

Ein Kompressor (*Gaveco*, Schweden, Modell V130-WL, 4-stufig bis 165 bar) versorgte die Versuchsanlage mit Luft unter einem Druck bis zu 90 bar. Diese wurde durch mehrere Öl- und Partikelfilter gereinigt und über eine elektrische Heizwendel vorgeheizt. In zwei über der Zelle angebrachten Hauptheizelementen wurde die komprimierte Luft auf eine Betriebstemperatur von bis zu 800 K gebracht (2 Heizpatronen 10,8 kW der Firma *Heißlufttechnik* Solingen). Eine elektrische Heizwendel im Inneren der Zelle diente als dritte Heizstufe dem Nachregulieren der Temperatur (2 Heizdrähte Durchmesser 1,5 mm, je 2 m lang, ca. 600 W der Firma *Thermocoax*). Die heiße und komprimierte Luft trat kontinuierlich über die beiden Hauptheizer an zwei Stellen im Deckel der Zelle ein. Die Strömungsführung im Kammerkopf erzeugte Verwirbelungen, um in der Kammer eine möglichst gleichgerichtete, vertikale Strömung von oben nach unten zu erzielen. Die Spülluft verließ die Zelle am unteren Ende durch eine konische Auslassöffnung und einen daran angeschlossenen Kühler. Das Hochfahren der Heizelemente bis zum Erreichen einer konstanten Betriebstemperatur nahm ein bis zwei Stunden in Anspruch. Im Zentrum des Deckels saß ein Dieselinjektor, der von einem Common Rail-System mit Treibstoff versorgt wurde. Das Common Rail-System stellte den notwendigen Kraftstoffdruck von bis zu 2000 bar über eine Hochdruckpumpe und einen Druckspeicher (*common rail*) zur Verfügung. Dadurch wurde ein nahezu konstanter Kraftstoffdruck über den gesamten Einspritzvorgang gewährleistet. Das Stahlgehäuse der Zelle im Deckel um den Injektor herum und um die vier Fensteröffnungen sowie der Auslasskühler wurden mit Wasser gekühlt. Abbildung 3.6 zeigt die Dieselsprayzelle umgeben vom optischen Versuchsaufbau. Die Sprayzelle wurde entwickelt, um dieselmotorische Betriebsbedingungen zu simulieren. Die Zelle ermöglicht Injektionen mit hoher Frequenz (etwa 0,5 Hz) und ermöglichte so die Aufnahme großer Datensätze für eine statistische Auswertung der Messgrößen. Der gesamte Aufbau aus Gehäuse, Heizern und Injektionssystem konnte vertikal gegenüber dem statischen optischen Versuchsaufbau verschoben werden, was Messungen in verschiedenen Abständen zur Injektionsdüse ermöglichte (vgl. Abbildung 3.7). Definierte Messpositionen konnten über eine Referenzskala am Hubmotor der Zelle reproduzierbar angesteuert werden. Als Betriebsstoff wurde für die simultanen Messungen von Rayleigh-Streuung, LII und NO-LIF *n-Decan* (*VWR International*, *n-Decan* zur Synthese, Reinheit >95%) verwendet. Für die simultanen Messungen von Tracer-LIF, HCHO-LIF und PAH-LIF wurde eine Mischung aus 90% *n-Decan* und 10 Vol% 5-Nonanon (*Merck*, 5-Nonanon zur Synthese, Reinheit >98%) eingesetzt. Die Verbrennungsluft konnte mit Stickstoff angerei-

chert werden (auf 15,4–16,5% Restsauerstoff). Weitere Details zu diesem Versuchsträger finden sich in [110-114].

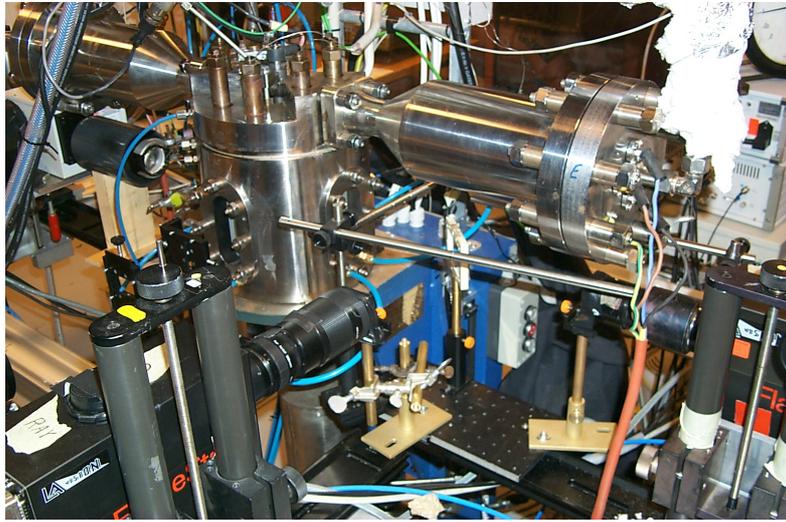


Abbildung 3.6: Hochdruck-Hochtemperatur-Zelle zur Simulation dieselmotorischer Bedingungen umgeben vom optischen Versuchsaufbau an der Chalmers University of Technology Göteborg. Im Zentrum das zylindrische Zellgehäuse mit vier optischen Zugängen. Seitlich die beiden konischen Hauptheizer. Detailbeschreibung siehe Text.

Vor Beginn der Messungen musste der Versuchsträger den diagnostischen Bedürfnissen angepasst werden. Das Zellgehäuse wurde in seiner Halterung stabilisiert, um ein langsames Abkippen im Laufe der Wochen zu unterbinden. Defekte Hauptheizelemente mussten auf beiden Seiten in regelmäßigen Abständen ausgetauscht werden. Kurzschlüsse zwischen den Elektroden der Hauptheizelemente und dem Stahlgehäuse der Heizer führten häufig zum Durchbrennen einer oder beider Heizer. Ursache waren zum einen Ablagerungen von Partikeln aus dem Kompressorluftstrom und zum anderen schmelzende Teflonisolierungen an für die gewünschten Versuchsbedingungen zu klein dimensionierten Elektroden. Es wurden Partikel- und ÖlfILTER zwischen Kompressor und Zelle eingebaut, die Teflonisolierungen wurden iterativ modifiziert. Der vom Tank zum Common Rail und zurück zirkulierende Treibstoff erwärmte sich im Laufe einiger Stunden auf ca. 40 °C. Die geringere Viskosität des warmen Kraftstoffes machte die Installation einer Kraftstoffkühlung nötig, um den gewünsch-

ten Einspritzdruck von bis zu 1200 bar aufrechterhalten zu können. Das Fehlen von Schmiermitteln im Kraftstoff war zudem Ursache für den Ausfall mehrerer Treibstoffpumpen.

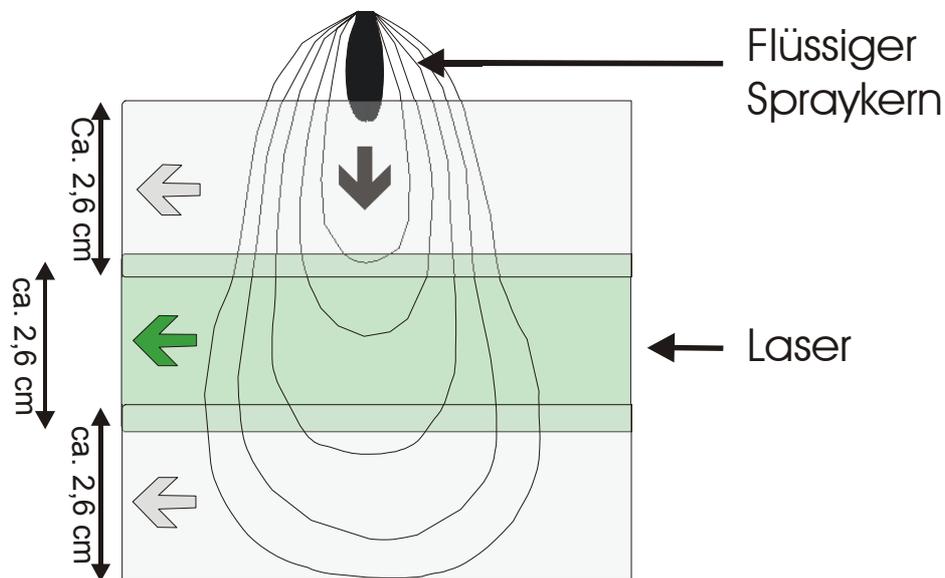


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung des injizierten Dieselsprays mit mehreren Laser-Lichtschnitten an verschiedenen Messpositionen.

Für unsere Messungen wurde eine weitere Öffnung ins Zellgehäuse gebohrt, durch die ein Thermoelement im Zentrum des Auslasskonus positioniert werden konnte. Die vorhandene Höhenskala am Hubmotor der Zelle wurde durch eine präzisere ersetzt (Präzision $\pm 0,1$ mm). Die spektralen Transmissionseigenschaften der Zellfenster wurden vermessen und alle für die Messungen ungeeigneten Fenster aussortiert. Die Fenster waren erwartungsgemäß die mechanischen Schwachstellen der Hochdruck-Hochtemperatur-Anlage. Häufig mussten Brüche behoben werden. Verstopfungen im Abgaskühler mussten mehrfach beseitigt werden. Der Gasfluss durch die Zelle ließ sich erst nach Einbau eines Flussmessers reproduzierbar einregeln. Das Zusammenspiel von Gasfluss und Heizern war dennoch komplex und erforderte viel Erfahrung und Fingerspitzengefühl.

3.4 Simultanmessung von Ruß-, Treibstoff- und NO-Konzentration

3.4.1 Allgemeines

Abbildung 3.8 zeigt schematisch den experimentellen Aufbau zur simultanen, zeitaufgelösten Messung von Kraftstoffdampfkonzentration via Rayleigh-Streuung, Rußvolumenbruch via LII und Stickoxidkonzentration via NO-LIF an der Göteborger Hochdruck-Hochtemperatur-Zelle.

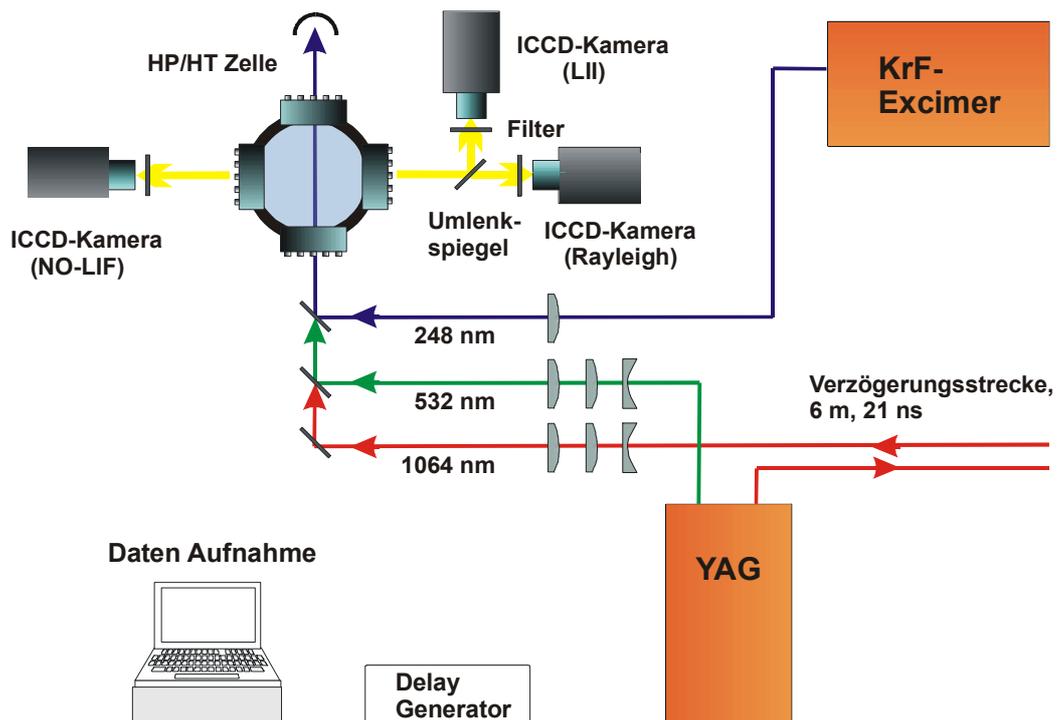


Abbildung 3.8: Schematischer Versuchsaufbau zur simultanen Messung von Kraftstoffdampfkonzentration, Rußvolumenbruch und Stickoxidkonzentration via Rayleigh-Streuung, LII und NO-LIF. Linsen, Spiegel und Filter sind der Übersichtlichkeit halber nur andeutungsweise dargestellt. Details siehe Text.

Ein frequenzverdoppelter gepulster Nd:YAG-Laser liefert Laserlicht bei 532 nm für die Rayleigh-Streulichtmessungen. Die Fundamentale von 1064 nm aus demselben Lasergerät wurde für die LII-Messungen verwendet. Ein abstimmbarer KrF-Excimer-Gaslaser stellte die für die NO-LIF-Untersuchungen nötige 248 nm Strahlung bereit. Details dazu finden sich weiter unten. Diese drei Laserlichtschnitte wurden sukzessive durch den optisch zugänglichen

Brennraum geführt. Dem 248 nm UV-Puls folgte nach 400 ns der grüne 532 nm Laserpuls und nach weiteren 21 ns der 1064 nm NIR-Puls. Mit dem Eindringen eines jeden der drei Laserpulse wurde eine von drei bildverstärkten CCD-Kameras ausgelöst. Eine Kamera zeichnete das Rayleigh-Streulicht auf, die zweite das LII-Signal und die dritte das NO-LIF-Signal. Die Einzelpulsenergien aller Pulse wurden über drei Photodioden vor dem Eintritt in die Zelle ausgelesen. Zusätzlich bestimmte eine vierte Photodiode die transmittierte Energie der grünen 532 nm Laserpulse. Diese wurden hinter dem Austrittsfenster ausgekoppelt und mithilfe eines 1064 nm Spiegels, eines GG 375 Langpassfilters und eines 532 nm Spiegels von den beiden anderen Laserpulsen getrennt. Der 532 nm und der 1064 nm Laserpuls wurden vom selben Laser erzeugt. Der NIR-Puls wurde über dielektrische Spiegel vom grünen Puls entkoppelt und über einen 6 m langen optischen Umweg um ca. 21 ns verzögert. Über ein System von optischen Linsen, Spiegeln und Blenden wurden alle drei Strahlen exakt überlappend in den Brennraum geführt und in die zentrale Symmetrieebene des Dieselsprays eingekoppelt. Zur Vermeidung von starkem Hintergrundstreulicht und Falschsignalen (Anregung von Rayleigh-Streuung, LII oder LIF außerhalb des Lichtschnitts durch elastisch gestreutes Laserlicht) wurden alle drei Laserstrahlen über das gegenüberliegende Zellfenster (Austrittsfenster) aus dem Brennraum herausgeführt und in einem Strahlstopper absorbiert. Der Aufbau des Lasersystems, der Lichtschnittführung und der Kameras wurde nach erfolgter Justage weitgehend beibehalten. Lediglich die Zelle inklusive des Common Rail-Injektionssystems wurde über einen elektrischen Hubmotor auf und ab bewegt, um Messungen in verschiedenen Abständen zur Injektionsdüse vornehmen zu können. Die höhenverstellbare Sprayzelle erlaubte es, die Laserlichtblätter reproduzierbar an jede beliebige vertikale Position innerhalb des Beobachtungsfensters zu manövrieren. Der optisch zugängliche Beobachtungsraum erstreckte sich von der Spitze der Injektionsdüse etwa 10 cm nach unten. Verschiedene vertikale und horizontale Schlitzblenden im Strahlengang der Laser wurden verwendet, um unerwünschtes Streulicht zu unterbinden und die drei Laserlichtschnitte auf identische Abmessungen in Höhe und Breite zu trimmen (26 mm x 0,6 mm). Die Höhe der drei Lichtbänder im Brennraum wurde dabei durch eine horizontale Schlitzblende unmittelbar vor dem Eintrittsfenster einander deckungsgleich einjustiert. Eine nachgeschaltete, vertikale Schlitzblende diente der Abschirmung von Streulicht am Eintrittsfenster. Als Treibstoff aller Messungen in diesem Versuchsaufbau wurde *n*-Decan (*VWR International*, *n*-Decan zur Synthese, Reinheit >95%) verwendet.

Gleichzeitig mit den drei Kamerabildern für NO-LIF, Rayleigh-Streuung und LII wurden für jedes Laserpuls-Tripel Betriebsdaten wie momentane Laserenergien vor der Zelle für 248 nm, 532 nm und 1064 nm, transmittierte Laserenergie hinter der Zelle für 532 nm, Injektionsdruck des Kraftstoffs, Hub der Injektornadel und die momentane Temperatur des Umgebungsgases aufgezeichnet. Dazu diente eine Analog-Digital-Wandler Karte der Firma *National Instruments*, die von einem selbstentwickelten *LabView* Programm gesteuert wurde. Die Aufzeichnung erfolgte mit einer zeitlichen Auflösung von 25 μ s pro Messpunkt.

Zu jeder Einstellung von physikalischen Parametern wurden drei verschiedene vertikale Zellpositionen und unterschiedliche Zeitschritte nach Beginn der Injektion (0,5 bis 6–9 ms in Schritten von 0,5 ms) vermessen. Dabei wurden jeweils 50 Einzelbilder aufgezeichnet. Zu jeder Messserie wurden für alle drei Kameras das kameraelektronische Untergrundrauschen, ein Hintergrundbild mit aktiven Lasern ohne Sprayinjektion (30 Einzelbilder) und für jeden beobachteten Zeitschritt ein Hintergrundbild des Flammeneigenleuchtens mit Spray ohne Laser (je 10 Einzelbilder) unter den gleichen Detektionsbedingungen wie bei den eigentlichen Messungen aufgenommen. Um auf inhomogene Intensitätsverteilungen in den Laserlichtschnitten korrigieren zu können, wurde von der Rayleigh-Kamera ein Streubild an einer homogenen Gasphase aus *n*-Decan Dampf bei Raumtemperatur aufgezeichnet (100 Einzelbilder). Die LII-Kamera zeichnete ein Bild der elastischen Streuung des Excimerlaserprofils auf, da die Filterung der NO-Kamera dies nicht ermöglichte. Dazu musste der 400 nm Bandpassfilter kurzzeitig entfernt werden. Vor jeder Messserie wurden außerdem die exakte Justage der Lichtblätter, die Position des internen Temperatursensors im Brennraum, die Ausrichtung des drehbaren Zellgehäuses, der Status der Zellfenster und der Fenster des Excimerlasers, die zeitliche Steuerung der Bildaufnahme und der zeitliche Abstand zwischen den drei einzelnen Laserpulsen kontrolliert. Die absoluten Laserenergien wurden mit Hilfe eines pyroelektrischen Messkopfes zur Kalibration der Photodiodensignale ermittelt und ein Rayleighstreubild an komprimierter und unkomprimierter Luft zur Kalibration der Rayleigh-Messungen (s. Kapitel 3.8) aufgenommen. Zusätzlich musste bei jeder Variation des Kameraaufbaus oder des optischen Detektionsweges ein gemeinsames Referenzbild (Maßstab) von allen drei Kameras aufgenommen werden, welches später ein bildpunktgenaues Überlagern der drei Kamerabilder, die Korrektur von geometrischen Verzerrungen der Bilder auf dem Detektionsweg und eine Längenskalierung der Bilder erlaubte. Als solch ein Maßstab diente ein in

Titanstahl gefrästes Kreuz- und Punktmuster, das vor der Messung durch das rückseitige Zellfenster in die Ebene der Laserlichtblätter einjustiert wurde. In den nachbearbeiteten Bildern aller drei Kameras entsprach ein Bildpunkt einer realen Länge von 85 μm .

3.4.2 NO-LIF

Die Anregung von NO erfolgte bei 247,94 nm am A-X (0,2), O₁₂ (8,5-10,5) Bandenkopf. Diese Anregungswellenlänge hat sich wegen ihrer relativ niedrigen Laserabsorption und der Vermeidung einer Anregung von interferierendem O₂-LIF-Signal in früheren Arbeiten bei praktischen Anwendungen am (Diesel-)Motor bewährt [12-14,70]. Das bei dieser Anregung induzierte NO-LIF-Signallicht der A-X (0,0) und (0,1) Banden ist blauverschoben (220–240 nm). Eine mögliche Interferenz mit PAH-LIF-Signallicht wird dadurch unterdrückt. Der Strahl eines schmalbandigen (0,4 cm⁻¹ FWHM) abstimmbaren KrF-Excimerlasers (*Lambda Physik* EMG 150 TMSC, Abstimmbereich ca. 1 nm, Pulslänge ca. 10 ns) wurde über mehrere dielektrisch beschichtete Umlenkspiegel auf die Höhe des Lasereintrittsfensters der Zelle gebracht, mit einer langbrennweitigen Zylinderlinse (Quarz, Suprasil 1, $f = 1000$ mm) zu einem Lichtband geformt (ca. 26 mm x 0,6 mm) und in die Zelle eingekoppelt. Der Fokus der Sammellinse lag dabei im Zentrum der Sprayzelle. Damit konnten Laserpulsenergien vor dem Eintrittsfenster von 46 mJ (NO resonant) bzw. 39 mJ (NO off-resonant) erreicht werden. Die Laserpulsenergien wurden mit einem pyroelektrischen Energiemesskopf bestimmt. Die off-resonante Anregung innerhalb des Abstimmbereichs des Excimerlasers, jedoch abseits der NO-Anregungslinie wurde eingesetzt, um Hintergrundeffekte in den Bildern korrigieren zu können (vgl. dazu Kapitel 4.6). Dabei wurden identische experimentelle Bedingungen wie bei der NO-resonanten Anregung eingehalten. Die Verwendung nur einer Zylinderlinse anstelle einer Teleskop-Linsenkombination zur Erzeugung des Lichtblattes verringerte die Intensitätsverluste, welche an beschichteten und unbeschichteten Oberflächen prinzipiell auftreten. Aufgrund der großen Brennweite blieb die Dicke des Laserstrahls aber innerhalb der kurzen Strecke durch den Brennraum praktisch konstant. Das gegenüber der Anregungswellenlänge blauverschobene NO-LIF-Signallicht der A-X (0,0) und (0,1) Banden zwischen 220 und 240 nm wurde im rechten Winkel zum Laserstrahl mit einem lichtstarken, achromatischen UV-Objektiv (*Halle*, $f = 100$ mm, $f_{\#} = 2$) auf den CCD-Chip einer bildverstärkten und gekühlten ICCD-Kamera (*FlameStar IIF*, *LaVision*) abgebildet. Der Kamerachip wurde 150 ns lang belichtet, wobei der Laserpuls in der Mitte der Belichtungszeit eintraf. Das Signal wurde über

eine dielektrische Filterkombination von elastischem Streulicht und störenden Fluoreszenz-Emissionen abtrennt. Es wurde dabei ein 4-fach-Reflexions-Bandpaßfilter eingesetzt, der bereits früher am PCI Heidelberg entwickelt wurde [12]. Darin wird das Signallicht über vier dielektrisch beschichtete 45°-Reflexionsfilter gelenkt und sukzessive gefiltert. Zusätzlich wurden ein schmalbandiger Reflexionsfilter (248 nm, 0°, FWHM 10 nm) und drei Kurzpasskantenfilter (Kantenlage ca. 240 nm, Substrat Suprasil 1, 0°) eingesetzt.

Zur Messung von NO-LIF-Anregungsspektren wurde die Laserwellenlänge mit Hilfe eines computergesteuerten Schrittmotors innerhalb des Abstimmereiches des Excimerlasers inkrementweise variiert. Die Abstimmung der Laserwellenlänge auf die gewünschte NO-Resonanz erfolgte zum einen mit Hilfe eines im Strahlengang befindlichen Kalibrierbrenners (Lötbrennerflamme), dessen Fluoreszenzsignal mit Hilfe eines Photomultipliers (kombiniert mit einem schmalbandigen Reflexionsfilter (248 nm, 0°, FWHM 10 nm)) und eines Boxcar-Integrators registriert wurde. Zum anderen wurde eine kleine Menge NO-Gas in die kalte Zelle geleitet, welches dort an der Umgebungsluft innerhalb weniger Minuten zu NO₂ oxidiert wurde und unter Laserbeschuss photodissoziiertes NO bildete, welches seinerseits durch Absorption eines weiteren Photons angeregt wurde [25]. Das letztere Verfahren besitzt den Vorteil, dass dazu das gesamte Anregungs- und Detektionssystem des Versuchsaufbaus unverändert verwendet werden kann. Umgekehrt diente NO-LIF an kaltem NO-Gas als Test des Anregungs- und Detektionssystems.

3.4.3 Rayleigh-Streuung und LII

Als Laserquelle zur Untersuchung der Treibstoffdampfverteilung vor der Zündung des Dieselsprays und der Rußbildung nach der Zündung diente ein Nd:YAG-Laser (*Continuum* YG 671C-10, Pulslänge 7 ns, spektrale Breite kleiner 0,05 cm⁻¹). Die 1064 nm Fundamentale wurde zur Anregung des LII-Prozesses eingesetzt, der frequenzverdoppelte 532 nm Laserpuls zur Rayleigh-Streuung. Beide Pulse wurden zunächst durch ein Zylinderlinsen-Teleskop ($f = -100$ mm und $f = +310$ mm) vertikal aufgeweitet. Der NIR-Puls wurde über dielektrische Spiegel vom frequenzverdoppelten Puls entkoppelt und über eine Verzögerungsstrecke gelenkt. Der grüne Puls wurde durch ein weiteres Zylinderlinsen-Teleskop ($f = +500$ mm und $f = -100$ mm) horizontal gestaucht. Beide Pulse wurden vor dem Brennraum vereinigt und durch eine langbrennweitige Zylinderlinse ($f = 1000$ mm) in das Zentrum des Brennraumes

fokussiert. Anschließend wurden NIR und grüner Laserpuls vor dem Brennraum mit dem 248 nm UV-Puls zur NO-Diagnostik vereinigt und geometrisch exakt überlagert. Der UV-Puls trat etwa 400 ns vor dem NIR-Puls in den Brennraum ein, der grüne Laserpuls folgte dem NIR-Puls in einem Abstand von ca. 21 ns. Die mit einem pyroelektrischen Energiemesskopf ermittelten Laserpulsenergien vor dem Eintrittsfenster lagen um 72 mJ für 1064 nm und um 10 mJ für 532 nm.

Wie auch das NO-LIF-Signal wurden LII- und Rayleigh-Streuung senkrecht zur Einfallsrichtung der Laser beobachtet. Dazu wurde das der NO-LIF-Kamera gegenüberliegende Zellfenster verwendet. Da hier zwei Kameras durch ein Fenster den Brennraum beobachteten, musste das aus dem Zellinneren emittierte Signal durch einen Umlenkspiegel (HR 532 nm \pm ca. 50 nm, HT im UV ab 250 nm, 45°) geteilt werden. Die Rayleigh-Bilder wurden durch einen schmalen Bandpassfilter geführt (532 nm, 10 nm FWHM) und mit einem *Nikon-Zoom-Objektiv* ($f = 70\text{-}210$ mm) auf den CCD-Chip einer bildverstärkten und gekühlten ICCD-Kamera (FlameStar III, *LaVision*) abgebildet (Belichtungszeit 50 ns, Laserpuls in der Mitte der Belichtungszeit). Das LII-Signal wurde ebenfalls durch einen Bandpassfilter separiert (400 nm, 30 nm FWHM) und mit einem achromatischen Objektiv (*Halle*, $f = 100$ mm, $f_{\#} = 2$) auf den CCD-Chip einer weiteren bildverstärkten und gekühlten ICCD-Kamera (FlameStar III, *LaVision*) abgebildet (Belichtungszeit 50 ns, Laserpuls zu Beginn der Belichtungszeit).

Die Messung der Treibstoffdampfkonzentration durch Rayleigh-Lichtstreuung erforderte im Gegensatz zu LIF-Markertechniken keine Dotierung des Kraftstoffs. Durch den einfachen linearen Zusammenhang zwischen molekularer Stoffmengendichte und Rayleigh-Streuintensität war die quantitative Auswertung der Messergebnisse mit Hilfe von vergleichsweise wenig aufwändigen Kalibrationsmessungen möglich, solange eine Spezies den effektiven Rayleigh-Streuquerschnitt im Beobachtungsvolumen dominierte, was bei der Spezies *n-Decan* der Fall ist. Das Rayleigh-Streulicht ist jedoch spektral nicht von der Anregungsfrequenz getrennt. Dies macht eine besondere Sorgfalt bei der Justage des Versuchsaufbaus notwendig. Insbesondere mussten Störsignale durch elastisch an Festkörperpartikeln (z. B. Staub in komprimierter Umgebungsluft), an Zellfenstern oder am Zellinnengehäuse gestreutes Laserlicht unterbunden werden.

Die LII-Detektion wurde nicht von dieser Art Hintergrund beeinflusst. Jedoch darf der LII-Bandpassfilter nicht zu stark mit der Emissionsbande der natürlichen Flammenlumineszenz

überlappen, die ab 450 nm stark an Intensität zunimmt. Je kürzer die Detektionswellenlänge, desto weniger intensiv ist jedoch andererseits die emittierte Schwarzkörperstrahlung. Nach einer Reihe von Tests mit verschiedenen LII-Detektionsfiltern wurde ein Bandpassfilter um $400 \text{ nm} \pm 15 \text{ nm}$ gewählt, der den Signalanteil des Flammeneigenleuchtens auf 10% der detektierten LII-Intensität reduzierte.

Zusätzlich wurde das LII-Signal am brennenden Dieselspray in Abhängigkeit von der 1064 nm Laserenergiedichte aufgezeichnet. Dabei zeigte sich eine lineare Abhängigkeit des LII-Signals von der eingestrahelten Energiedichte des 1064 nm Lasers (Abbildung 3.9), die energieunabhängige LII-Plateauzone konnte mit dem verwendeten YAG-Lasersystem nicht erreicht werden. Dies wurde in der anschließenden Bildnachbearbeitung berücksichtigt (vgl. Kapitel 4.2).

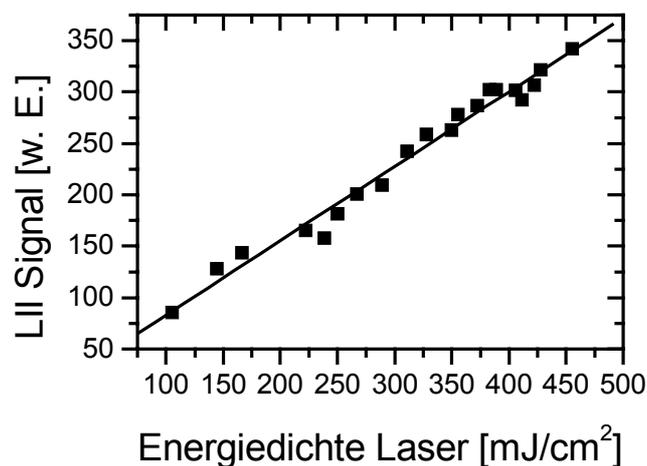


Abbildung 3.9: Abhängigkeit des LII-Signals von der anregenden Energiedichte am brennenden Dieselspray unter Referenzbedingungen 4 ms nach Beginn der Injektion. LII-Plateauzone beginnt bei einer Anregungswellenlänge von 1064 nm erst bei ca. 500 mJ/cm^2 [45,46].

Sind die Streuzentren größer als die Anregungswellenlänge, tritt statt der Rayleigh-Streuung eine andere Form der elastischen Lichtstreuung auf, die Mie-Streuung (vgl. Abschnitt 2.1.2). Mie-Streuung ist um etwa zwei Größenordnungen intensiver als Rayleigh-Streuung. Infolgedessen verursachen große Streuzentren im Beobachtungsvolumen, wie etwa Tropfen flüssigen

Kraftstoffs eine erhebliche Störung der Rayleigh-Bilder. Dazu zeigte sich, dass Rayleigh-Streuung an Ruß um bis zu Faktor 40 intensiver war als an *n*-Decan-Dampf. Folglich waren Rayleighbilder zu frühen Zeitpunkten kurz nach der Injektion nahe der Einspritzdüse (unvollständige Verdampfung) und zu späten Zeitpunkten nach erfolgter Zündung (Rußbildung) nicht mehr bzgl. der Kraftstoffdampfkonzentration auswertbar. Die Empfindlichkeit des Bildverstärkers der Rayleigh-Kamera musste beim Auftreten dieser beiden starken Streusignale reduziert werden, um Sättigungsphänomene zu vermeiden. Das Einsetzen der Rußbildung konnte anhand der simultan aufgenommenen LII-Bilder verfolgt werden. Das Mie-Signal früher Beobachtungszeiten konnte genutzt werden, um die Geometrie des flüssigen Spraykernes zu analysieren. Und die Rayleigh-Streuung an Rußpartikeln war zusammen mit dem korrelierenden LII-Signal essentiell zur Ableitung des Rußgrößenparameters D_{63} .

3.5 Simultanmessung von Treibstoff-, Formaldehyd- und PAH-Konzentration

Abbildung 3.10 zeigt schematisch den experimentellen Aufbau zur simultanen, zeitaufgelösten Messung von Kraftstoffdampfkonzentration via Fluoreszenzmarker-LIF, PAH-Konzentration via PAH-LIF und Formaldehyd-Konzentration via HCHO-LIF in der Göteborger Hochdruck-Hochtemperatur-Zelle.

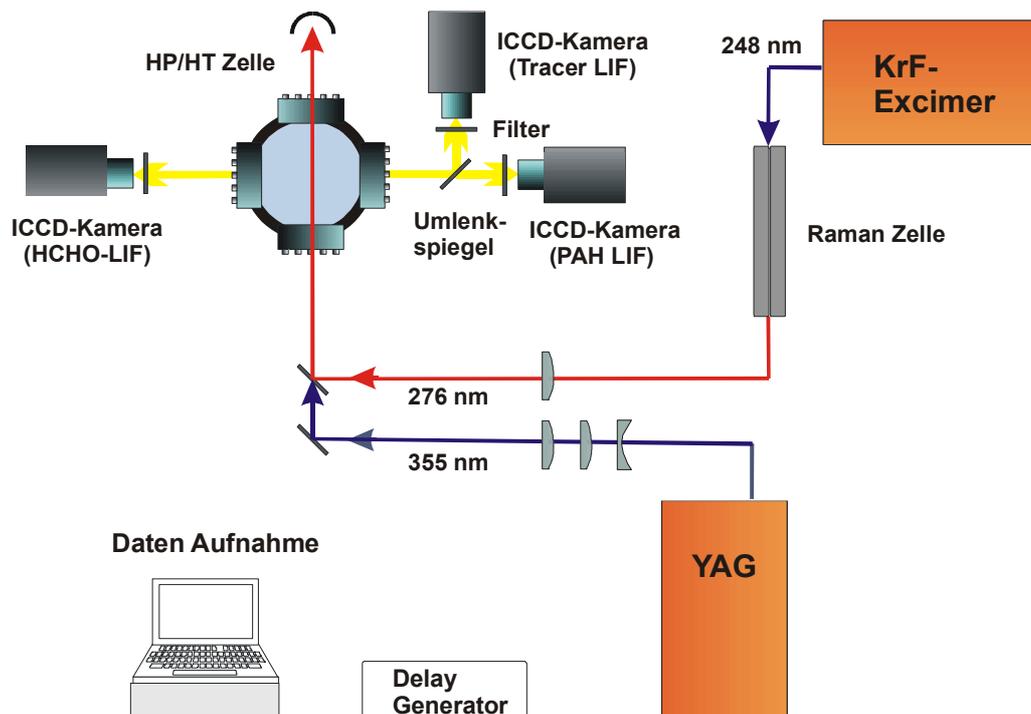


Abbildung 3.10: Schematischer Versuchsaufbau zur simultanen LIF-Messung von Kraftstoffdampfkonzentration, PAH und Formaldehyd (Variante 1). Linsen, Spiegel und Filter sind der Übersichtlichkeit halber nur andeutungsweise dargestellt. Details siehe Text.

In diesem Experiment wurden zwei Laserlichtschnitte sukzessive durch den optisch zugänglichen Brennraum geführt. Einem 276 nm UV-Puls zur Anregung des Markers und der PAH folgte nach 400 ns ein 355 nm Laserpuls zur Anregung von HCHO-LIF. Mit dem Eindringen der Laserpulse wurde jeweils eine von drei bildverstärkten ICCD-Kameras ausgelöst. Die Einzelpulsenergien der beiden Pulse wurden über zwei Photodioden vor dem Eintritt in die Zelle ausgelesen. Über ein System von optischen Linsen, Spiegeln und Blenden wurden beide Strahlen exakt überlagert in den Brennraum geführt und in die zentrale Symmetrieebene des

Dieselsprays eingekoppelt. Zur Vermeidung von starkem Hintergrundstreulicht und Falschsignalen (Anregung von LIF außerhalb des Lichtschnitts durch elastisch gestreutes Laserlicht) wurden beide Laserstrahlen über das gegenüberliegende Zellfenster (Austrittsfenster) aus dem Brennraum herausgeführt und in einem Strahlstopper absorbiert. Vor dem Strahlstopper wurden ca. 5% der Laserenergie ausgekoppelt und der UV Laserpuls durch einen 276 nm Spiegel isoliert. Eine dritte Photodiode bestimmte die Energie dieses 276 nm Laserpulses. Der Aufbau des Lasersystems, der Lichtschnittführung und der Kameras wurde nach erfolgter Justage weitgehend beibehalten. Lediglich die Zelle inklusive des Common Rail-Injektionssystems wurde über einen elektrischen Hubmotor auf- und ab bewegt, um Messungen in verschiedenen Abständen zur Injektionsdüse vornehmen zu können. Die höhenverstellbare Sprayzelle erlaubte es, die Laserlichtblätter reproduzierbar an jede beliebige vertikale Position innerhalb des Beobachtungsfensters zu manövrieren. Der optisch zugängliche Beobachtungsraum erstreckte sich von der Spitze der Injektionsdüse etwa 10 cm nach unten. Verschiedene vertikale und horizontale Schlitzblenden im Strahlengang der Laser wurden verwendet, um unerwünschtes Streulicht zu unterbinden und die drei Laserlichtschnitte auf identische Abmessungen in Höhe und Breite zu trimmen (26 mm x 0,6 mm). Die Höhe der drei Lichtbänder im Brennraum wurde dabei durch eine horizontale Schlitzblende unmittelbar vor dem Eintrittsfenster einander deckungsgleich einjustiert. Eine nachgeschaltete, vertikale Schlitzblende diente der Abschirmung von Streulicht am Eintrittsfenster. Als Treibstoff aller Messungen in diesem Versuchsaufbau wurde eine Mischung aus 90% *n*-Decan (*VWR International*, *n*-Decan zur Synthese, Reinheit >95%) und 10% 5-Nonanon (*Merck*, 5-Nonanon zur Synthese, Reinheit >98%) verwendet.

Ein frequenzverdreifachter gepulster Nd:YAG-Laser (*Continuum* YG 671C-10, Pulslänge 7 ns, spektrale Breite kleiner $0,05 \text{ cm}^{-1}$) lieferte Laserlicht bei 355 nm für die HCHO-LIF-Messungen. Der 355 nm Puls wurde zunächst durch ein Zylinderlinsen-Teleskop ($f = -100 \text{ mm}$ und $f = +310 \text{ mm}$) vertikal aufgeweitet. 532 nm Laserlicht wurde über einen dielektrischen Spiegel ausgekoppelt und in einer Strahlfalle absorbiert. Der 355 nm Puls wurde durch ein weiteres Zylinderlinsen-Teleskop ($f = +500 \text{ mm}$ und $f = -100 \text{ mm}$) horizontal gestaucht und durch eine langbrennweitige Zylinderlinse ($f = 1000 \text{ mm}$) in das Zentrum des Brennraumes fokussiert.

Ein schmalbandiger ($0,4 \text{ cm}^{-1}$ FWHM) abstimmbarer KrF-Excimerlasers (*Lambda Physik* EMG 150 TMSC, Abstimmbereich ca. 1 nm, Pulslänge ca. 10 ns) stellte 248 nm Strahlung bereit. Die erste Stokes Linie (276 nm) eines damit in einer mit 4 bar Wasserstoff gefüllten Raman Zelle stimulierten Raman-Streuprozesses wurde über ein Pellin-Broka-Prisma isoliert und über dielektrische Spiegel in den Brennraum geleitet. Durch eine langbrennweitige Zylinderlinse ($f = 1000 \text{ mm}$) wurde der 276 nm Strahl zu einem Lichtband komprimiert und in das Zentrum des Brennraumes fokussiert.

Beide Pulse wurden unmittelbar vor dem Brennraum vereinigt und geometrisch exakt überlagert. Der UV-Puls trat etwa 400 ns vor dem 355 nm Puls in den Brennraum ein. Die mit einem pyroelektrischen Energiemesskopf ermittelten Laserenergien vor dem Eintrittsfenster lagen um 13 mJ für 276 nm und um 10 mJ für 355 nm.

Die drei LIF-Signale wurden senkrecht zur Einfallsrichtung der Laserstrahlen detektiert. Dazu wurden zwei gegenüberliegende Zellfenster verwendet. Ein Fenster diente der Beobachtung des HCHO-LIF-Signals. Das LIF-Signal wurde durch einen Bandpassfilter (400 nm, 30 nm FWHM) separiert und mit einem achromatischen Objektiv (*Halle*, $f = 100 \text{ mm}$, $f_{\#} = 2$) auf den Bildverstärker einer gekühlten ICCD-Kamera (*FlameStar IIF*, *LaVision*) abgebildet (Belichtungszeit 100 ns, Laserpuls in der Mitte der Belichtungszeit). Vor dem gegenüberliegenden Zellfenster wurden zwei alternative Kameraaufstellungen eingesetzt. Zum einen wurde das aus dem Zellinneren emittierte Signal durch einen Umlenkspiegel (reflektierend um 380 nm, transmittierend ab ca. 480 nm, 45°) geteilt (Variante 1, Aufbau ähnlich den vorausgegangenen Messungen in Kapitel 3.4). Das transmittierte Signal wurde durch einen Langpassfilter GG 375 geführt, um gestreutes Laserlicht und einen Großteil des vom Treibstoffmarker ausgehenden Fluoreszenzlichts auszublenden, und mit einem achromatischen UV-Objektiv (*Halle*, $f = 100 \text{ mm}$, $f_{\#} = 2$) auf den CCD-Chip einer bildverstärkten und gekühlten ICCD-Kamera (*FlameStar III*, *LaVision*) abgebildet (Belichtungszeit 100 ns, Laserpuls in der Mitte der Belichtungszeit). Dieses Signal wurde von PAH-LIF dominiert, da nur Wellenlängen größer als 400 nm detektiert wurden. Das reflektierte Signal wurde durch einen Langpassfilter WG 295 und einen Bandpassfilter UG 5 (transmittierend zwischen 200 und 400 nm) geleitet, um gestreutes Laserlicht, Flammeneigenleuchten und PAH-LIF zu unterdrücken, und mit einem *Nikon-Zoom-Objektiv* ($f = 70\text{-}210 \text{ mm}$) auf den CCD-Chip einer bildverstärkten und gekühlten ICCD-Kamera (*FlameStar III*, *LaVision*) abgebildet (Belichtungszeit 100 ns,

Laserpuls in der Mitte der Belichtungszeit). Dieses Signallicht besitzt einen Detektionsschwerpunkt zwischen 300 und 400 nm. Allerdings besitzt das verwendete *Nikon* Objektiv nur eine eingeschränkte Transmissivität im UV Bereich. Um noch höhere Signalintensitäten des Kraftstoffmarkers zu erhalten, wurde in einem weiteren Experiment (Aufbauvariante 2) der Umlenkspiegel entfernt und lediglich eine Kamera in Kombination mit einem Langpassfilter WG 295 und einem Bandpassfilter UG 5 eingesetzt.

Gleichzeitig mit den zwei bzw. drei Kamerabildern wurden für jedes Paar von Laserpulsen Betriebsdaten wie momentane Laserenergien vor der Zelle für 276 nm und 355 nm, transmittierte Laserenergie hinter der Zelle für 276 nm, Druck der Treibstoffinjektionen, Hub der Injektornadel und die momentane Temperatur des Umgebungsgases aufgezeichnet. Dazu diente eine Analog-Digital-Wandler Karte der Firma *National Instruments*, die von einem selbstentwickelten *LabView* Programm gesteuert wurde. Die Aufzeichnung erfolgte mit einer zeitlichen Auflösung von 25 μ s pro Messpunkt.

Zu jeder Einstellung von physikalischen Parametern wurden drei verschiedene vertikale Zellpositionen und unterschiedliche Zeitschritte nach Beginn der Injektion (0,5 bis ca. 7 ms in Schritten von 0,5 ms) vermessen. Dabei wurden jeweils 50 Einzelbilder aufgezeichnet. Zu jeder Messserie wurden für alle drei Kameras das kameraelektronische Untergrundrauschen, ein Hintergrundbild mit aktiven Lasern ohne Sprayinjektion (30 Einzelbilder) und für jeden beobachteten Zeitschritt ein Hintergrundbild des Flammeneigenleuchtens mit Spray ohne Laser (je 10 Einzelbilder) unter den gleichen Kameraeinstellungen wie bei den eigentlichen Messungen aufgenommen. Um auf inhomogene Intensitätsverteilungen in den Laserlichtschnitten korrigieren zu können, wurden von allen drei Kameras LIF-Bilder an einer homogenen Gasphase aus mit dem Fluoreszenzmarker dotiertem Treibstoffdampf bei Raumtemperatur aufgezeichnet (100 Einzelbilder). Vor jeder Messserie wurden außerdem die exakte Justage der Lichtblätter, die Position des internen Temperatursensors im Brennraum, die Ausrichtung des drehbaren Zellgehäuses, der Status der Zellfenster und der Fenster des Excimer Gaslasers, die zeitliche Steuerung der Bildaufnahme und der zeitliche Abstand zwischen den beiden einzelnen Laserpulsen kontrolliert. Die absoluten Laserenergien wurden mit Hilfe eines pyroelektrischen Messkopfes zur Kalibration der Photodiodensignale ermittelt. Zusätzlich musste bei jeder Variation des Kameraaufbaus oder des optischen Detektionsweges ein gemeinsames Referenzbild (Maßstab) von allen drei Kameras aufgenommen werden,

welches später ein bildpunktgenaues Überlagern der drei Kamerabilder, die Korrektur von geometrischen Verzerrungen des Bildes auf dem Detektionsweg und eine Längenskalierung der Bilder erlaubte. Als solch ein Maßstab diente ein in Titanstahl gefrästes Kreuz- und Punktmuster, das vor der Messung durch das rückseitige Zellfenster in die Ebene der Laserlichtblätter einjustiert wurde. In den nachbearbeiteten Kamerabildern entsprach ein Bildpunkt einer realen Länge von 84 μm .

3.6 Validierung durch Spektrometermessungen

Zur Überprüfung der in den Experimenten der vorangegangenen Kapitel 3.4 und 3.5 gewählten Anregungs- und Detektionswellenlängen, zur Aufklärung (zeitabhängiger) Untergrundsignale und zur Untersuchung der Fluoreszenzeigenschaften des neuen Kraftstoffmarkers 5-Nonanon wurden ergänzend spektral aufgelöste Messungen durchgeführt. Der Aufbau des anregenden Lasersystems gleicht den oben beschriebenen Experimenten. Anstelle der NO-LIF- bzw. der HCHO-LIF-Kamera jedoch wurde ein Imaging-Spektrometer (*Acton Research*, ARC Spectra Pro 150, Gitter: 300 Striche/mm, 300 nm Blaze-Wellenlänge) platziert. Über ein achromatisches UV-Objektiv (*Halle*, $f = 100$ mm, $f_{\#} = 2$) wurde das durch das Zellfenster emittierte Bild auf den Eingangsschlitz des Spektrometers abgebildet, wobei die Fokalebene des Spektrometers genau in die Mitte des Brennraumes gelegt wurde. Abbildung 3.11 zeigt den schematischen Aufbau.

Auf den Chip einer bildverstärkten und gekühlten ICCD-Kamera (*FlameStar IIF*, *LaVision*, Belichtungszeit 100 ns, Laserpuls in der Mitte der Belichtungszeit) wird dabei eine spektrale und eine räumliche Koordinate (entlang des Spektrometerschlitzes, in diesem Fall vertikal entlang der Ausbreitungsrichtung des Sprays) abgebildet. Es wurden brennende und ungezündete Kraftstoffsprays unter vielen der experimentellen Bedingungen untersucht, die auch in den Messungen in 3.4 und 3.5 gewählt wurden (vgl. Kapitel 3.9). Dabei wurde ein Dieselspray aus reinem *n*-Decan wie in 3.4 mit NO-resonanter 248 nm Strahlung und mit 532 nm Strahlung angeregt. Dieselsprays aus dotiertem Kraftstoff (90% *n*-Decan und 10% 5-Nonanon) wurden wie in 3.5 mit 276 nm und zusätzlich mit 532 nm angeregt. Außerdem wurde das reine Flammeneigenleuchten unter Verwendung beider Treibstoffe ohne Laseranregung untersucht. Zur Unterdrückung des intensiven elastischen Streulichts wurden entsprechende Langpassfilter eingesetzt. Die Wellenlängenchse der Spektrometerbilder wurde mithilfe der charakteristischen Spektrallinien einer Quecksilberdampfampe kalibriert.

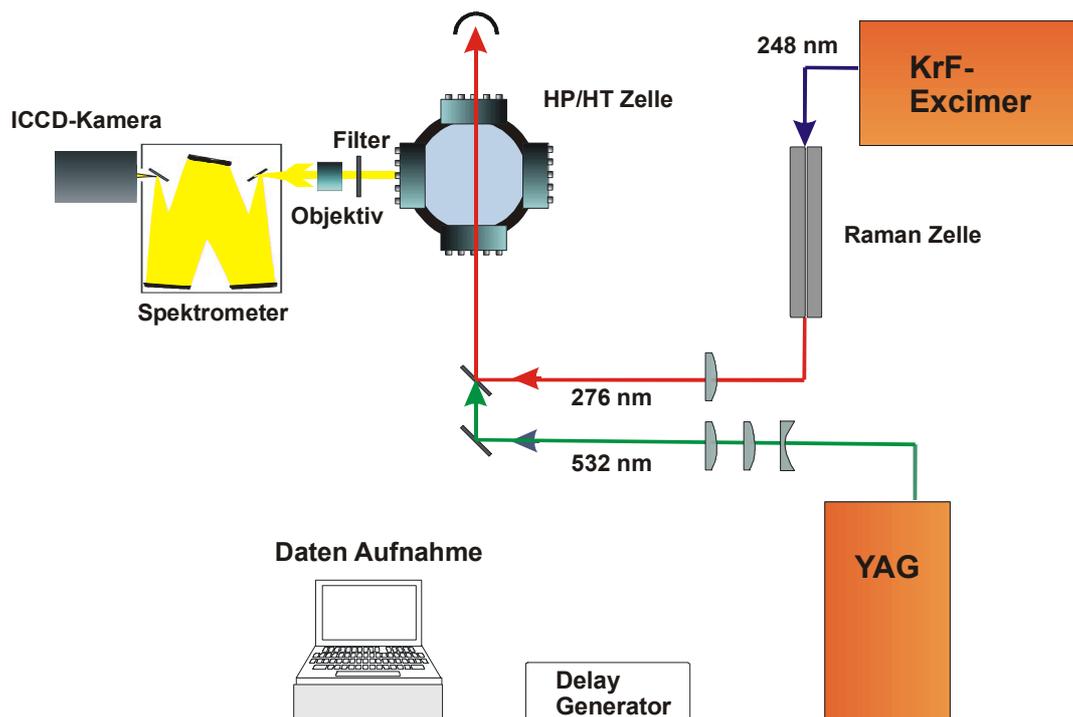


Abbildung 3.11: Schematischer Versuchsaufbau mit Spektrometer zur spektral aufgelösten Untersuchung der laserangeregten und natürlichen Emissionen am reaktiven Dieselspray. Linsen, Spiegel und Filter sind der Übersichtlichkeit halber nur andeutungsweise dargestellt. Durch Entfernen der Raman Zelle lässt sich der 248 nm Laserpuls anstelle des 276 nm Pulses in die Zelle einkoppeln. Details siehe Text.

3.7 Experimentelle Automatisierung und zeitliche Ablaufsteuerung

Zur Steuerung und zeitlichen Abstimmung aller Einzelkomponenten der obigen Experimente, zur Bildaufnahme und zur Aufzeichnung der Betriebsdaten wurden zwei Delay-Pulsgeneratoren (*Stanford Research Systems*) und bis zu vier Computer eingesetzt, auf denen selbst entwickelte Softwareroutinen in den Programmiersprachen *LabView* (*National Instruments*) und *DaVis-CL* (*LaVision*) ausgeführt wurden. Die Pulsgeneratoren stellten mit Nanosekunden-Präzision in einer festgelegten zeitlichen Reihenfolge individuelle Steuerpulse für alle Systemkomponenten bereit. Der Nd:YAG-Laser wurde mit einem konstanten 10 Hz Signal versorgt, ein Boxcar-Integrator zum Auslesen der NIR-Photodiode wurde synchron zum YAG-Laser getriggert, der Excimerlaser wurde im gewünschten zeitlichen Abstand vor dem YAG-Laser ausgelöst, genauso wie der Bildverstärker der dem Excimer zugeordneten ICCD-Kamera. Die Bildverstärker der dem YAG-Laser zugeordneten Kameras wurden über den Q-switch-Ausgang des YAG-Lasers getriggert. Zusätzliche Verzögerungs- und Aktivierungszeiten der Bildverstärker waren direkt an den Geräten justierbar. Schließlich sendeten die Puls-generatoren ein Referenzsignal an die vier Rechner. Die Rechner wiederum steuerten den Dieselinjektor mit Mikrosekunden-Präzision und zeichneten Bilder und Betriebsdaten in einem festgelegten zeitlichen Abstand nach Beginn der Injektion auf. Untereinander tauschten die Rechner gegenseitige Bereitschaftsabfragen aus. Erst wenn alle Rechner die Bild- und Datenaufnahme eines Injektionszyklus erfolgreich beendet hatten, wurde der nächste Zyklus ausgelöst. Diese gegenseitige Bereitschaftsabfrage war notwendig, da die verwendeten Rechner unterschiedlich leistungsfähig waren, unterschiedliche Datenvolumina verarbeiteten und mit unterschiedlicher Software betrieben wurden. Nachdem die experimentellen Parameter, wie beispielsweise Temperatur und Druck, in der Zelle manuell geregelt worden waren, erlaubte die selbst entwickelte Software (siehe Anhang A1) die automatische Ansteuerung, Aufzeichnung und Abspeicherung einer kompletten Messserie aus einer beliebigen Anzahl von Einzelbildern zu beliebigen Zeitschritten nach Beginn der Injektion mit einer definierbaren Verzögerung zwischen den Injektionen. Zur reibungslosen Ansteuerung aller Einzelkomponenten der Experimente war es essentiell, elektromagnetische Störquellen am Versuchsaufbau zu identifizieren und zu eliminieren. Gegebenenfalls mussten Abschirm- und Erdungsmaßnahmen getroffen werden.

3.8 Quantifizierung

Die detektierten Bilder von Rayleigh-Streulicht und LII sind semi-quantitativ. Das Rayleigh-Signal ist in guter Näherung proportional zur lokalen Treibstoffdichte, das LII-Signal etwa proportional zum lokalen Rußvolumenbruch. Die gemessenen Signalintensitäten ließen sich durch Kalibration in die absoluten Messgrößen $\mu\text{g}/\text{cm}^3$ bzw. ppm umrechnen.

Zur Kalibration der Rayleigh-Aufnahmen wurde mit unverändertem Versuchsaufbau elastisches Streulicht an Luft unter 72 bar aufgenommen. Gleichung 3.1 gilt universell für die gemessene Signalintensität der Rayleigh-Streuung. I_{Rayleigh} und I_{Laser} bezeichnen die Intensitäten des detektierten Streulichts bzw. des anregenden Lasers. ρ ist die Dichte des streuenden Mediums, σ bezeichnet den effektiven Rayleigh-Streuquerschnitt (vgl. Abschnitt 2.1.2). Bildet man den Quotienten von Gleichung 3.1 für Luft und für Treibstoffdampf, so erhält man unter Verwendung des idealen Gasgesetzes nach Umformung die kalibrierte Dichte an Dieseldampf ρ_{Diesel} in mg/cm^3 (Gleichung 3.2).

$$I_{\text{Rayleigh}} \propto I_{\text{Laser}} \cdot \rho \cdot \sigma \quad (\text{Gleichung 3.1})$$

$$\rho_{\text{Diesel}} = \frac{p_1 \cdot T_0 \cdot I_{\text{Rayleigh}}^{\text{Diesel}} \cdot \sigma_{\text{Luft}} \cdot M}{V_0 \cdot p_0 \cdot T_1 \cdot I_{\text{Rayleigh}}^{\text{Luft}} \cdot \sigma_{\text{Diesel}}} \quad (\text{Gleichung 3.2})$$

Dabei geben p_l und T_l Druck bzw. Temperatur der Luft während der Kalibrationsmessung in bar bzw. K wieder. M ist die mittlere molare Masse des Kraftstoffs, für n -Decan ist $M = 142 \text{ g/mol}$. Ferner gilt $V_0 = 22,4 \text{ l/mol}$, $T_0 = 273 \text{ K}$ und $p_0 = 1 \text{ bar}$. σ_{Luft} und σ_{Diesel} sind die effektiven Rayleigh-Streuquerschnitte von Luft bzw. Diesel. σ_{Luft} beträgt $1,1763 \cdot 10^{-36} \text{ cm}^2$ [74,115]. σ_{Diesel} für den verwendeten Diesel-Modellkraftstoff n -Decan bei einer Wellenlänge λ wird aus dem optischen Brechungsindex n_{Decan} berechnet (Gleichung 3.3 nach [103]), welcher wiederum nach der empirischen Lorenz-Lorentz Gleichung aus der optischen Refraktivität R_L bestimmt wird (Gleichung 3.4 nach [116]).

$$\sigma_{\text{Decan}} = \frac{4 \cdot \pi^2}{\lambda^4} \left(\frac{n_{\text{Decan}}^{\text{STP}} - 1}{N_A} \right)^2 \quad (\text{Gleichung 3.3})$$

$$R_L = \frac{n_{\text{Decan}}^2 - 1}{n_{\text{Decan}}^2 + 2} \cdot \frac{M}{\rho} \quad (\text{Gleichung 3.4})$$

Für *n*-Decan findet sich bei [117] $R_L = 48,50$ für $\lambda = 589,3$ nm. Optische Refraktivitäten nehmen mit zunehmender Wellenlänge leicht ab [116]. Diese Dispersion wurde an Literaturdaten zu *n*-Octan [118] abgeschätzt und auf *n*-Decan übertragen. Für $\lambda = 532$ nm ergibt sich so für *n*-Decan $R_L = 48,84$. Unter Zuhilfenahme des idealen Gasgesetzes errechnet sich daraus über die Gleichungen 3.3 und 3.4 $\sigma_{Decan} = 1,4159 \cdot 10^{-34} \text{ cm}^2$, also $\sigma_{Decan} / \sigma_{Luft} = 120,4$. Der Rayleigh-Streuquerschnitt der Treibstoff-Luft-Mischung lässt sich also in guter Näherung σ_{Decan} gleichsetzen.

Tabelle 3.1 gibt einen Überblick bekannter Rayleigh-Streuquerschnitte.

Spezies	$\sigma_{Rayleigh}$
N ₂	1,00
O ₂	0,89
H ₂	0,24
H ₂ O	0,75
CO ₂	2,25
CH ₄	2,29
C ₃ H ₈	14,3
<i>i</i> -C ₈ H ₁₈	94
<i>n</i> -C ₁₀ H ₂₂	117,6 (berechnet)

Tabelle 3.1: Rayleigh-Streuquerschnitte bei 532 nm einiger verbrennungsrelevanter Spezies oder Brennstoffe relativ zu Stickstoff (*n*-Decan siehe Text, andere Werte aus [119]).

Die gemessenen LII-Signale wurden mit Hilfe einer laminaren Ethen-Luft-Vormischflamme eines Kalibrierbrenners (*McKenna* Brenner) quantifiziert. Für diese Kalibrationsmessung wurde die Hochdruck-Hochtemperatur-Zelle aus ihrer Verankerung gehoben und durch den Brenner ersetzt. Laser- und Detektionsoptik blieben dabei gegenüber den LII-Messungen unverändert. Der *McKenna* Brenner wurde durch eine Stabilisatorplatte 21 mm über der

Sinterplatte entsprechend [48] modifiziert. Genau wie bei allen obigen Experimenten wurden die Kalibrationsmessungen am Brenner mit Hilfe eines Referenzmaßstabes skaliert. Durch Abgleich des in Abhängigkeit von der Höhe über der Sinterplatte gemessenen LII-Signals mit Referenzdaten aus [48], konnten die in der vorliegenden Arbeit gemessenen LII-Intensitäten Rußvolumenbrüchen zugeordnet werden. Es ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen Rußvolumenbruch f_v und der gemessenen LII-Signalintensität (vgl. Abbildung 3.12).

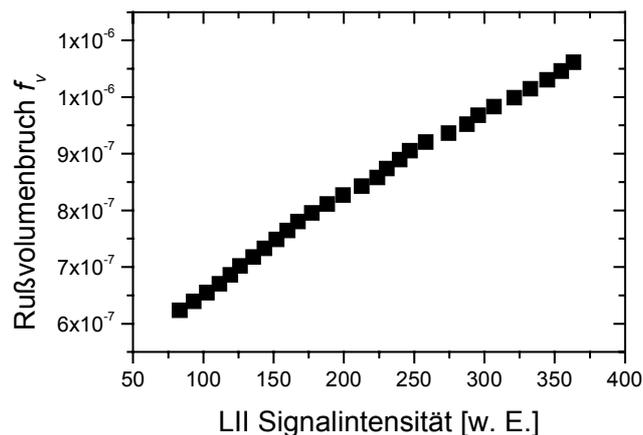


Abbildung 3.12: Kalibrationskurve Rußvolumenbruch f_v gegen gemessene LII-Signalintensität

Zu beachten bleibt jedoch, dass diese Kalibration nicht unter Hochdruck-, sondern nur unter Atmosphärendruckbedingungen durchgeführt werden konnte. Zudem ist es ein prinzipielles Problem bei der Anwendung von LII-Techniken an praktischen Versuchsträgern, wie etwa dem hier untersuchten turbulenten Dieselspray, dass am Kalibrationsbrenner keine identische Signal- und Laserlichtverluste an absorbierenden Rußpartikeln auftreten, da die Extinktionskoeffizienten von Ruß (vgl. [120]) mit der chemischen Zusammensetzung und Temperatur der rußenden Flamme variieren [58,121]. Die Extinktionskoeffizienten unterscheiden sich dabei nicht nur für verschiedene Flammen, sondern ändern sich auch innerhalb derselben Flamme [122].

In den Formaldehyd-LIF-Messungen wurden nur qualitative Messungen angestrebt. Zur absoluten Quantifizierung der 5-Nonanon-LIF-Messungen werden detaillierte Informationen

zur photophysikalischen Stabilität des Markers und zu dessen Temperatur- und Druckabhängigkeit benötigt. Siehe dazu Kapitel 3.10.

LIF-Messungen an verschiedenen Dampfkonzentrationen von 5-Nonanon bei Raumtemperatur unter Beibehaltung des gesamten experimentellen Aufbaus bestätigten, dass das detektierte Tracer-LIF-Signal proportional zur Dampfkonzentration an dotiertem Kraftstoff war. Die dem PAH-LIF-Signal zugrundeliegende Speziesvielfalt ist undefiniert. Eine Kalibration wurde daher nicht angestrebt. Eine Kalibration des NO-LIF-Signals kann ebenfalls anhand einer externen Kalibrierflamme (*McKenna* Brenner mit vorgemischter Ethen-Sauerstoff Flamme mit NO-Zudüsung) ähnlich der LII-Kalibration durchgeführt werden. Das geringe Signal/Untergrund-Verhältnis der NO-LIF-Messungen an der Göteborger Dieselsprayzelle ließen eine Kalibration der Messdaten jedoch nicht sinnvoll erscheinen (vgl. dazu Kapitel 5.6).

3.9 Experimentelle Parameter

Alle Messungen wurden unter Variation verschiedener experimenteller Parameter durchgeführt, wie Umgebungsdruck p_{gas} in der Brennkammer, Temperatur T_{gas} der Umgebungsluft in der Brennkammer, Injektionsdruck p_{inj} des Treibstoffes, zeitlicher Ablauf der Injektion, Durchmesser d der Einspritzdüse und Sauerstoffkonzentration in der Verbrennungskammer. Die verwendeten Einspritzdüsen wurden teilweise durch hydroerosive Verrundung vorbereitet. Beim HE-Verrunden wird die Düse von einer Flüssigkeit, die abtragende Partikel enthält, durchströmt. Dadurch werden Kanten (z. B. am Spritzloch-Eintritt) verrundet, das Spritzloch bekommt eine strömungsoptimierte Form. Die Einheit Prozent HE ($\%HE$) gibt an, wie stark sich aufgrund dieser Oberflächenbehandlung der Durchfluss an Treibstoff (unter Standard-Testbedingungen der Firma *Bosch*) erhöht hat.

Folgende Diesel-Injektionsdüsen wurden untersucht:

#1: Bosch DLLA0PV3191068, $d = 0,19$ mm, 10,5% HE (Referenzdüse)

#2: Bosch DLLA0PV3191069, $d = 0,236$ mm, 10.5% HE

#3: Bosch DLLA0PV33185842, $d = 0,205$ mm, 0% HE

#4: Bosch DLLA0PV3192233, $d = 0,222$ mm, 0% HE

#5: Bosch DLLA0PV3192236, $d = 0,206$ mm, 15% HE

d bezeichnet den Durchmesser der Düse, $\%HE$ den (abnehmenden) Flusswiderstand im Injektionskanal. Die verschiedenen Positionen der Lichtblätter unter der Injektionsdüse sind nummeriert von Position 1 (oberste Position, am nächsten an der Düse) bis Position 3 (unterste Position, am weitesten von Düse entfernt). Im allgemeinen wurden je 50 Einzelbilder in Zeitschritten von $\Delta t = 0,5$ ms aufgenommen von $t = 0,5$ ms bis $t = 6,0-9,0$ ms nach Beginn der Injektion. Ausgehend von Referenzbedingungen wurden einzelne experimentellen Parameter unter Beibehaltung aller anderen Parameter systematisch variiert. Als Referenzbedingungen wurde definiert:

$T_{gas} = 720$ K, $p_{gas} = 73$ bar, $p_{inj} = 1200$ bar, Düse #1, Injektionsmodus: Nadelöffnung 0,5 ms und Halten 4,0 ms, Sauerstoffkonzentration in Brennkammer 20,9%.

Neben diesen Referenzbedingungen wurden in Experiment 3.4 folgende Parametereinstellungen untersucht:

$$p_{gas} = 85 \text{ bar, } 73 \text{ bar, } 55 \text{ bar, } 33 \text{ bar}$$

$$T_{gas} = 850 \text{ K, } 720 \text{ K, } 640 \text{ K (ungezündet)}$$

$$p_{inj} = 1200 \text{ bar, } 800 \text{ bar}$$

Zeitliche Steuerung der Einspritzung:

- a) nur Hauptinjektion: Nadelöffnung 0,5 ms, Halten 4,0 ms
- b) Pilotinjektion: 20% der gesamten Kraftstoffmasse werden 1,2 ms vor der Hauptinjektion eingespritzt. Die Injektornadel wird zwischen den Teilinjektionen wieder vollständig geschlossen. Gesamtinjektionszeit wie oben. Nadelöffnung Pilot 0,1 ms, Halten Pilot 0,8 ms, Verzögerung 1,2 ms, Nadelöffnung Hauptinjektion 0,4 ms, Halten Hauptinjektion 3,2 ms.

Sauerstoffkonzentration in der Brennkammer:

- a) Luft, 20,9% Sauerstoff
- b) Stickstoffzudüsung in das Ansaugrohr des Kompressors, verbleibende Restsauerstoffkonzentration 15,4-16,5%.

Injektionsdüsen: Fabrikate #1 bis #5

In Experiment 3.5 wurden neben den Referenzbedingungen folgende Parametereinstellungen untersucht:

$$T_{gas} = 720 \text{ K, } 650 \text{ K (ungezündet)}$$

Sauerstoffkonzentration in der Brennkammer:

- c) Luft, 20,9% Sauerstoff
- d) Stickstoffzudüsung in das Ansaugrohr des Kompressors, verbleibende Restsauerstoffkonzentration 15,4-16,5%.

3.10 Weiterführende Experimente

Voraussetzung für die Quantifizierung des Fluoreszenzsignals organischer LIF-Marker wie 5-Nonanon ist die genaue Kenntnis der Temperatur- und Druckabhängigkeiten des Fluoreszenzsignals. Die Fluoreszenzeigenschaften einer organischen Spezies hängen dabei sowohl vom Absorptionsquerschnitt bei der Anregungswellenlänge als auch von der Fluoreszenzquantenausbeute ab. Beide Größen wurden im folgenden untersucht.

3.10.1 Charakterisierung des UV-Absorptionsquerschnittes organischer Spezies unter motortypischen Temperaturbedingungen in Stoßwellenexperimenten

Die vorliegenden Untersuchungen der Absorptionseigenschaften organischer Treibstofftracer unter motortypischen Hochtemperaturbedingungen in Stoßwellenexperimenten wurden im Rahmen eines Austauschprogramms an der Stanford University (Kalifornien, USA) durchgeführt. Der experimentelle Aufbau ist in Abbildung 3.13 dargestellt. Ein Großteil des zylinderförmigen Stoßrohres wurde mit einer Mischung aus organischer Spezies und Argon gefüllt (ca. 50% Maximalabsorption). Eine durch ein Kunststoffdiaphragma abgetrennte Treibgaskammer wurde solange mit Helium geflutet, bis das Diaphragma brach. Eine Stoßwelle wanderte mit Überschallgeschwindigkeit durch das Rohr und erhitzte die organische Spezies innerhalb weniger Mikrosekunden auf 800–2000 K. Orthogonal zur Ausbreitungsrichtung der Stoßwelle wurde das Stoßrohr von einer Deuterium-UV-Lampe durchleuchtet. Änderungen im Absorptionsverhalten der organischen Spezies konnten mit Hilfe eines zeitaufgelösten Spektrographen (spektrale Auflösung 3 nm FWHM, Beobachtungsdauer 1-2 ms nach eintreffender Stoßwelle) auf einer CCD-Kamera aufgezeichnet werden (UV-sensitivierte CCD-Kamera Roper EEV 57). Die Auswertung dieser Kamerabilder (Abbildung 3.14) ermöglichte die Bestimmung sowohl der Absorptionsquerschnitte als auch der thermischen Stabilität (Lebensdauer) des Tracers. Durch die Wahl verschiedener Gasdrücke in der Hauptkammer und der Treibgaskammer konnten verschiedene Endtemperaturen gezielt realisiert werden. Zu Details der Stoßwellentechnologie und des Versuchsaufbaus siehe [123-126].

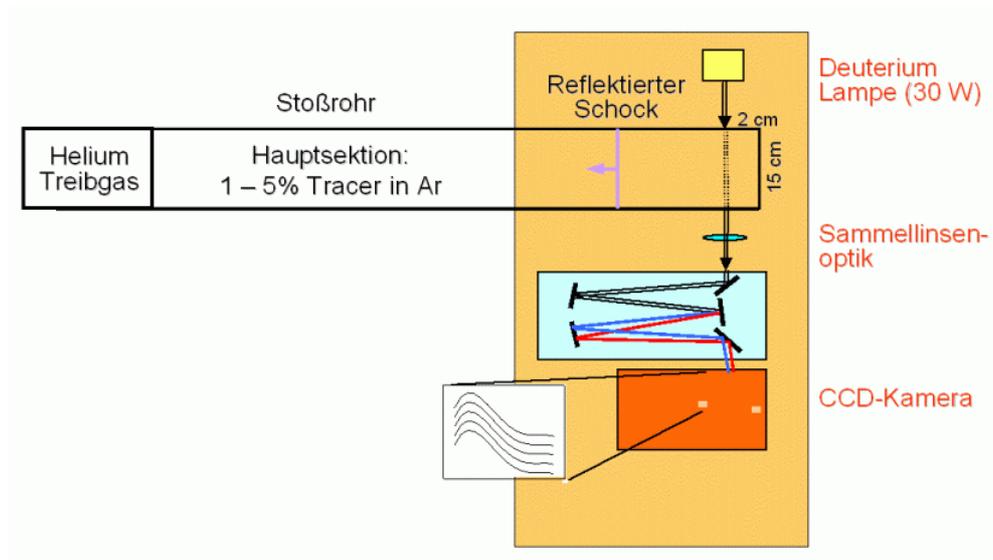


Abbildung 3.13: Aufbau des Stoßwellenexperimentes an der Stanford University. Details siehe Text.

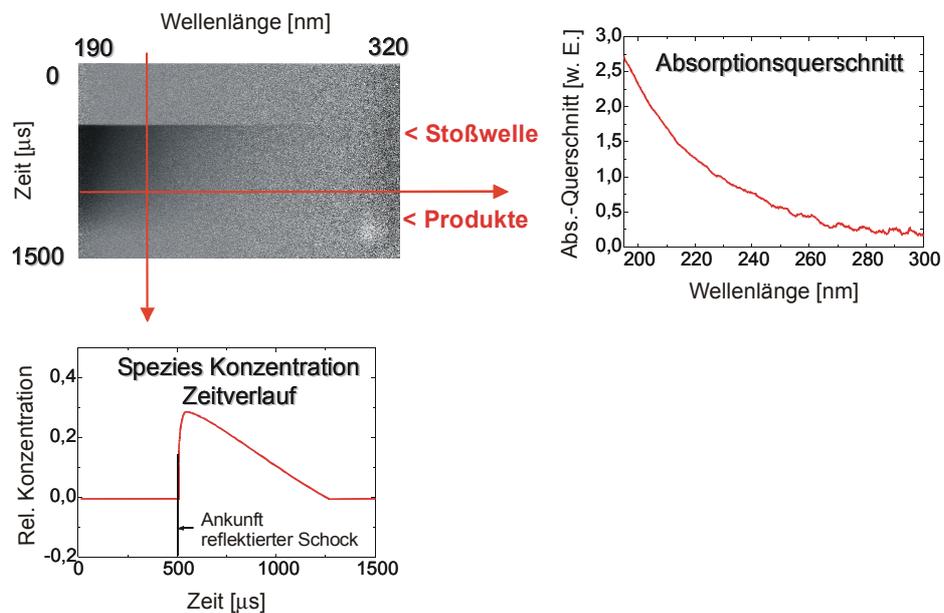


Abbildung 3.14: Beispiel eines zeitaufgelösten Spektrographbildes aus den Stoßwellenexperimenten mit Auswertung.

Der experimentelle Aufbau wurde zunächst anhand früherer, methodisch unabhängiger Befunde zur Temperaturabhängigkeit des UV-Absorptionsquerschnittes von Aceton [127] und früheren Stoßwellenmessungen an 3-Pentanon validiert. Anschließend wurde ein Einspeisungssystem für organische Substanzen geringer Flüchtigkeit entwickelt. Durch ein Arrangement von zwei in Reihe geschalteten Waschflaschen, in denen Argon-Trägergas bei Raumtemperatur durch flüssiges 5-Nonanon geleitet wurde, und durch Modifikationen in der Ventilsteuerung konnte die Stoßrohrapparatur mit 1 Torr (1,3 mbar) Dampf des hochsiedenden 5-Nonanon befüllt werden. Als Konzentration von 5-Nonanon wurde näherungsweise der Dampfdruck über der Flüssigphase angenommen, dessen Temperaturabhängigkeit bekannt ist [74,115]. Es wurde eine Sättigung der Dampfphase in den Waschflaschen angenommen und mögliche Adsorptionseffekte an der Stahloberfläche des Stoßrohrs wurden vernachlässigt. Eine exakte Bestimmung der realen Konzentration mit Hilfe einer an die Stoßrohrapparatur gekoppelten Absorptionszelle und eines Diodenlaser war aufgrund der niedrigen, tatsächlichen Dampfkonzentration jedoch nicht durchführbar. Eine höhere 5-Nonanon-Konzentration ließe sich wegen des niedrigen Dampfdruckes dieser Substanz nur in einer beheizbaren Stoßrohrapparatur verwirklichen.

3.10.2 Charakterisierung der Fluoreszenzquantenausbeute organischer Spezies in einem Verbrennungsmotor

An der University of Michigan, Ann Arbor (USA) wurden Untersuchungen der Fluoreszenzeigenschaften organischer Treibstofftracer unter anwendungsnahen Temperatur- und Druckbedingungen durchgeführt. In Kombination mit Daten zur UV-Absorptionscharakteristik (vgl. Abschnitt 3.10.1) dienen diese der Entwicklung photo-physikalischer Modelle, mit deren Hilfe das spektroskopische Verhalten der Tracerspezies besser verstanden und quantifiziert werden kann.

Der experimentelle Aufbau zur Detektion der LIF-Signale im Versuchsmotor ist in Abbildung 3.15 dargestellt. Zur Anregung wurde ein KrF-Excimerlaser (*Lambda Physik*, EMG 150) benutzt, der bei einer Wellenlänge von 248 nm emittierte und eine mittlere Pulslänge von 10 ns besaß. Das emittierte Laserlicht wurde mit Hilfe einer zylindrischen Linsen-Systems zu einem Laserlichtblatt geformt. Das Laserlichtblatt wurde horizontal in den Motor eingekoppelt und das resultierende Signal über einen Breitbandspiegel von zwei Kameras detektiert (*LaVision*, FlameStar IIF). Das Laserstreulicht wurde mit Hilfe von Langpass- oder Band-

passfiltern vom Fluoreszenzlicht des Markers abgetrennt. Die geometrische Verzerrung des Signals bedingt durch den spitzen Beobachtungswinkel zwischen den beiden Kameras wurde mit Hilfe eines Referenzmaßstabes korrigiert. Die Messungen wurden an einem optisch zugänglichen direkteinspritzenden Einzylindermotor ausgeführt. Details zum Versuchsmotor und zum experimentellen Aufbau finden sich in [36].

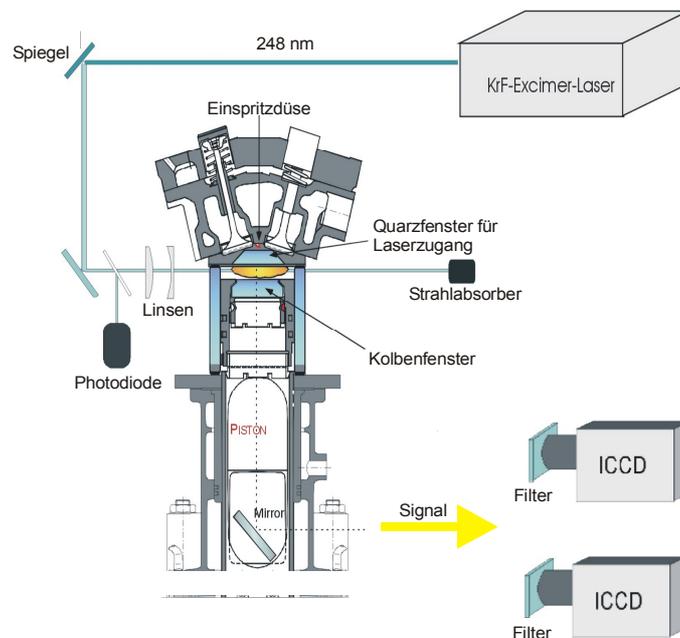


Abbildung 3.15: Aufbau der laserdiagnostischen Messungen am 4-Takt-Motor in Ann Arbor.

4 Bildverarbeitung und Auswertung

4.1 Überblick

In den oben geschilderten Experimenten wurden mehr als 110.000 Einzelbilder aufgezeichnet. Ihre schrittweise Nachbearbeitung und Auswertung verursachte einen beträchtlichen logistischen und zeitlichen Aufwand. Die dazu eingesetzten Programmcodes mussten zum größten Teil selbst geschrieben und auf Laufzeit optimiert werden. Die Rohbilder der Messungen wurden in einer Reihe von Verarbeitungsschritten raffiniert (vgl. 4.2). Verschiedene Verfahren zur Korrektur von Absorptionseffekten werden in Kapitel 4.3 diskutiert. In Kooperation mit dem Heidelberger Graduiertenkollegs „Komplexe Prozesse: Modellierung, Simulation und Optimierung“ wurde ein neuartiger Bildverarbeitungsalgorithmus entwickelt, um sog. Beam Steering-Effekte zu kompensieren (vgl. Kapitel 4.4). Temperatureffekte werden in Kapitel 4.5 diskutiert. Messfehler und Auswerteunsicherheiten werden in Kapitel 4.6 abgeschätzt. Eine umfangreiche Datenbank der so verarbeiteten Messergebnisse wurde an mehrere europäische Projektpartner im Bereich der Verbrennungsmodellierung übersandt. Unabhängig von dieser physikalischen Modellierung wurde wiederum im Rahmen des Heidelberger Graduiertenkollegs eine datengetriebene Modellierung der Messdaten durchgeführt. Dabei kamen Data Mining Techniken wie Entscheidungsbäume und Neuronale Netze zum Einsatz und eine statistische Assoziationsanalyse der Messgrößen und Eingangsparameter wurde angefertigt (Kapitel 5.9).

4.2 Elementare Bildkorrekturen

Von den Rohbildern wurden zunächst Hintergrundbilder des elektronischen Rauschens auf den CCD-Chips der Kameras und Hintergrundbilder des Brennraums der Dieselspraykammer mit aktiven Lasern aber ohne Injektion des Sprays subtrahiert wurden. Das elektronische Rauschen der wassergekühlten CCD-Chips war bei einer konstanten Betriebstemperatur von 5 °C minimal und zeitlich invariant. Dieser Hintergrund wurde einmal pro Arbeitstag an den temperierten Kameras aufgenommen. Der Hintergrund von Streusignalen aus der Brennkammer jedoch musste für jede Messserie individuell bei den entsprechenden Aufnahmepositionen und mit den Messungen entsprechenden Bildverstärkungen aufgezeichnet werden.

Nach jeder Variation des Kameraaufbaus oder des optischen Detektionsweges wurde im Experiment von allen beteiligten Kameras ein gemeinsames Referenzbild aufgezeichnet. Dieses Referenzbild bestand aus einem äquidistanten Kreuz- und Punktmuster (vgl. Abschnitt 3.4.1), das zur Parameterbestimmung eines Entzerrungsalgorithmus herangezogen wurde, welcher zum einen geometrische Verzerrungen der Bilder auf dem optischen Detektionsweg beseitigte und zum anderen ein bildpunktgenaues Überlagern der einzelnen Kamerabilder ermöglichte. Zusätzlich diente dieser Maßstab als absolute Längenreferenz und ermöglichte die örtliche Skalierung der Bilder.

Randbereiche der Bilder ohne verwertbare Informationen wurden zur Einsparung von Datenspeicherplatz ausgeschnitten. Der weiterverwendete Bildausschnitt ergibt sich aus dem gemeinsamen Überlapp der verwertbaren Bildbereiche aller Kamerabilder und des Referenzbildes zur Lichtschnittkorrektur (siehe unten).

Jedes Bild ist einer Messposition unterhalb der Injektionsdüse zugeordnet (vgl. Kapitel 3.9). Diese Positionen wurden über eine Referenzskala am Hubmotor der Zelle reproduzierbar angesteuert. Der exakte Abstand einer beobachteten Bildkoordinate zur Düsenspitze wurde anhand der Abbilder von Schrauben und Nuten im Brennraum berechnet, die in elastischen Streulichthintergrundbildern erkennbar waren.

Zusammen mit den Kamerabildern wurden verschiedene Betriebsdaten synchron aufgezeichnet (vgl. Kapitel 3.7). Diese Daten werden zusammen mit weiteren Attributen den Einzelbildern der Messungen zugeordnet und in ungenutzten Bildpunkten am Bildrand gespeichert. Jedes Einzelbild enthält danach unter anderem folgende Informationen: Gastemperatur und Gasdruck, Injektionsdruck, relative Laserenergien aller bei der Bildaufnahme simultan ausgelösten Laserpulse (Maximum des Photodiodensignals), angesteuerte Aufnahmezeit ab Beginn der Injektion, tatsächliche Aufnahmezeit in μs ab Beginn der Injektion berechnet aus dem zeitlichen Abstand zwischen Laserdiodensignalen und dem Einbruch des Nadelhubsignals vom Injektor, eingestellte Kamerasensitivität (gain), Position des Lichtblattes (1–3), Abstand des Lichtblattes von der Düse, Identifikation der Aufnahmekamera, laufende Nummer der Aufnahmeserie, Längenskalierung des Bildes in horizontaler und vertikaler Richtung, Kalibrationsfaktoren der jeweiligen Bildintensitäten, Zündattribut zur Indikation des Vorliegens von Zündbedingungen (abhängig z. B. von Temperatur, Druck, Aufnahmezeit).

Bedingt durch die Emissionscharakteristik der Laser und die Strahlführung über Spiegel und durch Linsen kann nicht von einer homogenen Intensitätsverteilung innerhalb der geformten Lichtschnitte ausgegangen werden. Ebenso zeigen dielektrische Detektionsfilter eine Winkelabhängigkeit. Um die daraus resultierenden Verzerrungen der Messergebnisse zu korrigieren, wurde der Brennraum der Zelle mit einer homogenen Phase an Treibstoffdampf gefüllt. Die so erhaltenen Aufnahmen (vgl. Abschnitt 3.4.1) werden auf eins normiert, invertiert und mit den gemessenen Bildern multipliziert (*Lichtschnittkorrektur*).

Ebenso mussten die Auswirkungen von Schuss-zu-Schuss-Variationen der Laserpulsenergien anhand von synchron aufgezeichneten Diodensignalen kompensiert werden. Um vergleichbare Bildintensitäten zu erhalten, mussten zudem die unterschiedlichen Kamerasensitivitäten (Beschleunigungsspannung der Bildverstärker) verschiedener Messserien durch einen entsprechenden Umrechnungsfaktor ausgeglichen werden.

Die Bildintensitäten der korrigierten Bilder wurden abschließend realen Messgrößen zugeordnet. Die dazu erforderlichen Kalibrationsfaktoren stammen aus den Quantifizierungsmessungen, wie sie in Kapitel 3.8 beschrieben wurden. Dabei ist es wesentlich, dass die Auswertung der Kalibrationsmessungen über dieselben Bildverarbeitungsschritte läuft wie die eigentlichen Messungen. Um den dynamischen Bildbereich bestmöglich auszunutzen und so die Auflösung auf der Bildintensitätskoordinate zu maximieren, werden auf verschiedenen Stufen der Bildverarbeitung ggf. zusätzliche Skalierungsfaktoren angewandt, die mit in die Kalibrationskonstanten einfließen.

Eine weitere Störquelle war das Flammeneigenleuchten (Lumineszenz) des brennenden Dieselsprays. Für jede Messserie und für jeden Aufnahmezeitpunkt innerhalb der einzelnen Messserien wurden daher Lumineszenzbilder am Dieselspray ohne Laseranregung aufgenommen. Diese wurden von den gemessenen Rohbildern subtrahiert. Wegen des turbulenten Spraycharakters ließ sich diese Art der Korrektur allerdings nur auf Mittelwertbilder anwenden, denn nur bei diesen war eine zeitlich invariante Spraysymmetrie näherungsweise gegeben. Die Lumineszenzkorrektur wurde folglich erst am Ende der Bildverarbeitung ausgeführt. Von den Mittelwerten der korrigierten Einzelbilder wurden gemittelte Lumineszenzbilder subtrahiert. Die Lumineszenzbilder wurden wiederum denselben Bildverarbeitungsschritten unterworfen wie die Mittelwertbilder.

4.3 Korrektur von Absorptionseffekten

Absorptionseffekte treten bei laserdiagnostischen Messungen sowohl entlang der Ausbreitungsrichtung des Lasers als auch auf dem Signalweg auf. Die Abschwächung der Laserintensität am Ort der Anregung und die Abschwächung des emittierten Signals im Brennraum werden bei den in den vorliegenden Dieselsprayexperimenten eingesetzten Wellenlängen von Ruß dominiert. So weisen die Mittelwertbilder der LII-Messungen an der Austrittseite des Lasers eine etwa 30% niedrigere Signalintensität auf als an der Eintrittseite. Da an den Sprayrändern emittiertes Signal keine Löschung auf dem Detektionsweg erfährt (unter Annahme einer konischen Spraysymmetrie), kann wegen des linearen Zusammenhangs zwischen Energiedichte des Anregungspulses und LII-Signalintensität auf eine etwa 30% Abschwächung des 1064 nm Lasers auf seinem Weg durch die Rußwolke geschlossen werden. Bei Rayleigh-Bildern kam es sogar zu deutlich größeren Verlusten von Laserintensität, da für 532 nm der effektive Absorptionsquerschnitt von Ruß etwa doppelt so groß ist. Es werden im folgenden drei Ansätze diskutiert, um die Absorption von Laserlicht in der rußenden Flamme zu korrigieren.

4.3.1 Messung der Absorption durch Photodioden

Eine naheliegende Strategie ist es, die Abschwächung des Laserlichts durch je eine Photodiode vor und nach dem Durchgang des Laser durch den Brennraum zu messen. Gleicht man die in den Bildern beobachtete Signalabschwächung entlang der Ausbreitungsrichtung des Lasers mit diesen Diodenmessungen ab, so kann ein effektiver Extinktionskoeffizient k_λ errechnet werden. Nach [128] gilt in Anlehnung an das Lambert-Beer'sche Gesetz für die Absorption der Laserintensität einer Wellenlänge λ in Ruß

$$\left(\frac{I}{I_0}\right)_\lambda = \exp\left(-\frac{k_\lambda}{\lambda} \cdot f_v \cdot x\right), \quad (\text{Gleichung 4.1})$$

wobei f_v den Rußvolumenbruch und x die Wegstrecke durch die rußende Flamme entlang der Ausbreitungsrichtung des Lasers angeben. Die dimensionslosen Extinktionskoeffizienten für 532 und 1064 nm sind nach [128] gegeben durch $k_{532} = 5,576$ bzw. $k_{1064} = 4,057$. Jedoch können diese Literaturwerte nur als Orientierung dienen. Erste Messungen des Extinktionskoeffizienten von Ruß finden sich in [129]. Die seither publizierten experimentellen Befunde schwanken etwa um Faktor 2 [120]. Dafür verantwortlich sind insbesondere die

angewandten Dispersionsrelationen [128] sowie die chemische Zusammensetzung und Temperatur der rußenden Flamme [121]. Die Extinktionskoeffizienten unterscheiden sich nicht nur für verschiedene Flammen, sondern ändern sich auch innerhalb derselben Flamme [122]. Es ist daher vorteilhafter, den wirksamen Extinktionskoeffizienten individuell am vorliegenden Messobjekt zu bestimmen.

f_v ändert sich entlang der Ausbreitungsrichtung des Lasers. Das gemessene Signal auf dem ersten Teilstück x_1 (Abbildung 4.1) am Sprayrand mit der Rußkonzentration $f_{v,1}$ wird dabei nicht von Absorptionseffekten beeinträchtigt. Das folgende Teilstück x_2 mit dem Rußvolumenbruch $f_{v,2}$ zeigt dagegen eine nach Gleichung 4.1 verminderte Laserintensität und das detektierte Signal muss entsprechend korrigiert werden. Die an allen weiter folgenden Teilstücken wirksame Laserabschwächung ergibt sich als Produkt von Gleichung 4.1 über die vorausgegangenen Teilstücke. Sukzessive und zeilenweise kann so die Absorption des Lasers in den Einzelbildern kompensiert werden. Die minimale Größe der Teilstücke ist durch die Ortsauflösung der Bildaufnahme gegeben. Ausgehend von obigen Literaturwerten werden nun die wirksamen Extinktionskoeffizienten k_λ iterativ variiert, solange bis eine Übereinstimmung der über die Photodioden gemessenen Verluste an Laserenergie beim Durchgang durch das gesamte Messobjekt und der nach Gleichung 4.1 berechneten Absorption erreicht ist. Da die Diodenmessungen am 532 nm Laserpuls erfolgten, muss die Absorption der 1064 nm Pulse über eine Dispersionsformel umgerechnet werden.

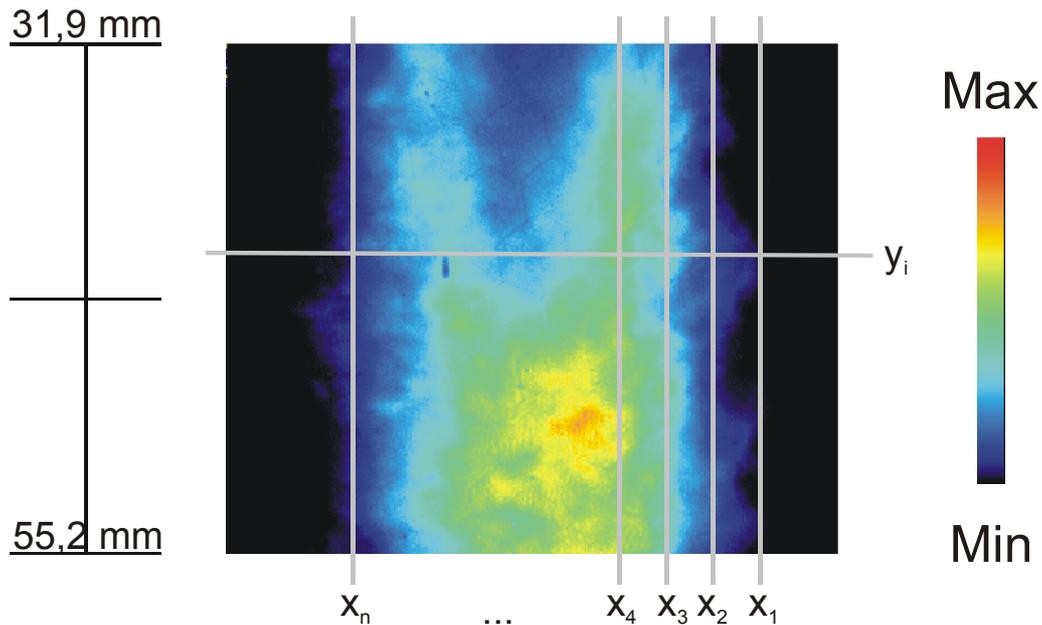


Abbildung 4.1: Schema der zeilenweisen Korrektur von Laserlichtabsorption am Beispiel einer LII-Messung, Mittelwert aus 50 Einzelschüssen, das Laserlichtblatt kommt von rechts, Signalverlust ca. 30%. In jeder Zeile y_i werden die gemessenen Bildintensitäten entlang der Ausbreitungsrichtung x des Lasers sukzessive korrigiert. Die vertikale Längenskala gibt den Abstand zur Injektionsdüse an. Details siehe Text.

Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Experimenten erwies sich die Verwendung der Photodioden zur Absorptionskorrektur jedoch als problematisch. Die vor und hinter der Zelle gemessene Laserabschwächung war etwa 1,8 mal so stark wie die auf den Bildern erkennbare Abschwächung zwischen den beiden Sprayrändern. Obige Korrekturstrategie führt so zu einer deutlichen Überkompensation der Absorptionseffekte. Verlusteffekte, die außerhalb der Verbrennungszone auftreten, beispielsweise an Eintritts- und Austrittsfenster, an der Auskoppeloptik der Referenzdiode im Strahlengang vor der Brennkammer oder in der Auskoppel- und Filteroptik der Diode hinter der Brennkammer, wurden durch eine Kalibration der Diodensignale berücksichtigt. Jedoch können die in Kapitel 4.4 beschriebenen Beam Steering-Effekte zu einer Umverteilung der Laserenergie innerhalb der Lichtschnittebene führen. Die daraus resultierende Inhomogenität des Energieprofils senkrecht zur Ausbreitungsrichtung kann durch den nichtlinearen Extinktionsprozess weiter verstärkt werden. Da die Diode hinter

der Brennkammer nicht die gesamte Höhe des Lichtschnittes detektieren konnte, liegt hierin eine mögliche Ursache für die beobachtete Diskrepanz.

4.3.2 Bidirektionaler Ansatz

Eine elegante Methode zur Korrektur von Absorptionseffekten in Flammen ist der bidirektionale Ansatz (vgl. z. B. [130]). Dabei wird die lokale, absorptionskorrigierte Konzentration der gemessenen Spezies aus dem Quotienten zweier laserinduzierter Signale errechnet, wobei die beiden anregenden Laser in genau entgegengesetzter Richtung die Flamme durchlaufen. Signalverluste durch Stoßlöschung, Laserabsorption oder Signalabsorption haben dabei entweder keinen Einfluss oder werden implizit korrigiert. Eine separate Kalibration der Messwerte und die Messung der absoluten Laserenergie wird überflüssig, die beiden eingesetzten Laserlichtschnitte müssen weder auf inhomogene Intensitätsprofile korrigiert werden, noch müssen sie dieselbe Pulsenergie aufweisen. Nachteil der Methode ist ihre hohe Rauschempfindlichkeit, wodurch bei der Bildaufnahmen entweder mit Binning (Zusammenfassen mehrerer Bildpixel) oder bei der Bildnachbearbeitung mit Glättungsfilttern gearbeitet werden muss, was die Ortsauflösung der Messung herabsetzt. Wesentlich ist der Umstand, dass die Spezies, deren Signal gemessen wird, gleichzeitig auch für die beobachteten Absorptionseffekte verantwortlich sein muss. Dies schränkt die Anwendbarkeit des bidirektionalen Ansatzes in der vorliegenden Arbeit auf die LII-Messungen ein. In der vorliegenden Arbeit wurden zwar keine Messungen mit zwei entgegengesetzt ausgerichteten Laserstrahlen durchgeführt. Die Auswertung kann aber dennoch bidirektional erfolgen, wenn man die in den Mittelwertbildern des Sprays näherungsweise gegebene Spiegelsymmetrie ausnutzt. Dabei wird die Messung an einem der beiden Laserlichtblätter durch an der zentralen Sprayachse gespiegelte Bilder simuliert.

Gleichung 4.2 gibt den Zusammenhang zwischen gemessenem LII-Signal, Rußvolumenbruch und Laserintensität wieder. Entsprechend den experimentellen Befunden ist das LII-Signal linear von der eingestrahlteten Energiedichte des 1064 nm Lasers abhängig (Abbildung 3.9).

$$I_{LII} \propto c \cdot f_v(x) \cdot I_{Laser}(x) \quad (\text{Gleichung 4.2})$$

c ist eine Detektionskonstante, x die Ortskoordinate in Ausbreitungsrichtung des Lasers. Für den Quotienten $R(x)$ der beiden entgegengesetzt ausgerichteten Laserstrahlen ergibt sich dann

$$R(x) = \frac{I_{LII, \text{hin}}(x)}{I_{LII, \text{rück}}(x)} = \frac{I_{Laser, \text{hin}}(x)}{I_{Laser, \text{rück}}(x)}. \quad (\text{Gleichung 4.3})$$

Durch Einsetzen des Lambert-Beer'schen Gesetzes

$$I_{Laser}(x) = I_{Laser, x=0} \cdot \exp\left[-\int_0^x \sigma_0 \cdot f_v(y) \cdot dy\right] \quad (\text{Gleichung 4.4})$$

und Auflösen nach dem Rußvolumenbruch f_v erhält man

$$f_v(x) = \frac{1}{2 \cdot \sigma_0} \cdot \frac{d}{dx} \ln\left(\frac{I_{LII, \text{hin}}(x)}{I_{LII, \text{rück}}(x)}\right), \quad (\text{Gleichung 4.5})$$

wobei σ_0 den effektiven Absorptionsquerschnitt von Ruß darstellt (vgl. auch Gleichung 4.1).

Gleichung 4.5 diene als Berechnungsgrundlage der absorptionskorrigierten Rußvolumenbrüche. Die Mittelwerte der vermessenen Spraykegel wurden durch mehrere Gaußfilter geglättet und in horizontale Segmente gegliedert. Auf jedes dieser Segmente wurde Gleichung 4.5 angewendet. $I_{LII, \text{hin}}$ wurde direkt aus den gemessenen Bildern abgelesen, $I_{LII, \text{rück}}$ ergab sich aus an der vertikalen Sprayachse gespiegelten Bildern.

Bei der Anwendung dieser Methode ergab sich jedoch ein schwerwiegendes Problem. Der Ableitungsterm in Gleichung 4.5 reagiert empfindlich auf fluktuierende Gradienten in x -Richtung. Erst eine massive Glättung der vorliegenden LII-Bilder führte zu einer korrigierten Rußvolumenbruchverteilung ohne Bildartefakte. Dabei ging allerdings die Ortsauflösung der Messung fast vollständig verloren. So zeigte sich, dass der bidirektionale Ansatz zwar bei „glattem“ und rauschfreiem Signalverlauf, wie an einer laminaren, vorgemischten Methan-Luft-Flamme in [130], anwendbar ist. Die Methode kann jedoch nicht am vorliegenden Dieselspray an trotz Mittelung und Glättungsfilter nicht differenzierbaren Signalverläufen eingesetzt werden.

4.3.3 Iterative Bestimmung des Extinktionskoeffizienten von Ruß unter Ausnutzung der Spraysymmetrie

Die iterative Bestimmung des Extinktionskoeffizienten von Ruß aus Abschnitt 4.3.1 und die Ausnutzung der Spraysymmetrie analog Abschnitt 4.3.2 liessen sich zu einer dritten Methode zur Korrektur der Laserlichtabsorption kombinieren. Der Extinktionskoeffizient wurde hierbei

wiederum schrittweise variiert. Als Güte- und Abbruchkriterium diente jedoch nicht die Übereinstimmung mit einer externen Referenzmessung wie in Abschnitt 4.3.1, sondern die Wiederherstellung der Spraysymmetrie in den Mittelwertbildern. Auch dieses Verfahren war nur auf LII-Messungen anwendbar, da die Absorptionseffekte in Rayleigh-Bildern zu stark ausgeprägt waren (fehlende Bildinformation am linken Sprayrand). Wegen der Nichtlinearität des exponentiellen Ansatzes wurden die Bilder einzelschussweise bearbeitet. Im Mittelwert der korrigierten Einzelbilder wurden anschließend die Signalintensitäten in rechteckigen Bereichen am rechten und am linken Sprayrand verglichen (punktweise L_2 -Norm). Diese beiden Rechteckbereiche ließen sich durch Spiegelung an der zentralen Sprayachse ineinander überführen. Die Absorptionskorrektur wurde zeilenweise wie in Abbildung 4.1 durchgeführt. Die Schrittweite entlang der Ortskoordinate x (vgl. Abschnitt 4.3.1) entsprach der räumlichen Auflösung der Messung. Sukzessive wurden so verschiedene Extinktionskoeffizienten getestet. Der optimale Koeffizient ergab sich als Endwert einer Intervallschachtelung.

Dieser Korrekturansatz funktionierte in Einzelbeispielen gut. Abbildung 4.2 zeigt ein Paar eines unkorrigierten und eines korrigierten LII-Bildes. Der hierbei bestimmte Extinktionskoeffizient weicht nur um 3% vom oben referierten Literaturwert ab.

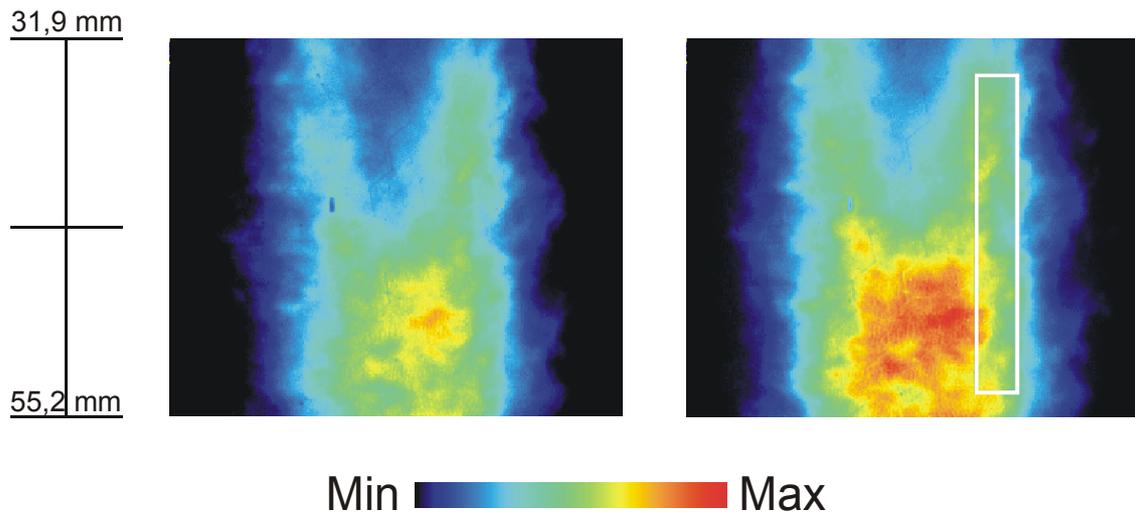


Abbildung 4.2: Beispiel Absorptionseffekt in LII-Messungen, Mittelwert aus 50 Einzelschüssen, das Laserlichtblatt kommt von rechts. Signalverlust ca. 30% (links), korrigiert auf Laserlichtabsorption (rechts). Die vertikale Längenskala gibt den Abstand zur Injektionsdüse an. Im korrigierten Bild ist in der rechten Bildhälfte das Rechteck markiert, das zur Symmetrieprüfung verwendet wurde. Details siehe Text.

Im allgemeinen jedoch ist die Symmetrieannahme nicht erfüllt. Durch die Absorptionseffekte können schwache Strukturen des Sprays an der Laseraustrittsseite verloren gehen, die auch durch die Absorptionskorrektur nicht wiederhergestellt werden können. Infolgedessen treten bei Anwendung des obigen Verfahrens Über- und Unterkorrekturen auf, die zu horizontalen Bildstreifen führen. Ist die Symmetrie des Mittelwertbildes nicht gegeben, produziert dieser Korrekturansatz daher einen zusätzlichen Bildfehler.

Für den Spezialfall einer funktionierenden LII-Absorptionskorrektur konnten die gewonnenen Extinktionskoeffizienten jedoch auch auf die simultan aufgenommenen Rayleigh-Bilder übertragen werden. Dazu wurden die Koeffizienten entsprechend Gleichung 4.1 mit einem Faktor 2 multipliziert. Auswertbar ist allerdings nur die rechte Sprayhälfte der Rayleigh-Bilder, in der eine genügend hohe Restsignalintensität vorliegt. Dadurch ist es möglich, auch absorptionskorrigierte Bilder des Rußpartikelgrößenparameters D_{63} zu berechnen (vgl. Kapitel 4.6).

4.4 Korrektur von Beam Steering-Effekten

4.4.1 Einleitung

In vielen Fällen werden laserdiagnostische Messungen unter anwendungsnahen Bedingungen von örtlichen Schwankungen in der Laserenergieverteilung beeinträchtigt. Am Eintrittsfenster von Brennkammern können die vorherrschenden Temperaturunterschiede zwischen dem relativ kalten Fenster und der heißen Kammer zu Gradienten der Gasdichte und somit zu Fluktuationen der optischen Dichte führen, die eine Umverteilung der Energie innerhalb des Laserlichtblattes bewirken, das sog. *Beam Steering* (Abbildung 4.3).

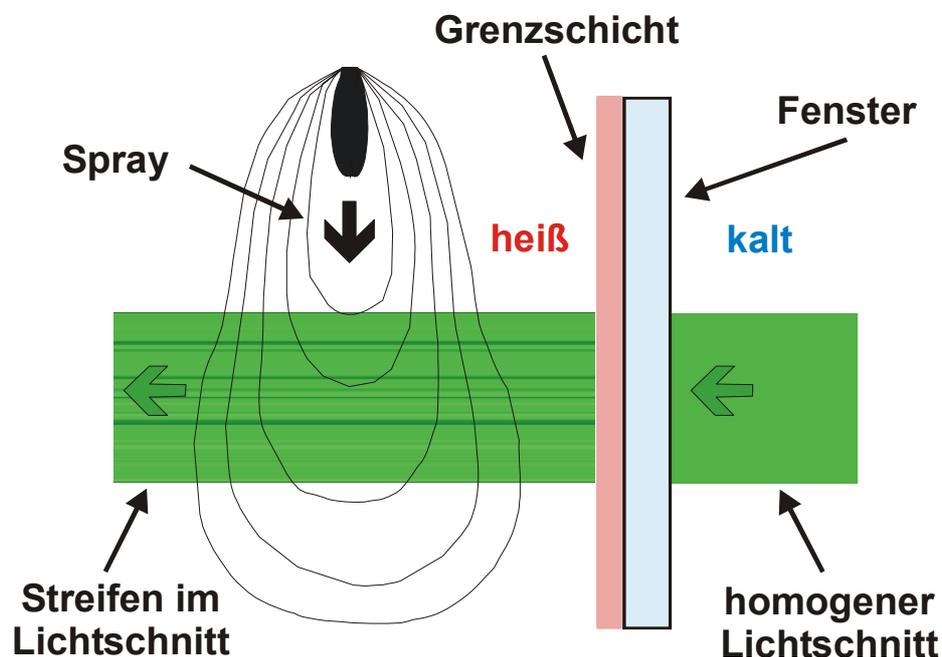


Abbildung 4.3: Beam Steering-Effekt in zweidimensional abbildender Laserdiagnostik.

Beam Steering kann auch an Temperatur- und Druckgradienten innerhalb der Brennkammer auftreten, beispielsweise wenn der Laser die Flammenfront passiert, was zu einer weiteren Verzerrung des Lichtblattes führen kann. Die Verteilung der Laserenergie innerhalb des Lichtblattes ist somit nicht mehr homogen, und die detektierten Bilder zeigen ein zufälliges, zeitlich variantes Streifenmuster (Abbildung 4.5 oben). Dieser Beam Steering-Effekt wurde schon früher in Streulichtexperimenten von Won et al. beobachtet [131]. Espey et al. [103] bestimmten die Intensitätsschwankungen im Lichtblatt und damit die Messunsicherheit zu

15%, wobei die lokalen Schwankungen in den Messungen der vorliegenden Arbeit größer waren. Sie hingen sowohl vom eingesetzten laserdiagnostischen Verfahren als auch von den gewählten physikalischen Parametern des Experiments ab und lagen in einer Bandbreite von 10–40%.

Prinzipiell ist das Beam Steering-Phänomen eine Herausforderung für jedes zweidimensional abbildende laserdiagnostische Verfahren, wenn die Signalintensität von der eingestrahnten Laserenergie abhängt, insbesondere in Hochdruck- und Hochtemperaturprozessen in geschlossenen Umgebungen. In den vorliegenden Messungen an der Göteborger Sprayzelle traten horizontale und parallele Streifenmuster auf. Die Streifen haben mit jedem Laserschuss wechselnde Positionen und Breiten. Im Mittelwertbild aus 50 Einzelschüssen treten keine Streifen auf. Die Bildstreifen, wie sie vom Beam Steering-Phänomen verursacht werden, müssen von anderen Inhomogenitäten der Laserenergie unterschieden werden, die z. B. im Strahlengang an imperfekten optischen Elementen und Fenstern auftreten und schon vorliegen, bevor der Laser den Brennraum durchläuft. Da diese Intensitätsschwankungen zeitlich invariant sind, können sie durch unabhängige Messungen der Intensitätsverteilung korrigiert werden, beispielsweise durch Abbildung des Lichtblattes im Brennraum vor den Messungen oder außerhalb des Brennraums während der Messung (vgl. z. B. [132,133] und Kapitel 4.2).

Im folgenden wird ein neuer Ansatz vorgestellt, mit dem es erstmals gelang, Beam Steering-Effekte, die zu parallelen Streifenstrukturen führen, durch elektronische Bildnachbearbeitung zu korrigieren [134].

4.4.2 Algorithmus

Die zu korrigierenden Bilder kann man sich modellhaft als Produkt eines unverfälschten Bildes und einer inhomogenen Lichtintensitätsverteilung vorstellen. Die Lichtintensität variiert allein in vertikaler Richtung, so dass eine streng horizontale Streifenstruktur vorliegt. Folglich kann jede Bildzeile mit einem individuellen Faktor multipliziert werden, um diese Inhomogenität auszugleichen. Diese Faktoren werden durch Minimierung der vertikalen Signalvariation unter gleichzeitiger Wahrung der Signalkalibration optimiert. Es wird angenommen, dass die vertikalen Signalvariationen des unverfälschten Bildes im Vergleich zu den Variationen der Lichtintensität klein sind. Dies gilt nicht allgemein, die Annahme bewährte sich jedoch in allen hier durchgeführten Experimenten.

Ziel des Korrekturalgorithmus ist also die Minimierung der vertikalen Lichtinhomogenitäten, d. h. der sichtbaren horizontalen Streifen. Die Bilder seien durch $g_{x,y}$ bezeichnet, x und y seien ganzzahlige Bildpunktkoordinaten. Über einen Schwellwert t wird ein trotz vorheriger Korrekturen (Abschnitt 4.2) verbliebenes Hintergrundsignal abgetrennt, welches vornehmlich durch Sekundärstreueffekte zustande kommt und maximal 4% der Bildintensität ausmacht. t wird für jede experimentelle Messserie individuell ermittelt. Eine Maske $m_{x,y}$ wird für Bildpunkte über dem Schwellwert t auf eins gesetzt. Nur diese Punkte werden weiterverarbeitet. Jede Bildzeile wird mit einem passenden Faktor a_y multipliziert. Der Algorithmus arbeitet intern mit dem Logarithmus des Signalbildes, wodurch der Faktor in einen Summanden überführt wird. Um diese Summanden zu optimieren, werden die Differenzen aufeinanderfolgender Zeilen minimiert. Wir beginnen mit der ersten Bildzeile bei $y = 0$, die keinen Vorläufer hat, und setzen willkürlich $a_0 = 0$. Alle anderen Zeilen werden in aufsteigender Reihenfolge verarbeitet und wir berechnen

$$a_y = \arg \min_a \sum_x \left(m_{x,y} m_{x,y-1} \left| \ln(g_{x,y-1} + 1) + a_{y-1} - \ln(g_{x,y} + 1) - a \right|^2 \right). \quad (\text{Gleichung 4.6})$$

Das bedeutet, wir berechnen Zeilendifferenzen über die Summe der quadrierten Abweichungen des Logarithmus des Signals g . Durch Multiplikation mit der Maske m wird die Auswertung auf den ausgewählten Bildbereich beschränkt.

Die Implementierung der Minimierung ist einfach und robust. Wir beginnen mit einer groben Minimumsuche auf einem festen Intervall $[a_{\min}, a_{\max}]$ und einer festen Schrittweite a_{inc} . Am Minimum schließt sich eine Intervallschachtelung mit abnehmender Schrittweite an, solange bis a mit genügender Präzision bestimmt wurde. Für die vorliegenden Daten erbrachten Werte von $a_{\min} = -4$, $a_{\max} = 4$, $a_{\text{inc}} = 0.1$ und eine Genauigkeit von $1/2^{50} \approx 10^{-16}$ gute Ergebnisse.

Nach der Berechnung der Summanden wird das Bild aktualisiert durch

$$g_{x,y} \rightarrow \exp(\ln(g_{x,y} + 1) + a_y). \quad (\text{Gleichung 4.7})$$

Da wir $a_0 = 0$ gewählt haben, sind die lokalen Intensitätswerte nicht länger kalibriert. Die Rekalibrationsstrategie geht davon aus, dass die örtliche Umverteilung des eingestrahnten Lichts nur kleinräumig erfolgt. Folglich müssen die gemittelten Intensitäten $\langle g_{x,y} \rangle$ einer kleinen Umgebung jedes Bildpunktes konstant bleiben. Die Größe dieser Umgebung ist

proportional zur durchschnittlichen Breite der Bildstreifen und kann nur näherungsweise gesetzt werden. Die Mittelung wird daher mit einem geglätteten 2D Boxfilter durchgeführt. Die Breite w_{box} der Filterbox entspricht der durchschnittlichen Breite der Streifen. Der Grad der Glättung entspricht der Unsicherheit dieser Breite. Die Glättung wird durch einen Binomialfilter der Breite w_{bin} vorgenommen. Wir erhalten einen Intensitätsmittelwert für die Umgebung eines jeden Bildpunktes vor und nach der Streifenkorrektur, $\langle g_{x,y,\text{vor}} \rangle$ bzw. $\langle g_{x,y,\text{nach}} \rangle$. Die Multiplikation jedes Bildpunktes $g_{x,y}$ mit dem entsprechenden Faktor $\langle g_{x,y,\text{vor}} \rangle / \langle g_{x,y,\text{nach}} \rangle$ rekalibriert das Bild. Zu klein gewählte Filtergrößen w_{box} und w_{bin} wirken der Streifenkorrektur entgegen. Insbesondere mit $w_{\text{box}} = 1$ und $w_{\text{bin}} = 0$ bleibt das Originalbild unverändert.

4.4.3 Parameterschätzung und Leistungsfähigkeit der Streifenkorrektur

Um die Ergebnisqualität der Streifenkorrektur beurteilen und ihre Parameter optimieren zu können, werden unverfälschte Bilder A benötigt, die keinen Streifen effekt aufweisen. Solche Bilder erhält man, indem man die zu korrigierenden Bilder, welche lediglich horizontale Streifen besitzen, um 90° dreht. Diese gedrehten Bilder weisen keine horizontalen Streifen auf und spiegeln gleichzeitig die typischen Gesamtstruktur der zu korrigierenden Originalbilder wieder. Multiplikation der Bilder A mit einem zufälligen Streifenmuster unter Beibehaltung der gemittelten Bildintensität führt zu künstlichen Streifenbildern B . Diese simulieren den Beam Steering-Effekt und weisen die gleichen Variationen der Streifenbreite, die gleichen Intensitätsgradienten und die gleichen Intensitätsschwankungen auf, die in den Bildern der Messreihe zu beobachten sind. Die Streifenkorrektur wird auf B angewendet und man erhält korrigierte Bilder C . Die Bilder A und B sowie A und C werden durch eine punktweise L_2 -Norm miteinander verglichen

$$L(A, B) = \sqrt{\sum_{x,y} m_{x,y} (A_{x,y} - B_{x,y})^2} . \quad (\text{Gleichung 4.8})$$

Eins minus den Quotienten dieser zwei Normen

$$Q = 1 - \frac{L(A, C)}{L(A, B)} \quad (\text{Gleichung 4.9})$$

ist der Anteil Q der Beam Steering Verzerrung, den der Korrekturalgorithmus beheben kann. Jeder der unten aufgeführten Werte Q ist ein Mittelwert über 10 künstlich generierte Streifenmuster. Q dient als Gütekriterium für die Qualität der durchgeführten Streifenkorrektur.

Der Korrekturalgorithmus verwendet drei Parameter t , w_{box} und w_{bin} . Der Schwellwert t der Bildmaske wird für jede Messserie manuell bestimmt. w_{box} und w_{bin} werden durch eine Gradientenabstiegsmethode unter Maximierung von Q optimiert.

Abbildung 4.4 zeigt künstliche Streifenbilder B und die korrigierten Bilder C für drei simulierte Streifenmuster unterschiedlicher Amplitude. B enthält in der Vertikalen die Streifen des Originalbildes, in der Horizontalen sind die künstlichen Streifen zu erkennen, die korrigiert werden. Abbildung 4.4 zeigt ebenfalls die Korrekturparameter und die Korrekturqualität Q . Q wächst mit steigender Amplitude der Verzerrung. Ist die Streifenverzerrung nur schwach ausgeprägt (linke Seite), werden die Verbesserungen der Bildqualität durch neue Verzerrungen ausgeglichen, die durch den Korrekturalgorithmus eingeführt werden. Folglich würde die Anwendung des Streifenkorrekturalgorithmus auf ein völlig unverfälschtes Bild zu einem Verlust an Bildqualität führen. Der Algorithmus funktioniert jedoch gut bei Streifenverzerrungen wie sie in den Messungen an der Göteborger Zelle auftraten (mittleres Bildpaar). Dies zeigt Abbildung 4.5 beispielhaft anhand von drei Rayleighbildern unter Referenzbedingungen. Bis zu 35% des Streifenphänomens konnten korrigiert werden.

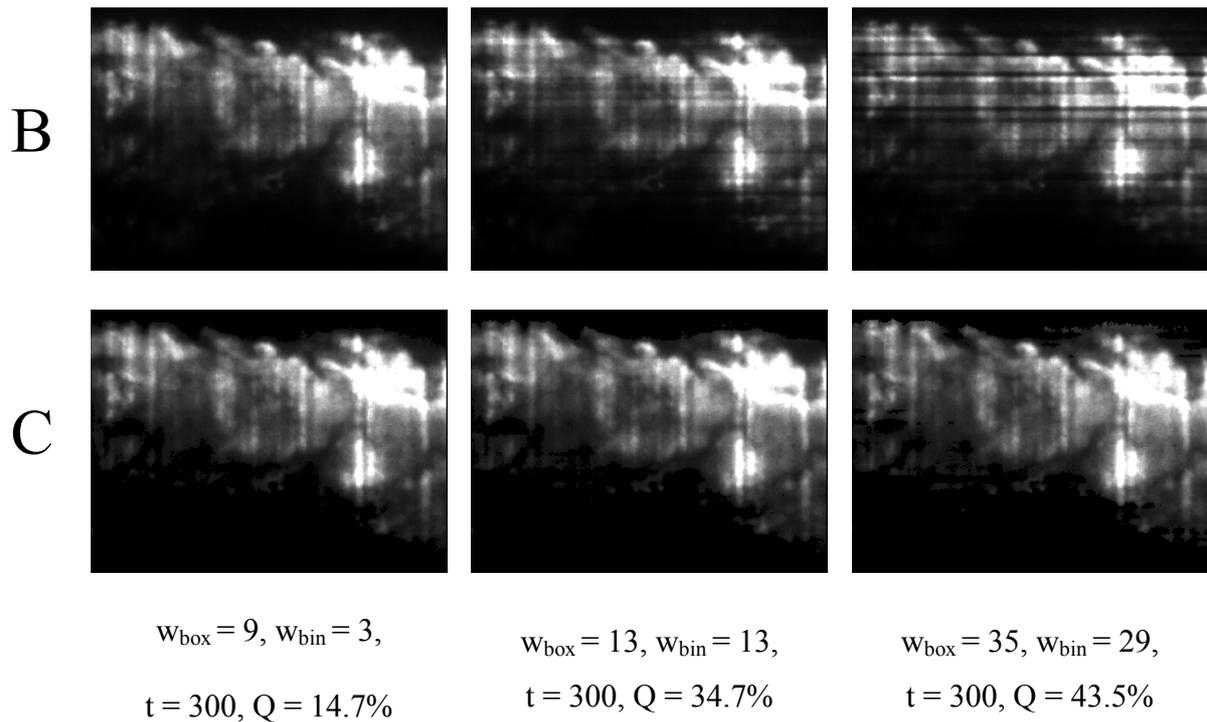


Abbildung 4.4: Beispiele künstlicher Streifenbilder *B* und korrigierter Bilder *C*. Bilder *B* wurden durch Multiplikation mit einem simulierten Streifenmuster aus Rayleigh-Streubildern der Referenzmessreihe generiert. Anwendung des Streifenkorrekturalgorithmus mit den optimierten Parametern t , w_{box} und w_{bin} liefert die Bilder *C*. Links: Streifenmuster mit kleiner Amplitude (max. 15%). Mitte: realistische Amplitude entsprechend Göteborger Zellmessungen (max. 35%). Rechts: Große Amplitude (max. 70%). Die Korrekturqualität Q steigt mit zunehmender Verzerrung. Zur besseren Visualisierung sind hohe Intensitätswerte abgeschnitten. t wird in Intensitätseinheiten, w_{box} und w_{bin} werden in Bildpunkten angegeben.

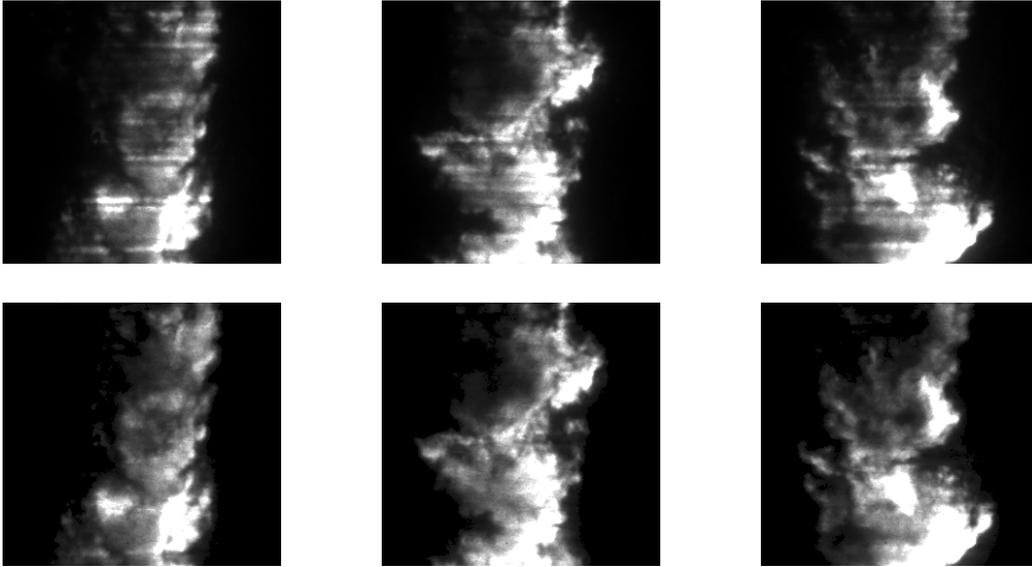


Abbildung 4.5: Rayleigh-Streubilder unter Referenzbedingungen. Oben: Ausgangsbilder mit Streifenverzerrung. Unten: Korrigierte Bilder. Zur besseren Visualisierung sind hohe Intensitätswerte abgeschnitten.

4.5 Temperatureinfluss

Trotz geschickter Führung des Stroms heißer, komprimierter Luft durch den Brennraum traten im Luftstrom der Göteborger Zelle Temperaturgradienten auf. Zudem bewirkte die Verdampfung des Kraftstoffes eine lokale Abkühlung der Umgebungsluft, die Zündung des Kraftstoffs dagegen eine starke lokale Wärmefreisetzung. Zudem wiesen sowohl die Leistung der Hauptheizelemente als auch der Luftstrom durch die Zelle technisch bedingte Schwankungen auf.

Es wurde versucht, das Temperaturfeld innerhalb des Brennraums *vor Injektion des Kraftstoffsprays* durch Rayleigh-Thermometrie zweidimensional abzubilden. Der kleine Streuquerschnitt von Luft führte allerdings unter Hochtemperaturbedingungen zu einem sehr geringen Signal/Untergrund-Verhältnis. Punktweise Messungen des Temperaturfelds gelangen jedoch mit Hilfe eines Ensembles von Thermoelementen, die durch eine Halterung in einer der Fensteröffnungen in den Zellinnenraum gebracht werden konnten (vgl. [135], Abbildung 4.6).

Diese Messdaten stimmten mit den Befunden einer Computersimulation überein. Abbildung 4.7 zeigt die Luftstromführung in den Zellinnenraum und das errechnete Temperaturfeld. Die Berechnung basiert auf der Annahme adiabatischer Wände, in der Nähe des Zelldeckels wurde ein k - ϵ -Turbulenzmodell eingesetzt. Details siehe [136].

Vor der Injektion bildete sich eine Tasche kälterer Luft unter dem wassergekühlten Kammerdeckel, in dessen Zentrum der Injektor eingelassen war. Diese oberste Position unmittelbar unter der Injektordüse wurde bei den durchgeführten Messungen jedoch selten angesteuert. Je weiter die Messzone von der Düse entfernt war, desto geringer wurden die Temperaturunterschiede zwischen dem Zentrum und den Randbereichen des Zellinnenraumes. Die synchron zu den Messungen aufgezeichnete Gastemperatur wurde von einem Thermoelement im Zentrum des Auslasskonus registriert.

Zusätzlich kann die Verdampfung des Sprays je nach lokaler Treibstoffkonzentration eine örtliche Abkühlung der Umgebungsluft um bis zu 30% verursachen [103]. Die technisch bedingte Temperaturdrift der Zellheizung innerhalb einiger Minuten Betriebszeit ließ sich auf ± 10 – 20 K abschätzen.

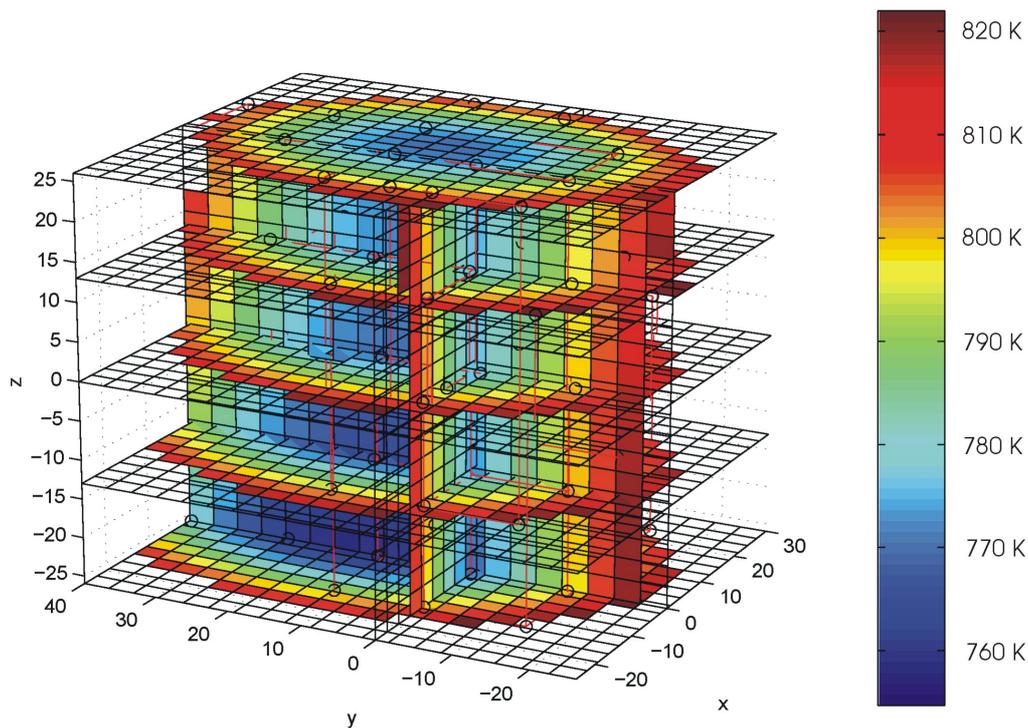


Abbildung 4.6: Messung des Temperaturfelds im Brennraum vor Injektion des Kraftstoffs bei 72 bar und 800 K nach [135]. Schwarze Kreise zeigen die Positionen der Thermoelemente an. Bedingt durch die verwendete Interpolationsroutine sind die Temperaturen am äußeren Rand zu hoch dargestellt. Längenskalen in mm.

Bei der Bildnachbearbeitung wurde ein homogenes Temperaturfeld im Brennraum angenommen, d. h. die Verdampfung des Treibstoffs erfolgte näherungsweise isotherm, was zu einem Messfehler von weniger als 4% führte [103]. Die Temperatur wurde über ein Thermoelement im Auslasskonus der Zelle vor jeder Messreihe individuell ausgelesen. In den heißeren Regionen der Brennkammer lag bei konstantem Umgebungsdruck eine erniedrigte Luftdichte vor. Aufgrund des hohen Rayleighquerschnitts des Treibstoffs ($\sigma_{Decan} / \sigma_{Luft} = 120,4$, vgl. Kapitel 3.8), konnte die Signalabnahme des an Luft gestreuten Laserlichts in den Rayleigh-Messungen jedoch vernachlässigt werden.

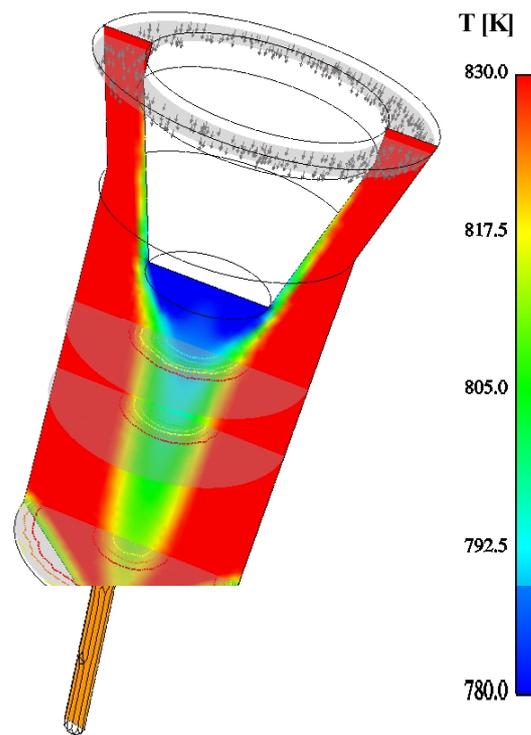


Abbildung 4.7: Computersimulation des Temperaturfelds in Kelvin im Brennraum vor Injektion des Kraftstoffs bei Hochtemperaturbedingungen nach [136].

4.6 Auswertestrategien der Einzelexperimente und Fehlerabschätzungen

Die elektronische Bildnachbearbeitung der Rohbilder der in Kapitel 3 beschriebenen Experimenten wurde mithilfe der in 4.2 bis 4.5 beschriebenen Korrekturverfahren durchgeführt.

Zur Nachbearbeitung der Rayleigh-, LII- und NO-LIF-Bilder aus Kapitel 3.4 und der 5-Nonanon-LIF-, HCHO-LIF- und PAH-LIF-Bilder aus Kapitel 3.5 wurde folgende Bearbeitungssequenz eingesetzt: Zunächst wurden von jedem Einzelbild die zugehörigen Hintergrundbilder zur Korrektur von kameraelektronischem Untergrundrauschen und von Streureflexen der Laser subtrahiert. Die Einzelbilder wurden anschließend zugeschnitten. Anhand des Referenzmaßstabes wurden optische Verzerrungen auf dem Detektionsweg korrigiert und die Ortskoordinaten der Bilder skaliert. Die synchron mit den Bildern aufgezeichneten Betriebsdaten der Zellmessungen wurden ausgelesen, den Einzelbildern zugeordnet und wie in 4.2 beschrieben als Attribute in nicht verwendeten Bildpunkten am Bildrand gespeichert. Anschließend wurde auf das Intensitätsprofil des Laserlichtschnittes (Lichtschnittkorrektur), die individuelle Laserpulsenergie der Einzelbilder und die zum Zeitpunkt der Aufnahme eingestellte Kameraempfindlichkeit korrigiert. Es wurden keine Korrekturen auf Temperaturschwankungen innerhalb der Brennkammer durchgeführt (vgl. Kapitel 4.5). An ausgewählten Beispielen wurde eine Absorptionskorrektur gemäß Abschnitt 4.3.3 berechnet. Es folgten die Kalibration der gemessenen Bildintensitäten nach 3.8 und eine Streifenkorrektur nach 4.4. Abschließend wurden die korrigierten Einzelbilder gemittelt und von diesem Mittelwert das unter gleichen Bedingungen gemessene Flammeneigenleuchten abgezogen. Bei der Auswertung der NO-LIF-Bilder konnten die beschriebenen Hintergrundkorrekturen durch die Subtraktion einer off-resonanten Messung (vgl. Abschnitt 3.4.2) ersetzt werden. Bilder, die trotz der messserienspezifischen Anpassung eine Signalintensität außerhalb des dynamischen Bereichs der Kameras aufwiesen, wurden aussortiert.

In allen Abbildungen entsprach ein Bildpunkt einer realen Länge von 84–85 μm , sowohl in vertikaler wie auch in horizontaler Richtung (vgl. Kapitel 3.4 und 3.5). Der Abstand des Laserlichtschnitts zur Spitze der Injektionsdüse ließ sich mit einer Genauigkeit von ± 1 mm bestimmen (vgl. Kapitel 4.2). Der Zeitpunkt der Bildaufnahme nach Auslösen der Injektion konnte anhand des synchron aufgezeichneten Nadelhubsignals mit einer Genauigkeit von ± 25 μs ermittelt werden. Der trotz der Bildkorrekturen verbleibende Messfehler in den Bildin-