wiederzugeben, denn es ergeben sich keine übergroßen Änderungen bei geringfügigen Änderungen des betrachteten Spektralbereiches. Die besonders gute Übereinstimmung ist hier allerdings zufällig, was sich durch weitere Variation des Auswertebereiches herausstellt. Nimmt man zum Beispiel im Fall des Brenners und Ansatz (32), die letzten 30 Wellenlängenstützstellen aus der Betrachtung heraus, weil auch hier ein

¹³Auf eine graphische Darstellung dieser Ergebnisse wird verzichtet, da sich das gleiche Bild wie in Abbildung 23 ergeben würde.

recht starkes Rauschen herrscht, so erhält man statt der obigen 1889 K nur noch 1763 K, was einer relativen Änderung von über sechs Prozent entspricht.

Es bestätigt sich, daß Temperaturen nur ausgewertet werden können, wenn man den "richtigen" Ansatz für $\epsilon(\lambda)$ kennt. Die Güte des mathematischen Fits gibt keine Auskunft über den Fehler der daraus ermittelten Temperatur. Die Temperatur geht also nicht signifikant genug in dieses Verfahren ein. Dies wird noch einmal besonders deutlich an Abbildung 35, in der neben den Meßwerten der Kerze das Ergebnis aller sieben verschiedenen numerischen Anpassungen gezeigt wird, die oben beschrieben wurden. Sie sind nicht zu unterscheiden, da sie in dieser Darstellung übereinanderliegen. Alle Näherungen sind numerisch sehr gut, jedoch liefern sie die verschiedensten Temperaturen.



Die Unsicherheit von Temperatúrauswertungen aus direkten numerischen Fits an das gemessene Wärmestrahlungsspektrum hängt, wie bei allen vorangegangenen pyrometrischen Verfahren, stark von der Wahl der Annahme für das Emissionsvermögen ab, zusätzlich treten erhebliche numerische Unsicherheiten auf.

3.2.5.2. Indirekter Fit an die Meßwerte

Der spektrale Verlauf des Eigenleuchtens einer fetten Flamme z. B. in Abbildung 33 zeigt einen exponentiellen Anstieg, daher wird nun das gemessene Spektrum logarithmiert, um an den dann schwächer gekrümmten Verlauf ein Polynom anzupassen. Bei diesem Vorgehen muß man jedoch berücksichtigen, daß bei einem "1/f-Rauschen", wie es hier näherungsweise vorliegt, kleine Wellenlängen bei der numerischen Anpassung im Vergleich zu großen Wellenlängen stärker gewichtet werden.

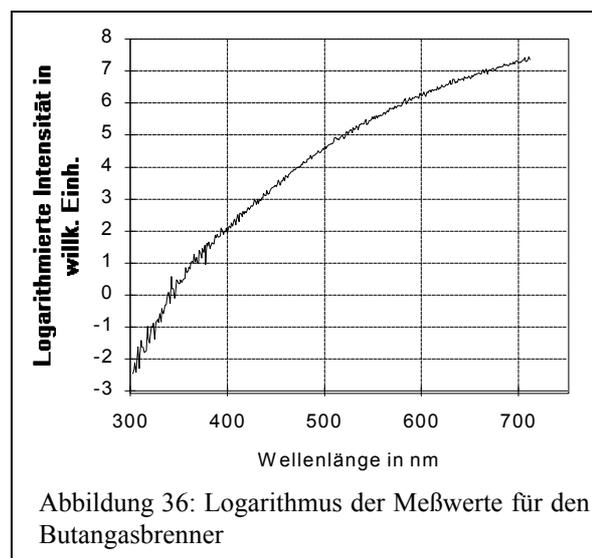


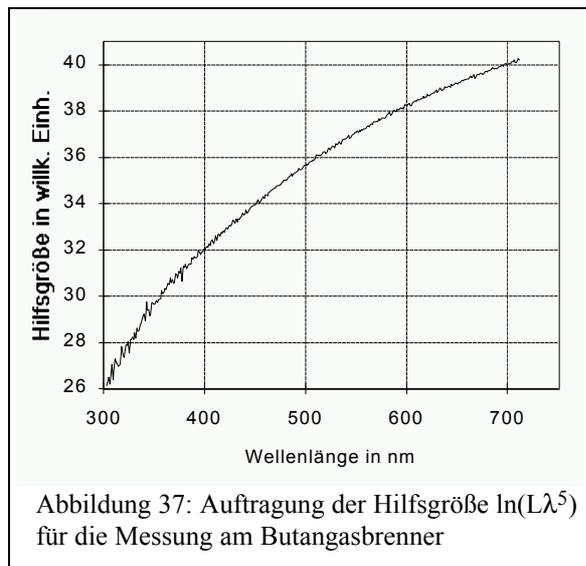
Abbildung 36 zeigt die Auftragung der logarithmierten Meßwerte vom Butangasbrenner. Da nach wie vor nur der spektrale Verlauf, nicht aber das absolute Niveau von Interesse ist, kann die Division der Meßwerte durch entsprechende Einheiten vorausgesetzt werden, um das Argument der Logarithmusfunktion

dimensionslos zu machen. Der Verlauf in Abbildung 36 kann durch logarithmieren von Gleichung (31) erklärt werden:

$$\ln(L) = \ln \varepsilon(\lambda) - 5 \ln(\lambda) - \frac{c_2}{\lambda T} \quad (42)$$

Die Wellenlänge in fünfter Potenz sollte der Meßgröße zugeschlagen werden, um auf der rechten Seite von Gleichung (42) ausschließlich Terme mit den unbekanntten Größen zu haben:

$$\ln(L\lambda^5) = \ln \varepsilon(\lambda) - \frac{c_2}{\lambda T} \quad (43)$$



Gleichung (43) hat Ähnlichkeit mit Gleichung (40), es wird jedoch hier auf die Verhältnissbildung auf zwei Wellenlängenstützstellen verzichtet. Abbildung 37 zeigt die Auftragung der Hilfsgröße $\ln(L\lambda^5)$, Dimensionslosigkeit wird wie oben vorausgesetzt. Die Charakteristik des sich nun ergebenden Verlaufes ist hyperbelartig, da der Term $\ln \varepsilon(\lambda)$ nicht sehr stark wellenlängenabhängig ist.

An Gleichung (43) wird nun ein Polynom angenähert, welches nicht bei der Ordnung Null, sondern bei der Ordnung -1 beginnt. Der erste Koeffizient beschreibt dann den

Temperaturterm. Setzt man das Polynom bis zur ersten Ordnung an, ergibt sich 1633 (1801) K bzw. 2147 (2005) K für Kerze bzw. Brenner. Die Klammern stehen wieder für den reduzierten Datensatz wie oben.

Bei Ansatz des Polynoms bis zweiter Ordnung erhält man die Werte 1422 (1774) K bzw. 2072 (3616) K. Auch die Hinzunahme der nächsthöheren Ordnung bringt mit 1442 (1465) K bzw. 1000 (3334) K keine plausibleren Ergebnisse. Der immer noch nichtlineare Fit an eine hyperbelartige Funktion ist offenbar wiederum eine Methode, die zu schwach vom Temperaturterm abhängt.

Der letzte Ansatz für einen numerischen Fit geschieht, indem Gleichung (43) durch beidseitige Multiplikation mit der Wellenlänge λ "linearisiert" wird:

$$\lambda \ln(L\lambda^5) = \lambda \ln \varepsilon(\lambda) - \frac{c_2}{T} \quad (44)$$

Man erhält tatsächlich einen fast geraden Verlauf (Abb. 38), bei dem eine gute Anpassung durch ein Polynom höchstens zweiter Ordnung erwarten werden kann. Der Ansatz einer Geraden liefert Temperaturen von 1805 (1852) K bzw. 1948 (1889) K. Erlaubt man noch

einen quadratischen Korrekturterm, so ändert sich das Ergebnis in 1657 (1802) K bzw. 2147 (1968) K.

Bei den vorangegangenen linearen und nicht-linearen Fit-Methoden bleibt das Problem des willkürlichen Ansatzes für das Emissionsvermögen bestehen. Beschreibt man es in beliebiger Form durch Polynome, so muß man abschätzen, wieviele Terme man unbedingt für eine korrekte Beschreibung des Emissionsvermögens benötigt, darf aber andererseits nicht zu viele ansetzen, da dann die Signifikanz des Temperaturterms sinkt. Bei dem

klassischen Zwei-Farben-Ansatz oder einen anderen Exponentialansatz hofft man, das tatsächliche Emissionsvermögen hinreichend genau beschrieben zu haben. Es mangelt also grundsätzlich daran, daß es kein Entscheidungskriterium gibt, ob das tatsächlich vorhandene Emissionsvermögen mit dem vorhandenen Ansatz genau genug wiedergegeben wird oder nicht.

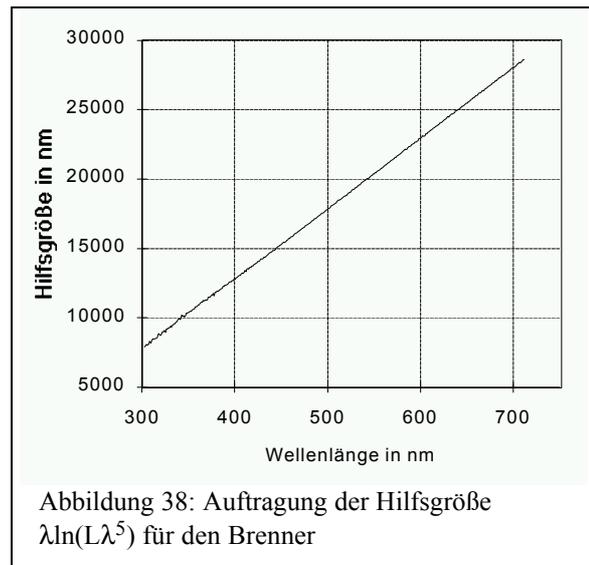
Der letzte Ansatz (44) ist besonders vorteilhaft, da die entsprechend aufgetragenen Werte (Abb. 38) in der Regel durch ein Polynom höchstens zweiter Ordnung beschrieben werden können, d. h. daß zur Geraden ein kleiner quadratischer Korrekturterm hinzugefügt wird (Vgl. auch den Ansatz in [101].):

$$f(\lambda) = a_1 + a_2\lambda + a_3\lambda^2 \quad (45)$$

Hier werden nur drei Parameter, neben der Temperatur also nur zwei weitere, angesetzt. Das Emissionsvermögen wird hierbei indirekt wieder durch eine Exponentialfunktion angesetzt. Im nächsten Abschnitt wird eine neue Methode entwickelt, die Koeffizienten in Gleichung (45) zu bestimmen, die direkt eine Abschätzung der Unsicherheit des Verfahrens ermöglicht. Dort wird auch der implizit vorgenommene Ansatz für $\epsilon(\lambda)$ diskutiert.

Auch bei allen vorangegangenen numerischen Fitverfahren kann eine Analyse des indirekten Ansatzes für $\epsilon(\lambda)$ vorgenommen werden, mit Rücksicht auf den Umfang und die Zielsetzung dieser Arbeit wird das jedoch auf den Fall des sich als erfolgreich erweisenden Verfahrens beschränkt.

Alle numerischen Fitverfahren zur Temperaturbestimmung sind auf eine Annahme für das Emissionsvermögen des Wärmestrahlers angewiesen, die die Unsicherheit bestimmt. Hinzu kommt die teilweise erhebliche numerische Empfindlichkeit des Verfahrens, insgesamt erscheinen daher die mathematischen Anpassungsverfahren nur bedingt zur Temperatúrauswertung geeignet.



3.2.6. Reihenentwicklung

Ausgehend von der in Gleichung (44) gebildeten Hilfsgröße wird in diesem Abschnitt ein ganz anderes Verfahren zur Temperaturbestimmung entwickelt. Da hierbei die in Gleichung (44) gebildete zusammengesetzte Meßgröße von zentraler Bedeutung ist, wird die Hilfsgröße d definiert:

$$d(\lambda) \equiv \lambda \ln(L\lambda^5) \quad (46)$$

Einerseits ist $d(\lambda)$ also ganz durch Meßgrößen bestimmt und kann damit direkt als Funktion der Wellenlänge aufgetragen werden, wie es in Abbildung 38 geschehen ist. Andererseits ist der Zusammenhang zur Physik gegeben durch

$$d(\lambda) = \lambda \ln \varepsilon(\lambda) - \frac{c_2}{T}. \quad (47)$$

Demzufolge hat die Hilfsgröße $d(\lambda)$ die Eigenschaft¹⁴

$$d(0) = -\frac{c_2}{T}. \quad (48)$$

Um nun $d(0)$ zu bilden, wird die Funktion $d(\lambda)$ in eine Taylorreihe entwickelt:

$$d(\lambda + \Delta\lambda) = \sum_{i=0}^{\infty} \frac{d^{(i)}(\lambda)}{i!} (\Delta\lambda)^i \quad (49)$$

Der Entwicklungspunkt λ kann beliebig aus dem Meßbereich gewählt werden, der Zuwachs der Funktion $\Delta\lambda$ kann frei gewählt werden, vorausgesetzt ist nur die $(n+1)$ -malige stetige Differenzierbarkeit der Funktion im Intervall von λ bis $\lambda + \Delta\lambda$, wenn die Entwicklung bis zum n -ten Glied betrieben werden soll. Dies ist keine sehr strenge Voraussetzung, man erwartet aufgrund des Verlaufes der Funktion $d(\lambda)$ ein recht schnelles Verschwinden ihrer höheren Ableitungen. Für einen gegebenen Entwicklungspunkt λ wird also der Zuwachs zu $\Delta\lambda = -\lambda$ gewählt:

$$-\frac{c_2}{T} = d(0) \approx \sum_{i=0}^n \frac{d^{(i)}(\lambda)}{i!} (-\lambda)^i \quad (50)$$

Der Abbruch der Reihe nach endlich vielen Gliedern bildet eine numerischen Näherung, die im Anhang näher diskutiert wird. Tatsächlich läßt sich die Temperatur also als Polynom mit der Variablen λ ausdrücken. Die entsprechenden Koeffizienten hängen in eindeutiger Weise von den Ableitungen der Hilfsgröße d nach λ ab. In Anhang 1 befindet sich eine Diskussion der für

¹⁴Berücksichtigt man Abbildung 43 und das schnelle Verschwinden höherer Ableitungen von $d(\lambda)$, so kann man das Verschwinden des Emissionsvermögens bei sehr kleinen Wellenlängen ausschließen.

das Emissionsvermögen vorgenommenen Näherung. Das Resultat besteht darin, daß der Abbruch der Taylorreihe nach dem n-ten Glied (50) gleichbedeutend damit ist, die (n-2)te Ableitung des Ausdrucks $\frac{\varepsilon'(\lambda)}{\varepsilon(\lambda)}$ als konstant zu betrachten. Das bedeutet für $\frac{\varepsilon'(\lambda)}{\varepsilon(\lambda)}$ den Ansatz:

$$\frac{\varepsilon'(\lambda)}{\varepsilon(\lambda)} = \sum_{i=0}^{n-2} a_i \lambda^i \quad (51)$$

Der Zusammenhang der hier auftretenden Koeffizienten a_i zur Hilfsgröße d und damit zu den Meßgrößen wird in Anhang 2 abgeleitet mit dem Ergebnis:

$$a_i = \frac{1}{(i+2)!} \sum_{j=i}^{n-2} \frac{d^{(j+2)}}{(j-i)!} (-\lambda)^{j-i} \quad (52)$$

Die implizit angenommene Differentialgleichung für $\varepsilon(\lambda)$ (51) wird gelöst durch:

$$\varepsilon(\lambda) = \tilde{A} \exp \left\{ \int \left[\sum_{i=0}^{n-2} a_i \lambda^i \right] d\lambda \right\} = A \exp \left\{ a_1 \lambda + \frac{1}{2} a_2 \lambda^2 + \dots + \frac{1}{n-2} a_{n-2} \lambda^{n-2} \right\} \quad (53)$$

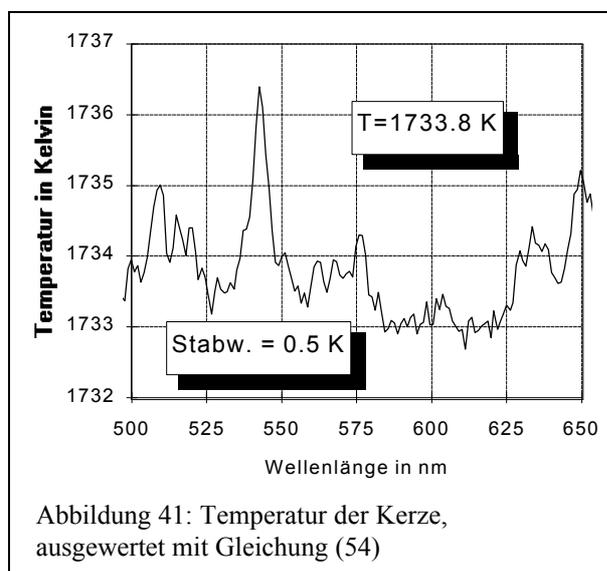
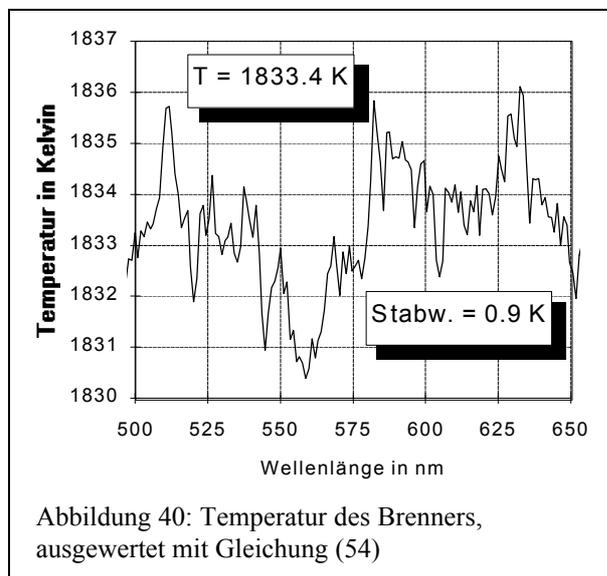
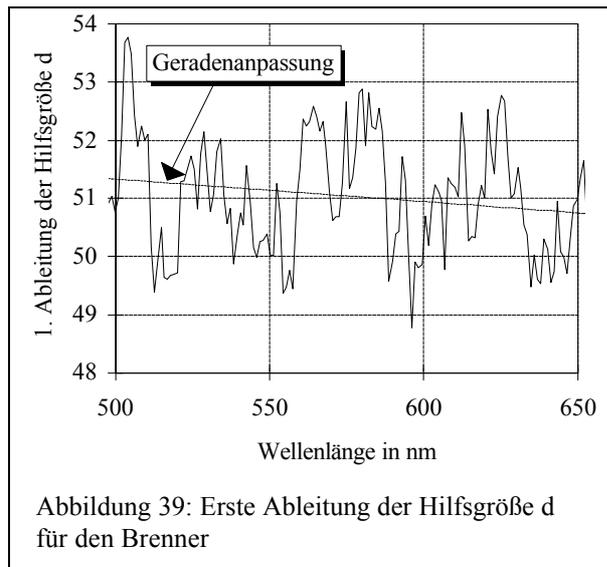
Man setzt also indirekt einen exponentiellen Verlauf des Emissionsvermögens an, wobei im Exponenten höhere Korrekturterme angebracht werden, falls es nötig ist. Ob eine vorgenommene Näherung ausreichend ist, läßt sich mit diesem Verfahren besonders einfach feststellen. Nach Gleichung (50) läßt sich eine Temperatur auf praktisch jeder Wellenlänge auswerten. Tatsächlich werden etwa 150 Wellenlängenpositionen ausgewertet. Erscheint die sich ergebende Temperatur wellenlängenabhängig, so ist die angesetzte Näherung nicht ausreichend. Ergibt sich hingegen im Rahmen der Meßunsicherheit auf jeder Wellenlänge dieselbe Temperatur, so ist es nicht notwendig, die Taylorreihe weiterzuentwickeln.

Durch die Integrationskonstante ergibt sich aus Gleichung (53), daß das Emissionsvermögen immer größer als Null sein muß. Eine Beschränkung auf Werte bis eins ist nicht vorhanden, ist aber auch nicht erwünscht, da aufgrund seiner Definition (30) das Emissionsvermögen sehr große Werte annehmen kann [102].

In allen Fällen, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden, hat es genügt, die Taylorreihe für die Temperatur (50) bis zur zweiten Ordnung zu entwickeln:

$$-\frac{c_2}{T} = d(\lambda) - \lambda d'(\lambda) + \frac{1}{2} \lambda^2 d''(\lambda) \pm \dots \quad (54)$$

Es muß dafür die zweite Ableitung der Hilfsgröße d nach λ gebildet werden. Zwar sieht der Verlauf von d selbst für die stärker verrauschten Meßwerte des Brenners recht glatt aus (Abb. 38), jedoch erschwert das dennoch vorhandene Rauschen die Bildung höherer numerischer Ableitungen. Da die Entwicklung bis zur zweiten Ableitung i. a. genügt, wie unten gezeigt wird, wurde die erste Ableitung numerisch gebildet (in Abb. 39 für den Brenner



gezeigt) und deren mittlere Steigung (Linie in Abb. 39) als zweite Ableitung angesetzt. Das entsprechende Temperaturergebnis zeigt Abbildung 40. Um Werte mit schlechtem Signal/Rausch-Verhältnis auszuschließen, wurden von den 384 vorhandenen nur etwa 150 Wellenlängenpositionen zwischen 500 und 650 nm berücksichtigt. Das entsprechende Ergebnis für die Kerze ist in Abbildung 41 gezeigt. Es sind nur sieben bzw. fünf Kelvin aufgetragen, daher kann man aus den präsentierten Darstellungen nun einen Mittelwert mit außerordentlich geringer Standardabweichung bilden. Zusätzlich kann es aber noch eine systematische Unsicherheit geben. Um diese zu untersuchen, eignen sich die auch schon bei den vorangegangenen Auswertestrategien eingesetzten "selbstgenerierten" Spektren. Da die neu entwickelte Auswertemethode leistungsfähiger als bisherige Methoden ist, werden an dieser Stelle einige Ergebnisse der Untersuchung "selbstgenerierter" Spektren Tabelle 2 gezeigt.

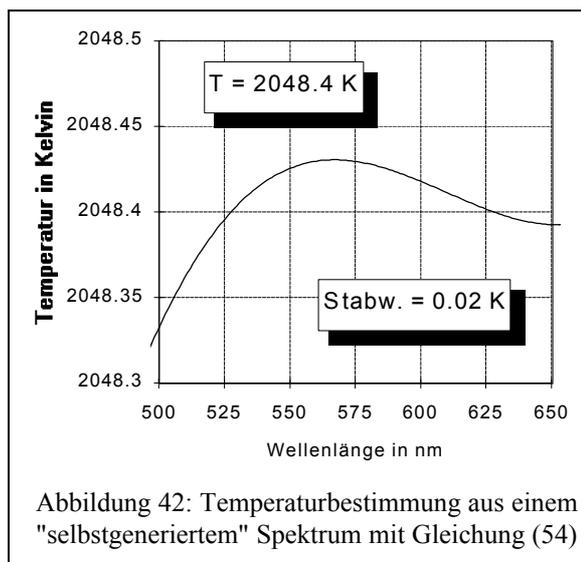
Spektren wurden berechnet, indem in die Plancksche Strahlungsformel Temperaturen eingesetzt wurden (T_{ein}). Erhebliche Variationen dieser Temperaturen sollen die Funktionstüchtigkeit der neuen Temperatúrauswertemethode über einen großen Bereich zeigen. Um einen realen Strahler zu simulieren, wurden zusätzlich verschiedene Emissionsvermögen angesetzt (ϵ_{ein}). Es wurden der klassische Zwei-Farben Ansatz (32) mit den schon dort (Seite 40) erwähnten Werten für die Parameter K_1 und α , sowie ein Polynom angesetzt. Die so entstandenen künstlichen Spektren sind mit der hier favorisierten Methode ausgewertet

Tabelle 2: Untersuchung "selbstgenerierter" Wärmestrahlungsspektren

ϵ_{ein}	$T_{\text{ein}} / \text{K}$	$T_{\text{aus}} / \text{K}$	Standard-abweichung	Abweichung (rel.) in %
$\epsilon(\lambda) = a\lambda^3 + b\lambda^2 + c\lambda + d$	1000	1027	$6 \cdot 10^{-6}$	2.7
	2000	2048	$1 \cdot 10^{-5}$	2.4
	3000	3090	$2 \cdot 10^{-5}$	3.0
$\epsilon(\lambda) = 1 - e^{-\frac{KL}{\lambda^\alpha}}$	1000	1020	$2 \cdot 10^{-5}$	1.0
	2000	2002	$9 \cdot 10^{-6}$	0.2
	3000	2987	$8 \cdot 10^{-6}$	0.4

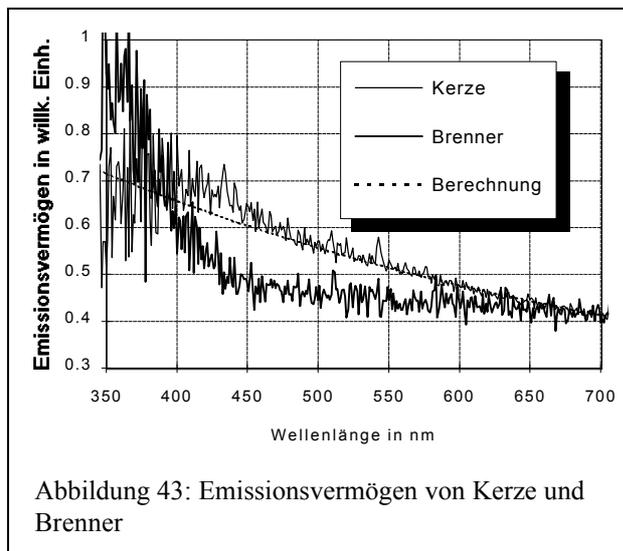
worden, die entsprechenden Resultate sind in der Spalte T_{aus} in Tabelle 2 aufgeführt. Da die "selbstgenerierten" Spektren völlig rauschfrei sind, resultieren Abweichungen von den eingesetzten Temperaturen T_{ein} ausschließlich aus dem Reihenabbruch in (54) und daraus, daß die Spektren durch das Plancksche Gesetz erzeugt, aber mit der Wienschen Näherung ausgewertet wurden. Die so entstandenen relativen Abweichungen sind in der entsprechenden Spalte aufgeführt und betragen höchstens 3 %. Diese Zahl kann als die durch das Verfahren bestimmte systematische Unsicherheit betrachtet werden. In dem hier gewählten Ansatz (54) ist das Emissionsvermögen durch die zweite Ableitung der Hilfsgröße d bestimmt (s. Anhänge 1 und 2). Die systematische Variation von verschiedenen Ansätzen für $\epsilon(\lambda)$ in den "selbstgenerierten" Spektren vermittelt die Erfahrung, daß der ermittelte Temperaturwert zu niedrig ist, wenn die zweite Ableitung von $\epsilon(\lambda)$ nach der Wellenlänge kleiner als Null ist, und zu hoch, wenn die zweite Ableitung größer als Null ist, wobei in allen untersuchten Flammen der letzte Fall zutrif.

Abbildung 42 zeigt ein Temperaturergebnis aus einem solchen "selbstgenerierten" Spektrum, das mit einer Temperatur von 2000 K erzeugt wurde. Wie oben wurde der Bereich von 500 bis 650 nm ausgewertet. Die Mittelung der erhaltenen Werte geschieht mit einer



relativen Standardabweichung von weniger als 10^{-5} . Die entsprechenden Werte sind für alle aufgeführten Fälle in der zugehörigen Spalte in Tabelle 2 aufgeführt.

Aus diesen Untersuchungen sieht man, daß die oben angesetzte Näherung (54) in allen relevanten Fällen im Rahmen einer relativen Unsicherheit von 3 % hinreichend ist. Zusätzlich ergibt sich bei realen Messungen die Möglichkeit, anhand der Unterschiede der Temperaturergebnisse auf sehr vielen Wellenlängenstützstellen zu überprüfen, ob die vorgenommene Näherung angemessen war. Das kann immer dann angenommen werden, wenn die Standardabweichung bei Mittelung der Temperaturergebnisse auf den verschiedenen



Wellenlängen nicht wesentlich größer als 10^{-5} ist. In diesen Fällen hat man dann offenbar das Emissionsvermögen durch Gleichung (53) hinreichend genau beschrieben, was zur Folge hat, daß man es nach Gleichung (31) bestimmen kann, indem man hier die ermittelte Temperatur einsetzt. Abbildung 43 zeigt das so ausgewertete Emissionsvermögen von Kerze und Brenner, die gestrichelte Linie zeigt die Zwei-Farben-Annahme (32) mit den Standardwerten für die Parameter. Im Nachhinein läßt sich nun bei bekanntem

Emissionsvermögen erklären, warum z. B. die Zwei-Farben-Methode im Falle der Kerze ein gutes Ergebnis liefert, nicht aber bei der Messung am Brenner: Der spektrale Verlauf der Kerze ist zufällig der dort vorgenommenen Annahme recht ähnlich, was für den Brenner nicht gilt.

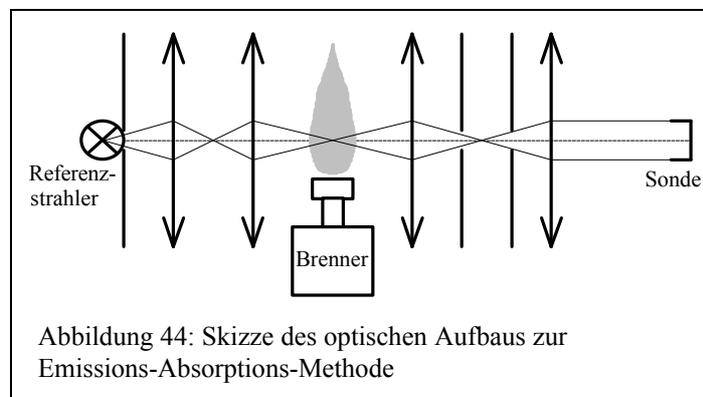
Abschließend muß noch die für alle Auswerteverfahren hinzukommende experimentelle Meßunsicherheit erwähnt werden. Sie wird im wesentlichen durch die Ungenauigkeit der Temperatur des Kalibrierstrahlers bestimmt und es kann abgeschätzt werden, daß zur systematischen Unsicherheit von 3 % etwa ein weiteres Prozent für die Meßunsicherheit hinzukommt. Damit ergibt sich aus den Abbildungen 40 und 41 für Kerze bzw. fetten Brenner mit dem hier eingeführten Verfahren eine Temperatur von (1834 ± 73) K bzw. (1735 ± 69) K. Das hier entwickelte Verfahren überwindet die bisher grundsätzliche Schwierigkeit der Annahme für das Emissionsvermögen. Es liefert vielmehr eine Möglichkeit zur Bestimmung des Emissionsvermögens und beinhaltet eine Überprüfbarkeit für die ausgewerteten Temperaturen.

3.2.7. Emissions-Absorptions-Methode

Ein anderer Ansatz ist die zusätzliche experimentelle Bestimmung des Emissionsvermögens. Die entsprechende Temperaturmeßmethode ist unter dem Namen "Emissions-Absorptions-Methode" bekannt und geht von der Idee aus, das unbekannte Emissionsvermögen durch eine zusätzliche Messung mitzubestimmen.

Da sich dieses Verfahren - zumindest mit der hier zur Verfügung stehenden Meßtechnik - aus verschiedenen Gründen als nicht praktikabel erwiesen hat, werden hier nur der Grundgedanke und die Probleme dieser Methode genannt. Für eine detaillierte Darstellung der vorgenommenen Untersuchungen empfiehlt sich der entsprechende Abschlußbericht [103], die Erweiterung des Verfahrens zu einer tomographischen Technik ist in [104] beschrieben.

Ausgangspunkt des Verfahrens ist das Kirchhoffsche Strahlungsgesetz, nach dem Emissions- und Absorptionsvermögen eines Körpers im thermodynamischen Gleichgewicht gleich groß sind. Durch Hinzunahme eines bekannten Referenzstrahlers, der durch die Flamme hindurch zusammen mit dieser aufgenommen wird (Abb. 44), kann so indirekt über das Absorptionsvermögen der Flamme deren Emissionsvermögen bestimmt werden.



Bezeichnet man die Strahldichte des Referenzstrahlers mit L_{Ref} , die des Brenners mit L , die Meßgröße aus beiden Lichtquellen als L_{ges} , das Transmissionsvermögen der Brennerflamme mit τ und das Absorptionsvermögen mit α , so ergibt sich:

$$L_{\text{ges}} = \tau L_{\text{Ref}} + L = (1 - \alpha) L_{\text{Ref}} + L = (1 - \varepsilon) L_{\text{Ref}} + L \quad (55)$$

Damit ist das Emissionsvermögen des Brenners auf meßbare Größen zurückgeführt:

$$\varepsilon = 1 - \frac{L_{\text{ges}} - L}{L_{\text{Ref}}} \quad (56)$$

Dies ermöglicht dann direkt die Temperaturbestimmung nach Gleichung (31) mit der hier beschriebenen Meßtechnik im Prinzip sogar auf 384 Wellenlängen simultan.

Trotz der einfachen Grundidee hat dieses Verfahren erhebliche Nachteile: Es müssen anstatt einer stets drei Messungen durchgeführt werden, am Kalibrierstrahler, am Brenner und an beiden zusammen. Dies kann prinzipiell nicht gleichzeitig geschehen, was die Anwendbarkeit an transienten bzw. nichtstationären Meßobjekten einschränkt. Es muß sichergestellt sein, daß die Beobachtungsapertur bezüglich Meßobjekt und Kalibrierstrahler exakt gleich groß ist. Der Strahlengang des Referenzstrahlers muß komplett durch die Flamme verlaufen, in die

Detektionsapertur darf nur die heiße, leuchtende Fläche des Kalibrierstrahlers gelangen, nicht hingegen kältere Zonen. All diese Anforderungen führen schon unter Laborbedingungen zu einem sehr hohen experimentellen Aufwand und sind hinsichtlich der Anwendung am Motor nur bedingt zu erfüllen. Weiterhin wurde mit der hier vorgestellten Apparatur nur eine äußerst geringe Absorption gemessen. Das liegt einerseits daran, daß sie in vielen Flammen tatsächlich sehr gering ist, andererseits ist die Wellenlängenauflösung des Detektionssystems zu gering. Für Absorptionsmessungen ist ein Laser als Lichtquelle und eine Kombination aus optischem Filter und Photodiode als Empfangssystem geeigneter. Dennoch muß man auch in diesem Fall Spektralbereiche meiden, auf denen Bandenstrahlung von in der Flamme entstehenden Radikalen wie z. B. OH^- entsteht, da hier das Kirchhoffsche Gesetz, welches für thermische Strahler gilt, nicht erfüllt ist.

Grundsätzlich bildet die Emissions-Absorptionsmethode unter dem experimentellen Mehraufwand einer zusätzlichen Absorptionsmessung eine gute Temperaturmeßmethode für stationäre Objekte. Die Einsatzmöglichkeiten an Motoren werden jedoch durch die Notwendigkeit der zweiten Messung begrenzt.

3.2.8. Temperaturbestimmung aus Linienverbreiterung

Ein weiteres, grundsätzlich temperaturabhängiges physikalisches Phänomen ist die Doppler-Verbreiterung von Spektrallinien. Im Ottomotor kann die Natrium-D-Linie detektiert werden, da Natrium als metallische Verunreinigung im herkömmlichen Ottokraftstoff vorhanden ist. Abbildung 45 zeigt ein Emissionsspektrum aus einer Verbrennung im Ottomotor, in dem die Natrium-D-Linie fast so stark wie die stärksten auftretenden Bandenstrahlungen ist. Die Benutzung der Natriumstrahlung hat den Vorteil, daß man dem Motor keine Substanz als "Tracer" zusetzen muß und daß man keinen Laser zum Anregen benötigt, da der betrachtete Übergang schon durch thermische Anregung stark genug ist, um sicher detektiert zu werden.

Das Verfahren funktioniert jedoch nicht wegen der zu geringen Temperaturabhängigkeit der Linienbreite im Vergleich zur Druckverbreiterung. Die natürliche Linienbreite des betrachteten Überganges beträgt etwa 10 MHz, bei einer Temperatur von 2000 K beträgt sie etwa 3.4 GHz, ist also um mehr als zwei Größenordnungen verbreitert [16]. Die

Druck- oder Stoßverbreiterung wird bei Drücken im Motor von einigen MPa noch einige weitere Größenordnungen zur Linienbreite beitragen. Dieser Effekt überwiegt damit bei weitem die Dopplerverbreiterung. Mit einer zeitlichen Schwankung der Linienbreite im Motor

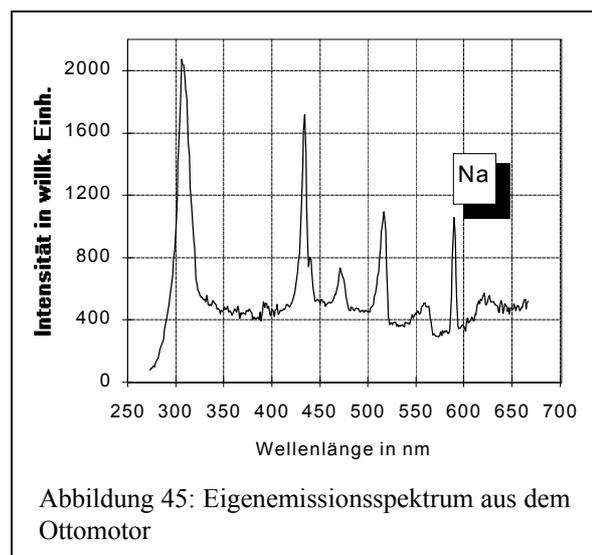


Abbildung 45: Eigenemissionsspektrum aus dem Ottomotor

würde man also im wesentlichen die zyklischen Druckschwankungen durch Kompression und Expansion, nicht aber die Temperatur messen.

Das Verfahren würde auch bei besserer als der hier erreichten Wellenlängenauflösung nur im Ottomotor funktionieren, da im Dieselmotor starke Wärmestrahlung im Bereich der Natrium-D-Linie überlagert ist.

4. Meßergebnisse

In diesem Kapitel werden Ergebnisse vorgestellt, die mit der beschriebenen Meßtechnik und den im vorangegangenen Kapitel diskutierten und entwickelten Auswerteverfahren erzielt wurden. Dabei wird wieder grundsätzlich zwischen pyrometrischen und laserbasierenden Verfahren unterschieden.

4.1. Pyrometrische Ergebnisse

Messungen der Eigenemission am Butangasbrenner im mageren Betrieb liefern keine direkte Bestimmung der Temperatur der Flamme. Eine genauere Kenntnis des vorhandenen Bandenspektrums ist jedoch von generellem Interesse, da die Kenntnis der spektralen Lage und Intensität von Molekülbanden für die anderen Temperaturmeßmethoden bedeutsam ist. Daher wird in Abbildung 46 das Eigenemissionsspektrum des mageren Butanbrenners im sichtbaren und nahen UV-Bereich gezeigt. Einige Spektralbereiche sind noch einmal mit höherer Wellenlängenauflösung dargestellt. Bei 306 nm befindet sich der OH ($A^2\Sigma^+ \leftarrow X^2\Pi$)-Übergang (Abb. 47), um 388 nm beginnt eine Überlagerung von verschiedenen Übergängen von CH, O₂ und längeren Kohlenstoffverbindungen (Abb. 48), der besonders gleichmäßige Verlauf der Linien des CH ($A^2\Delta \leftarrow X^2\Pi$)-Überganges steigert sich zum Bandenkopf bei 431 nm (Abb. 49). Der zuletzt genannte Übergang ist hinsichtlich der Motoranwendungen ein einfacher Kraftstoffindikator. Die Swan-Banden von C₂, die schon als Fluoreszenz auftraten (Kap. 3.1.4.), tauchen auch in Eigenemission bei 473 nm sowie bei 516 nm ($D^3\Pi \leftarrow A^3\Pi$) wieder auf (Abb. 50 und 51). Zuletzt erscheinen auch hier ohne Zugabe von

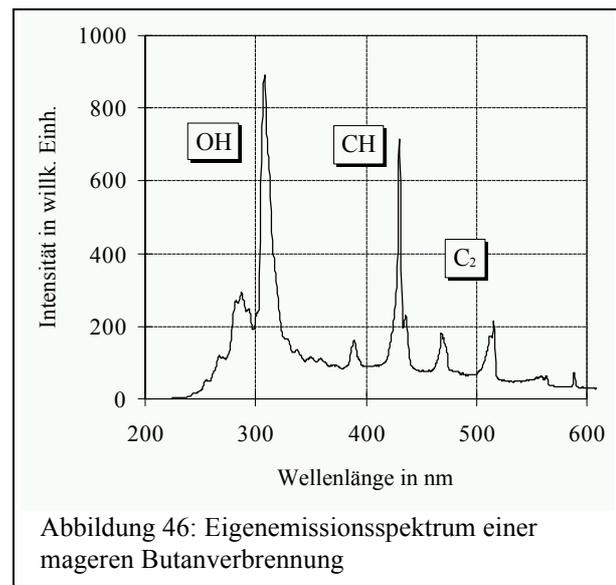
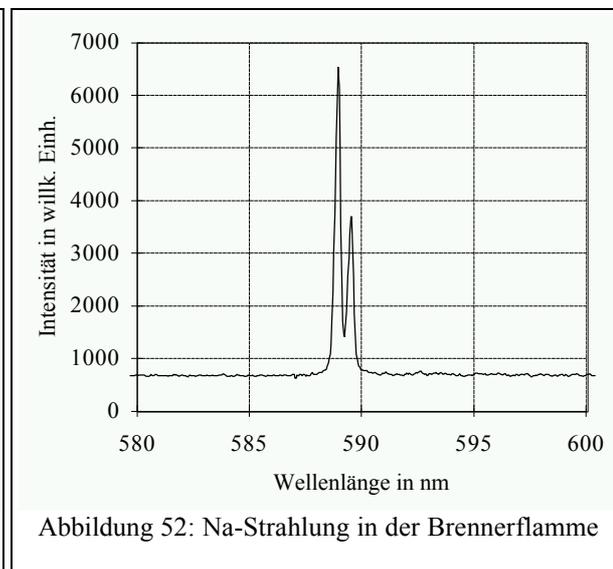
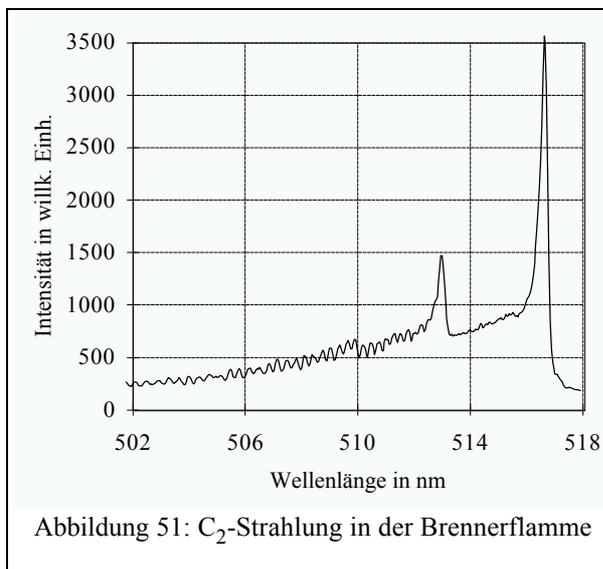
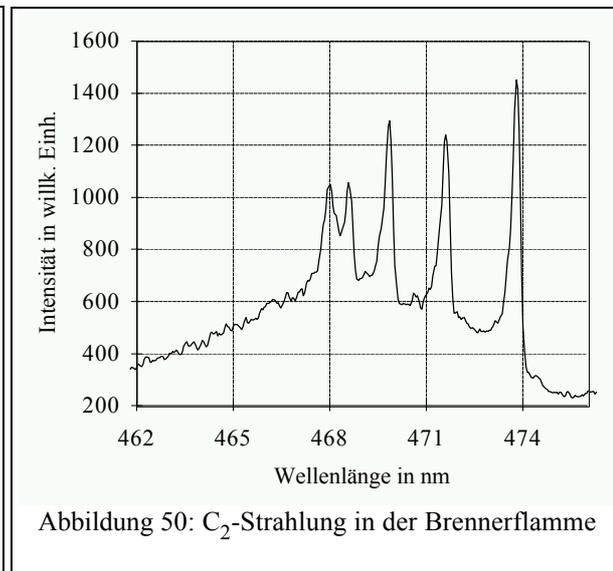
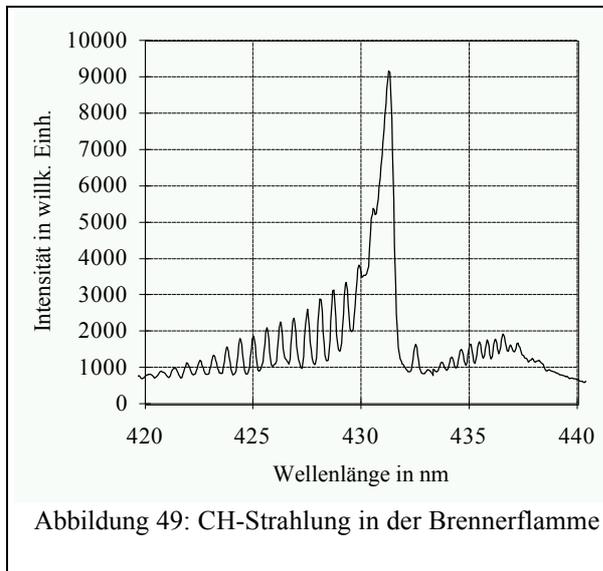
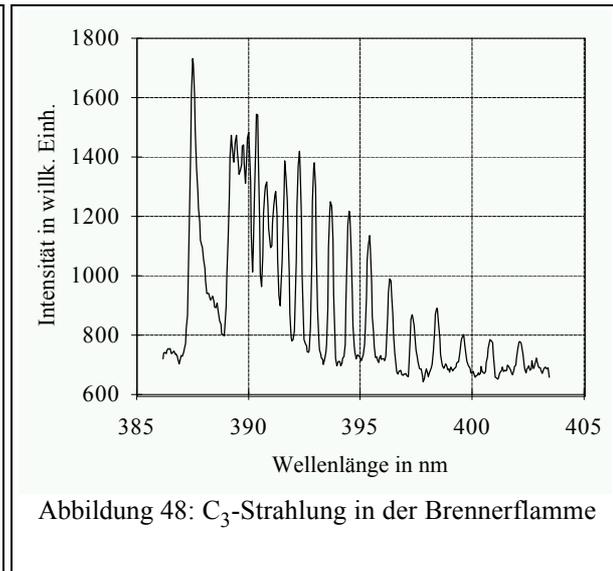
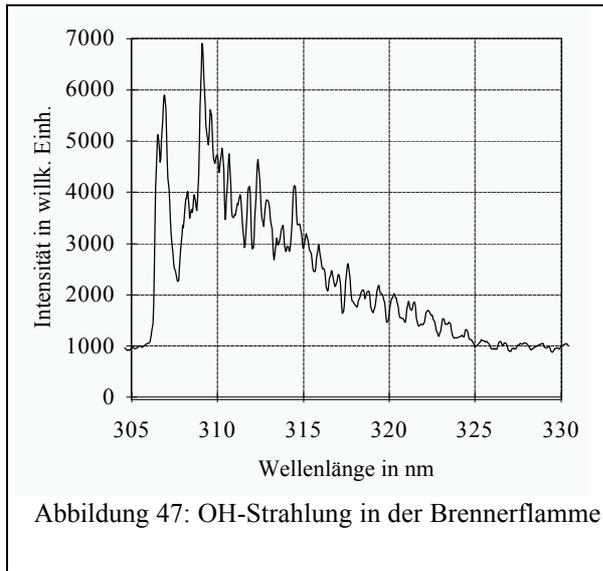


Abbildung 46: Eigenemissionsspektrum einer mageren Butanverbrennung

Natrium aufgrund ihrer außerordentlichen Stärke die Na-D-Linien bei 589 nm (Abb. 52) [93-94], hervorgerufen durch kleinste Mengen entsprechender Verunreinigung des Brennstoffes.

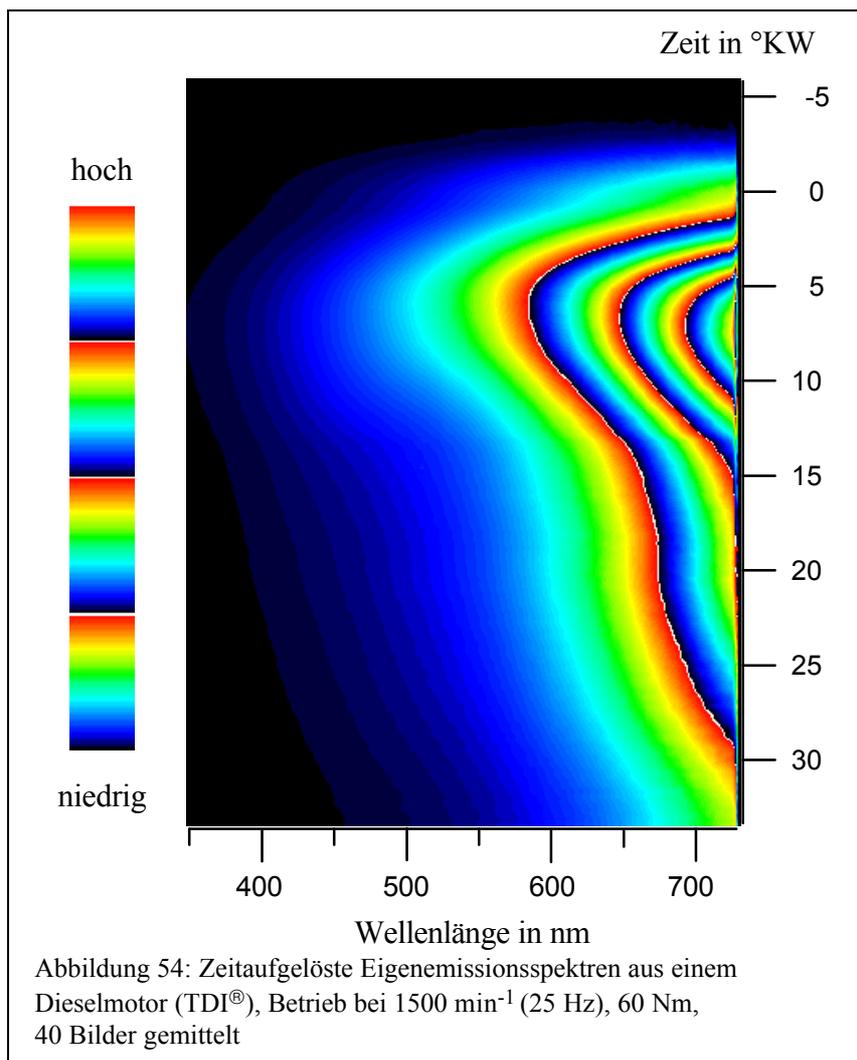
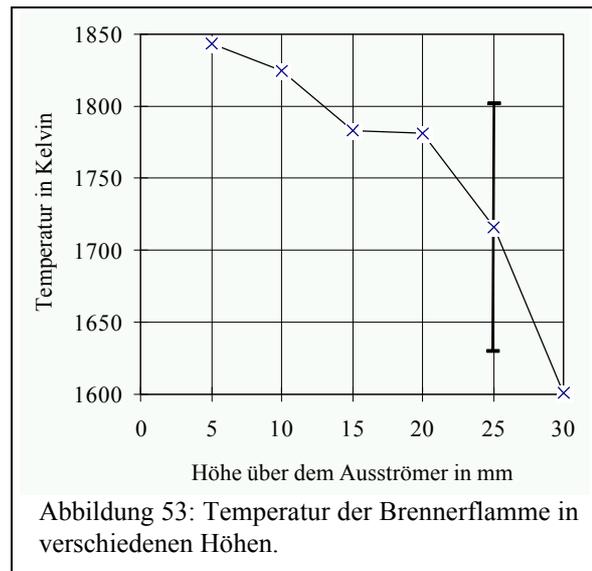
Bei Reduzierung der Luftzufuhr des Brenners entsteht in der nun fetten Flamme Wärmestrahlung mit einem durch die Wiensche Näherung an das Schwarzkörperstrahlungsgesetz geprägten spektralen Verlauf. Temperaturergebnisse für den fett betriebenen Brenner mit zugehörigen Spektren wurden bereits bei der Einführung des neuen Temperatúrauswerteverfahrens gezeigt (Kap. 3.2., Abb. 22, Abb. 40). Es ergibt sich für



den Brenner ein Meßwert von 1834 K mit einer relativen Unsicherheit von 4 %. Dieser Wert kann als die Temperatur der heißesten Zone des Brenners interpretiert werden, da das Meßergebnis durch die Strahlung der heißesten Gebiete dominiert wird. Zur Auswertung wurde dabei der ins UV reichende Spektralbereich unberücksichtigt gelassen, da hier die gemessenen Intensitäten gering sind und da hier die Überlagerung durch Bandenstrahlung möglich ist [105].

Das Ergebnis für eine herkömmliche Kerze wurde ebenfalls schon im Zuge der

Vorstellung des neuen Temperaturmeßverfahrens gezeigt (Abb. 41). Unter denselben Randbedingungen wie beim Brenner ergibt sich für die Kerze 1735 K.



Für die Messung am fetten Brenner wurde mit einer Sonde mit einem Öffnungswinkel von nur etwa 1° die Temperatur in verschiedenen Höhen über Ausströmfläche des Brenngases gemessen. Es ergibt sich ein Verlauf wie in Abbildung 53 gezeigt, wobei die Unsicherheit der Meßwerte für größere Höhen rasch ansteigt, da hier die Temperatur sinkt und dementsprechend schwächere Signale detektiert werden müssen. Beispielhaft ist daher ein Fehlerbalken eingezeichnet.

Bei den Messungen am Motorprüfstand kommt der Streak-Modus zur Verfolgung der zeitlichen Entwicklung des Meßsignals zum Einsatz. Die Darstellung von sehr vielen nacheinander gewonnenen Spektren wird unübersichtlich, daher zeigt Abbildung 54 eine Falschfarbendarstellung der zeitaufgelösten Eigenemissionsspektren eines Dieselmotors. Die gemessene Intensität wird dabei durch die zusätzlich abgebildete Farbskala repräsentiert. Dunkle Farben entsprechen niedrigen Intensitäten, hellere Farben bedeuten entsprechend höhere, wobei die Skala im hier dargestellten Fall dreimal von vorne beginnt, also viermal durchlaufen wird. Diese Darstellung hat den Vorteil, daß auch noch geringe Intensitäten und deren Unterschiede gezeigt werden können. Gemäß der relativen Kalibrierung wird die Intensität in willkürlichen Einheiten angegeben. Auf der Abszisse befindet sich entsprechend der gewählten Einstellung am Spektrographen der zugehörige Spektralbereich, hier ein Überblick über den sichtbaren Teil des Spektrums. Die Zeitachse auf der Ordinate ist in Grad Kurbelwinkel ($^{\circ}\text{KW}$) der Kurbelwellendrehbewegung des Motors skaliert. Die Skala beginnt bei 5°KW vor dem oberen Totpunkt im Zündtakt, welcher mit 0°KW den Ursprung der Zeitachse bildet.

Der Verbrennungsvorgang unterliegt zyklischen Schwankungen (s. Abb. 59 und [106]), da die Strömungsphänomene von den Anfangsbedingungen abhängen, die wiederum nicht in jedem Zyklus gleich sind [22]. Zur Glättung der Daten und um das statistische Gewicht von "Ausreißern" im Sinne dieser zyklischen Schwankungen zu mindern, wurden in Abbildung 54 vierzig Bilder gemittelt.

In Abbildung 55 sind Spektren zu drei verschiedenen Stadien des Verbrennungsvorganges zu sehen, die Abbildung 54 entnommen wurden. Zeitlich wurde hier, wie im Bild angegeben, noch einmal über 1°KW gemittelt. Es ergeben sich die spektralen Verläufe, die durch das Wiensche Gesetz geprägt sind. Aus diesen Spektren und weiteren, die zu anderen Zeitpunkten aus Abbildung 54 entnommen wurden, kann nun je eine Temperatur bestimmt werden. Damit ergibt sich der zeitliche Temperaturverlauf in Abbildung 56. Dieses Ergebnis ist hinsichtlich Gesamtbrenndauer und Temperaturniveau sowie -verlauf auch im Vergleich zu anderen

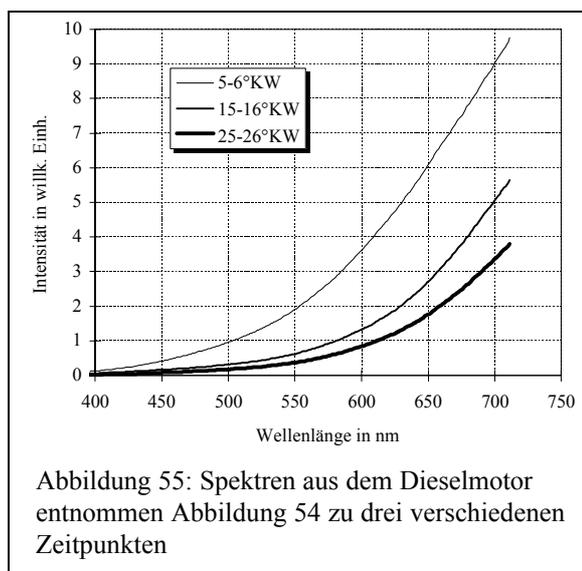


Abbildung 55: Spektren aus dem Dieselmotor entnommen Abbildung 54 zu drei verschiedenen Zeitpunkten

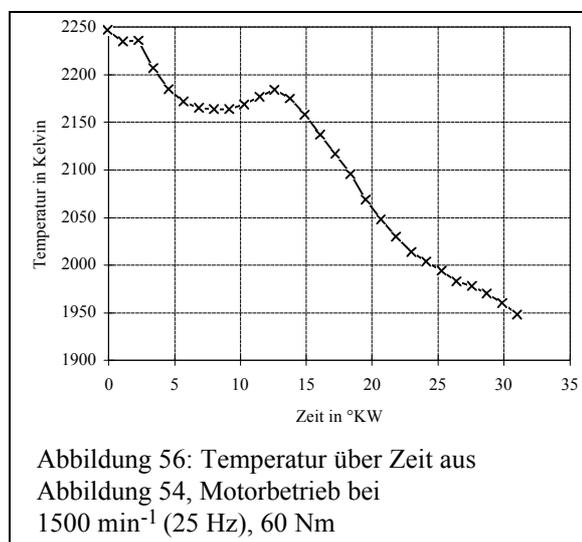
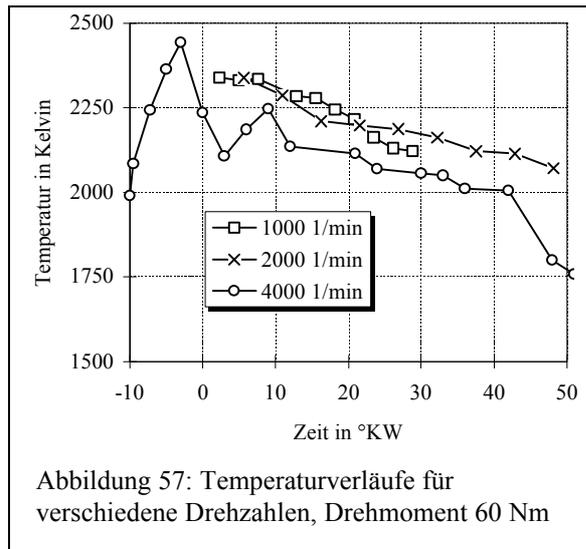


Abbildung 56: Temperatur über Zeit aus Abbildung 54, Motorbetrieb bei 1500 min^{-1} (25 Hz), 60 Nm



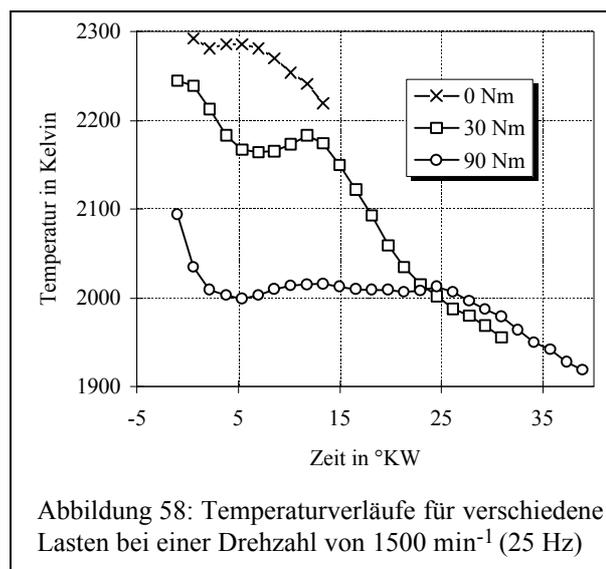
Zeiten korrelieren. Das vom Motor erzeugte Drehmoment wurde konstant auf 60 Nm gehalten. Da die Strömungsgeschwindigkeiten bei Aus-, insbesondere aber bei Einströmung des Gemisches in den Brennraum bei niedrigeren Drehzahlen viel geringer sind, bilden sich weniger Turbulenzen, und Kraftstoff und Luft werden insgesamt schlechter gemischt. Es bilden sich Zonen mit Kraftstoffkonzentrationen, die zu heißeren Verbrennungen führen, die vom eingesetzten Meßverfahren detektiert werden. Daher liegt tendenziell die Temperatur bei geringeren Drehzahlen höher. Die gesamte Unsicherheit für das Temperaturmeßverfahren wurde mit 5 % angegeben. Das entspricht 100 K bei einem Temperaturniveau von 2000 K. Im Rahmen dieser Unsicherheit sind die Temperaturverläufe für 1000 und 2000 min^{-1} nicht signifikant verschieden. Für ein detaillierteres Verständnis, auch der folgenden Ergebnisse, müßte der Einfluß des Abgasturboladers, der Abgasrückführung und des elektronischen Motormanagement-Systems im betrachteten Betriebspunkt berücksichtigt werden.

Der Vergleich verschiedener Lasten bei gleicher Drehzahl (Abb. 58) liefert das zunächst überraschende Ergebnis höherer Temperaturen bei niedrigeren Lasten. Da bei höherer Last eine größere Kraftstoffmenge in den Brennraum eingespritzt werden muß, erwartet man zunächst auch höhere Temperaturen. Bei dieser Messung sehen wir jedoch gerade den Einfluß, den die Abgasrückführung bei einem Serienmotor ausübt. Thermische Stickoxide entstehen, wenn ein

hohes Temperaturniveau von mehr als 2000 K für eine hinreichende Zeitdauer aufrechterhalten wird [6]. Bei geringer Last ist die Abgasrückführ-Rate (AGR) gering und es wird nur kurzfristig eine hohe Temperatur erreicht. Da bei höheren Lasten die eingespritzte Kraft-

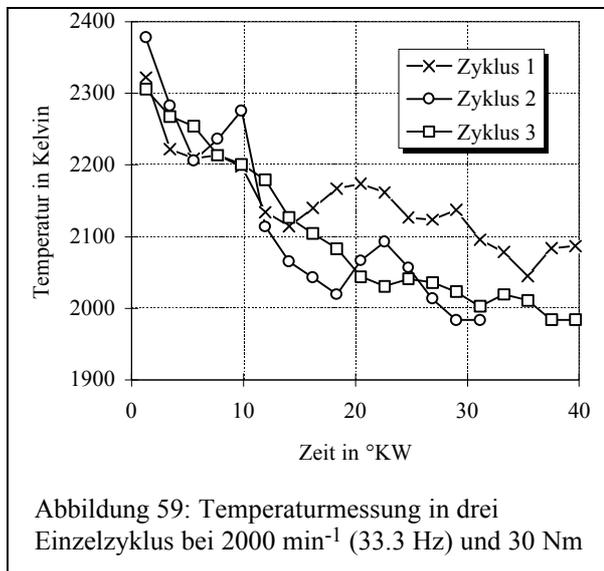
Messungen, z. B. [107], plausibel.

Im folgenden werden Temperaturverläufe unter Variation von Motorbetriebsparametern gezeigt, um die Größe der dabei auftretenden Temperaturveränderungen zu ermitteln. Abbildung 57 zeigt zeitliche Temperaturverläufe für verschiedene Drehzahlen. Bei den zugrundeliegenden Aufnahmen wurde wieder über je 40 Verbrennungszyklen gemittelt. Bei der Beurteilung der Gesamtbrenndauer ist zu beachten, daß gleiche Kurbelwinkel bei verschiedenen Drehzahlen mit verschiedenen

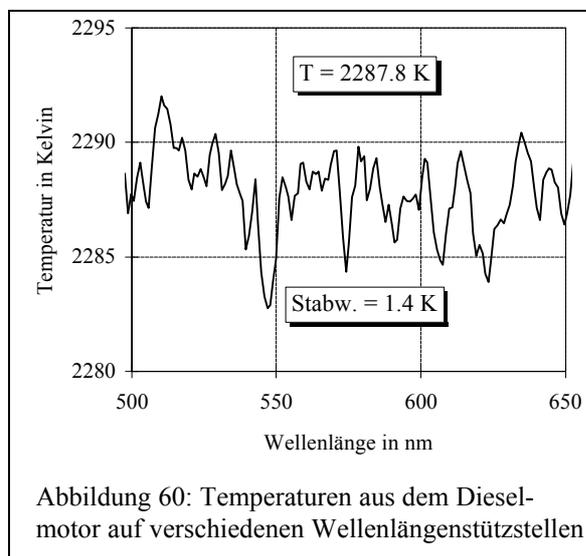


stoffmenge steigt, verlängert sich die Dauer des Verbrennungsvorganges. Die AGR wird erhöht, d. h. der Inertgasanteil, den die Verbrennung mit erhitzen muß, steigt. Das Resultat ist eine längere Verbrennung, die sich jedoch auf einem niedrigeren Temperaturniveau befindet¹⁵. Dieses vom Motorkonstrukteur erwünschte Ergebnis spiegelt sich in Abbildung 58 wider.

Schließlich zeigt Abbildung 59 das Ergebnis der Temperaturmessung von drei Einzelzyklen bei einem Motorbetrieb mit 2000 min^{-1} (33.3 Hz) und 30 Nm . Das Rauschen ist entsprechend stärker ausgeprägt, da die Eingangswerte für den Auswertalgorithmus ihrerseits schon ein stärkeres Rauschen aufweisen. Offensichtlich schlagen sich die Schwankungen von Zyklus zu Zyklus auch im zeitlichen Temperaturverlauf nieder, jedoch sind die relativen Abweichungen mit bis zu 8 % noch recht gering. Temperaturverläufe aus gemittelten Meßdaten wie in Abbildung 56 weisen dagegen ein sehr viel geringeres Rauschen auf.



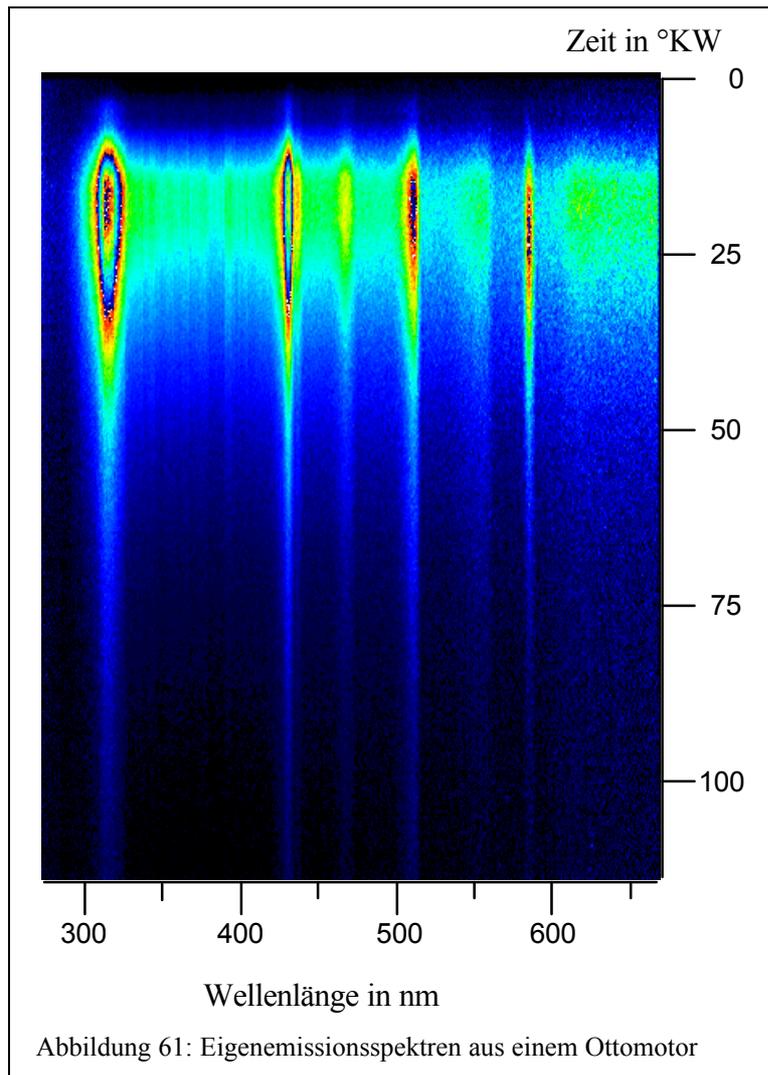
Zum Abschluß der Ergebnisse vom Dieselmotor wird ein Diagramm gezeigt, das analog zu den Abbildungen 40, 41 oder 42 die Temperaturergebnisse des eingesetzten Verfahrens auf



aus Abbildung 60 gebildet, in diesem Fall handelt es sich um den vierten Meßpunkt der Kurve für 1000 min^{-1} in Abb. 57.

verschiedenen Wellenlängen zeigt. In der entsprechenden Darstellung (Abb. 60) sind für den Dieselmotor die Ergebnisse auf den für die Auswertung herangezogenen Wellenlängenstützstellen gezeigt. Die relativen Schwankungen sind kleiner als ein Prozent, was noch einmal die Funktionstüchtigkeit des neuen Temperatursauswertverfahrens für Motoranwendungen zeigt. Die gesamte Meßunsicherheit liegt bei 4 %. Ein Meßpunkt in den vorangegangenen Temperaturverläufen wird durch den Mittelwert der Temperaturen

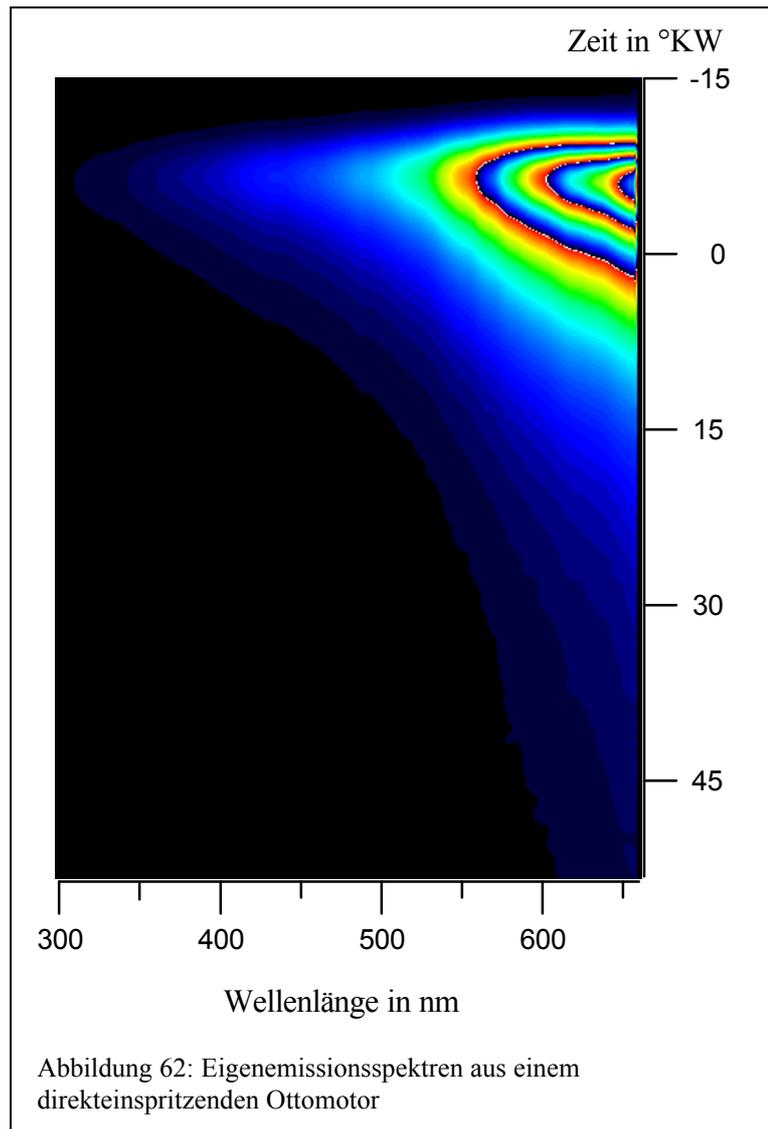
¹⁵Dieses Vorgehen ist für den thermischen Wirkungsgrad des Motors abträglich, es handelt sich um einen Kompromiß zugunsten geringerer Schadstoffemissionen.



Ein Bild analog zu Abbildung 54 wird für den Ottomotor in Abbildung 61 gezeigt. Der Motor wurde ebenfalls bei 1500 min^{-1} (25 Hz) und unter einer Momentenabgabe von 60 Nm betrieben. Auch im Ottomotor ist während der Hauptverbrennung, hier etwa 20 bis 40 °KW, ein Strahlungskontinuum vorhanden, welches jedoch einerseits nicht einer Wienschen Charakteristik gehorcht und welches andererseits von starken Bandenstrahlungen überlagert wird ([108], zur Untersuchung des IR siehe [109]). Einen genaueren Aufschluß liefert die Entnahme eines Spektrums aus Abbildung 61. Ein solches über einen Zeitbereich von 27 bis 30 °KW gemitteltes Spektrum

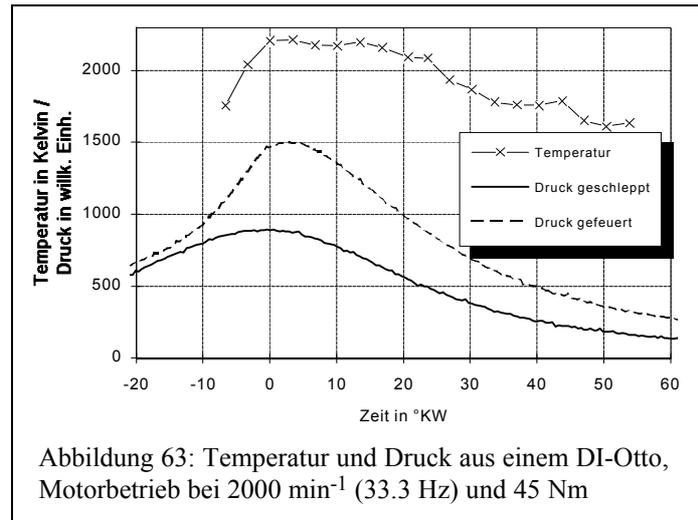
wurde schon in Abbildung 45 (Kap. 3.2.8.) bei der Diskussion der Na-D-Linie gezeigt. Dominant sind die Banden von OH (306 nm), CH (431 nm), C_2 (473 und 516 nm), sowie Na (589 nm) (vgl. auch [110]). Im hier verwendeten gewöhnlichen Ottokraftstoff ist offenbar Natrium vorhanden. Zwischen diesen Banden befindet sich breitbandige Strahlung, die thermisch, aber auch durch Chemolumineszenz hervorgerufen wird [18]. Da sich die mit den Bandenstrahlungen in ursächlichem Zusammenhang stehenden Moleküle oder Atome weder im thermodynamischen noch im chemischen Gleichgewicht befinden, ist es ohne zusätzlichen meßtechnischen Aufwand nicht möglich, pyrometrisch eine Temperatur zu bestimmen. Dennoch sind Ergebnisse wie in Abbildung 61 wegen der gleichzeitigen Zeit- und Wellenlängenauflösung und damit wegen der Möglichkeit der zeitaufgelösten, gleichzeitigen Messung mehrerer Spezies von außerordentlich großer Bedeutung für die Beurteilung des zeitlichen Ablaufes der Verbrennung.

Die aus Abbildung 61 gewonnenen Ergebnisse gelten nicht für alle Ottomotoren. Die in jüngster Zeit diskutierten direkt-einspritzenden (DI) Ottomotoren weisen in ihrem Brennverfahren Charakterzüge auf, die eher von der Dieselverbrennung bekannt sind. So zeigt Abbildung 62 das zu Abbildung 61 analoge Ergebnis aus einem DI-Ottomotor. Die entsprechenden Spektren sind denen aus dem Dieselmotor (Abb. 54) ähnlicher als denen aus dem herkömmlichen Ottomotor (Abb. 61). Bei dem hier verwendeten DI-Ottomotor handelt es sich nicht um einen Serienmotor, sondern um einen Forschungsmotor, dessen Betriebsparameter bei der gezeigten Messung dazu führten, daß der Kraftstoff an ver-



schiedenen Stellen im Brennraum so hohe Konzentrationen erreicht, daß hier partiell eine fette Verbrennung abläuft, die dann - ähnlich wie beim Dieselmotor - vorübergehend Ruß erzeugt, der thermisch leuchtet. Aus dem so betriebenen DI-Ottomotor lassen sich nach dem vorgestellten pyrometrischen Verfahren Temperaturen berechnen. Den zeitlichen Verlauf zeigt Abbildung 63. Der Motor wurde bei 2000 min^{-1} (33.3 Hz) und 45 Nm betrieben, es wurden 30 Zyklen gemittelt. Um die zeitliche Korrelation zu Kolbenbewegung und Verbrennung herzustellen, wurde der Druck im Brennraum mitgemessen und der relative Verlauf in willkürlichen Einheiten zusätzlich dargestellt. Die durchgezogene Linie stellt den Druck im geschleppten Motorbetrieb dar, hier wurde der Motor durch eine Elektromaschine angetrieben und der Druckverlauf kommt allein durch die Kompression zustande, da keine Verbrennung stattfand. Die gestrichelte Linie zeigt den Brennraumdruck bei gefeuert betriebenen Motor, der Unterschied zum geschleppten Betrieb kommt durch den zusätzlich durch die Verbrennung erzeugten Druck zustande.

Die präsentierten Ergebnisse zeigen die Funktionstüchtigkeit von Meßtechnik und neu entwickeltem Auswerteverfahren für fette Verbrennungen. Die Motorergebnisse sind ein wichtiges Entwicklungswerkzeug für die Konstrukteure. Temperaturmessungen sind neben direkt einspritzenden Ottomotoren auch in herkömmlichen Ottomotoren möglich, wenn ein geeigneter Tracer eingesetzt wird, der chemisch inert ist, der der Strömung gut folgt und der die Temperatur seiner Umgebung hinreichend schnell annimmt.



4.2. Lasergestützte Ergebnisse

In Kapitel 3.1. wurden die Möglichkeiten zur Bestimmung von Gastemperaturen aus Rayleigh- und spontaner Raman-Streuung erörtert. Zunächst wird in Abbildung 64 ein 2D Temperaturfeld betrachtet, daß aus der Rayleigh-Streuung am mageren¹⁶ Brenner über Gleichung (5) bestimmt wurde. Dieses Ergebnis liefert ein anschauliches Bild von der räumlichen Struktur der Flamme. Das Temperaturniveau im Bereich der Flamme liegt bei knapp

1800 K, außerhalb ergibt sich die Raumtemperatur. Die geraden Kanten oben und unten an der Flamme werden durch die Begrenzung des Laserlichtschnittes gebildet, die durch die weißen Linien angedeutet ist. Die im Hintergrund zu erkennenden schwarzen Punkte sind Störungen durch Mie-Streuung an Staubteilchen, die im Gebiet der Flamme das vorhandene Rauschen erhöhen. Abbildung 65 liefert ein ähnliches Ergebnis von einem Heißluftfön, dessen

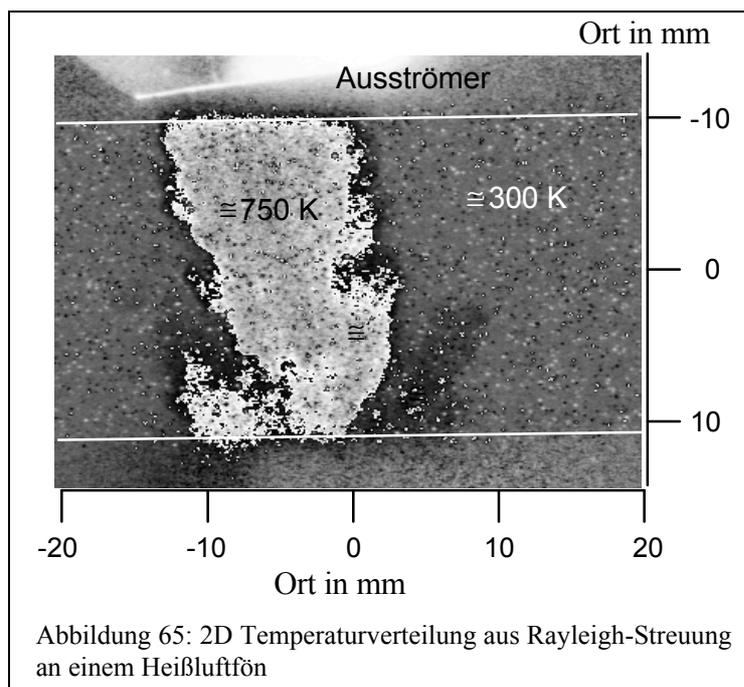


Abbildung 65: 2D Temperaturverteilung aus Rayleigh-Streuung an einem Heißluftfön

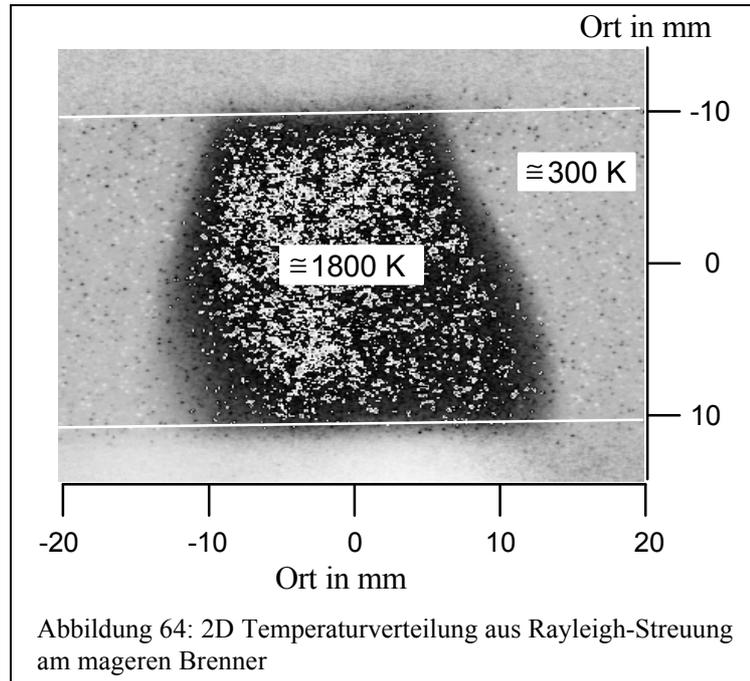


Abbildung 64: 2D Temperaturverteilung aus Rayleigh-Streuung am mageren Brenner

Ausströmer am oberen Bildrand zu erkennen ist. Die sich bildenden Luftwirbel sind zu sehen. Das Temperaturniveau befindet sich bei der gewählten Einstellung mit etwa 750 K in guter Übereinstimmung mit späteren Messungen (Abb. 68). Wie im vorigen Bild erhöht die vorhandene Mie-Streuung das Rauschniveau.

Eine erhebliche Verbesserung des Signal / Rausch - Verhältnisses erreicht man durch Verzicht auf die zweidimensionale Ortsauf-

¹⁶Bei fettem Betrieb verhindern LIF Signale die Temperatureauswertung, siehe Kapitel 3.1.4..

lösung bei linienartiger Fokussierung des Laserstrahles und Detektion mit dem Spektrographen. In diesem Fall erhält man aus der Rayleigh-Streuung, wiederum ausgewertet mit Gleichung (5), für den Brenner bei magerem Betrieb und etwa 5 mm Abstand zur Ausströmfläche das Ergebnis aus Abbildung 66. Bei dieser Aufnahme wurde der Querschnitt der Ausströmfläche des Brenners von sonst 20 mm auf 5 mm reduziert, um innerhalb der durch die Höhe des Eintrittsspalts des Spektrographen begrenzten Ortsauflösung das vollständige Flammenprofil erfassen zu können. Die Temperatur hat mit knapp 1800 K ihr maximales Niveau erreicht, jedoch ist gerade das Maximum sehr empfindlich bezüglich störender Mie-Streuung und Resonanzfluoreszenz. Diese wirken sich als scheinbare Temperatursenkung aus, wie Abbildung 67 zeigt. Hier wurde die Luftzufuhr des Brenners leicht gedrosselt, es taucht in der Mitte der Flamme ein für das menschliche Auge noch kaum sichtbarer fetter Bereich auf, der Mie-Streuung und resonante LIF erzeugt. Die Temperatureauswertung aus der Rayleigh-Streuung liefert nur in Abwesenheit von Mie-Streupartikeln zuverlässige Werte. Messungen in ruhenden Flammen sind nicht möglich.

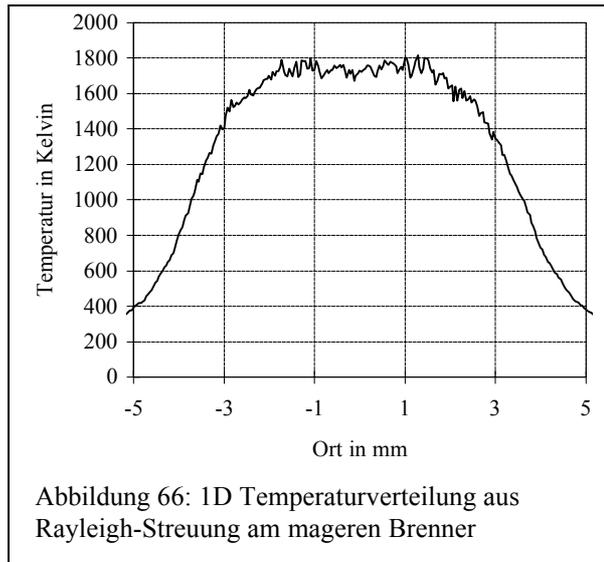


Abbildung 66: 1D Temperaturverteilung aus Rayleigh-Streuung am mageren Brenner

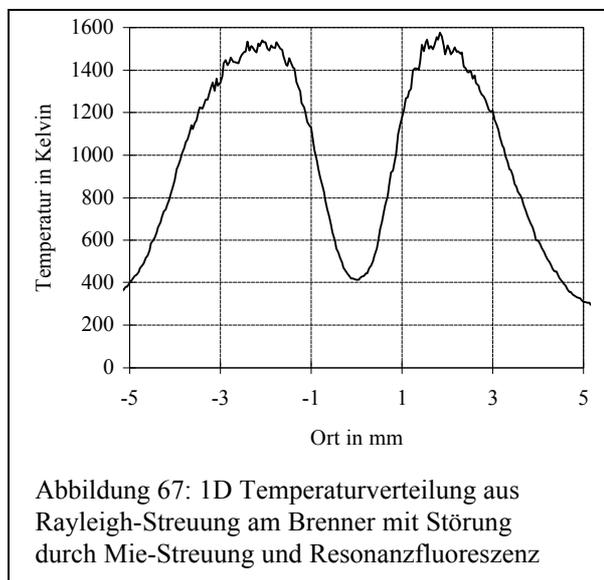


Abbildung 67: 1D Temperaturverteilung aus Rayleigh-Streuung am Brenner mit Störung durch Mie-Streuung und Resonanzfluoreszenz

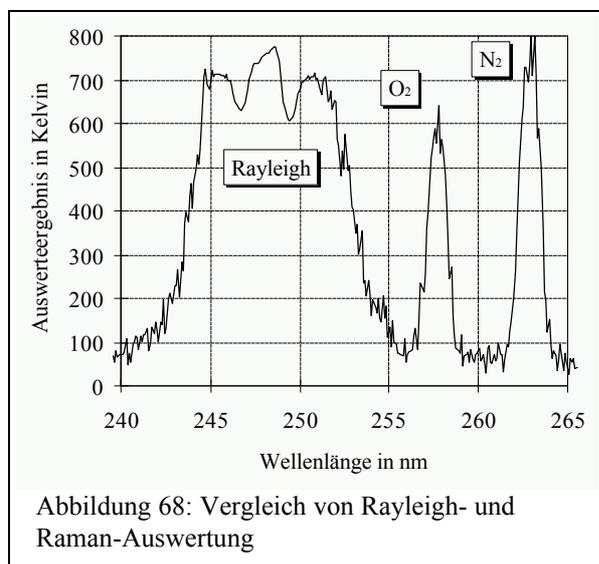


Abbildung 68: Vergleich von Rayleigh- und Raman-Auswertung

Da Raman-Messungen aus den in Kapitel 3.1.5. genannten Gründen mit dem verwendeten Laser in Flammen wegen LIF-Überlagerungen nicht zur Temperaturmessung herangezogen werden können, wird der Vergleich von Rayleigh- mit Raman-Messungen an einem Heißluftfön durchgeführt. Einen besonders interessanten Vergleich zur Temperaturmessung durch spontane Raman-Streuung aus Gleichung (18) liefert für den Heißluftfön Abbildung 68. Aus einem 1D Spektrum wird nicht entlang

einer Ortsachse für eine bestimmte Wellenlänge ausgewertet, sondern für einen festen Ort, nämlich etwa in der Mitte in Abbildung 66, wird über alle Wellenlängen ausgewertet. Das entsprechende Resultat zeigt auf der Anregungswellenlänge die Temperatur aus der Rayleigh-Streuung, wobei nur der Hauptpeak bewertet werden darf. Die beiden Nebenmaxima entstehen aus numerischen Gründen, wenn die Division von Meßsignal und sehr viel schmalere Referenzsignal gebildet wird. Bei 258 nm liegt die erste Stokes-Linie von Sauerstoff und bei 264 nm sieht man das entsprechende Stickstoffsignal. Die Auswertung von Sauerstoff-Raman-Streuung ist wegen der geringen Signalstärke kritisch. Eine Temperaturerhöhung ist nach Gleichung (18) mit einer Signalabnahme verbunden. Die geringere Sauerstoffkonzentration in der Luft führt zu einem so geringen Signal/Rausch-Verhältnis, daß die Temperatureauswertung zu große Fehler liefert. Zu bevorzugen ist hingegen die Stickstofflinie, da hier ein deutlich stärkeres Signal vorliegt, und da Stickstoff chemisch inert ist und in weitaus geringerem Ausmaß an chemischen Reaktionen teilnimmt und daher seine Konzentration nicht verändert.

Die Temperaturabhängigkeit des Raman-Streuwirkungsquerschnittes wurde in Abbildung 68 nicht berücksichtigt, da sich gemäß Abbildung 20 eine Abweichung von nur etwa einem Prozent ergeben hätte.

Abbildung 69 zeigt einen Vergleich von 1D Raman- und Rayleigh-Messungen für drei verschiedene Betriebsstufen des Heißluftföns. Für die drei Betriebsstufen werden die Temperaturen 220, 350 und 600°C

angegeben. Für eine Einstellung repräsentiert die dicke Linie stets das Ergebnis aus der Raman-Messung, die dünne Linie steht für die Rayleigh-Messung und die einzelnen Meßpunkte rühren von einem Thermoelement her und dienen der zusätzlichen Überprüfung. Offenbar werden die bei den betreffenden Einstellungen angegebenen 220, 350 und 600°C nicht erreicht. Das steile Absinken der Werte an den Rändern hat in den Abbildungen 69 und 70 keine physikalische Bedeutung und wird durch den Glättungsalgorithmus verursacht, dem die Bilder vor der Ausführung der Division

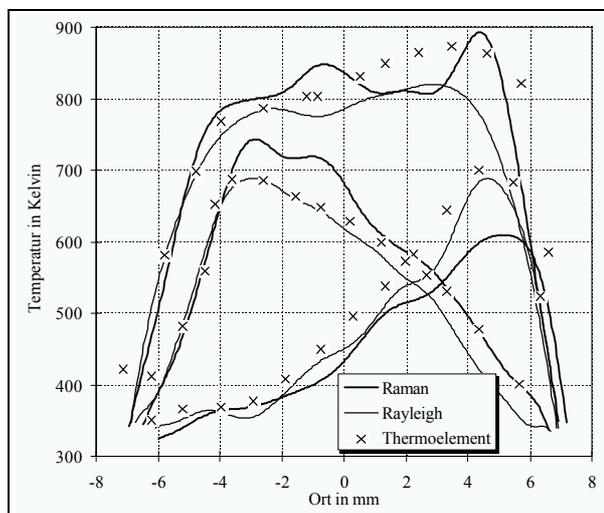


Abbildung 69: Vergleich von 1D Temperaturverläufen für drei Betriebsstufen am Heißluftfön aus Rayleigh- und Raman-Messungen, Abstand zum Ausströmer 5 mm

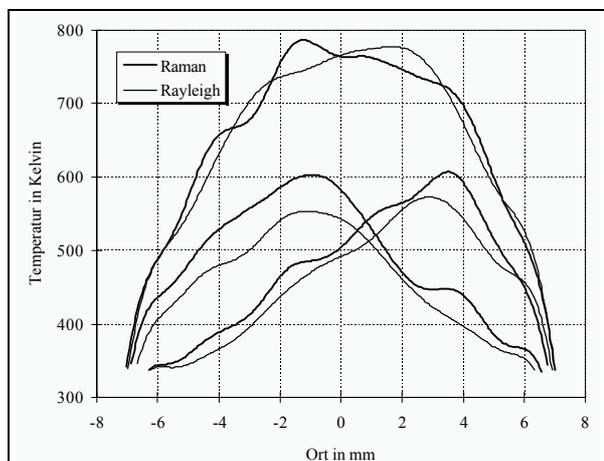
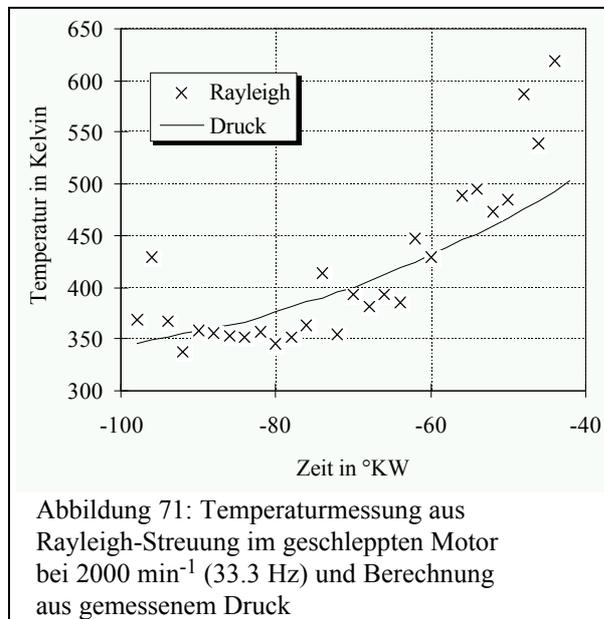
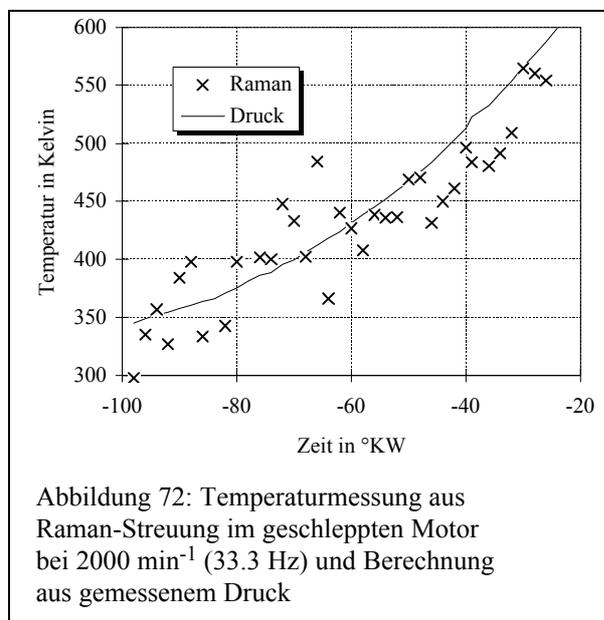


Abbildung 70: Weitere Messung am Heißluftfön, Abstand zum Ausströmer hier 20 mm

zwangsläufig unterworfen werden müssen. Die Übereinstimmung zwischen den verschiedenen Meßverfahren ist ausgezeichnet und auch die räumliche Struktur des Temperaturverlaufes ist reproduzierbar. Während die Messung in Abbildung 69 nur 5 mm hinter dem Ausströmer des Föns vorgenommen wurde, zeigt Abbildung 70 das entsprechende Ergebnis für einen Abstand von 20 mm. Erwartungsgemäß ist die Temperatur hier schon ein wenig abgesunken, im Mittel



es erhebliche Störsignale gibt. Für Rayleigh-Messungen sind die Probleme Reflexe an den



Grenzflächen zwischen Ein- und Auskoppelfenster und Luft, sowie auftretende Resonanzfluoreszenz. Für Raman-Messungen ist die durch alle genannten Reflexe entstehende Fluoreszenz das Hauptproblem. Trotz dieser Schwierigkeiten, die Messungen während der Verbrennung mit der hier eingesetzten Meßtechnik verhindern, kann man sinnvolle Ergebnisse während der Kompression und Gemischaufbereitung erzielen.

So zeigt Abbildung 71 die aufgrund der Kompression während des Verdichtungs-takes ansteigende Temperatur im Brennraum eines Transparent- Ottomotors aus Rayleigh-Streuung. Abbildung 72 zeigt aus einer anderen Aufnahmeserie ein vergleichbares Ergebnis aus spontaner Raman-Streuung an Stickstoff. Zusätzlich stellt die durchgezogene Linie in beiden Abbildungen die Temperatur $T_{\text{adiabatisch}}$ dar, die sich aus dem gemessenen Zylinderdruck $p_{\text{meß}}$ unter der Annahme einer adiabatischen Kompression ergibt:

sind es etwa 100 K. Die örtlichen Strukturen weisen trotz der erheblichen Erhöhung des Abstandes zum Ausströmort noch Ähnlichkeiten auf und die zusammengehörenden Linienpaare liegen auch hier dicht beieinander. Eine generelle Aussage, ob Rayleigh- oder Raman-Messungen tendenziell höhere Temperaturen ergeben, ist offenbar nicht möglich. Sowohl Rayleigh- als auch Raman-Streuung haben sich hiermit als gute Temperaturmeßeffekte unter Laborbedingungen herausgestellt.

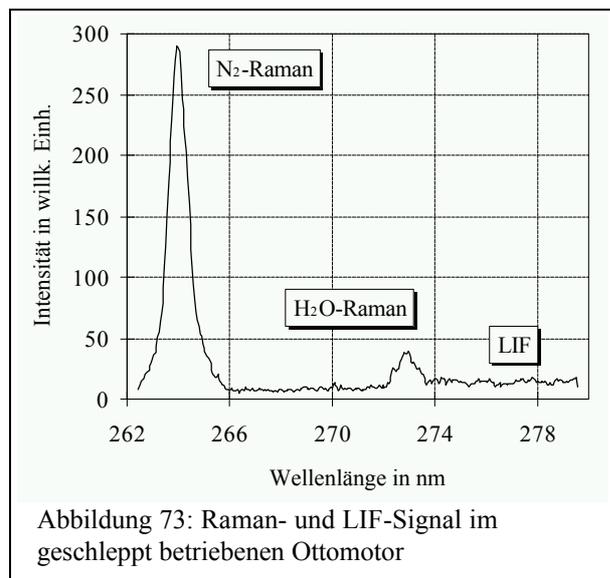
Messungen am Motor sind hingegen außerordentlich schwierig (s. Kap. 3.1.), da

$$T_{\text{adiabatisch}} = \left(\frac{p_{\text{meß}}}{p_{\text{Ref}}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} T_{\text{Ref}} \quad (57)$$

Dabei sind p_{Ref} und T_{Ref} die Werte aus einer Referenzmessung und der Adiabatenexponent κ hat für zweiatomige Moleküle, wie sie in der Luft hauptsächlich vorhanden sind, den Wert 1.4.

Bei beiden Messungen wurde der Motor geschleppt betrieben, d. h. er wurde bei abgeschalteter Zündung durch einen Elektromotor auf in diesem Fall 2000 min^{-1} (33.3 Hz) angetrieben. Es wurde je über 30 Bilder gemittelt. Die Meßunsicherheiten liegen wegen der Überlagerung durch Störsignale höher als unter Laborbedingungen und werden hier auf 10 % abgeschätzt. Im Rahmen dieser Meßunsicherheit stimmen die gezeigten Temperaturen überein. Bei der Rayleigh-Messung sind trotz größerer Signalstärke Abweichungen von den zu erwarteten Temperaturwerten vorhanden, da sich hier die störenden Einflüsse wie z. B. Resonanzfluoreszenz bemerkbar machen.

Um das Zustandekommen der Unsicherheiten im Falle der Raman-Streuung zu illustrieren,



werden zum Schluß die Signalstärken von Raman-Streuung und LIF im geschleppten Motor gezeigt (Abb. 73). Bei 273 nm befindet sich das Raman-Streusignal von Wasserdampf. Die Fluoreszenzen steigen zu größeren Wellenlängen hin an und bilden auch auf der Wellenlänge der N_2 -Raman-Streuung einen Rauschuntergrund. Eine Temperatúrauswertung aus breitbandiger SRS erfordert daher außerordentliche Sorgfalt sowohl auf der experimentellen Seite, als auch bei der Auswertung.

5. Bewertung und Ausblick

In der Verbrennungsdiagnostik werden verstärkt optische Meßtechniken wegen ihrer Wechselwirkungsfreiheit und Geschwindigkeit eingesetzt. Ziel war die Entwicklung von Methoden zur Messung von Temperaturen in Motorbrennräumen. Dazu wurde Licht aus dem Motor mittels einer optischen Sonde aufgenommen. Als Detektoreinheit wurde eine Streak-Kamera in Kombination mit einem Spektrographen eingesetzt. Diese pyrometrische Meßtechnik kann zeitlich und spektral aufgelöste Lichtemissionen aus einem nur äußerst geringfügig veränderten Serienmotor detektieren.

Es wurde ein zuverlässiges Auswerteverfahren durch Bewertung der numerischen Ableitungen der gemessenen Spektren entwickelt, um im Brennraum eines Dieselmotors die Temperatur zeitaufgelöst zu erfassen. Als Nebenprodukt ergibt sich der spektrale Verlauf des Emissionsvermögens des Rußes, der bei früheren Meßtechniken durch heuristische oder willkürliche Annahmen angenähert werden mußte. Die Messung des Emissionsvermögens eröffnet die Möglichkeit, bisherige Verfahren zu überprüfen und zu verifizieren bzw. zu korrigieren. Für transiente Anwendungen wie im Dieselmotor wird eine systematische Untersuchung des Emissionsvermögens Näherungen liefern, die von früheren Meßtechniken verwendet werden können, die auf wenige Wellenlängestützstellen begrenzt sind.

Andere Arbeiten haben in jüngster Zeit durch den Einsatz ähnlicher Meßtechniken gezeigt, daß zu bestimmten Zeitpunkten im Dieselmotor OH-Bandenstrahlung bei 306 nm detektiert werden kann [105], bzw. daß zu Beginn der Verbrennung teilweise vorgemischte Bedingungen herrschen [111]. Die Fortsetzung von Entwicklung und Einsatz optischer Meßtechniken wird unser dringend benötigtes Verständnis der internen chemischen und physikalischen Vorgänge in Verbrennungsmotoren erweitern. Neben der Temperatur sind zeitaufgelöste Messungen von Spezieskonzentrationen wichtig zur Beurteilung von Kraftstoffverteilung, Reaktionskinetik, Schadstoff-, sowie Restgasgehalt. Der Vorteil von pyrometrischen Meßverfahren besteht darin, daß hier nur ein äußerst geringfügiger optische Zugang zum Meßobjekt notwendig ist, was die Möglichkeit von Messungen an Serienmotoren eröffnet.

Für magere oder stöchiometrische Verbrennungen wie z. B. in Ottomotoren ist eine zukünftige mögliche Zielrichtung die Untersuchung von Tracern wie z. B. Ruß zur Erzeugung kontinuierlicher Wärmestrahlung. Auch in serienmäßigen Ottomotoren kann so mit dem neuen Meßverfahren bei äußerst geringen technischen Modifikationen der zeitliche Temperaturverlauf im Brennraum gemessen werden. Die Möglichkeit derartiger Messungen eröffnet erhebliches Verbesserungspotential hinsichtlich Kraftstoffverbrauch und Schadstoffkonzentration.

Durch die zeitaufgelöste Messung der Temperatur im Brennraum von Motoren wird nicht nur ein wesentlicher Beitrag zum Verständnis der bei der Verbrennung ablaufenden Prozesse geliefert, vielmehr kann durch die Messung bei verschiedenen Motorbetriebszuständen der erwünschte Effekt von Regulierungsmaßnahmen der Brennraumtemperatur, wie z. B. Abgasrückführung, überprüft werden. Neben der Diagnose kann die neue Meßtechnik auch als Entwicklungswerkzeug eingesetzt werden, um schon im Stadium der Vorentwicklung z. B. die

Konstruktion von Motoren zu begünstigen, die durch ihr Temperaturverhalten die Entstehung von Schadstoffen weitgehend verhindern.

Die quantitative Auswertung von molekülspezifischer Strahlung zur Messung von Spezieskonzentrationen bildet wegen des geringeren experimentellen Aufwandes und wegen der Möglichkeit der Zeitauflösung eine Alternative zu laserbasierenden Messungen. Die Perspektive zeitaufgelöster Messung des Luft/Kraftstoffverhältnisses etwa durch Detektion der CH-Bandenstrahlung bei 431 nm kann zu erheblichen Verbesserungen der Motorverbrennung bis hin zu einer zylinderselektiven Steuerung des optimalen Zündzeitpunktes führen.

Der Einsatz von durchstimmbaren Excimerlasern hat in der Verbrennungsdiagnostik zu erfolgreichen Meßtechniken geführt [34]. Die vorliegenden Untersuchungen mit einem experimentell weniger aufwendigen *nicht* schmalbandig durchstimmbaren, unpolarisierten Excimerlaser haben gezeigt, daß auch damit Temperaturbestimmungen durch die Detektion von laserinduzierter Rayleigh- oder Raman-Streuung erreicht werden können. Derartige Temperaturmessungen sind mit Einschränkungen auch an Motoren möglich.

Die weitere Verbreitung von Excimerlasern nicht nur in der Forschung, sondern auch als Entwicklungstool z. B. für Verbrennungsmotoren hängt wesentlich von der zukünftigen technischen und wirtschaftlichen Weiterentwicklung dieser Lichtquellen ab.

Die dominante laserinduzierte Fluoreszenz ist bei Anregung durch einen breitbandigen Laser nicht zur Temperatúrauswertung nutzbar. Sie liefert jedoch ein hochinteressantes Werkzeug, das im Zusammenhang mit den Experimenten der vorliegenden Arbeit bei Volkswagen erstmalig in der Vorentwicklung von Motoren mit Erfolg eingesetzt wurde. Ein weiteres Ziel wird die Quantifizierung der Fluoreszenz hinsichtlich Kraftstoffkonzentration sein. Aufbauend auf vorhandenen Arbeiten wie [112, 113] wird die Unterscheidung von flüssigem und dampfförmigem Kraftstoff im Brennraum durch Zusatz von geeigneten Zwei-Phasen-Tracern einen näheren Zwischenschritt bilden.

Die Möglichkeiten zur Temperaturbestimmung aus Stokes- und Anti-Stokes-Raman-Streustrahlung werden ebenfalls weiter untersucht. Dies erfordert die mechanische Ausblendung der Rayleigh-Streuung bei Einsatz einer Kamera mit sehr hoher Dynamik. Alternativ kann der Strahlengang am Ausgang eines Spektrographen räumlich getrennt werden, was den Einsatz zweier Detektoren ermöglicht und damit das Dynamikproblem vermeidet. Diese Temperaturmeßmethode ist experimentell einfach und weist geringe Unsicherheiten auf. Der Einsatzbereich liegt bei sehr hohen Temperaturen, womit dieses Verfahren komplementär zu den weiteren hier erfolgreich verwendeten Methoden ist.

Schließlich lassen sich durch die Kombination der hier verwendeten Apparaturen mit geringem experimentellen Aufwand eine Reihe weiterer erfolgreicher Meßtechniken realisieren. So kann z. B. in einer fetten Verbrennung laserinduzierte Inkandeszenz (LII) [36] zur Bestimmung der räumlichen Verteilung der Rußpartikel angeregt werden. Die Messung von Mie-Streuung an Ruß kann ebenfalls mit dem Ziel der Messung der Rußkonzentration [37, 61] quantifiziert

werden. In mageren Flammen hingegen können Strömungsmeßverfahren wie PIV oder PTV realisiert werden [38]. Erst der kombinatorische Einsatz und die Weiterentwicklung vieler Meßtechniken wird zu einem weitreichenden Verständnis der Prozesse im Brennraum, und damit zu noch umweltfreundlicheren Verbrennungsmotoren führen.

Anhang

Anhang 1: Näherung für das Emissionsvermögen des Rußes

Um zu zeigen, welche Näherung für das Emissionsvermögen des Rußes eine Reihenentwicklung für die Temperatur wie in Gleichung (50) indirekt beinhaltet, werden zunächst die Ableitungen der Hilfsgröße d nach der Wellenlänge gebildet. Für d selbst gilt:

$$d(\lambda) = \lambda \ln \varepsilon(\lambda) - \frac{c_2}{T} \quad (47)$$

Daraus folgt für die Ableitungen:

$$\begin{aligned} d' &= \ln \varepsilon + \lambda \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \\ d'' &= 2 \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} + \lambda \left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \right)' \\ d''' &= 3 \left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \right)' + \lambda \left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \right)'' \end{aligned} \quad (58)$$

⋮

$$d^{(n)} = n \left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \right)^{(n-2)} + \lambda \left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \right)^{(n-1)} \quad (59)$$

Die Taylorreihe (50) bis zum n -ten Term auszuführen, bedeutet nun:

$$\begin{aligned} d(0) &= \sum_{i=0}^n \frac{d^{(i)}}{i!} (-\lambda)^i = d - \lambda d' + \frac{1}{2} \lambda^2 d'' - \dots \\ &\dots + \frac{1}{(n-1)!} (-\lambda)^{n-1} d^{(n-1)} + \frac{1}{n!} (-\lambda)^n d^{(n)} \end{aligned} \quad (60)$$

Setzt man hier die soeben bestimmten Ableitungen von d ein, so erhält man:

$$\begin{aligned} d(0) &= -\frac{c_2}{T} + \lambda \ln \varepsilon - \lambda \ln \varepsilon - \lambda^2 \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} + \lambda^2 \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} + \frac{1}{2} \lambda^3 \left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \right)' - \dots \\ &\dots + \frac{n-1}{(n-1)!} (-\lambda)^{n-1} \left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \right)^{(n-3)} + \frac{1}{(n-1)!} (-\lambda)^{n-1} \lambda \left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \right)^{(n-2)} \\ &\dots + \frac{n}{n!} (-\lambda)^n \left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \right)^{(n-2)} + \frac{1}{n!} (-\lambda)^n \lambda \left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \right)^{(n-1)} \end{aligned} \quad (61)$$

In Gleichung (61) bildet auf der rechten Seite der erste Term den Temperaturterm, der zweite Ausdruck hebt sich gerade mit dem dritten auf, der vierte verschwindet mit dem fünften zusammen ebenfalls. So fallen immer aufeinanderfolgende Zweierpärchen weg. Eine Ausnahme bildet nur der letzte Term, er hat keinen Partner mehr, mit dem er zusammen Null ergibt. Die Näherung, mit der entsprechenden Taylorreihe bis zur n-ten Ordnung die Temperatur zu beschreiben, ist daher gleichbedeutend mit der Näherung, diesen letzten Term in Gleichung (61) zu vernachlässigen. Das wiederum bedeutet, die (n-1)te Ableitung von $\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}$ gleich Null zu setzen bzw. die (n-2)te Ableitung dieses Terms als Konstante zu betrachten. Damit nimmt man aber für $\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}$ ein Polynom (n-2)ten Grades an, wie es in Gleichung (51) beschrieben ist. So erhält man eine Art physikalisches Konvergenzkriterium für die Taylorreihe. Sie beschreibt die Temperatur um so besser, je besser sich das Emissionsvermögen durch eine einfache Exponentialfunktion (53) beschreiben läßt, wie sie sich aus Gleichung (51) ergibt.

Anhang 2: Koeffizienten des Reihenansatzes für das Emissionsvermögen

In diesem Anhang werden die Koeffizienten a_i bestimmt, die im Ansatz für $\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}$ enthalten sind:

$$\frac{\varepsilon'(\lambda)}{\varepsilon(\lambda)} = \sum_{i=0}^{n-2} a_i \lambda^i \quad (51)$$

Ausgangspunkt ist die Definitionsgleichung für $d(\lambda)$:

$$d(\lambda) = \lambda \ln \varepsilon(\lambda) - \frac{c_2}{T}. \quad (47)$$

Die erste Ableitung ist:

$$d'(\lambda) = \ln \varepsilon(\lambda) + \lambda \frac{\varepsilon'(\lambda)}{\varepsilon(\lambda)} \quad (62)$$

Die Kombination der beiden vorangegangenen Gleichungen ergibt:

$$-\frac{c_2}{T} = d - \lambda d' + \lambda^2 \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \quad (63)$$

Hier wird nun der Polynomansatz (51) eingesetzt:

$$-\frac{c_2}{T} = d - \lambda d' + \lambda^2 \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} = d - \lambda d' + \lambda^2 \sum_{i=0}^{n-2} a_i \lambda^i = d - \lambda d' + \sum_{i=0}^{n-2} a_i \lambda^{i+2} \quad (64)$$

Von diesem Ausdruck verschwinden alle Ableitungen, da die Temperatur nicht wellenlängenabhängig ist. Die erste Ableitung ist:

$$0 = d' - d' - \lambda d'' + \sum_{i=0}^{n-2} (i+2)a_i \lambda^{i+1} \Rightarrow 0 = -d'' + \sum_{i=0}^{n-2} (i+2)a_i \lambda^i, \lambda \neq 0 \quad (65)$$

Die zweite Ableitung ergibt sich zu:

$$0 = -d''' + \sum_{i=0}^{n-2} (i+2)ia_i \lambda^{i-1} \quad (66)$$

Für die dritte Ableitung erhält man:

$$0 = -d^{(4)} + \sum_{i=0}^{n-2} (i+2)i(i-1)a_i \lambda^{i-2} \quad (67)$$

Offensichtlich ergibt sich daher für die (n-2)te Ableitung:

$$0 = -d^{(n-1)} + \sum_{i=0}^{n-2} (i+2)i(i-1)(i-2)\dots(i-(n-4))a_i \lambda^{i-(n-3)} \quad (68)$$

Nur zwei Terme in der Summe sind ungleich Null, Gleichung (68) wird dadurch zu:

$$0 = -d^{(n-1)} + (n-1)(n-3)!a_{n-3} + n(n-2)!a_{n-2} \quad (69)$$

Demzufolge liefert die nächste Ableitung a_{n-2} :

$$0 = -d^{(n)} + \sum_{i=0}^{n-2} (i+2)i(i-1)(i-2)\dots(i-(n-3))a_i \lambda^{i-(n-2)} = -d^{(2)} + n(n-2)!a_{n-2} \quad (70)$$

$$\Rightarrow a_{n-2} = \frac{d^{(n)}}{n(n-2)!} \quad (71)$$

Man erhält a_{n-3} durch Einsetzen dieses Ergebnisses in (69):

$$0 = -d^{(n-1)} + (n-1)(n-3)!a_{n-3} + n(n-2)! \lambda \frac{d^{(n)}}{n(n-2)!} \quad (72)$$

$$\Rightarrow a_{n-3} = \frac{1}{(n-1)(n-3)!} \left(d^{(n-1)} - \lambda d^{(n)} \right)$$

Auf diese Weise erhält man für die nächsten Ableitungen

$$a_{n-4} = \frac{1}{(n-2)(n-4)!} \left(d^{(n-2)} - \lambda d^{(n-1)} + \frac{1}{2} \lambda^2 d^{(n)} \right) \quad (73)$$

und

$$a_{n-5} = \frac{1}{(n-3)(n-5)!} \left(d^{(n-3)} - \lambda d^{(n-2)} + \frac{1}{2} \lambda^2 d^{(n-1)} - \frac{1}{6} \lambda^3 d^{(n)} \right). \quad (74)$$

Durch Fortsetzung dieses rekursiven Einsetzens ergibt sich

$$a_1 = \frac{1}{(1+2)1!} \left(d''' - \lambda d^{(4)} + \frac{1}{2} \lambda^2 d^{(5)} - \frac{1}{6} \lambda^3 d^{(6)} \pm \dots \right) = \frac{1}{3} \sum_{j=1}^{n-2} \frac{d^{(j+2)}}{(j-1)!} (-\lambda)^{j-1} \quad (75)$$

und schließlich

$$a_0 = \frac{1}{(0+2)0!} \left(d'' - \lambda d''' + \frac{1}{2} \lambda^2 d^{(4)} - \frac{1}{6} \lambda^3 d^{(5)} \pm \dots \right) = \frac{1}{2} \sum_{j=0}^{n-2} \frac{d^{(j+2)}}{(j-0)!} (-\lambda)^{j-0}. \quad (76)$$

Damit hat man nun alle Koeffizienten für den Reihenansatz für $\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}$ bestimmt. Allgemein gilt für den Koeffizienten mit der Nummer i :

$$a_i = \frac{1}{(i+2)i!} \sum_{j=i}^{n-2} \frac{d^{(j+2)}}{(j-i)!} (-\lambda)^{j-i} \quad (52)$$

Das Ergebnis wird für die einfachsten Fälle überprüft durch Einsetzen in Gleichung (64):

$$n = 2: \quad \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} = a_0 = \frac{1}{2} d'' \quad \Rightarrow \quad -\frac{c_2}{T} = d - \lambda d' + \frac{1}{2} \lambda^2 d'' \quad (77)$$

$$\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} = a_0 + a_1 \lambda, \quad a_0 = \frac{1}{2} (d'' - \lambda d'''), \quad a_1 = \frac{1}{3} d''' \quad (78)$$

$$n = 3: \quad \Rightarrow \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} = \frac{1}{2} d'' - \frac{1}{6} \lambda d''', \quad -\frac{c_2}{T} = d - \lambda d' + \frac{1}{2} \lambda^2 d'' - \frac{1}{6} \lambda^3 d''' \quad (78)$$

$$\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} = a_0 + a_1 \lambda + a_2 \lambda^2, \quad a_0 = \frac{1}{2} \left(d'' - \lambda d''' + \frac{1}{2} \lambda^2 d^{(4)} \right)$$

$$n = 4: \quad a_1 = \frac{1}{3} \left(d''' - \lambda d^{(4)} \right), \quad a_2 = \frac{1}{8} d^{(4)}, \quad \Rightarrow \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} = \frac{1}{2} d'' - \frac{1}{6} \lambda d''' + \frac{1}{24} \lambda^2 d^{(4)} \quad (79)$$

$$\Rightarrow -\frac{c_2}{T} = d - \lambda d' + \frac{1}{2} \lambda^2 d'' - \frac{1}{6} \lambda^3 d''' + \frac{1}{24} \lambda^4 d^{(4)}$$

$$\begin{aligned} \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} &= a_0 + a_1\lambda + a_2\lambda^2 + a_3\lambda^3, \quad a_0 = \frac{1}{2} \left(d'' - \lambda d''' + \frac{1}{2}\lambda^2 d^{(4)} - \frac{1}{6}\lambda^3 d^{(5)} \right) \\ a_1 &= \frac{1}{3} \left(d''' - \lambda d^{(4)} + \frac{1}{2}\lambda^2 d^{(5)} \right), \quad a_2 = \frac{1}{8} \left(d^{(4)} - \lambda d^{(5)} \right), \quad a_3 = \frac{1}{30} d^{(5)} \\ n = 5: \quad \Rightarrow \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} &= \frac{1}{2} d'' - \frac{1}{6} \lambda d''' + \frac{1}{24} \lambda^2 d^{(4)} - \frac{1}{120} \lambda^3 d^{(5)} \quad (80) \\ \Rightarrow -\frac{c_2}{T} &= d - \lambda d' + \frac{1}{2} \lambda^2 d'' - \frac{1}{6} \lambda^3 d''' + \frac{1}{24} \lambda^4 d^{(4)} - \frac{1}{120} \lambda^5 d^{(5)} \end{aligned}$$

 Es ergibt sich wieder die Taylorreihe für die Temperatur:

$$-\frac{c_2}{T} = d(0) \approx \sum_{i=0}^n \frac{d^{(i)}(\lambda)}{i!} (-\lambda)^i \quad (50)$$

Durch den direkten Vergleich mit (64) kommt man für die Koeffizienten a_i zu dem alternativen Ausdruck

$$a_i = (-1)^{i+1} \frac{1}{(i+2)!} d^{(i+2)}. \quad (81)$$

Literaturverzeichnis

- [1] Bundesminister für Verkehr (Hrsg.): *Verkehr in Zahlen* (Bonn 1997)
- [2] Aral AG, Abt. für Öffentlichkeitsarbeit: *Verkehrstaschenbuch 1996/97* (Bochum 1996)
- [3] J. Warnatz und U. Maas: *Technische Verbrennung* (Springer, Berlin 1993)
- [4] K.-H. Lies: *Nicht limitierte Automobil-Abgaskomponenten*; interner Bericht, Volkswagen AG (1988)
- [5] W. D. Garber: *Die Auswirkungen von Kohlendioxid auf das Klima*; Umweltbundesamt Texte **23**, 83 (1983)nj
- [6] S. Röpke: *Zu Ursachen der NO-Bildung in einem Pkw-DI-Dieselmotor mit Abgasrückführung*; Dissertation, Univ. Magdeburg (1996)
- [7] A. Buschmann, J. Wolfrum, U. Maas, J. Warnatz: *Das Feuer im Computer und im Laserlicht*; Phys. Bl **52**, 213 (1996)
- [8] C. Schulz, V. Sick, J. Wolfrum, V. Drewes, M. Zahn, R. Maly: *Quantitative 2D Single-Shot Imaging of NO Concentrations and Temperatures in a Transparent SI Engine*; Twenty-Sixth Symp.(Internat.) on Comb./The Comb. Inst. (1996)
- [9] S. Röpke, G. W. Schweimer, T. S. Strauss: *NOx Formation in Diesel Engines for Various Fuels and Intake Gases*; SAE Techn. Paper Ser. 950213 (1995)
- [10] K. Nagase, K. Funatsu: *A Study of NOx Generation Mechanism in Diesel Exhaust Gas*; SAE Techn. Paper Ser. 901615 (1990)
- [11] H. Bockhorn (Ed.): *Soot Formation in Combustion* (Springer, Berlin 1994)
- [12] U. Adler (Ed.): *Automotive Handbook*; (Robert Bosch GmbH 1993)
- [13] C. Arcoumanis, C. Bae, A. Nagwaney, J. H. Whitelaw: *Effect of EGR on Combustion Development in a 1.9 l Diesel Optical Engine*; SAE Techn. Paper Ser. 950850, 169 (1995)
- [14] R. Pischinger, G. Kraßnig, G. Taucar, T. Sams: *Thermodynamik der Verbrennungskraftmaschine* (Springer, Wien 1989)
- [15] H. C. Hottel and F.P. Broughton: *Determination of true temperature and total radiation from luminous gas flames*; Industrial and Engineering Chemistry, Analytically Edition, **4**(2), 166 (1932)
- [16] W. Demtröder: *Laserspektroskopie* (Springer, Berlin 1993)
- [17] M. Bach, J. Reissing, U. Spicher: *Temperature Measurement and NO Determination in SI Engines Using Optical Fiber Sensors*; SAE Techn. Paper Ser. 961922 (1996)
- [18] A. C. Eckbreth: *Laser Diagnostcs for Combustion Temperature and species* (Abacus Press, Tunbridge Wells, 1988)
- [19] B. Lawton, G. Klingenberg: *Transient Temperature in Engineering and Science* (Oxford University Press, Oxford 1996)
- [20] R. H. Tourin: *Spectroscopic Gas Temperature Measurement* (Elsevier Publishing Comp. Amsterdam 1966)

- [21] A. Tailland, L. Kerschgens, P. Laurent, Z. Zolver, F. Ritter, W. Röck: *Combustion investigation in an engine with a laser method*; ISATA, Internat. Congress in Florence, Proc., 249 (1992)
- [22] G. Grünefeld: *Laser Diagnostics Applied to Practical Combustion and Flow Systems*, (Cuvillier, Göttingen 1994)
- [23] W. Stricker, M. Woyde, R. Lückcrath, V. Bergmann: *Temperature Measurements in High Pressure Combustion*; Ber. Bunsenges. Phys. Chem. **97**(12), 1608 (1993)
- [24] S. Prucker, W. Meier, W. Stricker: *A flat flame burner as calibration source for combustion research: Temperatures and species concentrations of premixed H₂/air flames*; Rev. Sci. Instrum. **65**(9), 2908 (1994)
- [25] P. P. Yaney, J. W. Parish: *Coherent anti-Stokes Raman scattering measurements of N₂(X, v) at low pressures corrected for stimulated Raman scattering*; Appl. Opt. **35**(15), 2659 (1996)
- [26] D. Brüggemann: *Entwicklung der CARS-Spektroskopie zur Untersuchung der Verbrennung im Ottomotor*; Dissertation, Univ. Aachen (1989)
- [27] M. Knapp: *UV Laser Spectroscopy applied to in-cylinder Phenomena of Spark-ignition Engines*; Dissertation, Univ. Bielefeld (1996)
- [28] M. S. Mansour, Y.-C. Chen: *Line Raman, Rayleigh, and laser-induced predissociation fluorescence technique for combustion with a tunable KrF excimer laser*; Appl. Opt. **35**(21), 4252 (1996)
- [29] M. Knapp, A. Luczak, V. Beushausen, W. Hentschel, P. Andresen: *Combinative In-cylinder Measurements of Equivalence Ratio, Temperature, Residual Gas Content, NO- and OH-Formation, and IMEP in Single Combustion Cycles of a 4-cylinder SI-engine*; Autotech 95, C498/15/035 (1995)
- [30] V. Ebert, V. Sick, J. Wolfrum: *Einsatz der Lasermesstechnik zur Diagnostik und Optimierung von technischen Verbrennungsprozessen*; tm - Techn. Messen **63**(7/8), 268 (1996)
- [31] C. A. Amann: *Classical Combustion Diagnostics for Engine Research*; SAE Techn. Paper Ser. 850395 (1985)
- [32] VDI Technologiezentrum Physikalische Technologien (Hrsg.): *Laser- und Plasmaanwendungen in der Automobilindustrie*; Workshop, Düsseldorf, 3. Juli 1996 (1996)
- [33] E. W. Rothe, P. Andresen: *Application of tunable excimer lasers to combustion diagnostics: a review*, Appl. Opt. **36**(18), 3971 (1997)
- [34] A. Arnold, F. Dinkelacker, T. Heitzmann, P. Monkhouse, M. Schäfer, V. Sick, J. Wolfrum: *DI Diesel Engine Combustion Visualized by Combined Laser Techniques*; Twenty-Fourth Symp. (Internat.) on Combustion/the Combustion Inst., 1605 (1992)
- [35] S. C. Johnston: *Precombustion Fuel/Air Distribution In A Stratified Charge Engine Using Laser Raman Spectroscopy*; SAE Techn. Paper Ser. 790433 (1979)

- [36] J. E. Dec, C. Espey: *Ignition and Early Soot Formation in a DI Diesel Engine Using Multiple 2-D Imaging Diagnostics*; SAE Techn. Paper Ser. 950456 (1995)
- [37] W. Hentschel, J.-U. Richter: *Time-Resolved Analysis of Soot Formation and Oxidation in a Direct-Injection Diesel Engine for Different EGR-Rates by an Extinction Method*; SAE Techn. Paper Ser. 952517 (1995)
- [38] U. Dierksheide: *Aufbau und Test eines Verfahrens zur zweidimensionalen Strömungsfeldmessung durch Mie-Streuung mit UV-Excimerlaser*; Diplomarbeit, Univ. Bielefeld (1994)
- [39] W. Hentschel: *Modern Tools for diesel engine combustion investigation*; Twenty-Sixth Symp (Internat.) on Comb./The Comb. Inst., 2503 (1996)
- [40] M. Saffmann: *Phasen-Doppler-Methode zur optischen Partikelgrößenmessung*; Techn. Messen - tm **56** (7/8), 1989
- [41] B. Block, P. Möser, W. Hentschel: *Time-resolved emission spectroscopy for the combustion analysis of series production engines*; Opt. Eng. **36**(4), 1183 (1997)
- [42] B. Mayr, M. Hötger, H. Puschmann: *Integrale Lichtleit-Meßtechnik: Ein neuer Weg zur Untersuchung des Verbrennungsprozesses in Dieselmotoren*; Motortechnische Zeitschrift **1**/1992 (1992)
- [43] V. Brückner, K.-H. Feller, U.-W. Grummt: *Application of Time-Resolved Optical Spectroscopy* (Akadem. Verlagsges. Geest & Portig K.-G., Leipzig 1990)
- [44] Sandia Nat. Labs.: *Probing flames with infrared cavity ringdown absorption spectroscopy*; Combustion Research Facility News, **18**(4) (1996)
- [45] K. Wakai, S. Shimizu: *The Principle and Analysis of Accuracy of a Two-Color-Emission-CT Pyrometer*; IEEE, CH2762, 186 (1989)
- [46] H. Philipp, E. Winklhofer, G. K. Fraidl: *Verbrennungsdiagnostik mit Computertomographie*; MTZ Motortechn. Zeitschr. **56**(3),148 (1995)
- [47] W. Hentschel: *Einsatz von Lasern in der Motormesstechnik und zur Visualisierung von Strömungen*; VDI Ber. 617 (1986)
- [48] W. Hentschel: *Optische Brennraum-Meßtechnik - Ein Werkzeug für Motorenforschung und Vorentwicklung*, interner Bericht, VW (1995)
- [49] G. Ohmstede, W. Hentschel: *Time-Resolved Infrared Spectroscopy: Evaluation of Temperature for Various EGR Rates in a DI-Diesel Engine*; SAE Techn. Paper Ser. 952516 (1995)
- [50] R. C. Peterson, K.-J. Wu: *The Effect of Operating Conditions on Flame Temperature in a Diesel Engine*; SAE Techn. Paper Ser. 861565 (1986)
- [51] L.O.T. Oriel, Bedienungsanleitung Multispec 1/8 m Spectrograph, 1994
- [52] Chromex, users manual chromex 250is, version 5.10, July 1996
- [53] LaVision 2 D-Messtechnik GmbH, "StreakStar" Operation Manual, 1995
- [54] LaVision 2 D-Messtechnik GmbH, "FlameStar II" Operation Manual, 1994

- [55] A. Campion, S. S. Perry: *CCDs shine for Raman spectroscopy*; Laser Focus World, August 1990, 113 (1990)
- [56] A. Eichhorn: *Zeitaufgelöste Registrierung von Spektren und anderen linearen Lichtintensitätsverteilungen mittels einer speziellen CCD-Kamera*; Frühjahrstagung d. Fachverbandes Kurzzeitphysik der DPG, Rostock, 18. - 21. 3. 1996 (1996)
- [57] K.-P. Schindler, W. Hentschel, J. Whitelaw, C. Arcoumanis, J. Wolfrum, A. Arnold, A. Leipertz, K.-U. Münch: *Anwendung Neuer Lasermessmethoden in der Dieselmotorischen Forschung*; Fortschrittsber. VDI, **12**(150), 405 (1991)
- [58] G. Goergens, A. Strauss, M. Willmann: *Ein neuer Turbodieselmotor mit Direkteinspritzung und 1,9 l Hubraum*; MTZ Motortechn. Zeitschr. **53**(3) (1992)
- [59] P. Andresen, V. Beushausen, G. Grünefeld, M. Knapp, H. Schlüter, D. Wolff: *Abschlußbericht des BMBF-Verbundprojektes: Grenzen und Möglichkeiten berührungsloser Lasermessmethoden bei hohen Drucken am Beispiel der motorischen Verbrennung, Teilvorhaben: Zyklusaufgelöste kombinatorische Lasermessmethode* (1997)
- [60] H. Shoji, A. Saima, K. Shiino: *Simultaneous Measurement of Light Emission and Absorption Behavior of Unburned Gas During Knocking Operation*; SAE Techn. Paper Ser. 932754 (1993)
- [61] A. Homburg: *Untersuchung der Rußentstehung und -oxidation im direkteinspritzenden Dieselmotor mit Hilfe eines Laser-Extinktionsverfahrens*, Diplomarbeit, Univ. Braunschweig (1995)
- [62] A. Koch, H. Voges, P. Andresen, H. Schlüter, D. Wolff, W. Hentschel, W. Oppermann, E. Rothe: *Planar Imaging of a Laboratory Flame and of Internal Combustion in an Automobile Engine using UV Rayleigh and Fluorescence Light*; Appl. Phys. B **56**, 177 (1993)
- [63] H. Shoji, T. Shimizu, K. Yoshida, A. Saima: *Spectroscopic Measurement of Radical Behavior Under Knocking Operation*; SAE Techn. Paper Ser. 952407 (1995)
- [64] C. Niederbäumer: *Rotationsaufgelöste Absorptionsspektroskopie an NO- und OH-Molekülen zur Untersuchung von Verbrennungsprozessen*, Diplom-Arbeit, Univ. Bielefeld (1994)
- [65] M. Knapp, A. Luczal, H. Schlüter, V. Beushausen, W. Hentschel, P. Andresen: *Crank-angle-resolved laser-induced fluorescence imaging of NO in a spark-ignition engine at 248 nm and correlations to flame front propagation and pressure release*; Appl. Opt. **35**(21), 4009 (1996)
- [66] M. Knapp, A. Luczak, V. Beushausen, W. Hentschel, P. Andresen: *Vapor/Liquid Visualization with Laser-Induced Exciplex Fluorescence in an SI-Engine for Different Fuel Injection Timings*; SAE Techn. Paper Ser. 961122 (1996)
- [67] A. Roller, A. Arnold, M. Decker, V. Sick, J. Wolfrum, W. Hentschel, K.-P. Schindler: *Non-Intrusive Temperature Measurements during the Compression Phase of a DI Diesel Engine*; SAE Techn. Paper Ser. 952461 (1995)

- [68] D. L. Peterson, F. E. Lytle, N. M. Laurendeau: *Flame temperature measurements using the anomalous fluorescence of pyrene*; Appl. Opt. **27**(13), 2768 (1988)
- [69] J. E. Dec, J. O. Keller: *High speed thermometry Using Two-Line Atomic Fluorescence*; Twenty-first Symp. (Internat.) on Combustion/The Combustion Inst., 1737 (1986)
- [70] J. H. Grinstead, G. Laufer, J. C. McDaniel jr.: *Single-pulse, two-line temperature-measurement technique using KrF laser-induced O₂ fluorescence*; Appl. Opt. **34**(24), 5501 (1995)
- [71] F. Bormann: *Untersuchung zur Temperatur und Konzentrationsmessung von NO-Molekülen in atmosphärischen Flammen mittels rotationsaufgelöster laserinduzierter Fluoreszenz*; Diplomarbeit, Univ. Bielefeld (1994)
- [72] A. Smekal: *Zur Quantentheorie der Dispersion*; Naturwiss. **11**, 873 (1923)
- [73] C. V. Raman, K. S. Krishnan: *A New Type of Secondary Radiation*; Nature **121**, 501 (1928)
- [74] H. Walther (ed.): *Laser Spectroscopy of Atoms and Molecules* (Springer, Berlin 1976)
- [75] A. Weber (Ed.): *Raman Spectroscopy of Gases and Liquids* (Springer, Berlin 1979)
- [76] D. A. Long: *Raman Spectroscopy* (Mc Graw-Hill, New York 1977)
- [77] R. Hirschberger: *Simultane Online-Analyse von Abgasen mit einem Laser-Raman-Polychromator*; MTZ Motortechn. Zeitschr. **57**(3), 184 (1996)
- [78] A. Brockhinke: *Analyse der zeitlichen und örtlichen Struktur turbulenter Verbrennungsprozesse mit Hilfe laserspektroskopischer Verfahren* (Cuvillier Verlag, Göttingen 1996)
- [79] M. Knapp, A. Luczak, V. Beushausen, W. Hentschel, P. Manz, P. Andresen: *Polarization Separated Spatially Resolved Single Laser Shot Multispecies Analysis in the Combustion Chamber of a Realistic SI Engine with a Tunable KrF Excimer Laser*; Twenty-Sixth Symp. (Internat.) on Combustion/The Combustion Inst., 2589 (1996)
- [80] P. Miles, M. Dilligan: *Quantitative In-Cylinder Fluid Composition Measurements Using Broadband spontaneous Raman Scattering*; SAE Techn. Paper Ser. 960828 (1996)
- [81] S. Eisenberg: *Raman-Spektroskopie an einer Zerstäuberflamme*; Diplomarbeit, Univ. Göttingen (1995)
- [82] R. Gouldard (Ed.): *Combustion Measurements* (Academic Press, New York 1976)
- [83] L. Li, X. Xie, M.-C. Lai: *Temperature Measurement via OH Spectrum in a Flat C₃H₈/O₂ Flame by Degenerate Four-wave Mixing*; Optics and Lasers in Engineering, **24**, 33 (1996)
- [84] L. A. Rahn, S. C. Johnston, R. L. Farrow, P. L. Mattern: *CARS thermometry in an internal combustion engine* (Am. Inst. of Phys., New York 1982)
- [85] T. Seeger, A. Leipertz: *Experimental comparison of single-shot broadband vibrational and dual-broadband pure rotational coherent anti-Stokes Raman scattering in hot air*; Appl. Opt. **35**(15), 2665 (1996)

- [86] A. Thumann, M. Schenk, J. Jonuscheit, T. Seeger, A. Leipertz: *Simultaneous temperature and relative nitrogen-oxygen concentration measurements in air with pure rotational coherent anti-Stokes Raman scattering for temperatures to as high as 2050 K*; Appl. Opt. **36**(15), 3500 (1997)
- [87] M. Planck: *Zur Theorie des Gesetzes der Energieverteilung im Normalspectrum*; Verhandlungen der DPG **2**, 237 (1900)
- [88] K. Sohma, T. Yukitake, S. Azuhata, Y. Takaku: *Application of Rapid Optical Measurement to Detect the Fluctuations of the Air-Fuel Ratio and Temperature of a Spark Ignition Engine*; SAE Techn. Paper Ser. 910499 (1991)
- [89] M. Y. Choi, A. Hamins, G. W. Mulholland, T. Kashiwagi: *Simultaneous Optical Measurement of Soot Volume Fraction and Temperature in Premixed Flames*; Combustion and Flame, **99**, 174 (1994)
- [90] X. Li, J. S. Wallace: *In-Cylinder Measurement of Temperature and Soot Concentration Using the Two-Color Method*; SAE Techn. Paper Ser. 950848 (1995)
- [91] G. Herzberg: *Molecular Spectra and Molecular Structure I. Spectra of Diatomic Molecules*, (Van Nostrand Reinhold Comp., New York 1950)
- [92] A. G. Gaydon: *The Spectroscopy of Flames* (Chapman and Hall, London 1960)
- [93] R. W. B. Pearse, A. G. Gaydon: *The Identification of Molecular Spectra* (Chapman & Hall, London 1965)
- [94] B. Rosen: *International Tables of Selected Constants 17, Spectroscopic Data relative to Diatomic Molecules* (Pergamon Press, Oxford 1970)
- [95] H. X. Quoc, J.-M. Vignon, M. Brun: *A New Approach of the Two-Color Method for Determining Local Instantaneous Soot Concentration and Temperature in a D.I. Diesel Combustion Chamber*; SAE Techn. Paper Ser. 910736 (1991)
- [96] Y. Matsui, T. Kamimoto, S. Matsuoka: *A Study on the Application of the Two-Color Method to the Measurement of Flame Temperature and Soot Concentration in Diesel Engines*; SAE Techn. Paper Ser. 910736 (1991)
- [97] G. W. Schweimer: *Anmerkungen zur Multispektralpyrometrie*; interne Mitteilung (1994)
- [98] R. Pittermann: *Multispektralpyrometrie: Ein neues Verfahren zur Untersuchung der Verbrennung im Dieselmotor*; MTZ Motortechn. Zeitschr. **56**(2), 78 (1995)
- [99] R. Pittermann: *Untersuchung der dieselmotorischen Verbrennung mittels multispektraler Meßverfahren*; Dissertation, Univ. Magdeburg (1997)
- [100] L. Fiessler, M. Groll, G. Neuer: *Approximation der spektralen Emissionsgrade bei der Mehrwellenlängenpyrometrie*; tm - Techn. Messen **59**, 14 (1992)
- [101] K. Funatsu, K. Nagase: *Relation Between NO_x Formation in Diesel Exhaust and CN Band Spectra in Diesel Combustion Flames*; SAE Techn. Paper Ser. 950610 (1995)

- [102] B. Block, W. Hentschel, W. Ertmer: *Pyrometric Determination in Rich Flames and Wavelength Dependence of its Emissivity*; Combustion and Flame, accepted 5. 97, 1997
- [103] B. Block: *Emissions-Absorptions-Spektroskopie zur Temperaturbestimmung in der Flamme eines Butangasbrenners*; interne Mitteilung (1995)
- [104] R. J. Hall, P. A. Bonczyk: *Sooting flame thermometry using emission/absorption tomography*; Appl. Opt. **29**(31), 4590 (1990)
- [105] C. Antoni, N. Peters: *Cycle Resolved Emission Spectroscopy for IC Engines*; SAE Techn. Paper Ser. 972917 (1997)
- [106] A. Arnold, A Buschmann, B. Cousyn, M. Decker, F. Vannobel, V. Sick, J. Wolfrum: *Simultaneous Imaging of Fuel and Hydroxyl Radicals in an In-Line Four Cylinder SI Engine*; SAE Techn. Paper Ser. 932696 (1996)
- [107] F. E. Corcione, G. Mazziotti, B. M. Vaglieco: *Two Dimensional Analysis of Diesel Combustion by Spectral Flame Emissivity Measurements*; SAE Techn. Paper Ser. 960838 (1996)
- [108] M. Fields, J.-b. Zheng, S.-X. Qian, P. J. Kindlmann, J. C. Swindal, W. P. Acker: *Single-Shot Temporally and Spatially Resolved Chemiluminescence Spectra from an Optically Accessible SI Engine*; SAE Techn. Paper Ser. 950105 (1995)
- [109] G. Ohmstede: *Untersuchung der Verbrennungsabläufe im Ottomotor mittels kurzzeitspektroskopischer Methoden*; Dissertation, Univ. Braunschweig (1994)
- [110] H. Shoji, A. Saima, T. Sasao, S. Ikeda, J. Arai, M. Iwasaki: *The Behavior of Radical Luminescence Intensity in a Spark Ignition Engine*; JSAE Rev. **13**(1), 14 (1992)
- [111] R. Pittermann, M. Hinz, W. Enke, R. Budack, R. Sandig: *Ottomotorische Vorverbrennung im Dieselmotor?*; MTZ Motortechn. Zeitschr. **58**(1), 38 (1997)
- [112] D. Wolff: *Quantitative laserdiagnostische Untersuchung der Gemischaufbereitung in technischen Verbrennungssystemen*; Dissertation, Univ. Bielefeld (1995)
- [113] T. Itoh, A. Kakuho, H. Hishinuma, T. Urushihara, Y. Takagi: *Development of a New Compound Fuel and Fluorescent Tracer Combination for Use with Laser Induced Fluorescence*; SAE Techn. Paper Ser. 952465 (1995)

Danksagung

Viele haben das Gelingen dieser Arbeit unterstützt.

Allen voran danke ich meinem Betreuer vor Ort bei VW, Dr. Werner Hentschel, für die zahlreichen fruchtbaren Diskussionen und Anregungen. Unsere Gespräche hatten immer einen konstruktiven Charakter. Besonderer Dank sei auch für die stete Ermutigung in den Phasen der scheinbaren Erfolglosigkeit ausgesprochen.

Meinem Betreuer an der Universität Hannover, Prof. Dr. Wolfgang Ertmer, danke ich herzlich zum einen für die fachliche Betreuung, die mich schon während der Diplomarbeit zum Erfolg geführt hat. Zum anderen danke ich auch für die Übernahme der vielen Formalitäten, als externer Doktorand habe ich die Telefon- und Faxleitungen im Institut sicherlich etwas häufiger belegt als andere. Vielen Dank für die Geduld, auch an die Sekretärinnen. Der Arbeitsgruppe sei gedankt für die freundliche Aufnahme und das besondere Interesse bei den gehaltenen Vorträgen. Prof. Dr. Eberhard Tiemann danke ich für die Übernahme des Korreferates für diese Arbeit.

In der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Peter Andresen bin ich bei gelegentlichen Besuchen immer freundlich und hilfsbereit aufgenommen worden. Mein Dank gilt hier besonders Dipl. Phys. Dirk Struwe und Dr. Gerd Grünefeld.

Für stets über guten Service hinausgehende freundliche Behandlung bedanke ich mich bei der Firma LaVision in Göttingen, hier besonders Dr. Thomas Seelemann, Dr. Wolfgang Reckers, Dipl. Phys. Bernd Wienecke, Dipl. Phys. Sebastian Eisenberg und Dr. Heiner Voges.

Für gelegentliche Tips zu experimentellen Schwierigkeiten und andere Hilfen danke ich auch dem Laser Laboratorium Göttingen, stellvertretend für viele dort Herrn Dr. Volker Beuyshausen.

Zurück zu VW: Für die Unterstützung dieser Arbeit durch die Volkswagen AG danke ich stellvertretend für alle Verantwortlichen dem Abteilungsleiter, Herrn Dr. Bernd Stoffregen, insbesondere auch für die stets großzügige Behandlung meiner nicht selten auftauchenden Wünsche, z. B. nach Dienstreisen zu Konferenzen und Tagungen.

Herrn Dr. Bernd Junge danke ich besonders für die fachliche Unterstützung und die Diskussionen an den schwierigen Stellen. Neben ihm danke ich der ganzen restlichen Unterabteilung Optik für die kleinen Hilfen, die man so oft unterschätzt, insbesondere dem Unterabteilungsleiter, Herrn Dr. Manfred-Andreas Beeck, für die gründliche Durchsicht dieser Arbeit und generell für die Schaffung einer gelassenen und damit produktiven Arbeitsatmosphäre.

Auf den Prüfständen haben Norbert Dukiewitz und John Bartels viel Geduld mit mir gehabt, vielen Dank.

Meine Freunde und Verwandte sind sicherlich weit davon entfernt, den unbedeutendsten Beitrag geliefert zu haben. Besonders erwähnt werden muß die großzügige finanzielle Unterstützung durch meine Eltern. Zu guter Letzt aber vor allen danke ich meiner Verlobten, nicht nur für die regelmäßige Versorgung mit Tee und Keksen, sondern auch für die Ermutigung während der etwas schwierigeren Etappen dieser Arbeit.

