

6 Meßtechnische Verfahren

Die technische Entwicklung der Verbrennungsmotoren wird schon seit jeher in sehr starkem Maße durch Versuche bestimmt. Dabei werden die für die verschiedensten Betriebsbedingungen wesentlichen Einflußgrößen in Abhängigkeit von typischen, für Europa und USA jeweils standardisierten Fahrzyklen, gemessen und die Ergebnisse entsprechend ausgewertet. Für die Gesamtbeurteilung eines Verbrennungsmotors müssen dabei neben den "klassischen" Kennwerten (Leistung, Drehmoment, Kraftstoffverbrauch) vor allem auch die Emissionen von Kohlenoxiden, Stickoxiden, Ruß und Kohlenwasserstoffen erfaßt und bewertet werden. Zur Beurteilung des Verbrennungsvorgangs wird darüber hinaus das Abgas auch auf seinen Sauerstoffgehalt hin analysiert. Die Meßwerterfassung an den Motorprüfständen ist weitgehend automatisiert und schließt die erforderliche Datenverarbeitung mit ein.

Zur Beurteilung des Verbrennungsablaufs im Inneren des Motors mußte man sich früher häufig mit der Aufnahme und Analyse von Indikatordiagrammen begnügen, die schon wichtige Einsichten in die physikochemischen Vorgänge ermöglichten, obwohl als einzige Meßgröße nur der Druck in Abhängigkeit vom Kurbelwinkel aufgenommen wird. Trotz ihrer nur beschränkten Aussagefähigkeit sind Indikatordiagramme auch heute noch unverzichtbarer Bestandteil systematisch durchgeführter Versuchsprogramme. Zur Messung des Druckes werden dabei handelsübliche piezoelektrische Aufnehmer verwendet.

Obwohl die angesprochenen Meßverfahren auch im Rahmen des SFB 224 „Motorische Verbrennung“ ständig eingesetzt und zur Beurteilung der untersuchten Phänomene mit herangezogen wurden, sollen sie in diesem Kapitel nicht weiter behandelt werden, weil es sich dabei um prinzipiell bekannte Meßverfahren handelt. Vielmehr sollen diejenigen meßtechnischen Untersuchungsmethoden des SFB 224 dargestellt werden, welche für die einzelnen Projekte neu- bzw. weiterentwickelt wurden. Darunter nehmen die optischen Meßverfahren eine zentrale Stellung ein; sie trugen wesentlich dazu bei, daß zahlreiche neue Erkenntnisse über z. B. die Phänomene des Klopfens in Ottomotoren oder über die Gemischaufbereitung und die Verbrennung in Dieselmotoren gewonnen werden konnten.

Neben den optischen Meßverfahren wurden im Rahmen des SFB 224 auch neuartige Sondenmeßtechniken eingesetzt, z. B. in Form der getakteten Gasentnahmesonde oder schnell ansprechender Wärmestromsonden. Diese sollen im nächsten Abschnitt beschrieben werden.

6.1 Sondenmeßtechniken

Als Weiterentwicklungen der Sondentechnik im Rahmen des SFB 224 können die getaktete Gasentnahmesonde (Kapitel 6.1.1) und die Wärmestromsonden (Kapitel 6.1.2) angesehen werden.

Die getaktete Gasentnahmesonde ermöglicht es, aus dem Brennraum des Motors zu verschiedenen Zeiten des Verbrennungsablaufs gezielt Gasproben entnehmen zu können, die dann hinsichtlich ihrer Zusammensetzung analysiert werden. Die kurzen Ansprech- und Taktzeiten dieser Sonde konnten dadurch realisiert werden, daß wesentliche Elemente der ABS-Technik in deren Ansteuerung integriert wurden.

Bei der Weiterentwicklung der Wärmestromsonden konnte auf Erfahrungen in der Stoßrohrtechnik aufgebaut werden, wo kurzzeitig ansprechende Sonden schon seit Jahren erfolgreich eingesetzt werden. Die Dünnfilmtechnik, die hierbei verwendet wird, ermöglicht Ansprechzeiten, wie sie bisher bei Wärmestromsonden für Motoren nicht realisiert werden konnten.

6.1.1 Getaktete Gasentnahme

Um Ladungsinhomogenitäten in Ottomotoren zu erfassen und zu bewerten, bietet es sich an, die Kohlenwasserstoffkonzentration zum Zeitpunkt der Zündung an verschiedenen Stellen im Brennraum zu messen. Dazu wurde eine Sonde zur getakteten Gasentnahme entwickelt, um direkt aus dem Brennraum Gasproben entnehmen zu können, die anschließend je nach Einsatzfall auf unterschiedliche Bestandteile untersucht werden können /1/.

Das für diesen Einsatz entwickelte Meßsystem soll im folgenden näher beschrieben werden.

In Abbildung 6.1-1 ist ein Schnitt durch das Ventil gezeigt. Das Tellerventil mit einem Durchmesser von 6 mm wird hydraulisch mit einem Versorgungsdruck von ca. 130 bar betätigt. Über eine Hubeinstellung ist es zudem möglich, den Maximalhub kontinuierlich bis ca. 0,3 mm zu verstellen. Die Gasprobe wird über einen Kanal einem nachgeschalteten Analysator zugeführt. Um eventuell vorhandenes Restgas aus einem vorherigen Entnahmevorgang aus dem System zu entfernen, kann das Ventil mit einem Inertgas gespült werden, das bei sehr kleinen entnommenen Proben volumina zugleich als Trägergas dienen kann.

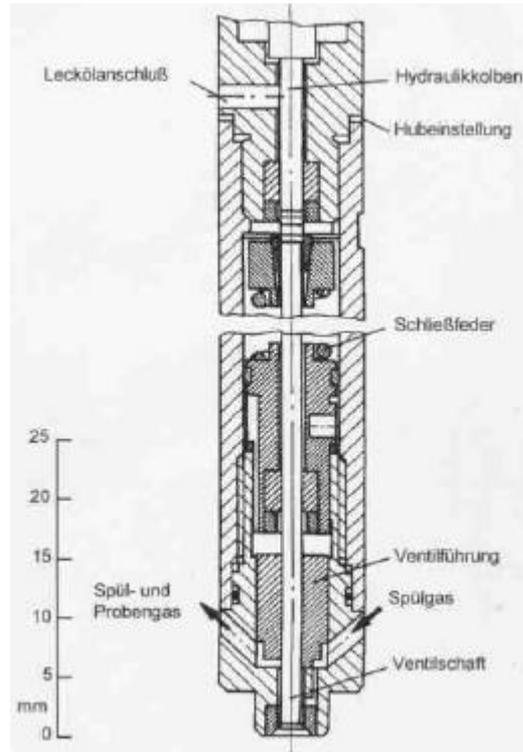


Abbildung 6.1-1 Gasentnahmeventil

In Abbildung 6.1-2 ist dargestellt, wie das Entnahmeventil in das gesamte Meßsystem integriert ist. Auf der Spülgasseite wird mit Hilfe einer Drossel der Spülgasvolumenstrom eingestellt. Als Spülgase kommen im Prinzip alle Inertgase in Betracht.

Die hydraulische Betätigung des Ventils arbeitet mit zwei parallel geschalteten, serienmäßigen ABS-Ventilen, wie sie auch in Fahrzeugbremsystemen eingesetzt werden. Die Ventile können über eine Elektronik getrennt voneinander geöffnet bzw. geschlossen werden. Wird das Ventil 1 freigeschaltet, bewirkt dies einen Öldruckaufbau und damit das Öffnen des Gasentnahmeventils. Mit Hilfe des zweiten ABS-Ventils erfolgt eine Druckentlastung und somit das Beenden des Entnahmevorganges. Die Elektronik gestattet es im Zusammenwirken mit einer Aufbereitung der Kurbelwinkelsignale am Motor, Beginn und Dauer des Entnahmevorganges weitgehend variabel zu halten und mit dem Arbeitsspiel zu synchronisieren. Da es unter Umständen sinnvoll ist, nicht bei jedem Arbeitsspiel des Motors eine Probe zu entnehmen, kann der Anwender eine frei wählbare Anzahl von Arbeitsspielen "ausblenden".

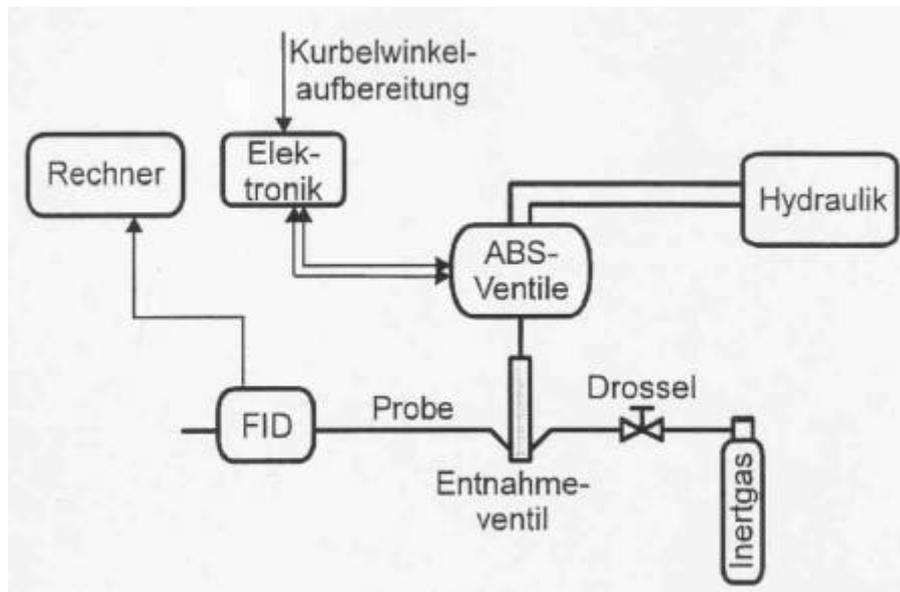


Abbildung 6.1-2 Gasentnahmetechnik (Schema)

Um ein Kondensieren tiefsiedender Kohlenwasserstoffe in der Meßleitung zu verhindern, ist es nötig, die Meßstrecke vom Entnahmeort bis zum Eingang des Analysators zu beheizen. Hierzu werden elektrische Mantel-Heizleiter verwendet, die in einen Temperaturregelkreis eingebunden sind.

Als Analysator für die Kohlenwasserstoffe dient im vorliegenden Beispiel ein **F**lamm-**I**onisations-**D**etektor (FID), der so modifiziert wurde, das er kleinste Volumina analysieren kann. Man ist somit in der Lage, für einzelne Zyklen eine Kohlenwasserstoffkonzentration an der Entnahmestelle über dem Kurbelwinkel aufzuzeichnen.

In Tabelle 6.1-1 sind einige technische Daten des Entnahmesystems aufgelistet.

Tabelle 6.1-1 Technische Daten des Entnahmesystems

Außendurchmesser des Ventils	12 mm
Länge des Ventils	115 mm
minimale Öffnungsdauer	2 ms
Ventilhub	0 – 0,3 mm
Ansteuerungsauflösung	1° Kurbelwinkel
hydraulischer Versorgungsdruck	130 bar
minimaler Meßgasverbrauch des FID	9,2 cm _N ³ / s
minimale Ansprechzeit des FID	2 ms

6.1.2 Wärmestromsonden-Meßtechnik

6.1.2.1 Aufbau einer eindimensionalen Wärmestromsonde

Im Teilprojekt A7 wurden Wärmestromsonden zum Einschrauben in ein Zündkerzen-gewinde konstruiert, mit denen der Wärmestrom in axialer Richtung gemessen werden kann (Abbildung 6.1-3).

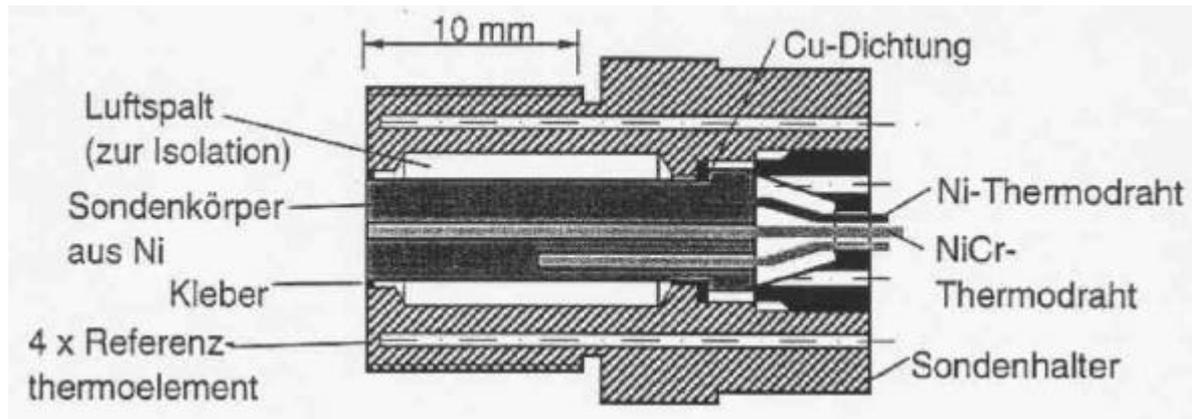


Abbildung 6.1-3 Aufbau einer eindimensionalen Wärmestromsonde /2/

Der Sondenkörper besteht aus einem Nickelzylinder, der radial durch einen Luftspalt thermisch isoliert ist, um eindimensionale Wärmeleitung sicherzustellen. Die Temperaturmessung erfolgt mit Nickelchrom-Nickel Thermoelementen. Der Sondenkörper aus Nickel bildet dabei den negativen Pol. Als positive Schenkel werden zwei Nickel-Chrom-Drähte verwendet. Der erste wird zur Messung der Oberflächentemperatur elektrisch isoliert durch eine Bohrung bis an die Oberfläche geführt und hier mit Keramikkleber eingedichtet. Der elektrische Kontakt wird durch eine dünne aufgedampfte NiCr-Schicht (ca. 0,3 μm) hergestellt. Der zweite NiCr-Draht wird im Abstand von 10 mm von der Oberfläche an den Nickelkörper angeschweißt.

Für die Messung der Oberflächentemperatur werden häufig auch aufgedampfte, temperaturabhängige Widerstandsfilme verwendet /3/

6.1.2.2 Zweidimensionale Wärmestromsonden

Im Teilprojekt A5 wurde eine Wärmestromsonde zur Messung der Flammenfront auf der Basis von Widerstandsfilmen entwickelt. Dabei werden 16 Platin-Widerstandsfilme mit einer Dicke von 20 bis 100 nm auf einen keramischen Träger (Al_2O_3) aufgedampft (Abbildung 6.1-4). Die elektrischen Anschlüsse erfolgten durch Nickel-Filme. Fehlerhafte Filme können durch Vergleich der Meßstellen erkannt werden. Die Sonde wurde bündig im Zylinderkopf des Versuchsmotors (Einhubtriebwerk), eingebaut. An

dem zeitlichen Versatz des Temperaturanstiegs der einzelnen Elemente konnte der Durchgang der Flammenfront detektiert werden.

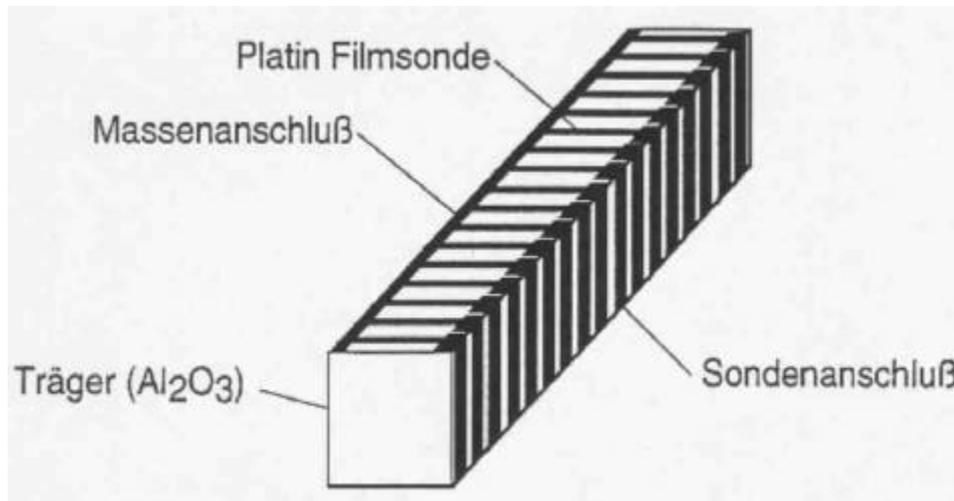


Abbildung 6.1-4 Zweidimensionale Widerstandsfilm-Wärmestromsonden

Um den Wärmestrom an einer Wandoberfläche beim Auftreffen eines Tropfens messen zu können, wurde im Teilprojekt A7 eine zweidimensionale Wärmestromsonde auf der Basis von Nickelchrom-Nickel Thermoelementen entwickelt (Abbildung 6.1-5). Dünne Inconel-Röhrchen ($\varnothing 250 \mu\text{m}$) wurden in Bohrungen in der Oberfläche eingelötet. In den Röhrchen ist je ein Ni- und ein NiCr- Draht ($\varnothing 50 \mu\text{m}$), isoliert durch eine Al_2O_3 -Füllung, verlegt. Der elektrische Kontakt zwischen den beiden Drähten wird an der Oberfläche durch einen aufgedampften Metallfilm oder einen Graphitfilm erzeugt.

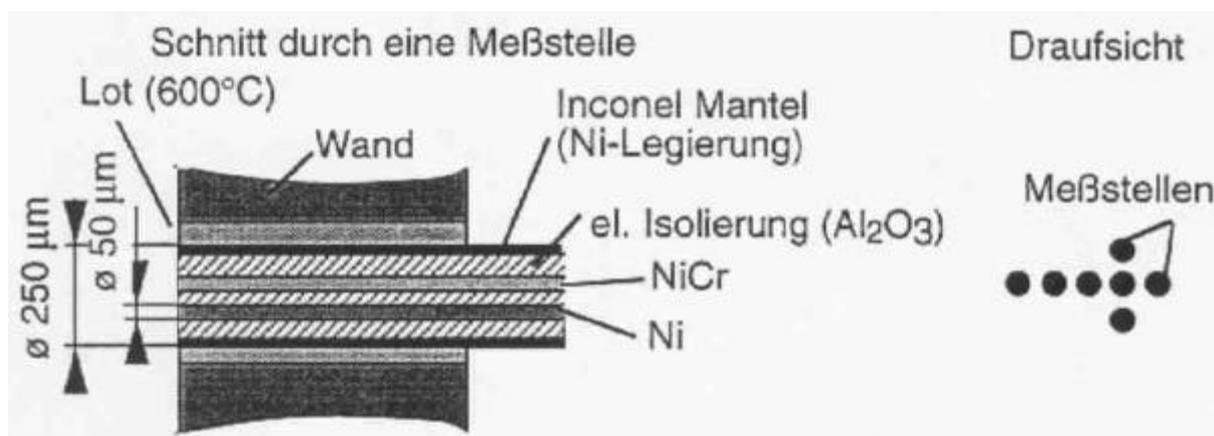


Abbildung 6.1-5 Zweidimensionale Thermoelement-Wärmestromsonde

6.1.2.3 Kalibration einer Wärmestromsonde

Für die Wärmestrommessung wird neben der Abhängigkeit der Thermospannung bzw. des Widerstandes von der Temperatur die Wärmeeindringzahl b benötigt. Sie läßt sich mit zwei unterschiedlichen Kalibrationsverfahren bestimmen.

Das Laser-Flash-Verfahren ist aus einem Verfahren zur Messung der Wärmeleitfähigkeit hervorgegangen. Hierbei wird die Oberfläche der Sonde mit einem kurzen Laser-Impuls erhitzt. Es wird angenommen, daß die anschließende Abkühlung der Sonde ausschließlich durch Wärmeleitung ins Innere der Sonde erfolgt. Eine Wärmeableitung durch Konvektion an der Oberfläche kann wegen der kurzen Meßzeit (20 ms) vernachlässigt werden. Der Temperaturverlauf an der Oberfläche wird dann wie folgt beschrieben:

$$\frac{\Delta T}{\Delta T_0} = e^{h^2 \cdot t} \cdot \operatorname{erfc}(h \cdot \sqrt{t}) \quad (6.1-1)$$

dabei sind ΔT_0 die maximale Übertemperatur und h der Wärmeverlustfaktor.

Bei der Versuchsdurchführung wird die Abkühlung der Oberfläche gemessen. Aus dem gemessenen Temperaturverlauf können ΔT_0 und h ermittelt werden. Die Wärmeeindringzahl errechnet sich zu /2/:

$$b = \frac{h \cdot \int \dot{q}'' dt}{\Delta T_0} \quad (6.1-2)$$

wobei die von der Sonde absorbierte Energie $\int \dot{q}'' dt$ in einem Vorversuch bestimmt wird.

Abbildung 6.1-6 zeigt den Temperaturverlauf an der Oberfläche einer Sonde bei Bestrahlung mit einem Laserpuls mit einer Dauer von 0,3 ms. Die Abkühlkurve (Abbildung 6.1-6) korreliert sehr gut mit dem durch Gleichung (6.1-1) gegebenen Verlauf.

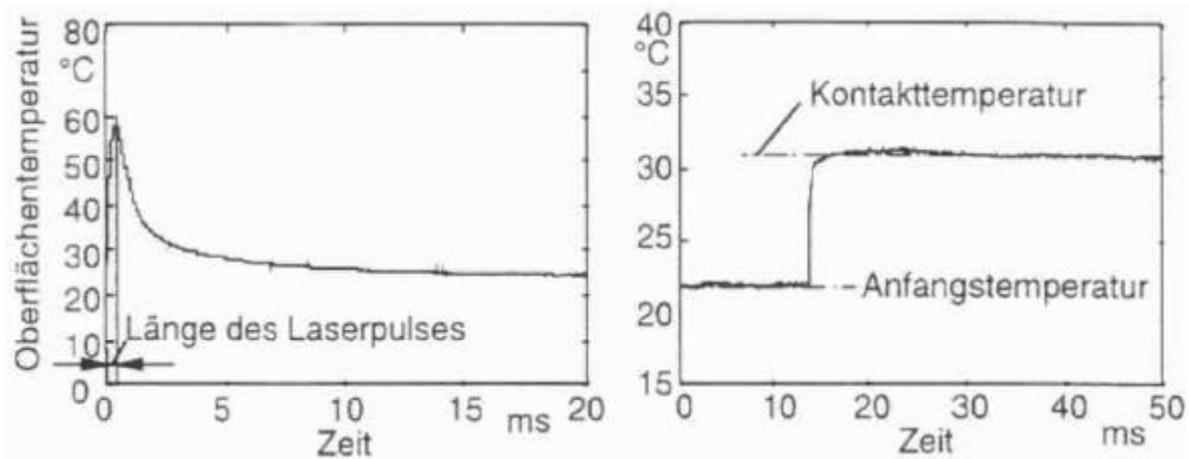


Abbildung 6.1-6 Oberflächen- und Kontakttemperaturverlauf einer Sonde während der Laser-Flash- und Kontakttemperatur-Kalibration

Das von Huber /4/ vorgeschlagene Kontakttemperatur-Verfahren beruht auf der Theorie der eindimensionalen instationären Wärmeleitung in halbumendlichen Körpern. Es läßt sich zeigen, daß sich bei einem plötzlichen Kontakt zwischen zwei halbumendlichen Körpern unterschiedlicher Temperatur sofort eine zeitlich konstante Kontakttemperatur T_K einstellt, die nur von den Anfangstemperaturen der beiden Körper und deren Wärmeeindringzahlen abhängt:

$$\frac{b_1}{b_2} = \frac{T_2 - T_K}{T_K - T_1} \quad (6.1-3)$$

Dieser Effekt wird bei der Kalibration der Sonde genutzt. Dabei wird die Sonde mit ihrer Oberfläche bündig in einen Alu-Block eingebaut und plötzlich in ein Ölbad bekannter Temperatur T_2 getaucht. Die gesuchte Wärmeeindringzahl b_1 der Sonde kann aus der gemessenen Kontakttemperatur (Abbildung 6.1-6) nach Gleichung (6.1-3) berechnet werden. Der Fehler durch erzwungene Konvektion beim Eintauchen ins Ölbad wurde experimentell untersucht und ist vernachlässigbar /5/.

6.2 Streulichtmethoden

Streulichtmethoden gehören zu den besonders häufig verwendeten und vielseitig einsetzbaren optischen Meßverfahren. Sie nutzen die Information, welche das an Molekülen oder an Teilchen gestreute Licht enthält. Dabei gibt das Streulicht entweder über die Position der streuenden Partikel Auskunft, wie bei der in Abschnitt 6.2.2 behandelten Planaren Laser-Velocimetrie und der Tomographischen Holografie (Abschnitt 6.2.5), oder über deren Bewegungszustand im Meßvolumen sich kreuzender und interferierender Laserstrahlen, wie bei der Laser-Doppler-Anemometrie (Abschnitt 6.2.3). Über die Intensitätsverteilung des gestreuten Lichts können auch direkt Informationen über die Größe der streuenden Partikel gewonnen werden (Abschnitt 6.2.1). Eine Kombination beider Verfahren stellt die Phasen-Doppler-Anemometrie dar (Abschnitt 6.2.4), mit der sowohl Größe als auch Geschwindigkeit der Teilchen bestimmt werden können.

Die in offenen Flammen und bei vielen anderen Prozessen häufig angewendeten Methoden der Rayleigh-Streuung sind für die Untersuchung der Abläufe im Inneren von Verbrennungsmotoren weniger geeignet, weil an Fenstern und Wänden reflektierte Strahlung sich der eigentlichen Streustrahlung überlagert und daher die Auswertung der Signale sehr erschwert wird. Auf Rayleigh-Streuung beruhende Meßmethoden wurden daher im SFB 224 nicht eingesetzt.

Alle bisher genannten Verfahren beruhen auf dem Prinzip der sogenannten elastischen Lichtstreuung, bei der die Frequenz beim Streuprozeß gleich bleibt. Dagegen wird bei den inelastischen Streuprozessen die Frequenz molekülspezifisch verändert; in diesem Fall enthält die Streustrahlung Informationen über Art und Anregungszustand der streuenden Moleküle, so daß aus der Frequenzverteilung Gaskonzentrationen und die Temperatur ermittelt werden können. Die Intensität des inelastisch gestreuten Lichts ist um Größenordnungen kleiner als die des elastisch gestreuten Lichts, weshalb zum Einsatz inelastischer Streulichtverfahren besonders leistungsstarke Laser benötigt werden. Die auf der inelastischen Streuung beruhenden Meßverfahren Raman-Spektroskopie und CARS-Spektroskopie werden in den Abschnitten 6.2.6 und 6.2.7 abgehandelt.

6.2.1 Mie-Streuung zur Bestimmung der Tropfenverteilung

6.2.1.1 Prinzip des Meßverfahrens

Das Mie-Streulichtmeßverfahren beruht auf dem Prinzip, Tropfen beim Durchflug durch ein optisch abgegrenztes Meßvolumen einzeln zu beleuchten und die Intensität des von den Tropfen unter einem mittleren Winkel von 90° ausgesandten Streulichts als Maß für deren Durchmesser zu erfassen /6/, /7/.

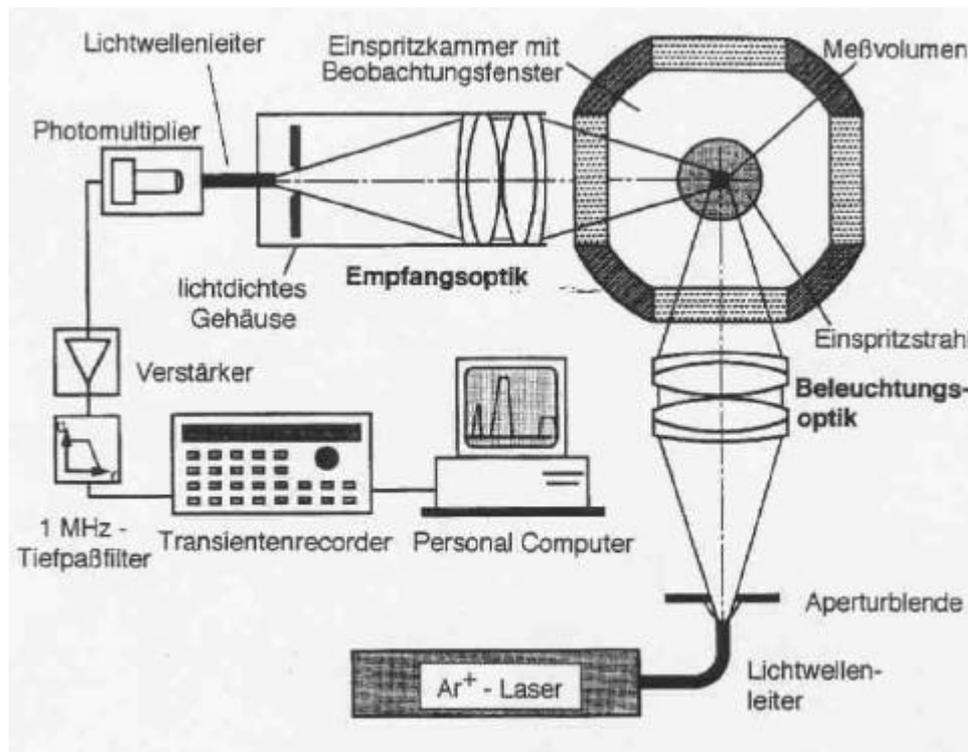


Abbildung 6.2-1 Prinzipieller Aufbau der Meßtechnik

Das Licht eines Argon-Ionen Lasers wird durch einen flexiblen Lichtwellenleiter zur Meßoptik geführt. Sie besteht aus zwei Linsensystemen, die identisch aufgebaut und unter 90° zueinander angeordnet sind. Beide Linsensysteme bilden die Endfläche einer Lichtleitfaser in die Ebene der optischen Achse des jeweils anderen Systems ab und erzeugen somit ein scharf abgegrenztes Meßvolumen in Form eines Körpers, der sich aus der Durchdringung zweier Paraboloiden ergibt.

Die Beleuchtungsoptik bündelt das Laserlicht im Meßvolumen. Dadurch wird eine hohe Lichtintensität am Meßort erzielt. Sie ist erforderlich, damit auch kleine Tropfen, die nur wenig Licht streuen, genügend Licht für eine Größenbestimmung abgeben.

Das Streulicht der Tropfen im Meßvolumen wird durch die Empfangsoptik auf eine zweite flexible Glasfaser und durch diese zum Photomultiplier geleitet. Dieser wandelt die Lichtsignale in analoge Spannungsimpulse um. Das Ausgangssignal des Photomultipliers wird verstärkt, zur Reduktion von Rauschimpulsen gefiltert und zur Aufzeichnung einem Transientenrecorder zugeführt. Nach jeder Messung wird der Signalverlauf an einen Personal Computer zur Weiterverarbeitung übertragen.

Zur Auswertung werden die Streulichtsignale hinsichtlich ihrer Häufigkeit, ihrer Amplitude und - bei instationären Strömungen - hinsichtlich ihres zeitlichen Auftretens analysiert.

Die Häufigkeit der Streulichtsignale im Verlauf einer Messung liefert die Tropfenstromdichte (Anzahl pro Flächen- und Zeiteinheit) am Meßort. Bei bekannter Tropfengeschwindigkeit läßt sich daraus die Tropfenkonzentration (Tropfen pro Volumeneinheit) bestimmen. Die Tropfengeschwindigkeiten lassen sich aus den Spannungsimpulsbreiten, die die Verweilzeit der Tropfen im Meßvolumen wiedergeben, grob abschätzen.

Die Spannungsimpulsamplituden werden auf der Basis der Mieschen Theorie in Tropfendurchmesser umgerechnet. Da die Streulichttheorie jedoch nur den Zusammenhang zwischen der relativen, d.h. auf die Intensität des Beleuchtungsstrahls bezogenen Streulichtintensität und der Tropfengröße liefert, muß jedes Streulichtmeßsystem mit Tropfen bekannter Größe kalibriert werden. Die Kalibrierung stellt die Korrelation zwischen der absoluten Spannungsimpulsamplitude und dem Tropfendurchmesser her.

Nach erfolgter Umwandlung von Signalamplituden in Tropfengrößen lassen sich die Ergebnisse in Form von Tropfen- und Volumenstromdichteverteilungen über dem Durchmesser darstellen. Auch können charakteristische Größen, wie anzahl- oder volumengemittelte Durchmesser oder Sauterdurchmesser, berechnet werden.

Bei instationären Strömungen kann die elektronische Meßerfassung zeitlich getriggert erfolgen. Auf diese Weise können die Streulichtsignale einem festen Startzeitpunkt zugeordnet und damit die Tropfengrößenverteilung zeitlich aufgelöst ermittelt werden.

Die Meßvolumengröße muß durch geeignete Wahl der Faserdurchmesser und des Abbildungsmaßstabs der Linsensysteme der Größe und Konzentration der zu erfassenden Tropfen angepaßt werden. Kleine Tropfen und hohe Konzentrationen erfordern kleine Meßvolumina, dicke Tropfen große Meßvolumina.

Die Meßvolumengröße ist nach oben hin durch die zulässige Koinzidenzwahrscheinlichkeit, d.h. das gleichzeitige Auftreten von zwei oder mehr Tropfen im Meßvolumen, nach unten hin durch die zulässige Randfehlerwahrscheinlichkeit begrenzt. Randfehler resultieren aus Tropfen, die den Rand des Meßvolumens schneiden und infolgedessen nicht vollständig beleuchtet werden, oder deren Streulicht nicht vollständig empfangen werden kann.

Die - auch bei geeigneter Anpassung der Meßvolumengröße - verbleibenden Koinzidenz- und Randfehler werden ebenso wie Lichtextinktionsfehler und Fehler infolge nicht ganz gleichmäßiger Meßvolumenausleuchtung im Auswerteprogramm auf statistischem Wege korrigiert /8/.

Zur vollständigen Erfassung sehr breiter Tropfengrößenspektren müssen Messungen mit verschiedenen Meßvolumengrößen durchgeführt werden. Die Ergebnisse der Einzelmessungen liefern das Gesamtspektrum.

Die oben beschriebene Streulichtmeßeinrichtung erlaubt Größenspektrometrie von Tropfen im Durchmesserbereich $< 1\mu\text{m}$ bis rd. $200\mu\text{m}$ bei Tropfenkonzentrationen bis $5 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-3}$ und Tropfengeschwindigkeiten bis zu 200 m/s .

6.2.1.2 Besonderheiten bei der Messung am heißen Einspritzstrahl

Die gemessene relative Streulichtintensität hängt außer vom Tropfendurchmesser vom Winkel zwischen Beleuchtungs- und Streulichtweg, von der benutzten Wellenlänge und vom momentanen komplexen Brechungsindex des Tropfens ab.

Der Winkel sowie die Wellenlänge sind bekannt. Der komplexe Brechungsindex, der sich aus dem Realteil, der das Verhältnis der Lichtgeschwindigkeiten im Tropfenmedium und der umgebenden Luft, und dem Imaginärteil, der die Absorptionszahl ist, zusammensetzt, hängt von der Temperatur und der Zusammensetzung des Kraftstoffs ab. Wird der Dieseleinspritzstrahl in eine heiße Umgebung eingespritzt, heizen sich die Kraftstofftropfen auf und verdunsten. Die mit der Aufheizung und Zusammensetzungsänderung verbundene Änderung des komplexen Brechungsindex muß für eine genaue Auswertung der Streulichtsignale berücksichtigt werden.

Abbildung 6.2-2 und Abbildung 6.2-3 zeigen den Einfluß der Temperatur und der Zusammensetzung auf den Realteil des Brechungsindex. Es ist zu erkennen, daß der Temperatureinfluß einen wesentlich bedeutenderen Anteil an der Brechungsindexänderung besitzt.

Weil die Berechnung oder die Messung der momentanen Zusammensetzung eines verdunstenden Dieseltropfens derzeit noch nicht genügend genau möglich ist, die Berechnung und Messung der Temperatur aber bereits eine gute Qualität erreicht hat, wird unter Zugrundelegung berechneter Temperaturverläufe der Temperatureinfluß auf den Brechungsindex berücksichtigt /9/. Wie wichtig eine genaue Abschätzung der Temperatur ist zeigt Abbildung 6.2-4, in der der Einfluß des komplexen Brechungsindex auf die Streulichtfunktion dargestellt ist.

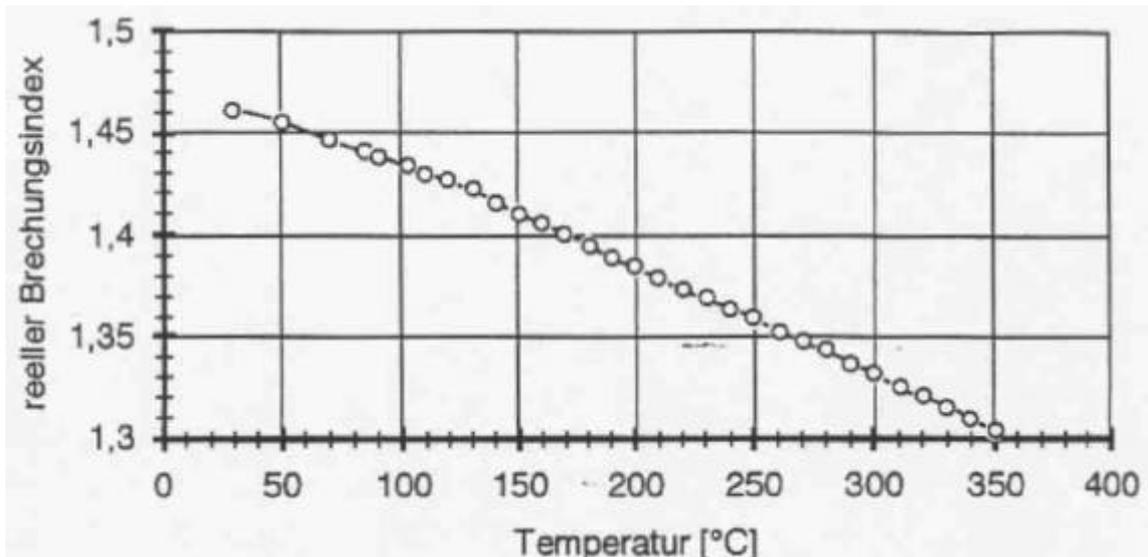


Abbildung 6.2-2 Abhängigkeit des reellen Brechungsindex von der Temperatur bei 50 bar für Dieselkraftstoff

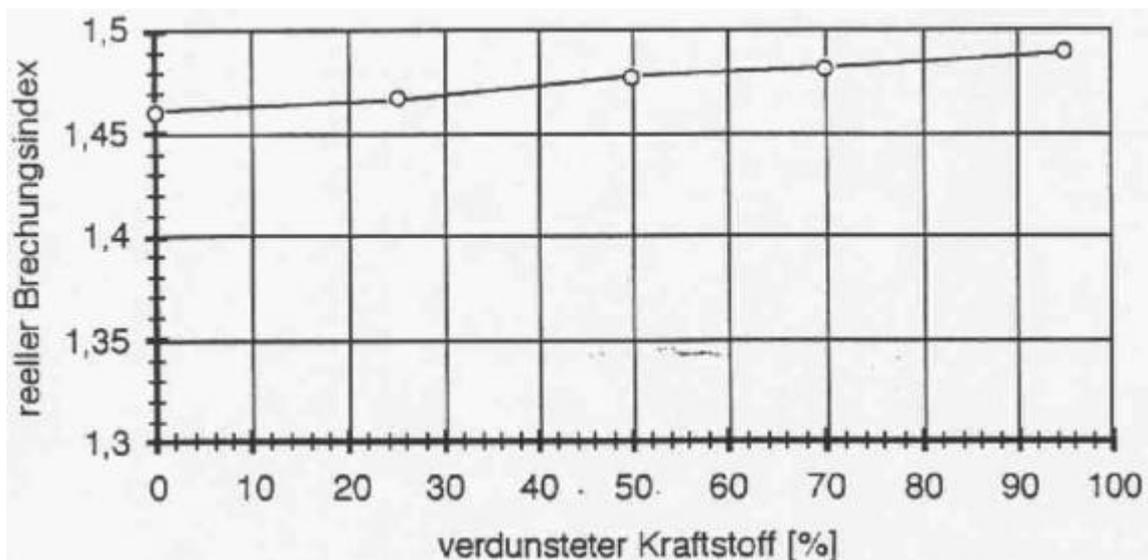


Abbildung 6.2-3 Abhängigkeit des reellen Brechungsindex von der Kraftstoffzusammensetzung bei 50 bar für Dieselkraftstoff

Vorsichtig abgeschätzt, beträgt die Angabegenauigkeit der Temperaturberechnung ± 20 °C. Daraus ergibt sich ein maximaler Meßfehler in der Durchmesserbestimmung von $\pm 5,5\%$. Die Vernachlässigung der Zusammensetzungsänderung ergibt einen maximalen Meßfehler von $\pm 1,3\%$. Zusammen mit der Berücksichtigung der anderen Fehlereinflüsse (siehe Kapitel 6.5.1) beträgt der maximale Meßfehler in der Summe -11% und $+7\%$.

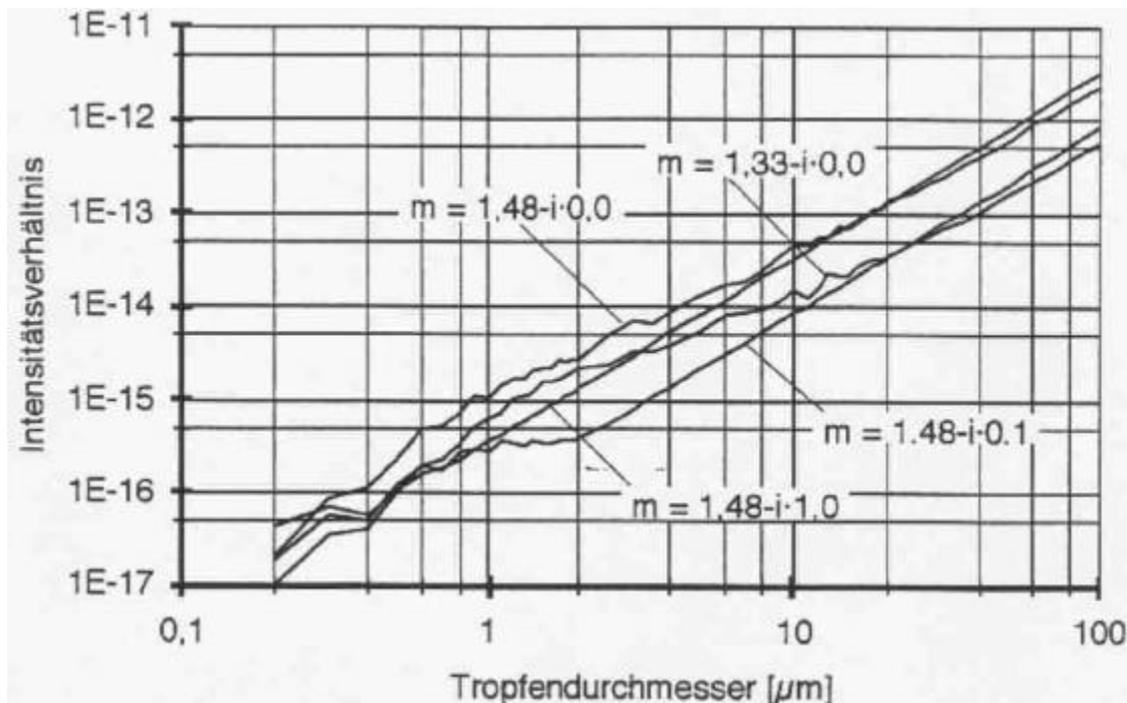


Abbildung 6.2-4 Streulichungsverläufe $I/I_0 = f(d)$ für verschiedene reelle Brechungsindizes und Absorptionszahlen

6.2.2 Planare Laser-Velocimetry

Particle Tracking Velocimetry (PTV) und Particle Image Velocimetry (PIV) zählen zur Gruppe der ebenen Teilchenspurverfahren. Beide Methoden liefern zweidimensionale, räumlich aufgelöste Geschwindigkeitsfelder als planare Momentaufnahmen transienter, dreidimensionaler Strömungsstrukturen. Die Verfahren bedienen sich der gleichen optischen Strömungserfassung, unterscheiden sich aber in der Bildauswertung. In Abgrenzung zu den punktuellen, eindimensionalen Messungen der Laser Doppler Anemometrie (LDA) handelt es sich um zweidimensionale Ganzfeldmethoden. Die zeitliche Strömungsentwicklung kann im Gegensatz zur zeitaufgelösten LDA-Messung jedoch nur mittelbar in diskreten Schritten verfolgt werden.

Da die Bildauswertung einige Forderungen an die Bildaufnahme stellt, werden nach einer kurzen Beschreibung des Meßprinzips zunächst die für PTV und PIV unterschiedlichen Analyseverfahren aufgezeigt. Vor dem Hintergrund einer Erfassung der Zylinderinnenströmung im Hubkolbenmotor werden sowohl die Bildaufnahme besprochen, als auch einige Anwendungshinweise gegeben /10/, /11/, /12/.

6.2.2.1 Meßprinzip

Abbildung 6.2-5 zeigt den bei PTV und PIV identischen Meßaufbau. Eine gepulster, in Meßbereichsmittle fokussierter Laser-Lichtschnitt definiert die Meßebeue. Die Lichtblitze beleuchten (meist fluidfremde) Partikel, die der zu untersuchenden Strömung weitgehend schlupffrei folgen. Ein zur Meßebeue senkrecht angeordneter Bildspeicher erfaßt bei jedem Laserpuls ein ebenes Feld aufleuchtender Partikel. Bei kurz aufeinanderfolgenden Belichtungen kann aus den lokalen, optisch dokumentierten Partikelverschiebungen das gesuchte Geschwindigkeitsfeld mit hoher räumlicher Auflösung bestimmt werden.

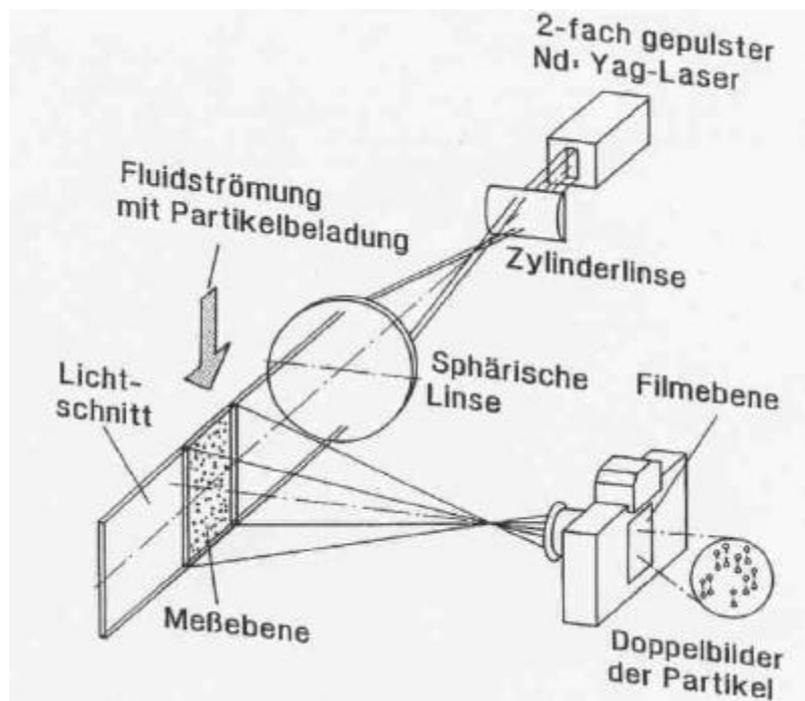


Abbildung 6.2-5 Prinzip der planaren Laser-Velocimetry /10/

Beide Meßverfahren arbeiten berührungslos und damit rückwirkungsfrei, verlangen aber ein transparentes Fluid, sowie mit Lichtschnitt- und Beobachtungsfenster eine hohe optische Zugänglichkeit des Meßbereichs. Der wesentliche Unterschied zwischen PTV und PIV liegt in der Auswertung der in den aufgenommenen Bildern enthaltenen Strömungsinformation. Bei der PTV werden gemäß ihrer Bezeichnung individuelle Teilchenspuren rekonstruiert. Die PIV-Auswertung überprüft das Bild in kleinen Analysefeldern schrittweise auf statistisch dominante Verschiebungsmuster, verzichtet also auf eine direkte Partikelbildzuordnung.

6.2.2.2 Bildauswertung

Da selbst Kleinbildfilme die Auflösung auch modernster, digitaler Sensoren noch um eine Größenordnung übertreffen, werden zur Bildaufnahme häufig handelsübliche

Fotokameras eingesetzt. Die Verfolgung der Zylinderinnenströmung verlangt Belichtungsabstände im Bereich weniger Mikrosekunden. Fotokameras können in diesen extrem kurzen Zeitspannen keine getrennten Bilder aufnehmen. Bei geöffnetem Kameraverschluß bestimmt der gepulste Laser Belichtungsdauer und -zeitpunkte. Die hierdurch mehrfachbelichteten Bilder enthalten keine unmittelbare Information über die zeitliche Belichtungsreihenfolge.

Ein wesentlicher Vorteil der Videotechnik gegenüber fotografischen Aufnahmen ist die Möglichkeit der direkten Kontrolle aller Versuchsparameter während der Messung. Die jüngsten Entwicklungen erlauben es darüber hinaus, ohne Auflösungs Nachteile innerhalb kürzester Zeiten ($< 1 \mu\text{s}$) zwei getrennte Bilder aufzunehmen. Hierdurch wird nicht nur der zeitliche Belichtungsablauf dokumentiert, sondern auch die Auswertbarkeit deutlich verbessert.

Die grundsätzlichen Auswertprinzipien werden zunächst anhand einer idealisierten, ebenen Strömung ohne Orts- und Zeitgradienten vorgestellt. Auswirkungen realer Meßbedingungen werden in den Anwendungshinweisen erörtert.

6.2.2.3 Auswertverfahren der Particle Tracking Velocimetry

Abbildung 6.2-6 zeigt unter (a) eine mögliche, lokale Strömungssituation, die ein zweifach belichtetes Partikelbild nach (b) liefert. Trotz niedriger Partikelzahl und idealen Voraussetzungen ist bereits hier eine unmittelbare Doppelbildzuordnung schwierig, die Richtungserkennung prinzipbedingt unmöglich.

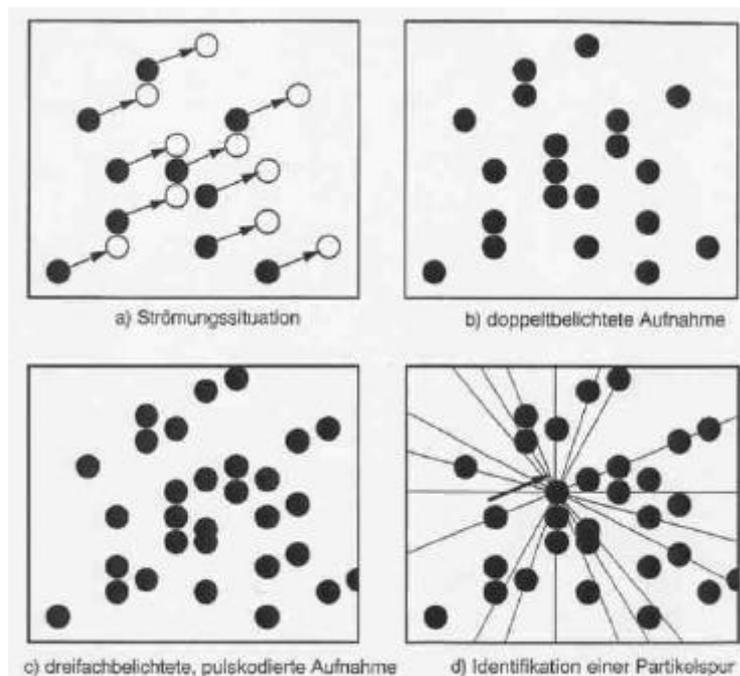


Abbildung 6.2-6 Auswertprinzip der PTV

Abhilfe schafft eine Dreifachbelichtung der Partikel nach (c). Der Zeitabstand zwischen zweitem und drittem Lichtblitz wird gegenüber dem ersten Belichtungsabstand halbiert. Die Identifikation einer individuellen Partikelspur kann jetzt etwa nach folgendem Schema erfolgen (d): Ein beliebiges Partikelbild wird mit seinen unmittelbaren Nachbarn verbunden. Liegt entlang der jeweiligen Verbindungslinie im halben oder doppelten Abstand ein weiteres Partikel, so ist mit hoher Wahrscheinlichkeit eine Spur detektiert. Der Geschwindigkeitsvektor weist in Richtung des kürzeren Abstands.

Es leuchtet ein, daß diese Auswertestrategie durch hohe Partikeldichten, aber auch durch hohe Raum- und Zeitgradienten erschwert wird. Die räumliche Auflösung des Geschwindigkeitsfelds ist begrenzt. Das Verfahren wird vorteilhaft eingesetzt, um globale Strömungsstrukturen im Zylinder nach Betrag und Richtung aufzuzeigen.

6.2.2.4 Auswerteverfahren der Particle Image Velocimetry

Der PIV-Auswertung liegt ein statistischer Ansatz zugrunde, der höhere Partikeldichten nicht nur zuläßt, sondern verlangt. Darüber hinaus kann der Algorithmus leichter in die Sprache der digitalen Bildverarbeitung übersetzt werden. Er beruht auf der Feststellung, daß in einem Gebiet konstanter Geschwindigkeit die durch die Strömung verursachte Doppelbildverschiebung signifikanter als die zufällige Partikelabstandsverteilung ist. Das Bild wird schrittweise in Untersuchungsgebiete geringer Geschwindigkeitsgradienten, aber mit einer statistisch ausreichenden Zahl belichteter Partikelpaare aufgeteilt.

Abbildung 6.2-7 betrachtet erneut die Strömungssituation und doppelbelichtete Aufnahme nach Abbildung 6.2-6 (a,b). Eine Bildkopie wird angefertigt und gegenüber dem Originalbild verschoben (c). Die Anzahl der sich überlagernden Partikelbilder wird in der Korrelationsebene (d) dem Endpunkt des Verschiebungsvektors zugeordnet. Hier ergibt sich mit der räumlichen Autokorrelationsfunktion die Häufigkeitsverteilung der Partikelabstände.

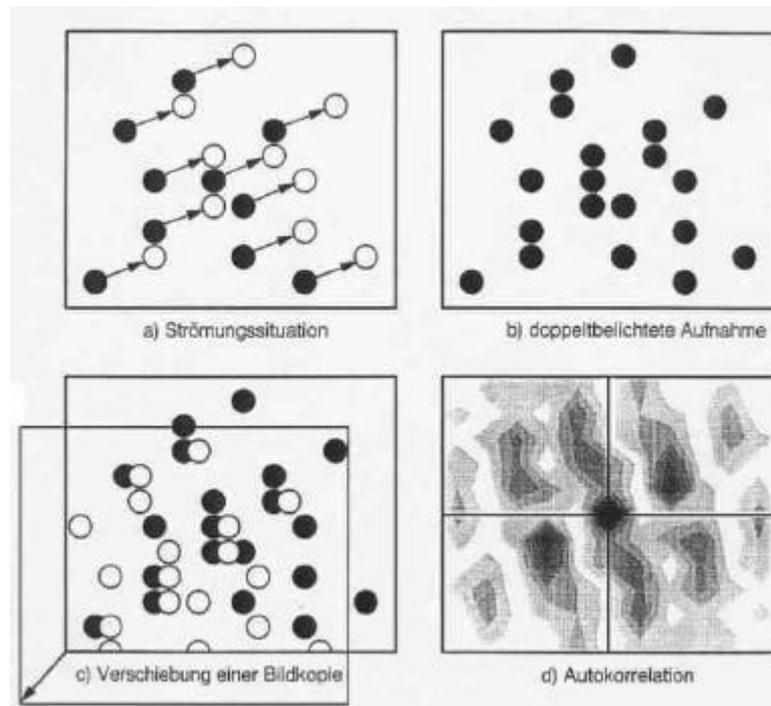


Abbildung 6.2-7 PIV-Auswertung durch Autokorrelation einer doppeltbelichteten Aufnahme

Das Ergebnis ist durch folgende Merkmale gekennzeichnet:

- die höchste Korrelation tritt im Koordinatenursprung auf, da die beste Übereinstimmung natürlich die nicht gegeneinander verschobenen Bilder aufweisen.
- die Geschwindigkeitsinformation wird auf die Lage der höchsten Nebenmaxima verdichtet. Die übrigen Extrema resultieren aus der zufälligen Partikelverteilung im Untersuchungsfenster.
- das Autokorrelationsbild ist punktsymmetrisch bezüglich der Nullverschiebung. Die hieraus resultierende Richtungsambivalenz der Geschwindigkeit ist mathematischer Ausdruck der im Bild nicht mehr erkennbaren Belichtungsreihenfolge.

Das dominante Nullverschiebungsmaximum und die zufälligen Verteilungskorrelationen behindern die Identifikation der Geschwindigkeitsverschiebung. Der Zentralpeak der Autokorrelation erschwert insbesondere die Messung kleiner Geschwindigkeiten. Hier stellt sich die Forderung nach kleinen Partikeln mit geringer Durchmesserstreuung und einer extrem scharfen Partikelabbildung. Ein positives Kriterium, das einen Strömungsstillstand anzeigt, existiert nicht.

Die Richtungsambivalenz kann durch verschiedene Ansätze aufgelöst werden. Im einfachsten Fall ist die Strömungsrichtung bereits bekannt (etwa durch stationäre Voruntersuchungen oder PTV-Messungen), so daß direkt die zu betrachtende Korrelati-

onshalbebene vorgegeben werden kann. Einige Verfahren basieren auf der Variation eines optischen Aufnahmeparameters (z.B. Pulslänge, Pulsintensität, Lichtfarbe) bei der Zweitbelichtung. Hierdurch kann die Belichtungsreihenfolge in einem zusätzlichen Analyseschritt rekonstruiert und die Richtungsambivalenz eliminiert werden.

Ohne analytischen Mehraufwand erlaubt eine minimale Bildverschiebung (Image Shift) zwischen Erst- und Zweitbelichtung nicht nur eine eindeutige Richtungserkennung, sondern auch die Messung kleinster Geschwindigkeiten bis hin zum Strömungsstillstand. Ist die durch diese Manipulation künstlich erzeugte, scheinbare Grundströmung größer als die maximale Strömungskomponente gegen Verschiebungsrichtung, so liegt die gültige Korrelationshalbebene a priori fest. Die Abbildung stillstehender Partikel wird getrennt. Die hilfswise eingefügte Komponente wird nach der Bildauswertung wieder abgezogen /13/.

Die Darstellung einer ausreichenden Bildverschiebung innerhalb kürzester Zeitspannen ist kein triviales Problem. Ein rotierender, zwischen Lichtschnittebene und Kamera eingefügter Spiegel stößt für Meßaufgaben im Motorzylinder an kritische Drehzahlgrenzen und stellt hohe Justage- und Synchronisationsansprüche. Der Betrag der Bildverschiebung variiert im Beobachtungsbereich. Die Ortsabhängigkeit muß analytisch oder in Kalibrieraufnahmen bestimmt werden.

Eine elegante Möglichkeit stellt die Nutzung der kristalloptischen Doppelbrechung dar /14/. Ein im Kamerobjektiv integrierter Kalkspatkristall führt zu einer von der Polarisationsrichtung des empfangenen Streulichts abhängigen Bildverschiebung. Die Erzeugung senkrecht zueinander polarisierter Laserstrahlen ist in der für PIV-Messungen oft benutzten Doppellaseranordnung problemlos möglich. Keine bewegten Teile setzen Zeit- und damit Geschwindigkeitsgrenzen. Durch zeitgleiche Auslösung beider Laser kann die Bildverschiebung unmittelbar vor der Messung einfach und schnell unter den aktuellen Randbedingungen ermittelt werden.

Letztendlich stellt die Bildverschiebung nur einen Zwischenschritt zur Aufnahme getrennter Bilder dar. Abbildung 6.2-8 dokumentiert, welche deutlichen Verbesserungen sich in der gleichen Strömungssituation durch Einsatz moderner Videotechnik andeuten. Neben der eindeutigen Bestimmung der Strömungsrichtung fällt das wesentlich verbesserte Signal-Rausch-Verhalten der Kreuzkorrelation (d) auf. Die geringere Auflösung der CCD-Sensoren relativiert sich. Auch kleinste Geschwindigkeiten bis hin zum Strömungsstillstand sind meßbar.

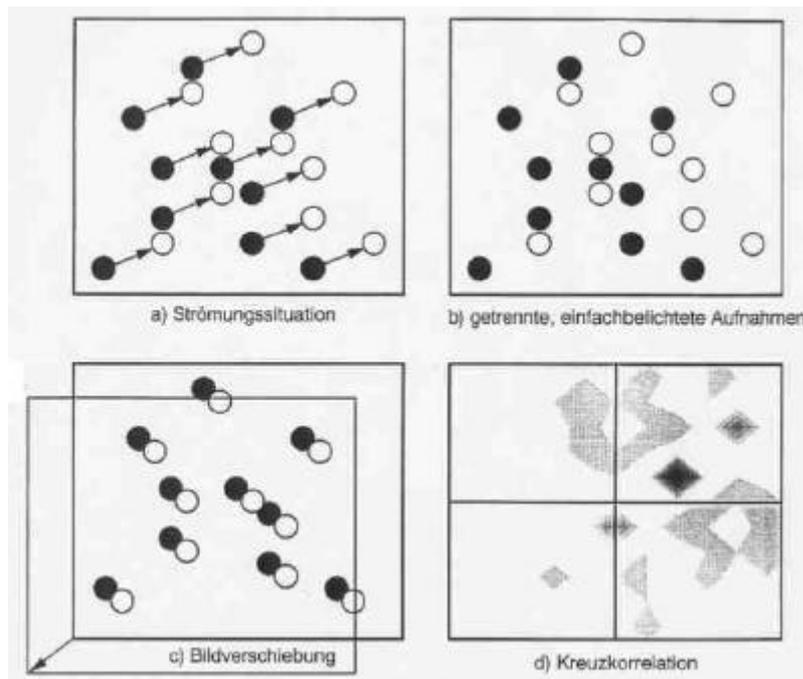


Abbildung 6.2-8 PIV-Auswertung durch Kreuzkorrelation getrennter Aufnahmen

In der Praxis stützen sich Auto- und Kreuzkorrelationsrechnungen nicht auf die anschaulichen Bildverschiebungsstrategien, sondern benutzen zweidimensionale Fourieranalysen der schrittweise und mit hoher Auflösung digitalisierten Analysefelder.

6.2.2.5 Bildaufnahme

Das zur optischen Erfassung der Partikelposition empfangene Streulicht hängt von der eingesetzten Lichtenergie und den optischen Reflexionsbedingungen an den Tracerpartikeln ab. Große Partikel erleichtern die Aufnahme, verschlechtern aber das Folgeverhalten. Da Bewegungsunschärfen die Lichtblitzdauer limitieren, kann bei durch die Schlupfgrenze festgelegter Partikelgröße die Streulichtmenge nur noch durch die Leistungsdichte im Lichtschnitt gesteigert werden.

6.2.2.6 Folgeverhalten der Partikel

Abbildung 6.2-9 zeigt die an einem Partikel angreifenden Kräfte in ebener Strömung. Nach

$$\mathbf{r}_P \cdot V_P \cdot \frac{du_P}{dt} = F_W + F_P = c_W \cdot A_P \cdot \frac{\mathbf{r}_F}{2} \cdot (u_F - u_P) \cdot |u_F - u_P| + \mathbf{r}_F \cdot V_P \cdot \frac{du_F}{dt} \quad (6.2-1)$$

wird das Partikel durch die Luftwiderstandskraft F_W und dem Integral F_P der angreifenden Druckkräfte beschleunigt. Äußere Kraftfelder werden vernachlässigt.

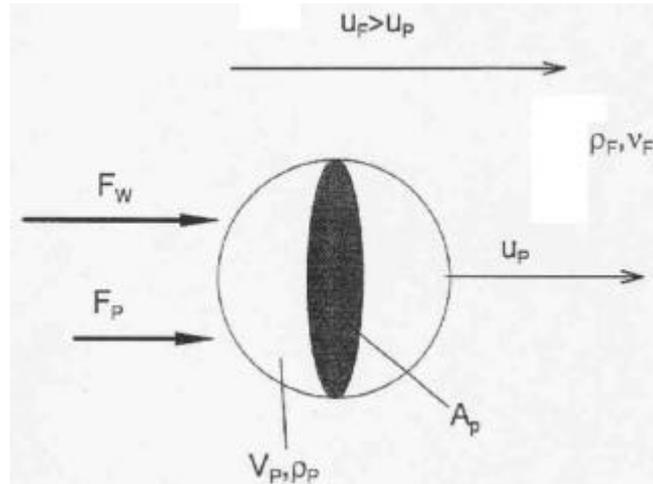


Abbildung 6.2-9 Kräftebilanz an Tracerpartikel

Der C_w -Wert kann bei der zu fordernden, geringen Relativgeschwindigkeit zwischen Fluid und Partikel für $Re_R \leq 1$ mit

$$c_w = \frac{24}{Re_R}, \quad Re_R = \frac{D_F \cdot |u_F - u_P|}{\nu_F} \quad (6.2-2)$$

angegeben werden /15/. Damit gilt für die Relativgeschwindigkeit u_R

$$\frac{du_R}{dt} + \frac{r_F}{r_P} \cdot \frac{18 \cdot \nu_F}{D_P^2} \cdot u_R = \left[1 - \frac{r_F}{r_P} \right] \cdot \frac{du_F}{dt}, \quad u_R = u_F - u_P \quad (6.2-3)$$

Die Fluidgeschwindigkeit im Verbrennungsmotor muß eine periodische Funktion des Kurbelwinkels a sein. Für eine erste Abschätzung wird in Abhängigkeit der Ordnung k des betrachteten Geschwindigkeitsanteils

$$u_F = C_F \cdot \sin(k \cdot a), \quad \frac{du_F}{dt} = 2 \cdot \pi \cdot n \cdot C_F \cdot k \cdot \cos(k \cdot a) \quad (6.2-4)$$

angenommen. Als Lösung der Bewegungsgleichung (Gleichung (6.2-3)) ergibt sich hiermit

$$u_R = C_R \cdot \sin(k \cdot a + j) \quad (6.2-5)$$

Für die Phasenverschiebung j gegenüber u_F und die auf die maximale Fluidgeschwindigkeit C_F bezogene Amplitude C_R gilt

$$\tan j = \frac{9}{\pi} \cdot \frac{r_F}{r_P} \cdot \frac{\nu_F}{n \cdot k \cdot D_P}, \quad \frac{C_R}{C_F} = \cos j \cdot \left[1 - \frac{r_F}{r_P} \right] \quad (6.2-6)$$

Das Amplitudenverhältnis stellt ein Maß für das Folgeverhalten der Partikel dar. Die höchsten Relativgeschwindigkeiten treten für sinnvolle Partikelgrößen ($j \rightarrow p/2$) im Bereich maximaler Fluidbeschleunigungen auf. Abbildung 6.2-10 zeigt die relative Fehlergröße C_R/C_F bei Variation der Randbedingungen. Der Berechnung liegen die Stoffdaten von Luft und fester Zirkonsilikat-Partikel ($ZrSiO_4$; $r_p = 4500 \text{ kg/m}^3$) zugrunde. Diese Partikel haben sich insbesondere im gefeuerten Motorbetrieb aufgrund der praktisch unverminderten Streulichtintensität im Endgas und im Verbrannten bewährt /12/.

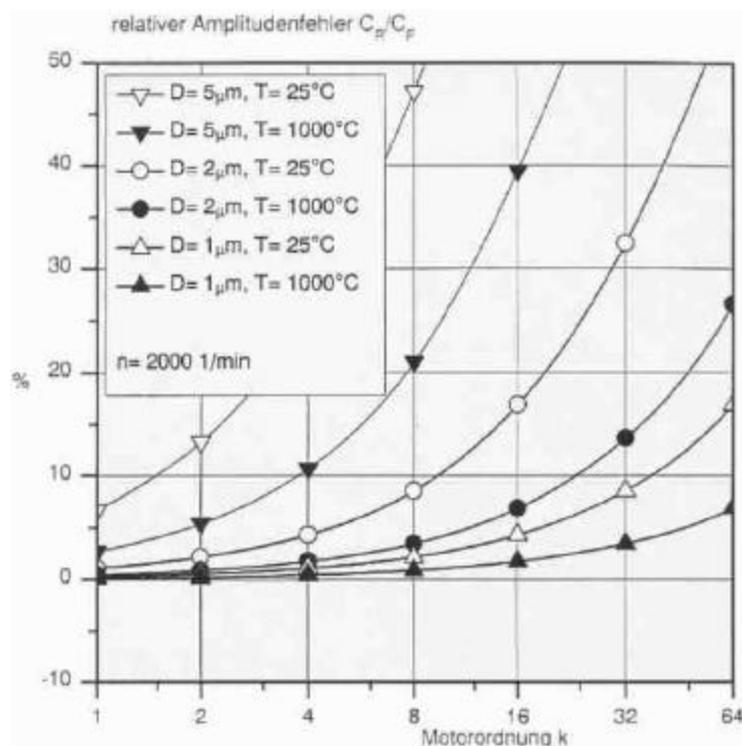


Abbildung 6.2-10 Folgeverhalten fester Tracerpartikel in Luft

Mit zunehmender Frequenz der Geschwindigkeitsschwankung verschlechtert sich das relative Folgeverhalten, während höhere Temperaturen aufgrund steigender Viskositätswerte den Schlupf reduzieren. Der fehlerkritische Effekt hoher Beschleunigungen in Totpunktnähe wird dadurch zumindest im Zünd-OT gedämpft. Trotzdem verlangen nach Abbildung 6.2-10 motorische Untersuchungen Streulichtteilchen im Bereich weniger μm .

6.2.2.7 Streulichtverhalten der Partikel

In erster Näherung bestimmt nach den geometrischen Reflexionsgesetzen die Projektionsfläche die Streulichtausbeute. Mit Querschnitten im μm -Bereich fällt die Partikelgröße jedoch auf das Niveau der Lichtwellenlänge, so daß die von verschiedenen Punkten des Partikels abgestrahlten Teilwellen interferieren. Diese als Mie-Streuung bezeichnete Erscheinung ist nicht nur durch eine zusätzliche Durchmesserabhängigkeit der Streulichtintensität, sondern auch durch eine stark richtungsabhängige Streulichtcharakteristik gekennzeichnet (Abbildung 6.2-11).

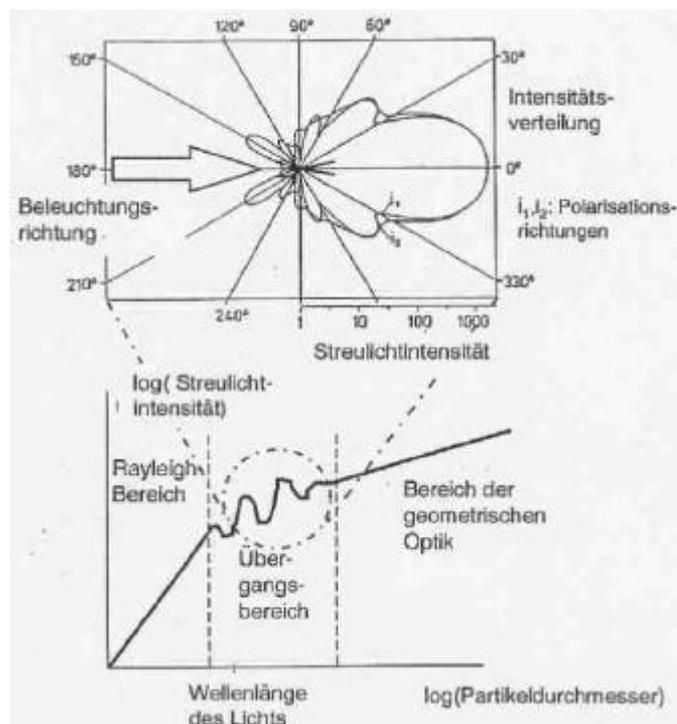


Abbildung 6.2-11 Streuintensität nach der Mie-Theorie (nach /16/)

Die Ausbeute des senkrecht zum Einfallstrahl gestreuten Lichts kann je nach Polarisationsrichtung des Laserstrahls um bis zu drei Größenordnungen unter der des in Beleuchtungsrichtung nach vorne gebeugten Lichtes liegen. Hierdurch ergeben sich für ebene Ganzfeldverfahren extrem ungünstige Lichtverhältnisse.

Der Versuch, diesem Streulichtminimum durch eine etwas geneigte Kamerapositionierung zu entgehen, setzt eine hohe Tiefenschärfe der Aufnahme voraus. Die hierzu erforderlichen, kleinen Blendenöffnungen laufen jedoch der ursprünglichen Zielsetzung zuwider. Darüber hinaus nimmt der Durchmesser der Partikelabbildung mit höheren Blendenzahlen beugungsbedingt zu, was insbesondere die Auswertung kleiner Geschwindigkeiten behindert. In der Praxis sind für eine hohe Auflösung also große Aperturen anzustreben, die aufgrund ihrer geringen Schärfentiefe eine sorgfältige Kameraausrichtung und Fokussierung verlangen.

Aufnahmeseitig wird eine höhere Lichtempfindlichkeit im allgemeinen durch eine schlechtere Auflösung erkauft, so daß auch dieser Weg, die Streulichtsituation zu verbessern, begrenzt ist. Primäre Maßnahme ist damit die Darstellung eines Lichtschnitts hoher Leistungsdichte.

6.2.2.8 Lichtschnittbildung

Für die Verwendung gepulster Laser als Lichtquelle in der PTV/PIV sprechen mehrere Gründe. Hierzu zählt die Verbindung hoher Pulsenergien mit extrem kurzen Pulsdauern, die jede Bewegungsunschärfe ausschließen, sowie die hervorragende Fokussierbarkeit aufgrund der räumlichen Kohärenz der Laserstrahlen. Die Nutzung der Polarisation zur Bildverschiebung wurde bereits erwähnt.

Die für motorische Untersuchungen eingesetzten Nd:Yag-Laser sind durch Pulsenergien im Bereich von 100 mJ bei Pulslängen um 10ns gekennzeichnet, was zu kurzzeitigen Lichtleistungen bis 10 MW führt. Diese extrem hohen Spitzenwerte erklären sich durch den diskontinuierlichen Laserbetrieb. Die durchschnittliche Leistungsabgabe beträgt bei 10Hz Arbeitsfrequenz etwa 1W. Die Zeitauflösung der Messung wird nicht nur die aufnahmeseitigen Totzeiten, sondern auch durch die Laserfrequenz begrenzt.

Eine Zylinderlinse weitet den Laserstrahl in der Meßebeine auf. Die anschließende, sphärischen Sammellinse kontrolliert den Divergenzwinkel und fokussiert den Lichtschnitt im Meßbereich (Abbildung 6.2-5). Große Brennweiten sind zur Erzeugung eines im gesamten Beobachtungsbereich scharfen, intensiven Lichtschnitts vorteilhaft, vergrößern aber mit dem optischen Aufbereitungsweg die Justageempfindlichkeit.

Aufgrund der extrem hohen Lichtleistungen sind alle optischen Bauteile nach Möglichkeit so auszurichten, daß sie in Richtung ihrer Flächennormalen beaufschlagt werden. Dies gilt insbesondere bei der Lichtschnittauskopplung aus dem Motorzylinder, um vagabundierendes, kontrastreduzierendes Reflexionslicht zu minimieren. In Glaszylindern kann diese Bedingung oft nur näherungsweise erfüllt werden.

6.2.2.9 Anwendungshinweise

Bisher wurde das Meßprinzip unter idealisierten Verhältnissen dargestellt. Die Praxisbedingungen erfordern eine sorgfältige Abstimmung aller Versuchsparameter und eine kritische Plausibilitätskontrolle der Meßergebnisse. Die Ausführungen beziehen sich auf die Autokorrelation ohne Bildverschiebung, sind aber leicht auf Kreuzkorrelations- und PTV-Verhältnisse übertragbar.

6.2.2.10 Wahl der Versuchs- und Auswerteparameter

Grundsätzlich ist eine Messung erfolgreich, wenn eine genügende Anzahl korrelierender Partikelbilder im Untersuchungsfenster gefunden wird. Mögliche Ursachen unzureichender Auswertegüte können sich überdeckende Partikelbilder bei und aus Erst- und Zweitbelichtung, Doppelbildverlust an den Grenzen des Untersuchungsgebietes oder durch eine starke, aus der Lichtschnittebene weisende Strömungskomponente sowie hohe Geschwindigkeitsgradienten in der Analyseregion selbst sein.

Bei der Versuchsdurchführung kann diesen Problemen durch Variation des Belichtungsabstands, der Partikelkonzentration und der Lichtschnittdicke begegnet werden. Die Folgen nicht angepaßter Meßparameter können in der Bildauswertung kaum noch aufgefangen werden, da sich mit Größe und Überdeckungsgrad benachbarter Untersuchungsfenster nur noch ein geringer Optimierungsspielraum eröffnet. Die Überlappung der Auswertfelder wirkt dem Informationsverlust an den Feldgrenzen und Unstetigkeiten im Vektorfeld entgegen. Obwohl hierbei auch die Anzahl der Vektoren ansteigt, stellt sich keine bessere Auflösung im Sinne höhere Detaillierung ein.

In der Praxis hat sich zwischen den kontroversen Anforderungen einer hohen Vektordichte, geringer Geschwindigkeitsgradienten im Korrelationsfenster und statistischer Sicherheit der Auswertung eine Fenstergröße bewährt, die zehn (Autokorrelation) bzw. fünf (Kreuzkorrelation) Partikelbilder umfaßt.

6.2.2.11 Ergebnisvalidierung und -verarbeitung

Durch den Vergleich der Extremwerte in der Korrelationsebene kann der Vertrauensbereich der Lösung direkt quantifiziert werden. Ergebnisse aus Auswertebereichen mit ungenügendem Signal-Rausch-Abstand bleiben unberücksichtigt. Anschließend können gleitende Mittelwerte die Kohärenzeigenschaften des Strömungsfelds überprüfen. Vektoren, die unrealistische Geschwindigkeitskomponenten aufweisen oder hohe, singuläre Gradienten verursachen, werden zurückgewiesen.

Die folgenden Schritte müssen sich an der Zielsetzung der Messung orientieren. Zur Ermittlung globaler Strömungsstrukturen und integraler Kennzahlen (Drall, Tumble) ist eine Ergebnisglättung durch lokale, gewichtete Mittelwertbildung zulässig, die gleichzeitig auch eine Rechenvorschrift für fehlende Vektoren darstellt. Es ist jedoch zu beachten, daß alle abgeleiteten, auf einer Differentiation der Geschwindigkeitsverteilung beruhenden Strömungsgrößen (z.B. Divergenz, Wirbelstärke) hiervon nicht unerheblich beeinflußt werden. Die Interpretation dieser Größen wird auch durch das eingeschränkte Folgeverhalten der Tracerpartikel und die zeitdiskrete Aufnahme sowie räumlich mittelnde Auswertetechnik belastet.

Abbildung 6.2-12 belegt die Leistungsfähigkeit der PIV-Meßtechnik, räumliche Strömungsstrukturen aufzulösen. Im Brennraum eines Ottomotors wird in einer zum Zylinderkopf parallelen Lichtschnittebene das Geschwindigkeitsfeld nach der Zündung ermittelt.

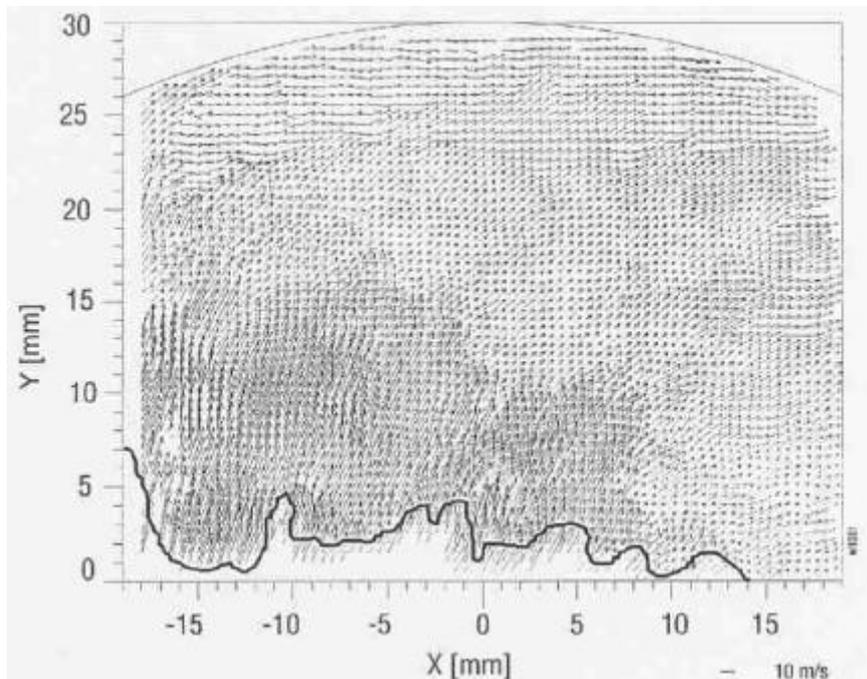


Abbildung 6.2-12 PIV-Vektorfeld im Brennraum eines gefeuert betriebenen Ottomotors /10/

Die Flammenfront erscheint auf der Originalaufnahme als Sprung der Partikelkonzentration, der aus der geringeren Dichte im Abgas resultiert. Die Flammenfrontkontur kann in das Vektorfeld übertragen werden. Deutlich ist die verbrennungsinduzierte Expansionsströmung zu erkennen, die an der Zylinderwand auf die einlaßseitig generierte Drallströmung trifft. In den räumlichen Strukturen dokumentiert sich die Druckwellenausbreitung im Zylinder.

6.2.3 Laser-Doppler-Anemometrie (LDA)

6.2.3.1 Funktionsprinzip

Die Laser-Doppler-Anemometrie ist ein berührungsloses, optisches Verfahren zur Geschwindigkeitsmessung. Es beruht darauf, daß das von einem bewegten Objekt gestreute Licht in seiner Frequenz gemäß dem Doppler-Effekt verschoben wird /17/. Um die Geschwindigkeit von Fluiden zu messen, werden der Strömung kleinste Partikel, sog. Tracer-Partikel, als Streuquelle zugegeben. Diese Partikel müssen so gewählt werden, daß sie der Strömung nahezu schlupffrei folgen. Die Lichtquelle muß monochromatisches, kohärentes Licht liefern, damit die Frequenzverschiebung aufgrund des Doppler-Effekts detektiert werden kann. Die Frequenzverschiebung ist im Vergleich zur Frequenz des Lichts sehr gering und daher nicht direkt meßbar. Üblicherweise wird deshalb zur Geschwindigkeitsmessung in Fluiden das Zweistrahlverfahren eingesetzt (Abbildung 6.2-13). Hierbei werden zwei Laserstrahlen gleicher Frequenz fokussiert und im Fokus zum Schnitt gebracht. Das von einem Partikel im Schnittvolumen verursachte Streulicht beider Strahlen überlagert sich, so daß eine Intensitätsschwankung mit einer zur Geschwindigkeit des streuenden Objekts proportionalen Frequenz entsteht.

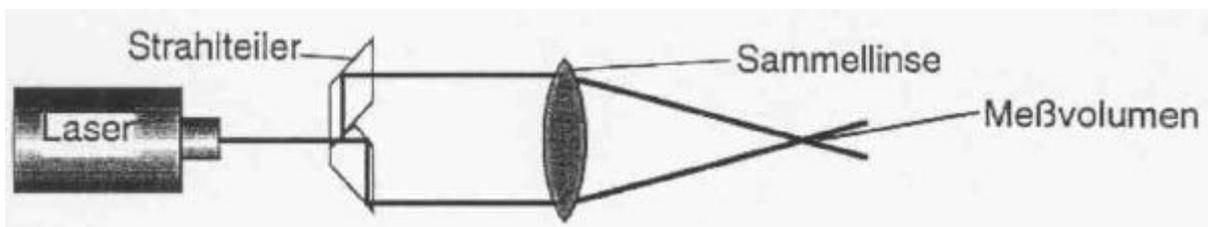


Abbildung 6.2-13 **Abbildung 6.2-13: LDA-Zweistrahlerverfahren**

Die Abhängigkeit der Schwankungsfrequenz von der Geschwindigkeit und den geometrischen Parametern läßt sich anschaulich an einem einfachen Modell zeigen. Im Schnittpunkt zweier Laserstrahlen mit ebenen Wellenfronten entstehen durch Überlagerung Interferenzstreifen (Abbildung 6.2-14). Ihr Abstand d_F läßt sich nach /18/, /19/, /20/, /21/ zu

$$d_F = \frac{\lambda}{2 \cdot \sin \left[\frac{\theta}{2} \right]} \quad (6.2-7)$$

berechnen, wobei λ die Wellenlänge des Lichts darstellt.

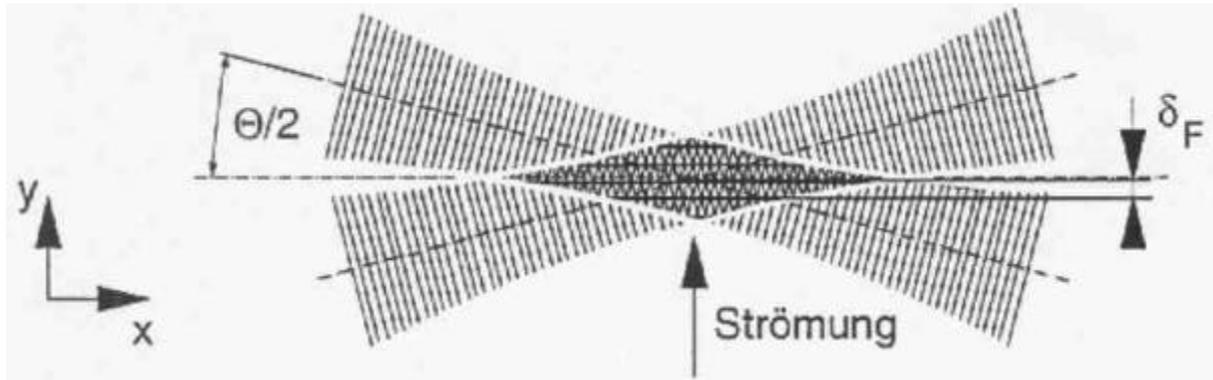


Abbildung 6.2-14 **Abbildung 6.2-14: Interferenzstreifenmodell**

Ein Partikel mit einer Geschwindigkeit \vec{u} durchfliegt die Interferenzstreifen und streut das Licht entsprechend mit schwankender Intensität. Die Frequenz der Intensitätsschwankung hängt von der Geschwindigkeitskomponente senkrecht zu den Interferenzstreifen u_1 und von dem Abstand der Interferenzstreifen d_F ab:

$$f = \frac{u_1}{d_F} = u_1 \cdot \frac{2 \cdot \sin[\varrho/2]}{l} \quad (6.2-8)$$

Es ergibt sich eine lineare Beziehung zwischen der gemessenen Frequenz und der Geschwindigkeit. Die Proportionalitätskonstante hängt nur vom Schnittwinkel und der Wellenlänge der Laserstrahlen ab. Es ist keine Kalibration der Geschwindigkeitsmessungen erforderlich.

Die räumliche Auflösung einer LDA-Messung ist durch die Größe des Schnittvolumens der Laserstrahlen bestimmt. Für die Anwendung in einem Laser-Doppler-Anemometer werden die Laser üblicherweise im Schwingungsmodus TEM_f betrieben. In diesem Modus haben die Laserstrahlen ein gaußförmiges Intensitätsprofil. Das entstehende Schnittvolumen ist ein Rotationsellipsoid (Abbildung 6.2-15), das durch die drei Hauptachsen b , h , und l charakterisiert wird /21/:

Breite (entspricht dem Durchmesser der Teilstrahlen): $b = d_F = \frac{4 \cdot F \cdot l}{\pi \cdot d_1}$

Höhe: $h = \frac{b}{\cos[\varrho/2]}$

Länge: $l = \frac{b}{\sin[\varrho/2]}$

mit der Brennweite F der Sendelinse und dem Durchmesser d_1 des Laserstrahls vor der Linse.

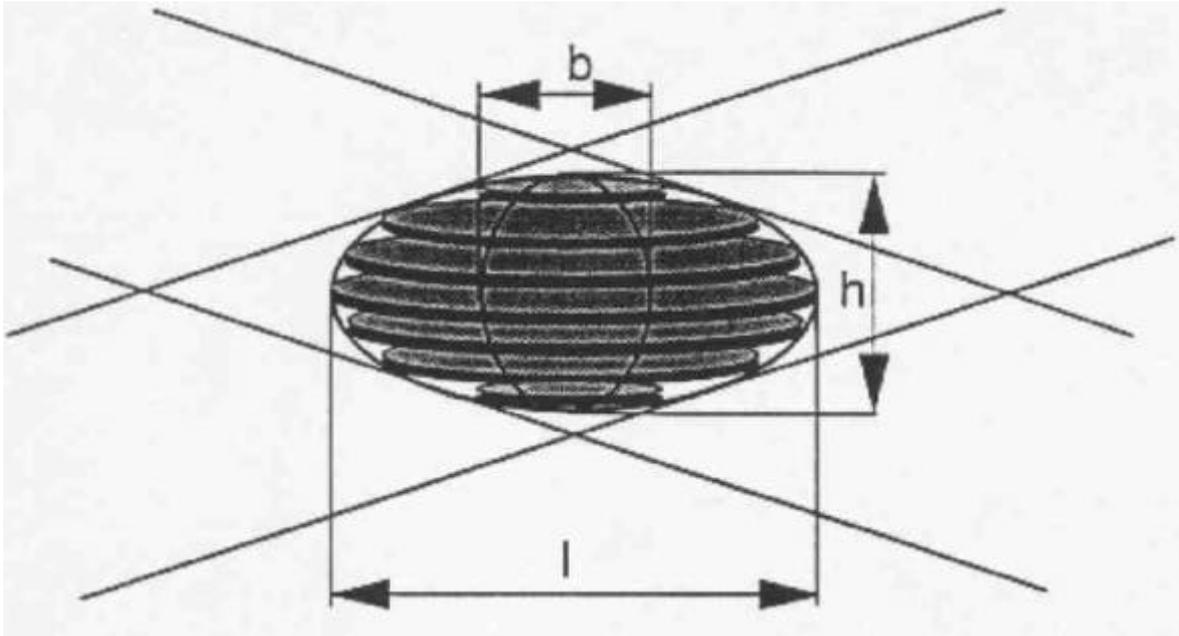


Abbildung 6.2-15 Meßvolumen mit Interferenzebenen

Durch die optische Zugänglichkeit und die Aperturen der zur Verfügung stehenden Linsen ist die Wahl der Brennweite und des Schnittwinkels in der Regel eingeschränkt. Die Länge des Meßvolumens liegt typischerweise zwischen 0,5 und 2 mm.

6.2.3.2 Signalauswertung

Das von den Partikeln beim Durchgang durch das Meßvolumen gestreute Licht wird mit hochempfindlichen Photodioden oder Photomultipliern in elektrische Signale umgewandelt. Die hochfrequente Geschwindigkeitsinformation ist von einem Gaußprofil überlagert, das durch das Intensitätsprofil des Laserstrahls bedingt ist /18/ (Abbildung 6.2-16).

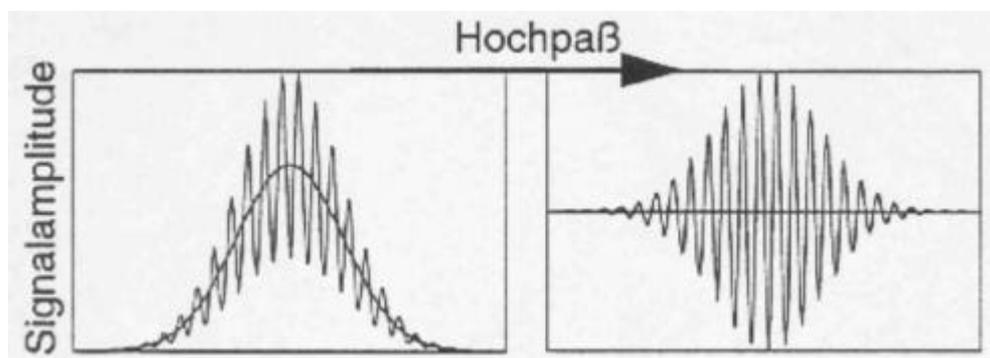


Abbildung 6.2-16 Doppler Signal

Durch eine Bandpaßfilterung wird der niederfrequente Anteil aus dem Signal herausgefiltert. Im weiteren Verlauf wird die Frequenz des Signals ermittelt.

Die Auswertung der Signale erfolgt entweder mit einem Counter-Prozessor, der durch Auszählen der Nulldurchgänge des Signals und der dazugehörigen Zeit die Frequenz ermittelt [22], [2], oder mit einem FFT-Prozessor, der eine schnelle Fouriertransformation (FFT) des Signals zur Bestimmung der Doppler Frequenz durchführt [2], [23], [24]. Die Auswertung mit einem Counter-Prozessor ist nur bei guten Signal-Rausch Verhältnissen sinnvoll, während FFT-Prozessoren auch bei schlechten Signal-Rausch Verhältnissen sehr gute Ergebnisse liefern.

6.2.3.3 Praktische Ausführung

Um gleichzeitig Geschwindigkeiten in zwei Richtungen zu messen, werden zwei Strahlenpaare mit unterschiedlichen Wellenlängen verwendet, die sich in einem Punkt schneiden, wobei die dadurch aufgespannten Ebenen senkrecht zueinander stehen (Abbildung 6.2-17). Als Lichtquelle werden für zweidimensionale LDA-Systeme häufig Ar⁺-Ionen Laser eingesetzt, da sie Licht mit mehreren Wellenlängen aussenden. Die stärksten Linien finden sich bei $I_1 = 515 \text{ nm}$ (grün) und $I_2 = 488 \text{ nm}$ (blau).

Die an Versuchsanlagen herrschenden Umgebungsbedingungen sind häufig sehr ungünstig für die Optiken, die zur Aufbereitung der Laserstrahlen erforderlich sind. Vor allem an Motorenprüfständen führen Vibrationen zur Dejustage der Optiken, und Öldämpfe sowie Stäube (Tracer-Partikel) verschmutzen die Oberflächen. Daher werden faseroptische Systeme vorgezogen, wodurch es möglich ist, die empfindliche Optik in einem separaten Raum aufzustellen und das Laserlicht über einen Lichtleiter direkt zum Versuchsstand zu leiten. Hier wird das Licht aus einer handlichen Sonde über eine Sammellinse ausgekoppelt (Abbildung 6.2-17).

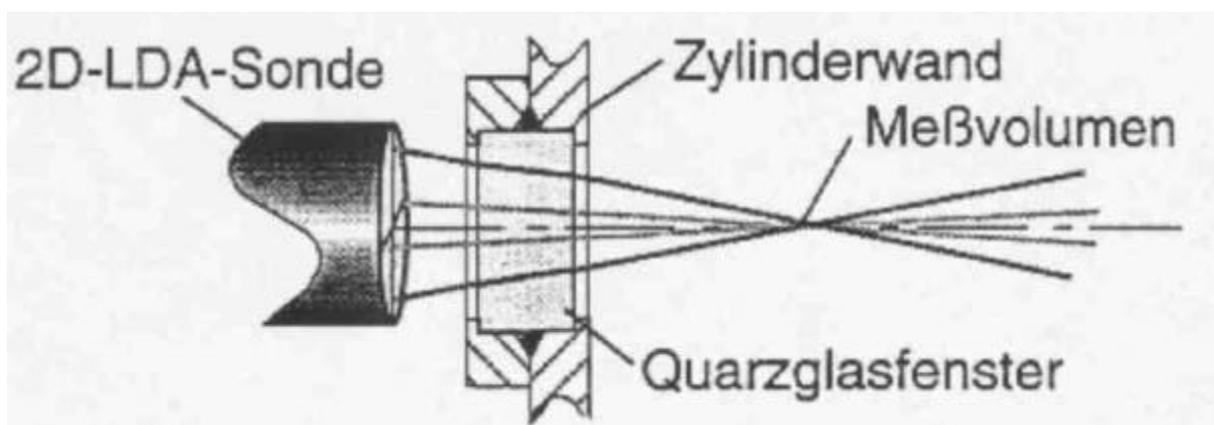


Abbildung 6.2-17 2D-LDA-Sonde

Aufgrund des beschränkten optischen Zugangs zu motorischen Brennräumen ist es zweckmäßig, das gestreute Licht in Rückwärtsrichtung zu detektieren, so daß nur ein optischer Zugang vorgesehen werden muß. Das Streulicht kann mit derselben Sammellinse wie für die Sendestrahlen gebündelt, auf eine Faser fokussiert und über einen Farbtrenner auf zwei Photomultiplier geleitet werden. Mit Hilfe eines Farbtrenners oder zweier Farbfiler wird sichergestellt, daß jeder Photomultiplier nur das Licht einer Farbe verstärkt. Die im Counter- oder FFT-Prozessor aufbereiteten Daten werden dann an einen Rechner weitergeleitet und dort weiter verarbeitet. Abbildung 6.2-18 zeigt beispielhaft eine im Teilprojekt A7 aufgebaute Anordnung.

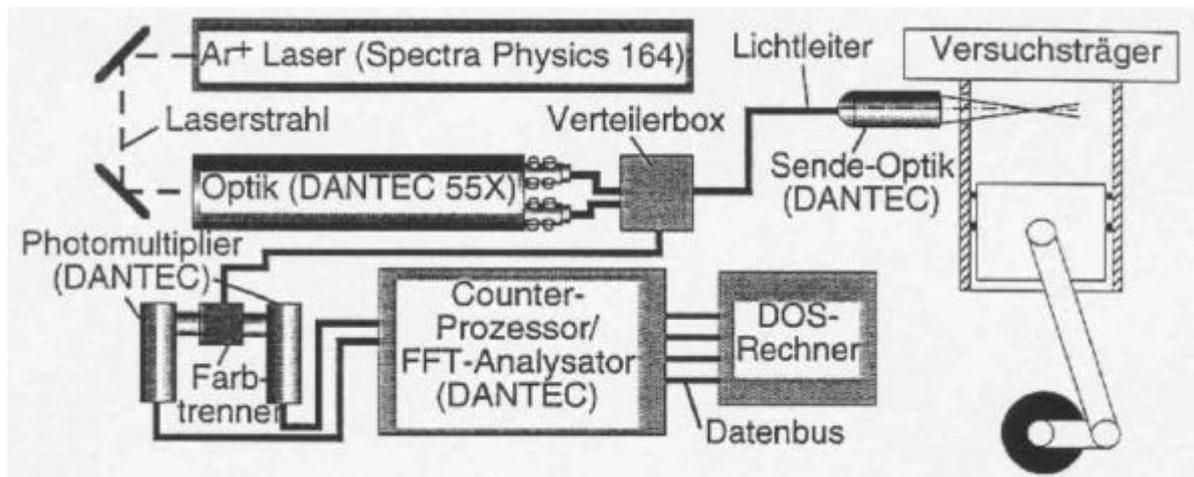


Abbildung 6.2-18 Blockschaltbild eines LDA-Systems im SFB 224

6.2.3.4 Zwei-Punkt-LDA-Messung

Neben der Geschwindigkeit wurde zur Charakterisierung der Strömung auch das integrale Längenmaß L_t bestimmt. Mit Hilfe dieser Messungen lassen sich die bei der Berechnung des Strömungsfeldes im Zylinder des Motors eingesetzten Turbulenzmodelle vergleichend bewerten. Dazu ist die Messung der Geschwindigkeitsschwankung zeitgleich an zwei Punkten mit variablen Abstand erforderlich [2], [25], [26], [27]. Das integrale Längenmaß berechnet sich aus dem Integral des Autokorrelationskoeffizienten über die Entfernung zwischen den Meßpunkten:

$$L_t = \int_0^{\infty} \frac{\overline{u'(x, t) \cdot u'(x + \Delta x, t)}}{\sqrt{\overline{u'(x, t)^2}} \cdot \sqrt{\overline{u'(x + \Delta x, t)^2}}} dx \quad (6.2-9)$$

Hierbei ist u' die Geschwindigkeitsschwankung.

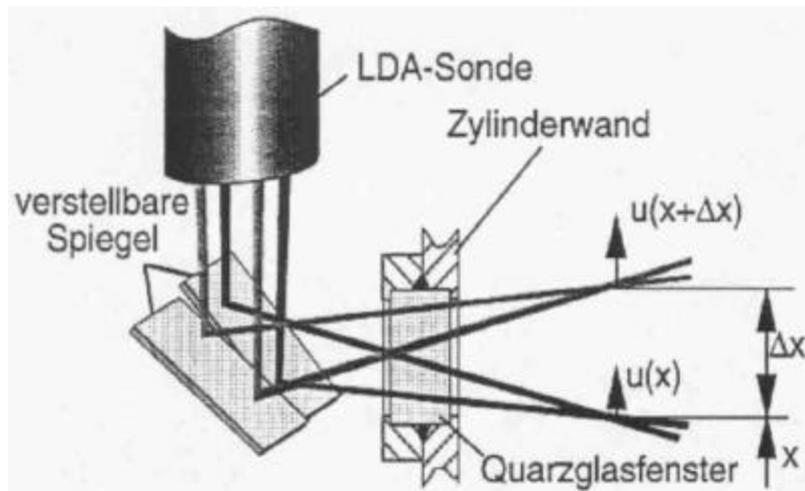


Abbildung 6.2-19 Direkte Zwei-Punkt LDA-Messung zur Bestimmung der räumlichen Autokorrelation

Im Teilprojekt A7 wurde eine Anordnung wie in Abbildung 6.2-19 ausgeführt. Die zwei Strahlenpaare werden so angeordnet, daß sie die gleiche Geschwindigkeitskomponente erfassen. Über zwei mit Mikrometerschrauben verstellbare Spiegel können die beiden Meßvolumina unabhängig voneinander positioniert werden. Um den zeitlichen Versatz zwischen den Messungen an den beiden Punkten möglichst klein zu halten, wird bei der Auswertung überprüft, ob die Signale aus den beiden Meßvolumina innerhalb einer festgelegten Zeitspanne detektiert werden. Wird die Zeitspanne zu groß gewählt, sinkt die Korrelation und damit die Qualität der Messung.

6.2.4 Phasen-Doppler-Anemometrie

6.2.4.1 Funktionsprinzip

Das Phasen-Doppler Verfahren ist eine Erweiterung des Laser-Doppler Anemometers zur simultanen Messung von Partikelgrößen und –geschwindigkeiten /28/. Auf Basis der geometrischen Optik oder der Mie´schen Streutheorie /29/ kann gezeigt werden, daß die Streulichtsignale zweier Photodetektoren, die an unterschiedlichen Positionen im Raum angeordnet werden, gegeneinander phasenverschoben sind. Sind die Streuteilchen sphärisch und dominiert für transparente Teilchen ein Streumechanismus (Reflexion oder Brechung), so besteht ein linearer Zusammenhang zwischen der Phasendifferenz der von den Photodetektoren aufgenommenen Signale und dem Durchmesser der Streuteilchen. Durch Auswahl eines geeigneten Streuwinkels kann sichergestellt werden, daß entweder Brechung oder Reflexion das Streulicht dominieren. Da es sich um ein berührungsloses optisches Verfahren handelt, ist diese Technik auch bei hohen Drücken und Temperaturen einsetzbar, sofern ein optischer Zugang möglich ist.

6.2.4.2 Praktische Realisierung

Der schematische Aufbau eines PDA-Systems ist in Abbildung 6.2-20 gezeigt. Die Sendeseite ist prinzipiell die gleiche wie bei einem im vorigen Kapitel beschriebenen Zweistrahl-LDA-System. Ein Laserstrahl mit gaussförmiger Intensitätsverteilung, dessen Polarisationsrichtung senkrecht zur Strahlebene liegt, wird in der Sendeoptik geteilt, wobei die beiden so erzeugten parallelen Einzelstrahlen die gleiche Intensität und Polarisation besitzen. Mit Hilfe von Bragg-Zellen werden diese Strahlen jeweils geringfügig in der Frequenz verschoben und darauffolgend über eine Sendelinse im Meßvolumen zum Schnitt gebracht. Im Fokuspunkt entsteht ein Interferenzstreifenmuster, welches sich durch die Frequenzverschiebung der beiden Sendestrahlen bewegt. Durch dieses bewegte Streifenmuster wird der Meßbereich auf negative Geschwindigkeiten erweitert.

Bild in Bearbeitung

Abbildung 6.2-20 Schematischer Aufbau eines PDA-Systems

Bewegt sich ein Teilchen durch das Meßvolumen, so streut es Licht, welches bei transparenten Teilchen typischerweise unter einem Streuwinkel von $j = 30^\circ - 65^\circ$ abgestrahlt wird und durch eine Empfangslinse sowie zwei weitere Linsen auf zwei Avalanche-Photodioden fokussiert werden kann. Die Position dieser Detektoren oberhalb und unterhalb der Ebene des Meßvolumens ist durch den Elevationswinkel y gegeben. Die beiden Doppler-Signale, aus deren Frequenz die Geschwindigkeit bestimmt werden kann, sind in der Phase gegeneinander verschoben. Aus dieser Phasenverschiebung kann der Durchmesser der Streuteilchen bestimmt werden. Dominiert im Streulicht gebrochenes Licht, besteht ein linearer Zusammenhang zwischen der Phasenverschiebung Δj und dem Partikeldurchmesser d_p :

$$\Delta f = F(m) \cdot d_p \quad . \quad (6.2-10)$$

Für den Phasenfaktor $F(m)$ kann nach den Regeln der geometrischen Optik, die gültig sind, wenn der Partikeldurchmesser wesentlich größer als die Wellenlänge des verwendeten Laserlichts ist, folgender Ausdruck abgeleitet werden /30/:

$$F(m) = \frac{\frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot m \cdot \sin Q \cdot \sin y}{\sqrt{2 \cdot (1 + \cos Q \cdot \cos \varphi \cdot \cos y) \cdot (1 + m^2 - m \cdot \sqrt{2 \cdot (1 + \cos Q \cdot \cos \varphi \cdot \cos y)})}} \quad (6.2-11)$$

Da die Phasenverschiebung außer vom Brechungsindex, nur von geometrischen Parametern des optischen Aufbaus abhängt, ist keine Kalibration des Gesamtsystems notwendig. Eine sehr genaue Möglichkeit zur Analyse des Zusammenhangs

zwischen Phase und Durchmesser bietet die verallgemeinerte Lorentz-Mie Theorie zur Beschreibung des Streulichts von sphärischen Teilchen /30/, /31/. Mit Hilfe dieser Theorie kann gezeigt werden, daß bei einem Streuwinkel von 65° die Abhängigkeit des Phasenfaktors vom Brechungsindex sehr gering ist. In diesem Fall sind Unsicherheiten vernachlässigbar, die durch einen sich zeitlich ändernden Brechungsindex in Folge der Aufheizung von verdunstenden Tropfen entstehen.

Die PDA-Meßtechnik erlaubt eine zeitlich und räumlich hochaufgelöste simultane Messung von Geschwindigkeit und Größe der Tropfen und ist dadurch auch für stark instationäre Sprühstrahlen geeignet, wie sie zum Beispiel bei direkteinspritzenden Dieselmotoren anzutreffen sind. Die typische Zeitdauer für eine Einspritzung beträgt hier etwa 1.5 ms. Zur Charakterisierung solcher Einspritzvorgänge werden die Dopplersignale in einem Transientenrecorder digitalisiert und gespeichert. Während der Zeit zwischen zwei Einspritzungen, die zur Spülung der Beobachtungskammer erforderlich ist (typischerweise einige Sekunden) werden die gespeicherten Signale aus dem Transientenrecorder ausgelesen und in einem PC weiterverarbeitet.

Die räumliche Auflösung wird durch die aktive Meßfläche bestimmt. Aus dem Rotationsellipsoid, das im Schnittpunkt der beiden Sendestrahlen entsteht, wird durch einen Raumfilter vor den seitlich versetzt angeordneten Photodetektoren ein Bereich in der Länge von etwa $100\ \mu\text{m}$ ausgeschnitten. Entsprechend dem Durchmesser des Meßvolumens ergibt sich so die aktive Meßfläche. Diese muß im Einzelfall je nach Teilchendichte und Partikeldurchmesser durch Modifikation der optischen Parameter angepaßt werden.

6.2.4.3 Signalauswertung

Die Bestimmung der Signalfrequenz und der Phasenverschiebung erfolgt mit der Kreuzspektraldichtemethode /32/. Hierbei wird mit Hilfe einer FFT das Frequenzspektrum der in 256 Stufen digitalisierten Doppler-Signale ausgewertet und gleichzeitig die Phasendifferenz bestimmt. Die erreichbare Genauigkeit bei dieser Art der Signalauswertung beträgt 1.5 % bei der Geschwindigkeitsmessung und etwa 3 % bei der Größenbestimmung. Die digitale Signalauswertung bietet vor allem Vorteile bei schlechter Signalqualität, wie sie in dichten Sprühstrahlen auftreten kann. Die Genauigkeit beträgt selbst bei einem Signal/Rausch-Verhältnis von nur 0 dB noch etwa 8° bei der Phasenbestimmung.

6.2.5 Tomographische Holographie

Holographie ist ein ideales Meßverfahren zur Untersuchung von Partikelfeldern, wie sie z.B. bei der dieselmotorischen Einspritzung entstehen. Bei der Verwendung von PulsLasern wird ein dreidimensionales Meßvolumen zu einem Zeitpunkt festgehalten. Mit Doppelpulsen kann zudem noch die Geschwindigkeit bestimmt werden. Hier wird zunächst die konventionelle Technik beschrieben und anschließend auf zwei Sonderfälle eingegangen. Eine ausgezeichnete Zusammenstellung von Arbeiten zu diesem Thema ist bei Vikram /33/ zu finden. Die hier angewendeten Erweiterungen der konventionellen Techniken werden bei Schaller /34/ ausführlich diskutiert.

6.2.5.1 Der konventionelle Off-axis Aufbau

Üblicherweise wird bei holographischen Aerosoluntersuchungen ein Zweistrahl Aufbau verwendet. Der Aufbau wird als Off-axis Geometrie bezeichnet und ist in Abbildung 6.2-21 schematisch dargestellt. Hier wird ein Strahlteiler (ST) verwendet, um einen Laserstrahl in zwei Teile zu spalten. Der eine Teil wird durch den Spiegel S1 auf das Objekt gelenkt. Dessen Streulicht bildet zusammen mit dem ungebeugten Anteil der ausleuchtenden Welle die Objektwelle E_o . Der andere Teil bildet die Referenzwelle E_r . Diese wird über den Spiegel S2 umgelenkt und interferiert in der Hologrammebene mit der Objektwelle. Bei festem Winkel zwischen Objekt- und Referenzwelle ist die Orientierung des Hologramms und damit die Wahl von Objektwinkel α_o und Referenzwinkel α_r ein freier Parameter, mit dem die Eigenschaften des Hologramms optimiert werden können. Die Möglichkeiten der Optimierung sind ausführlich bei Schaller /35/ dargestellt.

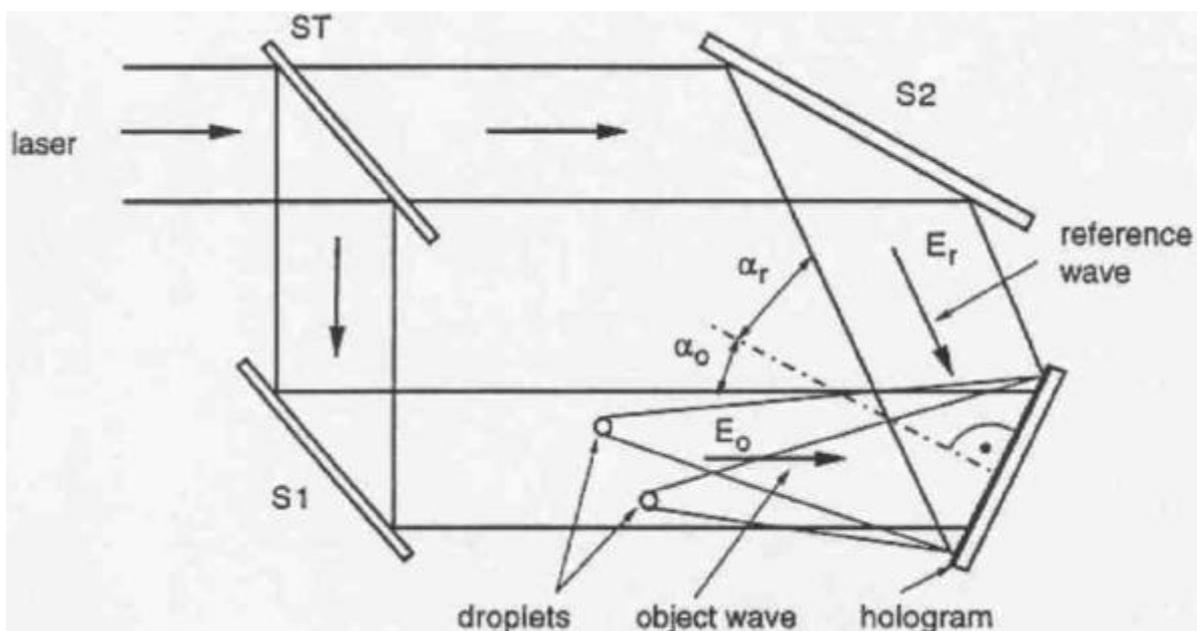


Abbildung 6.2-21 Aufnahmegeometrie für die Aufzeichnung von Off-axis Hologrammen.

Das in der Hologrammebene entstehende Interferenzmuster wird auf einer lichtempfindlichen Platte gespeichert. Hierzu kann eine handelsübliche Photoplatte mit entsprechend feiner Körnung benutzt werden. In einem Entwicklungsprozeß wird die gespeicherte Information, wie bei der Entwicklung eines Photonegativs, in ein Schwärzungsmuster umgesetzt. Es soll nun angenommen werden, daß die Intensität der interferierenden Strahlung in der holographischen Schicht dergestalt in Form einer Schwärzung aufgezeichnet wird, daß die Amplitudentransmissivität T der Schicht nach der Entwicklung proportional zur belichtenden Intensität ist:

$$T = T_0 - b I \quad (6.2-12)$$

Dabei ist T_0 die Transmissivität der unbelichteten entwickelten Schicht und b ist ein Proportionalitätsfaktor. Die Intensität I ist gegeben durch:

$$I = (E_r + E_0) (E_r + E_0)^* \quad (6.2-13)$$

wobei * für die konjugiert Komplexe des Argumentes steht. Wenn das nach Gleichung (6.2-13) entstandene Schwärzungsmuster nach der Entwicklung mit einer Rekonstruktionswelle E_c beleuchtet wird, so fungiert es als Beugungsgitter, und die gespeicherte Information kann ausgelesen werden. Dieser Prozeß wird als Rekonstruktion bezeichnet. Das Wiedergeben der aufgezeichneten Information läßt sich mathematisch leicht erläutern, wenn zunächst Gleichung (6.2-13) in Gleichung (6.2-12) eingesetzt wird und anschließend die Produkte ausmultipliziert werden. Für die Bildwelle E_i erhält man:

$$\begin{aligned} E_i &= E_c T & (6.2-14) \\ &= E_c [T_0 - b I] \\ &= E_c [T_0 - b (E_r + E_0) (E_r + E_0)^*] \\ &= E_c [T_0 - b (E_r E_r^* + E_0 E_0^* + E_r^* E_0 + E_r E_0^*)] \\ &= E_c (T_0 - b E_r E_r^*) - E_c b E_0 E_0^* - E_c b E_r^* E_0 - E_c b E_r E_0^* \\ &= \quad \quad \quad \mathbf{T_1} \quad \quad \quad \mathbf{T_2} \quad \quad \quad \mathbf{T_3} \quad \quad \quad \mathbf{T_4} \end{aligned}$$

Unter der Annahme, daß E_r eine homogene ebene Welle ist, ist der erste Term T_1 proportional zur Rekonstruktionswelle E_c und wird als nullte Ordnung bezeichnet. Wenn E_0 sich über der Hologrammapertur nicht zu schnell ändert, was in den meisten praktischen Anwendungen gegeben ist, so ist auch der Term T_2 ungefähr proportional zu E_c . Der Term T_2 wird auch verbreiterte nullte Ordnung genannt. Die Terme T_1 und T_2 enthalten keine Information über die vom Objekt ausgesandte Welle E_0 und stellen Störterme dar.

Um die informationstragenden Terme T_3 und T_4 näher zu untersuchen, soll zunächst davon ausgegangen werden, daß $E_c = E_r$ gilt, i.e., daß zur Rekonstruktion dieselbe Welle verwendet wird, die bei der Aufnahme schon als Referenzwelle gedient hat. Für T_3 läßt sich dann schreiben:

$$T_3 = b E_r E_r^* E_0 \quad (6.2-15)$$

Aus Gleichung (6.2-15) ist zu sehen, daß in dem betrachteten Fall eine Welle rekonstruiert wird, die direkt proportional zur Objektwelle E_0 ist, da das Produkt $E_r E_r^*$ konstant und gleich dem Betrag von E_r ist. Bei Betrachtung dieser Welle nimmt der Beobachter ein virtuelles Bild wahr. Analog zu läßt sich mit $E_c = E_r^*$ ein reelles Bild rekonstruieren. Der dazu notwendige Rekonstruktionsaufbau ist in Abbildung 6.2-22 skizziert. Es wurde eine ebene Rekonstruktionswelle, die unter dem Winkel a_c auf das Hologramm trifft, angenommen. Der Winkel a_c kann zur Optimierung der Bildqualität genutzt werden [36]. Von der in Abbildung 6.2-22 angedeuteten Kamera wird immer nur eine Ebene des entstehenden dreidimensionalen Bildes scharf dargestellt. Um die gesamte Information im rekonstruierten Bild zu erfassen, wird die Kamera sukzessive verschoben; so können verschiedene Ebenen des rekonstruierten Bildes nacheinander betrachtet werden.

Der bis hierhin beschriebene Off-axis Aufbau ist geeignet, um entweder Aerosole oder Sprays mit mittleren Tropfenkonzentrationen, oder auch die Konturen ausgedehnter Objekte holographisch zu erfassen. Die Off-axis Holographie ist die Grundlage der für die Untersuchungen von Dieselstrahlen verwendeten Aufnahmetechniken. Es wurden zwei verschiedene Aufnahmetechniken verwendet, bei denen der in Abbildung 6.2-21 gezeigte Aufbau z.T. grundlegend verändert wurde. So wurde, um höhere Tropfendichten untersuchen zu können, die Dunkelfeld-Off-axis Geometrie eingesetzt (Kap. 6.2.5.2). Diese Technik wurde benutzt um Einzeltropfen im voll ausgebildeten Diesel-einspritzstrahl (1 ms nach Einspritzbeginn) zu untersuchen. Die frühe Ausbildung des Einspritzstrahles wurde mit der konventionellen Off-axis Technik aufgezeichnet (der sehr junge Einspritzstrahl mit seiner extrem hohen Kraftstoffkonzentration kann als undurchsichtiges ausgedehntes Objekt aufgefaßt werden). Um bei ausgedehnten Objekten Geschwindigkeitsmessungen bei gleichzeitig guter Bildqualität durchführen zu können, müssen die beiden für die Geschwindigkeitsmessung notwendigen Bilder bei der Rekonstruktion voneinander getrennt sein. Die hierfür entwickelte Technik wird in Kapitel 6.2.5.3 dargestellt.

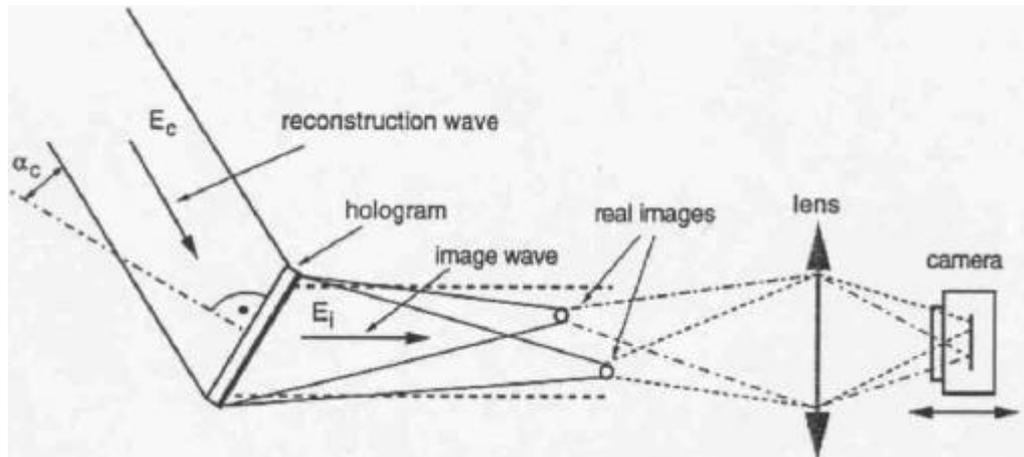


Abbildung 6.2-22 Geometrie für die Rekonstruktion von Off-axis Hologrammen.

6.2.5.2 Die Dunkelfeldholographie

Die Dunkelfeldholographie wird eingesetzt, wenn entweder ein besonders großes Meßvolumen untersucht werden soll /37/ oder wenn Strömungen mit einer sehr großen Konzentration von Streukörpern untersucht werden sollen /38/. Da die Dunkelfeldholographie bisher nicht für die Untersuchung von Aerosolen eingesetzt wurde, soll der optische Aufbau und die Streulichtcharakteristik bei dieser Technik hier näher betrachtet werden. Der optische Aufbau zur Aufnahme von Dunkelfeldhologrammen ist in Abbildung 6.2-23 skizziert. Es ist zu sehen, daß nur das von Tropfen seitlich gestreute Licht auf das Hologramm fällt. Bei der konventionellen Off-axis Geometrie wurde das ungebeugte Restlicht mit im Hologramm aufgezeichnet (vgl. Abbildung 6.2-21). Bei der Rekonstruktion bildet dieses Licht einen hellen Hintergrund vor dem sich die Schatten einzelner Tropfen dunkel abzeichnen. Bei der Dunkelfeldholographie wird nur das seitlich gestreute Licht rekonstruiert, ein Tropfenbild kann als ein heller Punkt vor dunklem Hintergrund beschrieben werden.

Wegen des Fehlens des hellen Hintergrundes ist die Bestimmung der Form der Streukörper mit dieser Technik erschwert. Die erwartete Intensitätsverteilung in der Bildebene eines Dunkelfeldhologrammes wurde für ein homogenes sphärisches Streuteilchen numerisch simuliert. Das Ergebnis einer solchen Simulationsrechnung ist in Abbildung 6.2-24 dargestellt. Dazu wurde zunächst die Streulichtverteilung für einen 50 µm großen Tropfen bei einem Brechungsindex von $n = 1,33$ und einer beleuchtenden Wellenlänge von $\lambda = 514,5$ nm nach der Mie-Theorie berechnet und die komplexe E-Feld Verteilung aus einem Streulichtbereich von $60^\circ - 80^\circ$ fourier-transformiert. Dadurch wird das Sammeln und Fokussieren des Streulichtes mit einer Linse simuliert. In Abbildung 6.2-24 ist die berechnete Intensitätsverteilung links als 3-D Graphik und rechts als Grauwertverteilung dargestellt. Es ist zu erkennen, daß die Forminformation weitgehend verlorengegangen ist: lediglich zwei helle Punkte, die

sog. Glanzpunkte /39/, werden bei einem Dunkelfeldhologramm rekonstruiert (im rechten Teilbild wurde der Hintergrund heller dargestellt). Der Abstand der Glanzpunkte ist proportional zum Teilchendurchmesser und kann zur Durchmesserbestimmung genutzt werden. Das Helligkeitsverhältnis der Glanzpunkte kann außerdem benutzt werden, um den Brechungsindex und somit die Temperatur des Tropfens zu bestimmen /40/.

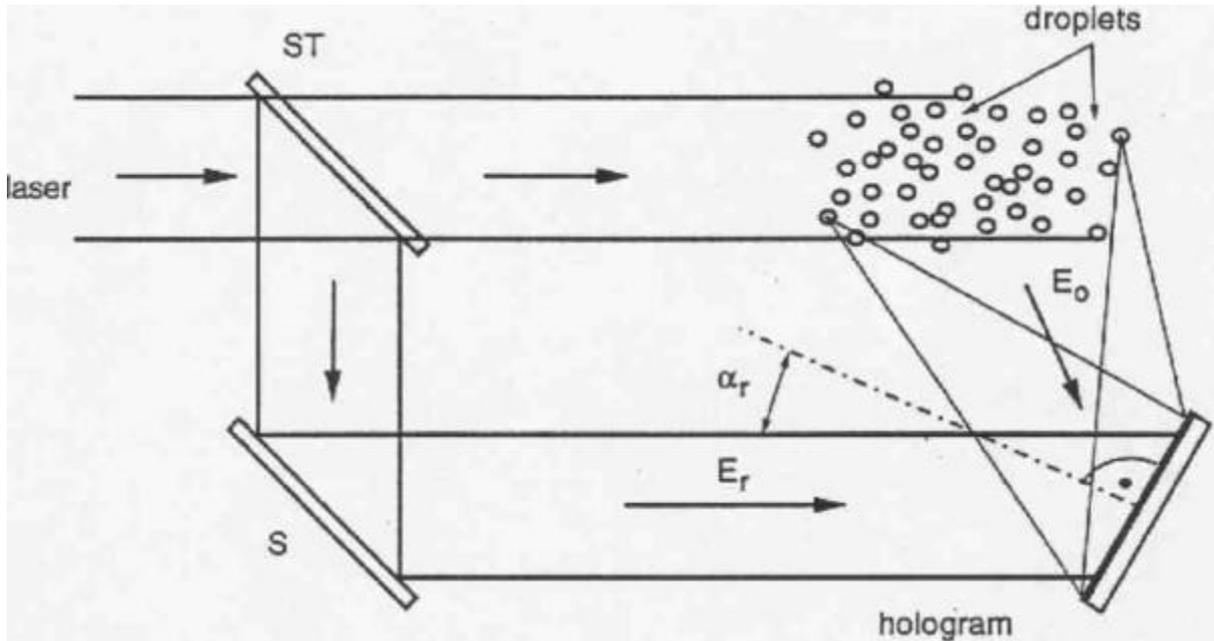


Abbildung 6.2-23 Aufnahmegeometrie für die Aufzeichnung von Dunkelfeld-Hologrammen.

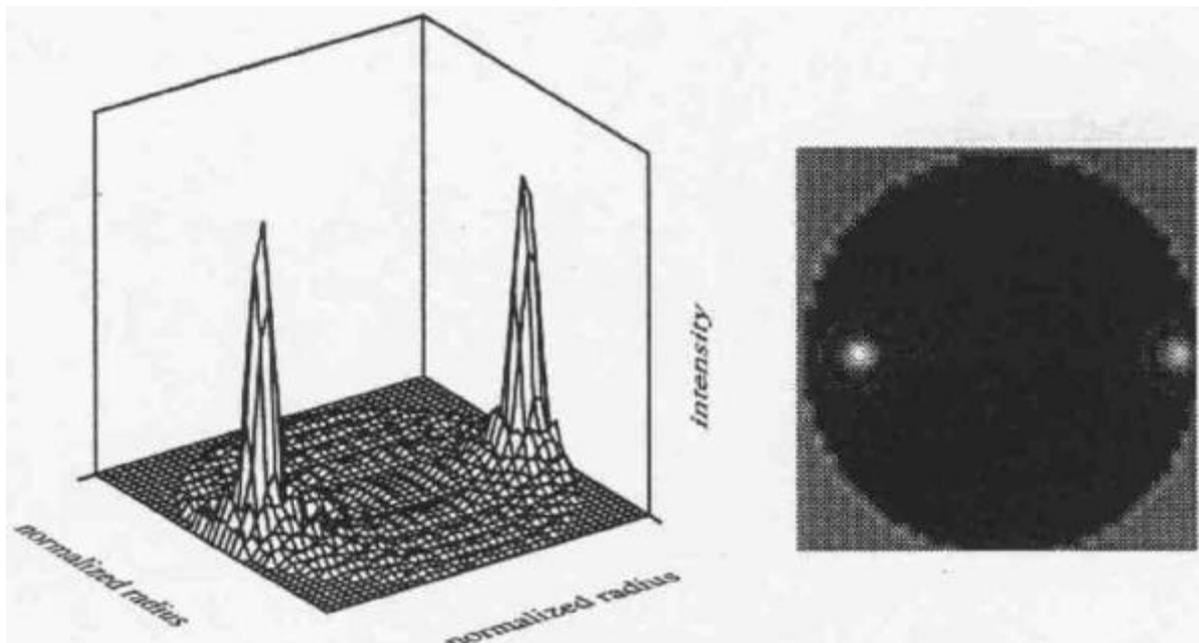


Abbildung 6.2-24 Simulierte Intensitätsverteilung (links) in der Bildebene eines Dunkelfeldhologrammes für einen 50 µm großen Tropfen. Rechts sind dieselben Daten als Grauwerte dargestellt.

Bei der hier verwendeten Aufnahmegeometrie wurde die Welle, die den Tropfenschwarm beleuchtet, durch zwei Zylinderlinsen zu einer Lichtschicht kollimiert /36/. Das Streulicht wurde unter einem Streuwinkel von 90° aufgefangen und aufgezeichnet. Diese Konfiguration entspricht der holographischen Aufzeichnung von PIV daten (HPIV). Durch die Beleuchtung mit einem Lichtschnitt wird vermieden, daß bei Betrachtung einer bestimmten Bildebene die Bildqualität durch unscharfe Tropfen außerhalb dieser Ebene verschlechtert wird. Gleichzeitig wird die Auflösbarkeit der Tropfenkonzentration, die bei der holographischen Rekonstruktion noch ausgewertet werden kann, erhöht. Durch die Wahl des Streuwinkels von 90° wird bewirkt, daß die ganze Ebene, die durch den Lichtschnitt beleuchtet wurde, gleichzeitig von der Kamera scharf erfaßt wird. Dadurch wird der Zeit- und Speicherplatzbedarf bei der Auswertung der Hologramme drastisch reduziert /41/. Bei dem gewählten Streuwinkel beträgt das Helligkeitsverhältnis der Glanzpunkte 500:1. Somit geht der dunklere der beiden Glanzpunkte im Rauschen unter und kann nicht mehr detektiert werden. Die Möglichkeit, die Tropfengröße oder -temperatur zu bestimmen, ist somit nicht mehr gegeben. Wegen der extrem großen Tropfenkonzentrationen im Dieselstrahl mußte dieser Nachteil der Dunkelfeldholographie in Kauf genommen werden, da sie die einzige Technik darstellt, mit der überhaupt Einzeltropfen im Dieselstrahl abgebildet werden können.

Ein Beispiel für die gute Bildqualität, die bei der Dunkelfeldholographie erhalten werden kann, ist in Abbildung 6.2-25 dargestellt. In diesem Bild wird außerdem der Effekt der Doppelbelichtung von Hologrammen ersichtlich: Es sind jeweils helle Punktpaare zu erkennen. Diese Paare sind die beiden Bilder jeweils eines Tropfens, die durch die zwei Belichtungen aufgezeichnet wurden. Wird der Abstand der beiden hellen Punkte voneinander bestimmt und durch den zeitlichen Abstand der beiden Belichtungen dividiert, so kann die Geschwindigkeit eines einzelnen Tropfens gemessen werden.

Die mittlere Tropfendichte in Abbildung 6.2-25 betrug ca. $5 \cdot 10^5 / \text{cm}^3$. Es gelang, lokal Tropfendichten von $5 \cdot 10^6 / \text{cm}^3$ aufzulösen. Übliche in der Literatur angegebene maximale Tropfenkonzentrationen betragen $10^3 / \text{cm}^3$ für die In-line Holographie und $10^4 / \text{cm}^3$ für die Off-axis Holographie. Ein weiterer Vorteil der Dunkelfeldholographie ist, daß Tropfenschwärme mit stark schwankenden Tropfenkonzentrationen erfaßt werden können. Dazu wird bei der Rekonstruktion des Hologrammes die Helligkeit des Rekonstruktionslasers so angepaßt, daß nacheinander entweder die Kamera in Bereichen hoher Tropfenkonzentration nicht geblendet wird, oder aber kleinste Tropfen in Bereichen geringer Konzentration noch aufgelöst werden können.



Abbildung 6.2-25 Beispiel für die gute Bildqualität, die mit der Dunkelfeldholographie erzielt werden kann (dargestellter Bildbereich: $2,0 \cdot 2,4 \text{ mm}^2$). Durch Doppelbelichtung entstehen zu jedem Tropfen zwei Bildpunkte und eine Geschwindigkeitsbestimmung wird möglich. Die mittlere Tropfenkonzentration im dargestellten Bildbereich betrug $5 \cdot 10^5 / \text{cm}^3$.

6.2.5.3 Bildtrennung bei der konventionellen Off-axis Holographie

Ein konventioneller Off-axis Aufbau nach Abbildung 6.2-21 wurde gewählt, um den Diesel-Einspritzstrahl in seiner frühen Entstehungsphase untersuchen zu können. Hierbei tritt das Problem der Überlagerung der beiden Bilder, die bei den beiden Belichtungen entstehen, auf. Die damit verbundene Verschlechterung der Bildqualität kann bei der Off-axis Holographie vermieden werden, wenn die beiden Aufnahmen mit zwei Referenzstrahlen aus unterschiedlichen Winkeln α_r aufgenommen werden. Dann muß das Hologramm mit zwei unterschiedlichen Rekonstruktionswinkeln α_c rekonstruiert werden. Bei jeder Rekonstruktion kann jeweils eines der Bilder mit nahezu unverminderter Bildqualität betrachtet werden. Wegen der kurzen Pulsabstände kommt nur ein elektrooptisches Verfahren in Frage, um zwei räumlich getrennte Referenzstrahlen zu erzeugen. Der hier beschrittene Weg der Pulstrennung mit einer außerhalb des Laser-Resonators angebrachten Pockelszelle (im folgenden als externe Pockelszelle bezeichnet) und einem polarisierenden Strahlteiler entspricht in etwa der bei der holographischen Interferometrie angewendeten Methode. Da diese Technik aber für einen Anwendungsfall in der Aerosolmeßtechnik noch nicht benutzt wurde, soll sie an dieser Stelle kurz beschrieben werden. Das Prinzip wird mit Hilfe von Abbildung 6.2-26 veranschaulicht.

In Teil a) der Abbildung 6.2-26 fällt ein linear polarisierter Strahl auf die Pockelszelle, an der die Pockelszellenspannung $U_{Pc} = 0 \text{ V}$ anliegt. Der Strahl passiert die Pockelszelle unverändert und trifft auf einen polarisierenden Strahlteiler. Dieser teilt einen Strahl nach seinen beiden linearen Polarisationszuständen auf, und läßt im hier gezeigten Fall den einfallenden Strahl ungehindert passieren. In Abbildung 6.2-26b) ist der Fall gezeigt, daß an der Pockelszelle die Spannung $U_{Pc} = U_{\lambda/2}$ anliegt. Bei dieser Spannung wirkt die Pockelszelle wie ein $1/4$ -Plättchen, und ein linear polarisierter Strahl, dessen Polarisations Ebene gegenüber der einfallenden Polarisations Ebene um 90° gedreht ist, verläßt die Pockelszelle. Diese Polarisationsrichtung wird von dem polarisierenden Strahlteiler in eine andere Richtung gelenkt.

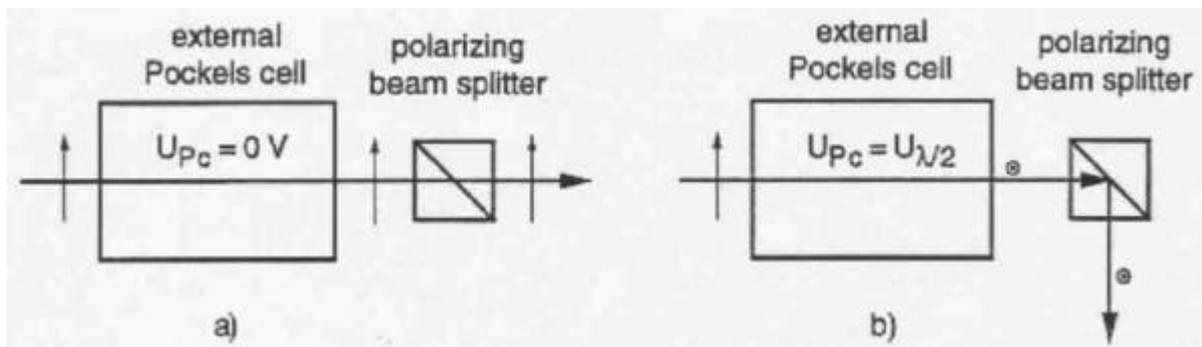


Abbildung 6.2-26 Prinzip der Pulstrennung mit externer Pockelszelle und polarisierendem Strahlteiler.

Die erreichbare Auflösung und die Güte der Bildtrennung mit dem beschriebenen Aufbau wurde mit einem USAF Test-Target bestimmt. Dazu wurde das Test-Target mit einer geeigneten Halterung in der Meßkammer an der Position des Einspritzstrahles angebracht. In Abbildung 6.2-27 sind die Rekonstruktionen eines doppelt belichteten Hologrammes gezeigt, bei dem das Test-Target zwischen den beiden Belichtungen um 90° gedreht wurde (dafür wurde der Pulsabstand Δt durch geeignete Maßnahmen erheblich verlängert). Durch die Drehung des Test-Targets zwischen den Belichtungen wird erreicht, daß die Bilder unterscheidbar sind, und eindeutig den beiden Belichtungen zugeordnet werden können. In den beiden Bildteilen wird jeweils eines der beiden aufgezeichneten Hologramme rekonstruiert. Wie in Abbildung 6.2-27 zu erkennen, ist die Bildtrennung ausgezeichnet. Die Auflösung, gegeben durch die Breite der schmalsten Striche, die noch aufgelöst werden, beträgt $4 \mu\text{m}$.

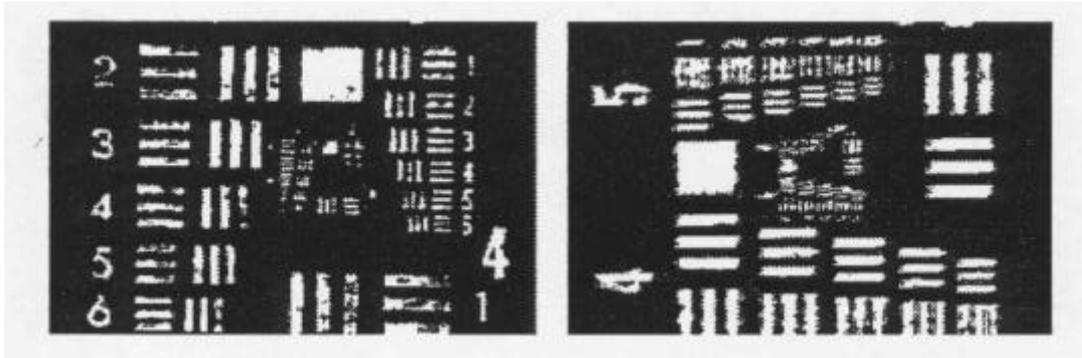


Abbildung 6.2-27 Effekt der Bildtrennung durch getrennte Referenzstrahlen. Die beiden oben gezeigten Bilder lassen sich von einer holographischen Platte durch Veränderung des Rekonstruktionswinkels α_c nacheinander rekonstruieren. Die erreichte Auflösung beträgt $4 \mu\text{m}$.

Die hier dargestellten Erweiterungen der holographischen Technik ermöglichten verschiedene Untersuchungen der dieselmotorischen Einspritzung, die bisher nicht möglich waren /35/. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in Kapitel 4 dargestellt.

6.2.6 Ramanspektroskopie

6.2.6.1 Prinzip der Meßtechnik

Straht man mit monochromatischem (Laser-)Licht auf ein zu untersuchendes Medium, so tritt neben dem elastisch gestreuten Licht gleicher Frequenz auch inelastisch gestreutes Licht auf, das in seiner Frequenz gegenüber dem eingestrahnten verschoben und dessen Intensität etwa 10-14 mal kleiner ist. Aus der Intensität und der Frequenzverschiebung („Ramanshift“) des Ramanstreulichtes können Informationen über die Molekülspezies, deren Konzentration und die Temperatur gewonnen werden.

Der Effekt der spontanen Ramanstreuung läßt sich vereinfacht wie folgt erklären: Die Moleküle des zu untersuchenden Mediums werden mit dem Laserlicht der Frequenz n_L auf ein virtuelles Niveau angeregt. Die Moleküle befinden sich nur eine äußerst kurze Zeit in diesem Niveau, von dem aus sie spontan auf ein Energieniveau ihres Termschemas unter Aussenden von Ramanstreulicht der Frequenz n zurückspringen. Diese ist gegenüber der eingekoppelten Strahlung um den Betrag n_R , der sogenannten „Raman-Verschiebung“, frequenzverschoben.

Man unterscheidet dabei zwischen Übergängen von einem energetisch tieferen auf ein höheres Niveau (Stokes: $n = n_S$) und von einem höheren auf ein tieferes Niveau (Anti-Stokes: $n = n_{AS}$)

$$n_S = n_L - n_R$$

$$n_{AS} = n_L + n_R \quad (6.2-16)$$

Da auch noch bei Temperaturen bis 1000 K sich die meisten Moleküle im Schwingungsgrundzustand befinden, ist das Stokes-Signal wesentlich intensiver als das Anti-Stokes-Signal und bietet sich daher zur Untersuchung an.

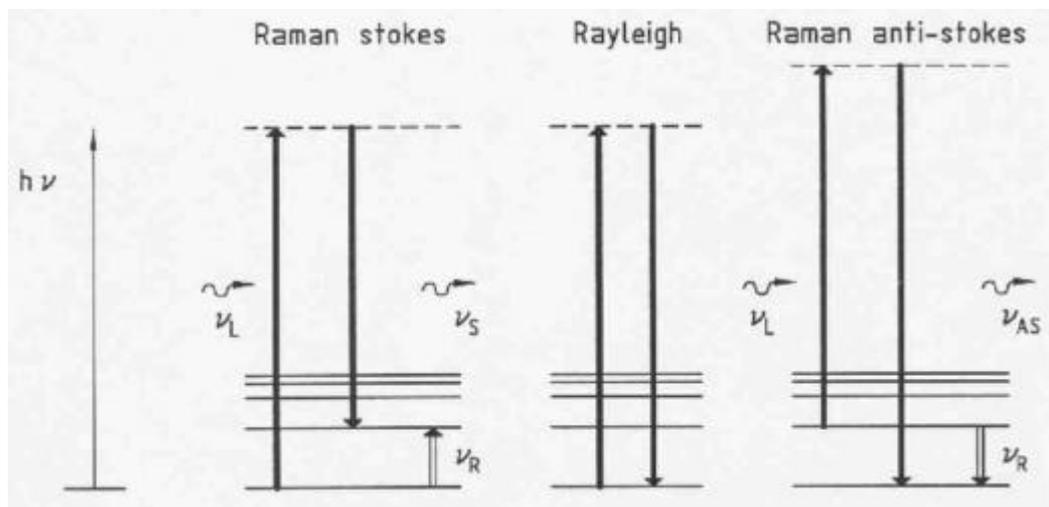


Abbildung 6.2-28 Energieschema der Molekülübergänge für elastische und inelastische Lichtstreuung

Die mit der Ramanspektroskopie untersuchten Rotations- und Schwingungsübergänge liegen im infraroten Spektralbereich; die Frequenz des zu detektierenden Signals hängt aber gemäß Gleichung (6.2-16) im wesentlichen von der Frequenz des zur Anregung benutzten Lasers ab. Unter Verwendung eines XeCl-Excimer-Lasers, der Strahlung mit einer Wellenlänge von 308 nm abgibt, liegen die in der Druckkammer aufgenommenen Stokes-Spektren des Kraftstoff/Luft Gemisches in einem Wellenlängenbereich von 320 bis 350 nm.

Da die Moleküle spontan (also nicht stimuliert) vom virtuellen Niveau aus zurückspringen, erfolgt die Abstrahlung in alle Raumwinkel. Das Streulicht wird mit einer Linse aus einem möglichst großen Raumwinkel gesammelt, um die Signalintensitäten zu maximieren.

Aufgrund der fehlenden Kohärenz des Streulichtes überlagern sich die einzelnen Ramansignale eines Spektrums additiv und sind somit relativ leicht auszuwerten. Die detektierte Photonenzahl Z_K ist proportional zur Volumenkonzentration N_K der jeweiligen Molekülspezies gemäß der Formel:

$$Z_K \sim E_{\text{Laser}} \cdot l \cdot N_K \cdot n_{S,K}^3 \cdot \sum_K \left[1 - \exp \left[-\frac{n_{R,K} \cdot h}{k \cdot T} \right] \right]^{-1} \quad (6.2-17)$$

Es bedeuten:

- Z_K integrale Ramanphotonenzahlrate
- K Index für die entsprechende Molekülsorte
- E_{Laser} eingekoppelte Laserenergie
- l Meßvolumenlänge
- N_K Teilchenzahldichte der streuenden Molekülsorte
- $n_{S,K}$ Stokes-Frequenz des streuenden Moleküls
- $n_{R,K}$ Ramanverschiebung des streuenden Moleküls
- K Streuquerschnitt
- h Planck'sches Wirkungsquantum
- k Boltzmann-Konstante
- T absolute Temperatur

liegen die Ramansignale zweier Molekülsorten im Spektrum spektral getrennt vor, läßt sich aus ihrem Flächenverhältnis das Verhältnis der Photonenzahlraten und damit ihr Konzentrationsverhältnis bestimmen.

Eine klassische Herleitung des Ramaneffektes wird in /42/, eine quantenmechanische in /43/ gegeben.

6.2.6.2 Experimenteller Aufbau

Im folgenden wird eine Ramananlage exemplarisch am Aufbau, mit der die Ramanmessungen zur dieselmotorischen Verbrennung in der Druckkammer durchgeführt worden sind, beschrieben.

Für die Anregung des Raman-Streuprozesses wird ein Excimer-Laser (Lambda Physik, EMG 203 MSC) eingesetzt. Gefüllt mit XeCl erzeugt er unpolarisierte Strahlung

bei $\lambda = 307.96 \text{ nm}$ und $\lambda = 308.21 \text{ nm}$. Die abgegebenen Pulse haben eine Länge von 28 ns und eine Energie bis zu 130 mJ.

Der gesamte optische Aufbau ist in Abbildung 6.2-29 dargestellt. Über drei Spiegel wird der Laserstrahl zur Druckkammer geleitet und mit einer Linse ($f = 200$, $d = 50 \text{ mm}$, Bestform) in das Meßvolumen innerhalb der Druckkammer fokussiert.

Durch eine Rückkoppel-Optik, bestehend aus einer Linse gleichen Typs und einem Spiegel wird der Strahl so zurückgelenkt, daß die Brennpunkte des hin- und rücklaufenden Strahls exakt übereinanderliegen. Dadurch läßt sich die Intensität der Spektren um ungefähr 40% steigern. Ein Teil des im Fokus des Laserstrahls erzeugten Streulichtes wird mit einer Linse

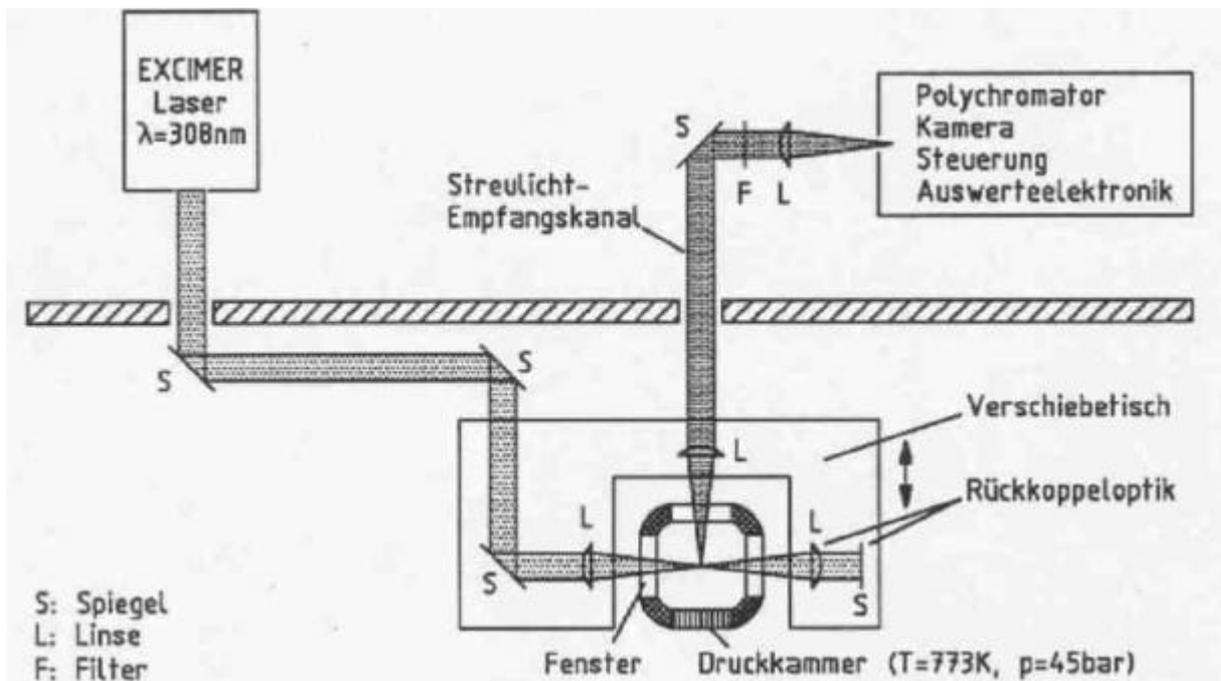


Abbildung 6.2-29 Experimenteller Aufbau der Raman-Meßanlage

($f_1 = 1.50 \text{ mm}$, $d = 50 \text{ mm}$, Bestform) gesammelt und mit einer weiteren Linse ($f_2 = 300 \text{ mm}$, $d = 50 \text{ mm}$, Bestform) auf den Eintrittspalt eines Czerny-Turner-Polychromators (Firma B&M, BM50) abgebildet. In den Streulichtkanal wurde ein Filter (Schott, WG 353) eingesetzt, um elastisch gestreutes Licht zu unterdrücken.

Im Polychromator wird das Licht durch ein Gitter spektral zerlegt, und der Spalt im jeweils interessierenden Spektralbereich auf eine intensivierte Einzeilenkamera (EG&G, 1420) abgebildet. Die Kamera wird von einem Datenerfassungssystem (EG&G, OMA III) ausgelesen; die erhaltenen Spektren werden auf eine zum System gehörende Festplatte gespeichert.

Aufgrund des Abbildungsverhältnisses von $f_1/f_2 = 0,5$ ergibt sich bei einer Spaltbreite von $300 \mu\text{m}$ für das Volumen, aus dem Streulicht auf die Kamara trifft, eine Höhe von $0,15 \text{ mm}$. Die Länge des Meßvolumens ist durch die Länge der Diode in der Zeilenkamera vorgegeben und ergibt sich unter Berücksichtigung des Abbildungsverhältnisses zu $1,3 \text{ mm}$. Die Breite ist gleich der Breite des Laserstrahles im Fokus und beträgt 1 mm ; die Tiefenschärfe der Abbildung hat hier noch keine begrenzende Wirkung.

Um an verschiedenen Orten im Einspritzstrahl messen zu können, sind Einkoppelspiegel sowie Einkoppel- und Auskoppellinse gemeinsam auf einer Verschiebevorrichtung montiert. Hiermit läßt sich der Laserfokus in horizontaler Richtung verschieben. Der Abstand des Meßvolumens zur Düse läßt sich dadurch variieren, daß die Druckkammer in ihrer Höhe verstellt wird. Damit kann der Einspritzstrahl an einzelnen Punkten einer Ebene vermessen werden. In Kapitel 6.2.6.4 sind die dort rasterartig aufgenommenen Meßorte schematisch dargestellt (Abbildung 6.2-31).

Die Raman-Messungen in der Druckkammer werden mit einem Gitter mit 1200 Gitterstrichen durchgeführt, da damit die Raman-Linien von Sauerstoff, Stickstoff und Kraftstoff gleichzeitig in guter Auflösung aufgenommen werden können. Bei Experimenten, die der Übersicht über die auftretenden Signale in einem größeren Spektralbereich dienen, wird ein 300er Gitter und zur näheren Untersuchung einzelner Banden ein 2400er Gitter eingesetzt .

6.2.6.3 Berechnung des stöchiometrischen Luftfaktors

Abbildung 6.2-30 zeigt zwei aus Einzelschüssen gewonnene Ramanspektren mit unterschiedlichem Luft/Kraftstoff- Verhältnis. Sie sind in ihrer Intensität korrigiert, indem durch die Transmissionsfunktion des Langpaßfilters dividiert wird. Das Signal des Ramanstreulichtes von n-Heptan, Stickstoff und Sauerstoff ist deutlich auf einem nahezu konstanten Untergrund zu erkennen, der von einer Breitbandfluoreszenz des Kraftstoffes herrührt. Wie schon in Kapitel 6.2.6.1 angesprochen, ist die Fläche unter dem jeweiligen Raman-Peak (nach Abzug des Untergrundes) proportional zur Dichte der zugehörigen Molekülsorte. Der in Abbildung 6.2-30 dargestellte Spektrentyp soll im weiteren Kraftstoff-Spektrum genannt werden. Sogenannte Luftspektren zeichnen sich neben der fehlenden Kraftstoff-Ramanbande durch das Fehlen des durch die Breitbandfluoreszenz verursachten Untergrundes aus.

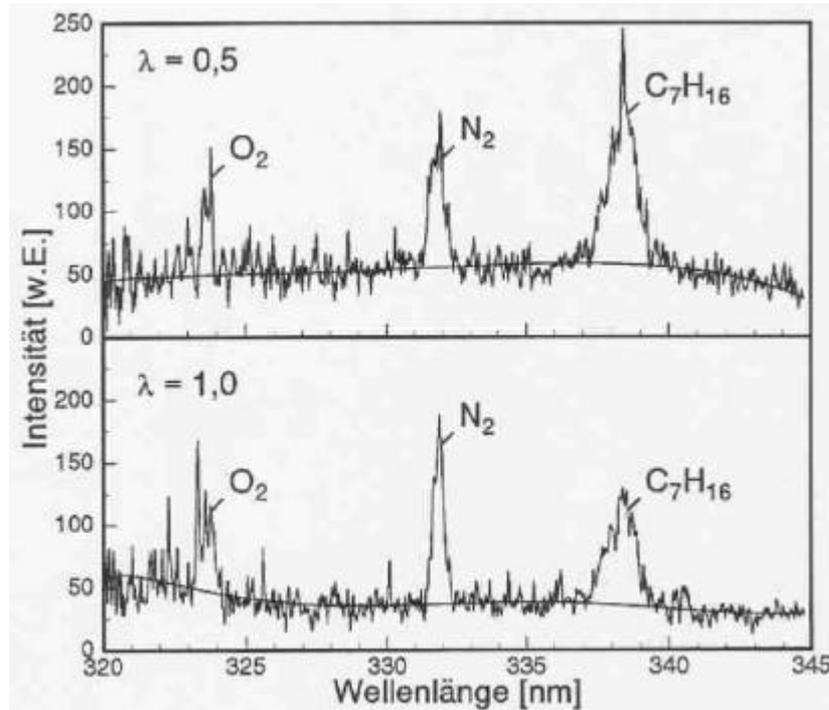


Abbildung 6.2-30 Einzelschuß- Raman-Spektren zu unterschiedlichem Luftfaktor

Nach der Kalibration mit einem Gasmisch bekannter Zusammensetzung /44/ läßt sich der stochiometrische Luftfaktor I direkt aus dem Produkt des Kalibrierungsfaktors f und dem Flächenverhältnis der Banden von Kraftstoff und Stickstoff berechnen. Hierbei wird ausgenutzt, daß Stickstoff und Sauerstoff in der zugeführten Luft in einem nahezu konstanten Konzentrationsverhältnis vorliegen. Die Stickstoffsignale lassen sich aufgrund ihrer höheren Intensität genauer auswerten. Für den stochiometrischen Luftfaktor ergibt sich dann:

$$I = f \cdot \frac{A_{N_2}}{A_{\text{Kraftstoff}}} \quad (6.2-18)$$

mit $f = 1,44$ für n-Heptan,
 $f = 1,41$ für n-Decan und n-Hexadecan.

Die Daten für n-Decan und n-Hexadecan sind aus in /45/ angegebenen Werten extrapoliert.

Der Massenanteil des Kraftstoffs x ist definiert durch:

$$x = \frac{m_{\text{Kraftstoff}}}{m_{\text{Luft}} + m_{\text{Kraftstoff}}} \quad (6.2-19)$$

und läßt sich aus dem stochiometrischen Luftfaktor berechnen gemäß:

$$x = \frac{1}{1 + c \cdot I} \quad (6.2-20)$$

mit $c = 15,1$ für n-Heptan,
 $c = 15,0$ für n-Decan und
 $c = 14,9$ für n-Hexadecan.

6.2.6.4 Darstellung der Ergebnisse in einem „Film“

Zur besseren Darstellung der Gesamtheit der Ergebnisse sind die zahlreichen Einzelmessungen an verschiedenen Orten zu einer Zeit nach Einspritzung zu einem Bild zusammengesetzt. Bilder, die zu unterschiedlichen Zeiten nach Einspritzung aufgenommen werden, ergeben eine Bildsequenz, einen „Film“ des Einspritzvorgangs.

Die Meßpunkte im Einspritzstrahl liegen in einem Bereich von 30 mm bis 60 mm unter der Düse. Oberhalb dieses Bereiches stört die durch Kraftstofftröpfchen verursachte Miestreuung die Aufnahme von Ramanspektren. Orte unterhalb von 60 mm werden vom Kraftstoff kaum noch erreicht. Eine Übersicht der Meßsorte wird in Abbildung 6.2-31 gegeben.

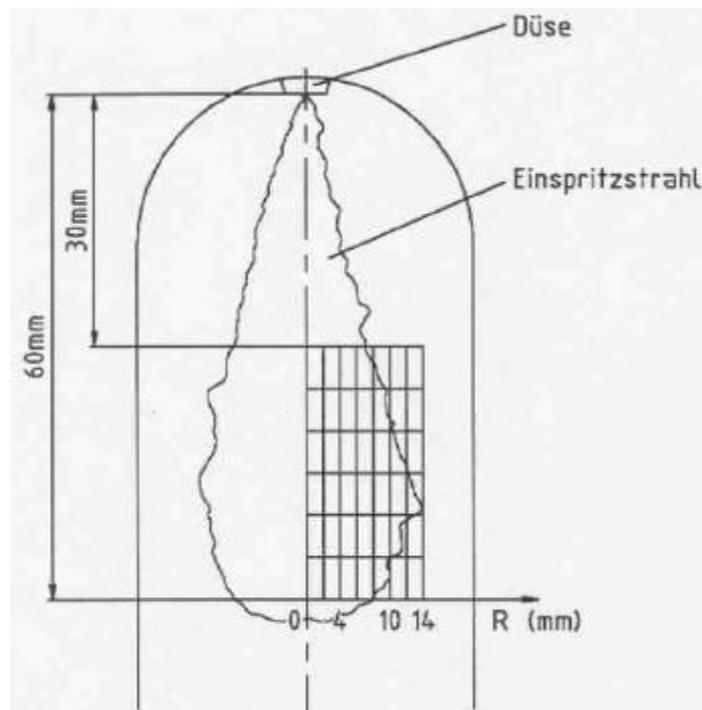


Abbildung 6.2-31 Meßpunkte im Einspritzstrahl

6.2.7 CARS Spektroskopie

Die kohärente anti-Stokes Raman Streuung (coherent anti-Stokes Raman scattering) ist ein Prozeß aus dem Bereich der nichtlinearen Optik. Sie ermöglicht Temperatur- und Konzentrationsmessungen in Gasen und Flüssigkeiten. Durch Wechselwirkung dreier Laserstrahlen mit dem zu untersuchenden Medium wird neben den eingekoppelten Strahlen ein laserähnlicher Signalstrahl aus dem Meßvolumen ausgesendet, der in seiner spektralen Intensitätsverteilung Informationen über den thermodynamischen Zustand des Mediums enthält.

Seitdem Taran und Regnier 1973 zum ersten Mal die Anwendung der CARS Spektroskopie auf die Temperaturmessung in Flammen demonstriert haben, hat sie sich als Meßmethode zur Untersuchung von Verbrennungsvorgängen weithin etabliert. Die theoretischen Grundlagen sind an anderer Stelle ausführlich erläutert, so daß hier der Schwerpunkt auf der Umsetzung im Experiment und der Auswertung liegen soll.

6.2.7.1 Grundlagen

Beim CARS Prozeß werden die Frequenzen der einfallenden Laserstrahlen als Pumpfrequenz ω_p und Stokesfrequenz ω_s bezeichnet, die Frequenz des CARS Signales als Anti-Stokes-Frequenz ω_{AS} . Im Experiment wird die Pumpfrequenz üblicherweise von einem frequenzverdoppelten Nd:YAG Laser ($\lambda = 532 \text{ nm}$; $\omega = 18797 \text{ cm}^{-1}$) geliefert und die Stokesfrequenz von einem Farbstofflaser. Bei der Wechselwirkung der Frequenzen müssen, wie bei allen Effekten der nichtlinearen Optik, sowohl die Energie- als auch die (Photonen-) Impulserhaltung berücksichtigt werden.

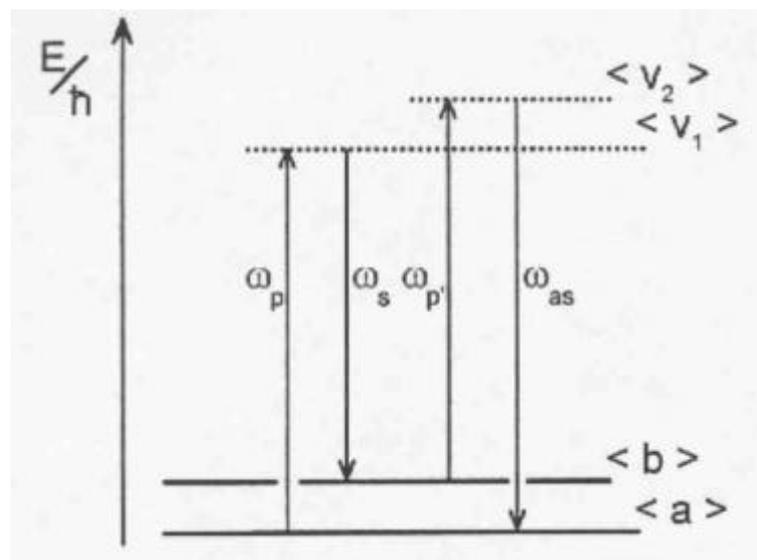


Abbildung 6.2-32 Energieniveaus bei CARS

Zur Erläuterung der energetischen Zusammenhänge sei hier die halbklassische Beschreibung des CARS Prozesses herangezogen. Wir betrachten dazu ein Molekül mit zwei erlaubten Zuständen a und b . Der Übergang von a nach b sei ramanaktiv. Ausgehend vom Zustand a wird das Molekül durch Absorption eines Pumpphotons in ein virtuelles (nicht erlaubtes) Energieniveau v_1 angehoben. Von hier aus geht es durch induzierte Emission eines Stokesphotons in den Zustand b über. Eine abermalige Absorption eines Pumpphotons bringt das Molekül in den virtuellen Zustand v_2 , von wo es durch Emission eines Signalphotons in den Ausgangszustand a zurückkehrt. Damit ergibt sich für die Signalfrequenz

$$\omega_{AS} = 2 \cdot \omega_P - \omega_S = \omega_P + \omega_{ab} \quad (6.2-21)$$

Der Farbstofflaser -und damit die Stokesfrequenz- muß somit auf die anzuregenden Übergänge abgestimmt werden ($\omega_{AS} = \omega_P + \omega_{ab}$). Beim schmalbandigen Betrieb des Farbstofflasers hätte man zur Aufnahme eines größeren spektralen Bereichs diesen abzurastern (sog. scanning CARS). Solch ein Vorgang dauert je nach Bereich und Geschwindigkeit einige Minuten. Da man in der Verbrennungsforschung selten Meßobjekte untersucht, die über solche Zeiten konstante Bedingungen im Meßvolumen aufweisen, betreibt man den Farbstofflaser in der Regel breitbandig (sog. broadband CARS). Ohne frequenzselektives Element im Resonator des Farbstofflasers ist die Linienbreite der Farbstofflaserstrahlung groß genug (ca. 150 cm^{-1}), um beispielsweise den gesamten Q-Zweig von Stickstoff ($2260 - 2330 \text{ cm}^{-1}$) zu überdecken. Die Abstimmung wird dann durch das Mischen geeigneter Farbstoffe erreicht. Die Aufnahmedauer für ein komplettes Spektrum verkürzt sich damit auf die Dauer des Laserpulses von ca. 10 ns.

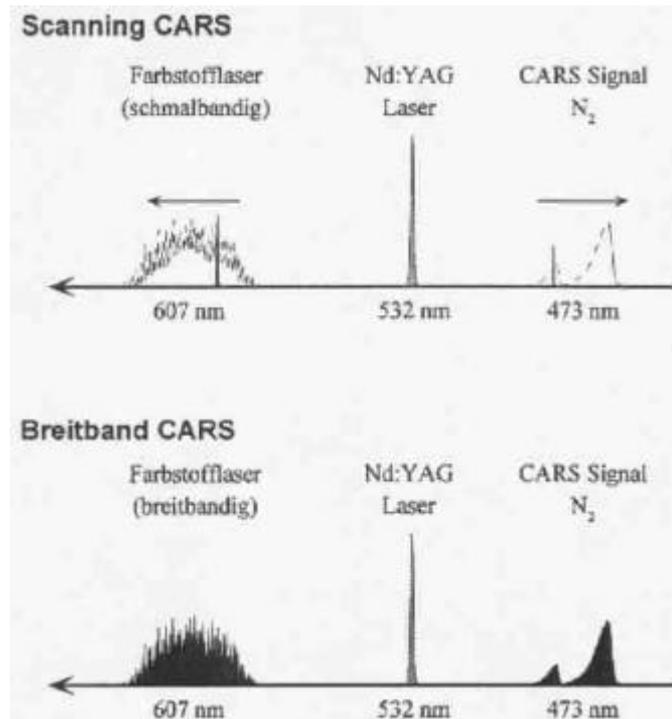


Abbildung 6.2-33 Wellenlängen bei N₂ CARS

Aus dem Zusammenhang der Frequenzen wird ersichtlich, daß das Signal eine kürzere Wellenlänge als alle einfallenden Laserstrahlen hat. Damit ist es praktisch ausgeschlossen, daß möglicherweise angeregte Fluoreszenzen das Signal verfälschen. Hierin besteht ein deutlicher Vorteil gegenüber konventionellen Raman Messungen, bei denen das Signal hauptsächlich auf der längerwelligen Seite der Laserfrequenz liegt.

Zur Beschreibung der Effekte der nichtlinearen Optik wird die Polarisierung eines Mediums nach der einwirkenden Feldstärke entwickelt:

$\vec{P} = \epsilon^{(1)} \cdot \vec{E}^1 + \epsilon^{(2)} \cdot \vec{E}^2 + \epsilon^{(3)} \cdot \vec{E}^3 + \dots$, wobei neben der gewohnten elektrischen Suszeptibilität $\epsilon^{(1)}$ nun auch Suszeptibilitäten höherer Ordnung auftreten. Die Suszeptibilität dritter Ordnung beschreibt zusammen mit der Intensität der anregenden Laserstrahlen I_x und einem Phasenanpassungsterm Δk die CARS Intensität :

$$I_{AS} \sim |\epsilon^{(3)}|^2 \cdot I_P^2 \cdot I_S \cdot L^2 \cdot \text{sinc}[\Delta \vec{k} \cdot L] \quad (6.2-22)$$

$\epsilon^{(3)}$ setzt sich aus einem resonanten und einem nichtresonanten Anteil zusammen. Der nichtresonante Anteil wird hervorgerufen von weit entfernten Resonanzstellen und ist eine stoffabhängige reelle Zahl. Der resonante Anteil wird üblicherweise mit

Hilfe des experimentell bestimmbaren Raman-Streuquerschnittes $\left[\frac{dS}{dW}\right]_{a,b}$ beschrieben und ergibt sich als Summe der Beiträge aller Übergänge:

$$c_{\text{Res}}^{(3)} \sim \sum_{a,b} \left[\frac{dS}{dW}\right]_{a,b} \cdot \frac{\Delta r_{a,b}}{w_{a,b} - w_P + w_S + i \cdot G_{a,b}} \quad (6.2-23)$$

Je nach der Besetzungdichtedifferenz der beteiligten Übergänge setzt sich das Spektrum aus unterschiedlich starken Linien zusammen. Da die Besetzungdichtedifferenz aber gemäß der Boltzmannverteilung durch die Temperatur bestimmt ist, läßt sich die gemessene Spektrenform auf die Temperatur hin auswerten. Der Druck im Meßvolumen wirkt sich über den Dämpfungsterm $G_{a,b}$ auf die Spektrenform aus und sollte für die Auswertung bekannt sein.

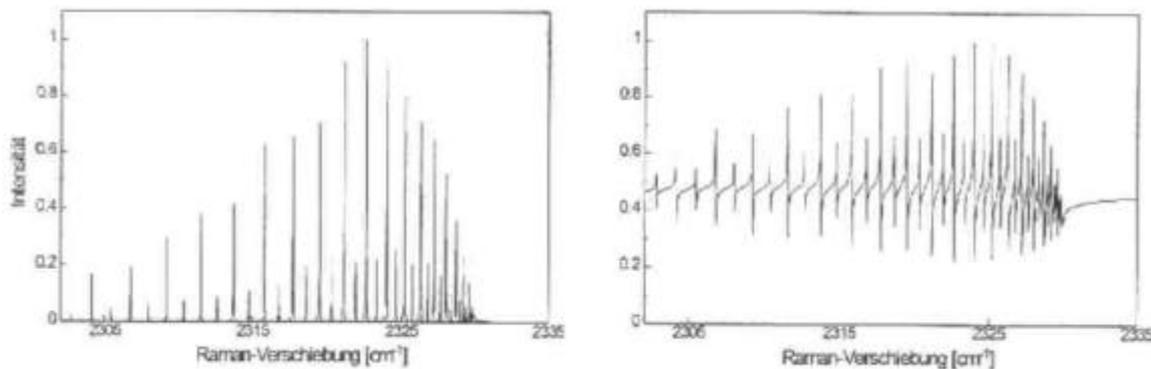


Abbildung 6.2-34 Ausschnitt aus N₂ CARS Spektren für zwei nichtresonante Anteile

Der resonante Anteil der Suszeptibilität c_{Res} ist eine komplexe Funktion der Wellenlänge. Da nun in die Signalintensität I_{AS} das Absolutquadrat der Suszeptibilität eingeht, ergibt sich ein grundsätzlich anderer Einfluß des nichtresonanten Untergrundes, als es bei z.B. der Raman Spektroskopie der Fall wäre. Bei der CARS Spektroskopie kann man den nichtresonanten Untergrund nicht als Konstante vom Spektrum abziehen. Der nichtresonante Anteil verschiebt und verformt jede einzelne Linie. Abhängig vom Verhältnis des resonanten zum nichtresonanten Anteil ergeben sich völlig unterschiedliche Spektrenformen. In Abbildung 6.2-34 ist dies für einen Ausschnitt des CARS Spektrums von Stickstoff gezeigt. Dies kann im Rahmen der Auswertung zu gravierenden Fehlinterpretationen führen. Ist die Größe des nichtresonanten Signalanteils bekannt, so kann sie in der Auswertung berücksichtigt werden. Ist der nichtresonante Anteil starken Schwankungen unterworfen, so nutzt man die unterschiedlichen Polarisations-eigenschaften der Signalanteile aus, um den nichtresonanten Anteil herauszufiltern. Damit ist allerdings eine deutliche Signaleinbuße verbunden.

6.2.7.2 Experimentelle Umsetzung

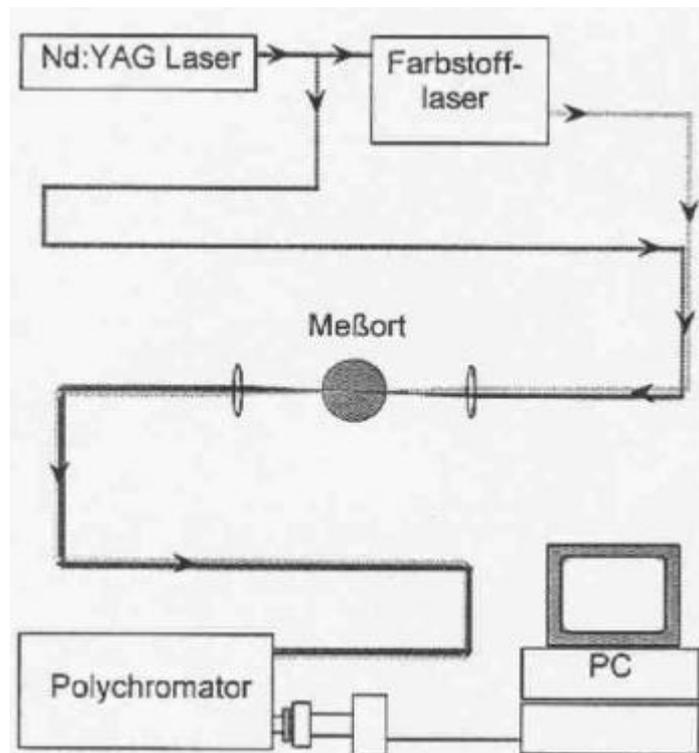


Abbildung 6.2-35 Schematischer CARS Aufbau

Ein typischer Breitband CARS Aufbau besteht im wesentlichen aus einem frequenzverdoppelten Nd:YAG- und einem Farbstofflaser, Optiken zur Zusammenführung der Strahlen, einer Filteranordnung vor dem Polychromator und einem optischen Vielkanaldetektor, der zur Abspeicherung der Daten mit einem PC verbunden ist. Die Laserstrahlung des Nd:YAG Lasers wird zum größten Teil zum optischen Pumpen des Farbstofflasers eingesetzt. Der übrige Teil der Pulsenergie wird an einem Strahlteiler herausgespiegelt und zunächst durch eine optische Verzögerungstrecke geleitet. Diese Strecke gleicht die Zeit aus, die der Farbstofflaser zum Anschwingen benötigt. Nd:YAG- und Farbstofflaserstrahl werden üblicherweise an einem dichroitischen Spiegel zusammengeführt und parallel ausgerichtet. Der dichroitische Spiegel ist, wie alle im CARS-Experiment eingesetzten Spiegel und Filter, ein dielektrisch beschichtetes Glassubstrat. Die Art der Beschichtung ist beim Dichroiten so gewählt, daß die Wellenlänge des Nd:YAG Lasers von 532 nm gut reflektiert wird, während größere Wellenlängen, wie die 607 nm des Farbstofflasers gut transmittiert werden. Nachdem die Strahlen zusammengeführt und parallel gerichtet sind, werden sie gemeinsam zum Meßobjekt geführt und durch eine einzelne Linse in den Meßpunkt fokussiert.

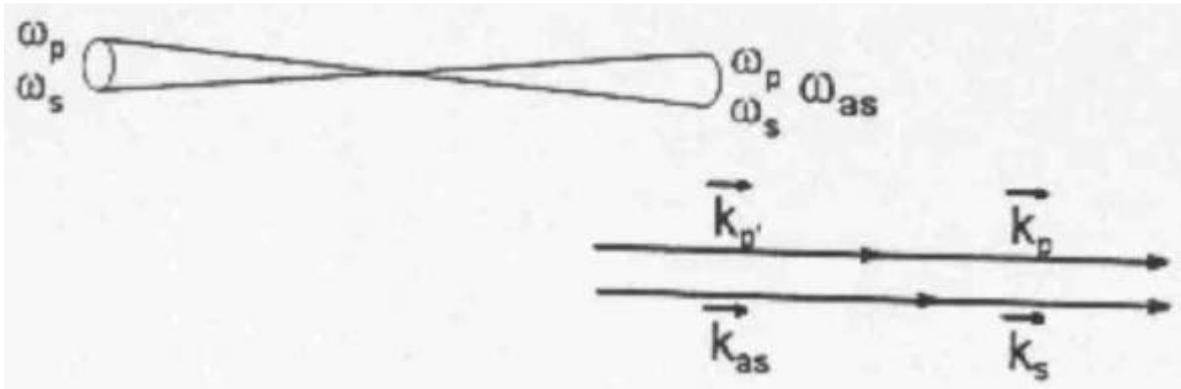


Abbildung 6.2-36 Strahlgeometrie bei collinear CARS

Für die Anordnung der Laserstrahlen zueinander werden, je nach Anwendung, unterschiedliche Geometrien verwendet. In den folgenden Abbildungen sind die Strahlverläufe hinter der fokussierenden Linse skizziert. Unabhängig von der Strahlgeometrie ist es von größter Bedeutung, daß die Strahlen vor der Linse „exakt“ parallel verlaufen, da sie sonst am Meßort auf unterschiedliche Punkte fokussiert würden. Desweiteren ist auf die Einhaltung der Phasen Anpassung ($\Delta \vec{k} = \vec{k}_p + \vec{k}_{p'} - \vec{k}_s - \vec{k}_{AS}$) oder Photonenimpulsbilanz ($\vec{p} = \hbar \cdot \vec{k}$) zu achten, die direkt in die Signalintensität eingeht.

Die einfachste Anordnung, alle Laserstrahlen auf einer gemeinsamen Achse in den Meßpunkt laufen zu lassen (collinear CARS), hat den Nachteil einer geringen räumlichen Auflösung in Richtung der Strahlausbreitung (einige Zentimeter).

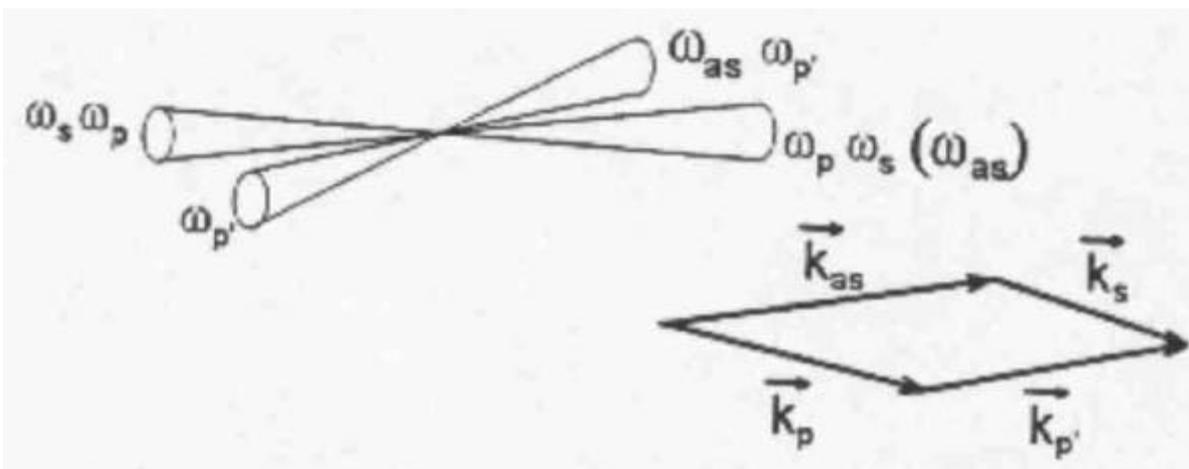


Abbildung 6.2-37 Strahlgeometrie bei BOXCARS

Spaltet man den Pumpstrahl in zwei Teilstrahlen auf, die parallel auf die fokussierende Linse zulaufen, und führt den Stokesstrahl räumlich überlagert mit einem der beiden Pumpstrahlen, so findet man hinter dem Meßpunkt zwei Signalstrahlen.

Gemeinsam mit Stokes- und Pumpstrahl verläuft ein collinear CARS Signal, darüberhinaus mit dem zweiten Pumpstrahl ein deutlich schwächeres CARS Signal, das der BOXCARS Geometrie entspringt. Dieses Signal entsteht nur, wo Pump- und Stokesstrahlen sich kreuzen. Damit wird die räumliche Auflösung in Ausbreitungsrichtung der Strahlen auf wenige Millimeter erhöht.

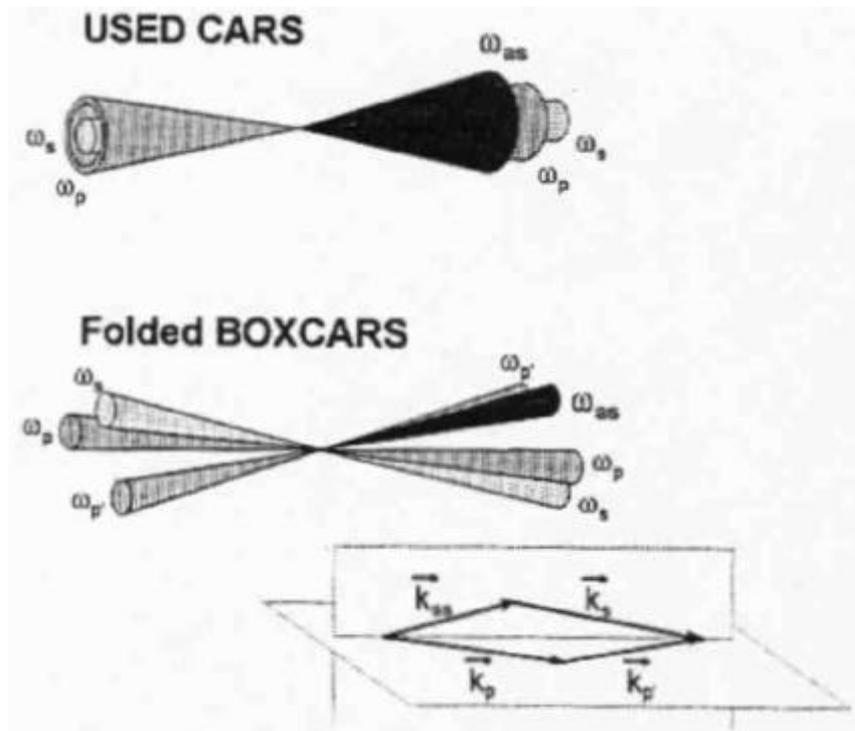


Abbildung 6.2-38 Hochauflösende Strahlgeometrien

Um der Gefahr zu begegnen, Teile des collinearen Signals mit aufzunehmen und damit Informationen aus unterschiedlichen Regionen des Meßobjektes unbewußt zu vermischen, kann man zur sogenannten folded BOXCARS Anordnung übergehen. Hier verlaufen alle Strahlen, Laser- sowie Signalstrahl, räumlich getrennt. Nur im Brennpunkt sind alle zur CARS Signalentstehung notwendigen Frequenzen vorhanden, die gute räumliche Auflösung ist sichergestellt. Desweiteren kann man die räumliche Trennung des Signalstrahls von den um Größenordnungen intensiveren Laserstrahlen ausnutzen, um diese durch Strahlfallen abzufangen und ein Verrauschen der Spektren durch Laserstrahlung zu verringern. In Untersuchungen größerer Meßobjekte können Probleme dadurch entstehen, daß die räumlich getrennten Strahlen Bereiche unterschiedlicher Dichtegradienten durchlaufen, unterschiedlich abgelenkt werden, und sich im Brennpunkt nicht überlagern. Aus diesem Grund wird in solchen Untersuchungen gern die USED CARS Anordnung gewählt. Der Pumpstrahl wird mit einer ringförmigen Intensitätsverteilung um den Stokesstrahl herumgelegt. Es ist insofern eine Abwandlung der collinearen Anordnung mit deutlich verbesserter

räumlicher Auflösung, da Stokes- und Pumpfrequenz nur im Brennpunkt gemeinsam vorliegen, wo sich die beiden Laserstrahlen durchdringen. Selbst im Fall von Dichtegradienten wird bei dieser Anordnung immer ein Signal entstehen, da der Stokesstrahl immer den ihn einhüllenden Pumpstrahl kreuzen wird. Es bleibt eine Ungewissheit über den Ort der Signalentstehung. Dieser Fehler kann durch die Beobachtung der Laserstrahlen hinter dem Meßobjekt abgeschätzt werden. Voraussetzung zum Einsatz der USED CARS Geometrie ist ein Laser mit instabilem Resonator, dessen Intensitätsverteilung dem Donut-Profil entspricht.

Hinter dem Meßpunkt werden alle Strahlen, Laserstrahlen und Signalstrahl, von einer Linse parallel gerichtet. Da das Signal sich ähnlich einem Laserstrahl ausbreitet, kann es parallel gerichtet über längere Strecken geführt werden. Die Führung des Signalstrahls zum Polychromator wird in der Regel mit einer Filterung verbunden. Diese hat zum einen den Sinn, den Eintrittsspalt vor einer Beschädigung durch die Laserstrahlung zu schützen, zum anderen Störstrahlung, die als Rauschen in den Spektren sichtbar würde, zurückzuhalten. Man benutzt Langpaßfilter mit einer Kante bei 500 nm, um das Signal umzulenken, wobei die Laserstrahlen zu einem großen Teil transmittiert werden und nicht zum Polychromator gelangen. Eine solche Filterung ist auch bei der folded BOXCARS Anordnung zu empfehlen, selbst wenn der Großteil der Laserstrahlen schon durch eine Strahlfalle abgefangen wurde.

Beim Breitband CARS muß das Signal spektral zerlegt und mit einem optischen Vielkanaldetektor aufgenommen werden. Zur spektralen Aufweitung des Signals werden Ein- oder Mehrfach-Polychromatoren mit einer Dispersion von 10 bis 20 cm^{-1} pro mm oder 0.25 bis 0.5 cm^{-1} pro Pixel des Detektors verwendet. Die darin eingesetzten optischen Gitter sollten für den blauen Spektralbereich (460 - 510 nm) optimiert sein. Will man Signale mehrerer Meßpunkte gleichzeitig aufnehmen, so muß der Polychromator eine ausreichende Abbildungsqualität aufweisen. Verzeichnungen in vertikaler Richtung, wie sie ohne zusätzlichen Aufwand auftreten, führen sonst zu einem Vermischen der unterschiedlichen Signale. Mehrfachpolychromatoren haben den Vorteil einer höheren Streulichtunterdrückung, auch wenn dieser Vorteil beim Breitband CARS nicht voll ausgeschöpft werden kann, da die Öffnung des Mittenspaltes der räumlichen Ausdehnung des Signals auf dem Detektor angeglichen werden muß. Eine weitere effektive Möglichkeit, Streulicht zu unterdrücken, ist ein holografischer Notch-Filter, eingesetzt im Kameraflansch. Der Notch-Filter unterdrückt die Wellenlänge des Nd:YAG Lasers um den Faktor 10^4 , während das Signal nur um den Faktor 0.8 abgeschwächt wird.

Als Detektoren finden heutzutage Slow Scan CCD Kameras eine immer größere Verbreitung. Sie heben sich durch eine Quanteneffizienz von 50 bis 80 % deutlich gegen-

über Diodenzeilen mit einer Quanteneffizienz von ca. 10 % ab. Slow Scan CCD's sind Detektoren, die, vergleichbar zu Videokameras, Intensitätsverteilungen zweidimensional aufnehmen. Durch eine Kühlung des Detektorchips und ein deutlich langsames Auslesen als im Videobereich wird das Rauschen des Detektors so weit reduziert, daß im Gegensatz zu Videokameras, die eine Dynamik von 8 bit (256) erreichen, bis zu 18 bit (262144) realisiert werden. Mittels geeigneter Programme lassen sich auf diesen zweidimensionalen Detektorflächen beliebige Streifen auswählen, die als eine Zeile ausgelesen werden. Damit bieten die Slow Scan CCD's die Möglichkeit, auch mehrere Spektren simultan aufzunehmen. Als Zwei-Zeilen Kamera definiert, ermöglichen sie z.B. die parallele Aufnahme von Meß- und Referenzspektren.

Da die Signalintensität in vielen Fällen für eine direkte Aufnahme zu gering ist, wird dem Detektor ein Bildverstärker vorgeschaltet. Durch Belichtungszeiten bis hinunter zu 5 ns ermöglicht dieser eine wirkungsvolle Unterdrückung von Hintergrundstrahlung, etwa vom Eigenleuchten der Flamme. Der Bildverstärker bringt durch seinen Aufbau eine deutliche Beeinflussung der Spektren mit sich. Die Photonen treffen hier zunächst auf eine metallische Schicht, die Photokathode, aus der sie Elektronen auslösen. Die Elektronen werden auf ihrem Weg durch Kanäle einer Wabenstruktur beschleunigt und lösen durch Kollision mit den Wänden weitere Elektronen aus. Die Kanäle haben einen Durchmesser von 25 μm . Die so vermehrten Elektronen werden am Ende der Wabenstruktur in einer Phosphorschicht wieder in Licht umgesetzt. Durch ein Übersprechen zwischen den Kanälen steigt die Halbwertsbreite (der Abstand zweier Punkte einer Spektrallinie, bei der die Intensität auf die Hälfte des Maximums abgefallen ist; als Abkürzung dafür „FWHM“ - full width at half maximum) auf ca. 70 μm an.

6.2.7.3 Durchführung der Messungen

Da es sich bei der CARS Spektroskopie um eine Punktmeßtechnik handelt, muß zur Bestimmung einer räumlichen Verteilung der Temperatur der Meßpunkt verschoben werden. Hier gibt es die Möglichkeit, entweder das Meßobjekt oder den Strahlengang vor und hinter dem Meßobjekt zu verschieben. Bei Messungen am Motor wird die zweite Variante bevorzugt. Die Optiken zur Fokussierung der Laserstrahlen und zum Sammeln des Signals werden auf einem Schlitten angeordnet, der relativ zum Meßobjekt verfahren wird. So können beliebige Volumina abgerastert werden. Typischerweise werden an einem Meßpunkt 100 Spektren aufgenommen, um Aussagen sowohl über die mittlere Temperatur als auch deren Standardabweichung treffen zu können.

Um die apparativen Einflüsse auf die CARS Spektren erfassen zu können, wird zu jeder Meßreihe ein gemittelttes Anregungsspektrum bestimmt. Dazu wird ein CARS Spektrum eines Mediums ohne raman-aktive Übergänge aufgenommen. Dieses nichtresonante Spektrum spiegelt die spektrale Intensitätsverteilung der Anregungsenergie wider. Da die Farbstoffe, die zum Abstimmen des Lasers gemischt werden, unterschiedlichen Alterungsprozessen unterliegen, verändert sich das mittlere Spektrum des Farbstofflasers mit der Zeit. Diesem Effekt wird mit der Aufnahme des mittleren Anregungsspektrums Rechnung getragen. Aufgrund der Statistik, die dem Anschwingen des Lasers zugrundeliegt, ergibt sich jedoch bei jedem Puls des Farbstofflasers ein anderes Spektrum der emittierten Strahlung. Diese Puls zu Puls Schwankungen können auch mit einem Referenzspektrum nicht berücksichtigt werden. Das ist der wesentliche Grund für statistische Fehler der CARS Meßtechnik. Man erreicht eine relative Standardabweichung der Temperaturwerte von ca. 6%.

6.2.7.4 Auswertung

Da die Absolutintensität des Signals sehr vielen Randeinflüssen unterliegt, wird zur Auswertung die spektrale Verteilung des Signals untersucht. Die gemessenen Spektren werden dabei in eine Bibliothek berechneter Spektren einsortiert. Die Auswertung einer Meßreihe umfaßt dann die Berechnung von Spektren für die speziellen Versuchsrandbedingungen, die Suche nach den Theoriespektren mit der jeweils geringsten Abweichung zu einem Meßspektrum und eine statistische Bewertung der Ergebnisse.

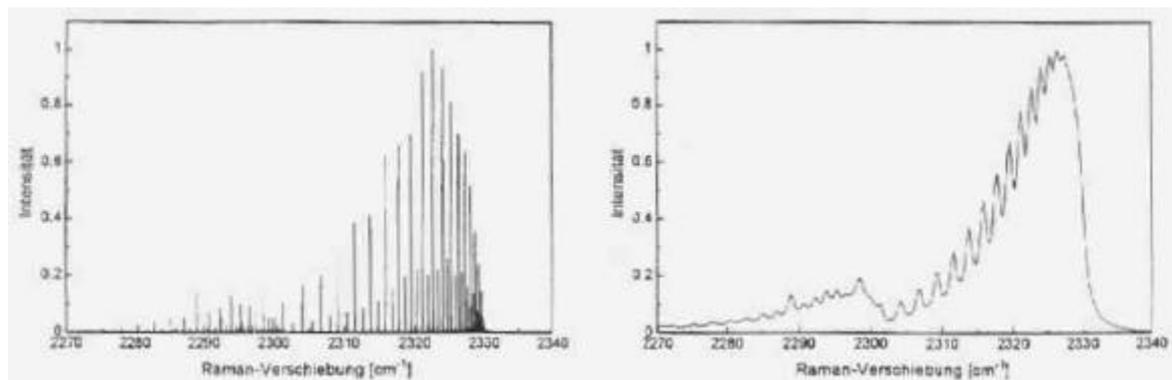


Abbildung 6.2-39 Experimentelle Einflüsse auf die Spektrenform

Die Auswertebibliothek besteht aus theoretischen Spektren, die den zu erwartenden Temperaturbereich abdecken und mit einer Schrittweite von 100 K berechnet werden. In diese Berechnung gehen der bei der Messung herrschende Druck und die Konzentrationsverhältnisse ein. Als Ergebnis erhält man zunächst das sogenannte physikalische CARS Spektrum. In Abbildung 6.2-39 ist im ersten Bild solch ein CARS

Spektrum von Stickstoff für einen Druck von 1 bar und eine Temperatur von 1800 K über der Raman-Verschiebung (proportional zur Energie des Übergangs) aufgetragen. Im nächsten Schritt müssen alle experimentellen Einflüsse auf die Spektralform bei der Berechnung nachvollzogen werden.

So wird beim CARS Prozess auf die Energie jedes Übergangs die Energie eines Pumpphotons aufaddiert (vergl. Abbildung 6.2-32). Die Linienbreite der Pumpstrahlung überlagert sich also der Linienbreite jedes Übergangs. Mathematisch wird dies durch eine Faltung mit einem Gauß- oder Lorentzprofil nachvollzogen, das der Linienform der Nd:YAG Strahlung entspricht. Die so berechneten Beiträge werden zusammen mit der nichtresonanten Suszeptibilität zum Spektrum zusammengefügt. Dieses Spektrum würde man nur mit einem Spektrometer unendlicher Auflösung beobachten können. Tatsächlich tritt durch die endliche Breite des Eintrittsspalts des Polychromators, durch den Bildverstärker und durch die Abmessungen des einzelnen Detektorelements ein weiteres Verschmieren des Spektrums auf. Diese Effekte werden in der sogenannten Apparatefunktion zusammengefaßt. Die Apparatefunktion wird durch den Vergleich eines unter bekannten Bedingungen aufgenommenen CARS Spektrums mit einem für diese Bedingungen berechneten Spektrum ermittelt. Den Einfluß der Linienbreite der Nd:YAG Strahlung und des Apparateprofils kann man am Vergleich der beiden Spektren in Abbildung 6.2-40 erkennen. Bei der Umrechnung des linken Bildes, des physikalischen Spektrums wurde eine Laserlinienbreite von 0.7 cm^{-1} und ein Apparateprofil mit einem Lorentzanteil von 0.6 cm^{-1} und einem Gaußanteil von 0.01 cm^{-1} benutzt.

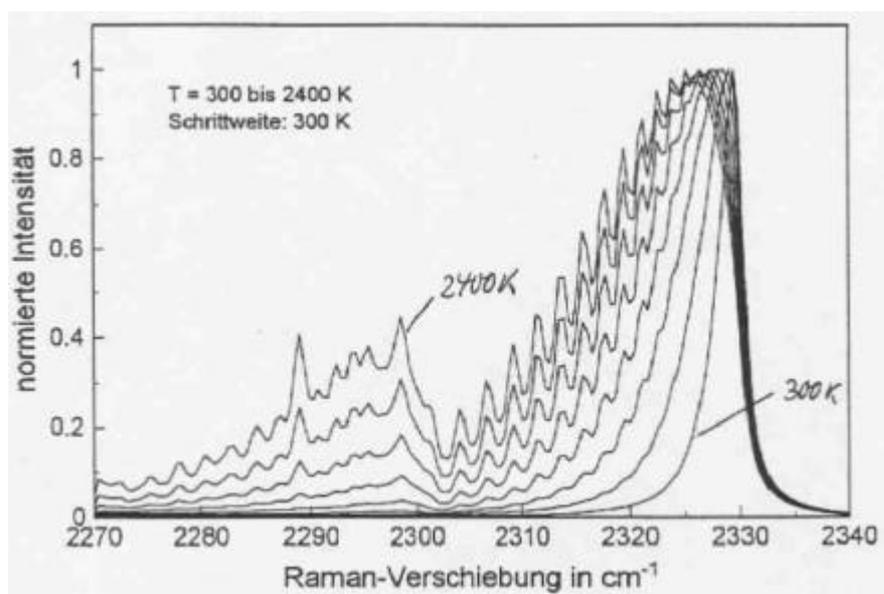


Abbildung 6.2-40 Berechnete N_2 CARS Spektren

Bis zu diesem Punkt ist die spektrale Verteilung der Anregungsintensität nicht berücksichtigt worden. Da diese beim Breitband CARS in der Größenordnung der Linienbreite der Apparatefunktion näherungsweise konstant ist, kann sie zuletzt durch Multiplikation mit den theoretischen Spektren eingerechnet werden. So kann eine Spektrenbibliothek trotz veränderter Anregungsverteilung bei sonst gleichen Randbedingungen weiterbenutzt werden.

Einen Eindruck von der Temperaturabhängigkeit der CARS Spektren von Stickstoff vermittelt die Abbildung 6.2-40. Bei niedrigen Temperaturen findet man einen schmalen Peak mit einer Raman-Verschiebung von 2330 cm^{-1} . Er setzt sich aus Übergängen zwischen dem ersten angeregten Vibrationszustand und dem Grundniveau zusammen. Die beteiligten Übergänge unterscheiden sich im Rotationszustand. Mit steigender Temperatur werden höhere Rotationszustände stärker besetzt und man beobachtet eine Verbreiterung des Peaks. Ab einer Temperatur von ca. 1000 K tritt bei 2300 cm^{-1} ein zweiter Peak im Spektrum auf, der sich aus Übergängen zwischen dem ersten und dem zweiten angeregten Vibrationsniveau zusammensetzt. Man bezeichnet Übergänge zwischen gleichen Vibrationsniveaus als Bande; entsprechend dem Auftreten bei höheren Temperaturen nennt man die Übergänge zwischen Vibrationsniveau 1 und 2 „hot band“ oder heiße Bande und die Übergänge zwischen den Niveaus 0 und 1 Fundamentalbande.

6.2.7.5 Konzentrationsmessungen

Wie schon beschrieben, wirken sich unterschiedliche Zusammensetzungen des streuenden Mediums über die nichtresonante Suszeptibilität auf die Form des beobachteten Spektrums aus. Dieser Einfluß ist zwar groß genug, um die Auswertung der N_2 Spektren auf die Temperatur empfindlich zu stören, läßt sich aber nur schwer quantifizieren. Will man dabei bleiben, die Spektrenform auszuwerten, muß man zwei Komponenten des Gasgemisches gleichzeitig resonant anregen und das Intensitätsverhältnis bestimmen. Dabei muß beachtet werden, daß dieses Intensitätsverhältnis druck- und temperaturabhängig ist. Diese Abhängigkeiten sind vorab in Kalibrationsmessungen zu untersuchen. Desweiteren bietet sich an, die gesuchte Konzentration im Verhältnis zu Stickstoff zu bestimmen. Zum einen kann die Stickstoffkonzentration am ehesten als konstant angesehen werden. Zum zweiten kann das Stickstoffsignal auf die Temperatur am Meßort hin ausgewertet werden; eine Größe, die zur Auswertung des Signalverhältnisses benötigt wird.

Da die ramanaktiven Übergänge unterschiedlicher Spezies energetisch in der Regel größere Abstände aufweisen, ist es nicht möglich, beide Spezies mit dem üblichen

broadband CARS Aufbau anzuregen, da hier nur ca. 200 cm^{-1} überdeckt werden. Es ergeben sich folgende Varianten:

- **Dual Stokes Verfahren** Zusätzlich zum vorhandenen wird ein zweiter breitbandiger Farbstofflaser als Quelle für Stokesstrahlung eingesetzt. Aus dem Wellenlängenabstand der beiden Farbstofflaser zum Nd:YAG Laser ergeben sich zwei Frequenzbereiche, in denen Übergänge angeregt werden.
- **Dual Pump Verfahren** Hier wird ein weiterer schmalbandiger Laser als Quelle für Pumpstrahlung einer zweiten Wellenlänge eingesetzt. Der vorhandene breitbandig emittierende Stokeslaser kann so in Kombination mit zwei unterschiedlichen Pumpfrequenzen zwei Frequenzbereiche anregen.

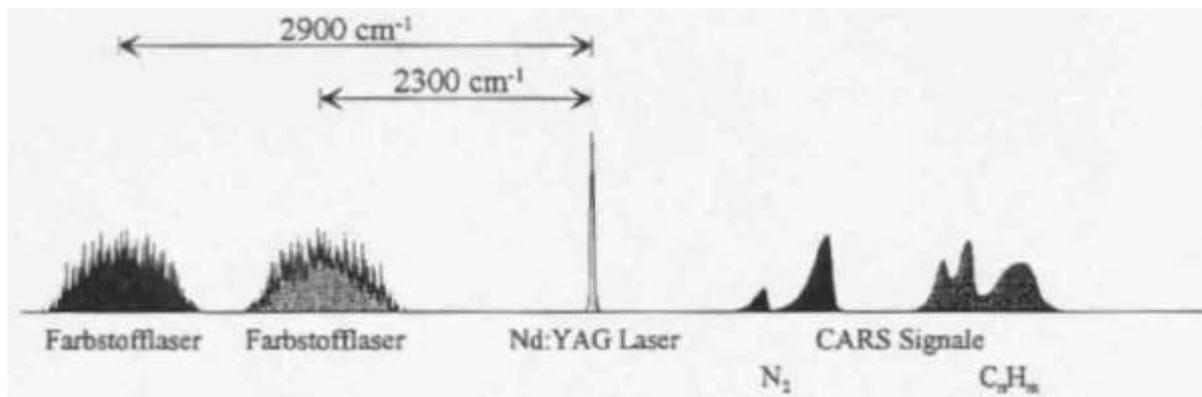


Abbildung 6.2-41 Wellenlängen beim Dual Stokes CARS

Beim Dual Stokes Verfahren ist der Abstand zwischen den zu beobachtenden Übergängen stark eingeschränkt, wenn man die Spektren gleichzeitig zur Temperatureauswertung nutzen will. Die Signalfrequenzen liegen ebensoweit auseinander, wie die Übergangsfrequenzen. Will man zwei weit auseinanderliegende Frequenzen gleichzeitig aufnehmen, muß die Dispersion des Spektrographen niedrig sein, womit gleichzeitig die Streckung des N_2 Spektrums verringert und die Anpassung an theoretisch berechnete N_2 Spektren ungenauer wird.

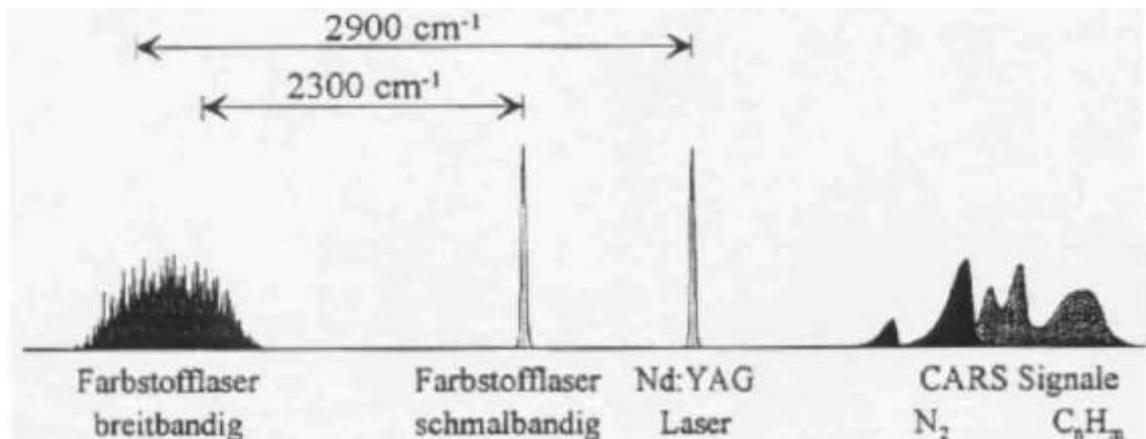


Abbildung 6.2-42 Wellenlängen beim Dual Pump CARS

Beim Dual Pump Verfahren ergibt sich nicht das Problem, weit auseinanderliegende Signale aufnehmen zu müssen, da zunächst beide Spezies auch zu Signalen derselben Wellenlänge führen. Durch eine „Verstimmung“ eines der beiden Pumpstrahlen erreicht man eine Trennung der Signale und kann so den Stickstoffanteil auf die Temperatur hin und das Verhältnis der integralen Intensitäten der beiden Spezies auf die Konzentration hin auswerten. Dieses Verfahren ist z.B. für Kohlendioxid sehr gut anwendbar, da die CO₂ Banden sehr schmalbandige Signale ergeben. Die Spektren größerer Moleküle, wie Kraftstoffkomponenten, sind so ausgedehnt, daß sich Konzentrations- und Temperaturmessung gegenseitig in der Genauigkeit begrenzen. Wünscht man sich einerseits für die Temperaturmessung eine hohe Dispersion, so unterstützt andererseits eine niedrige Dispersion über die größere Anzahl beobachteter Übergänge die Bestimmung der Konzentrationen.

Das Dual Pump Verfahren hat in der erzielbaren Meßgenauigkeit einen Vorteil gegenüber dem Dual Stokes Verfahren, da in die Anregung der Signale beider Spezies jeweils alle drei Laserstrahlen eingehen. Schwankungen in der Intensität wirken sich auf beide Signale gleich aus und werden bei einer Verhältnisbildung herausgekürzt. Je nach verwendeten Lasern erreicht man jedoch auch mit der Dual Stokes Methode relative Standardabweichungen von weniger als 5% bei der Konzentrationsbestimmung.

6.3 Verfahren die auf Lichtbrechung beruhen

Hierzu zählen insbesondere die schlierenoptischen und die interferometrischen Verfahren, die zu den ältesten optischen Meßmethoden zu rechnen sind. Sie wurden und werden vor allem in der Gasdynamik eingesetzt und ermöglichen, insbesondere in Verbindung mit der Hochgeschwindigkeitsphotographie, schnell ablaufende Prozesse sichtbar zu machen und zu beurteilen. Beide Verfahren wurden im SFB 224 ausgiebig verwendet. Mit der Schlierenoptik konnten vor allem die Vorgänge beim Einspritzen und Verdampfen des Kraftstoffes in der in mehreren Teilprojekten eingesetzten Hochdruckmeßkammer sichtbar gemacht und bewertet werden. Die interferometrischen Verfahren wurden besonders zum Vergleich der Ergebnisse numerischer Simulationen der Strömungsvorgänge mit experimentellen Daten herangezogen.

6.3.1 Schlierenoptische Meßverfahren

Die Schlierenmethode wurde von August Toepler /55/ erfunden, der damit geringste Dichteunterschiede in Gläsern sichtbar machen konnte. Sie wurde von H. Schardin zur Untersuchung schneller gasdynamischer Vorgänge vervollkommenet /56/, und ist seither ein viel verwendetes Meßverfahren in der Strömungsmechanik.

6.3.1.1 Aufbau der im SFB 224 eingesetzten Schlierenoptik

Abbildung 6.3-1 zeigt den im Rahmen des SFB 224 verwendeten Versuchsaufbau für schlierenoptische Untersuchungen. Als Lichtquelle dient eine Quecksilberdampflampe. Diese liefert nicht homogenes Licht über einen weiten Wellenlängenbereich, wie es für die Schlierenmeßtechnik gefordert wird. Das Licht fällt durch ein in die Lichtquelle integriertes Objektiv auf eine Kombination zweier sphärischer Linsen mit den Brennweiten $f_{01} = 400 \text{ mm}$ und $f_{02} = 400 \text{ mm}$, die es auf eine Lochblende mit dem Durchmesser von $d = 0,6 \text{ mm}$ fokussieren. Der sich aufweitende Lichtstrahl fällt danach auf einen Hohlspiegel mit $f_{h1} = 895 \text{ mm}$. Die Optik wird so justiert, daß das Licht den Hohlspiegel parallel in Richtung auf die Hochdruckmeßkammer verläßt. Die Lochblende sorgt dafür, daß der Lichtstrahl eine gleichmäßige Intensitätsverteilung besitzt, indem sie diesen wie eine Punktlichtquelle darstellt.

Nach dem Passieren des Beobachtungsraums in der Meßkammer wird das Licht von einem weiteren Hohlspiegel mit der Brennweite von $f_{h2} = 1175 \text{ mm}$ gebündelt. Im Brennpunkt des Strahls wird die Schlierenblende positioniert. Wir verwenden eine grüne Farbschlierenblende mit einem Durchmesser von $d_{\text{Schlieren}} = 10 \text{ mm}$.

Eine Hochgeschwindigkeitskamera Typ E-10 der Firma NAK zeichnet die Schlierenbilder mit einer Bildfrequenz von 7200 Hz auf. Mit Hilfe des kameraeigenen Objektivs

wird die Aufnahme so auf die Hochdruckkammer fokussiert, daß die Ebene, in der die Einspritzdüse liegt, scharf auf den Film abgebildet wird.

Die zeitliche Verzögerung zwischen Beginn der Einspritzung und dem bei einsetzender Verbrennung ausgesandtem Licht wird mit Hilfe der Vielfach-Lichtleiter-Meßtechnik von drei Lichtleitern erfaßt. Diese sind frei justierbar, da sie über flexible Lichtleiterkabel an einen Photomultiplier angeschlossen sind. Letzterer wandelt die Intensität des Lichtsignals in einen Spannungsimpuls um. Die Länge des Signals liefert eine Aussage über die Dauer der Verbrennung. Bei aufeinanderfolgenden Versuchen mit gleichen Randbedingungen hinsichtlich Meßkammertemperatur und -druck sowie Einspritzmenge und -druck läßt sich so gut überprüfen, ob Zündverzug, Brenndauer und zyklische Schwankungen der Verbrennung im zulässigen Bereich liegen.

Im Rahmen unserer Versuche zeigte sich ein Signal gleicher Höhe (maximale Signalspannung), aber variierender Länge. Eine sehr ungleichmäßige Verbrennung ist sowohl an starken Schwankungen des Fußpunktes der ansteigenden Flanke als auch an einem schwächeren, welligen Verlauf des Spannungssignals erkennbar. Die Schwankungen sind mit Hilfe des Oszilloskops gut detektierbar, wenn dieses so eingestellt wird, daß aufeinanderfolgende Signalverläufe auf dem Schirm überlagert werden.

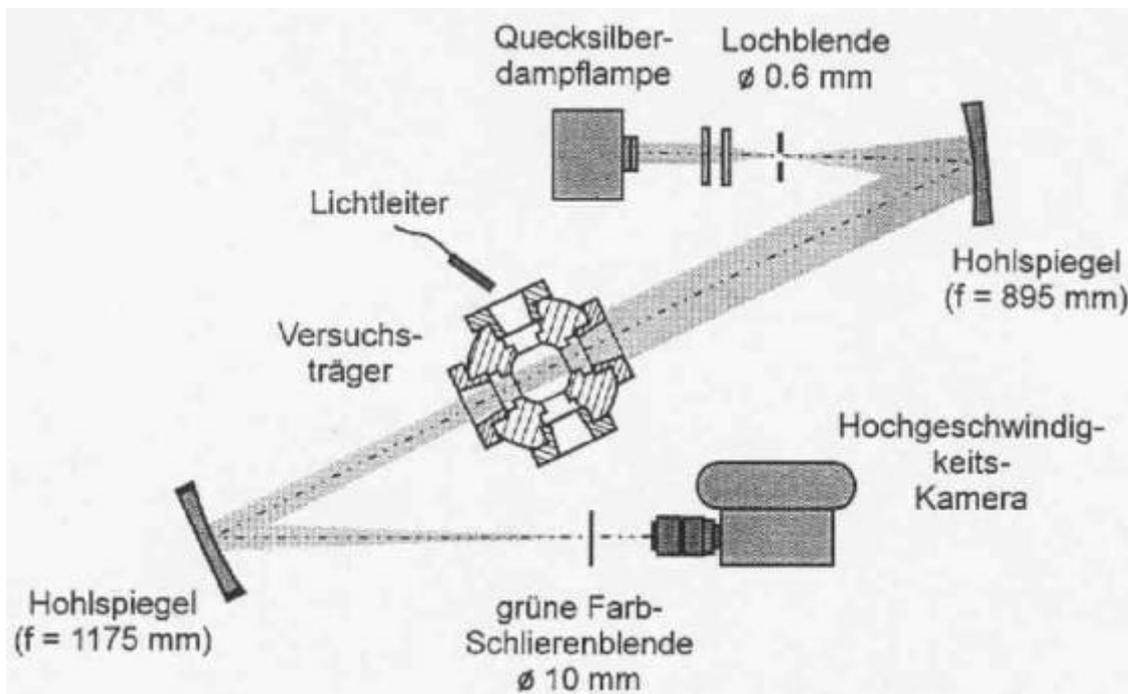


Abbildung 6.3-1 Darstellung des Schlierenmeßtechnikaufbaus.

6.3.2 Interferometrie

6.3.2.1 Prinzip

Bei der Interferometrie als optische Strömungsmeßmethode /57/ wird das zu untersuchende Meßvolumen mit Licht durchstrahlt. Diese Meßtechnik ist störungsfrei, und aufgrund ihrer geringen Trägheit sind auch starke instationäre Vorgänge erfaßbar. Liegt eine Strömung mit inhomogener Dichteverteilung vor, so ist die lokale Lichtgeschwindigkeit variabel. Dadurch kann es zu einer Strahlungskrümmung und einer Phasenverschiebung des Lichtes kommen. Bei Annahme eines geraden Lichtweges ist neben einer Sichtbarmachung auch die quantitative Bestimmung der Phasenverschiebung möglich. Dazu wird die Lichtwelle mit einer kohärenten Vergleichswelle überlagert. Die resultierende Lichtintensität ist abhängig von der Phasendifferenz beider Lichtwellen. Maximale Helligkeit tritt bei einem ganzzahligen Vielfachen von π als Winkel für die Phasendifferenz auf. Ein zweidimensionaler Ausschnitt der Interferenzstruktur wird als Interferogramm bezeichnet und kann als Höhenlinienbild der Phasenverschiebung interpretiert werden.

Die lokale Lichtgeschwindigkeit ist über den Brechungsindex n und der Gladstone-Dale-Formel $n - 1 = K_p$ mit der örtlichen Dichte verknüpft /57/. Die Konstante K_p ist abhängig vom verwendeten Gas und unter den vorliegenden Bedingungen unabhängig von Druck und Temperatur. Für die interferometrisch erfaßte Phasenverschiebung zwischen zwei Lichtstrahlen der Wellenlänge λ und Weglänge l durch die Strömung mit n und den Vergleichszustand n_0 gilt:

$$d = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot \int_l (n - n_0) ds \quad (6.3-1)$$

Auf diese Weise ist die zum Vergleichszustand relative Dichte erfaßbar. Die Bestimmung der absoluten Dichteverteilung wird durch die zeitliche Bestimmung von Temperatur und Druck an einer Stelle im Strömungsfeld ermöglicht /58/.

6.3.2.2 Interferogrammauswertung

Für die Intensitätsverteilung I im Interferogramm mit Streifenkontrast V gilt:

$$I \sim 1 + V \cdot \cos d \quad /59/ \quad (6.3-2)$$

Aufgrund der Periodizität und der Geradheit der cos-Funktion ist die Bestimmung von d aus dem Interferogramm nicht eindeutig bezüglich Vorzeichen und Vielfachem von 2π möglich. Zur Behebung der Mehrdeutigkeit sind zusätzliche physikalische Informa-

tionen erforderlich. Die Arbeitsschritte des hier verwendeten Auswerteverfahrens /60/ sind in Abbildung 6.3-2 gezeigt. Zunächst erfolgt eine Binärisierung mit adaptiven Schwellwerten zur Bestimmung der Lage der Streifenflanken. Danach wird eine nicht-lineare Tiefpaßfilterung und gegebenenfalls eine interaktive Korrektur durchgeführt. Im nächsten Schritt erfolgt die Zuordnung der Interferenzordnungen zu den Flanken. Abgeschlossen wird die Interferogrammauswertung mit einer bilinearen Interpolation der zwischen den Flanken liegenden Werte.



Abbildung 6.3-2 Arbeitsschritte der Interferogrammauswertung mit dem Streifenverfolgungsverfahren am Beispiel eines Interferogrammausschnittes.

6.3.2.3 Mach-Zehnder-Interferometrie

Zur zyklusaufgelösten Erfassung der Einlaß- und Kompressionsphase kommt die Mach-Zehnder-Interferometrie zum Einsatz /58/. Der verwendete optische Aufbau ist in Abbildung 6.3-3 dargestellt. Das Licht eines Ar-Lasers (Wellenlänge 514 nm, Leistung 1 W) wird mit Hilfe einer Linsen-Spiegel-Kombination parallelgerichtet und durch das Interferometer geleitet. Dort erfolgt eine räumliche Teilung in eine durch die Meßkammer gehende Gegenstandswelle und eine ungestörte Vergleichswelle. Nach der Rekombination werden die resultierenden Interferogramme mit einer 16mm-Hochgeschwindigkeitskamera aufgenommen (Belichtungszeit 3,3 μ s, Bildfrequenz 6 kHz).

Die Untersuchungen erfolgen an einem Modellmotor mit rechteckigem Zylinderquerschnitt (Fläche 100x200mm², Hub 100mm). Dieser wird von einem Gleichstrommotor über ein Kreuzschleifengetriebe geschleppt. Durch zwei gegenüberliegende Seitenwände aus Glas ist der vollständige optische Zugang zur Meßkammer möglich. Der Einlaß erstreckt sich über die gesamte Zylinderkopfbreite, so daß eine nahezu ebene Strömung zu erwarten ist. Mit diesem Versuchsmotor kann die Strömungsentwicklung in Abhängigkeit von Drehzahl, Kolbenform und Einlaßgeometrie (Schieber oder viertaktgesteuertes Ventil) erfaßt werden.

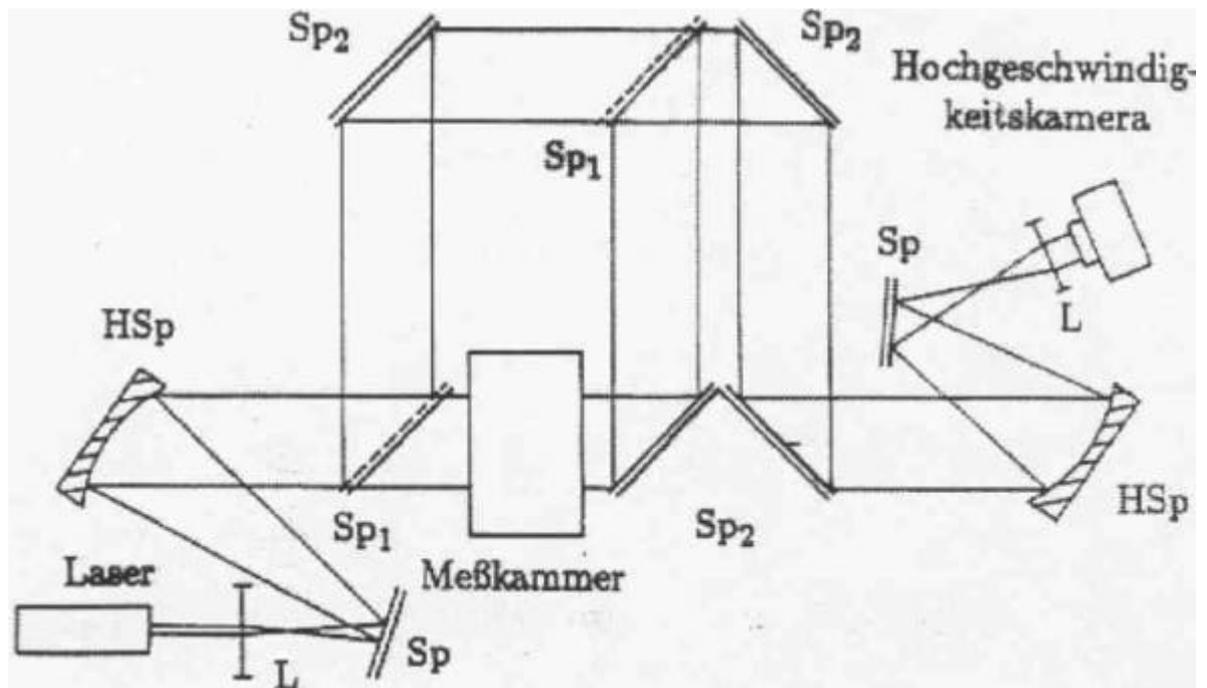


Abbildung 6.3-3 Prinzipskizze des optischen Aufbaus für die Mach-Zehnder-Interferometrie

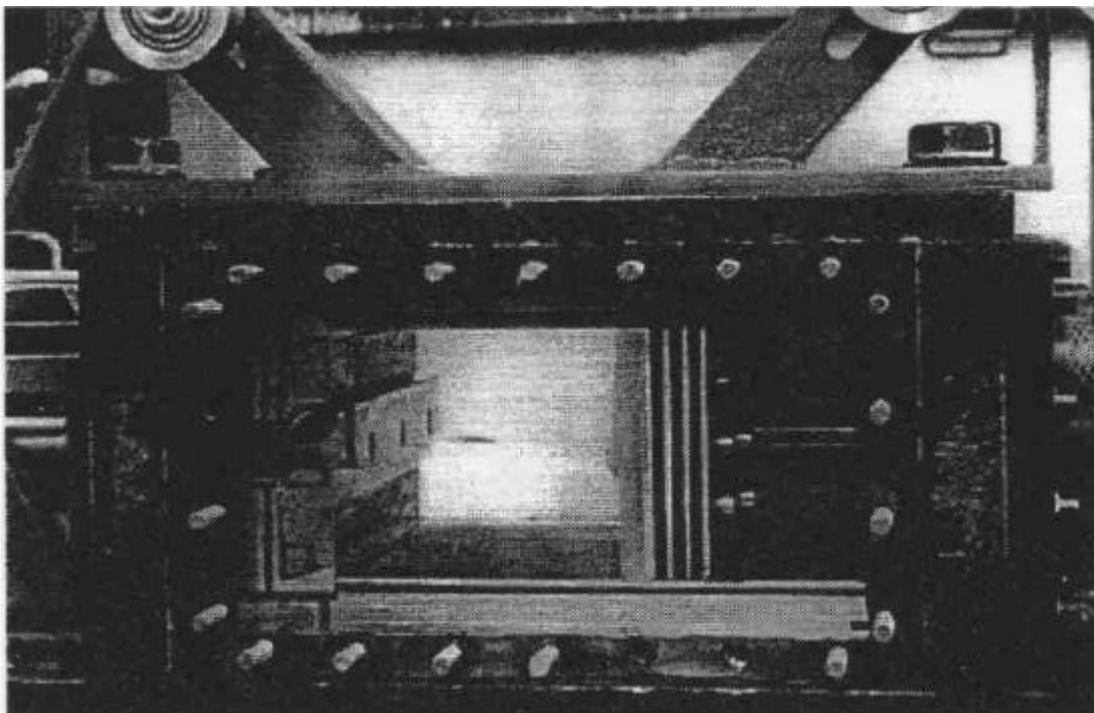


Abbildung 6.3-4 Blick in die quaderförmige Meßkammer des Modellmotors zur Mach-Zehnder-Interferometrie.

Als Versuchsmedium wurde das hochmolekulare Gas Dichlorfluormethan (R12) verwendet. Unter Annahme kleiner Machzahlen und der Proportionalität von Drehzahl

und Strömungsgeschwindigkeit kann bei Reynoldsscher Ähnlichkeit eine Verringerung der Drehzahl um den Faktor 6,7 erzielt werden. Als Beispiel zur Mach-Zehnder-Interferometrie ist in Abbildung 6.3-5 ein Interferogramm der Einlaßströmung bei 85° KW und Drehzahl 750 U/min dargestellt. Dabei erfolgte die Zuströmung durch einen Spalt mit Neigungswinkel 30°. Neben der Visualisierung der über die Meßkammerbreite integrierten Dichteverteilung ist auch das Ergebnis der rechnergestützten Auswertung gezeigt.

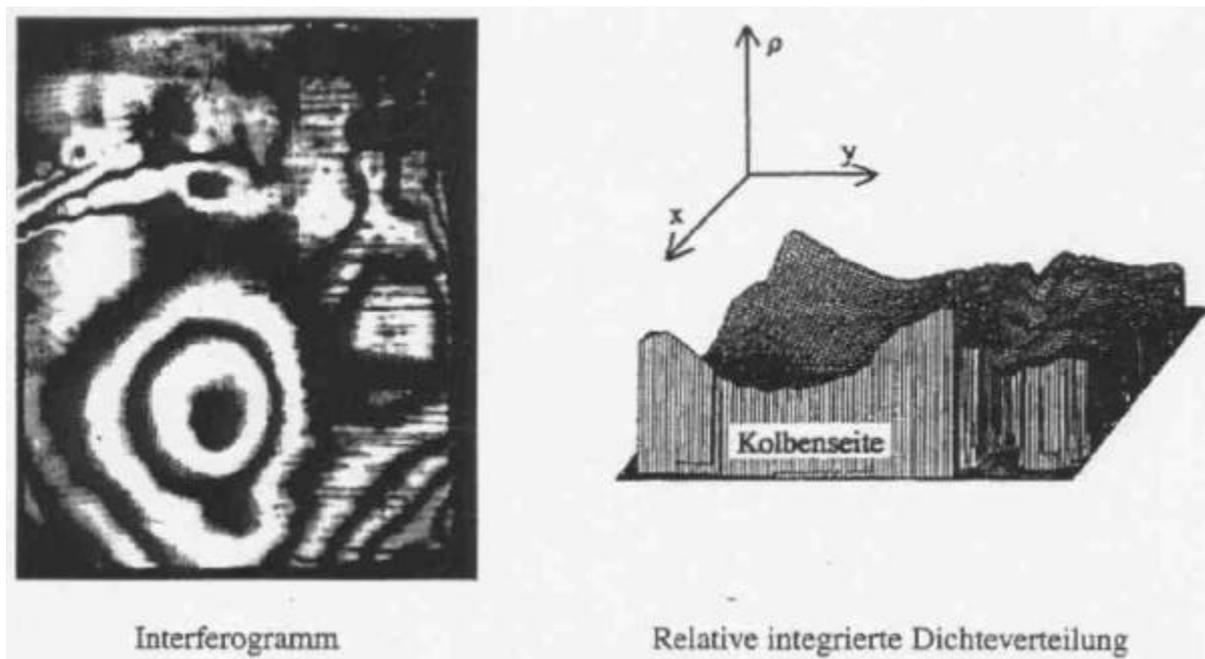


Abbildung 6.3-5 Dichteverteilung während der Einlaßphase bei 85° KW, Medium:R12, Drehzahl 750 U/min

6.3.2.4 Optische Tomographie

Bei realen Motorströmungen liegt eine dreidimensionale Strömung vor, der Brechungsindex ist über den Lichtweg nicht konstant, und die Inversion des optischen Wegintegrals ist nicht eindeutig. Eine Ausweitung interferometrischer Meßmethoden auf solche Verteilungen ist durch eine Kombination mit der Computertomographie möglich /57/. Dazu müssen Interferogramme aus verschiedenen Blickrichtungen aufgenommen werden. Man erhält so zusätzliche Informationen über die Dichteverteilung, die eine anschließende Rekonstruktion der Verteilung mit einem tomographischen Algorithmus ermöglichen. Für eine zuverlässige Rekonstruktion ist ein großer Blickwinkel erforderlich, aus dem die Interferogramme aufgenommen werden (optimal 180°). Bei einer instationären Strömung ist zusätzlich die gleichzeitige Interferogrammaufnahme notwendig. Statt mit parallelem Licht wie bei der Mach-Zehnder-Interferometrie kann dazu mit diffusem Licht gearbeitet werden. Bei der

anschließend verwendeten holographischen Interferometrie /61/ werden Gegenstands- und Vergleichswelle zeitlich getrennt aufgenommen. Dazu wird die Meßkammer einmal mit und einmal ohne Strömung durchleuchtet und die Information als Hologramme auf einer Photoschicht gespeichert. Bei der späteren Durchleuchtung der Aufnahme werden beide Hologramme gleichzeitig rekonstruiert, ihre Bilder überlagern sich und erzeugen eine aus verschiedenen Richtungen sichtbare Interferenzstruktur. Nach der Interferogrammauswertung erhält man die Phaseninformation von Lichtstrahlen, die in unterschiedlichen Richtungen durch die Meßkammer gehen. Zur Bestimmung der dreidimensionalen Verteilung wird diese in eine Anzahl ebene Schnitte unterteilt, die separat tomographisch rekonstruiert und nachfolgend zusammengesetzt werden. Zur Rekonstruktion werden die ebenen Verteilungen mit orthogonalen Basisfunktionen diskretisiert. Dadurch werden die optischen Wegintegrale in ein großes dünnbesetztes Gleichungssystem überführt. Die Lösung dieses Systems von Gleichungen erfolgt mit einem iterativen Verfahren (SIRT) /62/, das eine Berücksichtigung von physikalischer Zusatzinformation ermöglicht, wie z.B. maximale oder minimale Dichte. Zur Untersuchung der Rekonstruktionsqualität /63/ wird neben einer SVD-Analyse der Koeffizientenmatrizen auch die Meßtechnik mit vorgegebenen Dichteverteilungen simuliert. Ein Beispiel dazu ist in Abbildung 6.3-7 dargestellt. Als Testverteilung wurde das Ergebnis einer numerischen Direktsimulation verwendet.

Zur gleichzeitigen Aufzeichnung eines möglichst großen Blickwinkels wurde eine spezielle Aufnahmekonfiguration entwickelt /63/. Die Meßkammer wird dabei zur Hälfte mit einer konisch geformten Photoschicht umgeben, mit der die Hologramme aufgenommen werden. Die andere Hälfte besteht aus Volumenstreuungsscheiben, die die diffuse Streuung der Objektlichte bewirkt. Als Lichtquelle wird ein Rubinlaser (Wellenlänge 694 nm, Pulsdauer 25 ns) verwendet.

Zur Unterstützung einer Einlaßströmung unter stationären Bedingungen /63/ wurde das in Abbildung 6.3-8 gezeigte Motormodell mit vollständig transparentem Zylinder verwendet. Über einen Einlaßkrümmer und ein exzentrisches Einlaßventil wird die Luft durch die Meßkammer in einen Vakuumkessel gesaugt. Es wurde ein Strömungszustand simuliert, der in einem realen Motor bei 90° KW und einer Drehzahl von über 6000 U/min vorliegt. Ein exemplarisches Ergebnis der Rekonstruktion eines Schnittes der Dichteverteilung ist in Abbildung 6.3-9 dargestellt.

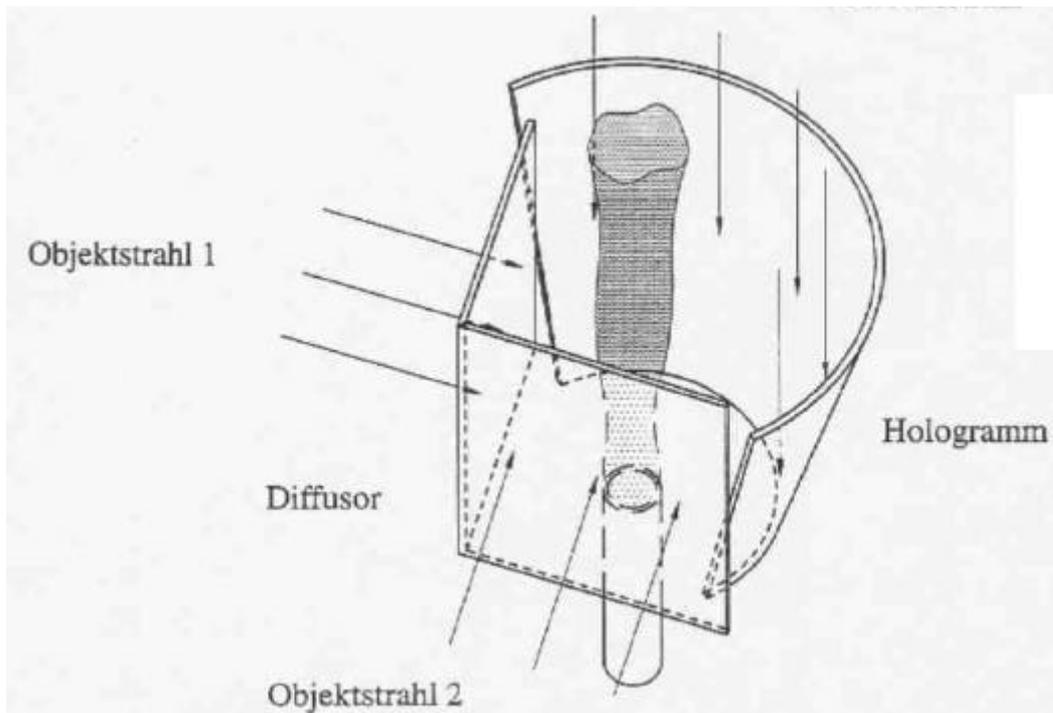


Abbildung 6.3-6 Aufnahmeeinheit zur holographischen Interferometrie aus einem Blickwinkel von maximal 180° .

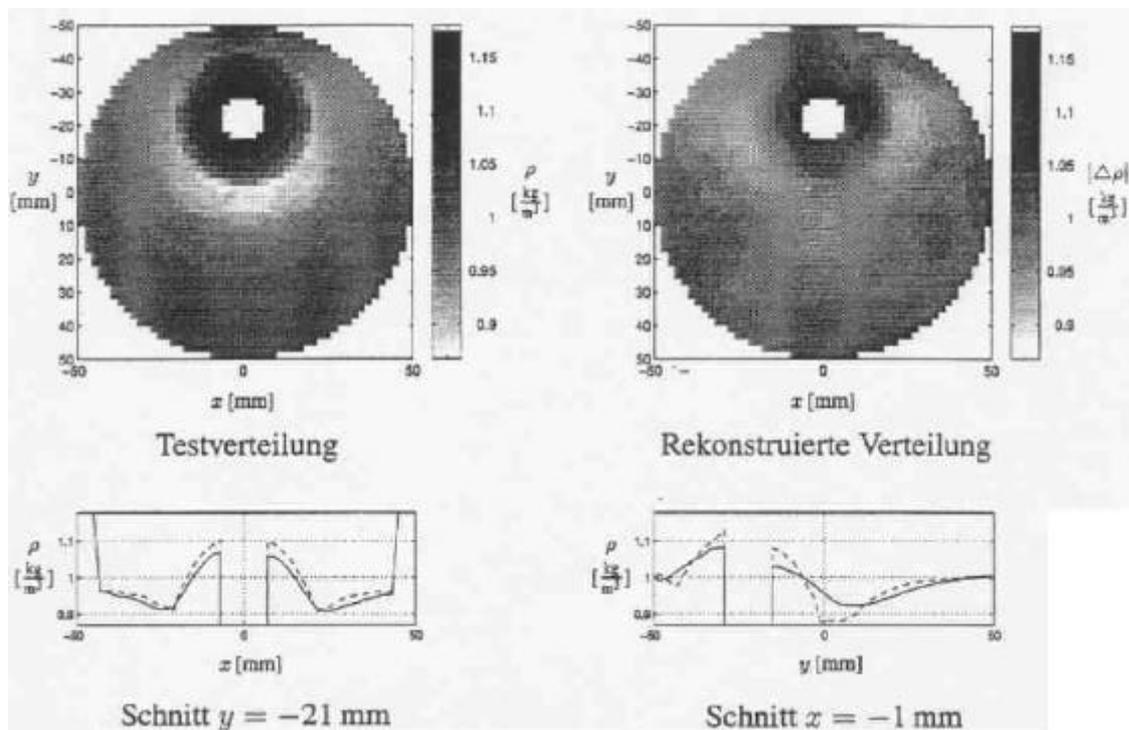


Abbildung 6.3-7 Testverteilung für den Bereich Zylinderkopf und Rekonstruktion experimentell vorliegenden Bedingungen.

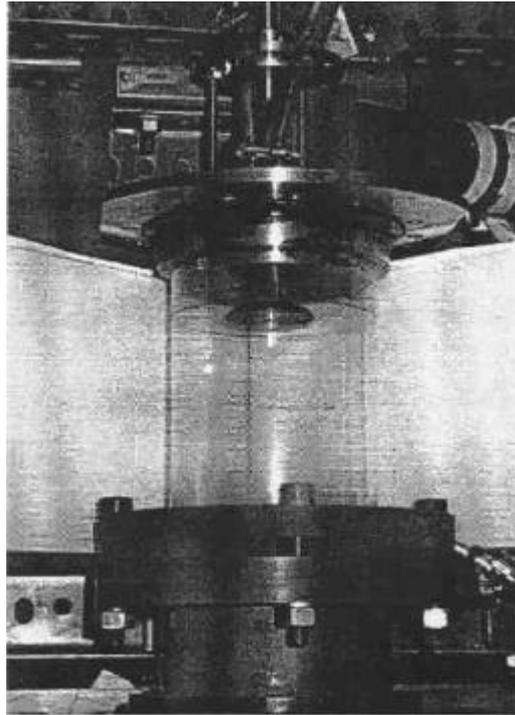


Abbildung 6.3-8 Motormodell zur Untersuchung der Einlaßströmung. Im oberen Bildteil befindet sich der Zylinderkopf mit dem aufgesetzten Einlaßkrümmer. Durch den transparenten Zylinder ist das geöffnete Einlaßventil erkennbar.

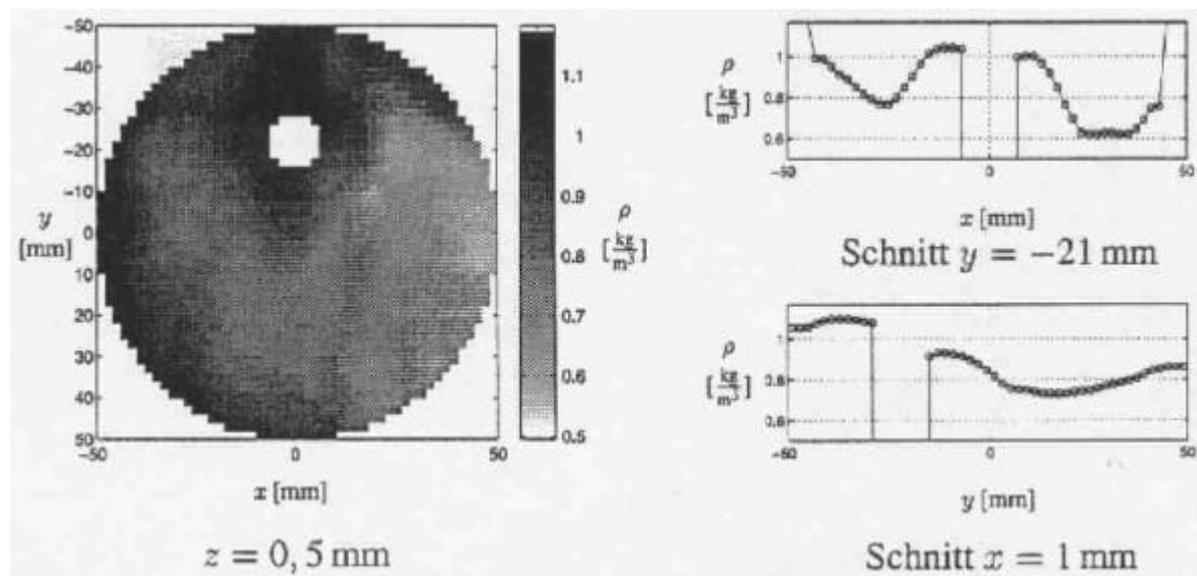


Abbildung 6.3-9 Rekonstruktion der holographisch aufgenommenen Einlaßströmung, Darstellung der Dichteverteilung am Zylinderkopf. Links ist die graustufenkodierte Dichteverteilung, rechts dazu zwei orthogonale Schnitte dargestellt.

6.4 Emissionsmeßtechniken

Bei den Emissionsverfahren wird die im Brennraum des Motors emittierte Flammenstrahlung mit einem fotoelektrischen Empfänger erfaßt und in ein elektrisches Spannungssignal umgeformt. Dabei wird mit der Vielfach-Lichtleiter-Meßtechnik (Abschnitt 6.4.1) die emittierte Strahlung im gesamten Spektralbereich aus verschiedenen Blickwinkeln zeitabhängig aufgenommen. Die Emissionsspektroskopie (Abschnitt 6.4.2) liefert darüber hinaus durch eine spektrale Analyse des emittierten Lichts Aussagen über Art und Zustand der strahlenden Bestandteile.

6.4.1 Vielfach-Lichtleiter-Meßtechnik

Die Vielfach-Lichtleiter-Meßtechnik /64/ ist ein am Lehrstuhl für Angewandte Thermodynamik entwickeltes flexibles optisches Verfahren zur direkten Verbrennungsanalyse. Für die hier vorgestellten Untersuchungen wurde die Vielfach-Lichtleiter-Meßtechnik sowohl zur direkten Messung des Flammenfortschritts als auch zur Erfassung klopfender Druckwellenausbreitung eingesetzt. Weiterhin ermöglicht die Lichtleiter-Meßtechnik spektroskopische Untersuchungen von Flammen sowohl in Verbrennungsmotoren als auch bei kontinuierlichen Verbrennung in Brennkammern o.ä.

6.4.1.1 Meßprinzip

Die in die Brennraumwand eingebrachte optische Sonde enthält einen synthetischen Saphir zur Transmission der Flammenstrahlung und dient zugleich zur Abdichtung des Brennraums. Die dem Saphir vorgelagerte, in der Brennraumwand befindliche Bohrung und die in der Sonde vorhandene, dem Saphir nachgeschaltete Bohrung wirken als optische Blenden, die den Beobachtungsbereich der Sonde einschränken. Je nach Bauform der Sonde - im wesentlichen abhängig von dem realisierbaren Durchmesser/Längenverhältnis - ergeben sich typischerweise Beobachtungsbereiche mit Kegelwinkeln zwischen 3° und 12° . Abbildung 6.4-1 zeigt schematisch den Aufbau der optischen Meßkette.

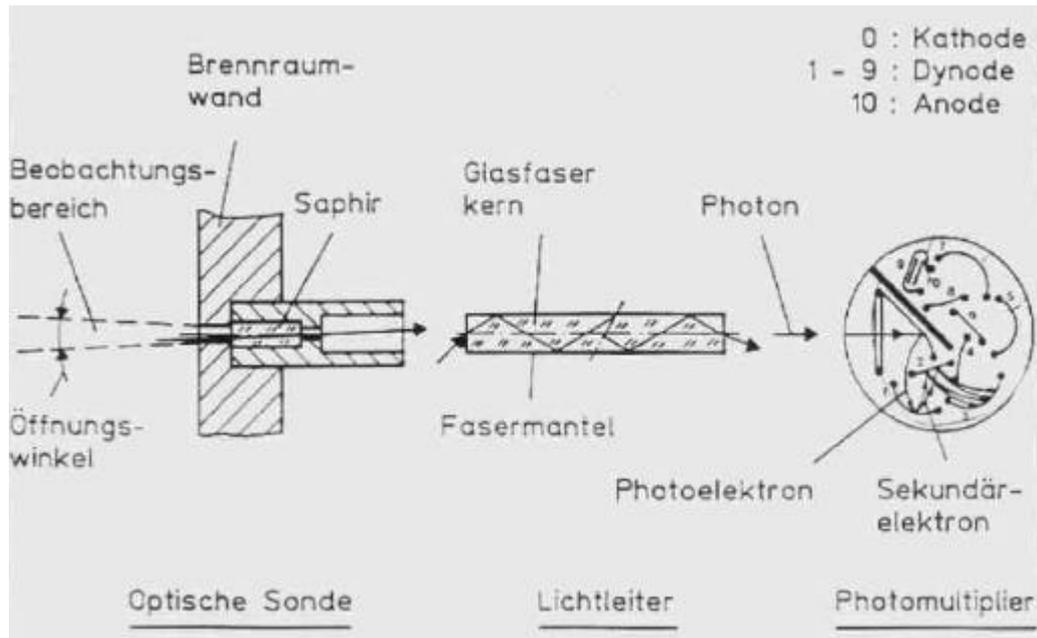


Abbildung 6.4-1 Optische Meßkette der Vielfach-Lichtleiter-Meßtechnik

Mit Hilfe eines flexiblen Lichtleiters wird die von der Flamme im Beobachtungsvolumen aufgenommene Strahlung zum fotoelektrischen Empfänger transportiert. Die als hochflexibles Faserbündel aufgebauten Lichtleiter ermöglichen den Einsatz der optischen Sonden auch an schwer zugänglichen Bereichen des Brennraums. Als Empfänger und Wandler für die Lichtsignale werden Photomultiplier verwendet. Neben ihrer sehr kurzen Ansprechzeit zeichnen sich diese insbesondere durch ihre Eigenschaft aus, selbst geringste Lichtemissionen bei sehr guten Signal-Rausch-Verhältnissen auszunutzen.

In Abbildung 6.4-2 ist das Transmissionsverhalten der optischen Meßkette dargestellt. Durch Zusammenschalten der optischen Komponenten Saphir, Lichtleiter und Photomultiplier ergibt sich in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ ein Gesamttransmissionsgrad h_G .

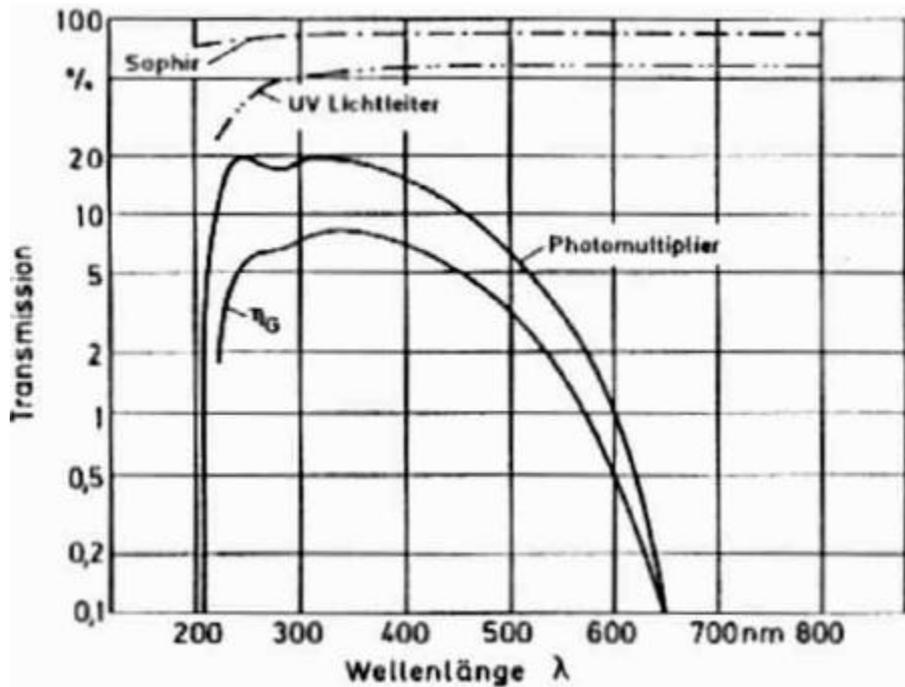


Abbildung 6.4-2 Transmissionsverhalten der optischen Meßkette

Die im vorigen beschriebene Meßkette liefert einen Strom, welcher der im Beobachtungsvolumen der Sonde erfaßten Lichtemission proportional ist. Dieses Signal durchläuft eine weitere, elektronische Meßkette, die in Abbildung 6.4-3 dargestellt ist.

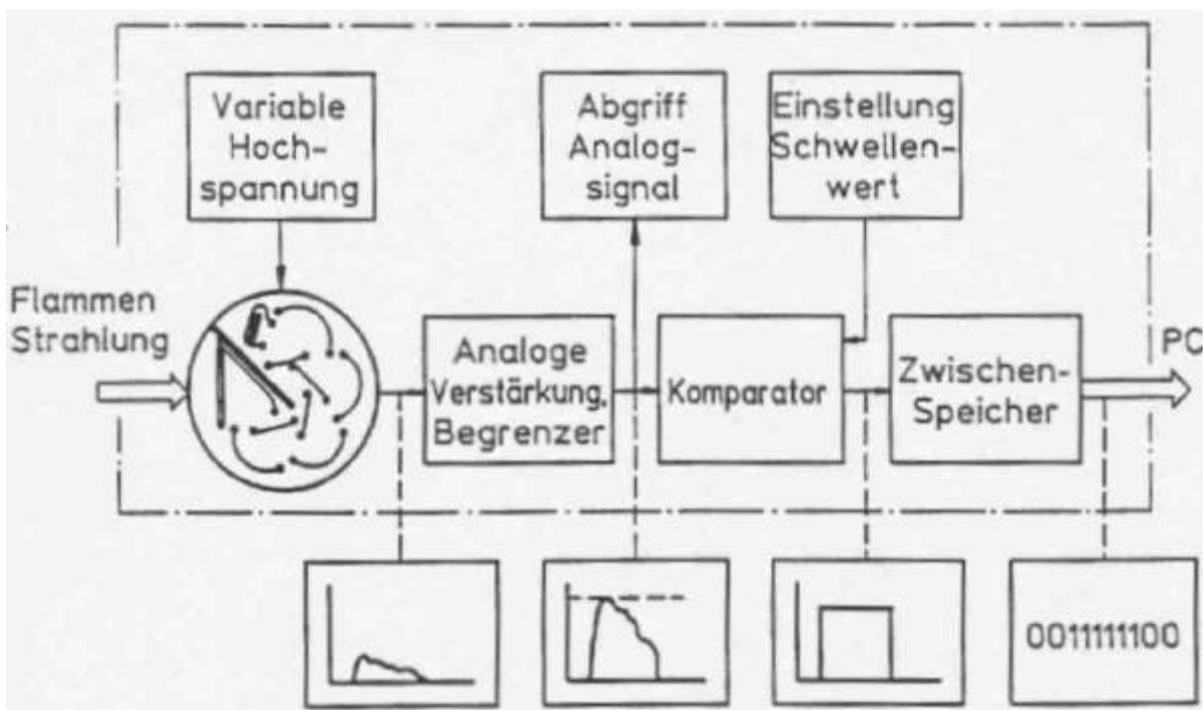


Abbildung 6.4-3 Elektronische Meßkette der Vielfach- Lichtleiter Meßtechnik

Ein Operationsverstärker wandelt den Anodenstrom des Photomultipliers in eine niederohmige Spannung um. Das verstärkte Spannungssignal kann als Analogsignal abgegriffen und einer entsprechenden Anzeigeeinheit (z.B. Oszilloskop) oder einem Datenerfassungsgerät (z.B. Transientenrecorder, Indiziersystem) zugeführt werden.

Eine weitere Möglichkeit der Signalverarbeitung ist in der elektronischen Meßkette bereits vorgesehen: der Durchlauf eines Komparators, der die aktuelle Spannung mit einem vorzugebendem Schwellenwert vergleicht und als Ausgangssignal zwei definierte Spannungssignale (High bzw. Low) liefert. Sie werden als Antwort auf die Frage gewertet, ob die vom Photomultiplier abgegebene Spannung über oder unter dem Schwellenwert liegt, d.h. ob sich im Beobachtungsvolumen eine Flamme befindet oder nicht. Diese bei Messungen im Motor kurbelwinkelabhängig durchgeführte Abfrage des Komparators führt zu binären Daten, die während der Messung in einem Zwischenspeicher abgelegt und erst am Ende des Meßintervalls ausgelesen werden. Wichtigste Information ist hierbei der Zeitpunkt der Flammenankunft an der Sonde, der durch den ersten Wechsel des Signals von Low auf High gekennzeichnet ist.

Eine räumliche Auflösung des Brennraumes bei der Flammenmessung wird erst durch eine Vielzahl solcher Meßketten erzielt, wobei die Sonden rasterförmig in der Brennraumwand angeordnet werden. Die Information über den Zeitpunkt der Flammenankunft an den einzelnen Sonden zusammen mit ihrer bekannten geometrischen Position ergibt ein Bild über die zeitliche Ausbreitung der Flammenfront im Brennraum.

In Abbildung 6.4-4 ist der Aufbau der Vielfach-Lichtleiter Meßtechnik schematisch dargestellt. Neben den Komponenten dieses Meßverfahrens ist ebenfalls die parallel eingesetzte Zylinderdruckindizierung eingezeichnet.

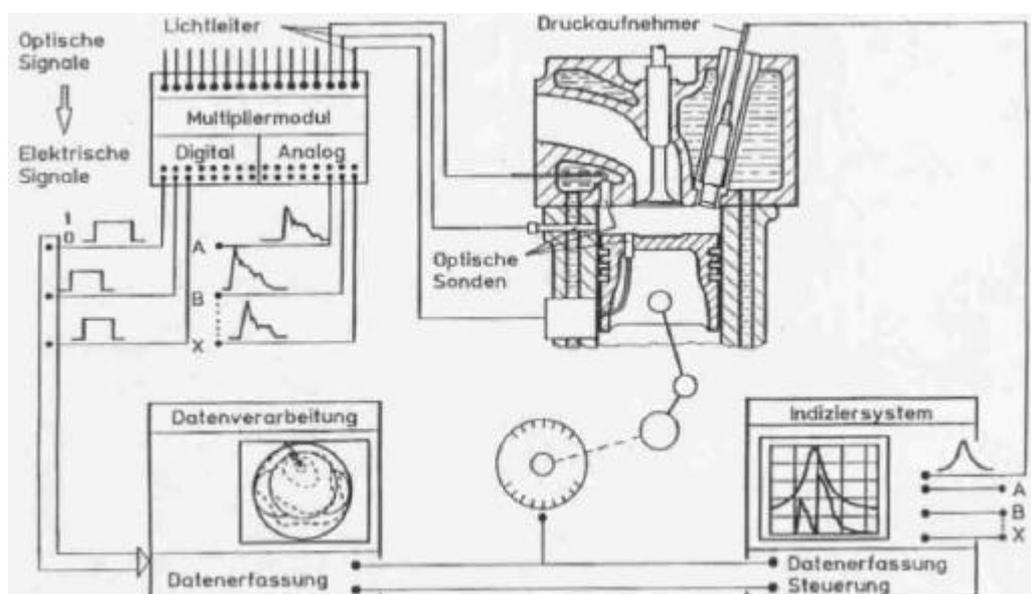


Abbildung 6.4-4 Aufbau des Vielfach-Lichtleiter-Meßsystems

6.4.1.2 Adaption am Versuchsträger

Die Adaption der Lichtleiter-Meßtechnik am Verbrennungsmotor ist grundsätzlich an allen Brennraumbegrenzungen möglich. Aufgrund der unterschiedlichen Einbaubedingungen in den 3 Teilbereichen Zynderrohr, Zylinderkopf und Kolben resultieren unterschiedliche Aspekte für die konstruktive Gestaltung der Meßstellen (Abbildung 6.4-5).

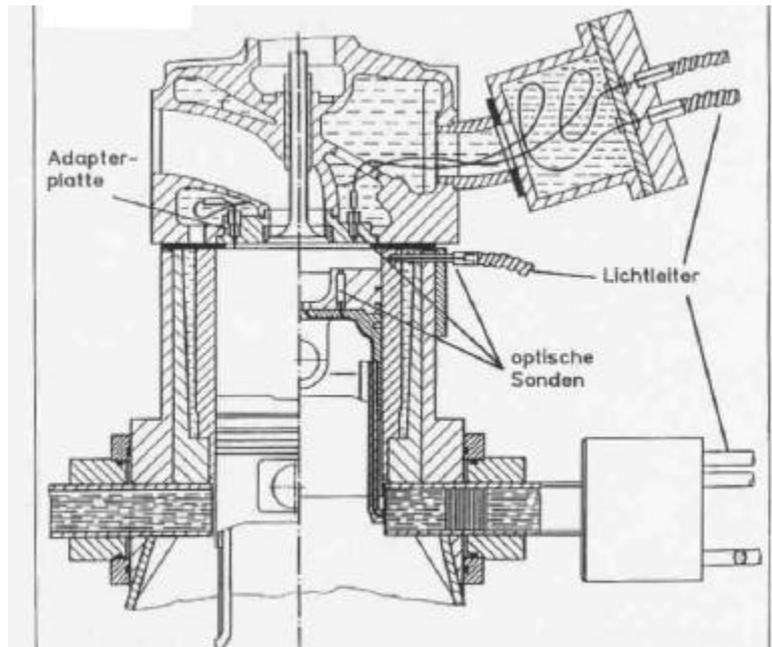


Abbildung 6.4-5 Zylinderkopf: Schnitt durch den Auslaßkanal

Im Zylinderrohr eingebrachte Sonden erfassen den Brennraum im rechten Winkel zur Zylinderlängsachse und müssen in der Regel auch den Wassermantel des Kurbelgehäuses nach außen abdichten. Die Einbringung optischer Sonden in den Zylinderkopf eines Motors wird meist durch Gaswechselkanäle, Ventile, Ventilantrieb und Zündkerze bzw. Einspritzdüse behindert. Bei 2-Ventil-Motoren mit einfacher Brennraumgeometrie kann hier, wie in Abbildung 6.4-5 dargestellt, durch Einsatz einer Adapterplatte in den neben den Ventilen und der Zündkerze verbleibenden Bereichen trotzdem ein relativ dichtes Sondenraster realisiert werden.

Um die mittels Zylinderkopfsonden nicht einsehbaren Bereiche des Brennraums dennoch zu erfassen, wird der Kolben zur Sondenadaption herangezogen. Zur Übertragung der optischen Signale vom bewegten Kolben aus dem Motor heraus wurde ein kontaktloses Übertragungssystem entwickelt, dessen Funktionsprinzip in Abbildung 6.4-6 dargestellt ist.

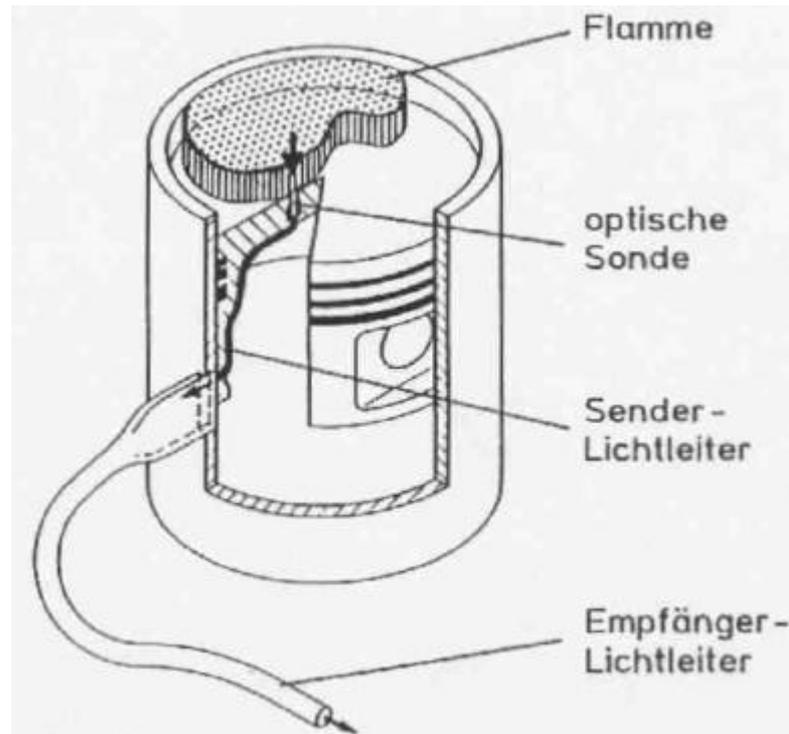


Abbildung 6.4-6 Prinzip der kontaktlosen Lichtübertragung am Kolben

Das von der Kolbensonde aufgenommene Licht wird mit Hilfe eines Lichtleiters zur Übertragungsstelle z.B. am Kolbenumfang umgelenkt. Hier endet der Lichtleiter, das Licht tritt im rechten Winkel zur Zylinderachse aus und trifft auf einen gegenüberliegenden, fest mit dem Kurbelgehäuse verbundenen Empfängerlichtleiter mit rechteckigem Querschnitt. Die Länge des Rechteckquerschnitts ist so gewählt, daß im Bereich $50^\circ\text{KW v. OT bis } 50^\circ\text{KW n. OT}$ Lichtsignale übertragen werden können. Werden mehrere Empfängerlichtleiter mit entsprechenden Trennschichten zwischen den einzelnen Kanälen zu einer Einheit zusammengefaßt, ist die Übertragung mehrerer Signale auf kleinstem Raum möglich. Da im Bereich des UT die Übertragungsstelle zum Brennraum hin freisteht, muß der Empfängerlichtleiter vor Verbrennungsdruck und -temperatur geschützt werden. Dies erfolgt mit Hilfe von segmentierten Fenstern, die brennraumbündig in das Zylinderrohr eingebaut sind.

Abbildung 6.4-7 zeigt beispielhaft eine Sondenordnung, die durch Kombination von 41 Zylinderkopf- und 32 Kolbensonden realisiert wurde.

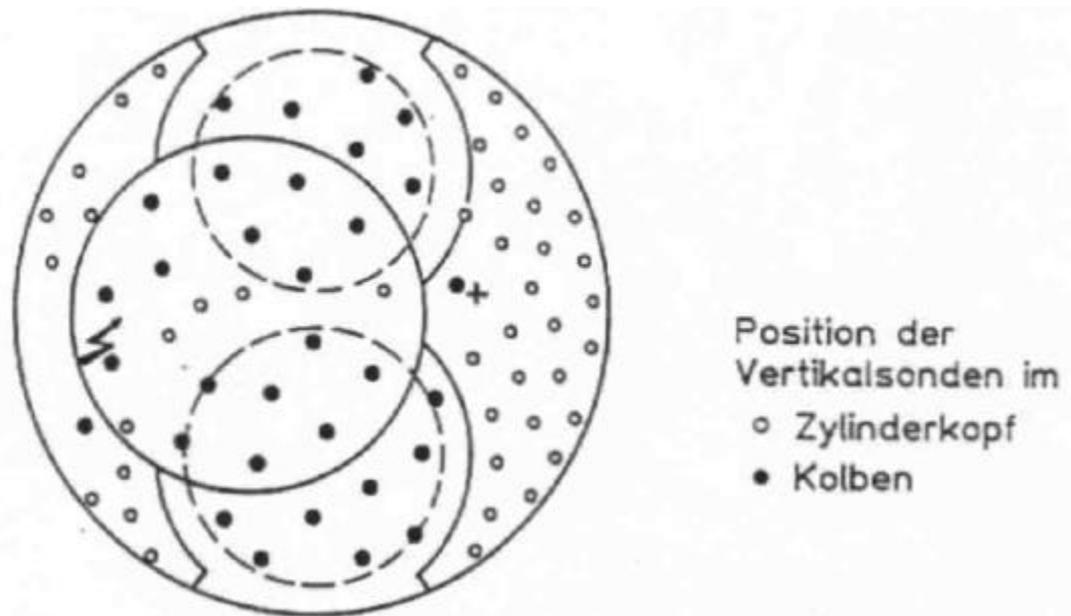


Abbildung 6.4-7 Anordnung der Sonden

6.4.1.3 Datenerfassung und Auswertung

Die Datenerfassung wird in der Regel für eine Vielzahl aufeinanderfolgender Zyklen durchgeführt, so daß auch statistische Auswertemethoden eingesetzt werden können. Die Auswertung der mit der Vielfach-Lichtleiter-Meßtechnik gewonnenen Daten ist spezifisch für jeden Anwendungsfall. Hierzu stehen unterschiedliche Möglichkeiten in Form von Rechenprogrammen zur Verfügung.

Wichtigste Information ist der Zeitpunkt der Ankunft des Lichtsignals aus der Flamme an den Sonden. Wie bereits erwähnt, kann hieraus in Kombination mit der geometrischen Position der Sonden die zeitliche und räumliche Flammenausbreitung rekonstruiert werden. Beispielhaft ist dies für 4 verschiedene Brennraumformen in Abbildung 6.4-8 dargestellt.

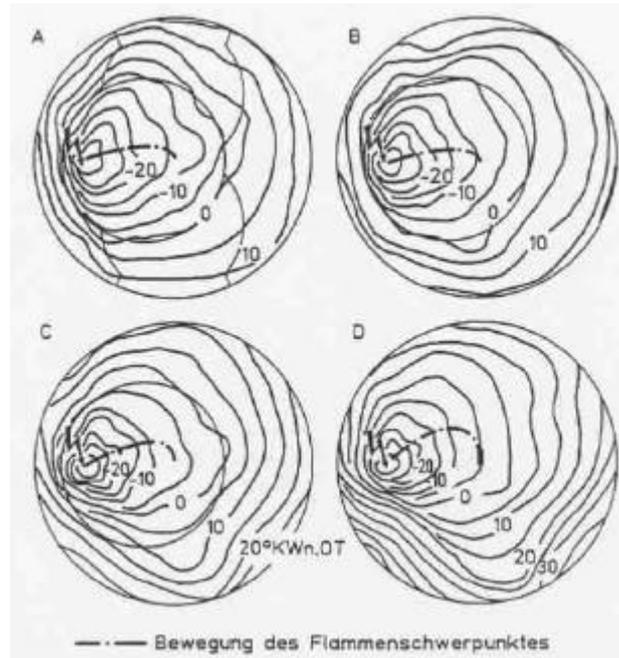


Abbildung 6.4-8 Zeitliche und räumliche Flammenausbreitung

6.4.1.4 Bewertung

Die Vielfach-Lichtleiter-Meßtechnik hat sich insbesondere beim Einsatz in Serien- und seriennahen Motoren bewährt. Durch ihre konstruktiven Merkmale erfordert sie nur geringfügige Modifikationen im Brennraum eines Motors, die sein thermodynamisches Verhalten nicht meßbar beeinflussen.

Die Verschmutzung der Sonden durch Verbrennungsrückstände hängt von der Betriebsart und -dauer des Motors ab. Durch den relativ steilen Signalanstieg bei der Flammenankunft an der Sonde wird die Qualität des Meßergebnisses jedoch im Rahmen der zur Verbrennungsanalyse erforderlichen Meßzeiten nur unwesentlich beeinflusst.

Die räumliche Auflösung der Flammenfront ist von der realisierbaren Sondendichte abhängig. Bei der Analyse dreidimensionaler Flammenstrukturen, z.B. durch Einsatz einander rechtwinklig zugeordneter Sondenkonfigurationen, ist im Falle der digitalisierten Daten nur die Erkennung konvexer Flammen möglich. Zur Erkennung auch konkaver Gebilde sind relativ aufwendige tomographische Verfahren erforderlich, wobei als zusätzliche Information der Lichtintensitätsverlauf benötigt wird.

6.4.2 Emissionsspektroskopie

Die Emissionsspektroskopie ist eine verhältnismäßig alte Meßtechnik, deren Grundlagen bereits auf Newton zurückgehen, der im Jahre 1666 mittels eines Prismas das Sonnenlicht spektral zerlegte. Die heutige Spektralanalyse wurde 1859 von Kirchhoff und Bunsen begründet. Durch die Entwicklung extrem schnell arbeitender Detektionssysteme, die den Einsatz dieser Meßtechnik in instationären Verbrennungssystemen erlauben, hat die Emissionsspektroskopie in den vergangenen Jahren weiter an Bedeutung gewonnen.

6.4.2.1 Theoretische Grundlagen

Gemäß der Quantentheorie können Atome und Moleküle nur in bestimmten diskreten Energiezuständen existieren. Lassen sich diese Zustände für einzelne Atome noch relativ leicht berechnen, so ist dies für komplexere Moleküle bereits extrem aufwendig, da neben der Elektronenenergie eines Moleküls zwei Energieanteile aufgrund von Kernbewegungen auftreten. Zum einen können die Atome im Molekül um ihre Gleichgewichtslage schwingen, zum anderen kann das Molekül um seine Hauptträgheitsachsen rotieren. Da sowohl Schwingungs- als auch Rotationsenergie ebenfalls gequantelt sind, resultiert dies in einer weiteren, feineren Aufspaltung der möglichen Energiezustände.

Demzufolge setzt sich die Gesamtenergie eines Moleküls zusammen aus Elektronenenergie E_e , Schwingungsenergie E_v und Rotationsenergie E_j

$$E = E_e + E_v + E_j \quad (6.4-1)$$

Dies führt dazu, daß im Termschema der Moleküle (Abbildung 6.4-9) jedem Elektronenanregungszustand (hier beispielsweise X, A) eine Folge von Schwingungszuständen (n_1', n_1'') überlagert sind, die sich jeweils in einzelne Rotationszustände (E_r', E_r'') gliedern.

Bedingt durch die während der Verbrennung ablaufenden Reaktionen oder durch thermische Anregung liegen die Moleküle in einem energetisch angeregten Zustand vor. Diesen Zustand kann das Molekül entweder durch Energieabgabe bei Stoßprozessen mit anderen Molekülen oder durch Strahlung abgeben, um in den Grundzustand zurückzukehren. Da die energetischen Zustände des Moleküls gequantelt sind, gilt dies auch für die Energie der abgegebenen Strahlung beim Wechsel des energetischen Zustands. Geht das Molekül in einen niedrigeren energetischen Zustand über, wird eine Energie ΔE freigesetzt, die Strahlung einer bestimmten Frequenz entspricht:

$$\Delta E = E_2 - E_1 = h \cdot \nu \quad (6.4-2)$$

wobei h die Planck'sche Konstante und ν die Frequenz des emittierten Photons ist. Berücksichtigt man, daß die Wellenlänge λ über die Lichtgeschwindigkeit c (in Vakuum $c = 3 \cdot 10^8$ m/s) mit der Frequenz des Photons gekoppelt ist, $\lambda = c/\nu$, so erkennt man, daß die „Farbe“ des ausgesandten Lichtes direkt zurückzuführen ist auf den verantwortlichen energetischen Übergang des Moleküls.

Die spektrale Lage von Emissionsbanden eines Moleküls läßt zumindest eine grobe Bestimmung des verantwortlichen Übergangs zu. So werden Emissionsbanden im sichtbaren bis ultravioletten Bereich des Spektrums in der Regel durch elektronische Übergänge ($\Delta E \approx 10$ eV) verursacht, während für Emissionslinien im nahen und fernen Infrarot im allgemeinen Vibrations- ($\Delta E \approx 0.1-0.5$ eV) bzw. Rotationsübergänge ($\Delta E \approx 0.01$ eV) verantwortlich sind.

Das Gesamtemissionsspektrum eines Moleküls wird wesentlich durch Auswahlregeln bestimmt, nach denen nur Übergänge zwischen einzelnen energetischen Zuständen möglich sind, die bestimmten Gesetzmäßigkeiten gehorchen /65/.

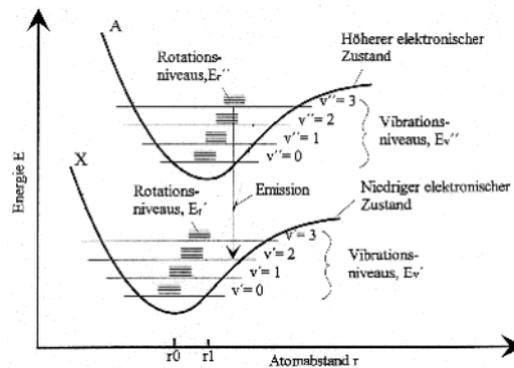


Abbildung 6.4-9 Schwingungs- und Rotationsniveaus für zwei Elektronenzustände eines Moleküls (schematisch)

Die Intensität, mit der eine Emissionslinie im Spektrum auftritt, hängt wesentlich von der Besetzungsdichte im angeregten Zustand und von der Übergangswahrscheinlichkeit zwischen einzelnen Übergängen ab. Die Intensität einer spektralen Emissionslinie I_{em}^{nm} ist definiert als die Energie, die von der Quelle pro Zeiteinheit abgestrahlt wird. Seien N_n Moleküle im Anfangszustand n vorhanden, von denen anteilig A_{nm} Moleküle in den Zustand m übergehen, so ergibt sich

$$I_{em}^{nm} = N_n \cdot h \cdot c \cdot \nu_{nm} \cdot A_{nm} \quad (6.4-3)$$

wobei $h \cdot c \cdot n_{nm}$ die Energie eines jeden Photons ist, welches mit der Wellenzahl n_{nm} beim Übergang emittiert. A_{nm} ist der Einstein-Koeffizient der Übergangswahrscheinlichkeit für spontane Emission.

Im thermischen Gleichgewicht wird die Besetzung der Energiezustände N_i/N durch die Maxwell-Boltzmann-Verteilung als Funktion der Temperatur T beschrieben. Diese hat einen direkten Einfluß auf die Intensität der einzelnen Emissionslinien im Spektrum.

$$\frac{N_i}{N} = \frac{g_i \cdot e^{-E_i/(k \cdot T)}}{\sum_i g_i \cdot e^{-E_i/(k \cdot T)}} \quad (6.4-4)$$

6.4.2.2 Meßtechnische Realisierung

Zur meßtechnischen Realisierung der Emissionsspektroskopie muß das Flammenlicht zunächst in seine Spektralfarben zerlegt werden. Dies geschieht in Spektrographen, die in zwei unterschiedlichen Aufnahmemodi betrieben werden können:

Im scannenden Betrieb wird das Flammenlicht im Spektrographen auf ein sich drehendes Gitter geleitet, welches das spektral zerlegte Licht über weitere Spiegel auf einen Austrittsspalt abbildet. Die Intensität des durch den Spalt tretenden Lichts wird von einer Photodiode detektiert. Durch eine rechnergesteuerte Kopplung von Gitterbewegung und gemessener Lichtintensität erhält man das Emissionsspektrum. Der Vorteil dieser Methode liegt in der erreichbaren hohen spektralen Auflösung und Empfindlichkeit. Aufgrund der begrenzten Scan-Geschwindigkeit ist sie allerdings für die schnell ablaufenden instationären Verbrennungsvorgänge im Motor ungeeignet.

Wird anstelle des Austrittsspalt eine Zeilenkamera an den Spektrographen angebracht, so kann innerhalb der Belichtungszeit der Kamera ein vollständiges Spektrum aufgenommen werden. Eine Zeilenkamera besteht prinzipiell aus vielen nebeneinander angebrachten Photodioden (512 - 1024), die in der Regel über einen Hochspannungspulser intensiviert werden können, so daß Belichtungszeiten bis zu wenigen Nanosekunden möglich sind. Diese konventionellen Zeilenkameras sind im allgemeinen auf Bildaufnahmezeiten von 10 bis 20Hz beschränkt. Mit modernen CCD-Kameras, die im Streak-Modus arbeiten können, ist dagegen eine nahezu kurbelwinkelaufgelöste Aufnahme von Emissionsspektren möglich [66]. Messungen mit einer so hohen Zeitauflösung erlauben eine genaue Aussage über das zeitliche Auftreten verschiedenster Verbrennungsspezies und liefern so einen wertvollen Bei-

trag zur Entwicklung von Modellen bezüglich Reaktionskinetik und Verbrennungsablauf.

Abbildung 6.4-10 zeigt beispielhaft die Applikation der unter 2. beschriebenen Meßtechnik an einen Motor. Ein Problem bei der Emissionsspektroskopie ist die Auskoppelung des Flammenlichtes aus dem Motor. Bei Forschungsmotoren wird dies häufig über eingebaute Quarzglasfenster und Linsensysteme realisiert. Hier geschieht die Auskopplung über einen Lichtleiter, der in den Zylinderkopf eingeschraubt wird und auf der anderen Seite mit der Einkoppelseite des Spektrographen verbunden ist.

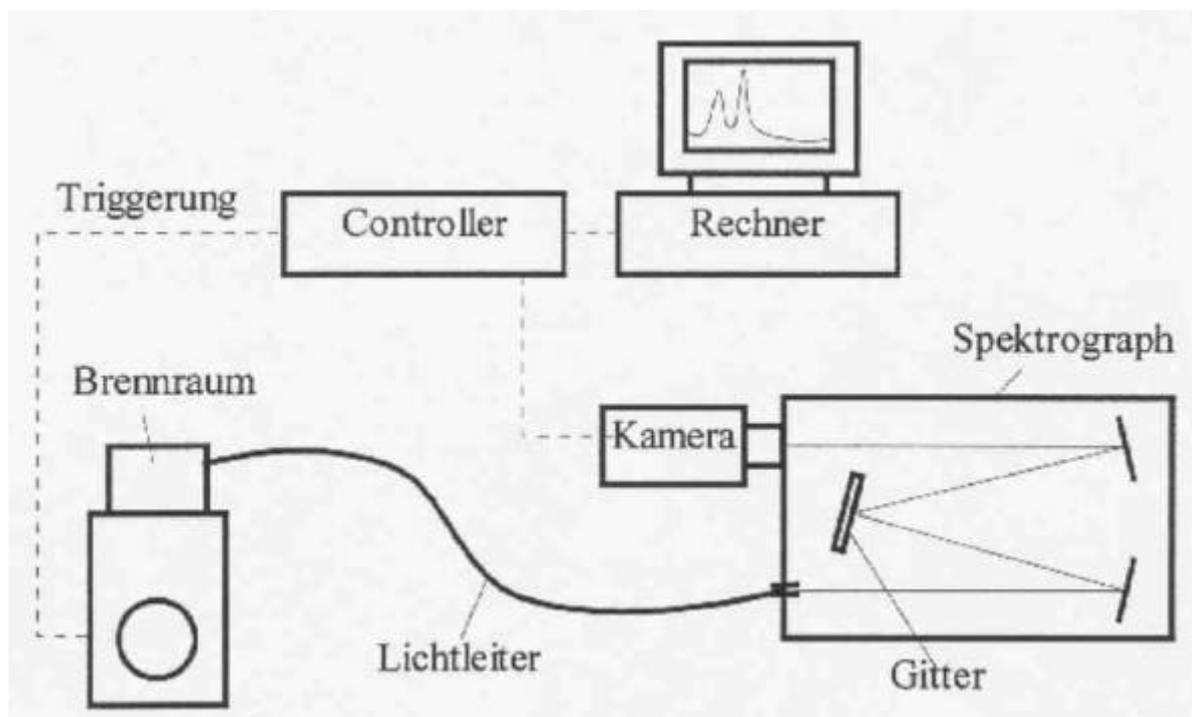


Abbildung 6.4-10 Beispielhafte Adaption Emissionsspektroskopie

Eine weitere Möglichkeit besteht darin, den Lichtleiter in die Zündkerze zu integrieren. Dies kommt der Anwendung dieser Meßtechnik in Serienmotoren mit schwerer Zugänglichkeit entgegen.

Abbildung 6.4-11 zeigt ein mit einem solchen Aufbau aufgenommenes Emissionsspektrum aus einem mit Normalbenzin gefeuertem Einzylinder-Viertakt-Ottomotor. Das Spektrum beschränkt sich auf den Wellenlängen-Bereich der vom OH-Radikal emittierten Bande um 306 nm. Bedingt durch den hohen Zylinderdruck zum Zeitpunkt der Messung sind die einzelnen Linien dieser Bande verbreitert, so daß die für diese Bande typische Feinstruktur zwischen 318 nm und 325 nm kaum noch aufzulösen ist.

Nachteilig an der Emissionsspektroskopie ist die Tatsache, daß nur begrenzt eine Aussage über die räumliche Herkunft des Emissionslichtes und damit auch über die räumliche Verteilung der untersuchten Spezies möglich ist.

Zur Auskoppelung nur einzelner Emissionsbanden eignen sich Interferenzfilter, die ein sehr schmalbandiges Transmissionsverhalten (Halbwertsbreite $\pm 5\text{nm}$) mit guter Signalunterdrückung (10^{-5}) im restlichen Spektralbereich verbinden. Diese Filter können für viele relevante Emissionsbanden hergestellt werden. Nachteilig ist ihre relativ niedrige maximale Transmission von ca. 10%, so daß in der Regel der Einsatz von sehr sensitiven intensivierten CCD-Kameras erforderlich wird.

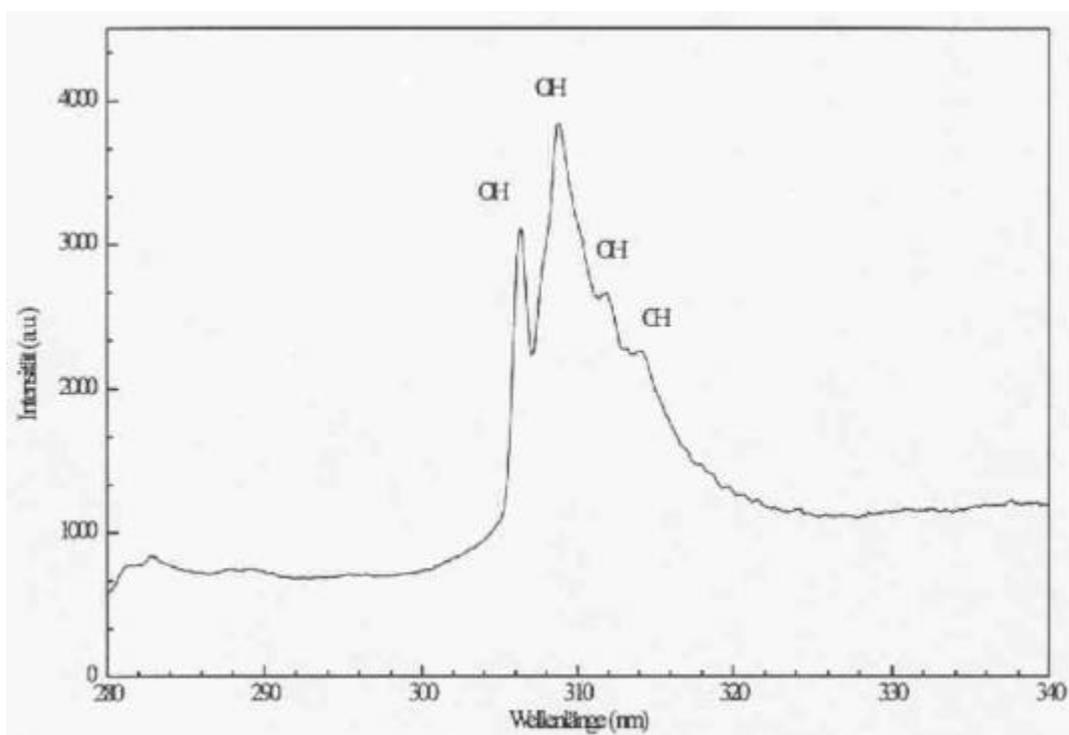


Abbildung 6.4-11 Emissionsspektrum des OH-Radikals aus einem OTTO-Motor

Ein Beispiel für die Anwendung einer solchen Meßtechnik an einem Versuchsmotor zeigt Abbildung 6.4-12. Durch ein in den Zylinderkopf eines Einzylinder-Viertakt-Ottomotors integriertes Quarzglasfenster wurde die Flammenstrahlung im Bereich der OH- Bande mit einer intensivierten CCD-Kamera aufgenommen. Dabei wurde die Flammenstrahlung vor der Kamera mit einem Interferenzfilter gefiltert. Somit repräsentieren in dem dargestellten Bild die hellen Bereiche die Zonen der Flamme, in denen die höchsten Strahlungsemissionen im Bereich der OH-Bande auftraten, was hier vorzugsweise im Flammenrand der Fall war.

Bild in Bearbeitung

Abbildung 6.4-12 OH- Emission aus der Flammenfront in einem OTTO-Motor

6.5 Lichtextinktionsmeßtechniken

In der Literatur werden verschiedene Meßverfahren zur Untersuchung der Rußbildung und Rußoxidation beschrieben. Diese lassen sich zum einen in berührende (Probenentnahmetechniken) sowie berührungslose, optische Meßverfahren unterteilen. Als optische Meßverfahren kommen dabei im wesentlichen *Extinktions-* und *Streulicht-Meßtechniken*, *Laserinduzierte Rußstrahlung (LII)* sowie die *2-Farben-Spektroskopie* zum Einsatz /67/-/76/. In /78/, /77/ konnte gezeigt werden, daß unter Berücksichtigung der spezifischen Probleme eines Dieseleinspritzstrahls, d.h.:

- große lokale Dichtegradienten,
- simultanes Auftreten von Kraftstofftropfen und Ruß,
- starke Lichtemission der Verbrennung,
- hohe lokale Rußkonzentrationen,

sowie einer möglichst geringen Abhängigkeit von physikalischen Rußgrößen und guten Adaptierbarkeit an motorische Versuchsträger die Lichtextinktionsmeßtechnik zur Untersuchung der Rußbildung unter dieselmotorischen Bedingungen gegenüber allen anderen Meßtechniken zum Teil deutliche Vorteile aufweist.

Die Lichtextinktion beschreibt die Abschwächung einer elektromagnetischen Strahlung in der ursprünglichen Strahlrichtung entlang eines optischen Weges L beim Durchtritt durch eine Partikelwolke. Diese kann gemäß dem Gesetz von Lambert-Beer wie folgt beschrieben werden:

$$\frac{I}{I_0} = \exp \left[-\frac{\pi}{4} \cdot N \cdot L \cdot \int_0^{\infty} Q_{\text{ext}}(D) \cdot n(D) \cdot D^2 dD \right] \quad (6.5-1)$$

Sie hängt neben der Partikelgrößenverteilung ($D, n(D)$) noch von der Teilchenzahldichte N und dem Extinktionskoeffizienten Q_{ext} ab. Die Partikelgrößenverteilung kann allgemein durch einen aus unterschiedlichen Momentenverhältnissen beschriebenen mittleren Durchmesser ausgedrückt werden. Eigene Parameterstudien sowie die Arbeiten in /79/ haben gezeigt, daß bei der Lichtextinktionsmeßtechnik für die bei der dieselmotorischen Verbrennung vorliegenden Partikeldurchmesser die Partikelgrößenverteilung durch den mittleren Durchmesser D_{32} (Sauter-Durchmesser) mit nur geringem Fehler angenähert werden kann:

$$D_{32} = \frac{\int_0^{\infty} n(D) \cdot D^3 dD}{\int_0^{\infty} n(D) \cdot D^2 dD} \quad (6.5-2)$$

$$\frac{I}{I_0} = \exp \left[-\frac{\pi}{4} \cdot N \cdot L \cdot Q_{\text{ext}}(D_{32}) \cdot D_{32}^2 \right] \quad (6.5-3)$$

Der Intensitätsverlust wird dabei von Wechselwirkungen der Partikel mit der elektromagnetischen Welle verursacht, indem der elektrische Feldvektor zunächst eine Dipolschwingung der gleichen Frequenz in den Partikeln induziert. Jeder Dipol strahlt dann seinerseits eine Kugelwelle der gleichen Frequenz in den Raum ab, die als elastisches Streulicht registriert wird. In absorbierenden Medien mit komplexem Brechungsindex (der Realteil beschreibt die Streueigenschaften, der Imaginärteil die Absorptionseigenschaften der Partikel) wird die Energieabstrahlung zusätzlich durch Wärmeverluste verringert, so daß sich die Extinktion aus einem Streuanteil und einem Absorptionsanteil zusammensetzt. Der Anteil von Streuung und Absorption an der Extinktion ist in Abbildung 6.5-1 über dem während der dieselmotorischen Verbrennung zu erwartenden Partikelgrößenspektrum für einen Brechungsindex von $m = 1.9 - 0.45i$ dargestellt. Es wird deutlich, daß für kleine Partikel die Absorption überwiegt und die Streuung für größere Partikeldurchmesser zunehmend an Bedeutung gewinnt. Für Partikeldurchmesser < 50 nm ist der Extinktionskoeffizient außerdem in guter Näherung linear von der Partikelgröße abhängig (Rayleigh-Streuung).

In Abhängigkeit des Verhältnisses von Partikelgröße (D) zur Wellenlänge der einfallenden Strahlung (I) ergeben sich zwei Grenzfälle der Streuung elektromagnetischer Strahlung an Partikeln:

- Ist $D/I < 0.1$, so induziert die einfallende Welle nur eine einfache Dipolschwingung in den Partikeln und es findet eine symmetrische Streuung in alle Richtungen statt (Rayleigh-Streuung). In diesem Grenzfall ist die Absorption proportional zu D_3 während die Streuung proportional zu D_6 ist.
- Ist $D/I > 10$, so gelten die Gesetze der geometrischen Optik und sowohl Streuung als auch Absorption sind proportional zu D_2 .

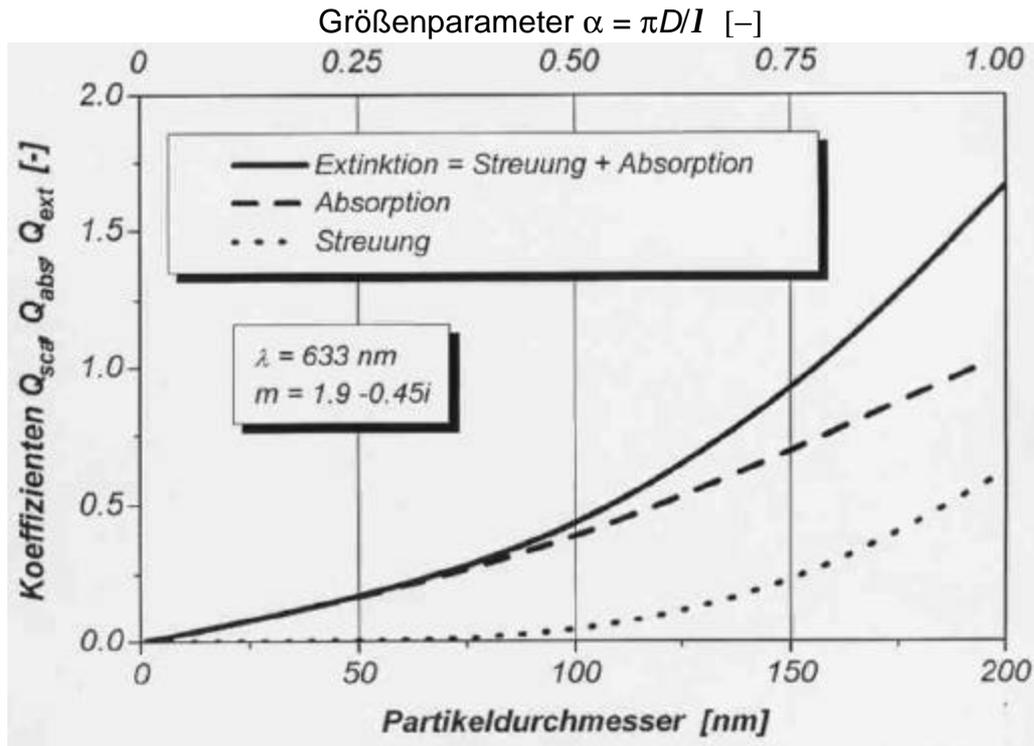


Abbildung 6.5-1 Anteil von Streuung und Absorption an der Extinktion

Im Bereich $0.1 < D/I < 10$ werden auch Oberschwingungen in den Partikeln angeregt, so daß Interferenzen zu einer charakteristischen Verteilung des Streulichtes über den Streuwinkel mit mehreren ausgeprägten Maxima und Minima führen (Mie-Streuung). In [77] wurde gezeigt, daß für die während der dieselmotorischen Verbrennung gebildeten Rußpartikel bei Beleuchtung mit Licht im sichtbaren Wellenlängenbereich noch von Rayleigh-Streuung ausgegangen werden kann, so daß die folgenden Gleichungen aus den hierfür gültigen vereinfachten Beziehungen abgeleitet werden können.

Der Extinktionskoeffizient Q_{ext} kann nach der Streulichttheorie von Mie im Rayleigh-Streubereich als Funktion des komplexen Brechungsindex der Partikel (m), der Wellenlänge des einfallenden Lichtes (I) sowie dem mittleren Partikeldurchmesser (D_{32}) wie folgt berechnet werden:

$$Q_{ext}(D_{32}) = -4 \cdot \frac{\pi \cdot D_{32}}{I} \cdot \operatorname{Im} \left[\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right] \quad (6.5-4)$$

Mit Gleichung (6.5-3) läßt sich daraus die Partikelmassenkonzentration berechnen:

$$c_s = r_s \cdot N \cdot \frac{\pi}{6} \cdot D_{32}^3 = r_s \cdot \frac{I}{6 \cdot L \cdot \pi \cdot \operatorname{Im} \left[\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right]} \cdot \ln \left[\frac{I}{I_0} \right] \quad (6.5-5)$$

Hieraus folgt, daß für die Bestimmung von Rußmassenkonzentrationen (Rußvolumenkonzentrationen) nur die Messung des Intensitätsverhältnisses der einfallenden zur austretenden Strahlung erforderlich ist, d.h. es ist insbesondere keine Messung absoluter Strahlungsintensitäten notwendig. Unter der Voraussetzung, daß der mittlere Partikeldurchmesser D_{32} im Rayleigh-Streubereich liegt, ist die Partikelkonzentration proportional zu $\ln(I/I_0)$ und kann ohne nähere Angaben zur Partikelgröße berechnet werden.

Bezüglich der Gültigkeit der bei der Herleitung von getroffenen Annahmen sowie der zur Berechnung der Rußmassenkonzentration erforderlichen physikalischen Rußgrößen (Rußdichte, komplexer Brechungsindex) im Hinblick auf die Anwendung der Lichtextinktionsmeßtechnik zur Untersuchung von Rußbildung und Rußoxidation im Dieseleinspritzstrahl sei auf die Quellen /77/ und /78/ verwiesen. Den hier präsentierten Ergebnissen wurden dabei folgende Werte zugrunde gelegt:

- komplexer Brechungsindex $m = 1.9 - 0.45i$
- Rußdichte $\rho_s = 1.8 \text{ g/cm}^3$
- Rußpartikelgröße $D < 50 \text{ nm}$

6.5.1 Ein-dimensionale Lichtextinktionsmeßtechnik

Eine 1-dimensionale Lichtextinktionsmeßtechnik kann zur Ermittlung repräsentativer zyklusgemittelter Rußmassenkonzentration aus mehreren Einspritzzyklen mit hoher örtlicher und zeitlicher Auflösung eingesetzt werden. Aus den Ergebnissen dieser Messungen läßt sich ferner die zeitliche Abhängigkeit der Rußmasse im gesamten Strahl berechnen. Da mit dieser Meßtechnik eine Vielzahl von Einzelzyklen an bestimmten Meßpunkten untersucht werden können, lassen sich außerdem Aussagen bezüglich der zyklischen Schwankungen der Rußbildung ableiten.

Der experimentelle Aufbau der 1-dimensionalen Lichtextinktionsmeßtechnik bei der Adaption an die Druckkammer ist in Abbildung 6.5-2 dargestellt. Der Einspritzstrahl wird mit einem He-Ne-Laser (Wellenlänge 633 nm, Strahldurchmesser 1 mm) beleuchtet. Die Intensität des im Strahlbereich abgeschwächten Lichtes wird mit einer Fotodiode gemessen und in eine Spannung $U(t)$ umgewandelt. Da die Lichtemission bei der dieselmotorischen Verbrennung eine hohe Strahlungsintensität aufweist, werden die Meßergebnisse ohne geeignete Maßnahmen hierdurch stark verfälscht. Eine Minimierung dieses Einflusses kann durch Anordnung schmalbandiger Bandpassfilter vor der Eintrittsöffnung der Fotodiode erreicht werden. Durch Dichtegradienten im Strahlbereich abgelenktes Licht, welches ebenfalls als Lichtabschwächung detektiert würde, wird über eine Sammellinse, die im Abstand $2f$ von der Strahlachse entfernt angeordnet ist, wieder auf die Fotodiode fokussiert. Zusätzlich ist eine ausreichend

große Aufnahme­fläche des Detektors erforderlich /77/. Der gesamte Versuchsaufbau ist auf einem verstellbaren Schlitten angeordnet, so daß zusammen mit dem höhenverstellbaren Versuchsträger beliebige Positionen im Strahl vermessen werden können.

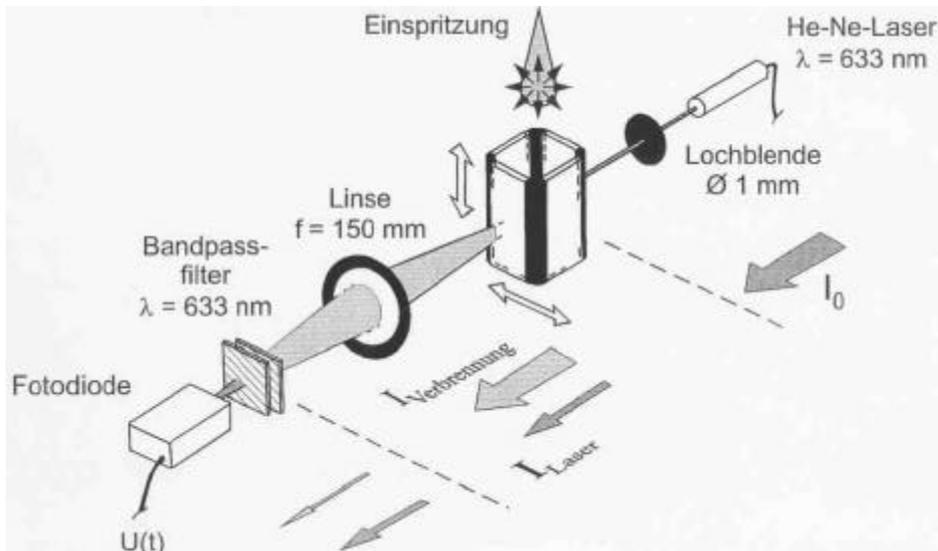


Abbildung 6.5-2 Schematischer Aufbau der 1-dimensionalen Lichtextinktionsmeßtechnik

Zur Berechnung der Rußmassenkonzentrationen aus den Lichtextinktionssignalen wird zunächst der zeitlich aufgelöste, geometrische Mittelwert des Extinktionssignals aus 64 Einzelzyklen für jeden Meßort berechnet. Da eine Lichtabschwächung des Lasers nicht nur durch die bei der Verbrennung gebildeten Rußpartikel, sondern insbesondere in Düsen- und Strahlachsennähe auch durch flüssigen Kraftstoff im Einspritzstrahl verursacht wird, muß dieser Effekt bei der Auswertung korrigiert werden /77/, /78/. Anschließend wird das Intensitätsverhältnis I/I_0 berechnet, indem die Lichtintensität für jeden Zeitpunkt auf die Lichtintensität unmittelbar vor Beginn der Einspritzung bezogen wird. Somit werden Schwankungen der Laserintensität sowie mögliche Verschmutzungen der Fenster im Rahmen einer Meßreihe berücksichtigt. Hieraus läßt sich gemäß Gleichung (6.5-5) eine mittlere Rußmassenkonzentration über die Ausdehnung des Rußgebietes (optische Weglänge L) berechnen. Die optische Weglänge kann unter der Annahme von Rotationssymmetrie dabei aus den Lichtextinktionsmessungen über die Strecke bestimmt werden, in der bei Variation des Abstandes zur Strahlachse ein signifikantes Lichtextinktionssignal registriert wird. Es ist jedoch anzumerken, daß die Bestimmung der optischen Weglänge für bestimmte Randbedingungen aufgrund der starken zyklischen Schwankungen ungenau ist.

Werden 1-dimensionale Lichtextinktionsmessungen an einer Vielzahl von radialen Meßpunkten im Einspritzstrahl durchgeführt, so lassen sich - unter der Annahme von Rotationssymmetrie für den gemittelten Einspritzstrahl - örtliche Rußmassenkonzen-

trationen nahezu unabhängig von der optischen Weglänge L aus den mittleren Konzentrationen berechnen. Hierzu werden aus dem Zusammenhang zwischen den mittleren Konzentrationen $c_{s,m}$ und den örtlichen Konzentrationen $c_{s,l}$:

$$c_{s,m} \cdot L = \int_{\text{Eintritt}}^{\text{Austritt}} c_{s,l}(x, y, t) dy \quad (6.5-6)$$

die örtlichen Konzentrationen mit Hilfe einer Abel-Transformation ermittelt.

Als weitere Größe kann die Rußmasse in einzelnen Ebenen im Abstand s vom Düsenaustritt berechnet werden, wobei neben den Rußkonzentrationen auch die radiale Ausdehnung des Rußgebietes berücksichtigt wird :

$$m_{\text{layer}}(s) = 2 \cdot \int_{r=0}^{L/2} c_{s,m}(r, s) \cdot 2 \cdot \sqrt{(L/2)^2 - r^2} dr = 2 \cdot \pi \cdot \int_{r=0}^{L/2} c_{s,l} \cdot r dr \quad (6.5-7)$$

Werden die Lichtextinktionsmessungen außerdem an unterschiedlichen axialen Abständen s von der Einspritzdüse durchgeführt, so können schließlich der zeitliche Verlauf der gesamten Rußmasse im Strahl sowie als dessen zeitliche Ableitung die mittlere Rate der Rußbildung im Strahl näherungsweise bestimmt werden:

$$m_{\text{Spray}} = \int_s m_{\text{layer}}(s) ds \quad (6.5-8)$$

Die Vorgehensweise bei der Auswertung von 1-dimensionalen Lichtextinktionsmessungen ist schematisch in Abbildung 6.5-3 zusammengefaßt.

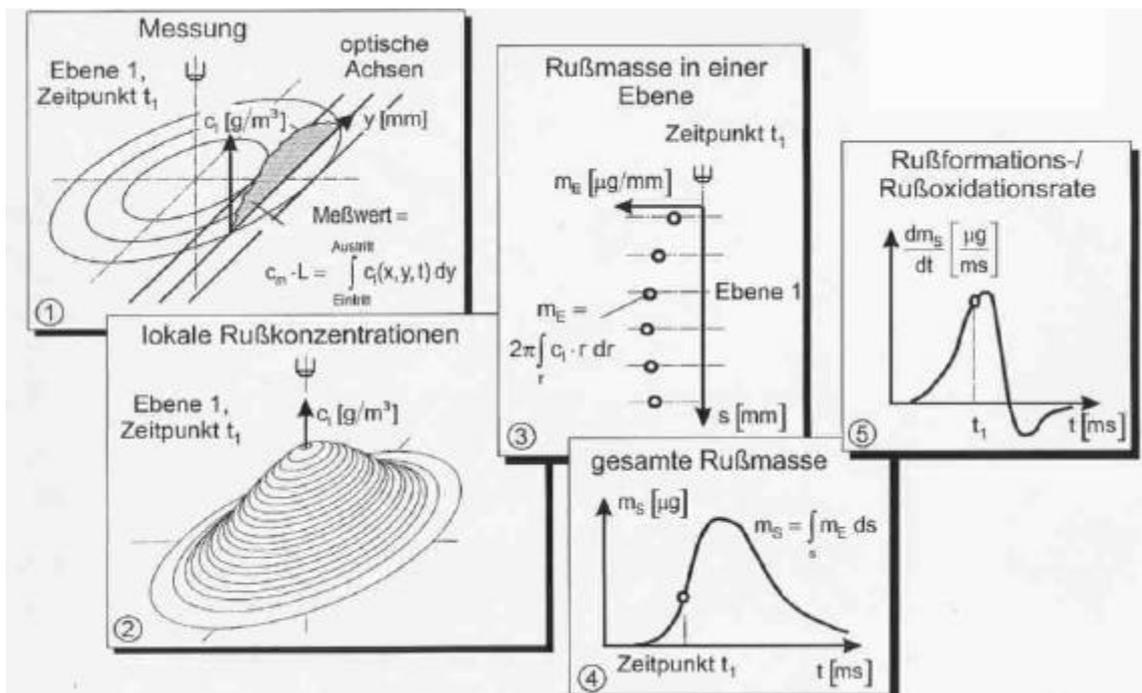


Abbildung 6.5-3 Schematische Darstellung der Auswertung von 1-dimensionalen Lichtextinktionsmessungen

6.5.2 Zwei-dimensionale Lichtextinktionsmeßtechnik

Mit einer 2-dimensionalen Lichtextinktionsmeßtechnik kann die Rußbildung und Rußoxidation während der dieselmotorischen Verbrennung mit hoher zeitlicher und örtlicher Auflösung für einzelne Einspritzzyklen zur Zeit nur qualitativ verfolgt werden. Es ist zu bemerken, daß mit dieser Meßtechnik zur Zeit nur qualitative Ergebnisse gewonnen werden können, weil einige Voraussetzungen zur Anwendung der Streulichttheorie (z.B. parallel einfallende Strahlung) nicht erfüllt sind. Trotzdem stellt diese Meßtechnik eine sinnvolle Ergänzung zu der oben beschriebenen 1-dimensionalen Lichtextinktionsmeßtechnik dar.

Der experimentelle Aufbau der 2-dimensionalen Lichtextinktionsmeßtechnik ist in Abbildung 6.5-4 dargestellt.

Der Einspritzstrahl wird mit einem aufgeweiteten Ar⁺-Laserstrahl (Wellenlänge 488 nm, Leistung 2 Watt) beleuchtet. Die Lichtextinktion durch während der Verbrennung gebildete Rußpartikel wird mit Hilfe einer Hochgeschwindigkeitskamera aufgenommen. Analog zur 1-dimensionalen Lichtextinktionsmeßtechnik wird ein schmalbandiger Bandpassfilter vor der Kamera zur Minimierung des Einflusses durch das Eigenleuchten der Verbrennung eingesetzt. Es ist zu bemerken, daß die Lichtemission im Bereich 488 nm deutlich schwächer ist als im Wellenlängenbereich des He-Ne-Lasers von 633 nm. Im Gegensatz zur Schlierentechnik wird der Einspritzstrahl bei dieser Meßtechnik nicht mit parallelem Licht, sondern über eine Streuscheibe mit diffusem Licht beleuchtet. In /70/ sowie durch eigene Arbeiten /77/ konnte gezeigt werden, daß bei dieser Anordnung im Gegensatz zu häufig in der Literatur zur Untersuchung der Rußbildung eingesetzten Meßtechniken /80/, /81/ nur Lichtextinktion im Strahlbereich und keine Lichtabschwächung durch Dichtegradienten sichtbar gemacht wird.

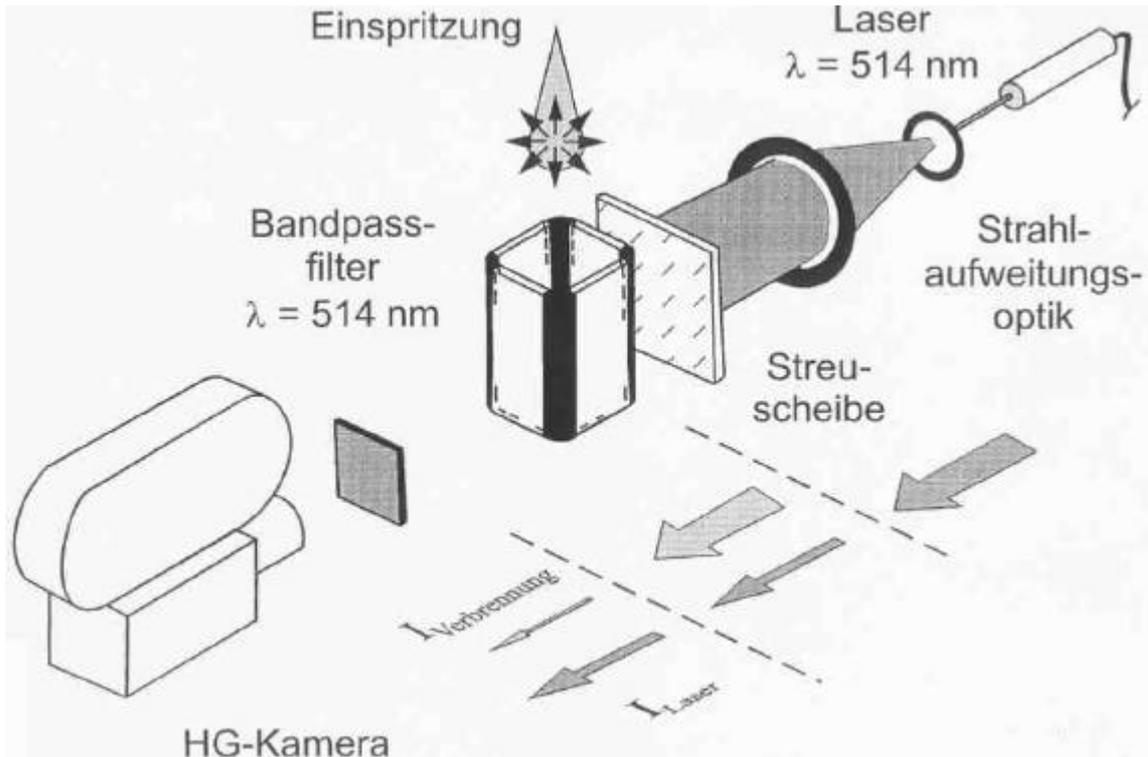


Abbildung 6.5-4 Schematischer Aufbau der 2-dimensionalen Lichtextinktionsmeßtechnik

Aus den Hochgeschwindigkeitsfilmen wird mit Hilfe eines digitalen Bildverarbeitungssystems das Intensitätsverhältnis I/I_0 2-dimensional im Strahlbereich bestimmt. Hierzu werden jeweils Bilder einer Einspritzung in Luft bzw. Stickstoff sowie ein Hintergrundbild unmittelbar vor Beginn der Einspritzung digitalisiert, pixelweise über mehrere Digitalisierungen gemittelt und zur Unterdrückung von hochfrequenten Störungen mit einem Tiefpassfilter gefiltert. Das Bild der Einspritzung in Stickstoff wird dann zur Korrektur des Einflusses durch flüssigen Kraftstoff verwendet. Anschließend werden die Intensitäten des so korrigierten Bildes (Intensitätsverteilung I) pixelweise durch die Intensitäten des Hintergrundbildes (Intensitätsverteilung I_0) dividiert. Damit können dann der zeitliche Verlauf des 2-dimensionalen Intensitätsverhältnis I/I_0 und damit die qualitative Rußverteilung im Einspritzstrahl mit unterschiedlichen Graustufen oder in einer Falschfarbendarstellung dargestellt werden. Durch dieses Vorgehen werden nicht gleichmäßige Beleuchtung des Meßbereiches sowie Schwankungen der Laserintensitäten und Verschmutzungen der Fenster zwischen zwei Einspritzungen erfaßt. Die Charakteristiken des verwendeten Filmmaterials sowie des Entwicklungsprozesses werden durch Korrektur der ermittelten Intensitäten anhand einer aus der Aufnahme eines Graukeils bestimmten Kalibrierkurve berücksichtigt.

6.6 Laserinduzierte Fluoreszenz (LIF)

6.6.1 Einleitung

Die Laserinduzierte Fluoreszenz ermöglicht durch die gezielte Anregung, in komplexen chemischen Reaktionen, wie z.B. der dieselmotorischen Verbrennung, den selektiven Nachweis einzelner Spezies sowie deren räumliche Verteilung. Durch flächenhafte Anregung der betreffenden Moleküle und der zweidimensionalen Detektion der emittierten Fluoreszenzen kann eine räumlich und zeitlich hochaufgelöste Bestimmung der zugehörigen Spezies vorgenommen werden. Durch geeignete Wahl der Anregungswellenlänge kann somit z.B. die zeitliche Entwicklung von Reaktionszwischenprodukten sichtbar gemacht werden [82].

6.6.2 Prinzip der laserinduzierten Fluoreszenz

Das Prinzip der laserinduzierten Fluoreszenz läßt sich anhand der Abbildung 6.6-1 erläutern: Das Molekül (oder das Atom) geht durch Absorption von Laserstrahlung in einen angeregten Zustand über. Anschließend kann das Molekül in einen anderen angeregten Zustand übergehen, indem es durch Stoß mit einem anderen Molekül Energie austauscht. Durch Strahlungsemission (Fluoreszenz) geht das Molekül dann in einen energetisch tieferen Zustand über.

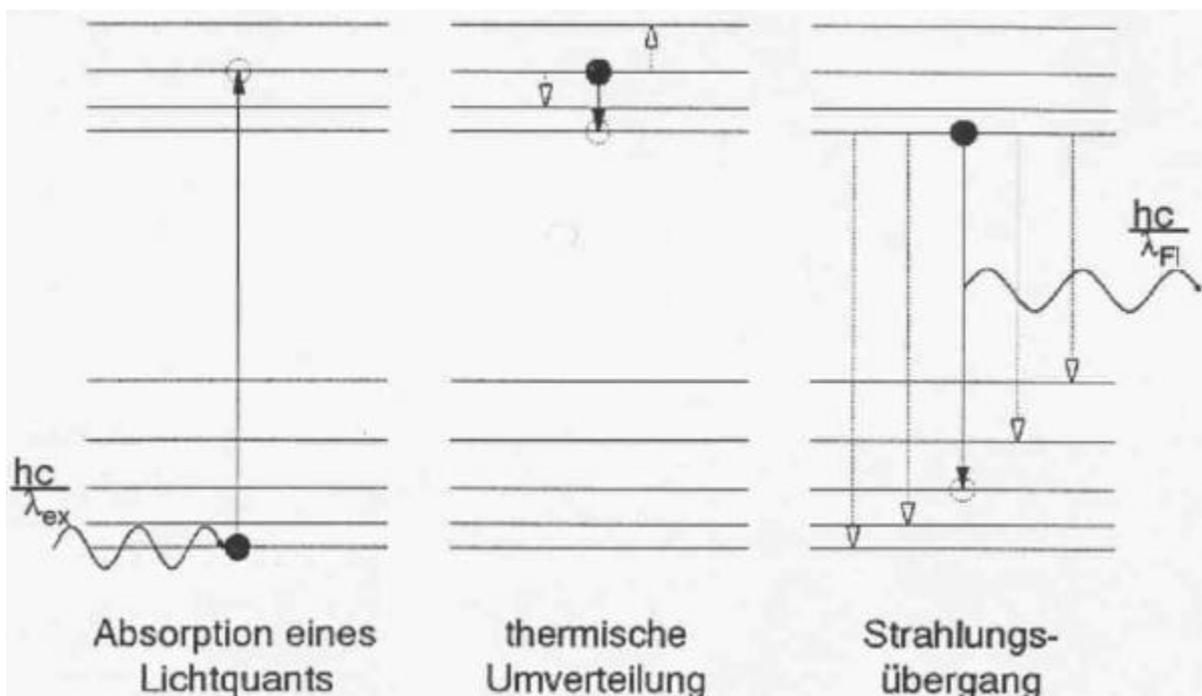


Abbildung 6.6-1 Prinzip der laserinduzierten Fluoreszenz

Bei der verwendeten Laserstrahlung handelt es sich zumeist um Strahlung im sichtbaren oder ultravioletten Spektralbereich. Durch die Absorption dieser energiereichen Photonen geht das Molekül dann in einen elektronisch angeregten Zustand über. Die Umverteilung durch Molekülstoß erfolgt dann zwischen den vibratorischen und rotatorischen Niveaus im elektronisch angeregten Zustand. Tendenziell gibt das angeregte Molekül dabei Energie ab, da die Energie des direkt angeregten Niveaus zumeist höher liegt als die thermische Energie, die einem partiellen thermischen Gleichgewicht dieser Vibrations- und Rotationsniveaus entspricht. Wegen dieser Energieabgabe liegt dann das Fluoreszenzlicht bei größeren Wellenlängen als die Laserstrahlung.

Als Konkurrenzprozess zur Fluoreszenz kann das Molekül auch durch Molekülstoß seine Energie abgeben und somit strahlunglos in den elektronischen Grundzustand übergehen (Quenching). Die Wahrscheinlichkeit dieses Konkurrenzprozesses, und damit auch die Fluoreszenzintensität, hängen von den lokalen Randbedingungen wie Druck, Temperatur und Art der Stoßpartner ab.

Die Fluoreszenzintensität ist bei vernachlässigbarer Quenchrates der Besetzungsdichte im Ausgangszustand der Absorption proportional. Die Besetzungsdichte hängt von der Teilchendichte und von der Temperatur ab. Deshalb ermöglichen Fluoreszenzmessungen im Prinzip Aussagen über diese beiden Größen /65/.

In der meßtechnischen Anwendung kann die Fluoreszenz einerseits räumlich null- oder eindimensional und spektral aufgelöst registriert, oder, bei flächenhafter Anregung im Laserlichtschnitt, räumlich zweidimensional aufgenommen werden.

6.6.3 Optischer Aufbau

Abbildung 6.6-2 gibt eine Übersicht über den optischen Aufbau. Ein abstimmbarer Excimerlaser wird zur Anregung der Fluoreszenz verwendet. Die kurze Pulsdauer von 30 ns ermöglicht eine hohe zeitliche Auflösung. Bei den beiden verwendeten Gasmischungen ist der Laser jeweils in einem Bereich von ca 0,5 nm durchstimmbare. Laserwellenlänge und Pulsenergie sind 248 nm und 250 mJ für die Gasmischung KrF, 308 nm und 120 mJ für XeCl. Die kürzere Wellenlänge der Gasmischung ArF wird wegen der hohen Absorption in Luft und Flammen nicht verwendet.

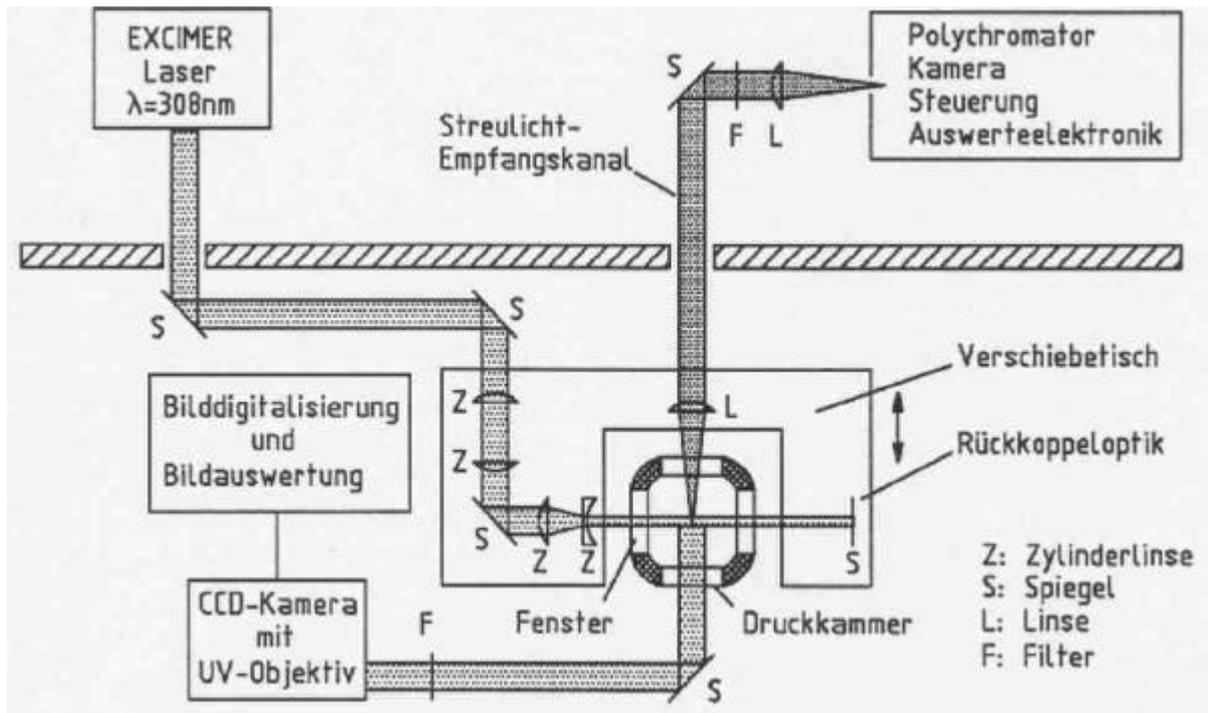


Abbildung 6.6-2 Experimenteller Aufbau

Mit mehreren Zylinderlinsen wird der Laserstrahl zu einem Lichtschnitt geformt und vertikal unter der Einspritzdüse positioniert. Zur Intensitätssteigerung wird der Laserstrahl hinter der Druckkammer in sich zurückreflektiert. Eine intensivierte CCD-Kamera ist rechtwinklig zum Laserstrahl positioniert und nimmt Bilder der laserinduzierten Fluoreszenz im reagierenden Einspritzstrahl auf. Durch geeignete Filter vor der Kamera wird störendes Licht unterdrückt.

Auf der gegenüberliegenden Seite werden spektrale Informationen über das emittierte Streulicht gesammelt. Mit zwei sphärischen Linsen wird ein bestimmter, aber frei wählbarer Punkt des Lichtschnittes auf den Eintrittsspalt eines Polychromators abgebildet. Die Spektren werden mit einer intensivierten Diodenzeilenkamera aufgenommen. Pro Einspritzung erhält man jeweils ein Spektrum und ein Bild des emittierten Lichtes. Da beide Kameras nur für 100 ns intensiviert und damit lichtempfindlich sind, wird das Eigenleuchten des Einspritzstrahles ausreichend unterdrückt.

6.6.4 Beispielhafte Ergebnisse

Abbildung 6.6-3 zeigt die spektrale Entwicklung von Fluoreszenzen im Einspritzstrahl über den Zeitraum der Einspritzung und Verbrennung. Man erkennt, daß sich das Maximum aller Fluoreszenzen in einem Wellenlängenbereich von 400 nm - 500 nm befindet. Mit dieser Information kann für die zweidimensionale Fluoreszenzaufnahmen ein geeigneter Filter ausgewählt werden, der genau diesen Bereich transmittiert.

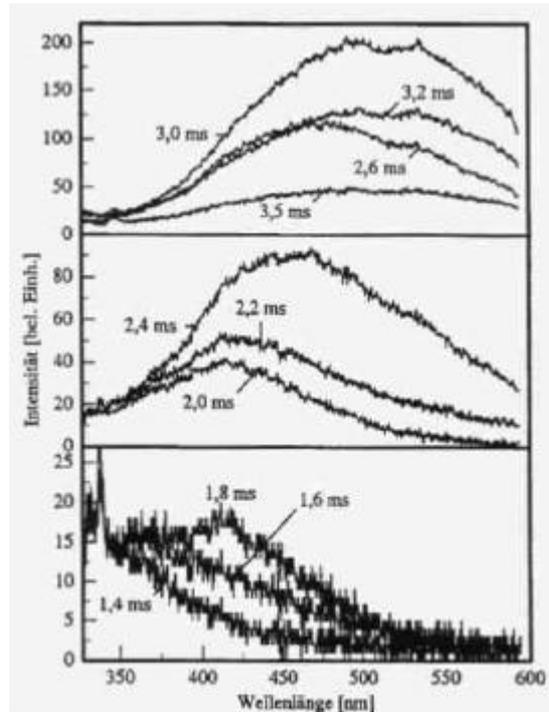


Abbildung 6.6-3 Zeitliche und spektrale Entwicklung der PAH-Fluoreszenz eines Einspritzstrahls

Die Fluoreszenzbilder in Abbildung 6.6-4 zeigen dann die räumliche und zeitliche Entwicklung dieser Fluoreszenzen, die in diesem Fall aufgrund der spektralen Verteilung als PAH-Fluoreszenz identifiziert werden konnte, also die Fluoreszenz sogenannter polyzyklischer aromatischer Kohlenwasserstoffe.

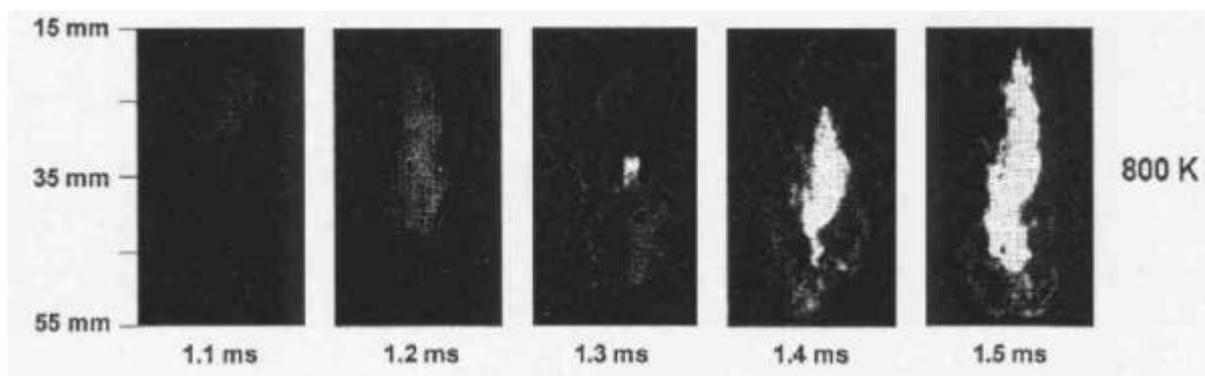


Abbildung 6.6-4 PAH-Fluoreszenz eines reagierenden Einspritzstrahls zu verschiedenen Zeiten nach Spritzbeginn

Durch die simultane Aufnahme der spektralen und räumlichen Information lassen sich, wie hier zu sehen, räumliche und zeitliche Entwicklungen bestimmter Spezies, sowie auch stoffliche Veränderungen darstellen, die sich in einer Veränderung der spektralen Form der Fluoreszenz zeigen.

6.6.5 Grenzen der Meßtechnik

Ein Problem dieser Meßtechnik besteht in der schlechten Quantifizierbarkeit. Durch die Löschung der Fluoreszenz durch Molekülstöße, dem sogenannten Quenching, ist das Fluoreszenzsignal nicht mehr proportional zur Teilchenzahl, so daß mit dieser Meßtechnik nur qualitative Speziesverteilungen bestimmt werden können. Ein in Verbrennungsprozessen typischer Quencher ist der Sauerstoff.

In diesem Falle ließe sich das Problem durch die Messung in einer Stickstoffatmosphäre lösen. Die Verbrennung selbst läßt sich so allerdings nicht mehr untersuchen.

6.7 Abbildungsverzeichnis

- Abbildung 6.1-1: Gasentnahmeventil
- Abbildung 6.1-2: Gasentnahmetechnik (Schema)
- Abbildung 6.1-3: Aufbau einer eindimensionalen Wärmestromsonde
- Abbildung 6.1-4: Zweidimensionale Widerstandsfilm-Wärmestromsonden
- Abbildung 6.1-5: Zweidimensionale Thermoelement-Wärmestromsonde
- Abbildung 6.1-6: Oberflächentemperaturverlauf einer Sonde während der Laser-Flash- und Kontakttemperatur-Kalibration
- Abbildung 6.2-1: Prinzipieller Aufbau der Meßtechnik
- Abbildung 6.2-2: Abhängigkeit des reellen Brechungsindex von der Temperatur bei 50 bar für Dieselkraftstoff
- Abbildung 6.2-3: Abhängigkeit des reellen Brechungsindex von der Kraftstoffzusammensetzung bei 50 bar für Dieselkraftstoff
- Abbildung 6.2-4: Streulichtfunktionsverläufe $I_0 = f(d)$ für verschiedene reelle Brechungsindizes und Absorptionszahlen
- Abbildung 6.2-5: Prinzip der planaren Laser-Velocimetry /10/
- Abbildung 6.2-6: Auswerteprinzip der PTV
- Abbildung 6.2-7: PIV-Auswertung durch Autokorrelation einer doppeltbelichteten Aufnahme
- Abbildung 6.2-8: PIV-Auswertung durch Kreuzkorrelation getrennter Aufnahmen
- Abbildung 6.2-9: Kräftebilanz an Tracerpartikel
- Abbildung 6.2-10: Folgeverhalten fester Tracerpartikel in Luft
- Abbildung 6.2-11: Streuintensität nach der Mie-Theorie (nach /16/)

- Abbildung 6.2-12: PIV-Vektorfeld im Brennraum eines gefeuert betriebenen Ottomotors /10/
- Abbildung 6.2-13: LDA-Zweistrahilverfahren
- Abbildung 6.2-14: Interferenzstreifenmodell
- Abbildung 6.2-15: Meßvolumen mit Interferenzebenen
- Abbildung 6.2-16: Doppler Signal
- Abbildung 6.2-17: 2D-LDA-Sonde
- Abbildung 6.2-18: Blockschaltbild eines LDA-Systems im SFB 224
- Abbildung 6.2-19: Direkte Zwei-Punkt LDA-Messung zur Bestimmung der räumlichen Autokorrelation
- Abbildung 6.2-20: Schematischer Aufbau eines PDA-Systems
- Abbildung 6.2-21: Aufnahmegeometrie für die Aufzeichnung von Off-axis Hologrammen.
- Abbildung 6.2-22: Geometrie für die Rekonstruktion von Off-axis Hologrammen.
- Abbildung 6.2-23: Aufnahmegeometrie für die Aufzeichnung von Dunkelfeld-Hologrammen.
- Abbildung 6.2-24: Simulierte Intensitätsverteilung (links) in der Bildebene eines Dunkelfeldhologrammes für einen 50 μm großen Tropfen. Rechts sind dieselben Daten als Grauwerte dargestellt.
- Abbildung 6.2-25: Beispiel für die gute Bildqualität, die mit der Dunkelfeldholographie erzielt werden kann (dargestellter Bildbereich: $2,0 \cdot 2,4 \text{ mm}^2$). Durch Doppelbelichtung entstehen zu jedem Tropfen zwei Bildpunkte und eine Geschwindigkeitsbestimmung wird möglich. Die mittlere Tropfenkonzentration im dargestellten Bildbereich betrug $5 \cdot 10^5 / \text{cm}^3$.
- Abbildung 6.2-26: Prinzip der Pulstrennung mit externer Pockelszelle und polarisierendem Strahlteiler.
- Abbildung 6.2-27: Effekt der Bildtrennung durch getrennte Referenzstrahlen. Die beiden oben gezeigten Bilder lassen sich von einer holographischen Platte durch Veränderung des Rekonstruktionswinkels α_c nacheinander rekonstruieren. Die erreichte Auflösung beträgt 4 μm .
- Abbildung 6.2-28: Energieschema der Molekülübergänge für elastische und inelastische Lichtstreuung
- Abbildung 6.2-29: Experimenteller Aufbau der Raman-Meßanlage

Abbildung 6.2-30: Einzelschuß- Raman-Spektren zu unterschiedlichem Luftfaktor

Abbildung 6.2-31: Meßpunkte im Einspritzstrahl

Abbildung 6.2-32: Energieniveaus bei CARS

Abbildung 6.2-33: Wellenlängen bei N₂ CARS

Abbildung 6.2-34: Ausschnitt aus N₂ CARS Spektren für zwei nichtresonante Anteile

Abbildung 6.2-35: Schematischer CARS Aufbau

Abbildung 6.2-36: Strahlgeometrie bei collinear CARS

Abbildung 6.2-37: Ab Strahlgeometrie bei BOXCARS

Abbildung 6.2-38: Hochauflösende Strahlgeometrien

Abbildung 6.2-39: Experimentelle Einflüsse auf die Spektrenform

Abbildung 6.2-40: Berechnete N₂ CARS Spektren

Abbildung 6.2-41: Wellenlängen beim Dual Stokes CARS

Abbildung 6.2-42: Wellenlängen beim Dual Pump CARS

Abbildung 6.3-1: Darstellung des Schlierenmeßtechnikaufbaus.

Abbildung 6.3-2: Arbeitsschritte der Interferogrammauswertung mit dem Streifenverfolgungsverfahren am Beispiel eines Interferogrammausschnittes.

Abbildung 6.3-3: Prinzipskizze des optischen Aufbaus für die Mach-Zehnder-Interferometrie

Abbildung 6.3-4: Blick in die quaderförmige Meßkammer des Modellmotors zur Mach-Zehnder-Interferometrie.

Abbildung 6.3-5: Dichteverteilung während der Einlaßphase bei 85° KW, Medium:R12, Drehzahl 750 U/min

Abbildung 6.3-6: Aufnahmeeinheit zur holographischen Interferometrie aus einem Blickwinkel von maximal 180°.

Abbildung 6.3-7: Testverteilung für den Bereich Zylinderkopf und Rekonstruktion experimentell vorliegenden Bedingungen.

Abbildung 6.3-8: Motormodell zur Untersuchung der Einlaßströmung. Im oberen Bildteil befindet sich der Zylinderkopf mit dem aufgesetzten Einlaßkrümmer. Durch den transparenten Zylinder ist das geöffnete Einlaßventil erkennbar.

-
- Abbildung 6.3-9: Rekonstruktion der holographisch aufgenommenen Einlaßströmung, Darstellung der Dichteverteilung am Zylinderkopf. Links ist die graustufenkodierte Dichteverteilung, rechts dazu zwei orthogonale Schnitte dargestellt.
- Abbildung 6.4-1: Optische Meßkette der Vielfach-Lichtleiter-Meßtechnik
- Abbildung 6.4-2: Transmissionsverhalten der optischen Meßkette
- Abbildung 6.4-3: Elektronische Meßkette der Vielfach- Lichtleiter Meßtechnik
- Abbildung 6.4-4: Aufbau des Vielfach- Lichtleiter- Meßsystems
- Abbildung 6.4-5: Zylinderkopf: Schnitt durch den Auslaßkanal
- Abbildung 6.4-6: Prinzip der kontaktlosen Lichtübertragung am Kolben
- Abbildung 6.4-7: Anordnung der Sonden
- Abbildung 6.4-8: Zeitliche und räumliche Flammenausbreitung
- Abbildung 6.4-9: Schwingungs- und Rotationsniveaus für zwei Elektronenzustände eines Moleküls (schematisch)
- Abbildung 6.4-10: Beispielhafte Adaption Emissionsspektroskopie
- Abbildung 6.4-11: Emissionsspektrum des OH- Radikals aus einem OTTO-Motor
- Abbildung 6.4-12: OH- Emission aus der Flammenfront in einem OTTO-Motor
- Abbildung 6.5-1: Anteil von Streuung und Absorption an der Extinktion
- Abbildung 6.5-2: Schematischer Aufbau der 1-dimensionalen Lichtextinktionsmeßtechnik
- Abbildung 6.5-3: Schematische Darstellung der Auswertung von 1-dimensionalen Lichtextinktionsmessungen
- Abbildung 6.5-4: Schematischer Aufbau der 2-dimensionalen Lichtextinktionsmeßtechnik
- Abbildung 6.6-1: Prinzip der laserinduzierten Fluoreszenz
- Abbildung 6.6-2: Experimenteller Aufbau
- Abbildung 6.6-3: Zeitliche und spektrale Entwicklung der PAH-Fluoreszenz eines Einspritzstrahls
- Abbildung 6.6-4: PAH-Fluoreszenz eines reagierenden Einspritzstrahls zu verschiedenen Zeiten nach Spritzbeginn

6.8 Literatur

- /1/ S. Schneider: „Einfluß auf die Gemischhomogenität im Brennraum eines Ottomotors auf die Verbrennung“, Dissertation, RWTH-Aachen, 1996
- /2/ H. Hüppelshäuser: „Experimentelle Untersuchung der Strömung und des Wärmeübergangs im Kolbenmotor“, Fortschr.-Ber. VDI Reihe 6 Nr. 278, S. 50 ff, VDI Verlag, Düsseldorf, 1992
- /3/ C. Jessen, H. Gröning: „Sensoren zur Messung von Wärmestrom und Wandschubspannungen in Millisekunden“, Sensor '91, Proceedings Band IV, Nürnberg, 1991
- /4/ K. Huber: "Der Wärmeübergang schnelllaufender, direkteinspritzender Dieselmotoren“ Dissertation, TU München, 1990
- /5/ H. Hüppelshäuser, U. Renz: „Messung der Oberflächentemperatur und des Wärmestroms mit hoher zeitlicher Auflösung“, Sensor '91, Proceedings Band IV, Nürnberg, 1991
- /6/ D. Bohn, G. Fitzky, J. Funcke, K. Holzenthal: „Experimentelle Untersuchung der Kraftstoffzerstäubung und -verdampfung bei der dieselmotorischen Einspritzung unter Variation der Kraftstoffeigenschaften“, Kolloquium des Sonderforschungsbereichs 224 der RWTH Aachen „Motorische Verbrennung“, 11. -12. März 1993
- /7/ D. Bohn, K. Stieper, A.N. Astachow, G. Fitzky, G. Krüger: „ Experimentelle Untersuchungen zur Zerstäubung von Dieseldieselkraftstoff und Schweröl“, FVV-Abschlußbericht, Heft R 469, 1993
- /8/ A. Ederhoff: „Bestimmung der Flüssigkeitsbeladung mit Tropfen von Zweiphasenein- bzw. -mehrkostenströmungen mittels Streulicht, Dissertation, RWTH Aachen, 1977
- /9/ D. Bohn, K. Stieper, A.N. Astachow, G. Fitzky, C. Köster, G. Krüger: „Untersuchung der Zerstäubung von Schwerölen bei Variation der Einspritzbedingungen, FVV-Zwischenbericht, Heft R 481, 1995
- /10/ J.Geiger, H.-J.Neußer, F.Pischinger: „Neue Entwicklungswerkzeuge zur Optimierung der Zylinderinnenströmung und Flammenausbreitung an Serienmotoren“, Tagung „Wichtige optische Meßmethoden in der modernen Automobilentwicklung“, Haus der Technik e.V. Essen, 5./6. Dezember 1995
- /11/ H.-J.Neußer, L.Spiegel, J.Ganser: „Particle Tracking Velocimetry- A Powerful Tool to Shape the In-Cylinder Flow of Modern Multi-Valve Engine Concepts“, SAE paper 950102, 1995
- /12/ J. Ganser: “Untersuchungen zum Einfluß der Brennraumströmung auf die klopfende Verbrennung“, Dissertation, RWTH Aachen, 1994
- /13/ R.J.Andrian: „Image shifting technique to resolve directional ambiguity in double-pulsed velocimetry“, Applied Optics 25(1986)21
- /14/ C.C.Landreth, R.J.Andrian: „Electrooptical image shifting for particle image velocimetry“, Applied Optics 27(1988)20
- /15/ B. Ruck (Hrsg.): „Lasermethoden in der Strömungsmeßtechnik“, AT-Fachverlag GmbH Stuttgart, 1990

-
- /16/ F.Mayingner (Ed.): „Optical Measurements“, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1994
- /17/ P. Dobrinski, G. Krakau, A. Vogel: „Physik für Ingenieure“, Teubner Verlag, Stuttgart, 1984
- /18/ B. Ruck: „Laser Doppler Anemometrie“, AT-Fachverlag GmbH, Stuttgart, 1987
- /19/ L.E. Drain: „The Laser Doppler Technique“, Wiley & Sons Ltd., New York, 1980
- /20/ F. Durst, A. Melling, J.H. Whitelaw: „Principle and Practise of Laser Doppler Anemometrie“, Academic Press, New York, 1970
- /21/ N.N.: LDA-Modul-Optik 55X Bedienungsanleitung, DISA Informationsabteilung
- /22/ N.N.: 55L90a LDA Counter Processor, Instruction Manual, DANTEC Documentation Department, Scientific Research Equipment Division
- /23/ N.N.: „57N10 Burst Spectrum Analyzer, Instruction Manual“, DANTEC Documentation Department, Scientific Research Equipment Division
- /24/ R.N. Bracewell: „The Fourier Transform and Its Applications“, McGraw-Hill, New York, 1978
- /25/ A.R. Glover, G.E. Hundleby, O. Hadded: „The Development of Scanning LDA for the Measurement of Turbulence in Engines“, SAE-Paper Nr.: 880378, 1988
- /26/ R.A. Fraser, F.V. Bracco: „Cycle -Resolved LDV Integral Length Scale Measurements in an I.C. Engine“, SAE Paper NR.: 880381, 1988
- /27/ F.E. Corcione, G. Valentino: „Turbulence Length Scale Measurement by Two-Probe-Volume LDA-Technique in an Diesel Engine“, SAE Paper Nr.: 902080, 1990
- /28/ F. Durst, M. Zaré: „Laser Doppler measurements in two phase flows“, Proceedings of LDA Symposium Copenhagen, 1975, 403-429
- /29/ A. Naqwi, F. Durst: „Light Scattering applied to LDA and PDA measurements, part 2: Computational results and their discussion“, Part. Part Syst. Charact. 9, 1992, 66-80
- /30/ G. Gouesbet, B. Maheu, G. Gréhan: „Scattering of a Gaussian beam by a sphere using a Bromwich Formulation: Case of arbitrary location“, Part. Part. Syst. Charact. 5, 1988, 1-8
- /31/ F. Onofri, H. Mignon, G. Gouesbet, G. Gréhan: „On the extension of Phase-Doppler Anemometry to the sizing of multilayered particles and cylindrical particles“, Proc. 5th Int. Congress on Optical Particle Sizing, Nuremberg, 1995
- /32/ J. Dominick, H. Ertel, C. Tropea: „Processing of Phase-Doppler signals using the cross spectral density function“, Proc. 4th Int. Symp. On Laser Anemometry to Fluid Mechanics, Lisbon, 1984
- /33/ C.S. Vikram (ed.), "Selected Papers on Holographic Particle Diagnostics, SPIE Milestone Series, Vol. MS 21, 1990
- /34/ J.K. Schaller, "Holographische Untersuchungen der dieselmotorischen Einspritzung", Mainz Verlag, Aachen, 1996.

-
- /35/ J.K. Schaller, C.G. Stojanoff, "Investigations of the Diesel jet injected into a high-pressure test chamber", Particle and Particle Systems Characterization, Vol 13, pp. 196 - 204, 1996.
- /36/ J.K. Schaller, A. Ante, T. Theisen, C.G. Stojanoff, "Application of off-axis holography to spray investigations: aberration minimization and size determination", proceedings SPIE, Vol. 1756, pp. 277 - 287, 1992.
- /37/ H. Akbari, H. Bjelkhagen, "Pulsed holography for particle detection in bubble chambers", Optics & Laser Technology, Vol. 19(5), pp. 249 - 255, 1987.
- /38/ B.J. Matthews, "Measurement of fine particulate in pollution control", proceedings SPIE, Vol. 25, pp. 157 - 168, 1971
- /39/ H.C. van de Hulst, R.T. Wang, "Glare Points", Applied Optics, Vol. 30(33), pp. 4755 - 4763, 1991.
- /40/ J.K. Schaller, S. Wassenberg, D.K. Fiedler, C.G. Stojanoff, "A new method for temperature measurements of droplets", proceedings ICLASS 94, Rouen, pp. 443 - 450, 1994
- /41/ A. Ante, J.K. Schaller, D.K. Fiedler, C.G. Stojanoff, "Digital image processing of double pulse holograms: investigation of velocity and number density of droplets in sprays", proceedings SPIE, Vol. 2248, 1994.
- /42/ D.A. Long: „Raman Spectroscopy“, McGraw-Hill, 1977
- /43/ A. Messiah: „Quantum Mechanics“, Vol. 1, North-Holland-Publishing, 1976
- /44/ Th. Heinze: „Ramanspektroskopische Messungen der lokalen Stöchiometrie an einem Einspritzstrahl“, Dissertation, RWTH Aachen, 1989
- /45/ D.A. Stephenson: „Raman Cross Sections of Selected Hydrocarbons an Freons“, Research Laboratories, General Motors corporation, Warren, Michigan, USA, 1974
- /46/ B. Attal-Trétout, P. Bouchardy, P. Magre, M. Péalat, J.P. Taran: „CARS in combustion: Prospects and Problems“, Appl. Phys. B, Vol. 51, S. 17 (1990)
- /47/ D. Brüggemann, B. Wies, X.X. Zhang, T. Heinze, K.F. Knoche: „CARS spectroscopy for temperature and concentration measurements in a spark ignition engine“, Combusting Flow Diagnostics, D.F.G. Durão et al. (eds.) (1992)
- /48/ A.C. Eckbreth, T.J. Anderson: „Dual Broadband CARS for simultaneous, multiple species measurements“, Appl. Opt., Vol. 24, No. 16, S. 2731 (1985)
- /49/ D.A. Greenhalgh, S.T. Whittle: „Mode noise in broadband CARS spectroscopy“, Appl. Opt., Vol. 24, No. 6, S. 907 (1985)
- /50/ D.A. Greenhalgh: „Quantitative CARS spectroscopy“, Advances in Non-linear Spectroscopy, R.J.H. Clark et al. (eds.) (1988)
- /51/ R.J. Hall, A.C. Eckbreth: „Coherent anti-Stokes Raman spectroscopy: Application to combustion diagnostics“, Laser applications, Vol. 5 , Academic Press, Inc. (1984)
- /52/ G. Katzler: „Spektroskopische Untersuchungen zur Kraftstoffeinspritzung“, Dissertation, RWTH Aachen (1994)

-
- /53/ K.F. Knoche, M. Haug, H.-J. Koß, H. Schumacher: „Laserdiagnostische Untersuchungen der dieselmotorischen Einspritzung“, Kolloquium des Sonderforschungsbereiches 224, RWTH Aachen (1996)
- /54/ H.-J. Koß: „Spektroskopische Untersuchungen zur Kraftstoffeinspritzung“, Dissertation, RWTH Aachen (1994)
- /55/ A. Toepler: “Beobachtungen nach einer neuen optischen Methode“; Max Cohen & Sohn, Bonn, 1864.
- /56/ H. Schardin: “Das Toeplersche Schlierenverfahren“; VDI-Forschungsheft Nr. 367, 1934.
- /57/ W. Merzkirch: Flow Visualization, Academic Press, New York, 1974
- /58/ M. Jeschke: Zyklusaufgelöste Dichtefelder in einem geschleppten Modellmotor mit quaderförmigem Innenraum, Dissertation RWTH Aachen, 1992
- /59/ Osten: Digitale Verarbeitung und Auswertung von Interferenzbildern, Akademie Verlag, Berlin, 1991
- /60/ R. Nübel: Numerisches Verfahren zur Ermittlung relativer Dichteänderungen und dessen Anwendung auf Labyrinthspaltströmungen, Dissertation RWTH Aachen, 1993
- /61/ C.M. Vest: Holographic Interferometry, John Wiley, New York, 1979
- /62/ A. Van der Sluis, H. A. Van der Vorst: SIRT- and CG-type methods for the iterative solution of sparse linear least-squares problems, Linear Algebra and its Applications 130, S. 257-302, 1990
- /63/ St. R. Rotteveel: Untersuchung der Einlaßströmung in einem Motormodell mit optischer Tomographie, Dissertation RWTH Aachen, 1996
- /64/ U. Spicher, G. Schmitz, H.-P. Kollmeier: „Application of a New Optical Fiber Technique for Flame Propagation Diagnostics in IC Engines“, SAE Paper 881637
- /65/ H. Haken, H. Ch. Wolf: „Molekülphysik und Quantenchemie“, Springer-Verlag, 1992
- /66/ P. Möser: „Zeitlich hochaufgelöste emissionsspektroskopische Untersuchung des Verbrennungsvorgangs im Otto-Motor“, Dissertation, RWTH Aachen, 1994
- /67/ J. Hansen: „Untersuchung der Verbrennung und Rußbildung in einem Wirbelkammer-Dieselmotor mit Hilfe eines schnellen Gasentnahmeventils“, Dissertation, RWTH Aachen, 1989
- /68/ D.B. Kittelson, M.J. Pihho et.al.: „In-Cylinder Measurements of Soot Production in a Direct-Injection Diesel Engine“, SAE Paper Nr. 880344, 1988
- /69/ G. Greeves, J.O. Meehan: „Measurement of Instantaneous Soot Concentration in a Diesel Combustion Chamber“, IMechE-Konferenz „Combustion in Engines“, Cranfield, 7.-9.Juli 1975, Paper Nr. C88/75
- /70/ K. Nakakita, M. Nagaoka, T. Fujikawa et.al.: „Photographic and Three Dimensional Numerical Studies of Diesel Soot Formation Process“, SAE Paper Nr. 902081, 1990

-
- /71/ A. D'Alessio, A. Beretta, F. Cavaliere, P. Menna: „Laser Light Scattering and Fluorescence in Fuel Rich Flames: Techniques and Selected Results“, in: 'Soot in Combustion Systems', hrsg. von J. Lahaye und G. Prado, Plenum Press, 1983, S. 355-378
- /72/ Y.-H. Won, T. Kamimoto, H. Kobayashi, H. Kosaka: „2-D Soot Visualization in Unsteady Flame by means of Laser Sheet Scattering Technique“, SAE Paper Nr. 910223, 1991
- /73/ J.A. Pinson, D.L. Mitchell, R.J. Santoro, T.A. Litzinger: „Quantitative, Planar Soot Measurements in a D.I. Diesel Engine Using Laser-Induced Incandescence and Light-Scattering“, SAE Paper Nr. 932650, 1993
- /74/ J.E. Dec: „Soot Distribution in D.I. Diesel Engine Using 2-D Imaging of Laser-Induced Incandescence, Elastic Scattering, and Flame Luminosity“, SAE Paper Nr. 920115, 1992
- /75/ J. Dresen-Rausch: „Untersuchung der Verbrennung im direkteinspritzenden Dieselmotor mittels der Vielfach-Lichtleiter-Meßtechnik“, Dissertation, RWTH Aachen, 1991
- /76/ G. Heinrich: „Spektroskopisches Meßverfahren zur Untersuchung der Verbrennung im Dieselmotor“, Dissertation, TU München, 1978
- /77/ A. Wiartalla: „Untersuchung der Rußbildung bei der dieselmotorischen Verbrennung in einer Modellbrennkammer“, Dissertation, RWTH Aachen, 1996
- /78/ H. Bäcker, A. Wiartalla: „Application of Light Extinction Methods for the Investigation of Soot Formation during Combustion in a Model Chamber“, COMODIA 94, 1994
- /79/ K. Kontani, S. Goto: „Effects of Particle Size Distribution on Soot Particle Measurement by Transmissive Light Extinction Method“, SAE Paper Nr. 861234, 1986
- /80/ K. Kontani, S. Goto: „Measurement of Soot in a Diesel Combustion Chamber by Light Extinction Method and In-Cylinder Observation by Highspeed Shadowgraphy“, SAE Paper Nr. 831291, 1983
- /81/ N. Miyamoto, H. Ogawa, N. Goto, H. Sasaki: „Analysis of Diesel Soot Formation under Varied Ignition Lag with a Laser Light Extinction Method“, SAE Paper Nr. 900640, 1990
- /82/ G. Eisele: „Diagnostik dieselmotorischer Einspritzstrahlen mittels laserinduzierter Fluoreszenz“, Dissertation, RWTH Aachen, 1994