Kurbelwinkelaufgelöste laseroptische Messverfahren zur Untersuchung der Gemischbildung in Verbrennungsmotoren

Von der Fakultät für Ingenieurwissenschaften, Abteilung Maschinenbau der Universität Duisburg-Essen

zur Erlangung des akademischen Grades

DOKTOR-INGENIEUR

genehmigte Dissertation

von

Christian Meffert

aus

Duisburg

Referent: Prof. Dr. Christof Schulz

Korreferent: Prof. Dr. Sebastian Kaiser

Tag der mündlichen Prüfung: 28. Mai 2021

Für meinen Vater

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungsverzeichnis ..... **vii**

Zusammenfassung ..... **ix**

Abstract ..... **x**

1. Einleitung **1**

2. Motivation und Stand der Technik **5**

2.1. Gemischbildung im Verbrennungsmotor 5

2.2. Indiziertechnik am Verbrennungsmotor 10

2.2.1. Drucksensoren 10

2.2.2. Temperatursensoren 11

2.2.3. Lambdasonde 12

2.3. Extraktive Messtechnik am Motorenprüfstand 13

2.3.1. Paramagnetischer Sauerstoffsensor 13

2.3.2. Flammenionisationsdetektor 15

2.3.3. Nichtdispersiver Infrarotsensor 15

2.3.4. Wärmeleitfähigkeitsdetektor 17

2.3.5. Gaschromatographie und Massenspektrometrie 17

2.4. In-situ-Messtechnik an optisch zugänglichen Motoren 18

3. Spektroskopische Grundlagen **21**

3.1. Absorptionsspektroskopie 22

3.2. Laserinduzierte Fluoreszenz 24

4. Technologische Grundlagen **29**

4.1. Laser 29

4.1.1. Nd:YAG-Festkörperlaser 29

4.1.2. Diodenlaser 30

4.2. Halbleiterdetektoren 31

4.3. Bildverstärkte Kamerasysteme 33

5. Bestimmung des Restgasgehaltes im Motorbrennraum 37

5.1. Simulation des Restgasgehaltes 37

5.2. Messung des Restgasgehaltes 39

6. Charakterisierung des bildgebenden Messsystems 53

6.1. Dunkelstromverhalten der Hochgeschwindigkeitskamera 53

6.2. Ausbleichen des Bildverstärkers 59

6.3. Fliegengittereffekt (Fixed Pattern Noise) 62

6.3.1. Dark-Signal Non-Uniformity 62

6.3.2. Photo-Response Non-Uniformity 62

6.3.3. Photo-Response Non-Linearity 65

7. Messung der Temperaturschwankung im Brennraum 67

7.1. Toluol-LIF Thermometrie an einer beheizbaren Düse 67

7.2. Toluol-LIF-Thermometrie im Einzylindermotor 81

8. Zusammenfassung und Ausblick 94

Literaturverzeichnis 97

Danksagungen 105

Abkürzungsverzeichnis

A

AGR *Abgasrückführung*

AÖ *Auslass öffnet*

APS *Active-Pixel Sensor*

AS *Auslass schließt*

C

CAI *Controlled Auto Ignition*

CCD *Charge-Coupled Device*

CL *Chemilumineszenz*

CMOS *Metal-Oxide-Semiconductor*

D

DFB *Distributed Feedback Laser*

DLAS *Diodenlaser-Absorptionsspektroskopie*

E

EÖ *Einlass öffnet*

ES *Einlass schließt*

F

FHG *Fourth Harmonic Generation*

FID *Flammenionisationsdetektor*

FPN *Fixed Pattern Noise*

FVV *Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen*

G

GC *Gaschromatograph*

GC-MS *Gaschromatographie und Massenspektrometrie*

H

HCCI *Homogeneous Charge Compression Ignition*

HRR-Laser *High-Repetition-Rate Laser*

I

InGaAs *Indiumgalliumarsenid*

IRO *Intensified Relay Optic*

IVG *Institut für Verbrennung und Gasdynamik*

L

LED *Light-Emitting Diode*

LIF *Laserinduzierte Fluoreszenz*

LII *Laserinduzierte Inkandeszenz*

LOT *Ladungswechsel-OT*

M

MCP *Multi Channel Plate*

MFC *Mass Flow Controller*

MS *Massenspektrometer*

N

Nd:YAG *Neodym-dotiertes Yttrium-Aluminium-Granat*

NDIR *Nichtdispersiver Infrarotsensor*

NIR *Nahes Infrarot*

NO_x *Stickoxide*

O

OT *Oberer Totpunkt*

P

PAK *Polyzyklische Aromatische Kohlenwasserstoffe*

PIV *Particle Image Velocimetry*

PTB *Physikalisch-Technische Bundesanstalt*, *Physikalisch-Technische Bundesanstalt*

S

SHG *Second Harmonic Generation*

T

TDLAS *Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy*

THG *Third Harmonic Generation*

TPA *Three-Pressure Analysis*

U

UT *Unterer Totpunkt*

V

VCSEL *Vertical-Cavity-Surface-Emitting-Laser*

VIS *Visible*

W

WLD *Wärmeleitfähigkeitsdetektor*

Z

ZOT *Zünd-OT*

Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit ist die Anwendung zeitlich hoch aufgelöster optischer Messtechniken direkt im Brennraum von Verbrennungsmotoren. Der Schwerpunkt liegt hierbei auf der Untersuchung des Gemischbildungsprozess. Dieser ist gerade für moderne Brennverfahren, mit dem Ziel der Effizienzsteigerung und Verringerung der Schadstoffemissionen, von besonderer Relevanz.

Im ersten Teil der Arbeit erfolgt die messtechnische Bestimmung der internen Restgasmenge in einem Einzylinderforschungsmotor und einem Serienmotor. Ziel ist es die Grundlage für die Entwicklung eines Zündkerzensensors, der neben der Zündfunktion auch eine Bestimmung der Restgasmenge in Serienmotoren zulässt, zu schaffen. Die Messung der Restgasmenge erfolgt über die Messung der Wasserkonzentration mittels Diodenlaser-Absorptionsspektroskopie bei einer Wellenlänge von 1,4 µm. Die erhaltene Wasserkonzentration wird in einen Restgasanteil umgerechnet. Um diesen Restgasanteil mit Simulationen vergleichen zu können kommt ein verallgemeinertes Restgasmodell zur Anwendung.

Im zweiten Teil der Arbeit wird, die für weitere Messungen verwendete Hochgeschwindigkeitskamera charakterisiert. Ergebnisse zu Effekten wie Dunkelstromrauschen, Ausbleichen des verwendeten Bildverstärkers oder Nichtlinearität des Systems werden gezeigt und beurteilt. Basierend auf den gewonnenen Erkenntnissen erfolgen Temperaturmessungen mit dem Kamerasystem und einem ergänzenden Hochgeschwindigkeitslaser an einer beheizbaren Düse. Die Temperaturmessung wird über eine Ein-Farbentechnik mit Toluol als verwendetem Tracer realisiert. Die aus diesem Versuch abgeleiteten Verbesserung in Aufbau, hinsichtlich des verwendeten Lightsheets, und Auswertealgorithmen werden schließlich bei bildgebenden Messungen der Temperaturverteilung im Brennraum eines optisch zugänglichen Einzylinderforschungsmotors umgesetzt. Basierend auf den Erfahrungen der vorangegangenen Messungen wird bei diesen Temperaturmessungen kein absoluter, sondern eine Messung der Temperaturverteilung über einen relativen Ansatz verfolgt. Die gemessene Temperatur wird auf einen Serienmittelwert bezogen und die Änderung der Einzelmessung relativ zu diesem Serienmittel ermittelt. Als Tracer für die Ein-Farbentechnik wurde ebenfalls Toluol verwendet. Die Messungen erfolgten bei einer Motordrehzahl von 2000 min^{-1} und einer zeitlichen Auflösung des Messsystems von 9,5 kHz. Die im geschleppten Betrieb erreichte Kompressionsspitzentemperatur lag bei ca. 780 K.

Abstract

The aim of this work is the application of optical measurement techniques with high temporal resolution directly in the combustion chamber of combustion engines. The focus is on the investigation of the mixture formation process. This process is of particular relevance for modern combustion processes with the aim of increasing efficiency and reducing pollutant emissions.

In the first part of the thesis, the internal residual gas quantity is determined by measurement in a single-cylinder research engine and a production engine. The aim is to create the basis for the development of a spark plug sensor, which, in addition to the ignition function, also allows the determination of the residual gas quantity in series engines. The measurement of the residual gas quantity is done by measuring the water concentration by means of diode laser absorption spectroscopy at 1.4 µm. The resulting water concentration is converted into a residual gas fraction. To compare these results with simulations, a generalized residual gas model is used.

In the second part of the thesis a characterization of the high-speed camera used for the further measurements is carried out. Effects such as dark current noise, depletion of the image intensifier or non-linearity of the system are shown. Based on the knowledge, temperature measurements with the camera system and an additional high-speed laser at a heated nozzle are realized. The temperature measurement is performed using a single-color technique with toluene as tracer. The improvements in test setup, with regard to the lightsheet, and evaluation algorithms developed in this experiment are finally used for image-based measurements of the temperature distribution in the combustion chamber of an optically accessible single-cylinder research engine. Based on the experience of previous measurements, these temperature measurements are not absolute, but rather a measurement of the temperature distribution using a relative approach. The measured temperature is related to a series mean value and changes in the individual measurement are determined relative to this mean. Toluene was also used as a tracer for the single-color technique. The measurements were performed at an engine speed of 2000 rpm and a time resolution of the measuring system of 9.5 kHz. The compression peak temperature reached in motored operation was about 780K.

1. Einleitung

Immer weiter sinkende Emissionsgrenzwerte und daraus folgend steigende Anforderungen an Verbrennungsmotoren erfordern neue Ansätze in der Motorenentwicklung. Zusätzlich fordert der Markt immer geringere Kraftstoffverbräuche und somit eine Steigerung der Effizienz. Motorkonzepte wie z.B. Downsizing [1], also eine Verringerung des Hubraumes bei gleichbleibender Motorleistung, erfordern meist komplexe mechanische Veränderungen am Motor. Zudem werden zusätzliche Bauteile wie z.B. Turbolader oder Abgasnachbereitungssysteme notwendig. Um neben der Effizienzsteigerung durch diese mechanischen Veränderungen auch die Emissionen dieser Motoren zu senken, muss besonderes Augenmerk auf die Gemischbildung im Inneren des Verbrennungsmotors gelegt werden.

Auch alternative Brennverfahren, bei denen keine oder nur wenige bauliche Veränderungen notwendig werden, sind zu einem großen Maß von der Gemischaufbereitung im Zylinder abhängig. Als Beispiele sind hier vor allem Brennverfahren, die auf homogene Kompressionszündung setzen, wie Homogeneous Charge Compression Ignition (HCCI) bzw. Controlled Auto Ignition (CAI) zu nennen. Eine gut kontrollierbare Gemischaufbereitung ist somit für moderne Verbrennungskonzepte und Motoren entscheidend. Das bedeutet aber auch, dass Möglichkeiten geschaffen werden müssen, um Gemischbildungsprozesse messtechnisch erfassen zu können und auf dieser Basis Simulation zu ermöglichen, zu überprüfen und zu verbessern. So validierte Simulationsverfahren können dann in der Entwicklung eingesetzt werden.

Im Rahmen der Forschung an Verbrennungsmotoren etablieren sich daher neben klassischen Messtechniken zunehmend auch komplexere optische Messtechniken am Motorenprüfstand. Diese ermöglichen eine genauere Untersuchung der Gemischbildung beginnend bei der Kraftstoffeinspritzung und Frischluftzuführung über den eigentlichen Mischungsprozess bis hin zu Temperaturverteilungen im Zylinderinnenraum des Motors. Auch über die eigentliche Verbrennung lassen sich mit modernen Techniken Informationen über z.B. die Ausbreitung von Flammenfronten oder Flammeneigenleuchten im Brennraum oder die Schadstoffbildung gewinnen.

Entlang der Sichtlinie integrierende Techniken wie zum Beispiel die Diodenlaser-Absorptionsspektroskopie (DLAS) lassen sich auch ohne Probennahme oder größere Umbauten am Motor realisieren. Zudem bietet speziell die DLAS verglichen mit extraktiven klassischen Verfahren niedrige Nachweisgrenzen und die Möglichkeit, durch eine geschickte Wahl der Absorptionslinien zusätzliche Informationen über z.B. Temperatur oder Druck mit nur einer Messung zu erhalten. Bildgebende Messtechniken wie die laserinduzierte Fluoreszenz (LIF) hingegen bieten den Vorteil, nicht nur räumlich gemittelte Messungen, sondern auch eine räumliche Verteilung der Messgrößen abbilden zu können. Grundvoraussetzung ist hier natürlich der

optische Zugang zum Ort der Messung. Zeitlich hochaufgelöste Messungen mit diesen beiden Techniken werden im Rahmen dieser Arbeit behandelt.

Die höhere zeitliche Auflösung von DLAS und LIF verglichen mit den etablierten extraktiven Verfahren ist ein deutlicher Vorteil für die Forschung an Verbrennungsmotoren. Betrachtet man typische Drehzahlbereiche moderner Ottomotoren so können aus dem typischen Drehzahlbereich (1000 bis 6000 min^{-1}) Anforderungen an die zeitliche Auflösung von Messungen abgeleitet werden. Bei Viertaktmotoren liegt die Zeit für einen Zyklus zwischen 20 ms (6000 min^{-1}) und 120 ms (1000 min^{-1}). Die Zeit für eine Umdrehung und damit die für eine Gemischbildung relevante Zeit liegt zwischen 10 und 60 ms. Speziell dieser Bereich der Gemischbildung ist von großem Interesse sowohl für die Effizienz als auch die Schadstoffemissionen moderner Motoren.

Für zyklusaufgelöste Messungen der Gemischbildung sollten zeitliche Auflösungen von mindestens 120 ms oder 8,3 Hz erreicht werden. Zyklusaufgelöst meint hier eine Messung pro Zyklus. Diese zeitlichen Auflösungen sind ohne große Probleme auch mit üblichen bildgebenden Messsystemen zu realisieren. Möchte man hingegen kurbelwinkelaufgelöst messen, also mehrere Messungen innerhalb eines Zyklus, sollte man deutlich höhere zeitliche Auflösungen im Bereich von mindestens 80 µs bzw. 6 kHz erreichen. Diese Messungen mit hohen zeitlichen Auflösungen, speziell im Bereich der bildgebenden Messungen, aber auch bei entlang der Sichtlinie integrierenden Messungen bedürfen spezieller Messsysteme und sind der Hauptinhalt dieser Arbeit.

Ziel der Arbeit ist es die Möglichkeiten und Grenzen kurbelwinkelaufgelöster Messtechniken für die Anwendung in Verbrennungsmotoren zu untersuchen. Zu diesem Zweck wurden kurbelwinkelaufgelöste optische Messungen der Temperaturschwankung in einem Einzylinderforschungsmotor realisiert. Dies erfolgte mithilfe eines bildgebenden Hochgeschwindigkeitsmesssystems bei einer zeitlichen Auflösung von ca. 10 kHz. Um dieses Ziel zu erreichen erfolgten zuvor Messungen an einer beheizbaren Düse. Diese dienten der Charakterisierung des Messsystems, Entwicklung von Korrekturalgorithmen sowie einer Fehlerabschätzung. Zudem konnte im Rahmen eines Forschungsprojektes eine Messung der Wasserabsorption im Brennraum und anschließende Umrechnung in einen Restgasanteil sowohl in einem Einzylinderforschungsmotor wie auch in einem Serienmotor mit einem minimal invasiven optischen Zugang im Zylinderkopf realisiert werden [2-4]. Beides dient einem besseren Verständnis genau dieser Gemischbildungsprozesse. Die Arbeit ist wie folgt strukturiert:

Nach einem kurzen Überblick über wichtige Zusammenhänge der Gemischbildung, einer Einführung in die Indiziertechnik am Motorenprüfstand (Kapitel 2.2) und in etablierte extraktive Gasmessverfahren (Kapitel 2.3) sowie in-situ-Messtechniken (Kapitel 2.4) folgen in Kapitel 3

die benötigten spektroskopischen Grundlagen für DLAS (Kapitel 3.1) und LIF (Kapitel 3.2). Auf die notwendigen technologischen Grundlagen wie verwendete Laser (Kapitel 4.1) und Detektoren (Kapitel 4.2 und 4.3) wird in Kapitel 4 eingegangen.

Die Grundlagen für die Berechnung des Restgasanteils sowie die linienintegrierenden Messungen und der Vergleich der beiden Ergebnisse wird in Kapitel 5 gezeigt. Auf die bildgebenden Messungen wird ab Kapitel 6 eingegangen. Als erstes werden die Ergebnisse für die Charakterisierung des bildgebenden Messsystems gezeigt (Kapitel 6). Die Erkenntnisse hieraus werden bei Temperaturmessungen an einer beheizbaren Düse in Kapitel 7.1 umgesetzt und Aufbau sowie Auswertealgorithmen weiter optimiert. Mit den hierbei gewonnen Erfahrungen erfolgten dann die Messungen der Temperaturverteilung im Zylinderinnenraum, deren Ergebnisse in Kapitel 7.2 präsentiert werden.

2. Motivation und Stand der Technik

2.1. Gemischbildung im Verbrennungsmotor

Verbrennungsmotoren lassen sich anhand diverser Merkmale in verschiedene Kategorien einteilen. Klassisch und am weitesten verbreitet sind die Einteilungen nach der Art ihres Ladungswechsels in Zweitakt- und Viertaktmotoren und anhand ihres Arbeitsverfahrens in Otto- und Dieselmotor. Auch andere Einteilungen sind gebräuchlich oder haben sich im Laufe der Jahre etabliert. So kann man Verbrennungsmotoren z.B. auch anhand ihrer Zylinderanordnung in V-Motor, Reihenmotor und Sternmotor oder anhand der Art ihrer Leistungsregelung in Qualitäts- oder Quantitätsregelung unterteilen. Hybride Arbeitsverfahren wie Schichtladeverfahren oder Verfahren für homogene Kompressionszündung wie HCCI bzw. CAI führen dazu, dass eine klare Trennung zwischen verschiedenen Verfahren/Motoren wie in der Vergangenheit immer schwieriger werden. Speziell diese hybriden Verfahren sind für die Forschung von besonderem Interesse. Um die notwendigen Grundlagen zu erläutern wird das große Gebiet der Verbrennungsmotoren auf die für diese Arbeit wichtigen Zusammenhänge beschränkt. Gerade auf diesem Gebiet gibt es eine Vielzahl von Fachbüchern, die für tiefergehende Informationen verwendet werden können [1, 5-9].

Beim klassischen Viertakt-Ottomotor (Hubkolbenmotor) teilt man einem Motorzyklus in vier Takte ein. Die Takte werden jeweils durch Erreichen einer definierten Kolbenposition voneinander getrennt. Der erste Takt (Ansaugen) beginnt mit dem Kolben am höchsten Punkt, man spricht hier vom oberen Totpunkt (OT). Das Auslassventil ist geschlossen, das Einlassventil geöffnet. Der Kolben bewegt sich nach unten und saugt Gemisch an. Erreicht er den unteren Totpunkt (UT), so schließen die Einlassventile und es beginnt der zweite Takt (Verdichten). Der Kolben bewegt sich zurück zum OT, das Gemisch wird komprimiert, durch die Zündkerze fremdgezündet und der dritte Takt (Arbeiten) beginnt. Durch die freiwerdende Energie der Verbrennung wird der Kolben zurück zum UT bewegt und die hierdurch nutzbare Energie auf die Kurbelwelle übertragen. Wenn der Kolben am UT angekommen ist, beginnt der vierte Takt (Ausstoßen). Die Auslassventile werden geöffnet und der Kolben bewegt sich wieder zum OT und stößt dabei das verbrannte Gemisch bzw. Abgas aus dem Brennraum aus. Sobald der Kolben wieder am OT angekommen ist, schließen die Auslassventile und die Einlassventile öffnen. Der erste Zyklus ist abgeschlossen und es beginnt der zweite Zyklus nach demselben Prinzip. Die Zeit zwischen dem Start des vierten Taktes und dem Ende des ersten Taktes fasst man auch häufig unter dem Begriff Ladungswechsel zusammen.

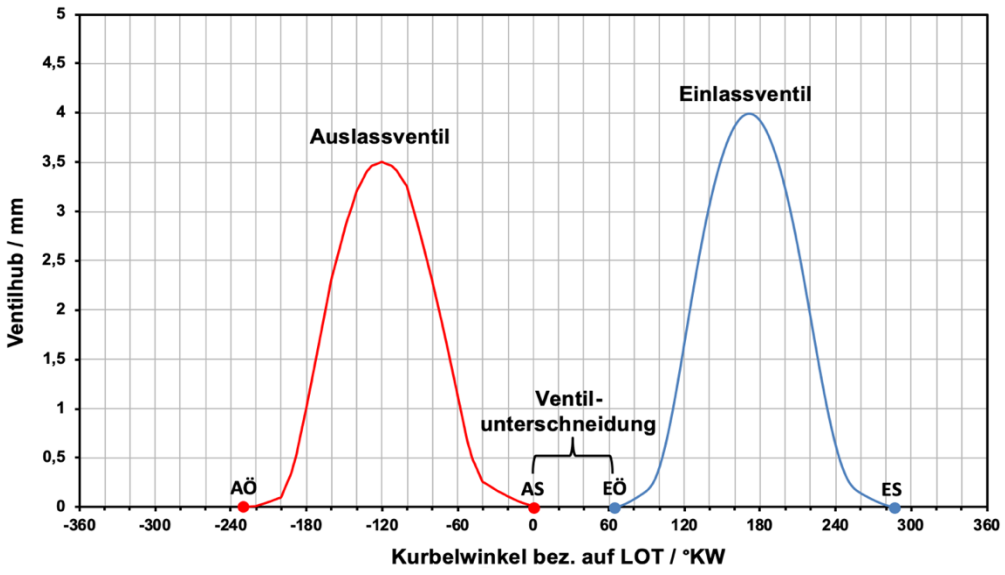

Abbildung 1: Ventilerhebungskurven mit Ventilsteuerzeiten und eingezeichneter Ventilunterschneidung (Beispiel). Angabe des Kurbelwinkels ist bezogen auf LOT (LOT = 0°KW).

Diese vereinfachte Beschreibung deckt jedoch nicht alle im Zyklus wichtigen Zeitpunkte ab. Daher führt man für eine bessere Orientierung weitere charakteristische Zeitpunkte ein. So unterscheidet man bei den beiden oberen Totpunkten in den Ladungswechsel-OT (LOT) und den Zünd-OT (ZOT). Der LOT definiert den Start des ersten Taktes, der ZOT den des dritten Taktes. Zusätzlich werden Ventilsteuerzeiten eingeführt, die den Zeitpunkt für das Öffnen und Schließen der Ein- und Auslassventile kennzeichnen. Diese sind beispielhaft in Abbildung 1 dargestellt. Der Zeitpunkt im Zyklus, an dem die Einlassventile öffnen wird als Einlass öffnet (EÖ), der an dem die Einlassventile schließen als Einlass schließt (ES) bezeichnet. Dasselbe gilt für die Auslassventile, man spricht dann von Auslass öffnet (AÖ) und Auslass schließt (AS).

Die Dauer zwischen komplett geöffnetem Auslassventil und komplett geöffnetem Einlassventil nennt man Ventilspreizung. Bei geringen Ventilspreizungen kommt es dazu, dass die Auslassventile noch nicht komplett wieder geschlossen sind, bevor die Einlassventile öffnen. Bei der Zeitdauer die Einlass- und Auslassventile gemeinsam geöffnet sind, spricht man von Ventilüberschneidung. Sind die Auslassventile komplett geschlossen und die Einlassventile öffnen erst nach einem Zeitverzug, so spricht man von Ventilunterschneidung.

Neben den fest definierten Zeitpunkten UT, LOT und ZOT, die beim Motor mechanisch vorgegeben sind, können z.B. die Ventilsteuerzeiten oder der Zündzeitpunkt bei modernen Ottomotoren variiert und somit für die Regelung des Motors genutzt werden. Verschiebt man einen solchen variablen Zeitpunkt, so verschiebt man ihn nach früh oder spät. Die zeitliche Basis bei Zylinderdruckverläufen wird nicht in gewohnten Zeiteinheiten angegeben, sondern als Position der Kurbelwelle oder auch Drehwinkel φ in Grad Kurbelwinkel (°KW). Dieser Wert bezieht sich

immer auf eine der zwei OT-Position und hat den Vorteil, unabhängig von der Drehzahl zu sein. Ein Zyklus bei einem Vierzylindermotor liegt immer zwischen 0 und 720°KW.

Klassische Ottomotoren saugen ein Kraftstoff/Luft-Gemisch an, das früher durch einen Vergaser bereitgestellt wurde. Dieses Verfahren wurde durch eine Einspritzung in das Saugrohr abgelöst und dann weiterentwickelt hin zu Verfahren, bei denen heute direkt in den Brennraum eingespritzt wird. Das Gemisch wird dann nach der Verdichtung durch eine Zündkerze fremdgezündet. Im Unterschied zum Ottomotor, wird beim Dieselmotor reine Luft angesaugt und der Kraftstoff nach der Verdichtung in die heiße komprimierte Luft kurz vor dem ZOT eingespritzt. Durch die höhere Kompression im Vergleich zum Ottomotor liegt die Temperatur der angesaugten Luft am Ende der Kompressionsphase über der Selbstzündtemperatur des Dieselkraftstoffes, das Gemisch zündet hierdurch selbständig.

Im Laufe der letzten Jahre sind beide Verfahren immer weiter zusammengerückt, um die Vorteile miteinander zu kombinieren. Hierbei sind moderne Brennverfahren auf Basis von Schichtladekonzepten [10] oder homogener Kompressionszündung (HCCI, CAI) [11, 12] entstanden. Eine klare eindeutige Trennung der beiden Verfahren ist daher heute deutlich schwieriger geworden.

Auf der einen Seite möchte man die Vorteile des Dieselmotors, wie den höheren Wirkungsgrad, das höhere Drehmoment oder den geringeren Kraftstoffverbrauch. Auf der anderen Seite möchte man die Vorteile des Ottomotors, wie die geringeren Schadstoffemission hinsichtlich Rußes und Stickoxiden, das bessere Leistungsgewicht, also das Verhältnis von Motorleistung zu Motorgewicht, aber auch das durch höhere Drehzahlen bedingte sportlichere Fahren. All das hat im Laufe der letzten Jahre zur Entwicklung moderner Brennverfahren geführt. Entscheidend für all diese Entwicklungen ist die Aufbereitung des Brennstoff-Luftgemisches, die Gemischbildung, im Inneren des Brennraumes.

Die großen Nachteile des Dieselmotors hinsichtlich der Schadstoffemissionen haben ihre Ursache in dieser Gemischaufbereitung. Bedingt durch das Verfahren steht beim Dieselmotor nur eine extrem begrenzte Zeit für die Gemischbildung zur Verfügung, da die Einspritzung spät in die heiße komprimierte Luft im Brennraum erfolgt. Auch wenn der Dieselmotor global mit Luftüberschuss betrieben wird, kommt es durch die kurze Zeitdauer zwischen Einspritzung und Zündung zu lokal fetten (Kraftstoffüberschuss) und zu lokal mageren (Luftüberschuss) Bereichen. Verallgemeinert kann man sagen, dass die lokal fetten Bereiche hierbei vornehmlich zur Rußpartikelbildung beitragen und die stöchiometrischen und leicht mageren Bereiche bei hoher Verbrennungstemperatur das Entstehen von Stickoxiden (NO_x) begünstigen.

Die Entstehung der Rußpartikel in den lokal fetten Bereichen ist ein extrem komplexer Prozess. Dieser findet nach dem folgenden prinzipiellen Ablauf statt [8]:

Im ersten Schritt erfolgt eine chemische Reduktion der nicht verbrannten höheren Kohlenwasserstoffe zu kleineren Kohlenwasserstoffen, die wiederum durch Polymerisation Polyzyklische Aromatische Kohlenwasserstoffe (PAK) bilden. Aus diesen entstehen durch Kondensation Rußkerne, die wiederum durch Koagulation Rußprimärteilchen bilden. Die entstandenen Rußprimärteilchen wiederum bilden durch Agglomeration ausgedehnte Ruß-Strukturen, die im Lauf der Zeit kompakter werden und durch Oxidation mit Sauerstoff und insbesondere bei Kontakt mit der Flammenfront durch OH-Radikale teilweise oder vollständig wieder oxidiert werden.

In den stöchiometrischen und leicht mageren Bereichen bilden sich Stickoxide, für deren Bildung drei Bildungsmechanismen bekannt sind. Die Bildung von thermischem NO, Brennstoff NO und promptem NO [8, 13]. In der motorischen Verbrennung spielt hauptsächlich der erstgenannte eine Rolle, da in modernen Kraftstoffen keine nennenswerten Stickstoffbestandteile für eine Bildung von Brennstoff-NO vorhanden sind. Die Bildung von thermischem NO nach Zeldovich [14] erfolgt ab Temperaturen von 1200–1400°C und nimmt mit steigender Temperatur exponentiell zu. So führt eine Verdopplung der Temperatur zu einer Steigerung der NO Bildung um den Faktor 1000 [8]. Die Bildung von promptem NO nach Fenimore [15] erfolgt bei Temperaturen ab 1200–1300°C, anders als das thermische NO aber hauptsächlich in brennstoffreichen Gebieten der Flammenfront. In stark mageren Bereichen der Flamme ist dagegen die Temperatur so gering, dass keine nennenswerte NO-Bildung auftritt.

Um bei der Kombination des Otto-Verfahrens und des Diesel-Verfahrens nur die jeweiligen Vorteile zu nutzen gibt es mehrere Strategien. Eine dieser Strategien ist die homogene Kompressionszündung. Entgegen der klassischen Dieseltechnik ist hier der Versuch vor der Zündung ein möglichst homogenes Gemisch zu erzeugen, welches dann analog zum Dieselmotor selbstständig zündet. Hierzu bedarf es einiger Anpassungen. Neben relativ offensichtlichen Änderungen wie einer früheren Einspritzung und somit längerer Zeitdauer für die Homogenisierung des Gemisches ist es notwendig die Gemischtemperatur zu ZOT für den zündunwilligeren Ottokraftstoff zu steigern. Natürlich möchte man die Vorteile des besseren Leistungsgewichtes beim Ottomotor behalten. Dieses wiederum schließt eine einfache Erhöhung des Kompressionsverhältnis und daraus folgend eine Steigerung der Kompressionstemperatur zu diesem Zweck quasi aus. Führt man aber heißes Abgas nach der Verbrennung dem nächsten Zyklus wieder zu, so kann man die Starttemperatur bei Kompressionsbeginn steigern. Neben den so geschaffenen thermischen Voraussetzungen für die Selbstzündung führt die Zugabe des inerten Restgases zum Absenken der Verbrennungsspitzentemperatur und damit zur Verminderung der Emission von Stickoxid. Zudem würde ein unverdünntes stöchiometrisches Gemisch ohne Restgaszugabe zu extrem steilen Druckgradienten führen. Das begrenzt das HCCI-Verfahren derzeit vor allem auf den Teillastbereich. Zudem birgt die Zugabe von heißem

Abgas die Gefahr, dass sich das Gemisch vorzeitig entzündet oder zeitgleich an mehreren heißen Stellen im Brennraum. Man spricht im ersten Fall von Vorentflammung, der zweite Fall führt häufig zu klopfender oder klingelnder Verbrennung und kann im ungünstigsten Fall den Motor zerstören.

Führt man das Abgas aus dem Abgaskrümmer über Ventile von außen wieder in den Brennraum, so spricht man von externer Abgasrückführung (AGR). Meist wird aber ein anderer Weg bevorzugt. Bei geschickter Wahl der Ventilsteuerzeiten wird nicht das gesamte Abgas aus dem Brennraum ausgestoßen. Ein definierter Anteil bleibt im Brennraum für den nächsten Zyklus zurück. Es wird kein externes System für die Rückführung des Abgases benötigt. Man spricht dann von interner AGR bzw. internem Restgasanteil. Der Ansatz mit interner AGR bietet einen weiteren Vorteil. Bei geschickter Wahl der Steuerzeiten (hohe Ventilspreizung mit Ventilunterschneidung) ergibt sich die Möglichkeit die Zwischenkompression vor dem LOT zu nutzen. Die Voreinspritzung eines Teiles des Kraftstoffes in diese Zwischenkompression führt zu einer besseren Durchmischung, Temperaturerhöhung und zum Entstehen reaktiver Zwischenspezies die den Brennverlauf positiv beeinflussen können [16].

Um diese Brennverfahren zu entwickeln und die dafür notwendigen Messungen an Verbrennungsmotoren zu ermöglichen, werden Motoren an einem Motorenprüfstand betrieben. Ein typischer Motorenprüfstand besteht meist aus einer Leistungsbremse, die die Leistung des Verbrennungsmotors bei den verschiedenen Lastpunkten aufnimmt und damit den Betrieb des Motors erst ermöglicht. Leistungsbremsen ermöglichen zudem den Motor ohne Verbrennung über die Kurbelwelle zu drehen, den Motor zu schleppen. Ein Indiziersystem am Motorenprüfstand (Kapitel 2.2) ermöglicht die Aufnahme aller thermodynamisch relevanten Daten wie z.B. Zylinder, Ansaug- und Abgasdruck oder Temperaturen. Ein meist installiertes Abgasmesssystem (Kapitel 2.3) ermöglicht zusätzlich die Analyse der Abgaszusammensatzung und Beurteilung der innermotorischen Verbrennung. Zudem können moderne messtechnische Werkzeuge bei der Brennverfahrensentwicklung helfen.

Eine bildgebende zeitlich möglichst hochaufgelöste Messung der Brennraumtemperatur würde hier neue Möglichkeiten der Analyse bieten. Gerade die Schadstoffbildung ist in erheblichem Maße der Homogenität der Temperaturverteilung abhängig. Lokale Temperaturhotspots führen zu vermeidbaren Schadstoffemission und können die Verbrennung negativ beeinflussen. Aus diesen Gründen wurde im Rahmen dieser Arbeit untersucht inwieweit sich bildgebende Hochgeschwindigkeitsmessungen der Temperaturverteilung im Brennraum mit den aktuellen technischen Möglichkeiten realisieren lassen.

Ein weiteres wichtiges Werkzeug ist die messtechnische Bestimmung des internen Restgasanteils direkt im Motor. Diese Messung kann ein sinnvolles Werkzeug für die

Weiterentwicklung von Verfahren wie HCCI sein. Gerade dieses Verfahren ist hinsichtlich der immer wieder viel diskutierten Schadstoffemissionen von Verbrennungsmotoren von großer Bedeutung. Hierzu wurden im Rahmen eines FVV-Projektes (Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen e.V.) zusammen mit der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) Abteilung 3.2 Gasanalytik und Zustandsverhalten Messungen des Restgasgehaltes im Brennraum realisiert [2, 4].

2.2. Indiziertechnik am Verbrennungsmotor

Viele für die Beurteilung von Gemischbildung und Verbrennung wichtige Kenngrößen können über etablierte Messtechniken an einem Motorenprüfstand ermittelt werden. Hierzu zählen z.B. der Zylinder-, Abgas- und Ansaugdruck, die Ansaug- und Abgastemperaturen oder die Abgaszusammensetzung. Basierend auf diesen Messwerten können über thermodynamische Modelle weitere wichtige Prozessgrößen errechnet werden. So können aus dem Zylinderdruckverlauf Prozessparameter wie z.B. der Maximaldruck, die indizierte Arbeit oder Informationen zu Klopfverhalten und Ladungswechsel vergleichsmäßig einfach ermittelt werden.

Durch Anwendung thermodynamischer Modelle kommen weitere wichtige motorische Prozessgrößen hinzu [17]. Beispiele hierfür sind der Brennverlauf, der 50%-Umsatzpunkt, der den Zeitpunkt im Zyklus angibt bei dem 50% des eingespritzten Kraftstoffes umgesetzt sind, oder Energieumsetzungsraten. Kombiniert man die auf diesem Wege erhaltenen Prozessgrößen mit Abgaskonzentrationsmessungen, können Informationen über nicht verbrannten Kraftstoff oder AGR bestimmt werden.

Speziell auf die etablierten Standardmesstechniken im Bereich der Motorenforschung soll in diesem Kapitel eingegangen und ein kurzer Überblick über den Stand der Technik gegeben werden. Im Bereich der Gasanalyse werden in diesem Kapitel nur extraktive Verfahren behandelt. Für weitergehende Informationen sei auf die einschlägige Fachliteratur verwiesen [8, 18-21].

2.2.1. Drucksensoren

An erster Stelle sind wegen der hohen Relevanz für die Beurteilung des Ladungswechsels und des Brennverlaufes Drucksensoren zu nennen. Besonders relevant sind Ansaug-, Abgas- und Zylinderdruck. Abhängig von der Anwendung werden zwei Arten von Drucksensoren verwendet.

Um kurbelwinkelaufgelöste Messungen des Zylinderdruckes im Brennraum zu realisieren, werden schnelle Drucksensoren benötigt. Hier finden vor allem piezoelektrische Sensoren Anwendung [8, 19]. Ein steigender Zylinderdruck führt bei den im Zylinderkopf verbauten

piezoelektrischen Druckquarzen zu einer Verschiebung der Ladungsschwerpunkte im Kristall. Über einen Ladungsverstärker wird aus der Ladungsverschiebung eine zum Zylinderdruck proportionale Spannung erzeugt und diese in einen Zylinderdruck umgerechnet. Der Vorteil piezoelektrischer Sensoren ist, neben der hohen zeitlichen Auflösung, die hohe Temperaturstabilität. Der Nachteil besteht darin, dass sie bedingt durch das Messprinzip keine absolute Druckmessung ermöglichen.

Um diesen Nachteil zu beheben, werden piezoelektrische Zylinderdrucksensoren meist mit piezoresistiven Sensoren im Ansaug- und Abgastrakt gekoppelt. Das Messprinzip piezoresistiver Sensoren basiert auf einer Widerstandsmessung [8, 19]. Druckempfindliche Widerstände werden auf eine Membran aufgebracht. Eine Druckänderung führt zu einer Verformung dieser Membran und daraus resultierend einer Widerstandsänderung.

Koppelt man diese „langsamen“ piezoresistiven Sensoren in Ansaug- und Abgastrakt mit dem „schnellen“ Zylinderdrucksensor im Brennraum, verbindet man die Vorteile beider Sensoren und erhält eine zeitlich hoch aufgelöste absolute Zylinderdruckmessung. Diese Kopplung der Sensoren hat sich über lange Zeit bewährt und gilt als Standard für die zeitlich hochaufgelöste Zylinderdruckmessung [8].

2.2.2. Temperatursensoren

An zweiter Stelle sind Temperatursensoren zu nennen. Diese finden Anwendung an diversen Stellen wie z.B. bei der Temperaturüberwachung von Kühlwasser, Ansaugluft oder Abgas. Auch diese gemessenen Temperaturen sind, wie auch die Drücke, wichtige Eingangsparameter für thermodynamische Modelle und die Prozessüberwachung. Zusätzlich können sie, auch abseits des Motorenprüfstandes, als Referenzsensor für nicht invasive Messungen verwendet werden (siehe Kapitel 7.1). Für taktile Temperaturmessungen am Motorenprüfstand werden vor allem zwei Arten von Sensoren verwendet, Thermoelemente (z.B. NiCr-Ni) und Widerstandsthermometer (z.B. PT100).

Die physikalische Grundlage für Thermoelemente bildet der Seebeck-Effekt (Thermoelektrischer Effekt) [19]. Verbindet man zwei unterschiedliche elektrisch leitende Materialen miteinander, bildet sich bei einer Temperaturdifferenz zwischen den dabei entstehenden Kontaktstellen eine elektrische Spannung U aus:

$$U = (S_{\text{Material 1}} - S_{\text{Material 2}}) \cdot (T_{\text{Material 2}} - T_{\text{Material 1}})$$

Hierbei sind $S_{\text{Material 1}}$ und $S_{\text{Material 2}}$ Materialkonstanten, die so genannten Seebeck-Koeffizienten der jeweiligen Materialen, $T_{\text{Material 1}}$ und $T_{\text{Material 2}}$ die Temperaturen der

Kontaktstellen. Verschiedene Materialpaarungen sowie deren Genauigkeiten sind in der DIN EN ISO 60584 [22] beschrieben. Eine in der Praxis beliebte Materialkombination für Thermoelemente ist Nickel-Chrom/Nickel (Typ K). Diese Materialkombination lässt sich in einem Temperaturbereich von –270 bis +1300°C einsetzen und liefert dabei eine Genauigkeit von 1,5°C oder $0{,}004\,\vartheta$ (der jeweils höchste der beiden Werte ist zu verwenden) wobei ϑ die gemessene Temperatur in °C ist.

Eine Alternative zu Thermoelementen sind Platin-Widerstandsthermometer. Die physikalische Grundlage basiert auf einer temperaturabhängigen Änderung des elektrischen Widerstandes [19].

$$R(T) = R_0[1 + \alpha\,\vartheta + \beta\,\vartheta^2 + \gamma\,\vartheta^3]$$

Hierbei ist R_0 der Widerstandswert bei 0°C, ϑ die Temperatur in °C und α, β und γ Koeffizienten, die sich abhängig vom benötigten Messbereich einschlägigen Tabellenwerken [19] oder der Norm DIN EN ISO 60751 [23] entnehmen lassen. Beliebte Widerstandsthermometer sind z.B. PT100- oder PT1000-Widerstandsthermometer. PT steht für das Material Platin und die Zahl gibt Auskunft über den Widerstandswert bei einer Temperatur von 0°C. Ein PT100-Widerstandsthermometer kann in einem Temperaturbereich von –270 bis +850°C (maximal 1000°C) verwendet werden und liefert eine Genauigkeit (Klasse A) von $0{,}15°\mathrm{C} + 0{,}002\,\vartheta$, wobei ϑ der gemessene Wert ist.

Welche dieser beiden Temperatursensoren in der Praxis verwendet wird hängt von der Messaufgabe ab. Ist die Anforderung eine hohe Genauigkeit bei sich langsam änderndem Messwert bieten sich Platinwiderstandsthermometer an. Unterliegt der Messwert jedoch schnellen zeitlichen Änderungen oder muss ein hoher Temperaturbereich abgedeckt werden, ist in vielen Fällen ein Thermoelement die bessere Wahl.

2.2.3. Lambdasonde

An dritter Stelle und bewusst entkoppelt von den später folgenden extraktiven Gasanalyseverfahren (Kapitel 2.3) steht die Lambdasonde. Bei der Lambdasonde handelt es sich im Gegensatz zu den extraktiven Gasanalyseverfahren um einen nicht nur am Motorprüfstand verbauten Sensor. Lambdasonden sind in jedem Serien-Ottomotor verbaut und essentiell für die Regelung der Gemischaufbereitung, um eine optimale Funktion der Abgasreinigung im Dreiwege-Katalysator sicherzustellen. Die Aufgabe der Lambdasonde, oder auch Nernst-Sonde, ist die Sauerstoffmessung im Abgas des Verbrennungsmotors.

Über den Sauerstoffgehalt im Abgas kann das Verhältnis der zur Verfügung stehenden Luftmasse zu der für eine stöchiometrische Verbrennung benötigten Luftmasse, das Verbrennungsluftverhältnis λ, ermittelt werden. Das Verbrennungsluftverhältnis wird beim Verbrennungsmotor für die Regelung der Gemischaufbereitung verwendet. Bei $\lambda = 1$ spricht man von einer stöchiometrischen Verbrennung, bei einem $\lambda < 1$ von einer fetten Verbrennung (Kraftstoffüberschuss) und bei einem $\lambda > 1$ von einer mageren Verbrennung (Luftüberschuss).

Das messtechnisch sensitive Element für die Messung des Sauerstoffgehaltes im Abgas bildet ein Festkörperelektrolyt, meist Zirkondioxid (ZrO_2), der zwischen zwei Platinelektroden angebracht wird. Die eine Platinelektrode steht in Kontakt mit dem Abgas, die andere in direktem Kontakt zu der Umgebungsluft. Wird der Elektrolyt auf Temperaturen über 300°C erhitzt, so wird der Kristall für Sauerstoffionen leitend. Diese bewegen sich entlang des Sauerstoffkonzentrationsgefälles im Elektrolyten von der hohen zur niedrigen Konzentration und erzeugen damit eine von der Sauerstoffkonzentration abhängige Spannungsdifferenz zwischen den beiden Elektroden, die in das Verbrennungsluftverhältnis umgerechnet wird [5].

2.3. Extraktive Messtechnik am Motorenprüfstand

An vierter und letzter Stelle ist die Konzentrationen der abgasbildenden Gaskomponenten an einem Motorenprüfstand von Interesse. Da am Verbrennungsprozess eine Vielzahl von Gaskomponenten beteiligt sind ist es nicht möglich durch ein einziges Messverfahren die Konzentrationen aller relevanten Gaskomponenten zu bestimmen. Aus diesem Grund kommen in einem Abgasmessschrank für die Abgasanalytik diverse extraktive Messverfahren zum Einsatz. Die folgende Beschreibung kann und soll nicht den gesamten Bereich der industriellen Gasanalyse abdecken, sondern einen kurzen Einblick in die verbreitetsten Verfahren geben.

2.3.1. Paramagnetischer Sauerstoffsensor

Neben den schon beschriebenen Sauerstoffsensoren auf Basis von Festkörperelektrolyten wie der Lambdasonde (Kapitel 2.2.3) kommen für eine quantitative Sauerstoffkonzentrationsmessung in einem Abgasmessschrank Verfahren zum Einsatz, die eine genauere Bestimmung ermöglichen. Neben den beliebten elektrochemischen Sensoren, die wegen der harschen Bedingungen im Motorenabgas an dieser Stelle wenig geeignet sind, kommen hier meist Messverfahren zum Einsatz die sich die paramagnetischen Eigenschaften von Sauerstoff zu nutzen machen.

Paramagnetische Materialien bewegen sich bei Anliegen eines äußeren Magnetfeldes in dieses hinein bzw. richten sich an diesem aus. Die Stärke des paramagnetischen Effektes ist hierbei abhängig von der Temperatur [24, 25]. Diese Eigenschaft sowie die extrem hohe magnetische Suszeptibilität von Sauerstoff machen den paramagnetischen Effekt perfekt für eine

Messung der Sauerstoffkonzentration. Zusätzlich ist dieses Verfahren wenig empfindlich auf Querempfindlichkeiten gegen andere Gase, NO, dass ebenfalls eine hohe magnetische Suszeptibilität besitzt, ausgenommen.

Den paramagnetischen Effekt kann man auf unterschiedliche Art und Weise für eine Konzentrationsmessung nutzen. Da es eine Vielzahl von Verfahren gibt, die auf den paramagnetischen Eigenschaften von Sauerstoff beruhen, wird im Folgenden exemplarisch auf zwei in der Industrie verbreitete Verfahren genauer eingegangen. Für weitere Verfahren und Informationen sei auf die einschlägige Literatur verwiesen [8, 18, 19].

Beim thermomagnetischen Verfahren [18] nutzt man aus, dass Sauerstoff bei hohen Temperaturen seine paramagnetischen Eigenschaften verliert. Das zu messenden Gas wird durch eine von einem Magnetfeld umgebenen Messkammer geleitet, in der sich ein beheizter Messwiderstand genau in der Mitte der beiden Polschuhe des Magneten befindet. Der Messwiderstand ist damit so angeordnet, dass er sich genau an der Stelle der höchsten magnetischen Feldstärke befindet. Tritt nun Sauerstoff in die Messkammer ein, erfährt er durch das Magnetfeld eine Kraft in Richtung des Messwiderstands. Dort wird der Sauerstoff durch das Heizelement erwärmt und verliert teilweise seine paramagnetischen Eigenschaften und wird infolgedessen durch neuen kühleren Sauerstoff verdrängt. Die hierdurch erzwungene Konvektion führt zum zusätzlichen Abkühlen des Messwiderstandes. Die Sauerstoffkonzentration kann aus der temperaturabhängigen Widerstandsänderung des Heizdrahtes ermittelt werden.

Ein weiteres verbreitetes Verfahren ist das magnetomechanische oder auch Hantel-Verfahren [18]. Basis für dieses Verfahren bildet eine Glashantel bestehend aus zwei Glaskugeln, die mit einem dünnen Glasstab miteinander verbunden sind. Die Hantel ist mit Stickstoff gefüllt und die beiden kugelförmigen Enden von einer regelbaren Stromschleife umgeben. In der Mitte der Hantel an dem Glasstab ist ein kleiner Spiegel angebracht. Die Hantel ist über ein Torsionsband in der vom Messgas durchströmten Kammer, die sich im Magnetfeld eines Permanentmagneten befindet, befestigt. Das Torsionsband ist leicht vorgespannt und durch die Stromschleifen an den Kugeln der Hantel fließt ein geringer Strom, der ein dem äußeren Magnetfeld des Permanentmagneten entgegengesetztes Magnetfeld induziert. Hierdurch wird sichergestellt, dass die Hantel bei Abwesenheit von Sauerstoff in einer definierten Position gehalten wird. Tritt nun Sauerstoff in die Messzelle ein, so werden die Sauerstoffmoleküle entlang des Magnetfelds des Permanentmagneten hin zur größten magnetischen Feldstärke gezogen und verdrängen die an dieser Stelle positionierten Kugeln der Glashantel, die Hantel dreht sich. Diese Drehung wird durch die Messanordnung bestehend aus LED, Spiegel und Fotodioden detektiert und der Hantelstrom so weit erhöht, bis die Hantel wieder in der Ausgangsposition steht. Der hierfür notwendige Hantelstrom ist direkt proportional der Sauerstoffkonzentration. Ein Vorteil dieses Messverfahrens ist der absolut lineare Zusammenhang zwischen

Hantelstrom und Sauerstoffkonzentration. Dieses bietet die Möglichkeit andere Messverfahren mit diesem Verfahren als Referenzmethode zu linearisieren [18]. Der große Nachteil dieser Methode liegt jedoch in der hohen Schwingungs- und Einbaulageabhängigkeit.

2.3.2. Flammenionisationsdetektor

Ein wichtiger Anhaltspunkt für die Qualität der innermotorischen Verbrennung ist die Konzentration nicht verbrannter Kohlenwasserstoffe (C_nH_m). Für diese Messung hat sich, neben einer Gasentnahme und Analyse in einen Gaschromatographen (GC) gekoppelt an ein Massenspektrometer (MS), die Messung über den deutlich kostengünstigeren und robusteren Flammenionisationsdetektor (FID) über Jahre als Standardverfahren an Motorenprüfständen etabliert [8]. Analog zu dem im nächsten Abschnitt beschriebenen Wärmeleitfähigkeitsdetektor (WLD) wurde der FID ursprünglich für die Gaschromatografie entwickelt.

Hauptelement des FID [18] ist eine Wasserstoffflamme, der das Messgas zugeführt wird. Durch Stoßprozesse bei Temperaturen von 2500–3500 K werden die Moleküle des Messgases in der Wasserstoffflamme ionisiert. Die bei kohlenwasserstoffhaltigen Brennstoffen entstehenden Ladungsträger werden durch eine Saugspannung zwischen Brenner und Auffangelektrode über der Flamme transportiert. Über einen Lastwiderstand der im Stromkreis zwischen Brenner (Masse) und Auffangelektrode geschaltet ist kann eine dem Ionenstrom proportionale Spannung detektiert werden und, nach einer Kalibrierung des FID mit einem bekannten Kalibriergas, in eine Kohlenwasserstoffkonzentration umgerechnet werden.

Basierend auf dieser Methode gibt es Weiterentwicklungen, die eine schnellere direkte Messung der Kohlenwasserstoffkonzentration auch direkt im Brennraum ermöglichen. Diese Fast Response FID können T90-Zeiten, also die Zeit bis zu der 90% des Messwertes erreicht wurde, von unter 5 ms erreichen. Ein klassischer FID liegt hier im Bereich weniger Sekunden [26]. Erreicht werden diese schnellen Ansprechzeiten durch den Einsatz von speziellen Kapillaren bei der Gasentnahme.

Die Vorteile des FID liegen in der Robustheit des Verfahrens sowie der niedrigen erreichbaren Nachweisgrenze bis in den Spurenbereich. Ein erheblicher Nachteil des FID liegt in der Zerstörung des Messgases durch die Ionisation. Daher muss der FID zwingend als letztes Messgerät bei einer Analyse eingebaut werden. Zusätzlich werden beim FID hohe Ansprüche an die Gasaufbereitung gestellt. Die Wasserstoffflamme sowie die Gaszufuhr müssen frei von Kohlenwasserstoffen sein, da diese das Messergebnis signifikant beeinflussen.

2.3.3. Nichtdispersiver Infrarotsensor

Ein weiteres wichtiges Verfahren für die extraktive Gasanalyse ist der nichtdispersive Infrarotsensor (NDIR) [27]. Entwickelt wurde das Verfahren schon 1938 von Lehrer und Luft.

Technologisch waren Laser, Infrarotfilter sowie Infrarotdetektoren mit geeigneter Empfindlichkeit für die Absorptionsspektroskopie damals noch nicht in Sicht. Der Ansatz von Lehrer und Luft mit einem gasgefüllten Detektor zu arbeiten wird auch heute noch in weiterentwickelter Form verwendet. Dieser optopneumatische Detektor ist mit der zu messenden Gaskomponente gefüllt. Abhängig vom Hersteller gibt es hier unterschiedliche Verfahren. Ein weit verbreitetes Verfahren ist das UNOR-Verfahren, auf das im Folgenden genauer eingegangen wird. Weitere Informationen zum Verfahren sind in [18, 19, 27, 28] zu finden.

Als Strahlungsquelle wird bei der nichtdispersiven Infrarotanalyse ein schwarzer Strahler verwendet. Das emittierte Licht wird durch einen Chopper moduliert und abwechselnd durch eine Referenzseite und eine Messseite einer zweigeteilten Küvette geführt. Die eine Hälfte der Küvette ist hierbei mit Stickstoff gefüllt, die andere wird von dem zu messenden Gas durchströmt. Am Ende der Küvette sitzt der gasgefüllte optopneumatische Detektor, der aus zwei hintereinanderliegenden Kammern besteht und zeitlich versetzt das Licht durch die Referenzseite und durch die Messseite detektiert. Die zwei gasgefüllten Kammern des Detektors sind durch ein optisch transparentes Fenster voneinander getrennt.

Tritt nun Messgas in die Messgasseite der Küvette ein, so wird die modulierte Schwarzkörperstrahlung nach dem Lambert-Beer'schen Gesetz (Kapitel 3.1) abgeschwächt und tritt in die erste Kammer des gasgefüllten Detektors ein. Da hier ebenfalls das zu messenden Gas eingefüllt ist, wird die in der Küvette vorabsorbierte Strahlung hier ebenfalls wellenlängenselektiv, hauptsächlich im Zentrum der Spektrallinien, absorbiert und tritt durch das Fenster in die zweite Kammer ein. In dieser wird dann ebenfalls, allerdings hauptsächlich in den Flanken der Spektrallinien, Strahlung absorbiert. Die unterschiedliche Absorption in beiden Kammern sorgt durch den photoakustischen Effekt in den jeweiligen Kammern für ein unterschiedliche Druckerhöhung. Der hierdurch entstehende Druckunterschied zwischen den Kammern des Detektors kann nun durch eine geeignete Messung wie z.B. die Auslenkung eines Membrankondensators, der zwischen den Kammern sitzt, oder einer Messung der Ausgleichsströmung durch eine Kapillare zwischen den Kammern bestimmt werden. Da es sich hier um einen periodischen Messeffekt handelt ist eine Chopperung der Strahlung zwingend erforderlich. Durch die Chopperung in Kombination mit den Absorptionssignalen aus Mess- und Referenzseite der Küvette sowie vorderer und hinterer Kammer im Detektor entsteht ein komplexes zeitlich abhängiges Messsignal. Durch eine geschickte Auswertung dieses Signales können z.B. störende Querempfindlichkeiten auf andere Gase unterdrückt werden [29].

Die Vorteile der Technik liegen klar in den geringen Kosten. Ist das System einmal ausgelegt, können eine Vielzahl von Gaskomponenten gemessen werden. Einzig die Kammer muss geometrisch ausgelegt werden und mit dem oder den notwendigen Gasen gefüllt werden. Aus diesen Gründen sowie den erreichbaren niedrigen messkomponentenabhängigen Nachweis-

grenzen im ein- bis zweistelligen ppm-Bereich hat sich das Verfahren über die Jahre in der industriellen Umgebung durchgesetzt und ist heute noch Stand der Technik.

2.3.4. Wärmeleitfähigkeitsdetektor

Der Vollständigkeit halber wird eine weitere Möglichkeit zur quantitativen Gasanalyse kurz beschrieben. Auch wenn sie derzeit nicht standardmäßig in Abgasmessschränken eingesetzt wird kann ein solcher Sensor bei Anwendung in denen Wasserstoff als Brennstoff oder Abgasbestandteil vorhanden ist für die Konzentrationsmessung verwendet werden [30].

Der Wärmeleitfähigkeitsdetektor (WLD) [18, 19] wird vornehmlich für Spezies eingesetzt, die wegen ihrer Symmetrie nicht infrarotaktiv sind und über paramagnetische Eigenschaften nicht oder nur schwer zu detektieren sind. Beispiele sind Argon, Helium und Wasserstoff. Der Vorteil des WLD im Vergleich zu anderen Methoden wie z.B. einer Messung über den Raman-Effekt, liegt in dem geringen Aufwand und den damit verbundenen extrem geringen Kosten.

Im einfachsten Fall besteht ein Wärmeleitfähigkeitsdetektor aus einer Wheatstone'schen Messbrücke. Von den vier benötigten Messelementen (z.B. Widerstände, Heizelemente oder Thermistoren) liegen zwei in einer Referenzkammer und zwei im Messgasweg. Strömt Messgas mit einer höheren Wärmeleitfähigkeit als das Nullpunktgas durch die Zelle, werden die zwei Messelemente im Messgasweg schneller abgekühlt als die Referenzelemente. Die Messgaskonzentration kann über den Zusammenhang zum Brückenstrom der Wheatstone'schen Messbrücke ermittelt werden. Am besten geeignet ist das Verfahren für binäre Gasgemische deren Wärmeleitfähigkeit sich voneinander stark unterscheiden. Das ist auch einer der Nachteile des Verfahrens. Komplexe Gasmatrizen lassen sich nur schwer oder gar nicht erfassen.

2.3.5. Gaschromatographie und Massenspektrometrie

Eine weitere Möglichkeit, Abgasbestandteile zu analysieren, ist die Kopplung eines Gaschromatographen und eines Massenspektrometers [18, 20]. Auch wenn diese Technik nicht in Abgasmessschränken eingesetzt wird genießt sie breite Verwendung in der Analyse unbekannter Gasgemische. Zudem steht sie in einer Reihe mit den schon beschriebenen Verfahren FID und WLD.

Der Gaschromatograph hat bei der Kombination der zwei Techniken die Aufgabe das Gasgemisch in seine einzelnen Komponenten aufzutrennen. Elementarer Bestandteil ist die Trennsäule, die aus einem dünnen Glas- oder Edelstahlrohr besteht. Der Analyt wird meist über Ventile in die Trennsäule injiziert und mit Hilfe eines Trägergases (z.B. N_2 oder He) durch die Säule transportiert. Durch Adsorptions- und Desorptionsprozesse, die sich für die einzelnen Komponenten unterscheiden, erfolgt eine zeitliche Trennung der Komponenten des Analyten. Für die Detektion der getrennten Komponenten können verschiedene Detektoren wie

z.B. die oben schon genannte WLD oder FID verwendet werden. Häufig findet man aber die Kopplung an ein Massenspektrometer. Hier werden die vorgetrennten Komponenten ionisiert und dann mit Hilfe eines elektrischen Feldes nach ihrem Masse/Ladungsverhältnis sortiert bzw. weiter getrennt. Über das hierbei entstehende Massenspektrum kann die chemische Zusammensetzung des Analyten bestimmt werden.

Das GC/MS wird in der Motorenforschung häufig verwendet, um über ein Gasentnahmeventil Proben unbekannter Zusammensetzung aus dem Brennraum oder aus dem Abgas zu analysieren [31, 32].

2.4. In-situ-Messtechnik an optisch zugänglichen Motoren

Zusätzlich zu der in Kapitel 2.3 beschriebenen extraktiven Messtechnik haben sich verschiedenen laserbasierte und bildgebende Technologien so weiterentwickelt, dass diese sich im Verbrennungsmotor einsetzen lassen. Entscheidend für solche optischen In-situ-Messungen sind Motoren mit geeigneten optischen Zugängen zum Brennraum. Dieser optische Zugang kann minimal invasiv durch Bohrungen oder durch einen Austausch ganzer Motorteile durch Teile aus optisch transparentem Material (z.B. Quarzglas oder Saphir) erfolgen. Zu nennen wäre hier zum Beispiel der Austausch von Kolbenboden und/oder Teilen der Zylinderwand. Um einen groben Überblick über die Möglichkeiten von In-situ-Techniken zu erhalten werden in diesem Kapitel einige ausgewählte Techniken vorgestellt.

Wie in Kapitel 2.1 beschrieben beginnt ein Motorzyklus eines direkteinspritzenden Ottomotors mit dem Ansaugen der Umgebungsluft und Einspritzung des Kraftstoffes in die angesaugte Luft sowie der anschließenden Komprimierung des Gemisches. Viele der hierbei relevanten Prozesse können mit optischen Verfahren visualisiert werden. Hierdurch kann ein tieferes Verständnis über die genauen Abläufe dieser Prozesse entwickelt werden.

Über Streulichtaufnahmen kann z.B. die Einspritzung visualisiert und charakterisiert werden. Hierzu wird der Beobachtungsbereich, in den das Spray eintritt, mit einer Lichtquelle beleuchtet. Das vom Spray gestreute Licht kann mit einer Kamera detektiert werden [33]. Auch eine schichtweise Beleuchtung und somit gezielte Auswahl einer einzelnen Messebene über ein Lightsheet ist möglich. Eine weitere Möglichkeit Streulichtaufnahmen für Messungen im Brennraum zu nutzen ist die Particle Image Velocimetry (PIV) [34, 35]. Gibt man der Ansaugluft Partikel oder kleine Öltropfen (ca. 1 µm Durchmesser) hinzu so kann mittels PIV die Ausbreitung der Partikel/Öltropfen sichtbar gemacht werden [36]. Auch eine Verwendung von Spraytropfen der Einspritzung ist hier möglich. Wichtig hierbei ist, dass additive Partikel nicht zu groß oder zu klein sind, da sie der Strömung folgen müssen. Werden diese Partikel gezielt mit zwei kurz aufeinanderfolgenden Lichtblitzen bestrahlt und das Streulicht detektiert, so kann

anhand der Bilder des Partikelstreulichtes die Trajektorie der Teilchen in der Ebene über Algorithmen bestimmt werden. Bei der Verwendung mehrere Kameras und Lightsheets kann das Verfahren beliebig erweitert werden. So können über diese Technik Trajektorien der Partikel in allen drei Dimensionen bestimmt werden [37].

Die Zündung und Verbrennung können über die Messung der Chemilumineszenz (CL) mit einer Kamera sichtbar gemacht werden. Speziell Zündung und ungewollte Fremdzündungen lassen sich auf diesem Weg gut untersuchen [38]. Bei der CL kommt es durch chemische Reaktion zur Emission von elektromagnetischer Strahlung. Abhängig vom quantenmechanischen Übergang und somit vom emittierenden Molekül kommt es zur Emission elektromagnetischer Strahlung in einem bestimmten Wellenlängenbereich. Durch geeignete optische Filter können gezielt Spektralbereiche interessanter Gaskomponenten detektiert werden. Dies ermöglicht, neben den schon genannten Untersuchungen diverser Zündeffekte, die Bestimmung der Flammenfront im Brennraum und in Kombination mit Hochgeschwindigkeitsaufnahmen die Ausbreitung derselben anhand linienintegrierender Messungen [39].

Möchte man Spezies, detektieren, die nicht infolge der Reaktion lumineszieren, können Messungen mit laserinduzierter Fluoreszenz (LIF) erfolgen. Anders als bei der CL wird das zu untersuchende Molekül gezielt mit einem Laser angeregt und das resultierende Fluoreszenzlicht detektiert. Bei der Verwendung einer Kamera für die Detektion erhält man ein Bild der Konzentrationsverteilung im Brennraum (siehe Kapitel 3 und Kapitel 3.2). Interessante Beispiele für Messungen der Konzentrationsverteilung im Brennraum eines Motors sind hier Formaldehyd (CH_2O) oder das Hydroxyl-Radikal (OH-Radikal). Während das Hydroxyl-Radikal gerne für die Detektion von Hochtemperaturreaktionen verwendet wird [40] kann über Formaldehyd die kalte Flamme (Cool Flame) detektiert werden [41, 42]. Beides ermöglicht eine Aussage über z.B. die Ausbreitung der Flammenfront und somit über die direkte Verbrennung. Auch Aussagen über die räumliche Verteilung lassen sich über die LIF realisieren. Hierzu können die Anregung und Detektion in verschieden hintereinanderliegenden Ebenen erfolgen. Aus dieser Tomografischen Aufnahme kann im Anschluss an die Messung eine räumliche Verteilung der Molekülkonzentration berechnet werden [43].

Fügt man dem Kraftstoff oder der Ansaugluft einen Tracer hinzu, so sind auch in Fällen, in denen eine Anregung des Fluids nicht möglich ist, LIF-Messungen realisierbar. Die Messung erfolgt dann über die Anregung und die nachgelagerte Detektion des Fluoreszenzlichtes des zugefügten Tracers. Beliebte Tracer sind z.B. das in dieser Arbeit verwendete Toluol oder auch Aceton [44].

Auch die Schadstoffbildung kann über moderne In-situ-Techniken eingehender untersucht werden als das mit konventionellen Methoden möglich ist. So kann z.B. die Verteilung des

Restgasgehalts im Inneren eines Serienmotors über die Konzentration von Stickstoffmonoxid mit LIF bestimmt werden [45].

Neben Stickoxiden ist auch die Rußbildung von Interesse. Standardmäßig wird diese über die Schwärzungszahl nach Bosch angegeben. Hierzu wird das Abgas durch ein Filterpapier gesaugt und anschließend die optische Extinktion des geschwärzten Papiers bestimmt. Das Ergebnis wird als Bosch Schwärzungszahl mit Werten zwischen 0 und 10 angegeben. Eine modernere Möglichkeit einer Rußpartikelmessung, die sich auch In-situ realisieren lässt, ist die Laserinduzierte Inkandeszenz (LII). Mit dieser Technik ist es zudem möglich, neben der Partikelkonzentration auch eine Aussage zu Partikelgröße und Partikelgrößenverteilung zu erhalten. Bei der LII werden über einen energiereichen Laserpuls Rußpartikel zum Glühen gebracht. Die Auswertung des Abklingverhaltens der emittierten Schwarzkörperstrahlung führt dann zu den genannten Messergebnissen [46].

Viele diese bisher genannten Techniken können natürlich auch miteinander kombiniert werden. So lassen sich z.B. durch die Kombination von PIV und LIF Informationen zu Strömungsverhältnissen und Kraftstoffkonzentration im Brennraum miteinander korrelieren [36]. Auch die Kombination bei gleicher Technik aber unterschiedlichen Fluoreszenzmolekülen ist möglich und kann wertvolle Informationen liefern [47]. Schon anhand dieses kleinen Auszugs an Möglichkeiten, die sich durch In-situ Techniken ergeben sieht man das enorme Potential für die Entwicklung und das Verständnis des gesamten motorischen Prozesses von der Einspritzung über die Verbrennung bis zur Schadstoffbildung.

3. Spektroskopische Grundlagen

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über die theoretischen Grundlagen für die in dieser Arbeit relevanten spektroskopischen Verfahren. Dies sind zum einen die Absorptionsspektroskopie und zum anderen die Laserinduzierte Fluoreszenz. Die Absorptionsspektroskopie wird verwendet, um die Wasserkonzentration und darauf basierend den Restgasgehalt im Brennraum eines Verbrennungsmotors zu bestimmen [2, 32] (Kapitel 5). Die laserinduzierte Fluoreszenz, insbesondere die Tracer-LIF [48] bildet die Grundlage für die Messung der Temperaturschwankung im Inneren des Einzylinderforschungsmotors mit bildgebender Hochgeschwindigkeitsmesstechnik (Kapitel 7).

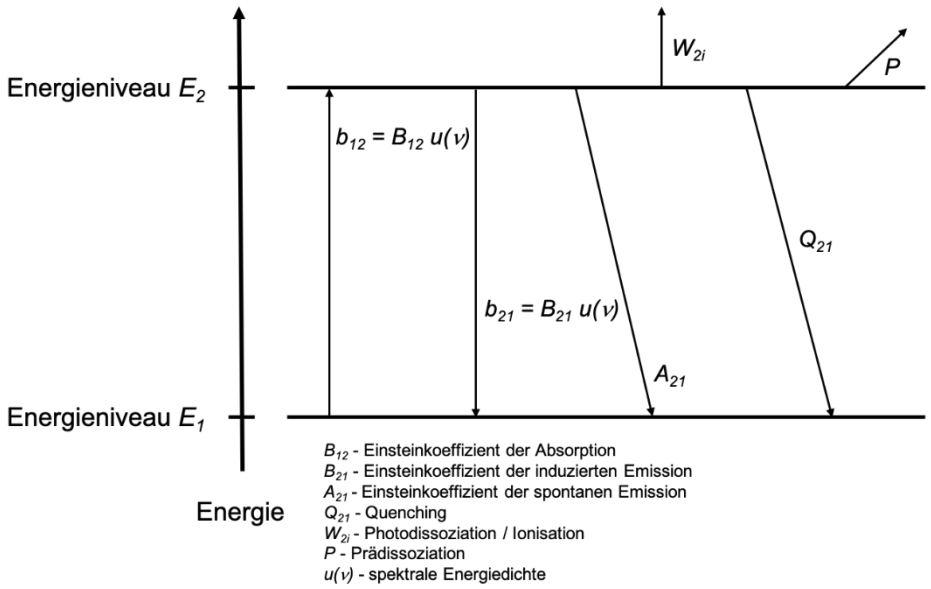

Abbildung 2: Idealisiertes quantenmechanischen Zwei-Niveau-Systems mit den Energiezuständen E_1 (Grundzustand) und E_2 (angeregter Zustand). Gezeigt sind mögliche Übergänge zwischen diesen Energiezuständen sowie die Prozesse Ionisation und Prädissoziation.

Die theoretische Grundlage, um die Absorption und Emission von Licht besser zu verstehen, wurde bereits 1916 von Albert Einstein gelegt [49]. Bestrahlt man Moleküle mit Licht einer definierten Frequenz ν so wird dieses Lichtquant absorbiert, wenn die Energie des eingestrahlten Photons gleich der Energiedifferenz der Energieniveaus E_1 und E_2 des Moleküls entspricht:

$$h\,\nu = E_2 - E_1$$

Nach der Absorption des Photons kann das nun energetisch angeregte Molekül seine Energie auf verschiedenen Wegen wieder abgeben (Abbildung 2). Die hierbei auftretenden Prozesse sind die spontane Emission des Photons, die stimulierte oder induzierte Emission des Photons sowie die strahlungslose Rückkehr des Moleküls in den Grundzustand, das sogenannte Quenching. Ist die Energie des eingestrahlten Photons hinreichend groß, kann es zu weiteren Prozessen kommen. Liegt die Energie über der Bindungsenergie des Moleküls kann es zu Photodissoziation, oder bei geringeren Energien zu Prädissoziation oder Ionisation kommen. Ein Maß für die Wahrscheinlichkeit der Prozesse sind die Einsteinkoeffizienten der Absorption B_{12}, der spontanen Emission A_{21} sowie der induzierten Emission B_{21}. Die jeweilige Übergangswahrscheinlichkeit der Absorption und der induzierten Emission ist neben den zugehörigen Einsteinkoeffizienten zusätzlich abhängig von der spektralen Energiedichte der Lichtquelle $u(\nu)$.

Dieses grundlegende theoretische Verständnis der Wechselwirkung von Licht und Materie bildet die Basis um Absorptionsprozesse sowie auch Emissionsprozesse verstehen und beschreiben zu können. Der Einsteinkoeffizient der Absorption bildet die Grundlage für die Beschreibung des Lambert-Beer'schen Gesetzes und damit der Absorptionsspektroskopie in Kapitel 3.1. Die Beschreibung der spontanen Emission die Grundlage für die Beschreibung der Fluoreszenz in Kapitel 3.2. Die Beschreibung der induzierten Emission bildete die Grundlage für die Erfindung/Entwicklung des ersten Rubinlasers 1960 durch Theodore Maiman [50] und beschreibt die Funktionsweise von Lasern, den in dieser Arbeit verwendeten Lichtquellen (Kapitel 4.1). Für ein vollständige Herleitung der physikalischen Zusammenhänge sei auf die einschlägige Fachliteratur verwiesen [51-55].

3.1. Absorptionsspektroskopie

Beim Durchgang elektromagnetischer Strahlung der Anfangsintensität I_0 durch ein Medium verringert sich diese mit der Länge der Absorptionsstrecke x sowie der optischen Dichte des Absorbers auf die Intensität $I(x)$. Dieser Zusammenhang wird über das Bouguer-Lambert-Beer'sche Gesetz beschrieben und bildet die Grundlage für die Absorptionsspektroskopie:

$$N = \frac{\ln\left(\frac{I_0}{I(x)}\right)}{x\,\sigma}$$

Hier ist σ der Absorptionsquerschnitt und N die Konzentration oder Teilchenzahldichte des Absorbers. Die Absorptionsspektroskopie wird in verschiedenen Wellenlängenbereichen des

elektromagnetischen Spektrums genutzt. Während es sich im ultravioletten und sichtbaren Spektralbereich hauptsächlich um elektronische Übergänge handelt regt man im infraroten Spektralbereich Vibrations- und Rotationsübergänge an.

Nutzt man für die Absorptionsspektroskopie keine breitbandige Lichtquelle (Kapitel 2.3.3), sondern einen Laser, kann man sich dessen hohe Intensität und geringe Linienbreite zu nutzen machen. Die Voraussetzung dafür ist die Übereinstimmung von Laserwellenlänge und Absorptionsbande des zu messenden Absorbers. Da die meisten an der Verbrennung beteiligten Gaskomponenten (H_2O, CO_2, CO, NO und NO_2) Absorptionsbanden im infraroten Spektralbereich besitzen, bietet sich die Verwendung von Diodenlasern als Strahlungsquelle hier an. Sind Emissionswellenlänge des Lasers und Absorptionswellenlänge der Gaskomponente aufeinander abgestimmt, kann durch Veränderung des Laserstroms oder der Temperatur die Wellenlänge des Diodenlasers in definierten Grenzen verändert werden. Einzelne Absorptionslinien der zu messenden Gaskomponente können über diese Veränderung gezielt gescannt werden. Man spricht in diesem Fall von TDLAS. Durch eine geschickte Auswahl des Lasers sowie der Absorptionslinien des Absorbers lässt sich nicht nur die Gaskonzentration, sondern auch in manchen Fällen Zusatzinformationen über Druck und/oder Temperatur bestimmen. Im Gegensatz zur Messung mit einer breitbandigen Lichtquelle, bei der die Nachweisgrenzen im ppm-Bereich liegen, lassen sich mit der TDLAS deutlich geringere Nachweisgrenzen bis in den ppb-Bereich realisieren. Ein Nachteil dieser Technik ist der eingeschränkte Wellenlängenbereich in dem Diodenlaser angeboten werden. Somit lassen sich Wellenlängenbereiche wichtiger Moleküle, speziell im Bereich höherer Wellenlängen, entweder noch gar nicht oder nur durch Diodenlaser oder Weiterentwicklungen wie Interbandkaskadenlaser oder Quantenkaskadenlaser abdecken [56].

Die Auswertung von TDLAS-Messung erfolgt über einen Fit der gescannten Absorptionslinie und anschließender Bestimmung der Fläche unter der Fit-Funktion. Bei Kenntnis von Druck, und Temperatur kann die Fläche in eine Gaskonzentration umgerechnet werden. Für die Bestimmung der Linienfläche wird häufig ein Voigt-Profil als Fit-Funktion verwendet [57]. Bei dieser Linienform handelt es sich um eine Faltung aus Lorentz- und Gauß-Profil. Alle drei Linienprofile bilden verschiedene physikalische Phänomene ab. Kommt es durch hohen Druck, Temperatur oder Teilchenzahldichte im Absorptionsvolumen zu Stößen zwischen den Gasmolekülen, resultiert daraus eine Stoßverbreiterung der Absorptionslinien. Diese stoßverbreiterten Absorptionslinien können durch ein Lorentz-Profil gut angenähert werden. Ist das Absorptionsvolumen thermodynamisch im Gleichgewicht, entsteht durch die Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung der Moleküle eine Doppler-Verbreiterung der Absorptionslinie. Diese wird gut durch ein Gauß-Profil abgebildet. Da in der Praxis meist beide Effekte Einfluss haben, bildet die Kombination dieser beiden Linienformen, das Voigt-Profil, die tatsächliche

Linienform häufig am besten ab und wird daher als Fit-Funktion verwendet. Detaillierte Informationen zu gängigen Auswerteverfahren von TDLAS-Messungen sind in [2-4, 58] zu finden.

Von besonderem Interesse für diese Arbeit ist die Messung der Wasserkonzentration, da diese messtechnisch gut zugänglich ist und einen direkten Bezug zur Restgasmenge besitzt. Wasser besitzt mehr oder minder starke Absorptionslinien im nahezu gesamten infraroten Spektralbereich [2]. Im Bereich von z.B. 1,4, 1,9 und 2,6 µm liegen starke nutzbare Absorptionsbanden. Für die Bestimmung des Restgasanteils sind die Spektralbereiche um 1,4 und 2,6 µm besonders interessant. Die Absorptionsbande im Bereich von 1,4 µm besitzen einen schwächeren Absorptionsquerschnitt als die im Bereich von 2,6 µm, bieten aber den Vorteil, dass es in diesem Wellenlängenbereich gut entwickelte Bauteile wie Fasern, Linsen sowie Diodenlaser gibt. Grund hierfür ist die Verwendung dieses Spektralbereiches in der Nachrichtentechnik. Wegen des vergleichsweise geringen Absorptionsquerschnitts sind in diesem Bereich größere Absorptionslängen als im Wellenlängenbereich von 2,6 µm nötig. Betrachtet man einen typischen Zylinderinnendurchmesser eines Verbrennungsmotors (Tabelle 3), kann bei den erwarteten Wasserkonzentrationen und der Verwendung des kompletten Innendurchmessers des Brennraums als Absorptionsstrecke eine Messung der Wasserkonzentration bei einer Wellenlänge von 1,4 µm realisiert werden. Als Absorptionslinie für die Messung wurde die Linie bei 1370 nm (7299,43 cm^{-1}) verwendet. Für zusätzliche Versuche zur zeitgleichen Temperaturmessung wurden die Absorptionslinien bei 1391 nm (7185,6 cm^{-1}) und 1392 nm (7181,16 cm^{-1}) verwendet. Für eine gezieltere Messung im Brennraum z.B. über einen Zündkerzensensor mit einer kürzeren Absorptionslänge erfolgten Voruntersuchungen für Messungen im Wellenlängenbereich von 2,6 µm [2, 4].

3.2. Laserinduzierte Fluoreszenz

Wenn ein Medium Licht absorbiert und während dieser Bestrahlung spontan Licht einer niedrigeren Energie – also höheren Wellenlänge – emittiert, so spricht man bei diesem Prozess von Fluoreszenz. Durch das eingestrahlte Licht werden meist elektronische Zustände angeregt, die dann ihre Energie durch spontane Emission wieder abgeben (Abbildung 2). Die Intensität dieser spontanen Emission wird Fluoreszenzintensität I_{fl} genannt und ist abhängig von den folgenden Einflussfaktoren:

$$I_{fl} \propto N\, f_{\mathrm{B}}\, B_{12}\;\; g_{\lambda}(p)\;\; I_L\, f\;\; \frac{A_{21}}{A_{21} + P + Q(p)}$$

Zum einen gibt es Faktoren, die charakteristisch für die Absorption des Lichtes sind. Hierzu gehören die Teilchenzahldichte N, die Boltzmann-Besetzung der Energieniveaus f_{B}, der Einsteinkoeffizient der Absorption B_{12} sowie der Überlapp aus Laserlinie und Absorptionslinie $g_{\lambda}(p)$ und natürlich die eingestrahlten Laserintensität I_L. Zum anderen gibt es Faktoren, die die Emission charakterisieren. So spielt z.B. die kombinierte Transmission von Detektionsfilter und Gas f sowie die Fluoreszenzquantenausbeute für die Intensität des emittierten Lichtes eine entscheidende Rolle. Die Fluoreszenzquantenausbeute ergibt sich aus dem Einsteinkoeffizienten der spontanen Emission A_{21} sowie den zur Fluoreszenz konkurrierenden Prozessen, der Prädissoziation P und dem Quenching $Q(p)$. Die Fluoreszenzquantenausbeute kann anschaulich mit einem Wirkungsgrad verglichen werden. Um eine hohe Fluoreszenzintensität zu erhalten, gilt es die konkurrierenden Prozesse zu minimieren oder auszuschalten.

Wenn ein linearer Zusammenhang zwischen der eingestrahlten Laserintensität und der Fluoreszenzintensität besteht, befindet man sich im Bereich der linearen LIF. In diesem für diese Arbeit relevanten Bereich tritt überwiegend Stoßlöschung, also Quenching auf. Prädissoziation kann auf Grund der geringen Laserleistungen vernachlässigt werden. Erst bei höheren Laserleistungen im Bereich der Sättigungs-LIF oder prädissoziativen LIF, auf die im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter eingegangen wird, muss dieser Effekt berücksichtigt werden. Es gilt an dieser Stelle also hauptsächlich den konkurrierenden Prozess Quenching auszuschalten. Einige der oben genannten Faktoren sind zudem druck- und/oder temperaturabhängig. Die Besetzung der Energieniveaus ist temperaturabhängig, der Überlapp von Laser- und Absorptionslinie, die Filter- und Gastransmission sowie das Quenching besitzen neben der Temperaturabhängigkeit zusätzlich eine Druckabhängigkeit. Auf Basis dieser physikalischen Zusammenhänge und Abhängigkeiten lassen sich über die LIF Messgrößen wie Konzentration oder Temperatur bestimmen.

Im Vergleich zur Absorptionsspektroskopie, bei der es sich um eine linienintegrierende Messung handelt (Kapitel 3.1), bietet die LIF die Möglichkeit lokaler und bildgebender Messungen. Die für die LIF relevante Absorption interessanter Moleküle liegt im ultravioletten bis sichtbaren Spektralbereich des Lichtes. Hierdurch besteht die Möglichkeit Festkörper- oder Gaslaser mit einer hohen Energiedichte verglichen zu Diodenlasern zu verwenden. Durch diese hohe Energiedichte lässt sich bei Verwendung von Linsen aus einem Laserstrahlprofil ein Lightsheet erzeugen. Ein solches Lightsheet mit einer großen Ausdehnung in *z*-Richtung (Höhe) und geringen Ausdehnung in *y*-Richtung (Dicke) bei einer Strahlausbreitung in *x*-Richtung ist schematisch in Abbildung 3 gezeigt. Wenn man den durch Bündelung und Kollimation erzeugten Detektions- bzw. Beobachtungsbereich mit einer Kamera betrachtet, erhält man eine zweidimensional aufgelöste Messung, ein Bild.

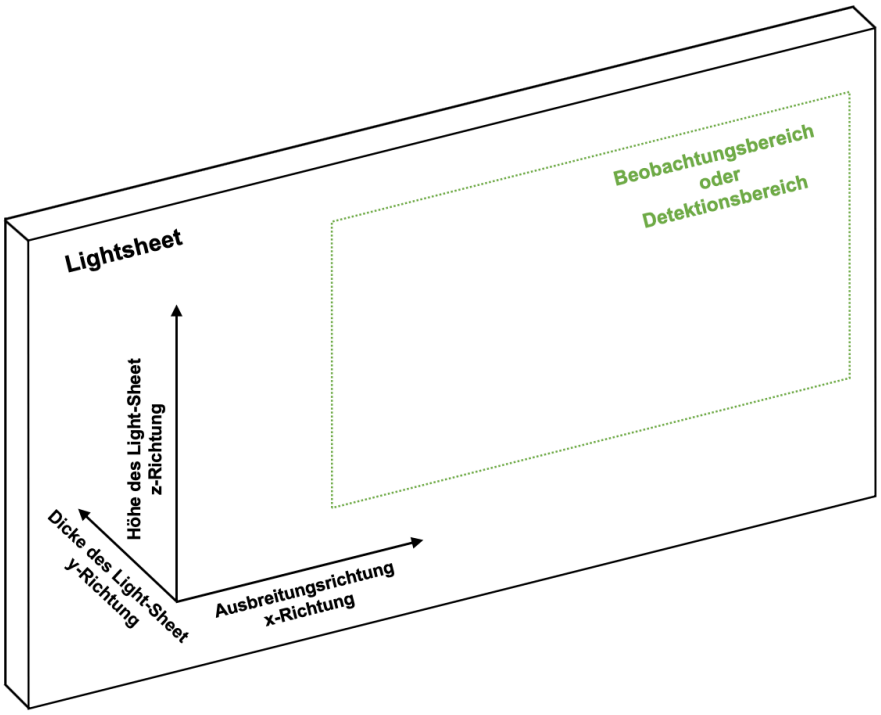

Abbildung 3: Darstellung und Definition der in dieser Arbeit verwendeten Lightsheet-Geometrie und des Detektions- bzw. Beobachtungsbereiches.

Auch bei Fluiden, die keine geeigneten quantenmechanischen Übergänge für eine LIF-Messung besitzen, lässt sich durch Zugabe von geeigneten Farbstoffen, so genannte Tracer, eine LIF-Messung realisieren [48]. Typische Tracer für diese Tracer-LIF Messungen sind z.B. Aceton, 3-Pentanon oder das in dieser Arbeit verwendete Toluol. Da es sich bei dem in dieser Arbeit verwendete Messsystem bestehend aus einem Neodym-dotierten Yttrium-Aluminium-Granat (Nd:YAG) High-Repetition-Rate Laser (HRR-Laser) mit einem Fourth Harmonic Generation (FHG) Modul und einer Hochgeschwindigkeitskamera handelt, bietet sich die Temperaturmessung mit Toluol als Tracer an. Toluol besitzt eine für die Fluoreszenz relevante Absorption im Bereich der Emissionslinie des frequenzvervierfachten Nd:YAG-Lasers bei 266 nm. Zudem ist Toluol durch vorangegangene Arbeiten hinsichtlich seines Temperaturverhaltens, der Fluoreszenzquantenausbeute und des Quenchings sehr gut charakterisiert [59].

Um einen Zusammenhang zwischen Fluoreszenzintensität und Temperatur herzustellen haben sich zwei Verfahren etabliert, die Ein-Farbentechnik und die Zwei-Farbentechnik [59, 60]. Beide Verfahren beruhen auf der Temperaturabhängigkeit des Fluoreszenzsignals, unterscheiden sich aber in der Art des Zusammenhangs. So wird bei der Ein-Farbentechnik genutzt, dass mit steigender Temperatur die Fluoreszenzintensität exponentiell abnimmt. Ein-Farbentechnik deshalb, weil die Detektion sich hier über den gesamten Wellenlängenbereich des Fluoreszenzspektrums erstreckt. Auch bei dieser Technik gibt es aber gute Gründe nicht diesen gesamten Bereich, sondern nur einen Teilbereich über Filter zu detektieren. So kann z.B.

Streulicht der Anregungswellenlänge ausgeblendet werden. Die Detektion erfolgt aber immer nur über einen definierten Wellenlängenbereich, bei einer „Farbe“. Es gibt somit bei bildgebenden Messungen ein Bild des Messereignisses.

Im Gegensatz hierzu wird bei der Zwei-Farbentechnik die Fluoreszenzintensität zum gleichen Zeitpunkt bei zwei unterschiedlichen Wellenlängenbereichen detektiert. Dieses erfordert bei bildgebenden Messungen entweder zwei Kameras oder z.B. einen Image Doubler, der ein Ereignis durch zwei verschiedene Filter auf einem Kamerachip abbildet. Messtechnisch genutzt wird bei der Zwei-Farbentechnik, dass mit steigender Temperatur das Fluoreszenzspektrum zu größeren Wellenlängen verschoben wird, man spricht hier von Rotverschiebung. Detektiert wird das Messereignis mit einem kurzwelligen Kanal (blauer Kanal) und einem langwelligen Kanal (roter Kanal). Separiert werden die beiden Kanäle über geeignete Filter. Zu jedem Messereignis gibt es somit zwei Bilder. Der Quotient dieser beiden Bilder kann dann in eine Temperatur umgerechnet werden. Diese Quotientenbildung bietet einige Vorteile, da sich Teilchenzahldichte sowie die Abhängigkeit von der Laserintensität, weil die Messungen zur selben Zeit entstanden sind, aufheben. Hierdurch werden viele Fehlerquellen wie z.B. Lightsheet Inhomogenitäten oder Puls-zu-Puls Schwankungen schon durch das Verfahren eliminiert. Der große Nachteil liegt in der Notwendigkeit zweier bildgebende Messsysteme oder eines Image Doublers, der die Fluoreszenzintensitäten deutlich verringert. Messungen mit dem in dieser Arbeit verwendeten Hochgeschwindigkeitsmesssystem in Kombination mit einem Image Doubler haben gezeigt, dass der Quotient der verbleibende Fluoreszenzintensitäten für eine Messung nicht ausreichend ist. Aus diesem Grund wurde sich im Rahmen dieser Arbeit für die Verwendung der Ein-Farbentechnik entschieden.

Sorgt man dafür, dass Quenching durch Sauerstoff vermieden wird, ergibt sich der Zusammenhang aus Fluoreszenzquantenausbeute und Temperatur für eine Anregungswellenlänge von 266 nm bei Verwendung der Ein-Farbentechnik wie folgt [59]:

$$\frac{\Theta_{\mathrm{fl}}(T)}{\Theta_{\mathrm{fl}}(296\ \mathrm{K})} = 22{,}5\ e^{-0{,}0105\ T/\mathrm{K}}$$

Hierbei ist T die Temperatur, $\Theta_{\mathrm{fl}}(T)$ die Fluoreszenzquantenausbeute bei dieser Temperatur und $\Theta_{\mathrm{fl}}(296\ \mathrm{K})$ die Fluoreszenzquantenausbeute bei einer Temperatur von 296 K. Dieser Zusammenhang bildet die Grundlage für die Bestimmung der Temperatur über das Fluoreszenzsignal in Kapitel 7. Vorrausetzung für diese Umrechnung ist eine konstante Konzentration der Fluoreszenzmoleküle sowie eine Unterdrückung der konkurrierenden Prozesse, speziell des Quenchings.

4. Technologische Grundlagen

In Kapitel 3 wurden die notwendigen Grundlagen zur Spektroskopie erläutert, in diesem Kapitel werden die technologischen Grundlagen erläutert. Im Besonderen die für die Spektroskopie im Rahmen dieser Arbeit verwendet Strahlungsquellen und Detektoren. Die Grundlagen in diesem Kapitel basieren auf den folgenden Standardwerken [24, 56, 61-64] und Herstellerangaben [65-69].

4.1. Laser

Die grundlegenden Arbeiten Albert Einsteins zur Quantentheorie von Strahlung führten zu der Entwicklung des ersten Lasers durch Theodore Maiman. Seit dieser Zeit sind eine Vielzahl von unterschiedlichen Lasertypen entwickelt worden und vielfach zur praktischen Anwendung gekommen. Eine erste grobe Einteilung dieser verschiedenen Lasertypen kann anhand ihres optisch aktiven Mediums erfolgen. Es wird auf diesem Wege z.B. in Festkörperlaser, Gaslaser und Flüssigkeitslaser unterschieden. Eine vierte Gruppe, die eigentlich in die Kategorie der Festkörperlaser einzuordnen ist, sind die Diodenlaser. Die physikalischen Grundlagen sind für alle diese Arten identisch. Das in einem optischen Resonator befindliche Lasermedium wird durch eine externe Lichtquelle (z.B. Blitzlampe, LED) bestrahlt oder im Fall von Diodenlasern über einen Strom angeregt. Diese Anregung des Lasermediums (Pumpen) führt zu einer im Vergleich zum Grundniveau stärkeren Besetzung höherer Energieniveaus im Lasermedium. Bei einer hinreichend langen Lebensdauer führt dies zu einer Besetzungsinversion. Höhere Energieniveaus werden verglichen mit dem Grundniveaus stärker besetzt. Die Erzeugung der Laserstrahlung erfolgt nun durch die stimulierte Emission und somit den Übergang der Moleküle zurück in das Grundniveau.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde mit einem Nd:YAG-Festkörperlaser sowie mit Diodenlasern gearbeitet. Daher wird im Folgenden auf diese beiden Lasertypen eingegangen. Weitere Informationen können den bekannten Standardwerken entnommen werden [24, 56, 61].

4.1.1. Nd:YAG-Festkörperlaser

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein HRR-Laser des Typs Innoslab CX 16 II-OE der Firma EdgeWave GmbH verwendet [67]. Das aktive Lasermedium ist ein Nd:YAG-Kristall, der durch mehrere Diodenlaser mit einer Emissionswellenlänge von 808 nm gepumpt wird. Das bei einer Wellenlänge von 1064 nm emittierte Strahlprofil des Festkörperlasers ist ein Line-shaped Top-Hat-Profil mit einer Breite von 3 mm und eine Dicke von 1 mm. Die mittlere Leistung des Lasers bei der Grundwellenlänge von 1064 nm beträgt ca. 120 W bei einer Pulsfrequenz von 10 kHz.

Abbildung 4: HRR-Laser (links) der Firma EdgeWave GmbH mit externem FHG-Modul (rechts). Die Befestigung des FHG-Moduls erfolgt direkt am Laser. Der nichtlineare Kristall befindet sich – temperiert – im Inneren des FHG-Moduls.

Die Emissionswellenlänge des Lasers kann durch optisch nichtlineare Kristalle in einem separaten Modul frequenzvervielfacht werden. Man spricht, abhängig von der Art der Frequenzvervielfachung, von Second Harmonic Generation (SHG), Third Harmonic Generation (THG) [65] oder FHG [66]. Im Rahmen dieser Arbeit ist wegen der Verwendung von Toluol als Tracer mit einem FHG-Modul und damit mit einer Wellenlänge von 266 nm gearbeitet worden.

Für die Frequenzkonversion wurde hierbei im externen Modul ein BBO-Kristall (β-Bariumborat) verwendet. Mit der vom Laser emittierten Wellenlänge wird der nichtlineare Kristall über ein Linsensystem mit der Fundamentalwellenlänge von 1064 nm bestrahlt. Hierbei laufen die im nichtlinearen Kristall erzeugte Welle und die Grundwelle wegen der dispersiven Eigenschaft des Kristalls auseinander. Nach einer bestimmten Länge, der sogenannten Kohärenzlange, erfolgt dabei eine destruktive Interferenz zwischen den beiden Wellen. Die Pulsenergie sinkt. Um diesen Leistungsabfall zu verhindern muss eine Phasenanpassung erfolgen. Diese Phasenanpassung [54] erfolgt durch Drehen des Kristalls und die Feinabstimmung durch Anpassung der Temperatur des geheizten BBO-Kristalls. Die Herausforderungen bei der Arbeit mit dem HRR-Laser lag in dieser Abstimmung der extrem sensiblen Phasenanpassung.

Nach der Phasenanpassung lag die mittlere Leistung nach FHG-Modul zwischen 6 und 10 W bei einer Pulsfrequenz von 10 kHz. Die Frequenzkonversionseffizienz lag zwischen 5% und 8%. Zudem zeigten sich im Verlauf der Messungen deutliche Puls-zu-Puls-Schwankungen, die eine Quantifizierung des LIF-Signals erheblich erschwert haben (Kapitel 7).

4.1.2. Diodenlaser

Für die Messungen der Restgaskonzentration, anhand des Wassergehalts im Motor, wurden zwei Arten von Diodenlasern verwendet, auf die im Weiteren kurz eingegangen wird. Basis hierfür bilden die folgenden Arbeiten: [2, 3, 56].

Die großen Vorteile von Diodenlasern liegen in der einfachen Möglichkeit, die Wellenlänge durch Änderung von Temperatur und/oder Strom durchzustimmen, der kleinen Bauform sowie

der geringen Kosten in vielen Wellenlängenbereichen. Im Rahmen der Messungen für das FVV-Projekt Restgasquantifizierung wurden zum einen Distributed-Feedback-Diodenlaser (DFB -Laser) verwendet. Typische Emissionswellenlängen dieses Lasertyps liegen im nahen Infrarotbereich bis zu Wellenlängen von 3,5 µm [70]. Die optischen Ausgangsleistungen erreichen typischerweise Werte zwischen 5 und 40 mW. Die Abstimmbarkeit, also der nutzbare Wellenlängenbereich, bei Temperaturmodulation liegt zwischen 15 und 30 cm^{-1}, die bei Strommodulation zwischen 2 und 3 cm^{-1} [2]. Moderne DFB-Laser ermöglichen bei Strommodulation Modulationsfrequenzen bis in den Kilohertzbereich. Die Verwendung hoher Modulationsfrequenzen führt bei DFB-Lasern zu einem starken Abfall der Modulationstiefe, also der Laserleistung. Hierdurch wird die zeitliche Auflösung von Messungen mit einem DFB-Laser einschränkt.

Um dieses Problem zu umgehen, wurden zusätzlich Vertical-Cavity-Surface-Emitting-Laser (VCSEL) verwendet. Im Unterschied zu DFB-Lasern (Kantenemitter) erfolgt die Emission des Laserlichtes hier senkrecht zur Ebene des Halbleiterchips (Oberflächenemitter). Möchte man eine hohe Modulationstiefe bei hohen Modulationsfrequenzen erhalten, bietet sich dieser Lasertyp an. Die Emissionswellenlängen aktueller VCSEL gehen bei kommerziell erhältlichen Lasern bis zu 2 µm [71] bzw. bis zu 2,6 µm bei nicht kommerziellen Lasern [72]. Die Abstimmtiefe bei Temperaturmodulation ist vergleichbar zu der Abstimmtiefe bei DFB-Lasern. Die Abstimmtiefe durch Strommodulation hingegen ermöglicht einen deutlich höheren Bereich bis hin zu 60 cm^{-1}. Dieses ermöglicht das Scannen mehrere Absorptionslinien gleichzeitig. Bei geringerem Verlust an Abstimmtiefe, auch bei hohen Modulationsfrequenzen, sind bei der Verwendung eines VCSEL Modulationsfrequenzen bis in den Megahertzbereich möglich.

4.2. Halbleiterdetektoren

Neben der Strahlquelle ist sowohl für die Absorptionsspektroskopie als auch für die laserinduzierte Fluoreszenz der Detektor von entscheidender Bedeutung für die Empfindlichkeit und daraus resultierenden Genauigkeit der Messung. Für beide Anwendungsfälle (TDLAS und LIF) kommen Detektoren zum Einsatz, die auf dem photoelektrischen Effekt beruhen [24]. Für die Absorptionsspektroskopie im sichtbaren (VIS) und nahen infraroten Spektralbereich (NIR) kommen meist einzelne Halbleiterdetektoren aus Indiumgalliumarsenid (InGaAs) zum Einsatz. Die Umwandlung des eingestrahlten Photons in einen messbaren Strom erfolgt über den inneren photoelektrischen Effekt. In dem notwendigen Wellenlängenbereich (VIS, NIR) besitzen InGaAs-Halbleiterdetektoren die nötige Empfindlichkeit sowie Geschwindigkeit. Kombiniert man mehrere einzelne Halbleiterdetektoren in einem Halbleiterdiodenarray, kann nicht nur eine punktuelle Intensitätsmessung, sondern ein Bild der Intensitätsverteilung aufgenommen werden. Diese zweidimensionalen Sensorarrays bilden die Grundlage für moderne

Bilddetektoren in digitalen Kameras und können auch für die Detektion von LIF-Signalen verwendet werden.

Im Folgenden werden zwei Typen von Bildsensoren genauer betrachtet. Zum einen Charge-Coupled-Device (CCD)-Sensoren und zum anderen Complementary Metal-Oxide-Semiconductor (CMOS)-Sensoren. Diese beiden Sensortypen unterscheiden sich in der Art ihrer Herstellung und Struktur, ihren messtechnischen Eigenschaften und dem elektronischen Ausleseprozess. Da nur die messtechnisch relevanten Eigenschaften für diese Arbeit von Interesse sind wird im Weiteren nur auf eben diese Eigenschaften eingegangen. Eine direkte Gegenüberstellung ist in Tabelle 1 zu sehen. Mehr Informationen können der angegebenen Literatur entnommen werden [62, 64, 73].

Der Hauptunterschiede der beiden Sensortypen liegt im Ausleseprozess der detektierten Signale. Bei APS-CMOS-Bildsensoren (Active-Pixel Sensor, APS) oder kurz CMOS-Sensoren besitzt jeder Pixel einen eigenen Ausleseverstärker. Dies ermöglicht Ausleseraten bis in den kHz Bereich, führt aber zu einer Verminderung des lichtempfindlichen Bereichs des Pixels und damit der Empfindlichkeit. Das Maß für dieses Verhältnis von lichtempfindlicher Pixelflache zur gesamten Pixelfläche ist der Füllfaktor. Durch den separaten Ausleseverstärker für jedes Pixel sind CMOS-Sensoren deutlich weniger anfällig für Blooming-Effekte. Blooming bezeichnet das Überstrahlen eines gesättigten Pixels auf die ihn umgebenden Pixel. Dieser Effekt führt vor allem bei CCD-Sensoren zu Sättigungseffekten und hierdurch zum Erblinden ganzer Bereiche des Sensors. Auch wenn CMOS-Sensoren verglichen mit CCD-Sensoren deutlich weniger Abwärme produzieren, besteht hier eine messtechnisch signifikante Temperaturabhängigkeit (Kapitel 6.1). Bedingt durch die Struktur die sich durch die Anordnung der Pixel/Ausleseverstärker sowie durch die unterschiedlichen Empfindlichkeiten, Nullpunkte und Nullpunktrauschen der einzelnen Pixel bei CMOS-Sensoren ergibt ist, ohne eine geeignete Korrektur des Bildes, diese Struktur auf dem Bild wiederzufinden. Man spricht hier vom Fliegengitter-Effekt bzw. Fixed Pattern Noise (FPN) (Kapitel 6.3). Hersteller korrigieren diesen Effekt meist durch einen Algorithmus. Hierzu wird der Bildsensor abgedunkelt und dann der Korrekturalgorithmus des Herstellers gestartet. Im Rahmen dieser Arbeit wird dieser Prozess als Intensitätskalibrierung bezeichnet (Kapitel 6.1).

Tabelle 1: Direkte Gegenüberstellung von CCD- und CMOS Bildsensoren. Relative Angaben wie geringer oder weniger beziehen sich auf den direkten Vergleich zum jeweils anderen Bildsensor.

APS-CMOS	CCD
Ausleseverstärker für jedes Pixel (schnelles Auslesen)	Auslesen über Ladungsverschiebung (Serielles auslesen → langsames Auslesen)
Füllfaktor ca. 0,6 (weniger lichtempfindliche Fläche)	Füllfaktor: 1
geringerer Blooming-Effekt	Blooming
geringerer Energieverbrauch (geringere Abwärme)	hohe Wärmeproduktion
Fixed Pattern Noise (FPN)	geringeres FPN

Trotz der in einigen Punkten nachteiligen Eigenschaften von CMOS-Sensoren sind die LIF-Messungen im Laufe dieser Arbeit mit einer CMOS-Kamera erfolgt. Der Hauptgrund lag in der hohen Anforderung an die zeitliche Auflösung (10 kHz), die sich nur über diesen Sensortyp realisieren lässt. Allerdings sind auch CMOS-Sensoren Grenzen hinsichtlich ihrer Aufnahmerate gesetzt. Durch variieren des Bildbereiches kann in definierten Grenzen Einfluss auf die Aufnahmerate genommen werden. Verkleinert man den Bildbereiche, so kann die Aufnahmerate erhöht werden. Die technischen Daten der verwendeten HRR-Kamera können Tabelle 2 entnommen werden.

Tabelle 2: Technische Daten der verwendeten HRR-Kamera (Phantom v7.3 (16 GB)). [69]

Sensorchip:	**APS-CMOS**
Auflösung (Dynamik):	14 Bit
Auflösung (räumlich):	800 × 600 Pixel
Pixelgröße:	22 µm
Sensorgröße:	17,3 mm × 13,2 mm
Maximale Aufnahmerate: • **Fullframe (Maximum):** • **32 × 8 Pixel (Minimum):**	 6688 Hz 190476 Hz

4.3. Bildverstärkte Kamerasysteme

Betrachtet man die spektroskopischen Daten von Toluol [59], so liegt die Fluoreszenzemission zwischen 270 und 340 nm, also deutlich im ultravioletten Spektralbereich und außerhalb der

Sensitivität (VIS, NIR) von CMOS- und CCD-Sensoren. Durch eine Kombination des Bildsensors mit einem Bildverstärker kann diese Einschränkung umgangen und der Sensor auch im ultravioletten Spektralbereich verwendet werden. Zusätzlich erfolgt durch die Verwendung eine Verstärkung des einfallenden Lichtes. Der Bildverstärker des verwendeten Systems [68] wird direkt mechanisch an die Kamera geschraubt. Die optische Kopplung zwischen Kamera und Bildverstärker (Intensified Relay Optic, IRO) erfolgt hierbei über ein fest eingebautes Linsensystem.

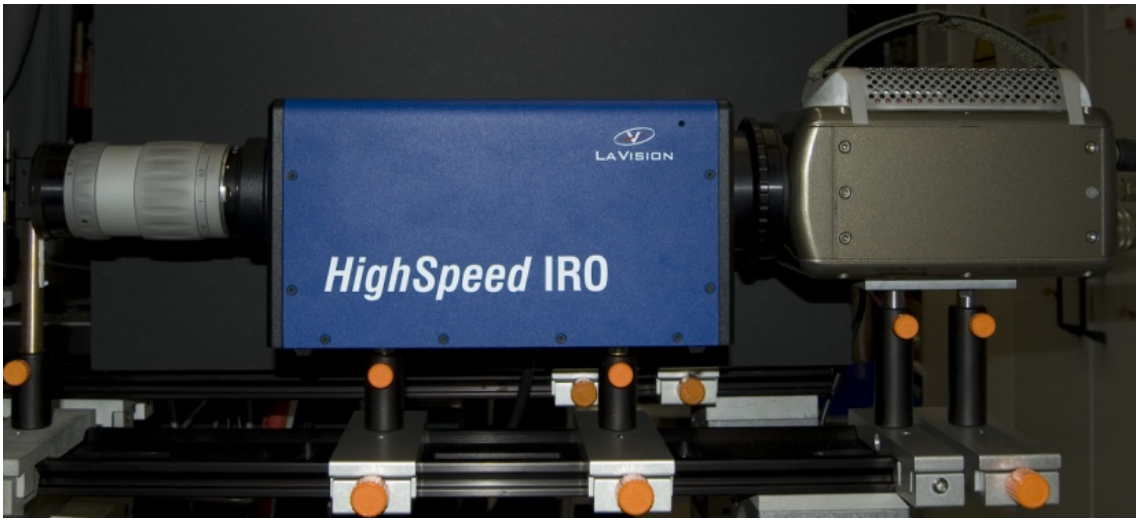

Abbildung 5: Kamerasystem bestehend aus der HRR-Kamera [69] (Olivgrün), dem Bildverstärker (HighSpeed IRO, Blau) [68] und dem UV-Objektiv (Grau).

Die zu detektierenden Photonen fallen nach dem Eintritt in das Kamerasystem über das Objektiv auf eine Fotokathode im Inneren des Bildverstärkers und lösen dort Elektronen aus dem Kathodenmaterial aus. Diese Elektronen werden durch eine variable Spannung (Gain) in einer Multi Channel Plate (MCP), einem Elektronenvervielfacher, beschleunigt. Abhängig von der Spannung, also von der kinetischen Energie des Primärelektrons, werden wiederum Sekundärelektronen aus der MCP-Wand ausgelöst. Diese können ihrerseits, je nach kinetischer Energie, weitere Elektronen erzeugen. Diese Elektronen werden nun durch einen Phosphorschirm wieder in Photonen überführt und dann über das Linsensystem von der HRR-Kamera detektiert [68]. Dieser Umwandlungsprozess hat den Vorteil, dass die Intensität des Messsignals verstärkt und die Wellenlänge in einen Bereich rotverschoben wird, in dem der CMOS-Chip empfindlich ist. Nachteilig hingegen ist der Verlust der spektralen Information des Messsignals. Zusätzlich ist für quantitative Messungen die nichtlineare Verstärkung des Signals durch Elektronenvervielfachung von Nachteil. Für quantitative Messungen sollte die Elektronenvervielfachung daher durch angleichen des Verstärkungsfaktors (Gain) minimiert/ausgeschaltet werden. Neben der Verstärkung des Messsignals führt die Verwendung eines

Bildverstärkers gerade bei hohen Verstärkungsfaktoren zu einer Verstärkung bestimmter Rauschphänomene und einer veränderten Linearität des Messsystems.

Die Messungen mit dem Kamerasystem haben gezeigt, dass für quantitative Aussagen die Kombination aus Kamera und Bildverstärker charakterisiert werden muss. Der Vergleich des in dieser Arbeit verwendeten Kamerasystems zu Charakterisierungsmessung anderer Systeme [74] zeigt, dass die Charakterisierung für jedes Kamerasystem separat erfolgen muss und die Ergebnisse nicht ohne weiteres auf andere Systeme, besonders nicht auf Systeme anderer Hersteller, übertragen werden können. Zusätzlich führt, selbst nach der Charakterisierung des Systems, das Altern des Bildverstärkers bei der Messung mit hohen Aufnahmeraten zu einer Erhöhung des Messfehlers. Um diesen Fehler gering zu halten, sollte das System in geeigneten Abständen neu vermessen werden. Für ein weiteres, tiefergehendes Studium dieses komplexen Sachverhalltes, gerade im Bereich der bildgebenden Messungen, wird die folgende Literatur empfohlen [62, 64, 73-75].

5. Bestimmung des Restgasgehaltes im Motorbrennraum

5.1. Simulation des Restgasgehaltes

Im Rahmen des FVV-Projektes Nr. 674, AiF-Nr. 12247 [32] wurde ein allgemeingültiges Restgasmodell entwickelt, welches im Rahmen dieser Arbeit und des FVV-Projektes „Restgasquantifizierung“ [2] für die Simulation des internen Restgasanteils verwendet wurde. Im Vergleich zu anderen thermodynamischen Ladungswechselmodellen ist die Anzahl der Eingangsparameter in dieses vereinfachte Modell deutlich reduziert. Frühere Ansätze für solche vereinfachten Modelle zur Bestimmung der Restgasmasse lassen sich auf moderne Motorkonzepte nicht oder nur mit sehr großen Abweichungen anwenden. Zu nennen sind vor allem die Modelle nach Müller-Bertling [76], Heywood [77] und Reitz [78].

Betrachtet man das Modell nach Müller-Bertling so ist die Unabhängigkeit des Modelles von der Motorgeometrie ein deutlicher Vorteil, der aber damit einhergeht, dass keinerlei Strömungseinflüsse berücksichtigt werden. Gerade bei modernen Motorkonzepten, die gezielt mit Ventilüberschneidungen zur Variation der Restgasmenge arbeiten, stellt dieses ein großes Problem dar. Der bei diesem Modell gewählte Ansatz nur den festen im Zylinder zurückgebliebenen Restgasanteil zu berücksichtigen ist daher für moderne Motorkonzepte nicht zielführend. Als Erweiterung berücksichtigen die Modelle nach Heywood und Reitz zusätzlich zur im Zylinder verbliebenen Restgasmasse auch die Strömungsverhältnisse zwischen Zylindereinund Zylinderauslass. Die Anpassung dieser Modelle an die jeweilige Motorgeometrie erfolgt anhand empirisch ermittelter Parameter. Die Ermittlung dieser Parameter kann sich, speziell bei modernen Motoren, aber äußerst komplex und aufwendig gestalten. So stellen z.B. variable Ventilhübe hier eine deutliche Hürde dar. Um diese Restriktionen und Aufwände zu umgehen, trotzdem aber ein Modell mit möglichst wenigen Eingangsparametern und geringer Abhängigkeit von der Motorgeometrie nutzen zu können, wurde das allgemeingültige Restgasmodell [32] entwickelt. Neben diesen Vorteilen gestattet das Modell, durch eine steuergerätefähige Version, zusätzlich den direkten Einsatz in Serienmotoren.

Der Ansatz des allgemeingültigen Restgasmodells ist die Berechnung der Restgasmasse bei EÖ (Abbildung 6, linkes Bild) über das ideale Gasgesetz und anschließender Korrektur dieser Restgasmasse über zwei zusätzliche Terme. Die Restgasmasse bei EÖ m_{Rest0} ergibt sich nach der folgenden Formel:

$$m_{\mathrm{Rest0}} = \frac{p_{\mathrm{Abg}}}{R\,T_{\mathrm{Abg}}}\,V_{\mathrm{z}}(\varphi_{\mathrm{EÖ}})$$

Hierbei sind p_{Abg} der Abgasdruck, T_{Abg} die Abgastemperatur, $V_z(\varphi_{\mathrm{EÖ}})$ das sich durch die Kolbenstellung bei EÖ ergebende Volumen und R die spezielle Gaskonstante, die in diesem Fall mit $R = 292\ \frac{\mathrm{J}}{\mathrm{kg\,K}}$ als konstant angenommen wird.

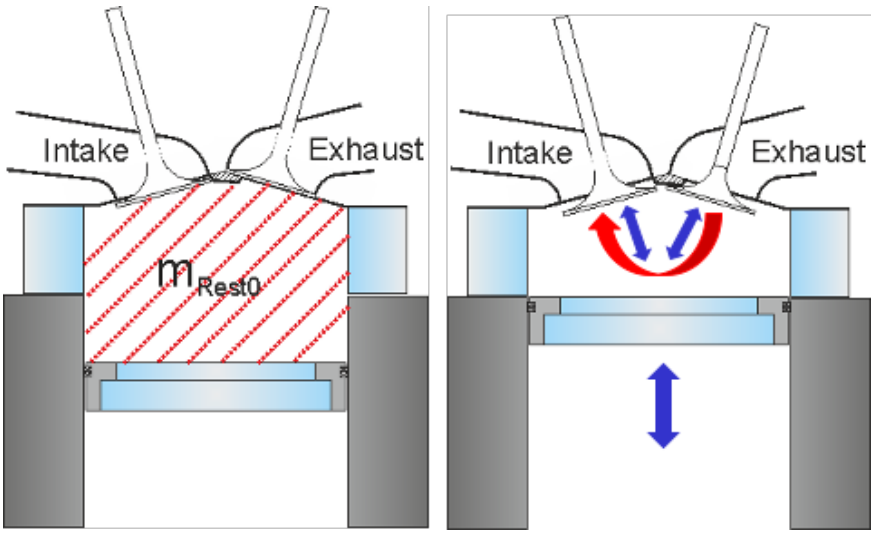

Abbildung 6: Im Zylinder verbliebene Restgasmasse bei EÖ (linkes Bild, rot schraffierter Bereich). Erster Korrekturterm: Die Kolbenbewegung führt zu Masseänderung im Zylinder (rechtes Bild, blaue Pfeile). Zweiter Korrekturterm: Masseverlust durch Druckdifferenz zwischen Ein- und Auslass (rechtes Bild, roter Pfeil).

Diese berechnete Restgasmasse wird nun mit zwei Summanden korrigiert. Der erste Korrekturterm berücksichtigt den Massenverlust $\Delta m_{\mathrm{Rest}V}$ durch die Auslassventile während der Ventilüberschneidung durch die Bewegung des Kolbens (Abbildung 6, rechtes Bild, blaue Pfeile). Auch hier bildet das ideale Gasgesetz die Basis:

$$\Delta m_{\mathrm{Rest}V} = \rho \sum_{\varphi=\varphi_{\mathrm{EÖ}}}^{\varphi_{\mathrm{AS}}} \left[\frac{dV}{d\varphi} \frac{{\alpha_{\mathrm{KA}}}^2}{{\alpha_{\mathrm{KA}}}^2 + {\alpha_{\mathrm{KE}}}^2} \Delta\varphi \right]$$

Hierbei ist ρ die Abgasdichte, die sich analog zu obiger Formel aus dem Abgasdruck p_{Abg}, der Abgastemperatur T_{Abg}, der speziellen Gaskonstante R sowie α_{KE} und α_{KA} den Durchflussbeiwerten der Einlass- und Auslassventile berechnet. Durchflussbeiwerte sind für die Ventile charakteristische Werte, die Auskunft über den erreichbaren Durchsatz an Gas durch die Ventile geben. Der zeitliche Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Druckwerten im verwendeten Zylinderdruckverlauf wird mit $\Delta\varphi$ bezeichnet und die Änderung des Volumens in diesem Zeitintervall, die Steigung, mit $dV/d\varphi$. Der Kurbelwellenwinkel, also der Zeitpunkt im Zyklus, wird mit φ bezeichnet und hat die Einheit °KW. Der zweite Korrekturterm berücksichtigt den

Massenverlust, der sich durch die Druckdifferenz zwischen Auslass- und Einlassventil ergibt (Abbildung 6, rechtes Bild, roter Pfeil):

$$\Delta m_{\mathrm{Rest}p} = \mathrm{SGN}\left(p_{\mathrm{Abg}} - p_{\mathrm{Ans}}\right)\ A_{\mathrm{K}}\sqrt{2\,\rho\,\left|p_{\mathrm{Abg}} - p_{\mathrm{Ans}}\right|}\ \frac{dt}{d\varphi}\ \sum_{\varphi=\varphi_{\mathrm{E\ddot{O}}}}^{\varphi_{\mathrm{AS}}}\left[\frac{\alpha_{\mathrm{KA}}\,\alpha_{\mathrm{KE}}}{\sqrt{{\alpha_{\mathrm{KA}}}^2 + {\alpha_{\mathrm{KE}}}^2}}\,\Delta\varphi\right]$$

Zusätzlich zu den oben schon genannten Variablen und Parametern sind hier die Ansaugtemperatur p_{Ans} und die Kolbenfläche A_{K} relevant. SGN steht hier für die Vorzeichenfunktion (Signumfunktion). Ist der Term $\left(p_{\mathrm{Abg}} - p_{\mathrm{Ans}}\right)$ positiv, wird ein positives Vorzeichen gesetzt, bei einem negativen Wert ein negatives Vorzeichen. Gibt es keine Druckdifferenz zwischen Auslass- und Einlassventil so wird der Term null, das Ergebnis der Vorzeichenfunktion wird null und der gesamte Korrekturterm entfällt. Die im Zylinder verbliebene Restgasmenge ergibt sich am Ende aus den drei Anteilen wie folgt:

$$m_{\mathrm{Rest}} = m_{\mathrm{Rest0}} + \Delta m_{\mathrm{Rest}V} + \Delta m_{\mathrm{Rest}p}$$

Trotz der vergleichsweisen geringen Anzahl an Eingangsparametern bietet dieses Modell eine gute Übereinstimmung zu weitaus komplexeren Ladungswechselmodellen. Auch der Vergleich zu Messungen der Restgasmenge durch eine Gasentnahme aus dem Brennraum zeigt eine gute Übereinstimmung [31, 32]. Die Berechnung im Rahmen dieser Arbeit nach den hier gezeigten Formeln erfolgten mit MATLAB©.

5.2. Messung des Restgasgehaltes

Ziel der Arbeiten im Kontext der Restgasquantifizierung war es, über die Messung der Wasserkonzentration im Brennraum eines Serienmotors die im Zylinder verbliebene Restgasmenge zu bestimmen und diese experimentell bestimmte Restgasmenge mit Simulationen zu verifizieren. Eine erfolgreiche Realisierung bietet die Grundlage, um in der Zukunft eine Zündkerze zu entwickeln, die neben der Zündfunktion die Messung der im Zylinder verbliebenen Restgasmenge ermöglicht. Die Arbeiten wurden gemeinsam mit der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) Abteilung 3.2 Gasanalytik und Zustandsverhalten [2, 3, 79] durchgeführt. Die messtechnischen Arbeiten zur Laserauswahl, optischen Kopplung und Auswertung der TDLAS-Messungen erfolgten durch den Projektpartner [4]. Die Entwicklung der Hardware-Schnittstellen, die Modifikationen am Motor, die Bereitstellung der Druck- und

Temperaturdaten für die Auswertung der TDLAS-Messungen, die Berechnungen nach dem allgemeinen Restgasmodell sowie die Umrechnung der Restgasmenge in eine Wasserkonzentration erfolgten am IVG im Rahmen dieser Dissertation.

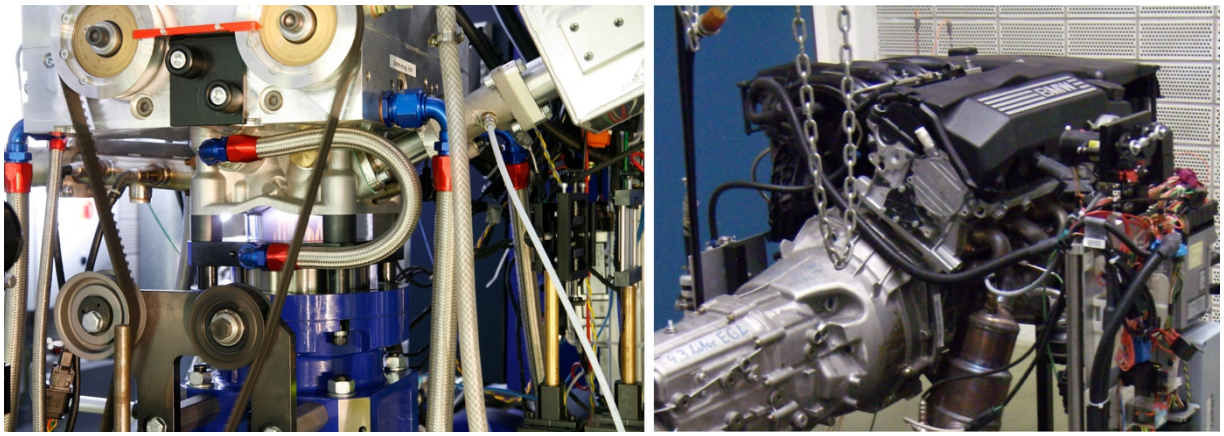

Abbildung 7: Optisch zugänglicher Einzylindermotor (linkes Bild) und BMW-Serienmotor (rechtes Bild) am Institut für Verbrennung und Gasdynamik (IVG) der Universität Duisburg-Essen.

Tabelle 3: Allgemeine technische Daten der beiden verwendeten Verbrennungsmotoren.

	Optischer Einzylindermotor	**BMW-Serienmotor**
Bauart:	1 Zylinder / 4 Ventile	4 Zylinder / 4 Ventile
Hubraum:	499 cm^3	1995 cm^3
Bohrung / Hub:	84 mm / 90 mm	84 mm / 90 mm
Leistung:	keine Aussage möglich	105 kW bei 6000 min^{-1}
Drehmoment:	keine Aussage möglich	200 Nm bei 3750 min^{-1}
Abregel-Drehzahl:	3000 min^{-1}	6500 min^{-1}
Verdichtungsverhältnis:	10,0	10,0
Einlassventil ∅:	34 mm	32 mm
Einlassventilhub:	0 – 9,7 mm	0,3 – 9,7 mm
Auslassventil ∅:	30 mm	29 mm
Auslassventilhub:	3,5 mm	250° / 258°
Nockenwellenspreizung E / A:	variabel	60°–120° / 60°–120°
Optischer Zugang:	Kolbenboden, Zylinderring	Bohrung im Zylinderkopf (1. Zylinder)

Für die Messungen wurden zwei auf unterschiedliche Weise optisch zugängliche Motoren verwendet. Ein optisch zugänglicher Einzylinderforschungsmotor, im folgenden Einzylindermotor genannt, und ein minimal invasiv zugänglicher BMW-Serienmotor mit optisch zugänglichem

erstem Zylinder (beide in Abbildung 7), im folgenden Serienmotor genannt. Alle für die Messungen in diesem Kapitel und in Kapitel 7.2 relevanten allgemeinen technischen Daten der beiden Verbrennungsmotoren können Tabelle 3 entnommen werden. Zusätzlich benötigte Daten wie z.B. Ventilspreizungen, Daten zu verwendeten Betriebspunkten oder der genaue Versuchsaufbau werden in dem jeweiligen Kapitel separat aufgeführt.

Abbildung 8: Zylinderringe die für den Zugang zum Brennraum des Einzylindermotors im Rahmen dieser Arbeit genutzt wurden [2].

Beim Einzylindermotor erfolgt der Zugang zum Brennraum über einen austauschbaren Zylinderring sowie ein im Kolbenboden eingelassenes Glas, wahlweise aus Quarz oder Saphir. Diese Kombination ermöglicht vielfältige optische Messungen im Brennraum. Bei den mit Quarzglasring (Abbildung 8) erfolgten initialen Messungen sollten Erfahrungen mit Hardwareschnittstellen sowie Timing und Synchronisierung zwischen Prüfstandsdaten und Wasserkonzentrationsmessungen gesammelt werden. Speziell der Zylinderring aus Quarzglas stellt sich dabei für die Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy (TDLAS) (Kapitel 3.1) als ein Problem dar. Beim Durchstrahlen des Ringes mit dem Diodenlaser kommt es zu nicht vernachlässigbaren Interferenzeffekten im detektierten Signal [2, 4]. Ursache sind die Zylinderwände des Quarzglasrings. Bedingt durch den im Vergleich zum Strahldurchmesser großen Krümmungsradius des Zylinderrings entstehen Interferenzen (Fabry-Perot-Etalon, [80]) die eine sinnvolle Auswertung der Messungen erschweren oder ganz verhindern. Um diesen Effekt zu minimieren wurde ein Metallring entwickelt, der den Einbau beidseitig gekeilter Fenster ermöglicht (Abbildung 11, rechts). Hierdurch konnten die Interferenzen an den optischen Zugängen soweit minimiert werden, dass die Auswertung der Messungen erheblich verbessert wird.

Der Messaufbau mit TDLAS-Ring ist in Abbildung 9 schematisch dargestellt. In Blau sind die gekeilten Fenster zu sehen. Um hier planparallele Flächen zu vermeiden wurde die eine Seite des Fensters um 0,6° und die andere Seite um 2° abgeschrägt. Die Fenster werden durch

jeweils einen Anpressring am Strahleingang und einen am Strahlausgang des Metallrings, der einen Teil des Brennraums bildet, fixiert. An dem Anpressring am Strahleingang wird der Laser mit Kollimationsoptik befestigt. An dem Anpressring am Strahlausgang der Detektor. Die Absorptionsstrecke umfasste den gesamten Brennraumdurchmesser und beträgt 84 mm. Der Strahlengang ist in Abbildung 9 durch die rote Linie gekennzeichnet.

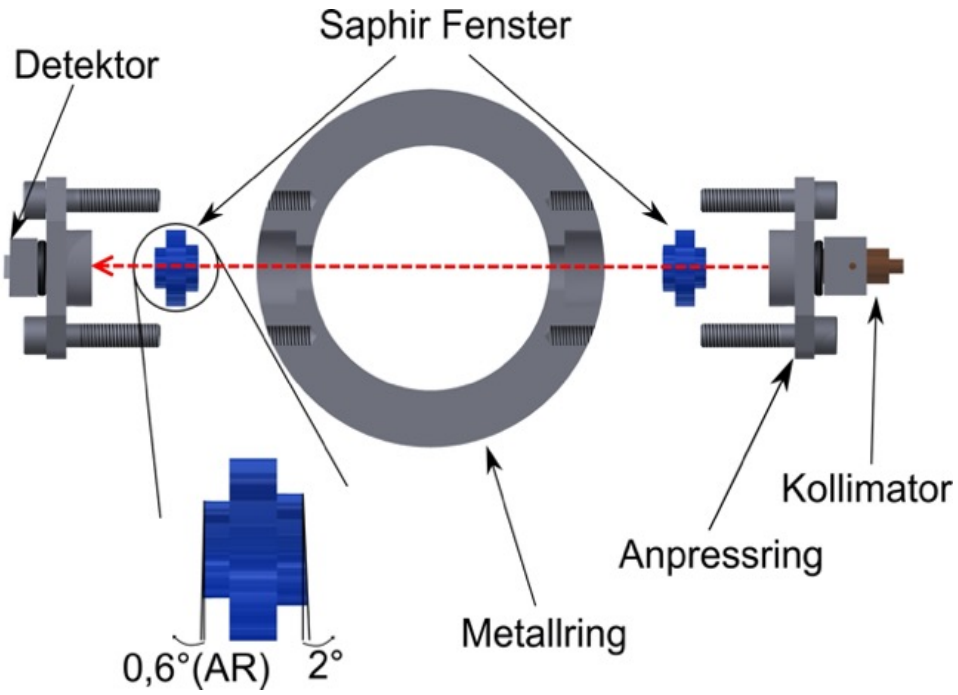

Abbildung 9: TDLAS-Ring mit Anpressringen, gekeilten Fenstern sowie Ankopplung von Laser (Kollimator) und Detektor (Abbildung 15 [2]).

Der Motor wurde geschleppt mit Frischluft und einer konstanten Wasserkonzentration von ca. 1,3 Vol.% betrieben. Die für eine Auswertung der TDLAS-Messung notwendige Brennraumtemperatur wurde in diesem Fall ohne die Verwendung eines komplexen Ladungswechselmodells über die Berechnung der polytropen Zylindertemperatur wie folgt bestimmt:

$$T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}}$$

Hierbei sind T_1 und p_1 die Temperatur und der Druck am Startpunkt der Kompression, T_2und p_2 Temperatur und Druck am jeweiligen Endpunkt und n der Polytropenexponent. Dieser adiabat irreversible Ansatz berücksichtigt Effekte wie Wandwärmeverluste über die Kolbenwände sowie Masseverlust über nicht vollständig dichtende Kolbenringe, den so genannten Blowby.

Geometrisch lassen sich mit dem TDLAS-Ring Messungen vom UT (–180°KW) bis zu einem Zeitpunkt von –45°KW in der Kompressionsphase realisieren. Zeitpunkte nach –45°KW waren nicht realisierbar, da der Kolben ab diesem Zeitpunkt die optischen Zugänge und somit die Messstrecke verdeckt. Das Ergebnis der Wasserkonzentrationsmessung bei einer Wellenlänge von 1,4 µm mit verschiedene Lasertypen ist in Abbildung 10 zu sehen.

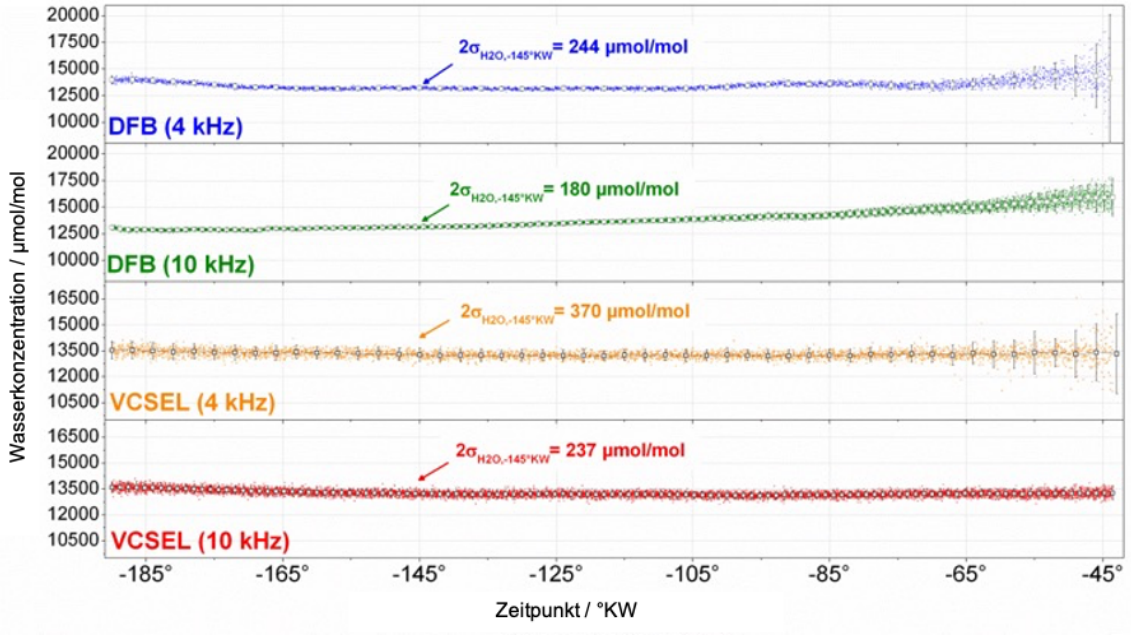

Abbildung 10: Wasserkonzentrationsmessungen bei 1,4 µm mit DFB-Laser und VCSEL bei 4 kHz und 10 kHz (Abbildung 22, [2]).

Dargestellt ist die Wasserkonzentration über die Kompressionsphase von UT bis zu einem Zeitpunkt von –45°KW. Der ZOT liegt bei 0°KW. Ab Zeitpunkten von –65°KW kommt es sowohl beim VCSEL als auch beim DFB-Laser beim Betrieb mit 4 kHz zu starken Streuungen (Abbildung 10, blau und gelb). Die Ursache hierfür ist die zu geringe zeitliche Auflösung des Lasers. Für die Auswertung ist eine genaue Kenntnis von Druck und Temperatur notwendig. Bei einer Abtastfrequenz von 4 kHz bzw. einer Abtastrate von 250 µs ist die gemittelte Temperatur und der gemittelte Druck zwischen zwei aufeinanderfolgenden Messungen nicht ausreichend genau für die Auswertung der TDLAS-Messungen. Diese Ungenauigkeit führt zu den starken Konzentrationsschwankungen. Eine Erhöhung der Abtastfrequenz verringert dieses Problem (Abbildung 10, grün und rot). Im Unterschied zum VCSEL bei 10 kHz führt die Erhöhung der Abtastfrequenz beim DFB-Laser bei gleicher Abtastrate zu einer Verringerung der Abstimmtiefe (siehe Kapitel 4.1.2). Damit erklärt sich das kontinuierliche Ansteigen der Konzentration über die gesamte Messzeit bei den 10 kHz Messungen mit dem DFB-Laser (Abbildung 10, grün) [2]. Als Ergebnis aus diesen Messungen ergibt sich für weitere Messungen die Notwendigkeit die zeitliche Auflösung sowie die Abstimmtiefe zu erhöhen.

Im nächsten Schritt wurden diese Erfahrungen genutzt, um Messungen am Serienmotor im gefeuerten Betrieb durchzuführen [79]. Hierzu musste eine Möglichkeit geschaffen werden den Laserstrahl in den Brennraum einzukoppeln und nach der Messung wieder auszukoppeln, ohne den Motor zu beschädigen und den normalen Motorbetrieb nicht mehr als notwendig zu beeinflussen. Im Zylinderkopf des verwendeten Serienmotors befindet sich eine Bohrung, über die der optische Zugang zum Brennraum des ersten Zylinders möglich ist. Um diesen Zugang nutzen zu können wurden zwei Adapter entwickelt. Einer der die Einkopplung des Lasers durch die Bohrung im Zylinderkopf des BMW Motors ermöglicht und ein zweiter, der die Auskopplung durch die Indizierbohrung des ersten Zylinders möglich macht. Beide Adapter sind in Abbildung 11 zu sehen.

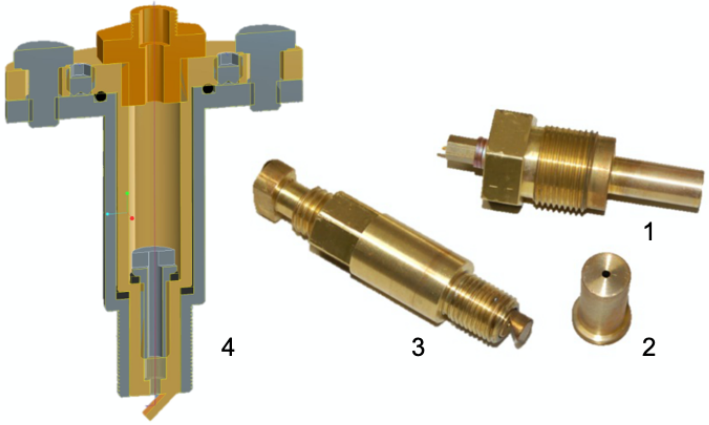

Abbildung 11: Adapter für den optischen Zugang zum BMW-Serienmotor. 1: Adapter für die Einkopplung des Laserstrahls. 2: Dichthülse 3: Adaptersystem, um den Laserstrahl nach der Messung durch die Indizierbohrung auszukoppeln. 4: Schnitt durch das Adaptersystem.

Der Adapter für die Einkopplung des Laserstrahles (Abbildung 11, Bild 1) wird durch eine Dichthülse mit kleiner Öffnung für den Laserstrahl (Abbildung 11, Bild 2) und einem Saphirfenster gegen den Brennraum abgedichtet. Der Adapter für die Auskopplung besteht aus drei Hülsen (Abbildung 11, Bild 3 und 4). Hierbei dient die erste Hülse der Befestigung des kompletten Adapters in der Indizierbohrung des Zylinderkopfes (Abbildung 11, Bild 4, graue äußere Hülse). In diese Hülse wird eine weitere Hülse gesteckt und befestigt. Diese soll eine Justierung des Strahlengangs ermöglichen (Abbildung 11, Bild 4, goldene innere Hülse mit Reflexionsbügel). In dieser Justierhülse wird das gekeilte Fenster durch eine dritte Hülse fixiert (Abbildung 11, Bild 4, graue innere Hülse). Die Faseroptik wird über einen kommerziell erhältlichen Adapter (Abbildung 11, Bild 4, brauner oberer Adapter) an der Justierhülse befestigt. Da für die Auswertung der Messungen der Zylinderdruck zwingend notwendig ist, der Zylinderdrucksensor aber nicht in der Indizierbohrung verwendet werden kann, da dort der Messstrahl ausgekoppelt wurde, musste eine alternative für die Zylinderdruckindizierung gefunden

werden. Aus diesem Grund erfolgte die Messung des Zylinderdrucks über eine Zündkerze mit integriertem Zylinderdrucksensor (Kistler BCD27). Schematisch ist dieser Aufbau in Abbildung 12 (Bild 1 und 2) dargestellt, zusätzlich sind Fotos durch die Bohrung gezeigt (Bilder 1a–c).

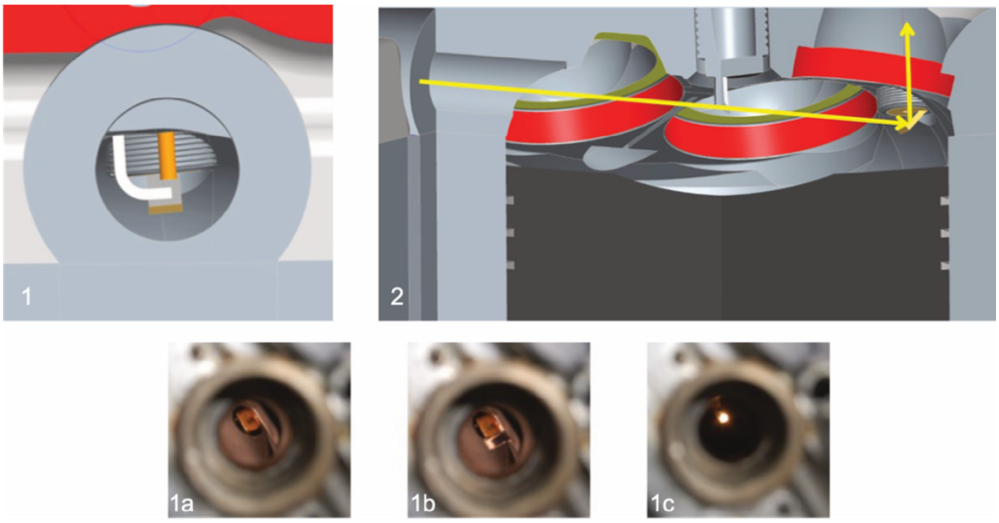

Abbildung 12: Messung am modifizierten Serienmotor. Bild 1 zeigt den Blick durch die Endoskopbohrung im Zylinderkopf. In den Bildern 1a bis 1c sind Fotos durch die Endoskopbohrung zu sehen. Bild 2 zeigt den Strahlengang.

Die Zeichnung in Abbildung 12 (Bild 1) zeigt den Blick durch die Endoskopbohrung, vorbei an der Zündkerze direkt auf den Adapter zum Auskoppeln des Laserstrahls. Die zu der Skizze passenden Fotos durch die Endoskopbohrung sind in den Bildern 1a–c zu sehen. In Bild 2 ist der vollständige Strahlengang durch den Motorbrennraum in Gelb dargestellt. Als Ergebnis aus den Messungen am Einzylindermotor wurde bei den Messungen im Serienmotor ein DFB-Laser mit einer höheren Leistung und einer maximalen zeitlichen Auflösung von 100 µs gearbeitet. Hierdurch und durch die Verwendung von Lastpunkten bei möglichst geringen Drehzahlen konnte die zeitliche Auflösung der Messung erhöht werden. Durch diese Änderung wurden Messungen bei höherem Druck im gefeuerten Betrieb des Motors möglich.

Für die Messungen im gefeuerten Motorbetrieb ist der Ansatz die Temperatur über den vorher verwendeten polytropen Ansatz zu bestimmen nicht mehr zulässig. Für eine valide Temperaturinformation wurde daher ein 1D-Ladungswechselmodell des Motors verwendet. Dieses TPA-Modell (Three-Pressure Analysis) basiert auf den Eingangsgrößen Ansaug-, Abgas- und Zylinderdruck sowie den Ventilsteuerzeiten und wurde im Rahmen einer vorangegangenen Dissertation mit der kommerziell erhältlichen Software GT-Power erstellt [81]. In Abbildung 13 sind die errechneten Zylinderdruckverläufe und Temperaturen für die Betriebspunkte 1 bis 4 exemplarisch gezeigt. Anhand dieser Graphen ist deutlich die Herausforderungen an

Hardwareschnittstellen und Messtechnik zu sehen. Beides muss für Spitzendrücke von 1 bis 3,5 MPa sowie Spitzentemperaturen von bis zu 2200 K ausgelegt sein.

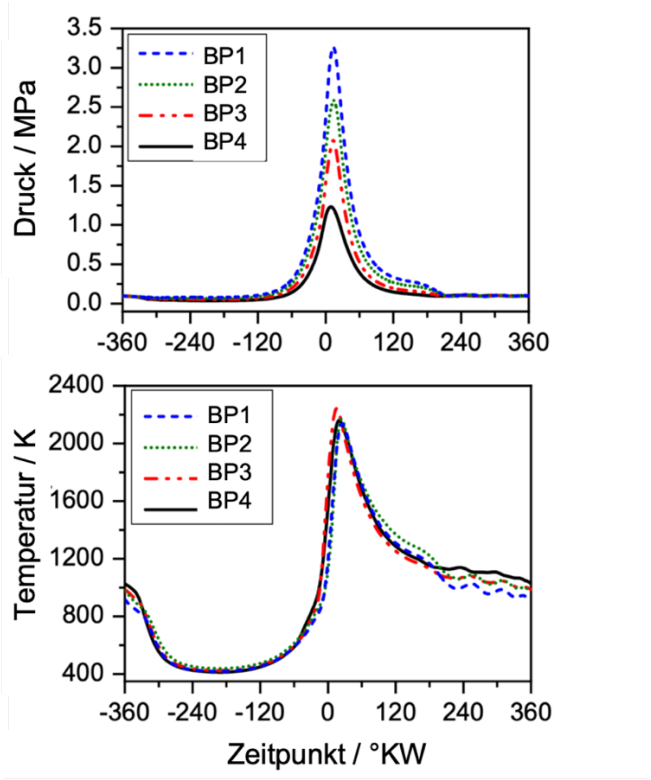

Abbildung 13: Zylinderdruckverläufe für die Betriebspunkte 1 (BP 1) bis 4 (BP 4) und die berechneten Temperaturverläufe über das TPA-Modell (Bild 2 [79]).

Bei der Auswahl der Betriebspunkte wurde auf die möglichst geringe Drehzahl geschaut. Zusätzlich wurde darauf geachtet, dass jeweils vier Lastpunkte bei konstanter Drehzahl (Abbildung 14, BP 5 bis BP 8, Schwarz) und vier Lastpunkte bei nahezu konstantem Drehmoment (Abbildung 14, BP 1 bis BP 4, Dunkelblau) gewählt wurden, um die AGR-Rate möglichst breit zu variieren. Eine gezielte Variation der Ventilsteuerzeiten und damit eine gezielte Einstellung der AGR-Rate war beim Serienmotor, wegen den fehlenden Einstellmöglichkeiten beim Motorsteuergerät, nicht möglich. Betriebspunkt 2 (Abbildung 14, rot) wurde als Referenzpunkt verwendet und in beiden Messreihen angefahren. Dieses diente dazu die Reproduzierbarkeit der Betriebspunkte während der Messungen abschätzen zu können und eventuelle Fehler zu erkennen. Die Daten zu Drehzahl, Drehmoment (Last) und Ventilüberschneidung für alle verwendeten Betriebspunkte können Tabelle 4 entnommen werden.

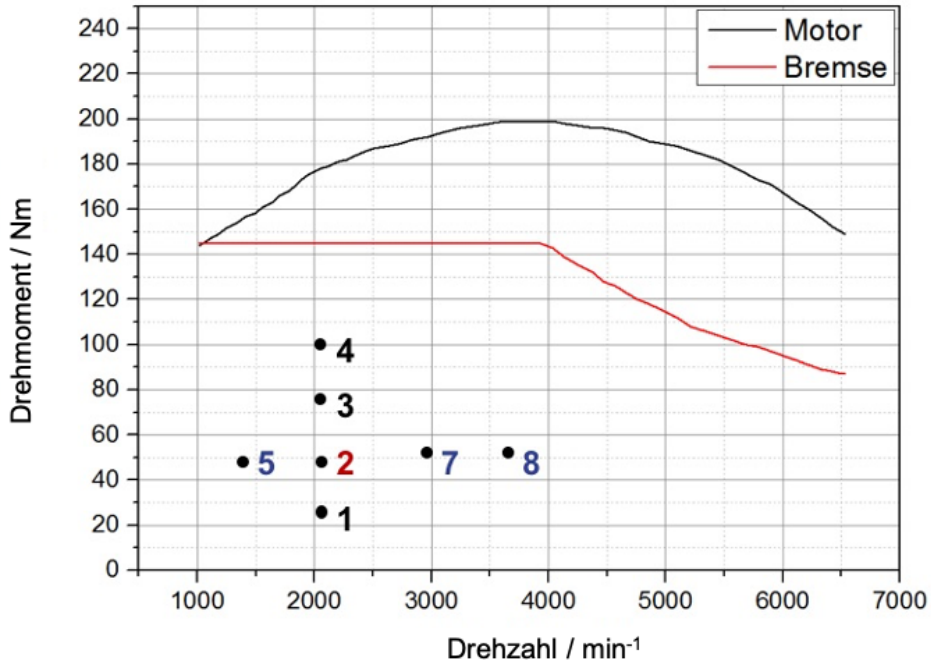

Abbildung 14: Drehmoment von Motor und Bremse über der Drehzahl aufgetragen. Die verwendeten Betriebspunkte sind durch Punkte im Motorenkennfeld markiert.

Tabelle 4: Betriebspunkte für die Restgasmessung am BMW-Serienmotor.

Betriebspunkte	**1**	**2**	**3**	**4**	**5**	**7**	**8**
Drehzahl / min^{-1}	2085	2083	2089	2092	1403	2916	3649
Drehmoment / Nm	25	48	75	99	49	52	53
Ventilüberschneidung / °KW	76	91,1	98,3	96,9	85,2	97,7	94,7

Nach der Messung der Wasserkonzentration bzw. der Berechnung des Restgasanteils über das allgemeine Restgasmodell (Kapitel 5) müssen diese Daten in eine gemeinsame Einheit umgerechnet werden, um sie vergleichen zu können. Die Ergebnisse der TDLAS-Messungen haben als Ergebnis Konzentrationen, die Restgassimulationen Massen. Die Umrechnung basiert auf dem verallgemeinerten Zusammenhang für die Verbrennung von Kohlenwasserstoffen mit Luft. Hierbei entstehen Wasser und Kohlenstoffdioxid. Bei genauerer Betrachtung dieser recht groben Verallgemeinerung wird schnell klar, dass der Zusammenhang deutlich komplexer ist und die Umrechnung nicht so trivial ist, wie man auf den ersten Blick annimmt. Um den Zusammenhang zwischen gemessener Wasserkonzentration und interner Restgasmasse herstellen zu können, muss die Verbrennung von Kohlenwasserstoffen ($C_xH_yO_z$) ein wenig genauer betrachtet werden. Die Verbrennung von Kohlenwasserstoffen mit trockener Luft kann nach der folgenden Gleichung beschrieben werden:

$$\{C_xH_yO_z\} + \left\{\left[x + \frac{y}{4} - \frac{z}{2}\right]\lambda\left[O_2 + \frac{79}{21}N_2\right]\right\}$$
$$\rightarrow \left\{xCO_2 + \frac{y}{2}H_2O + \left[x + \frac{y}{4} - \frac{z}{2}\right](\lambda - 1)O_2 + \frac{79}{21}\left[x + \frac{y}{4} - \frac{z}{2}\right]\lambda N_2\right\}$$

In schwarz sind die Kraftstoffbestandteile, in blau die Luftbestandteile und in orange die Verbrennungsprodukte dargestellt. Die Gleichung wird im nächsten Schritt um den internen Restgasanteil erweitert, der aus dem vorangegangenen Verbrennungszyklus im Zylinder verblieben ist. Die Gleichung ergibt sich dann wie folgt:

$$\{C_xH_yO_z\} + \left\{\left[x + \frac{y}{4} - \frac{z}{2}\right]\lambda\left[O_2 + \frac{79}{21}N_2\right]\right\}$$
$$+ \left\{\frac{AGR}{100}\left[xCO_2 + \frac{y}{2}H_2O + \left[x + \frac{y}{4} - \frac{z}{2}\right](\lambda - 1)O_2 + \frac{79}{21}\left[x + \frac{y}{4} - \frac{z}{2}\right]\lambda N_2\right]\right\}$$
$$\rightarrow \left\{\frac{AGR}{100}\left[xCO_2 + \frac{y}{2}H_2O + \left[x + \frac{y}{4} - \frac{z}{2}\right](\lambda - 1)O_2 + \frac{79}{21}\left[x + \frac{y}{4} - \frac{z}{2}\right]\lambda N_2\right]\right\}$$
$$+ \left\{xCO_2 + \frac{y}{2}H_2O + \left[x + \frac{y}{4} - \frac{z}{2}\right](\lambda - 1)O_2 + \frac{79}{21}\left[x + \frac{y}{4} - \frac{z}{2}\right]\lambda N_2\right\}$$

In grün ist der Term für den Restgasanteil hinzugefügt. Hierbei ist AGR der Restgasanteil in Volumenprozent des vorangegangenen Zyklus. Da die Messung des Restgasanteils auf der Wasserkonzentration beruht, muss neben dem Wasseranteil durch die Verbrennung auch die Luftfeuchtigkeit der Verbrennungsluft berücksichtigt werden. Die Reaktionsgleichung für trockene Luft muss für feuchte Luft wie folgt ergänzt werden:

$$\{C_xH_yO_z\} + \left\{\left[x + \frac{y}{4} - \frac{z}{2}\right]\lambda\left[O_2 + \frac{79}{21}N_2 + \mu\, H_2O\right]\right\}$$
$$+ \left\{\frac{AGR}{100}\left[xCO_2 + \frac{y}{2}H_2O + \left[x + \frac{y}{4} - \frac{z}{2}\right](\lambda - 1)O_2 + \frac{79}{21}\left[x + \frac{y}{4} - \frac{z}{2}\right]\lambda N_2\right.\right.$$
$$\left.\left. + \left[x + \frac{y}{4} - \frac{z}{2}\right]\lambda \cdot \mu \cdot H_2O\right]\right\}$$
$$\rightarrow \left\{\frac{AGR}{100}\left[xCO_2 + \frac{y}{2}H_2O + \left[x + \frac{y}{4} - \frac{z}{2}\right](\lambda - 1)O_2 + \frac{79}{21}\left[x + \frac{y}{4} - \frac{z}{2}\right]\lambda N_2\right.\right.$$
$$\left.\left. + \left[x + \frac{y}{4} - \frac{z}{2}\right]\lambda \cdot \mu \cdot H_2O\right]\right\}$$
$$+ \left\{xCO_2 + \frac{y}{2}H_2O + \left[x + \frac{y}{4} - \frac{z}{2}\right](\lambda - 1)O_2 + \frac{79}{21}\left[x + \frac{y}{4} - \frac{z}{2}\right]\lambda N_2 + \left[x + \frac{y}{4} - \frac{z}{2}\right]\lambda\right.$$
$$\left. \cdot \mu \cdot H_2O\right\}$$

Bei μ, in Rot dargestellt, handelt es sich um das Mischungsverhältnis bzw. den Feuchtegrad, also das Verhältnis der Dichten von Wasserdampf $\rho_{\text{Wasserdampf}}$ und trockener Luft $\rho_{\text{Tr.Luft}}$. Es ergibt sich wie folgt:

$$\mu = \frac{\rho_{\text{Wasserdampf}}}{\rho_{\text{Tr.Luft}}}$$

Die um feuchte Luft erweiterte Reaktionsgleichung kann nun nach den relevanten Termen, also allen Termen in denen Wasser eine Rolle spielt, separiert werden. Dies führt zu dem übersichtlicheren folgenden Zusammenhang:

$$\left[x + \frac{y}{4} - \frac{z}{2}\right] \lambda\, \mu\, \mathrm{H_2O} + \left\{\frac{\mathrm{AGR}}{100}\left[\frac{y}{2}\mathrm{H_2O} + \left[x + \frac{y}{4} - \frac{z}{2}\right] \lambda\, \mu\, \mathrm{H_2O}\right]\right\}$$
$$\rightarrow \left\{\frac{E\mathrm{GR}}{100}\left[\frac{y}{2}\mathrm{H_2O} + \left[x + \frac{y}{4} - \frac{z}{2}\right] \lambda\, \mu\, \mathrm{H_2O}\right]\right\} + \frac{y}{2}\mathrm{H_2O} + \left[x + \frac{y}{4} - \frac{z}{2}\right] \lambda\, \mu\, \mathrm{H_2O}$$

Durch die TDLAS-Messung wird die Wasserkonzentration bestehend aus dem Anteil durch Luftfeuchtigkeit und dem Anteil durch den Restgasanteil bestimmt. Die gemessene Wasserkonzentration x_{TDLAS} entspricht also dem folgenden Term:

$$x_{\text{TDLAS}} = \left[x + \frac{y}{4} - \frac{z}{2}\right] \lambda\, \mu\, \mathrm{H_2O} + \left\{\frac{\mathrm{AGR}}{100}\left[\frac{y}{2}\mathrm{H_2O} + \left[x + \frac{y}{4} - \frac{z}{2}\right] \lambda\, \mu\, \mathrm{H_2O}\right]\right\}$$

Somit kann man den Zusammenhang zwischen der TDLAS-Messung und dem Restgasanteil wie folgt beschreiben:

$$x_{\text{TDLAS}} = \frac{\mathrm{AGR}}{100}\left[\frac{y}{2} + \left[x + \frac{y}{4} - \frac{z}{2}\right] \lambda\, \mu\right] + \frac{y}{2} + \left[x + \frac{y}{4} - \frac{z}{2}\right] \lambda\, \mu$$

Der Restgasanteil AGR in Prozent lässt sich damit wie folgt berechnen:

$$\frac{\mathrm{AGR}}{100} = \frac{x_{\mathrm{TDLAS}} - \frac{y}{2} - \left[x + \frac{y}{4} - \frac{z}{2}\right] \lambda\, \mu}{\frac{y}{2} + \left[x + \frac{y}{4} - \frac{z}{2}\right] \lambda\, \mu}$$

Die brennstoffbezogenen Stoffmengenanteile x, y und z sind hierbei durch die bekannte Zusammensetzung des verwendeten Kraftstoffes wie folgt gegeben:

$$x = \frac{n_{\mathrm{C}}}{n_{\mathrm{Br}}} = \frac{m_{\mathrm{C}}\, M_{\mathrm{Br}}}{m_{\mathrm{Br}}\, M_{\mathrm{C}}} = \omega_{\mathrm{C}} \frac{M_{\mathrm{Br}}}{M_{\mathrm{C}}}$$

$$y = \frac{n_{\mathrm{H}}}{n_{\mathrm{Br}}} = \frac{m_{\mathrm{H}}\, M_{\mathrm{Br}}}{m_{\mathrm{Br}}\, M_{\mathrm{H}}} = \omega_{\mathrm{H}} \frac{M_{\mathrm{Br}}}{M_{\mathrm{H}}}$$

$$z = \frac{n_{\mathrm{O}}}{n_{\mathrm{Br}}} = \frac{m_{\mathrm{O}}\, M_{\mathrm{Br}}}{m_{\mathrm{Br}}\, M_{\mathrm{O}}} = \omega_{\mathrm{O}} \frac{M_{\mathrm{Br}}}{M_{\mathrm{O}}}$$

Hier stehen die Indizes C, H und O für Kohlenstoff, Wasserstoff und Sauerstoff und der Index Br für Brennstoff. Die brennstoffbezogenen Stoffmengenanteile berechnen sich aus den jeweiligen Stoffmengen n, Massen m, Molmassen M und brennstoffbezogenen Massenanteilen ω. Das Verbrennungsluftverhältnis λ sowie die Luftfeuchtigkeit und damit das Mischungsverhältnis μ können am Motorenprüfstand über Sensoren ermittelt werden und sind daher bekannt. Zudem wurde ein Prüfkraftstoff verwendet, dessen Zusammensetzung ebenfalls bekannt war. Somit kann auf dieser Basis die Umrechnung erfolgen.

Da die Restgasmenge im aktuellen Zyklus immer von der Verbrennung des vorangegangenen Zyklus abhängig ist, muss die Berechnung für mehrere Zyklen erfolgen, um einen stabilen aussagekräftigen Wert für die Restgasmenge zu erhalten. Die Simulationen haben gezeigt, dass die Berechnung ab dem dritten Zyklus stabile verwertbare Ergebnisse liefert. Für die in Abbildung 14 und Tabelle 4 gezeigten Betriebspunkte konnten mit dem gezeigten Vorgehen die erwarteten Restgasmengen und Wasserkonzentrationen berechnet werden. Die Ergebnisse dieser Berechnung sind in Tabelle 5 gezeigt.

Tabelle 5: Berechnete AGR-Raten (Allgemeines Restgasmodell Kapitel 5) und die zugehörige berechnete Wasserkonzentration.

Betriebspunkt	AGR-Rate	Wasserkonzentration
1	30,6 %	4,7 Vol.%
2	27,9 %	4,9 Vol.%
3	23,4 %	4,1 Vol.%
4	17,0 %	3,2 Vol.%
5	28,5 %	4,6 Vol.%
7	23,2 %	4,0 Vol.%
8	20,1 %	3,5 Vol.%

Der Vergleich der simulierten Restgasanteile und daraus errechneten Wasserkonzentrationen zu den gemessenen Wasserkonzentrationen ist in Abbildung 15 und Abbildung 16 dargestellt. Abbildung 15 zeigt die Messungen bei konstanter Drehzahl (ca. 2085 min^{-1}), Abbildung 16 die Messungen bei konstantem Drehmoment bzw. Last (ca. 50 Nm). Die Bestimmung des Restgasanteils erfolgte in der Kompressionsphase zwischen –190 und –100°KW. Die dargestellten Werte sind Mittelwerte aus jeweils 50 Zyklen. Die Simulationen und Messungen sind auf der Abszisse leicht gegeneinander verschoben, um den Vergleich zu erleichtern. Der Beitrag zur Wasserkonzentration durch die Luftfeuchtigkeit der Ansaugluft lag bei 0,61 Vol.%. Sowohl für die Wasserkonzentrationsmessung als auch für die Simulationen wurde der Fehler abgeschätzt und durch Fehlerbalken dargestellt [79].

Der größte Fehlerbeitrag bei den Messungen ergibt sich durch den Fehler bei der Temperaturbestimmung über das Ladungswechselmodell. Die Unsicherheit bei der Bestimmung der Ventilüberschneidung am Prüfstand lag bei ±4°KW, dies führt zu einer Temperaturungenauigkeit von 12 K. Der Gesamtfehler der TDLAS-Messung liegt bei 7,5% des Messwertes. Die Fehlerquellen bei der Simulation der Restgasmenge lagen in der ungenauen Bestimmung der Ventilsteuerzeiten (±2°KW), der Abgastemperatur (±50 K) und der Abweichung der Differenz zwischen Ansaug- und Abgasdruck (±0,01 MPa). Um die Fehlerbeiträge abschätzen zu können, wurden Simulationen in den angegebenen Fehlergrenzen durchgeführt. Zusätzlich wurden Zyklusschwankungen über die Berechnung der Standardabweichung über mehrere Zyklen berücksichtigt. Der Fehler, der sich bei der Restgassimulation ergibt, liegt abhängig vom Betriebspunkt zwischen 6,8 und 12% vom Simulationswert.

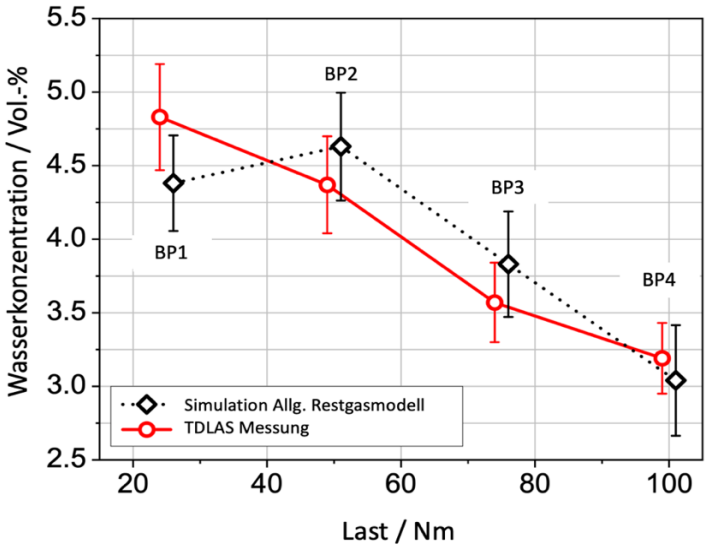

Abbildung 15: Vergleich von TDLAS-Messung und Simulation mit dem allgemeinen Restgasmodell bei Variation der Last (Abbildung 9 [79]).

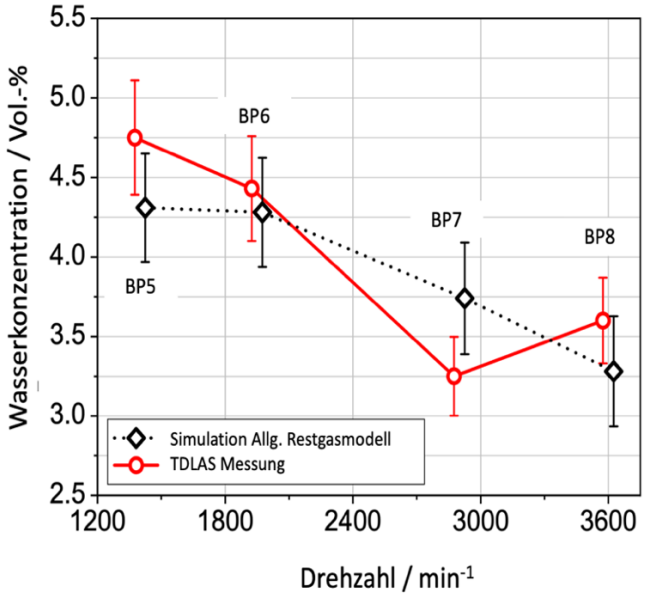

Abbildung 16: Vergleich von TDLAS-Messung und Simulation mit dem allgemeinen Restgasmodell bei Variation der Drehzahl (Abbildung 9 [79]).

Berücksichtigt man diese Unsicherheiten von Messung und Simulation, zeigen die Ergebnisse eine gute Übereinstimmung. Es konnte somit gezeigt werden, dass der Restgasanteil über eine TDLAS-Messung auch unter erschwerten motorischen Bedingungen möglich ist. Auch bei hohen Zylindertemperaturen, hohen Zylinderdrücken und Verschmutzungen durch die Verbrennung lässt sich mit diesem Verfahren die Restgasmenge direkt im Zylinder bestimmen.

6. Charakterisierung des bildgebenden Messsystems

Für eine quantitative Auswertung von Messungen, unabhängig davon ob es sich um taktile, optische oder andere Messungen handelt, ist immer eine Beurteilung bzw. Charakterisierung des Messsystems, des Messaufbaus sowie des Messobjektes notwendig. Die hierbei identifizierten Fehlereinflüsse gilt es getrennt voneinander zu beurteilen und Korrelationen zu erkennen. Die zu diesem Zweck erfolgten Messungen und Ergebnisse für das verwendete Hochgeschwindigkeitsmesssystem sollen in diesem Kapitel gezeigt werden. Dieses Kapitel bildet somit die Grundlage für die in Kapitel 7 gezeigten Messungen und die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Korrekturalgorithmen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde für die bildgebenden Messungen ein System verwendet, das aus kommerziell erhältlichen Komponenten besteht. Auf der Detektionsseite besteht das System aus einer Hochgeschwindigkeitskamera (Phantom V7.3, Vision Research) [69]. Diese ist über ein Linsensystem an einen Hochgeschwindigkeitsbildverstärker (HS-IRO, LaVision) [68] gekoppelt. Zur Signalerzeugung wird ein hochrepetierender diodengepumpter Nd:YAG-Festkörperlaser verwendet (INNOSLAB CX16II-OE, EdgeWave) [67]. Die Frequenzvervierfachung erfolgt über ein externes FHG-Modul [66].

6.1. Dunkelstromverhalten der Hochgeschwindigkeitskamera

Bei nahezu allen Detektoren ist das Detektorrauschen eine nicht vernachlässigbare Fehlerquelle, die sich zwar minimieren, aber aufgrund physikalischer Grenzen nie ganz vermeiden lässt. So hat das Detektorrauschen unter anderem direkten Einfluss auf die Nachweisgrenze. Um das Rauschen und seine Auswirkungen auf das Messergebnis beurteilen zu können, sind Messungen mit abgedeckter Objektivöffnung der Kamera durchgeführt worden. Ein hierbei entstandenes typisches Dunkelbild ist in Abbildung 17 dargestellt. Man sieht einen deutlichen Intensitätsunterschied zwischen den verschiedenen Pixeln. Bei der hier verwendeten Art der Falschfarbendarstellung sind Pixel mit geringer Intensität in Blau und Pixel mit hohem Intensitätswert in Rot dargestellt. Dem Startwert der Farbskala in Abbildung 17 ist der niedrigste Intensitätswert zugeordnet, welcher in dem Bild ermittelt wurde. Genauso verhält es sich für den Endwert, der dem höchsten Intensitätswert aus dem Bild in Abbildung 17 entspricht. Die Minimal- und Maximalintensitäten liegen bei 0 Counts und bei 175 Counts. Der Mittelwert über alle Pixel des Bildes (800 × 600 Pixel = 480.000 Pixel) liegt bei 2,5 Counts, die Standardabweichung σ bei 6,9 Counts. Hieraus kann man folgern, dass 95,5% der Intensitätswerte in dem Intervall von 0 bis 13,8 Counts (2σ) liegen.

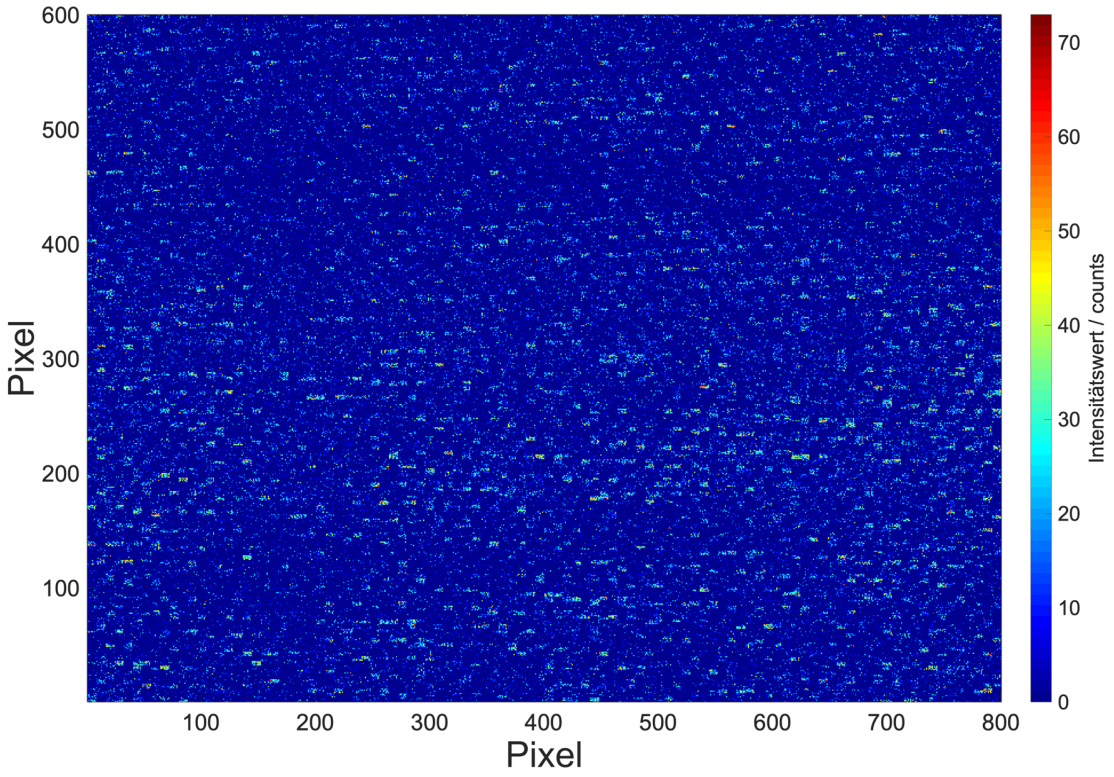

Abbildung 17: Dunkelrauschen der Hochgeschwindigkeitskamera ohne Bildverstärker nach der dritten Intensitätskalibrierung (Kapitel 4.2). Die Aufnahmerate betrug 6688 Hz, die Belichtungszeit 1 µs. Die Messung erfolgte mit abgedecktem Sensor. Die Messung erfolgte bei der maximal möglichen Bildgröße von 800 × 600 Pixeln.

Sowohl für den Mittelwert als auch für die Streubreite (2σ) ergeben sich, bezogen auf die maximale Dynamik des Chips von 16384 Counts, auf den ersten Blick ungewöhnlich kleine Werte. Um eine zusätzliche Information über die Verteilung des Rauschens zu erhalten, wurde ein Histogramm der in Abbildung 17 gezeigten Messung erstellt (Abbildung 18). Geht man davon aus, dass es sich bei dem Detektorrauschen um einen rein stochastischen Prozess handelt, würde man an dieser Stelle eine Normalverteilung der Intensitätswerte erwarten. Es fällt jedoch auf, dass 79,7% der Pixel einen Wert von 0 Counts besitzen, was den geringen Mittelwert und die Standardabweichung erklären. Die Anzahl der Pixel mit einem Intensitätswert von 1 Count liegt bei 1,9%. Um dieses starke Maximum verglichen zu den anderen Intensitätswerten darstellen zu können, wurde für die Ordinate in Abbildung 18 eine logarithmische Darstellung gewählt.

Die an dieser Stelle erwartete Normalverteilung bildet sich nicht aus. Die Ursache für dieses unerwartete Ergebnis liegt in einem Korrekturalgorithmus des Kameraherstellers (Kapitel 4.2). Dieser vom Hersteller als Intensitätskalibrierung bezeichnete Algorithmus [69] wird von vielen Kameraherstellern eingesetzt, da bei dem üblichen Gebrauch einer solchen Hochgeschwindigkeitskamera, also für die Aufnahme von Fotoserien bzw. daraus resultierenden Videos,

eine möglichst hohe Farbtiefe oder auch dynamische Bandbreite bzw. Digitalisierungstiefe gewünscht ist. Damit dieser maximale dynamische Bereich des Kamerasensors verwendet werden kann, wird von den meisten Kameraherstellern eine Intensitätskalibrierung in die Software implementiert. Diese ist vergleichbar mit einer Nullpunktskalibrierung bzw. einem Nullpunktsabgleich und muss nach jedem Einschalten der Kamera, inklusive geeigneter Wartezeit für die Temperaturstabilisierung des Kamerasensors, erfolgen.

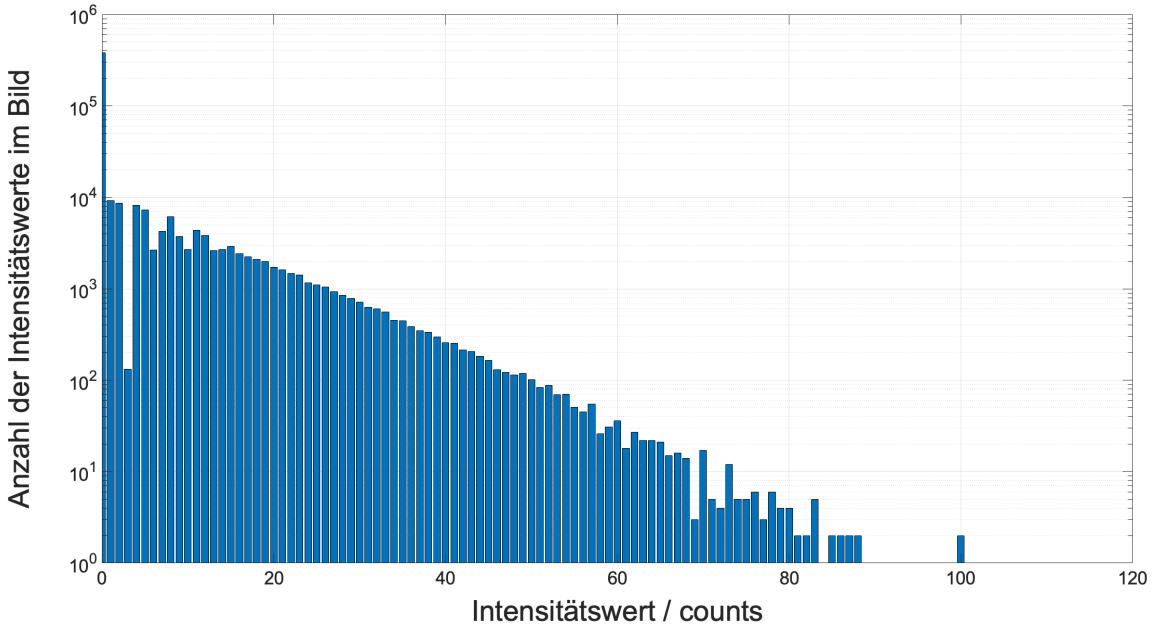

Abbildung 18: Histogramm des in Abbildung 17 gezeigten Dunkelrauschens. Logarithmisch aufgetragen ist die Anzahl der Intensitätswerte von 0 Counts (Minimum) bis 120 Counts (Maximum). Die Gesamtzahl aller Pixel (100%) beträgt 600 × 800 Pixel.

Auch die Temperierzeit hat entscheidenden Einfluss auf eine erfolgreiche Intensitätskalibrierung. Im Verlaufe der Messungen für diese Arbeit hat sich gezeigt, dass ab Temperierzeiten von ca. 2–3 Stunden erfolgreiche Intensitätskalibrierungen und somit Messung möglich waren. Mit den gemachten Erfahrungen ist aber an dieser Stelle durchaus zu längeren Zeiten zu raten. Da APS-CMOS-Bildsensoren im Unterschied zu CCD-Bildsensoren für jedes Pixel einen eigenen Verstärker besitzen (Kapitel 4.2), wirken sich Effekte wie Ausleserauschen oder Temperatureffekte bei jedem Pixel unterschiedlich aus. Jeder Pixel verhält sich wie ein einzelner Sensor und hat infolgedessen auch unterschiedliche Eigenschaften wie Nullpunkts-, Drift- und Sensitivitäts- bzw. Steigungsfehler. Hierdurch entstehen Strukturen, die sich ohne eine Korrektur im aufgenommenen Bild zeigen würden. Auf all diese Effekte wird in Kapitel 6.3 noch vertiefend eingegangen. An dieser Stelle soll aber zunächst der Fokus auf der Intensitätskalibrierung liegen. Die hierfür verwendeten Algorithmen sind herstellerspezifisch und für den Benutzer üblicherweise nicht zugänglich. Auch im Fall der hier verwendeten Kamera war leider keine Auskunft über die verwendete Intensitätskalibrierung vom Hersteller zu bekommen.

Es ist davon auszugehen, dass von der Kamerasoftware ein recht einfacher Algorithmus für die Intensitätskalibrierung eingesetzt wird, wie z.B. eine Offset-Korrektur am Nullpunkt. Bei abgedeckter Sensorfläche wird der Dunkelstromwert jedes Pixels der Digitalisierungswert 0 zugeordnet. Der Nullpunkt für jedes Pixel ist somit definiert. Driftet der Dunkelstromwert nach der Intensitätskalibrierung nun, z.B. durch Temperatureffekte, so ist infolgedessen dem Nullpunkt nicht mehr der richtige Dunkelstromwert zugeordnet. Das führt für den Fall eines verringerten Dunkelstroms zu einem negativen Offsetfehler, für den Fall eines erhöhten Dunkelstroms zu einem positiven Offsetfehler.

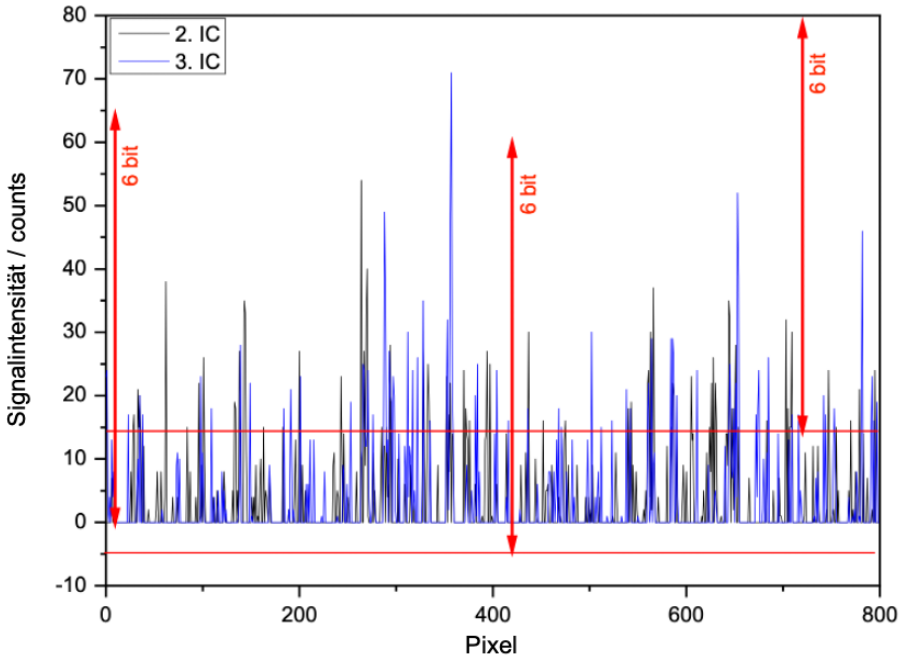

Abbildung 19: Verdeutlichung der Problematik der Intensitätskalibrierung anhand des Signalverlaufes entlang einer einzelnen Bildzeile. Die roten Pfeile zeigen die dynamische Bandbreite des Sensors (mit 6 Bit angenommen).

Der positive Offsetfehler führt zu einem erhöhten Signalwert auf dem Pixel und dadurch zu einer geringeren dynamischen Bandbreite. Messtechnisch problematischer ist aber der negative Offsetfehler. Hier kommt es zu dem ungewollten Effekt, dass eine unbekannte Signalintensität benötigt wird, damit das System den Nullpunkt erreicht. Mit diesem Wissen kann nun die ungewöhnliche Verteilung im Histogramm in Abbildung 18 erklärt werden. Alle Pixel mit negativem Offsetfehler, also die gesamte linke Seite der theoretischen Normalverteilung wird fälschlicherweise zu den Pixeln mit dem Wert null gezählt. Bei einem Großteil der Pixel ist also der genaue Startpunkt einer Messung nicht klar bei null definiert.

Um diesen Zusammenhang besser nachvollziehen zu können, zeigt Abbildung 19 ein vereinfachtes Beispiel. In Blau und Schwarz ist das Dunkelrauschen einer typischen Beispielmessung nach der zweiten und dritten Intensitätskalibrierung gezeigt. Dargestellt ist hierbei eine

einzige Zeile des Bildes. Der Dynamikbereich in diesem Beispiel wird mit 6 Bit (2^6 Counts = 64 Counts) angenommen. Verschiebt man diesen Dynamikbereich und damit den Nullpunkt (dargestellt als roter Pfeil) nach oben, so steigt die Anzahl der Pixel ohne Signal mit entsprechendem Informationsverlust. Verschiebt man den Pfeil nach unten, so erhält man ab einem bestimmten Nullpunkt einen Dunkelwert (ggf. mit überlagertem Rauschen) auf allen Pixeln. Dies ist der wünschenswerte Fall für quantitative Messungen, schränkt aber den ohnehin nicht großen Dynamikbereich des entsprechenden Pixels der Kamera weiter ein.

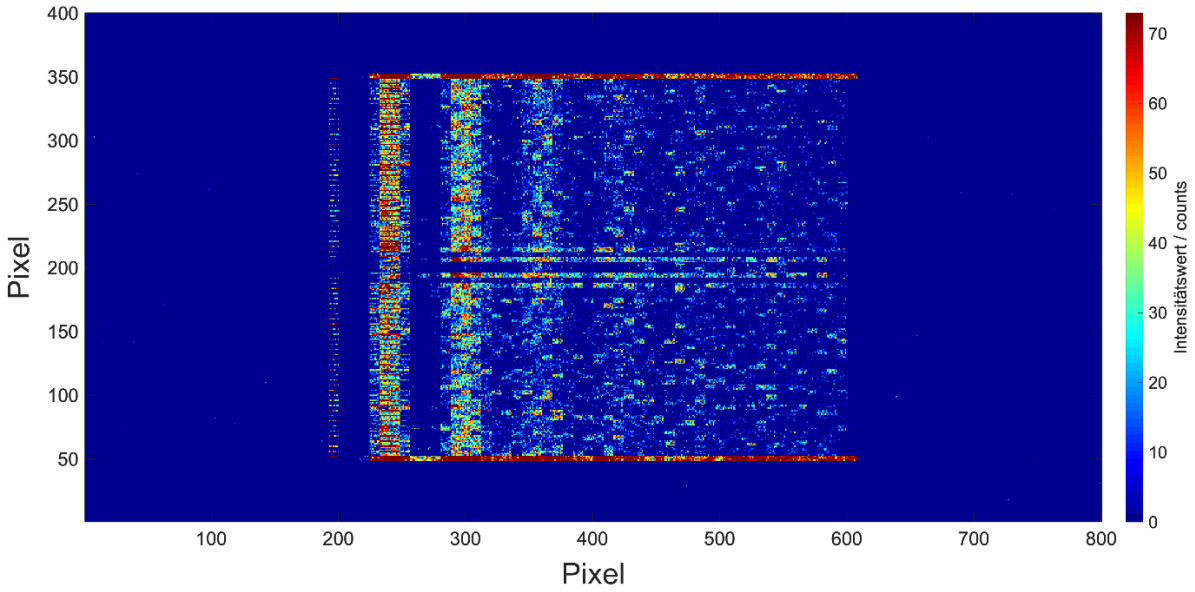

Abbildung 20: Bei einer Auflösung von 400 × 200 Pixel erfolgte eine Intensitätskalibrierung. Danach wurde der Bildausschnitt von 400 × 200 Pixel auf 800 × 400 Pixel vergrößert. Man sieht, dass Bereiche außerhalb des initial gewählten Bildausschnittes beim Algorithmus für die Intensitätskalibrierung nicht berücksichtigt werden.

Damit immer der maximale Dynamikbereich des Sensors genutzt werden kann, erfolgt die Intensitätskalibrierung nur für den ausgewählten Bildausschnitt, abhängig von der Aufnahmefrequenz. Eine Änderung des Bildausschnittes erfordert also immer eine erneute Intensitätskalibrierung, da Pixel außerhalb des gewählten Bildbereiches nicht in die Berechnung bei der vorherigen Intensitätskalibrierung mit einbezogen werden. Die Bereiche um den gewählten Bildbereich zeigen keinen Signalwert. Dieser Effekt ist in Abbildung 20 zu sehen.

Im Zuge der Charakterisierungsmessungen hat sich bei aufeinanderfolgenden Intensitätskalibrierungen zudem eine Abhängigkeit von der zuvor erfolgten Intensitätskalibrierung gezeigt. Daher ist in bestimmten Fällen eine mehrfache Intensitätskalibrierung erforderlich. Das Dunkelbild sollte vor jeder Messung aufgenommen, beurteilt und anhand der Daten entschieden werden, ob eine weitere Intensitätskalibrierung notwendig ist. In Abbildung 21 ist ein Beispiel

für das Grundrauschen ohne Intensitätskalibrierung und die darauffolgenden drei Intensitätskalibrierungen zu sehen. In den Bildern ist zu erkennen, dass sich das „beste“ Rauschverhalten für diese Messung nach der zweiten Intensitätskalibrierung zeigt. Die Erfahrungen im Laufe dieser Arbeit haben allerdings ergeben, dass dies nicht immer zwingend nach der zweiten Intensitätskalibrierung der Fall ist. Eine kritische Beurteilung des Grundrauschens vor dem Beginn einer jeden Messung ist daher zwingend erforderlich.

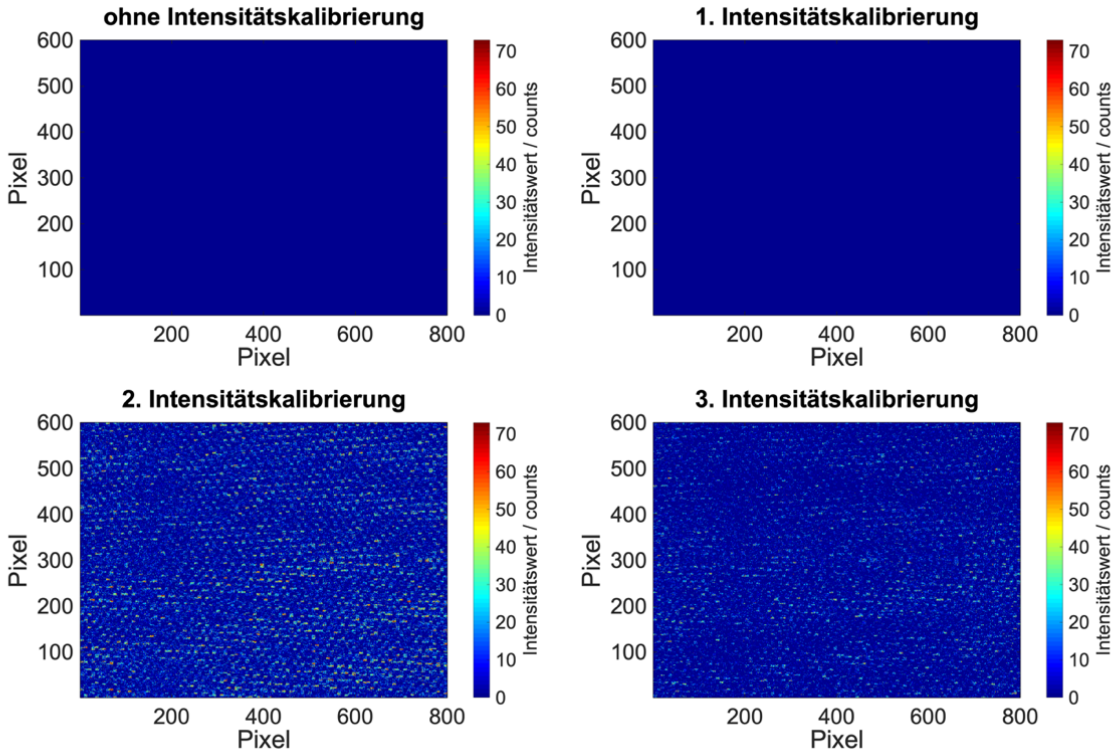

Abbildung 21: Rauschverhallten nach drei unmittelbar aufeinanderfolgenden Intensitätskalibrierungen. Der Bildausschnitt sowie alle andere Randbedingungen wie Temperatur, Belichtungszeit (1 µs) und Aufnahmefrequenz (6688 Hz) wurden konstant gehalten. In diesem Fall stellt sich ab der zweiten Intensitätskalibrierung ein akzeptables Rauschverhalten ein.

Im Verlaufe der Messungen hat sich gezeigt, dass mindestens zwei bis drei Stunden nötig sind, bis nach dem Einschalten des Kamerasystems ein thermisches Gleichgewicht erreicht ist. Wenn möglich, sollten noch längere Aufwärmzeiten gewählt werden. Zudem haben die Messungen gezeigt, dass auch nach ausreichend langer initialer Aufwärmzeit noch eine signifikante thermische Drift auftritt. Dies zeigt sich vor allem in einer Veränderung des Rauschverhaltens bei zeitlich nicht direkt aufeinanderfolgenden Messungen. Vergleicht man diese Ergebnisse mit den Untersuchungen anderer Kamerasysteme [74] so scheinen die Intensitätskalibrierungen dort keine bzw. deutlich geringe Probleme zu machen. Dies trifft vor allem auf die Problematik der Pixel ohne Signale zu. Die Problematik scheint sich somit deutlich von Hersteller zu Hersteller zu unterscheiden.

Bei Messmethoden, deren Auswertung auf Quotienten- oder Differenzbildung basieren, kann der systematische Teil (temperaturinduzierte Drift, Fehler durch Intensitätskalibrierung) bei zeitlich kurz aufeinanderfolgenden Messungen geschickt im Post-Processing – also der Nachbearbeitung – der Bilder eliminiert werden. Als Restfehler bleibt nur noch der stochastische Einfluss. Für ein typisches Rauschen wie in Abbildung 17 ergibt sich damit ein abgeschätzter stochastischer Restfehler von 4σ = 27,6 Counts. Dieser muss für jede Messung anhand des passenden Dunkelbildes separat abgeschätzt werden und dann in die entsprechende physikalische Größe (z.B. in dieser Arbeit die Temperatur) umgerechnet werden.

Eine Lösung, um das Problem mit den Nullpixeln in der Zukunft auch bei absoluten Messungen zu umgehen, könnte die Kühlung des Detektors mit anschließender Intensitätskalibrierung sein. Für den Fall, dass die Temperatur der entscheidende Einflussparameter ist, wäre das Rauschen bei Raumtemperatur immer größer als im gekühlten Zustand. Dadurch könnte eine erneute Intensitätskalibrierung entfallen. Das Ergebnis wäre ein Rauschen auf allen Pixeln zu Lasten der dynamischen Bandbreite. Kenntnis über den genauen Startpunkt der Messung wäre hiermit gegeben.

6.2. Ausbleichen des Bildverstärkers

Um bildgebende Messung im ultravioletten Spektralbereich zu ermöglichen, werden zusätzlich zur Kamera meist Bildverstärker verwendet (Kapitel 4.3) [16, 81, 82]. Gerade bei bildgebenden Hochgeschwindigkeitsmessungen ist ein solcher Bildverstärker für die meisten Messungen wegen der geringen erreichbaren Signalintensitäten mit hochrepetierenden Laserquellen zwingend erforderlich. Der Bildverstärker stellt aber auch das messtechnisch schwächste Glied auf der Detektionsseite dar. Zu unterscheiden sind hier Effekte auf kurzen Zeitskalen (innerhalb einer Messreihe auf der Zeitskala von Stunden) und langen Zeitskalen (zwischen verschiedenen Messreihen auf einer Zeitskala von Wochen).

Besonders die Effekte auf kurzen Zeitskalen sind für die nachgelagerte Auswertung von enormer Bedeutung und wurden daher im Rahmen dieser Arbeit genauer betrachtet. Hierzu wurde das Messsystem bei konstanten vom Verstärkungsfaktor (Gain) abhängigen Beleuchtungsstärken bestrahlt. Für die homogene Bestrahlung des Kamerasystems mit einer konstanten Beleuchtungsstärke wurde eine Ulbricht Kugel verwendet. Bei einem Verstärkungsfaktor von 50% wurde damit eine Beleuchtungsstärke von 3 $Wm^{-2}sr^{-1}$ eingestellt. Um bei Messungen mit einem Verstärkungsfaktor von 70% Sättigungseffekte und dadurch eine Beschädigung des Bildverstärkers zu vermeiden, wurde hier mit einer Beleuchtungsstärke von 55 $mWm^{-2}sr^{-1}$ gearbeitet.

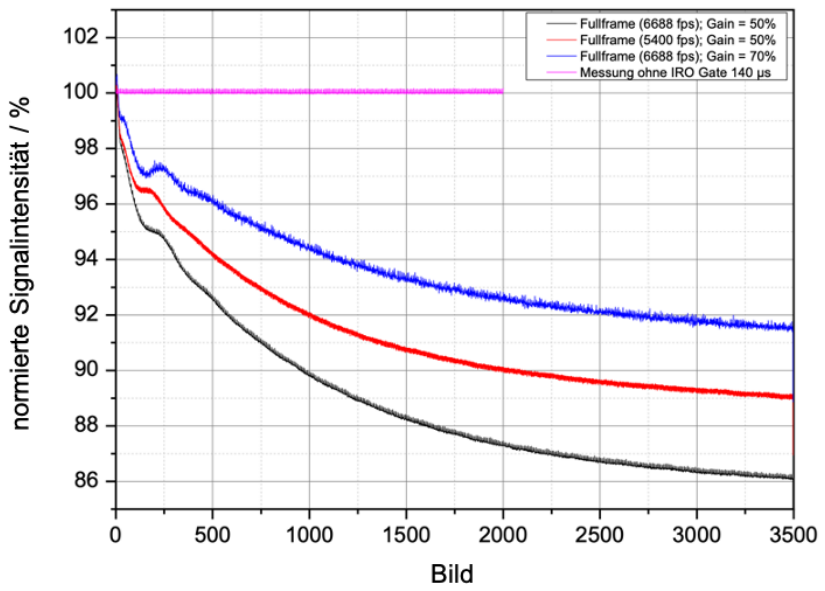

Abbildung 22: Ausbleichen des Bildverstärkers bei zwei Aufnahmefrequenzen (6688 Hz und 5400 Hz) mit verschiedenen Verstärkungsfaktoren (Gain: 50 und 70%) und konstanter Belichtungszeit (Gate: 140 µs). Bestrahlungsstärke: 3 $Wm^{-2}sr^{-1}$. Als Referenz ist eine Messung ohne Bildverstärker mit einer Belichtungszeit von 140 µs zu sehen. Die Signalintensitäten sind auf das erste Bild der jeweiligen Messreihe normiert.

In Abbildung 22 sind die Ergebnisse für zwei verschieden Aufnahmefrequenzen (6688 und 5400 Hz) bei einem Verstärkungsfaktor von 50% sowie für zwei Verstärkungsfaktoren (50 und 70%) bei 6688 Hz und konstanter Bestrahlung dargestellt. Um den Einfluss des Bildverstärkers deutlicher zu sehen, ist als Referenz eine Messung ohne Bildverstärker gezeigt. Da ein Ausbleichungseffekt ohne Bildverstärker nicht zu erwarten ist, wurde die Anzahl der Referenzmessung auf 2000 Bilder begrenzt. Da bei den Messungen innerhalb kurzer Zeit enorme Datenmengen anfallen, konnte durch diese Begrenzung Speicherplatz gespart werden.

In Abbildung 22 ist der Mittelwert über alle Pixel (800 × 600 = 480.000 Pixel) eines jeden Bildes der Messreihe dargestellt. Um eine Aussage über die Änderung relativ zum ersten Bild der Messreihe zu erhalten, wurden die Mittelwerte auf das erste Bild bzw. den ersten Mittelwert der gleichen Messreihe normiert. Im Gegensatz zu den Ergebnissen ohne Bildverstärker, ist bei den Messungen mit Bildverstärker eine deutliche Abnahme des Intensitätssignals über die Zeit zu sehen. Zudem ist eine Abhängigkeit von der Bildwiederholfrequenz und dem am Bildverstärker eingestellten Verstärkungsfaktor deutlich zu erkennen. Eine höhere Bildwiederholfrequenz führt zu stärkerem Ausbleichen. Bei einem Verstärkungsfaktor von 50%, maximalem Bildausschnitt sowie maximaler Aufnahmefrequenz sinkt die detektierte gemittelte Intensität nach 3500 Bildern auf 86,2% der Ausgangsintensität ab. Bei einer verringerten Bildwiederholfrequenz von 5400 Hz nur noch auf 89% der Ausgangsintensität. Bei der Referenzmessung ohne Bildverstärker ist hingegen kein Abfallen der Signalintensität zu sehen, so wie es im

optimalen Fall sein sollte. Ein höherer Verstärkungsfaktor führt zum Absinken der gemittelten Intensität auf nur 91,6% der Ausgangsintensität und daher zu einem noch geringeren Einfluss durch Ausbleichen. Die höhere Verstärkung führt allerdings zu einem höheren Rauschen und infolgedessen auch zu einer höheren Varianz in der gemittelten Intensität, diese ist in der blauen Kurve in Abbildung 22 durch das erhöhte Rauschen deutlich zu erkennen.

Die Untersuchungen zum Ausbleichen des Bildverstärkers haben gezeigt, dass dieser Effekt signifikanten Einfluss auf das Ergebnis hat. Man sieht zudem, dass sich das Verhalten bei den ersten 200 bis 300 Bildern von dem nachfolgenden Verhalten im Kurvenverlauf deutlich unterscheidet. Durch einige einfache Regeln kann dieser Fehler minimiert werden. So hilft es zum Beispiel schon, wenn die ersten Bilder, die einer starken Ausbleichung unterliegen, nicht für die Auswertung verwendet werden. Dieses führt dazu, dass der Fehler durch ausbleichen bei aufeinanderfolgenden Bildern minimiert wird.

Im Gegensatz zu qualitativen Auswertungen, die sich hierdurch ebenfalls verbessern lassen, ist der Ausbleichungseffekt für quantitative Messungen ein nicht vernachlässigbares Problem. Als Lösung könnte man versuchen Korrekturalgorithmen zu entwickeln, die dann aber einer regelmäßigen Anpassung/Kalibrierung auf den Bildverstärker bedürfen, da das Ausbleichen auf kurzer Zeitskala auch vom Langzeitverhalten des Phosphors abhängig ist (Ausbleichen auf langer Zeitskala). Das Langzeitverhalten wiederum ist abhängig von den Betriebsstunden des Bildverstärkers [68]. Konkret könnte man eine Korrekturmatrix mit identischer Größe zum aufgenommenen Bild erstellen, in der man in jedem Element eine Korrekturfunktion hinterlegt. Damit könnte jeder Pixel spezifisch korrigiert werden. Im Rahmen der Anpassung auf den Bildverstärker müsste dann bei konstanter Bestrahlung eine geeignete Abklingfunktion (z.B. Exponentialfunktion) gefunden werden und die Konstante für jeden Pixel bestimmt werden. Über diese Korrektur könnte zudem versucht werden das unterschiedliche Verhalten im Kurvenverlauf der ca. 300 ersten Bilder im Vergleich zu den nachfolgenden Bildern berücksichtigt werden. Auch an dieser Stelle zeigt der Vergleich zu anderen Messsystemen [74] eine deutliche Abweichung. So ist spezielle das Verhalten bei den ersten 200 bis 300 Bildern bei anderen vergleichbaren Systemen nicht zu erkennen.

Bei den Messungen im Rahmen dieser Arbeit wurde der Effekt des Ausbleichens des Bildverstärkers durch eine geschickte Bildnachbearbeitung weitgehend eliminiert. Da das genaue Vorgehen stark vom verwendeten Messaufbau abhängt, erfolgt die genaue Erläuterung in den jeweiligen Kapiteln (Kapitel 7.1 und 7.2).

6.3. Fliegengittereffekt (Fixed Pattern Noise)

Bei Messungen mit APS-CMOS-Bildsensoren kommen, im Vergleich zu CCD-Bildsensoren, weitere Effekte zum Tragen (Kapitel 4.2). Da jeder einzelne Pixel einen eigenen Ausleseverstärker besitzt, kommt es zu Unterschieden in Nullpunkt und Linearität zwischen den einzelnen Pixeln. Dieses äußert sich in einer systematischen Struktur im aufgenommenen Bild, dem so genannten Fliegengittereffekt oder Fixed Pattern Noise (FPN) [83]. Im Rahmen dieser Arbeit erfolgt eine weitere Unterteilung des Fliegengittereffektes in drei nicht immer ganz voneinander trennbare Effekten. Die Dark-Signal Non-Uniformity (DSNU), die Photo-Response Non-Uniformity (PRNU) und die Photo-Response Non-Linearity (PRNL) [83].

6.3.1. Dark-Signal Non-Uniformity

Wie in Kapitel 6.1 bereits gezeigt, steht das Dunkelstromrauschen in direktem Zusammenhang zur Intensitätskalibrierung. Jeder Sensorpixel hat fertigungsbedingt eine andere Charakteristik bzgl. Temperatur, Rauschoffset oder Linearität. Diese Charakteristik führt z.B. zu unterschiedlichen Nullpunkten der einzelnen Pixel. Im Gegensatz zu dem in Kapitel 6.1 beschriebenen stochastischen Dunkelstromrauschens ist die DSNU ein systematischer fertigungsbedingter Unterschied zwischen den individuellen Pixeln des Sensors. Die DSNU führt somit zu einem dem Rauschen überlagerten statischen Muster im aufgenommenen Bild. Dieses fertigungsbedingte unterschiedliche Verhalten zwischen den einzelnen Pixeln wird über die Intensitätskalibrierung korrigiert (Kapitel 6.1). Der verbleibende Einfluss dieses Beitrags kann über die Statistik des Dunkelstromrauschens mit abgeschätzt werden (siehe Kapitel 6.1). Die DSNU ist somit ein fertigungsbedingter systematischer Dunkelstrom-Offsetunterschied zwischen den verschiedenen Pixeln und nicht immer einwandfrei vom stochastischen Rauschen zu trennen. Die DSNU ist daher relativ eng gekoppelt an das Dunkelsignal und wurde bereits in Kapitel 6.1 mit abgeschätzt.

6.3.2. Photo-Response Non-Uniformity

Die PRNU lässt sich weitgehend analog zur DSNU beschreiben. Bei anderen Sensoren spricht man hier häufig auch von Empfindlichkeitsrauschen. Der entscheidende Unterschied zur DSNU ist, dass die PRNU unter konstanter Bestrahlung, also am Empfindlichkeitspunkt der einzelnen Pixel, auftritt. Da in dieser Arbeit immer ein Messsystem bestehend aus Bildverstärker und Kamera verwendet wurde, wird dieser eigentlich sensorbedingte Effekt nicht einzeln, sondern zusammen mit anderen durch den Bildverstärker verursachten Effekten (z.B. Wabenstruktur siehe (Abbildung 23), beurteilt. Es handelt sich an dieser Stelle somit nicht alleine um die PRNU, sondern um eine Überlagerung mit den anderen durch den Bildverstärker verursachten Effekten. Die bisher in den Kapiteln 6.1 und 6.3.1 gezeigten theoretischen Zusammen-

hänge am Signal-Nullpunkt lassen sich auf das Sensorverhalten bei Bestrahlung übertragen.

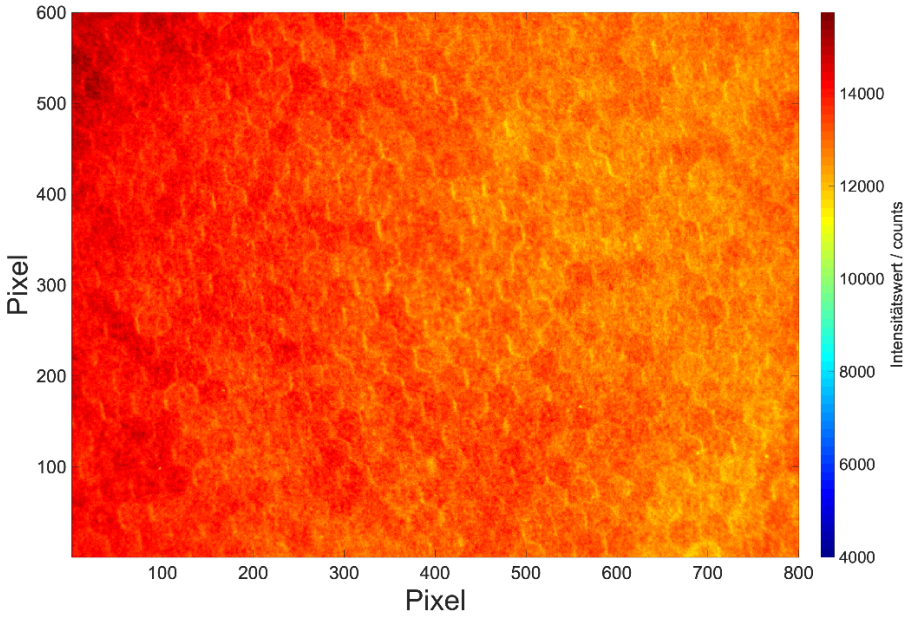

Abbildung 23: Photo-Response Non-Uniformity (PRNU) bei einer Belichtungszeit von 140 µm und einem Verstärkungsfaktor von 50%. Die Messreihe wurde mit 6688 kHz aufgenommen. Zu sehen sind hier die PRNU (Helligkeitsverteilung) und die Wabenstruktur des Elektronenvervielfachers des Bildverstärkers bei einer homogenen Strahldichte von 3 $Wm^{-2}sr^{-1}$.

Abbildung 23 zeigt ein typisches Messergebnis wie es bei Bestrahlung des Sensors mit einer konstanten Strahldichte über eine Ulbricht Kugel zu sehen ist. Man sieht deutliche die Wabenstruktur des Bildverstärkers sowie eine inhomogene Intensitätsverteilung. Die Pixel im linken Bereich zeigen eine deutlich höhere Intensität als die Pixel im rechten Bildbereich. Die Ursache hierfür wird klar, wenn man jeden Pixel als autarken Sensor betrachtet. Jeder Pixel – also jeder Sensor – besitzt eine unterschiedliche Linearitätscharakteristik. Dies führt bei konstanter Strahldichte zu unterschiedlichen Intensitätswerten auf jedem Pixel und daher zu einem inhomogenen Bild wie in Abbildung 23 zu sehen ist. Bei Einzelsensoren würde man versuchen, diese Effekte durch eine Kalibrierung am Endpunkt zu eliminieren. Die PRNU lässt sich also als Inhomogenität der Empfindlichkeit bezeichnen. Dieser Effekt lässt sich größtenteils durch eine geschickte Nachbearbeitung beheben, muss aber in die Beurteilung eines Messfehlers mit einfließen.

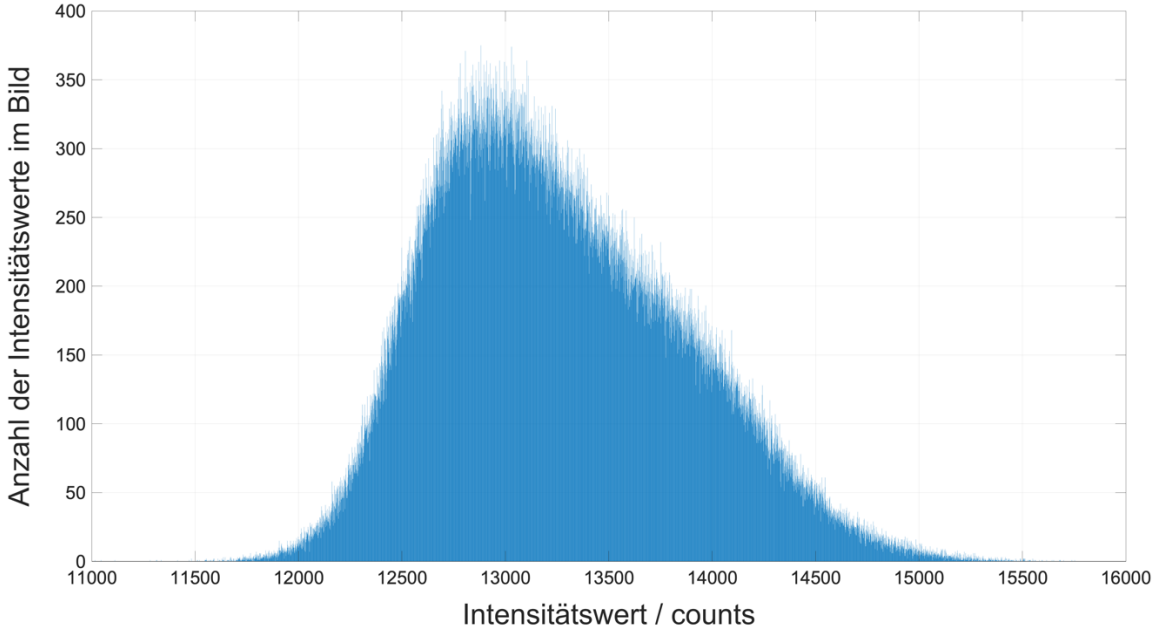

Abbildung 24: Histogramm der in Abbildung 23 gezeigten Messung. Aufgetragen ist die Häufigkeit der Intensitätswerte in %. 100% wird durch die Anzahl der Pixel definiert (600 × 800 Pixel = 480.000 Pixel).

Eine Aussage zur Größenordnung dieses Effektes erfolgt mit Hilfe einer statistischen Auswertung. In Abbildung 24 ist das zu der in Abbildung 23 gezeigten Messung zugehörige Histogramm zu sehen. Das „perfekte“ Messsystem würde bei konstanter Bestrahlung einen Wert von 100% bei einem einzigen ADC-Wert zeigen. Berücksichtigt man zusätzlich Rauscheffekte, so sollte sich beim „perfekten“ System eine Gaußverteilung um diesen Sollwert ergeben. In dem Histogramm in Abbildung 24 fällt eine deutliche Abweichung von diesem theoretisch erwarteten Ergebnis auf. Das Intensitätsmaximum ist zu kleineren Intensitätswerten hin verschoben. Nimmt man an, dass es sich beim Mittelwert über alle Pixel von Abbildung 23 um den tatsächlichen Messwert handelt, so würde dieser bei einem Wert von 13256 Counts liegen. Das Histogramm desselben Bildes (Abbildung 24) zeigt hingegen ein Maximum im Bereich von ca. 12900 Counts, das dem wahrscheinlicheren Intensitätswert entsprechen dürfte. Man sieht hierdurch deutlich, dass im Fall einer inhomogenen Messung dem Mittelwert ein deutlicher systematischer Fehler anhaftet, der auch noch intensitätsabhängig ist. Ein Maß für die Inhomogenität stellt die Breite der Intensitätsverteilung dar. Je breiter die Verteilung desto inhomogener ist das Bild und umso notwendiger wird eine Nachbearbeitung.

Zusätzlich zur inhomogenen Intensitätsverteilung ist in Abbildung 23 deutlich eine Wabenstruktur zu sehen. Die Ursache hierfür liegt in der bauartbedingten Struktur des MCP im Bildverstärker (Kapitel 4.3). Da es sich bei dieser Wabenstruktur um ein zeitlich unabhängiges Phänomen handelt, lässt es sich leicht in der Bildnachbearbeitung entfernen.

6.3.3. Photo-Response Non-Linearity

Neben den bis zu diesem Zeitpunkt schon betrachteten Verhalten am Nullpunkt (DSNU) und am Endpunkt (PRNU) muss für eine vollständige Charakterisierung noch die Linearität, also die Verbindung der Punkte erfolgen.

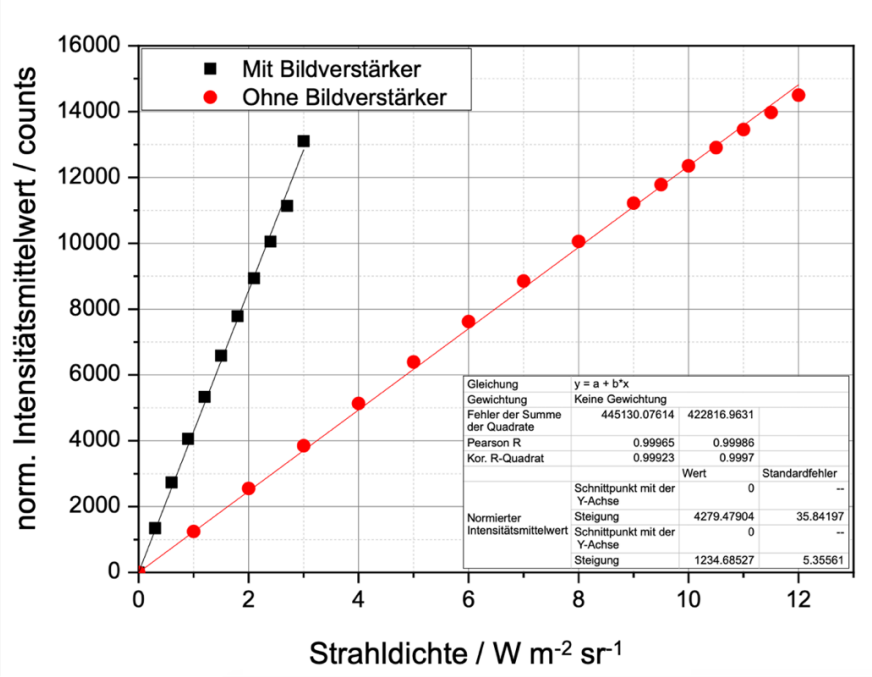

Abbildung 25: Normierte Linearität der Kamera ohne (Gate:140 µs) und mit Bildverstärker (Gain: 50%, Gate: 140 µs). Die Intensitätsmittelwerte sind sowohl über die Zeitreihe (6688 Hz, 3500 Bilder) als auch räumlich über das Bild (600 × 800 Pixel) gemittelt. Die Strahldichte wurde direkt an der Ulbricht-Kugel eingestellt.

Zu diesem Zweck erfolgte eine Messung, um dieses dynamische Verhalten der Kamera zu untersuchen. Bei unterschiedlichen definierten optischen Strahldichten erfolgten Messungen mit Hochgeschwindigkeitskamera, Bildverstärker bei gleichmäßiger Beleuchtung des Detektors mithilfe einer Ulbricht-Kugel. Die Strahldichte ließ sich über die Ulbricht-Kugel variieren, so dass keine zusätzlichen optischen Bauteile wie Filter, Spiegel oder Linsen verwendet werden mussten. Die Auswertung erfolgte analog zu den bisherigen Auswertungen in Kapitel 6 über eine Mittelung der Intensitätswerte aller Pixel eines Bildes. Um die Linearitätsabweichung möglichst von anderen zeitlichen Effekten zu entkoppeln, wurde zudem über die Messreihe zeitlich gemittelt. Außerdem wurden die so entstandenen Messwerte zwischen Nullpunkt und dem jeweiligen Endpunkt nach der folgenden Formel normiert, um eventuell auftretende Drifteffekte zu eliminieren:

$$I_{\mathrm{Norm}} = \frac{(I - I_0)}{(I_{\mathrm{End}} - I_0)}\, I_{\mathrm{End}}$$

Hierbei ist I_{Norm} der normierter Intensitätswert, I der zu normierende Intensitätswert, I_0 der Intensitätswert am Nullpunkt und I_{End} der Intensitätswert am Endpunkt. Die so entstandenen Kennlinien mit und ohne Bildverstärker sind in Abbildung 25 in Abhängigkeit von der Strahldichte aufgetragen. Die maximale Nichtlinearität der Kamera ohne Verwendung des Bildverstärkers beträgt 2,1%, der maximale Wert bei Verwendung des Bildverstärker 3,2%. Die prozentualen Werte beziehen sich auf den jeweiligen Messwert bei maximaler Intensität. Hierdurch ist zum einen eine bessere Vergleichbarkeit gegeben, zum anderen kann der prozentuale Wert direkt als erste Abschätzung für einen Linearitätsfehler in der physikalischen Einheit verwendet werden.

Sowohl DSNU, PRNU als auch PRNL haben einen so großen Einfluss auf die Messung, dass hier mit geeigneten Algorithmen in der Nachbearbeitung der Messung korrigiert werden muss. Die Ergebnisse der Messungen dieses Kapitels und der Messungen in Kapitel 7.1 haben dazu geführt, dass für die Messungen im Motor in Kapitel 7.2 der Ansatz relativer Messungen gewählt wurde. Die Messungen erfolgten nicht einfach durch eine Umrechnung der Intensitätswerte in physikalische Einheiten (absolute Messung), sondern es wurden Messungen bezogen auf einen Referenzwert gewählt. Das genaue Vorgehen wird in Kapitel 7 beschrieben.

Einen weiteren Ansatz, um auch absolute Messungen realisieren zu können, ist eine komplexe mathematische Korrektur. Hierzu müsste man diverse Korrekturmatrizen für die Messungen erstellen und auf diesem Weg dann Null, Endpunkt- und Linearitätsabweichung korrigieren. Da all diese Abweichungen abhängig von Einstellungen wie z.B. Verstärkungsfaktor oder Belichtungszeit sind, müsste hier ein enormer messtechnischer Aufwand betrieben werden, um allgemeingültige Matrizen zu erzeugen. Für die Kamera ohne Bildverstärker wären solche Korrekturmatrizen vielleicht noch ein vielversprechender Ansatz. Bei der Verwendung eines Bildverstärkers müssten zusätzlich noch Alterungseffekte des Bildverstärkers und die jeweilige Intensitätshistorie für jedes Pixel berücksichtigt werden, so dass dieser Ansatz im Rahmen dieser Arbeit nicht weiterverfolgt wurde.

7. Messung der Temperaturschwankung im Brennraum

7.1. Toluol-LIF Thermometrie an einer beheizbaren Düse

Auf Basis der in Kapitel 6 erfolgten Charakterisierungsmessungen werden in diesem Kapitel Temperaturmessungen an einem Gasstrahl nach durchströmen einer beheizbaren Düse gezeigt. Ziel dieser Messungen war es Erfahrungen mit Aufbau und Korrekturalgorithmen für die innermotorischen Messungen in Kapitel 7.2 an einem einfach zugänglichen Versuchsaufbau zu sammeln. Die zu klärenden Fragen in diesem Teil der Arbeit sind vor allem, wie und wie gut sich die in Kapitel 6 beschriebenen Eigenschaften des Kamerasystems durch einen geschickten Versuchsaufbau und mathematische Nachbearbeitung der Bilder minimieren bzw. vermeiden lassen.

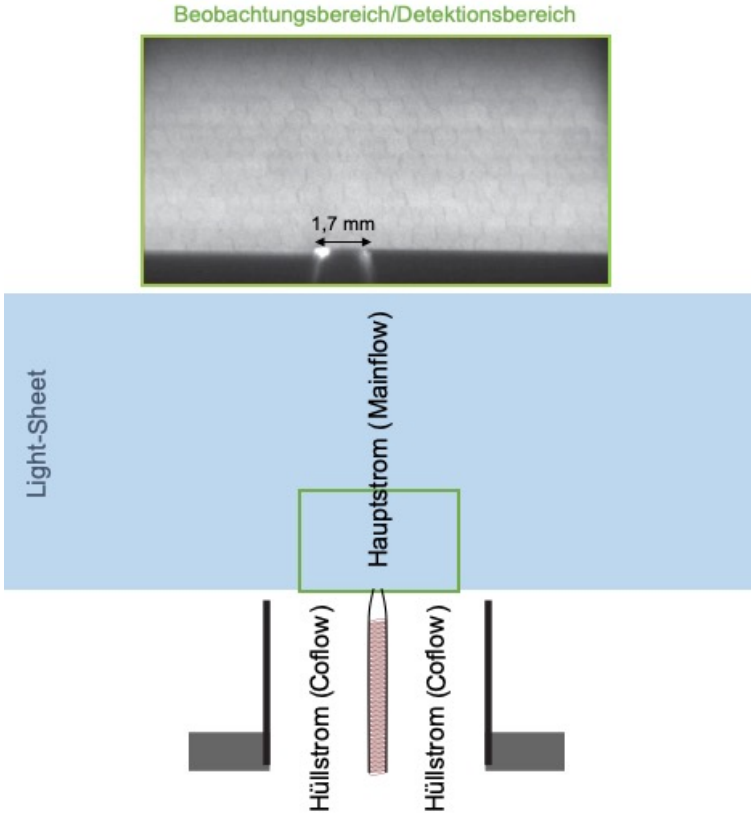

Abbildung 26: Beheizbare Düse mit Haupt- und Hüllstrom sowie eingezeichnetem Lightsheet (Blau) und Beobachtungsbereich (Grün).

Das Messobjekt besteht aus einer beheizbaren Düse in einem Quarzrohr. Im Folgenden wird der Gasfluss durch die Düse als Hauptstrom (Mainflow) bezeichnet und der die Düse umgebende Gasfluss durch das Quarzrohr als Hüllstrom (Coflow) (siehe Abbildung 26). Zum Erzeugen des Hauptstroms durch die beheizbare Düse wird Stickstoff durch einen mit Toluol

gefüllten Dampfdrucksättiger (Bubbler) geführt. Hierbei wird dem Stickstoff ein konstanter durch die Gastemperatur ≈ Umgebungstemperatur definierter Anteil an Toluol als Tracer zugesetzt. Nach dem Durchströmen der Düse und anschließend des Detektionsbereiches (Abbildung 26, grüner Bereich) über der Düse, wird der angereicherte Stickstoff durch einen Abgaskanal abgesaugt. Durch das Quarzrohr, das die Düse umgibt, strömt ebenfalls mit Toluol angereicherter Stickstoff. Diese Anreicherung erfolgt mit Hilfe eines zweiten Bubblers. Im Unterschied zum Hauptstrom besteht beim Hüllstrom die Möglichkeit, dem mit Toluol angereicherten Stickstoff zusätzlichen reinen Stickstoff über eine zweite Leitung zuzugeben. Hierdurch wird eine Änderung der Toluolkonzentration des Hüllstroms ermöglicht. Das Einstellen der Durchflüsse sowie das Einstellen der Toluolkonzentration im Hüllstrom erfolgte über Massenflussregler (MFC).

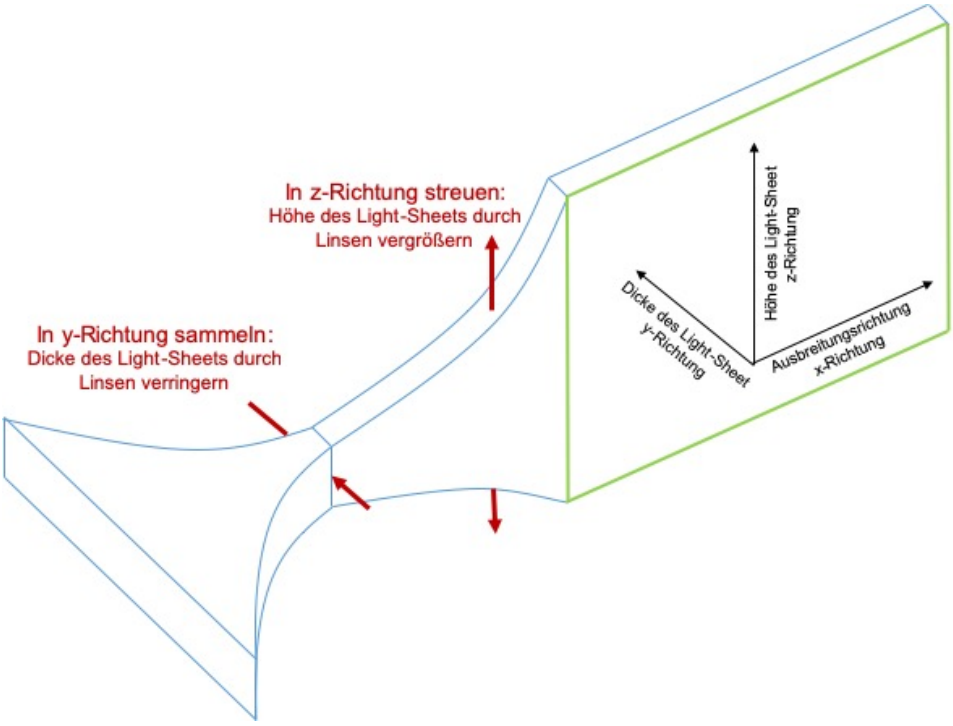

Abbildung 27: Erzeugung des modifizierten Lightsheets. Das austretende Top-Hat-Profil wird durch Linsen in *y*-Richtung verringert und in *z*-Richtung aufgespreizt.

Die Messungen erfolgten mit zwei unterschiedlichen Lightsheets. Im ersten Fall wurde mit dem austretenden Linienprofil des Lasers direkt ein Lightsheet erzeugt. Dieser Fall wird im Folgenden als Messung mit dem ursprünglichen Strahlprofil bezeichnet. Im zweiten Fall wurde die Form des Lightsheets verändert. Dieser Fall wird im Folgenden als Messung mit modifiziertem Lightsheet bezeichnet. In Abbildung 27 ist diese modifizierte Geometrie schematisch dargestellt. Um die Homogenität des Lightsheets zu erhöhen wurde hier durch zusätzliche Linsen das horizontal austretende Linienprofil in *y*-Richtung fokussiert und in *z*-Richtung aufgespreizt. Hierdurch wird die Form des Lightsheets geändert.

Abhängig vom Versuchsaufbau bzw. der verwendeten Strahlformung wurden verschiedene Linsen verwendet. Die Strahlführung zur Düse wurde über dielektrische Spiegel (HR 266 nm, HT 532 nm) realisiert. Für die Anregung des Toluols wurde ein frequenzvervierfachter Nd:YAG-Laser bei 266 nm (Kapitel 4.1.1, mittlere Leistung: 2,4 bis 4,5 W, Wiederholfrequenz: 9,8 kHz) verwendet. Die Detektion des Fluoreszenzlichtes erfolgte rechtwinklig zum Lightsheet. Um das Fluoreszenzlicht von elastisch gestreutem Laserlicht zu trennen, wurde ein Kantenfilter (WG 295) verwendet. Hochgeschwindigkeitskamera und Bildverstärker wurden mit einem UV-Objektiv der Brennweite 100 mm und einer F-Zahl von 2,8 kombiniert. Für beide Messungen wurde ein Verstärkungsfaktor (Gain) von 45% und eine Belichtungszeit (Gate) von 100 ns eingestellt.

Wie in Kapitel 3.2 beschrieben, ist die Fluoreszenzintensität von Toluol temperaturabhängig. Dieses Verhalten wird genutzt, um mit Hochgeschwindigkeitslaser und Hochgeschwindigkeitskamera Temperaturänderungen des Hauptstroms sichtbar zu machen. Um eine möglichst hohe zeitliche Auflösung zu erhalten, steht hierbei die Auswertung von Einzelbildern im Vordergrund. Nicht nur die Auswertung der Einzelbilder an sich, sondern auch die Quantifizierung, d.h. Umrechnung der Intensitätswerte in absolute Temperaturen, stellt hierbei die besondere Herausforderung dar. Neben der Temperaturabhängigkeit der Fluoreszenzintensität besteht zudem ein direkter Zusammenhang zwischen der Teilchenzahldichte, also der Anzahl der fluoreszierenden Moleküle im Volumen, und der Fluoreszenzintensität (Kapitel 3.2). Um die abnehmende Fluoreszenzintensität im Hauptstrom zweifelsfrei einer Temperaturzunahme zuordnen zu können, wird die Toluolkonzentration im Hüllstrom so lange variiert, bis das Fluoreszenzsignal bei Raumtemperatur in Haupt- und Hüllstrom identisch ist. Bei gleicher Temperatur liegt somit in Haupt- und Hüllstrom dieselbe Tracerkonzentration vor. Eine Änderung der Fluoreszenzintensität kann somit direkt auf eine Temperaturänderung des Hauptstromes zurückgeführt werden. Damit lässt sich mit Toluol-LIF eine sogenannte Ein-Linien-Thermometrie durchführen [82]. Zusätzlich gibt es einen direkten Zusammenhang zwischen der Fluoreszenzintensität und der Anwesenheit von Sauerstoff (Kapitel 3.2). Stöße angeregter Toluolmoleküle mit molekularem Sauerstoff führen zu Quenching. Diesen Effekt zu reduzieren ist ebenfalls Aufgabe des Hüllstroms. Ohne Hüllstrom würde die Abnahme durch Quenching einer Temperaturänderung zugeordnet werden, was zu einem Fehler führen würde.

Damit eine Umrechnung der Fluoreszenzintensität in eine Temperatur erfolgen kann, ist eine Kalibrierung notwendig. Hierzu erfolgten, vor den eigentlichen bildgebenden Messungen, Messungen bei verschiedenen Temperaturen mit einem Thermoelement NiCr-Ni, Typ K (Kapitel 2.2.2) in Haupt- und Hüllstrom. Die typische maximale Messabweichung eines solchen Thermoelementes für den hier verwendeten Temperaturbereich liegt bei ±1,5°C [22].

Abbildung 28 zeigt die Positionen des Thermoelements in Haupt- und Hüllstrom. Die Temperatur des Hauptstroms wurde von 24,8°C bis auf eine Temperatur von 337,5°C in Schritten von 30°C erwärmt. Die steigende Temperatur im Hauptstrom hatte, bedingt durch Konvektion, eine steigende Temperatur im Hüllstrom von 23,7 auf 51°C zur Folge. Auf Basis der so ermittelten Daten konnten die Fit-Parameter für die initiale Umrechnung der Intensitätswerte in Temperaturen errechnet werden. Vor dieser Umrechnung der Intensitätswerte in Temperaturen mussten verschiedene Korrekturalgorithmen verwendet werden, um den Großteil der in Kapitel 6 beschriebenen Fehlerquellen zu minimieren.

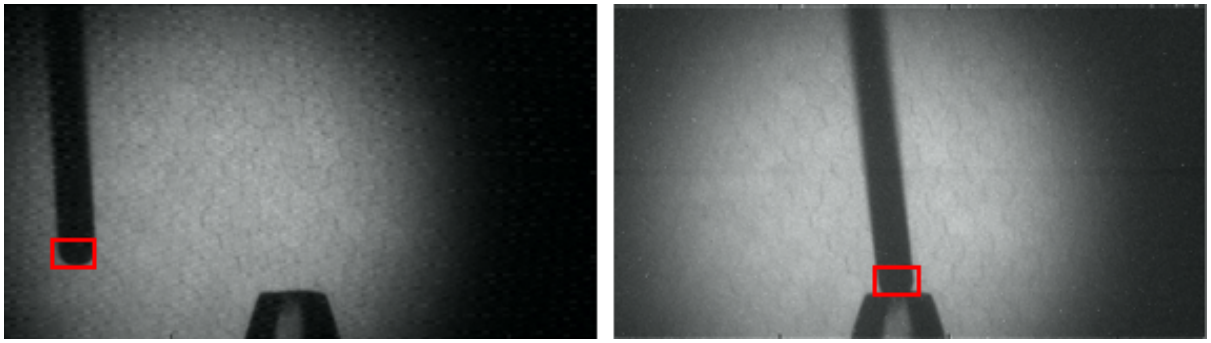

Abbildung 28: Abbildung des Detektionsbereiches mit einer Größe von ca. 15 × 8,5 mm^2 (gleiches Format wie in allen folgenden Abbildungen). In beiden Bildern ist unten die Düse zu sehen (Austrittsdurchmesser 1,7 mm) sowie die Position des Thermoelementes für die Temperaturmessungen zur Kalibrierung (linkes Bild: im Hüllstrom, rechtes Bild: im Hauptstrom).

In Abbildung 29 sind vier zeitlich aufeinander folgende Rohbilder von Haupt- und Hüllstrom zu sehen. Der dargestellte Bildausschnitt ist in Höhe und Breite analog zu dem in Abbildung 28 gezeigten Bildausschnitt (ca. 15 × 8,5 mm^2). Die verwendete Aufnahmerate von 9,8 kHz führt zu einem zeitlichen Versatz der Bilder von 0,1 ms. Die Messungen in Abbildung 29 erfolgten mit dem ursprünglichen Strahlprofil. In der dargestellten Zeitserie sieht man sehr deutlich eine Streifenstruktur durch die Inhomogenität des Lightsheets. Neben dieser Inhomogenität ist zudem ein deutlicher Hotspot in allen Bildern zu sehen (roter Streifen). Zusätzlich ist ein deutliches Ansteigen der Intensität im zeitlichen Verlauf der Bildserie erkennbar. Dies lässt eine systematische Puls-zu-Puls-Schwankung vermuten. Dieses Verhalten setzt sich in den weiteren Bildern der Messreihe fort. Vor einer Umrechnung der Intensitätswerte in Temperaturen müssen diese drei beschriebenen Fehler eliminiert bzw. minimiert werden.

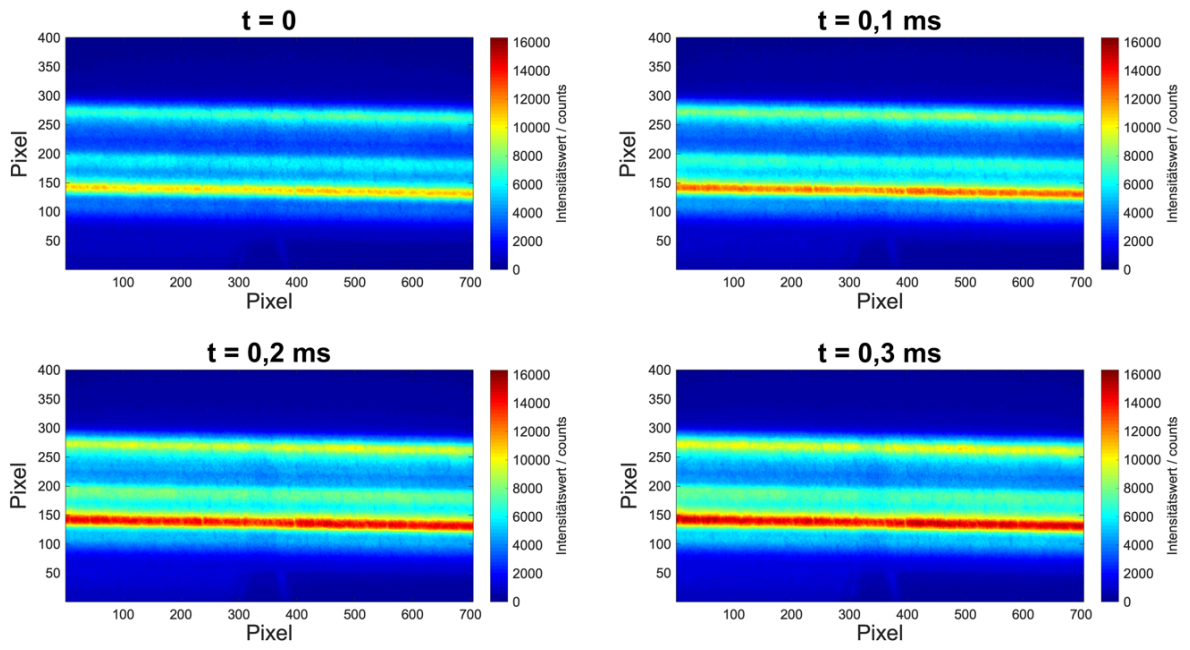

Abbildung 29: Zeitserie (9,8 kHz) aufeinanderfolgender Rohbilder. Gewählt wurden die Bilder 7 bis 10 einer Messreihe mit ursprünglichem Lightsheet bei einer Temperatur von 24,1°C. Die Signalintensität nimmt zeitlich zu und deutliche Lightsheet-Inhomogenitäten in Form von horizontalen Streifen sind zu sehen.

Die Bildnachbearbeitung erfolgte mit einem für diese Messung selbst entwickelten Skript in der Software MATLAB©. Um die Funktion dieses Skriptes zu erläutern, sind in Abbildung 30 die Zwischenergebnisse nach den einzelnen Korrekturschritten dargestellt. Nach einem Abzug des Hintergrundes (Dunkelbild) werden im ersten Schritt die Rohdaten Durchsatzkorrigiert/Flachfeldkorrigiert [84]. Hierzu wird ein zeitliches Mittelwertbild aller Bilder der Messreihe ($\overline{\mathrm{Bild}_{T_\mathrm{U}}}$) bei Raumtemperatur ($T_\mathrm{U}$) wie folgt berechnet:

$$\overline{\mathrm{Bild}_{T_\mathrm{U}}} = \sum_{x=1}^{i} \frac{\mathrm{Bild}_{x,T_\mathrm{U}}}{i}$$

Alle weiteren Bilder der Messreihen (Index x) sowie der Messreihen bei allen anderen Temperaturen (Index T) werden dann mit diesem Mittelwertbild normiert:

$$\langle \mathrm{Bild}_{x,T} \rangle = \frac{\mathrm{Bild}_{x,T}}{\overline{\mathrm{Bild}_{T_U}}}$$

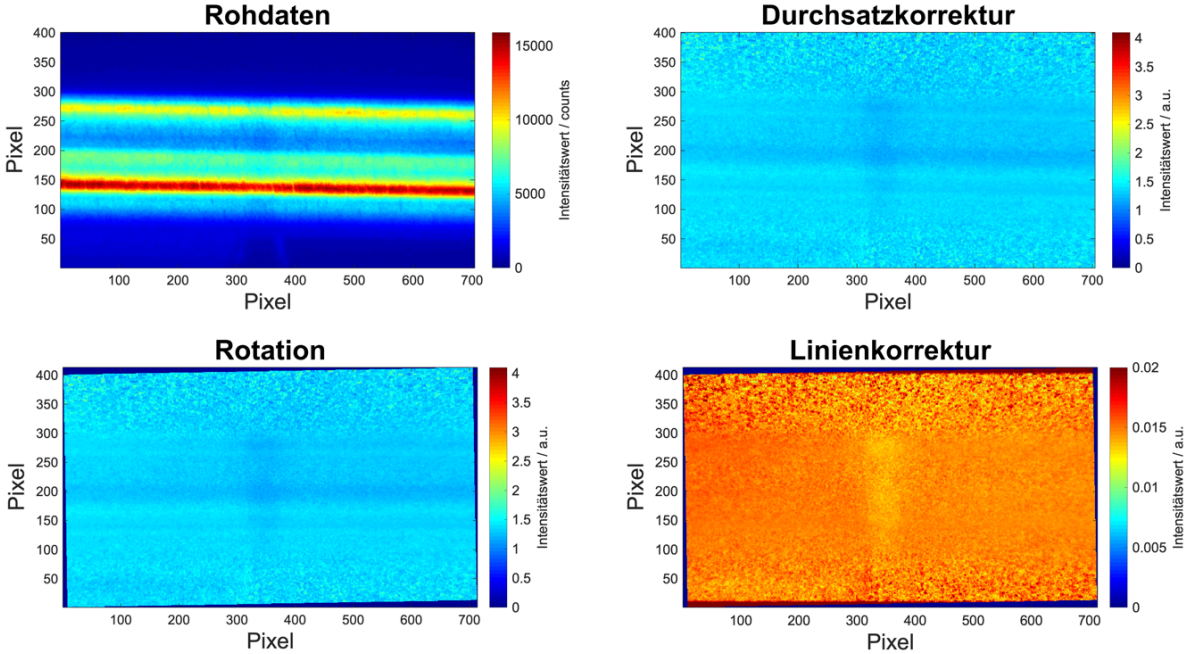

Abbildung 30: Verarbeitungsprozedur der Rohdaten: Oben links: Rohdaten der Toluol-LIF. Oben rechts: Ergebnis nach Flachfeldkorrektur. Unten links: Ergebnis nach Drehung des Bildes. Unten rechts: Ergebnis nach Streifenkorrektur. Im Anschluss an dieses Post-Processing erfolgt die Umrechnung in Temperaturwerte. Gezeigt ist jeweils das 10. Bild einer Messreihe mit ursprünglichem Lightsheet bei einer Temperatur von 24,1°C.

Hierdurch werden bei den so korrigierten Bildern ($\langle Bild_{x,T} \rangle$) alle nicht zeitabhängigen, aber räumlichen Fehler, wie z.B. die durch den Bildverstärker erzeugte Wabenstruktur (Kapitel 6.3.2), die PRNU (siehe Kapitel 6.3.2) und die DSNU (siehe Kapitel 6.3.1), korrigiert. Betrachtet man das Ergebnis oben rechts in Abbildung 30 (Durchsatzkorrektur), so sieht man nur noch Einflüsse mit zeitlicher Abhängigkeit, wie z.B. die jeweiligen Anteile der Lightsheet-Inhomogenität, welche die Hauptursache darstellen oder die verbliebenen Konzentrations- und Temperaturschwankungen des mit Toluol versetzten Stickstoffstromes.

Die Ursache für die Lightsheet Inhomogenität liegt in dem verwendeten nichtlinearen Kristall im FHG-Modul. Vor allem Temperaturgradienten, aber auch Störstellen oder inhomogene Ausleuchtung des Kristalls können zu dieser nicht homogenen Intensitätsverteilung im Strahlprofil führen und ließen sich mit den zur Verfügung stehenden Mitteln auch mit Unterstützung des Herstellers im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter minimieren. Um diese verbliebenen Fehlereinflüsse dennoch zu korrigieren, erfolgt nach der Flachfeldkorrektur eine Streifenkorrektur, auch Linienkorrektur genannt [84]. Es gibt verschiedene Möglichkeiten, diese Linienkorrektur durchzuführen. Als Vorbereitung muss das Bild so gedreht werden, dass die Streifenstruktur so horizontal wie möglich verläuft (Abbildung 30, Rotation). Nach der Rotation des Bildes wird bei der hier verwendeten Linienkorrektur ein möglichst homogener Bereich gesucht, der möglichst geringen zeitlichen Schwankungen in Temperatur und Tracerkonzentration unterliegt.

Basierend auf diesen Überlegungen wurde dieser Korrekturbereich in den Hüllstrom gelegt. In diesem Bereich wird für jede Zeile ein Mittelwert aller Pixel dieser Zeile erzeugt:

$$\mathrm{Bild}_m = \sum_{n=1}^{i} \frac{\mathrm{Bild}_{m,n}}{i}$$

Hierbei ist in Matrix-Schreibweise *m* der Laufindex für die Zeilen und *n* der Laufindex für die Spalten. Aus diesen Mittelwerten für jede Zeile (Bild_m) wird ein Gesamtmittelwert ($\overline{K}$) gebildet:

$$\overline{K} = \sum_{m=1}^{i} \frac{\mathrm{Bild}_m}{i}$$

Dieser Gesamtmittelwert wird nun für jedes Bild der Zeitserie gesichert. Die eigentliche Korrektur kann nun auf zwei Arten geschehen. Die einfache Korrektur erfolgt innerhalb des jeweiligen Bildes. Alle Zeilen des Bildes werden auf den Mittelwert ($\overline{K}$) normiert. Der Nachteil dieses vereinfachten Vorgehens ist allerdings, dass die Korrektur des jeweiligen Bildes ohne Berücksichtigung der anderen Bilder der zeitlichen Messreihe bei gleicher Temperatur erfolgen würde. Hierdurch würden Puls-zu-Puls-Schwankungen des Lasers vollständig in das Messergebnis mit eingehen und nicht korrigiert. Um dies zu vermeiden, wird ein Gesamtmittelwert aus all diesen Korrekturmittelwerten der Messreihe bei einer konstanten Temperatur gebildet. Mit diesem Gesamtmittelwert wird nun jede einzelne Zeile jedes Bildes der Messreihe bei einer konstanten Temperatur korrigiert. Dies führt dazu, dass Puls-zu-Puls-Schwankungen sowie Inhomogenitäten des Lightsheets des Lasers innerhalb einer Messreihe bei konstanter Temperatur ebenfalls korrigiert werden.

Eine Erwärmung des Hauptstroms hat durch Konvektion immer auch eine Erwärmung des Hüllstroms zur Folge. Selbst der Fall von zwei zeitlich getrennten Messungen bei der gleichen Temperatur wäre kein Garant dafür, dass sich die Temperatur oder die Konzentration im Bereich, der für die Korrektur verwendet wurde, nicht ändert. Um diese Temperatur- und Konzentrationsschwankung zu minimieren, wurde der für diese Messungen entwickelte Algorithmus für die Korrektur rekursiv gestaltet. Im ersten Schritt werden alle Messungen bei konstanten Temperaturen, auf die bis hier beschriebene Weise separat korrigiert. Für die Berechnung des Zusammenhangs zwischen Signalintensität und Temperatur wurde auf die am Anfang erfolgten Temperaturmessungen zurückgegriffen (siehe Abbildung 28). Wird nun im selben

Bereich des Hauptstroms, in dem die Temperaturen gemessen wurden in den Bildern die Signalintensität ermittelt (Abbildung 28) danach auf den Intensitätswert bei Raumtemperatur normiert und dieser Wert dann in Abhängigkeit von der Temperatur aufgetragen, so lässt sich der Zusammenhang zwischen Signalintensität und Temperatur berechnen. Ein exemplarisches Beispiel für diese Auswertung ist in Abbildung 31 zu sehen.

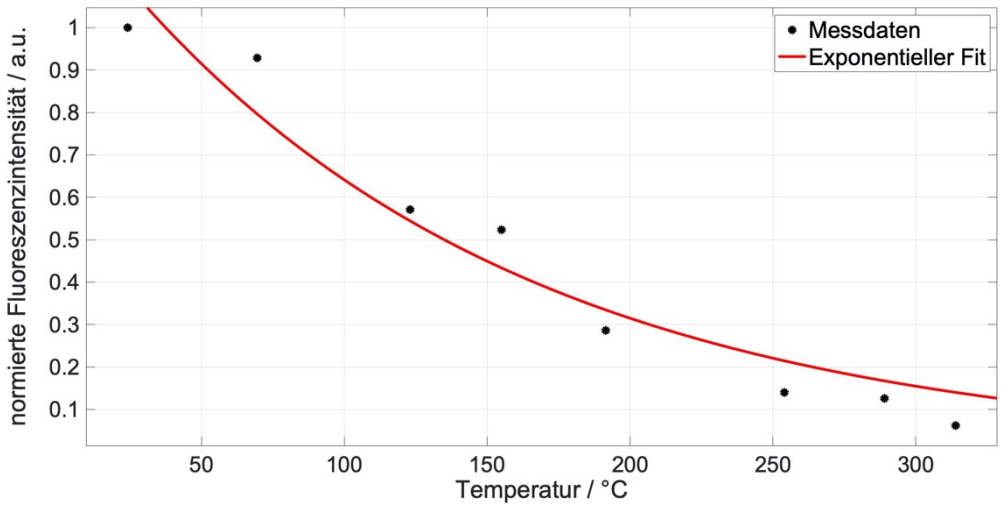

Abbildung 31: Zusammenhang zwischen Fluoreszenzintensität und Temperatur. Die Werte wurden hierzu zwischen 0 und 1 normiert und exponentiell gefittet.

Der Zusammenhang zwischen Temperatur und Fluoreszenzintensität ergibt sich damit wie folgt:

$$I_{\mathrm{norm}} = a\, e^{b\vartheta}$$

Hierbei sind I_{norm} die normierte Fluoreszenzintensität und ϑ die Temperatur in °C. Die hierbei bestimmten Fit-Parameter a und b können nun für die Berechnung der Signalintensität bei bekannter Temperatur verwendet werden. Vorangegangene Arbeiten haben bei einer Temperaturmessung direkt über der Düse eine gute Übereinstimmung zu Messergebnissen der Ein-Farbenthermometrie gezeigt [59]. Liegt das Thermoelement direkt über der Düse, so wird der Fehler durch Temperatur- und Gasdichteschwankungen an dieser Stelle daher als hinreichend gering eingeschätzt.

Mit diesen Informationen und der Kenntnis der Hüllstrom-Temperatur kann nun die erwartete Signalintensität im Korrekturbereich für die Linienkorrektur errechnet werden und die Linienkorrektur mit einem über alle Messreihen konstanten, weil um die Erwärmung des Hüllstromes korrigierten, Wertes erfolgen. Die zuvor berechneten Mittelwerte (Bild_m, $\overline{K}$) für die Streifenkorrektur werden im zweiten Schritt nicht mehr verwendet und dienten nur der Bestimmung der Fit-Parameter für die Umrechnung (Abbildung 31). Dieses Vorgehen eliminiert zeitlich

abhängige Fehler, wie z.B. Puls-zu-Puls-Schwankungen oder zeitliche Veränderungen in der Lightsheet-Homogenität. Die Temperaturabhängigkeit des Korrekturbereiches sowie Konzentrationsschwankungen für die Linienkorrektur wird durch dieses Vorgehen minimiert, können aber nicht ganz entfernt werden.

Nach dieser Korrektur werden nun im dritten Schritt erneut die Fit-Parameter für die Kalibrierfunktion des Hauptstromes ermittelt. Mithilfe dieses Vorgehens kann nun jeder Intensitätswert in einen absoluten Temperaturwert umgerechnet werden.

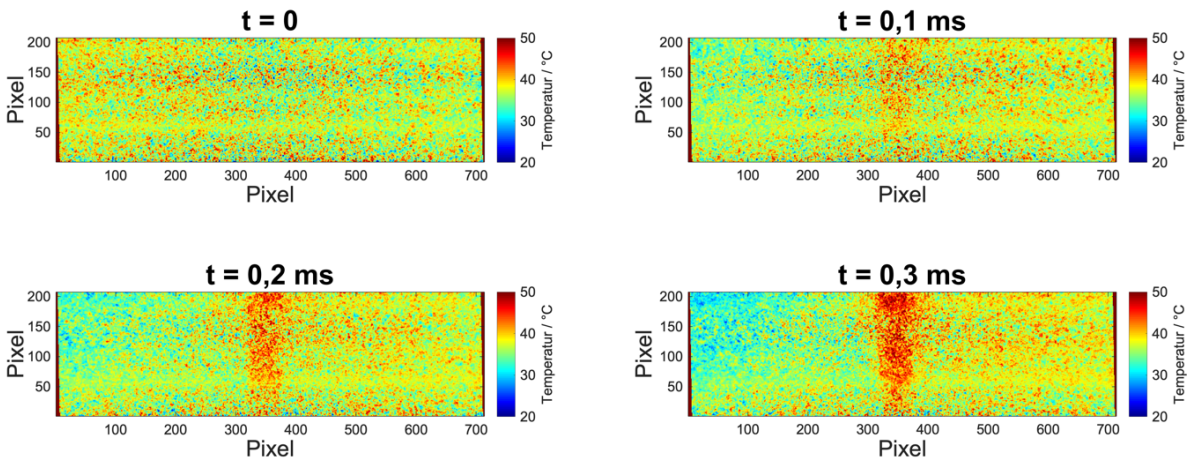

Abbildung 32: Zeitserie aus Abbildung 29 nach Post-Processing und Umrechnung in Temperaturwerte. Trotz konstanter Gastemperatur (24,1°C) und Post-Processing ist immer noch eine zeitlich ansteigende Temperatur im Hauptstrom zu sehen.

In Abbildung 32 ist das Ergebnis der Messungen bei Raumtemperatur nach all diesen Korrekturen mit anschließender Umrechnung in absolute Temperaturen zu sehen. Die vier aufeinanderfolgenden Bilder der Messreihe wurden mit einem zeitlichen Versatz von jeweils 0,1 ms aufgenommen. Man sieht deutlich eine zeitliche Zunahme der Temperatur im Hauptstrom. Eine physikalische Erklärung hierfür kann die zeitliche Änderung von Konzentration, Temperatur oder die Anwesenheit von Sauerstoff liefern. Durch den angewendeten Korrekturalgorithmus sollten temperaturabhängige Konzentrationsschwankungen am Dampfdrucksättiger sowie Änderungen der Umgebungstemperatur weitgehend eliminiert worden sein und der Hüllstrom verhindert die Anwesenheit von Sauerstoff. Betrachtet man den Temperaturbereich des Hauptstroms von ca. 35–45°C (ΔT = 10 K), so sind diese Temperaturen bei einer Umgebungstemperatur von 24,1°C nicht plausibel. Abweichungen durch Konzentrationsschwankungen bedingt durch die Gasaufbereitung mit den MFCs werden als gering eingeschätzt. Dieses würde entweder falsch kalibrierte MFCs oder enorme Regelschwankungen der MFCs als Fehlerursache voraussetzen. Beides konnte im Verlauf anderer Messungen jedoch nicht beobachtet werden. Betrachtet man das Bild bei t = 0 ms, so erkennt man hier keinen Temperatur-

unterschied zwischen Haupt- und Hüllstrom. Was zusätzlich zu der konstant erhöhten Temperatur (Offsetfehler) auffällt, ist ein hohes Rauschen. Der Temperaturmittelwert über das gesamte Bild bei t = 0 ms liegt bei 37,1°C. Bei einer Solltemperatur von 24,1°C führt diese zu einem Offsetfehler von 13°C. Die Standardabweichung als Schätzwert für den Temperaturfehler liegt bei σ = 3,6°C. Diese Werte zeigen das kombinierte Offset- und Rauschproblem. Durch den hohen Offsetfehler liegt die Vermutung an dieser Stelle nah, dass hier noch ein systematischer Fehler in Aufbau oder Datennachbearbeitung vorliegt. Um die Fehlerursache weiter eingrenzen zu können, wurden die Messungen bei weiteren Temperaturen ausgewertet.

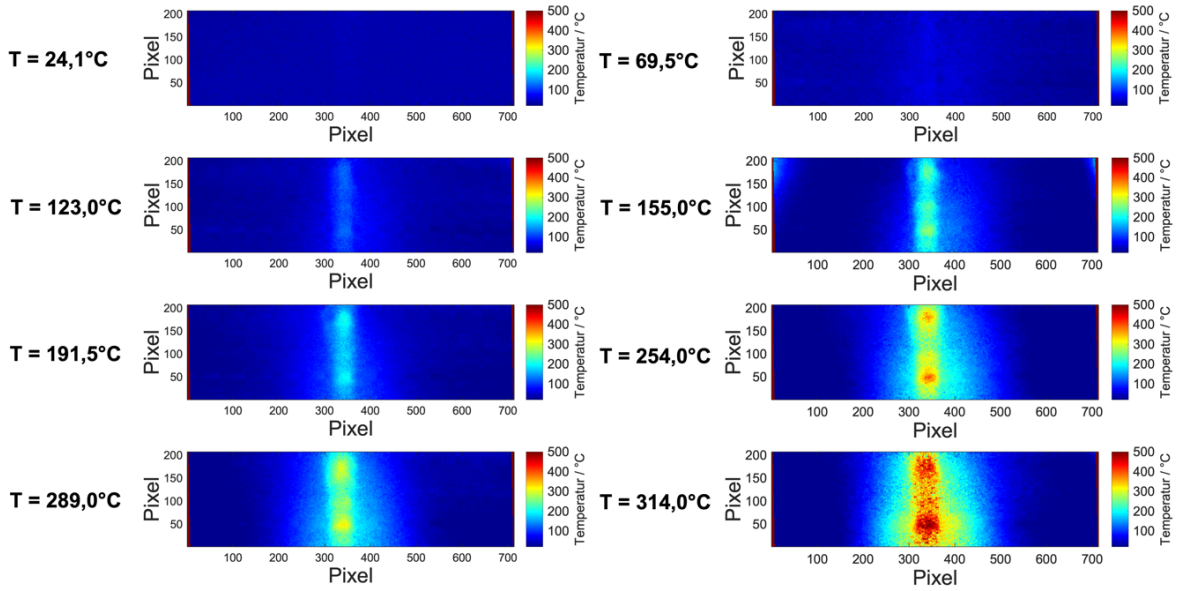

Abbildung 33: Messungen der Temperaturverteilung im Gasfluss einer beheizbaren Düse mit dem ursprünglichem Lightsheet. Ausgewertet wurde jeweils das 9. Bild der Messreihe. Die Main-Flow-Temperaturen (Thermoelementmessung) sind über dem jeweiligen Bild zu sehen. Bei Temperatur ab 155°C ist trotz Korrektur noch eine deutliche Lightsheet-Inhomogenität zu sehen.

Die Ergebnisse sind in Abbildung 33 gezeigt. Schon bei der Messung bei einer Temperatur von 155°C fallen, trotz der erfolgten Linienkorrektur, noch drei Hotspots im Hauptstrom auf. Vergleicht man diese Bilder mit den Rohbildern in Abbildung 29 so ist ein deutlicher Zusammenhang zwischen der Lightsheet-Inhomogenität und den Temperaturhotspots zu erkennen. In den Messergebnissen bei den anderen Temperaturen in Abbildung 33 sind die Hotspots im Hauptstrom ebenfalls gut zu erkennen. Die Linienkorrektur scheint in diesem Fall nicht ausreichend zu sein. Betrachtet man die extreme Lightsheet-Inhomogenität in y-Richtung, so liegt die Vermutung nahe das hier Bereiche mit extrem geringer oder keiner Signalintensität korrigiert wurde. Dies hat zur Folge, dass durch den Algorithmus an diesen Stellen das Rauschen verstärkt wurde. Das führt dann zu den oben genannten Fehlern.

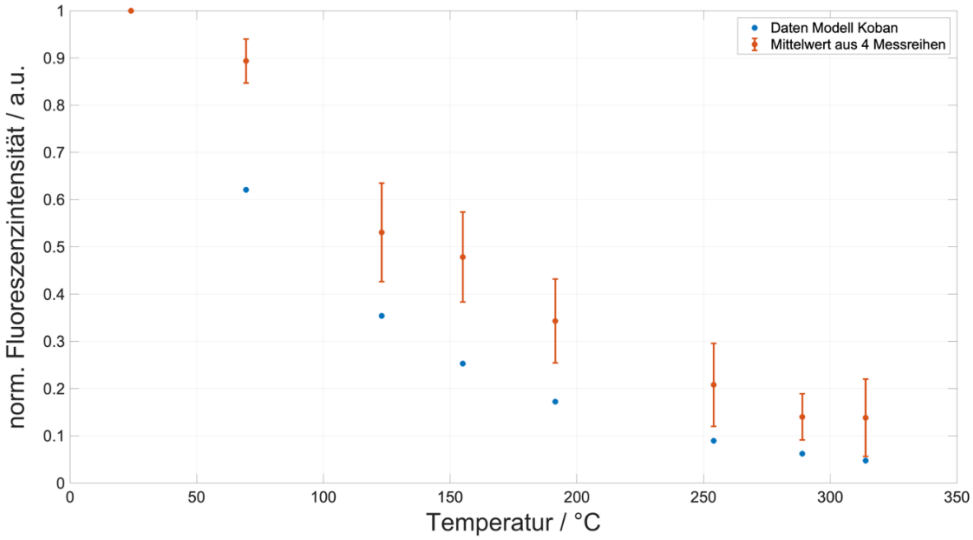

Abbildung 34: Vergleich der Messungen (ursprüngliches Lightsheet) und dem theoretischen Modell [59]. Alle Messreihen liegen deutlich über den normierten theoretischen Werten des Modells.

Die mathematische Nachbearbeitung ist an dieser Stelle also nicht leistungsfähig genug die extremen Lightsheet-Inhomogenitäten zu korrigieren. Auch der Vergleich der normierten Fluoreszenzintensitäten zu theoretisch berechneten Werten [59] in Abbildung 34 zeigt diesen hohen Offsetfehler zwischen erwarteten (Daten in blau [59],) und den gemessenen Werten. Auch die Streuung der Messwerte ist hier gut wiederzuerkennen. Für die normierte Fluoreszenzintensität auf der Ordinate wird die in Temperatur umgerechnete gemittelte Fluoreszenzintensität aus dem Bereich, in dem die Temperaturmessung mit dem Thermoelement im Hauptstrom gemessen wurde verwendet (Abbildung 28)). Die Messungen mit dem ursprünglichen Lightsheet sind somit für eine sinnvolle Quantifizierung der Temperaturmessung nicht geeignet. Da das inhomogene Lightsheet als Fehlerquelle anhand dieser Messungen identifiziert werden konnte, wurde eine alternative gesucht, um diesen Fehler zu eliminieren.

Zu diesem Zweck wurde das Problem der Lightsheet-Inhomogenität in eine andere räumliche Dimension, die Tiefe verlagert (Abbildung 27, modifiziertes Lightsheet). Diese Änderung im Versuchsaufbau zeigte eine beträchtliche Verbesserung der Homogenität des Lightsheet. Die Rohbilder dieser Messungen sind in Abbildung 35 zu sehen.

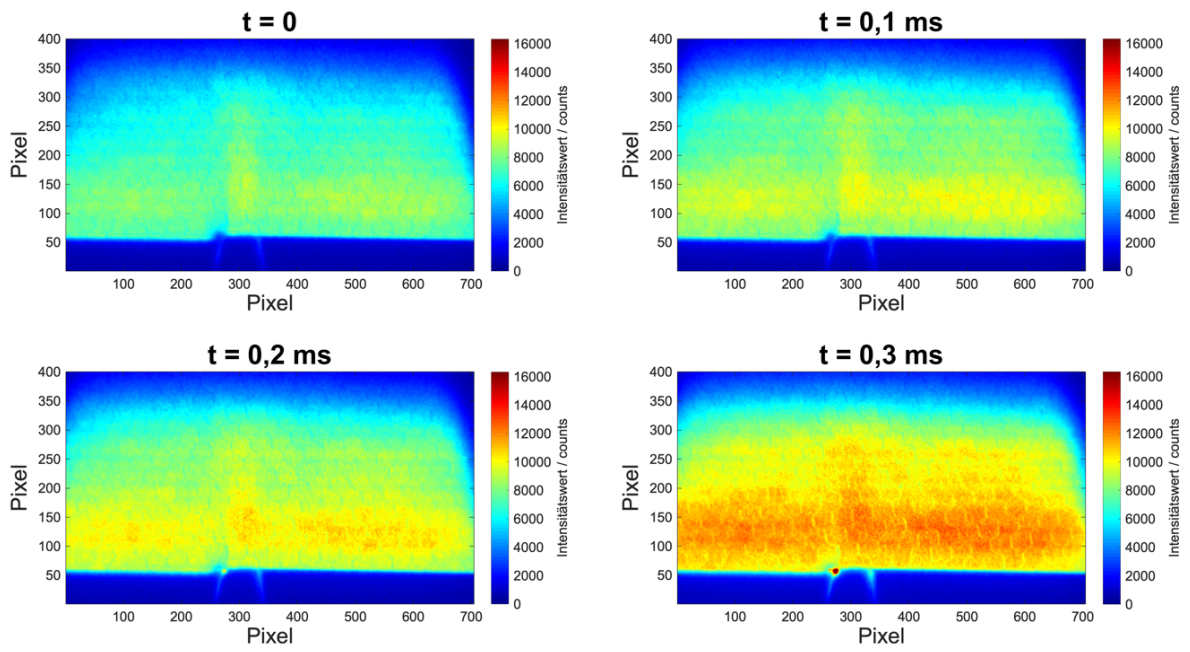

Abbildung 35: Aufeinanderfolgende Rohbilder einer Zeitserie, gemessen mit modifiziertem Lightsheet. Analog zu Abbildung 32 ist ein deutliches Ansteigen der Signalintensität bei einer konstanten Gastemperatur (20,5°C) zu sehen. Die Bilder zeigen eine deutliche Reduktion der Lightsheet-Inhomogenitäten.

Vergleicht man diese mit den vorangegangenen Messungen aus Abbildung 29, so sind die Verbesserungen enorm. Zwar ist auch hier noch ein Gradient in *y*-Richtung zu erkennen, allerdings sind keine offensichtlichen Hot-Spots oder Bereiche mit geringer oder keiner Pulsenergie mehr zu erkennen. Die konstante Energieverteilung über das Lightsheet sollte theoretisch zu einem geringeren Rauschen und zu einem geringeren Offset-Fehler führen. Am Ablauf des Auswertealgorithmus wurde nichts geändert. Die ausgewerteten Bilder sind in Abbildung 36 dargestellt. Die Skalierung der Farbwerte ist wegen der besseren Vergleichbarkeit identisch zu Abbildung 32 gewählt.

Schon mit bloßem Auge ist eine deutliche Verbesserung zu erkennen. Nimmt man das Bild bei t = 0,1 ms als Referenz, da hier der geringste Unterschied zwischen Haupt- und Hüllstrom beobachtet wird, so liegt der Temperaturmittelwert über das gesamte Bild bei 22,1°C (Sollwert 20,5°C). Die Standardabweichung beträgt σ = 2,2°C. Somit hat sich der Offsetfehler von 13°C deutlich auf 1,6°C verbessert. Auch der Rauschwert hat sich von 3,6 auf 2,2°C deutlich durch die Dimensionsänderung des Lightsheets verbessert. Betrachtet man die Temperatur, die mit dem Thermoelement bestimmt wurde (20 ± 1,5°C) mit den bildgebenden Messungen (22,1 ± 2,2°C), so sind die Werte zudem in einem plausiblen Temperaturbereich. Dieses war mit dem ursprünglichen Lightsheet nicht der Fall.

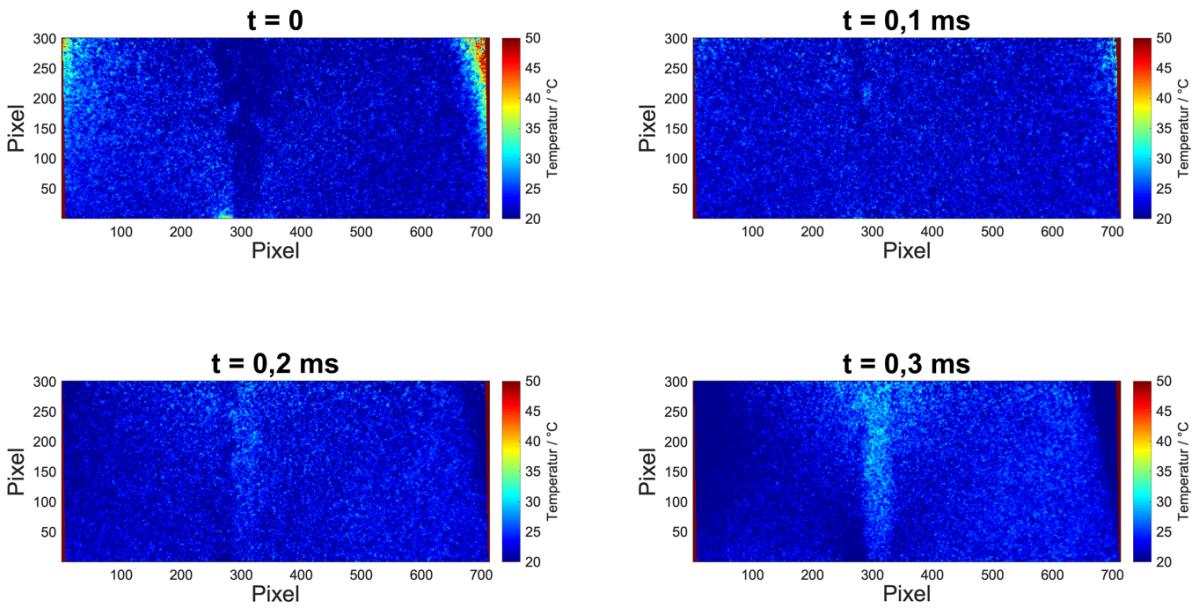

Abbildung 36: Zeitserie aus Abbildung 35 nach Post-Processing und Umrechnung in Temperaturwerte. Das modifizierte Lightsheet führt zu einem geringeren Offsetfehler und zu geringerem Rauschen.

Auch in Abbildung 36 fällt ein zeitliches Ansteigen der Temperatur im Hauptstrom auf. Bei diesen vier gezeigten Bildern der Messreihe bei Umgebungstemperatur liegt die Schwankung im Bereich zwischen ca. 18 und 27°C (ΔT = 9 K). Die Temperaturdifferenz über die Bilder ist somit vergleichbar zu den Ergebnissen mit ursprünglichem Lightsheet geblieben. Der Grund hierfür liegt vermutlich in einer reellen Temperaturerhöhung der Gasströmungen durch den zusätzlich eingebrachten Energieeintrag des Lasers. Das jeweils siebte Bild einer jeden Messreihe bei einer konstanten Temperatur ist in Abbildung 37 gezeigt. Im Vergleich zu Abbildung 33 ist hier eine deutlich homogenere Temperaturverteilung und eine konstant niedrigere Temperatur zu beobachten. Der verringerte Offsetfehler und das verringerte Rauschen zeigen sich auch in den Messreihen bei höheren Temperaturen.

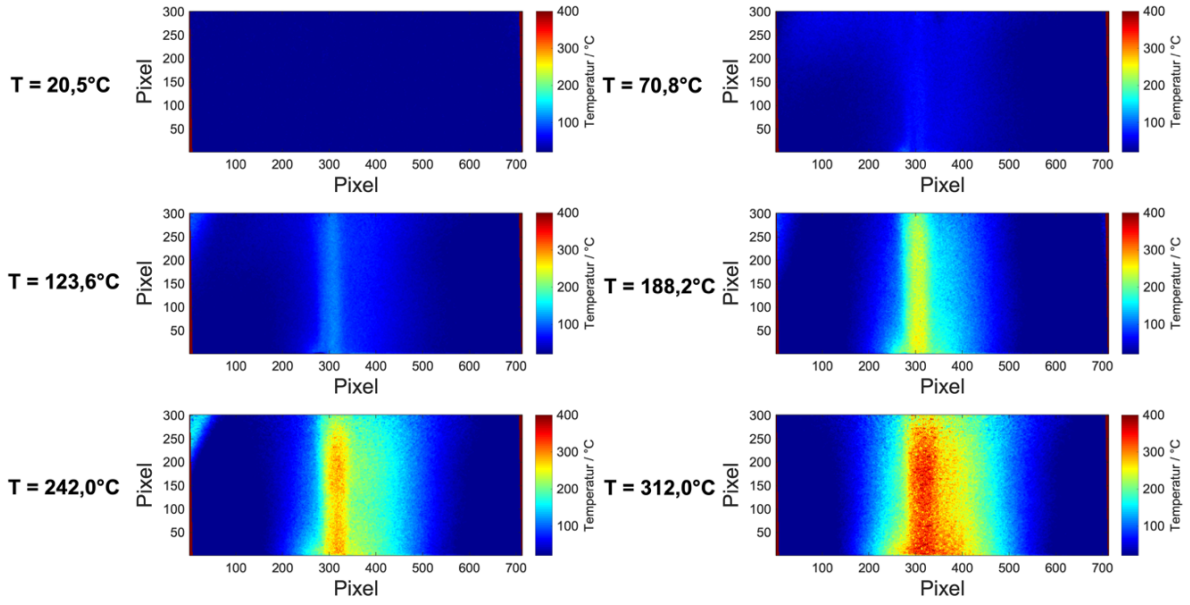

Abbildung 37: Temperaturserie mit modifiziertem Lightsheet. Ausgewertet wurde jeweils das siebte Bild der Messreihe. Im Vergleich zu Abbildung 33 sieht man niedrigere Temperaturen. Zudem ist ein deutlich rauschärmeres homogeneres Bild zu sehen.

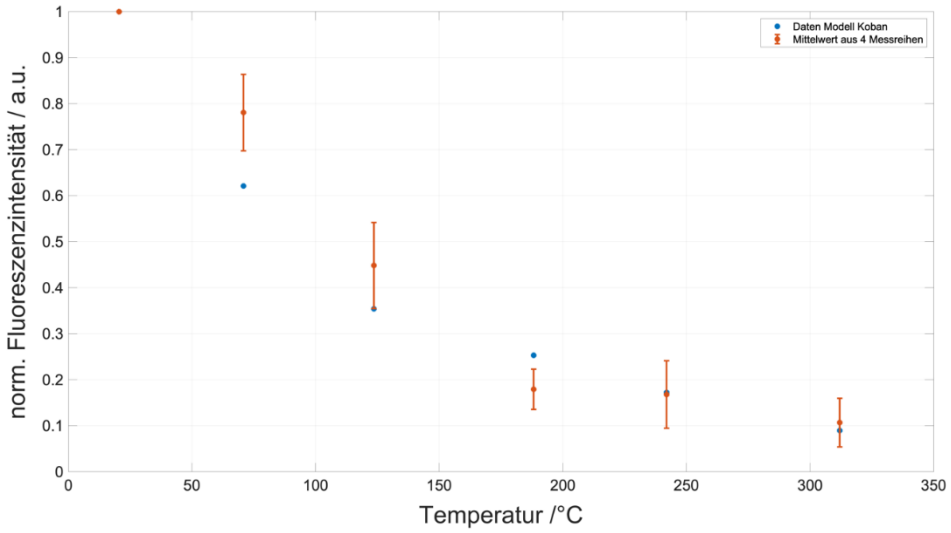

Abbildung 38: Der Vergleich der Temperatur-Messungen mit modifiziertem Lightsheet mit den normierten Werten des Koban-Modells [59] zeigt eine bessere Übereinstimmung als die Ergebnisse mit dem ursprünglichen Lightsheet (Abbildung 34). Der Offsetfehler ist deutlich geringer als bei den Ergebnissen mit dem ursprünglichen Lightsheet.

Der Vergleich der gemessenen normierten Fluoreszenzintensität zu den theoretischen Werten des Koban-Modells [59] ist in Abbildung 38 gezeigt. Auch hier sieht man deutlich durch den geringeren Offsetfehler, dass die normierte Fluoreszenzintensität des modifizierten Aufbaus erheblich bessere Werte als die Messungen mit dem ursprünglichen Lightsheet liefert. Ebenso sind, analog zu Abbildung 34 noch teils nicht unerhebliche Abweichungen zu den theore-

tischen Werten zu erkennen. Besonders die Werte bei 70,8 und 123,6°C zeigen immer noch einen zu hohen Wert, während die Messungen ab ca. 180°C eine gute Übereinstimmung zu den theoretischen Werten zeigen.

In diesem Kapitel konnte gezeigt werden, dass eine Hochgeschwindigkeitsmessung von Temperaturfeldern auf Basis von Toluol-LIF im Einzelschuss prinzipiell möglich ist. Hierzu wurde ein Auswertealgorithmus entwickelt und verwendet, um den Messaufbau zu optimieren. Dieser führte zu einem erheblich geringeren Offsetfehler und zu einer höheren Messgenauigkeit. Speziell bei absoluten Messungen über einen großen Temperaturbereich, wie in diesem Kapitel durchgeführt, konnte jedoch festgestellt werden, dass dem Messsystem im Vergleich zu normalen – also nicht Hochgeschwindigkeitssystem – Grenzen gesetzt sind. Für weitere Messungen sollte zudem das modifizierte Lightsheet verwendet werden, da sich mit diesem Aufbau deutlich bessere Ergebnisse erzielen lassen.

Anhand der in diesem Kapitel erfolgten Messungen und der Untersuchungen aus Kapitel 6 können einige dieser messtechnischen Grenzen quantifiziert werden. Basierend auf der Rauschauswertung aus Abbildung 37 kann für diese Messung eine Nachweisgrenze von 3σ = 6,6°C definiert werden. Die hier genannten Werte beziehen sich auf Einzelauswertungen ohne räumliche oder zeitliche Mittelung zur Verbesserung des Rauschens.

7.2. Toluol-LIF-Thermometrie im Einzylindermotor

Die in diesem Kapitel gezeigten Messungen haben das Ziel, Hochgeschwindigkeitslaser und Hochgeschwindigkeitskamera an einem optisch zugänglichen Einzylinder-Forschungsmotor für zeitaufgelöste Messungen der Temperaturverteilung mithilfe von Toluol-LIF einzusetzen. Hierdurch soll die Eignung des Systems für Messungen im Brennraum eines Forschungsmotors untersucht werden. Auf Basis der Messungen aus den Kapiteln 6 und 7.1 soll die Temperaturverteilung im Zylinderinnenraum während der Kompressionsphase visualisiert werden [82]. Eine zeitlich hochaufgelöste Messung dieser Temperaturverteilung in Form einer bildgebenden Messung wäre ein neues Werkzeug für die Motorenentwicklung. Ein besseres Verständnis moderner Brennverfahren mit homogener Selbstzündung (HCCI, CAI) [1, 85] oder von Effekten wie Motorklopfen [7] oder Vorentflammung [7] sind hier nur einige Beispiele bei denen bildgebende Messungen der Temperaturverteilung von enormem Interesse sind.

Als Folge der Ergebnisse aus den Charakterisierungsmessungen in Kapitel 6 und der Messungen in Kapitel 7.1 wurde für die Hochgeschwindigkeitsmessungen am optischen Motor eine neue Strategie verfolgt. Das Ziel war, die Genauigkeit der Temperaturmessungen durch eine relative Messung, also eine Messung bezogen auf einen Referenzwert, zu steigern. Diesem Vorgehen liegt die Annahme zu Grunde, dass bei einer Minimierung der Messspanne der

resultierende Messfehler geringer ausfällt. Um dieses besser nachvollziehen zu können, soll das folgende Gedankenexperiment dienen:

Betrachtet werden zwei Messungen. Bei einer Messung wird als Referenzpunkt 20°C (Fall 1) verwendet, bei der anderen ein Referenzpunkt von 200°C (Fall 2). Bei beiden Messungen liegt der Messwert bei 250°C. Bei Fall 1 beträgt somit die Messspanne 230°C, bei Fall 2: 50°C. Da sich viele Fehler wie z.B. die Linearitätsabweichung auf die gesamte Messspanne auswirken, liefert Fall 2 die höhere Genauigkeit.

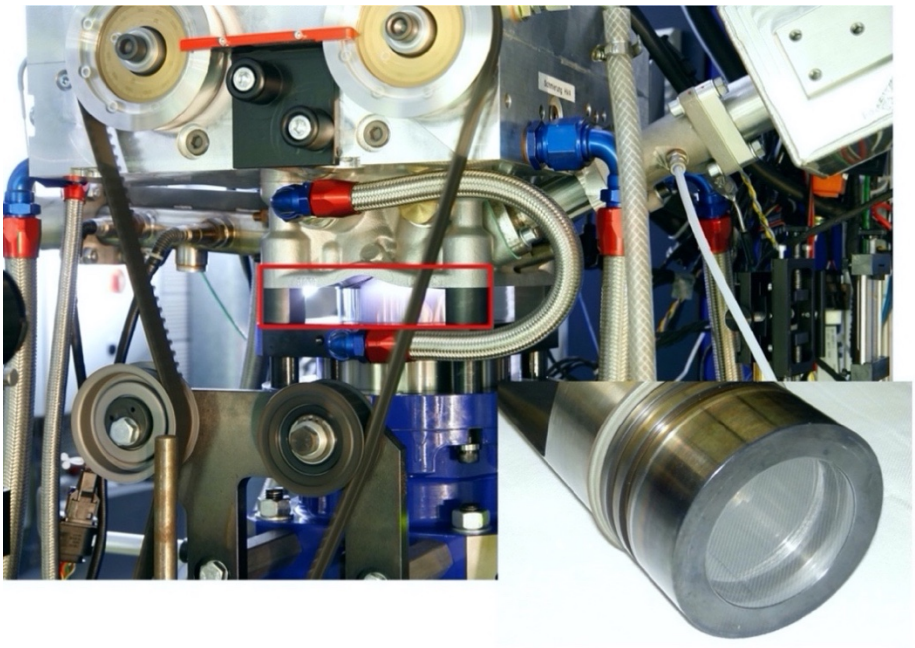

Abbildung 39: Optisch zugänglicher Einzylinder-Forschungsmotor mit eingebautem Quarzglasring. Mit dem roten Kasten ist der optisch zugängliche Bereich markiert. Unten rechts: Kolbenkrone mit eingebautem Saphirglas.

Die Messungen erfolgten im optisch zugänglichen Einzylinder Forschungsmotor. Die Strahlführung zum Motor erfolgte über dielektrische Spiegel (HR 266 nm/HT 532 nm und HT 1064 nm) sowie einem 45° Silberspiegel im Kolben des Forschungsmotors. Die Einkopplung in den Brennraum wird durch ein Saphirglas im Kolben des Hubkolbenmotors, die Detektion des Fluoreszenzlichtes durch einen Quarzglasring zwischen Zylinderkopf und Laufbuchse, rechtwinklig zum Lightsheet ermöglicht. Beides ist in Abbildung 39 zu sehen. Unten rechts ist ein Foto der Kolbenkrone mit dem Saphirglas gezeigt. Auf dem großen Bild ist der optische Motor dargestellt. Der durch den Quarzglasring optisch zugängliche Bereich des Brennraumes ist rot gekennzeichnet.

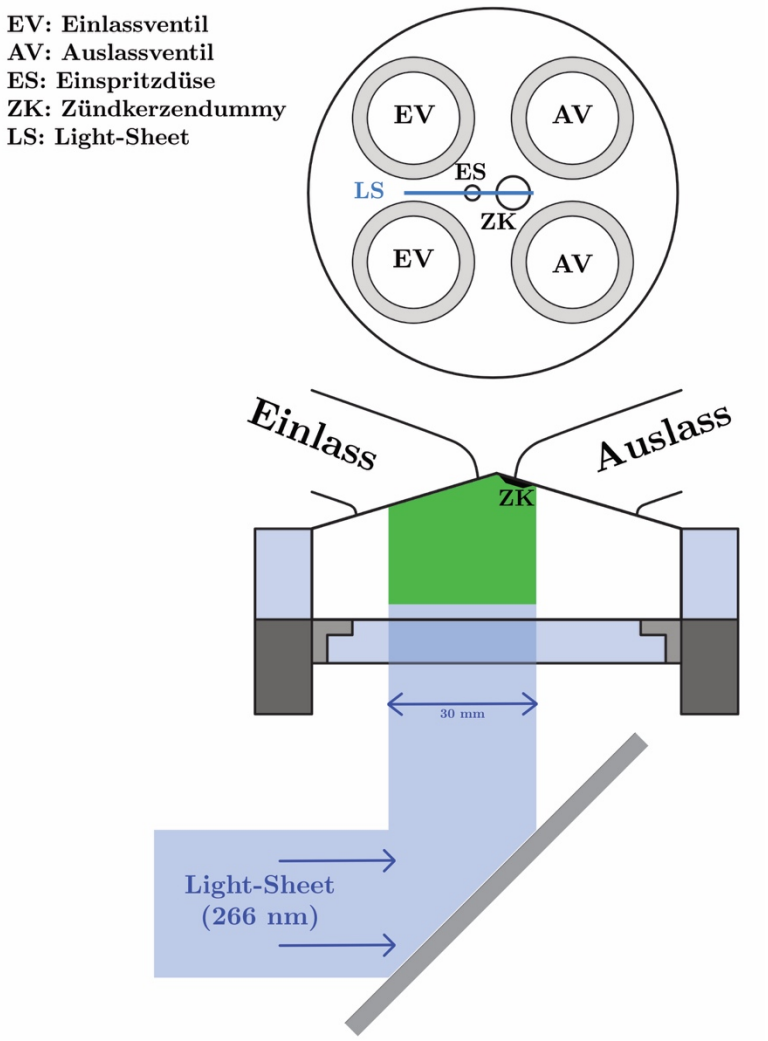

Abbildung 40: Schematische Zeichnung des optisch zugänglichen Zylinders. Rechte Seite: Auslassventile (AV). Linke Seite: Einlassventile (EV). Das Lightsheet (LS) wird über eine 45° Spiegel durch ein Saphirglas im Kolben in den Brennraum geführt und liegt in der Brennraummitte. Breite des Lightsheet: 30 mm. Der Beobachtungsbereich ist grün gekennzeichnet.

Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 40 gezeigt. Das Lightsheet, in der Abbildung in hellblau dargestellt, wurde über den Spiegel im verlängerten Kolben so in den Brennraum eingekoppelt, dass die vertikale Messebene in der Mitte des Brennraumes zwischen den Ein- und Auslassventilen liegt. Wegen der geringen Pulsenergie von nur ca. 0,5 mJ pro Puls konnte nicht der vollständige Brennraumquerschnitt von 60 mm, sondern nur ein Beobachtungsbereich von ca. 30 mm, realisiert werden. Ein größerer Beobachtungsbereich hätte zu einer geringeren Bestrahlungsstärke und infolgedessen zu einem zu geringen Fluoreszenzintensitätssignal geführt. Um eine möglichst hohe Intensität des Fluoreszenzsignals detektieren zu können, wurde im Gegensatz zu dem in den Messungen in Kapitel 7.1 eingesetzten Weißglasfilter (WG 295) zur Unterdrückung des elastisch gestreuten Laserlichts ein Langpass-Kantenfilter mit der Kantenposition bei 266 nm verwendet. Hierdurch erfolgt die Detektion über einen breiteren Wellenlängenbereich, was zu einer höheren Signalintensität des Detektionssignals führt. Der

Ansatz birgt den Nachteil auch einen geringen Teil des Streulichts mit zu detektieren und hierdurch den Messfehler zu erhöhen, was aber bewusst in Kauf genommen wurde. Auf der Detektionsseite wurden Bildverstärker und Kamera mit einem UV-Objektiv der Brennweite 45 mm und einer F-Zahl von 1,8 genutzt.

Auf der rechten Seite des dargestellten optisch Zugänglichen Zylinders sind die Auslassventile, auf der linken die Einlassventile zu sehen. Die Messebene liegt mit einer Breite von ca. 30 mm zwischen den beiden Ventilpaaren (Abbildung 40, oberes Bild). Sie liegt nicht symmetrisch um die Mittelachse des Brennraumes, sondern ist leicht axial verschoben mit einem größeren Bereich auf der Einlassseite des Brennraums. Der mit Kamerasystem und Laser realisierte Beobachtungsbereich ist in grün dargestellt. Da nur Messungen im geschleppten Motorbetrieb erfolgt sind, wurde die Zündkerze für die Messungen aus dem Brennraum entfernt und die Zündkerzenbohrung durch einen Gewindestift verschlossen. Durch diesen Wechsel konnten störende Reflektionen an der Zündkerze, die im ungünstigsten Fall zu einem Ausbleichen des Bildverstärkers in diesem Bereich und somit zum Defekt führen können, vermieden werden. Alle für die spätere Auswertung notwendigen thermodynamischen Daten wie z.B. der Zylinderdruck, die Einlasstemperatur oder der Einlassdruck wurden über das Indiziersystem des Motors aufgezeichnet (Kapitel 2.2).

Die Messungen erfolgten im geschleppten Motorbetrieb, bei einer Drehzahl von 2000 min^{-1}. Angesaugt wurde ein Gemisch aus 50 Vol.% iso-Oktan und 50 Vol.% Toluol mit Stickstoff als Trägergas. Die Mischung aus Toluol und iso-Oktan wurde vor die Einlassventile in das Saugrohr eingespritzt und dann gemeinsam mit dem Stickstoff angesaugt. Toluol fungierte in dieser Messung analog zu Kapitel 7.1 als Fluoreszenztracer, Stickstoff wegen der bei Umgebungsluft vorhandenen Quenchingeffekte durch Sauerstoff (Kapitel 3.2) als Trägergas. Das durch die Drosselklappe und Einlassventile angesaugte Gasgemisch wurde auf eine Temperatur von 60°C vorgewärmt und auf einen Einlassdruck (vor den Einlassventilen) von 1 bar geregelt. Die Einlassventile wurden bei 254°KW geöffnet und bei –176°KW geschlossen. Da die Kompressionsphase untersucht werden sollte, wurde der Wert 0°KW für den ZOT definiert.

Für die Auswertung der Messungen wurde ein Algorithmus in MATLAB© entwickelt, mit dem die Bilder dem richtigen Zeitpunkt im Motorzyklus zugeordnet werden können. Nur so ist eine korrekte Zuordnung der thermodynamischen Daten wie z.B. Druck und Temperatur aus dem Indiziersystem zur jeweiligen Hochgeschwindigkeitsaufnahme und damit die Berechnung der Temperaturverteilung möglich. Als Grundlage für diese Zuordnung wurde die bekannte Information über die Motordrehzahl (2000 min^{-1}) und die Bildaufnahmefrequenz (9,5 kHz) des Kamerasystems genutzt. Über die Drehzahl kann die Zeit für einen Zyklus berechnet werden, mit der Aufnahmefrequenz die Zeitdauer zwischen den Bildern. Aus diesen beiden Informationen kann die Anzahl der Bilder pro Zyklus berechnet werden.

Neben der nun bekannten Anzahl der Bilder pro Zyklus muss zusätzlich eine zeitliche Zuordnung der Bilder zum jeweiligen Zyklus und zum Zeitpunkt in dem Zyklus erfolgen. Hierfür wurde ausgenutzt, dass der Kolben des Verbrennungsmotors, um den oberen Totpunkt herum, auf den Bildern zu sehen ist. Über einen oberen und einen unteren Schwellwert für die Signalintensität kann bei jedem Bild eine grobe Bestimmung der Position des Kolbenbodens erfolgen. Hierbei wird für alle Intensitätswerte unter dem unteren Schwellwert (Beispielwert: 800 Counts) bei den entsprechenden Pixeln der Wert 0 gesetzt, für alle Werte über dem oberen Schwellwert (Beispielwert: 1000 Counts) der Wert 1. Alle Werte zwischen diesen beiden Schwellwerten werden nicht geändert. Oberer und unterer Schwellwert dürfen hierbei nicht identisch sein und unterscheiden sich von Messreihen zu Messreihe. Die Auswahl der Schwellwerte muss hierbei in Abhängigkeit von der jeweiligen Signalintensität an der Position des Kolbenbodens im Bild erfolgen.

Bei den ersten Auswertungen hat sich jedoch schnell gezeigt, dass diese grobe Identifizierung des Kolbenbodens für die notwendige genaue zeitliche Bestimmung bei weitem nicht ausreichend ist. Eine genauere Identifizierung der Kolbenposition in den Bildern erfolgte in einem zweiten Schritt durch die Berechnung der stärksten Intensitätsänderung in vertikaler Richtung. Die Differenzierung des Bildes mit dem Kolbenboden in *y*-Richtung und anschließende Aufsummierung aller Zeilenwerte (*x*-Richtung) ergibt einen Spaltenvektor, dessen Maximum die Position des Kolbens im Bild anzeigt, im Folgenden Positionsmarker genannt. Der Positionsmarker ist somit eine einzelne Zahl für jedes Bild, die die Zeile im Bild mit dem Kolbenboden angibt. Hierbei ist die MATLAB typische Matrix-Schreibweise verwendet worden. Die Zeilen werden daher von oben nach unten gezählt. Eine kleiner werdende Zahl für den Positionsmarker entspricht somit einem sich nach oben bewegenden Kolben. Verursacht durch die kurze Ruhephase des Kolbens am oberen Totpunkt, ist auch nach diesem zweiten Schritt die genaue Identifizierung des oberen Totpunktes schwierig. In den Messungen sind meist mehrere Bilder mit annährend gleichem Positionsmarker (ca. 2–3 Bilder) zu sehen. Für eine genaue zeitliche Bestimmung des oberen Totpunktes und damit eine zeitliche Zuordnung der Bilder ist das noch nicht ausreichend.

Um die zeitliche Zuordnung des oberen Totpunktes weiter zu verbessern, wurde ein dritter Schritt eingeführt. Hierbei wurde der errechnete Positionsmarker eines jeden Bildes über der zugehörigen Bildnummer geplottet. Dieses ist in Abbildung 41 dargestellt. Die im vorigen Schritt bestimmte Aufnahme mit dem Kolben am oberen Totpunkt und die 10 umliegenden Bilder (±5 Bilder) werden mit einem Polynom zweiten Gerades angepasst (Abbildung 41, unten rechts). Die Ableitung dieser Fit-Funktion und der dann ermittelte Extremwert liefert dann das Bild zu dem Zeitpunkt, bei dem der Kolben exakt am oberen Totpunkt ist. Um Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen auszugleichen, erfolgte diese Berechnung nicht nur einmal für eine

Messreihe (1 Messreihe = mehre aufeinanderfolgende Zyklen), sondern für jeden Zyklus separat. Ausgehend von der so ermittelten LOT-Position bzw. der Ermittlung des Bildes, das bei LOT entstanden ist, kann für jeden Zyklus eine zeitliche Zuordnung der Bilder zur jeweiligen Kolbenposition erfolgen.

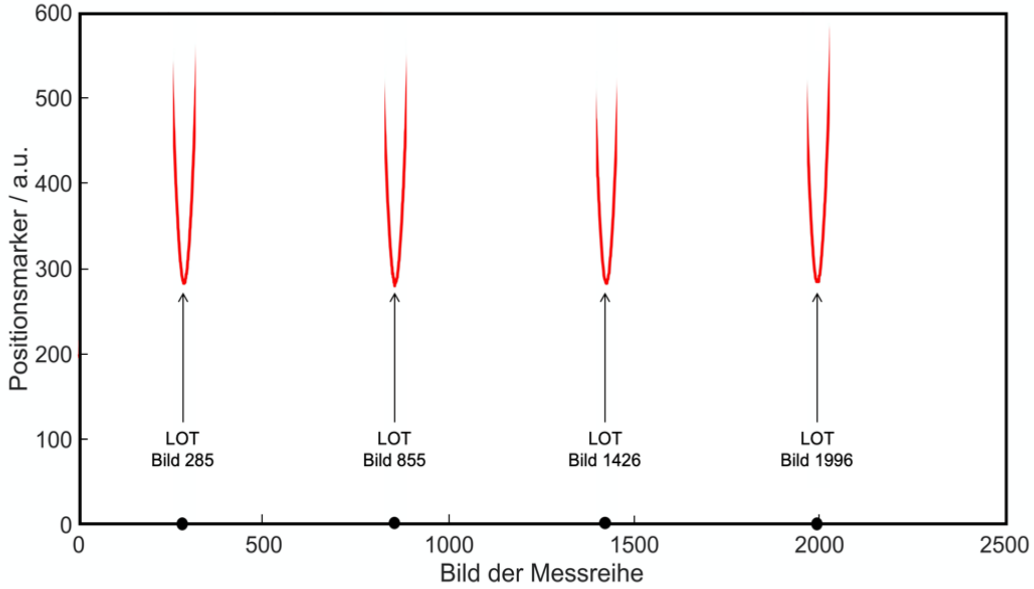

Abbildung 41: Synchronisation von Hochgeschwindigkeitsbildserie und Zeitpunkt im Zyklus anhand der Kolbenposition. Aufgetragen ist der Positionsmarker (*y*-Achse) in Abhängigkeit von der Bildnummer einer Zeitserie von aufeinanderfolgenden Bildern (*x*-Achse). In Rot sind die LOT-Positionen zu sehen. Der *x*-Wert an den Minima zeigt das Bild der Zeitserie, das am jeweiligen LOT aufgenommen wurde.

Nach der zeitlichen Zuordnung der Bilder wurden diese, auf Basis der Korrekturalgorithmen aus Kapitel 7.1, korrigiert und die Temperaturverteilung berechnet. Ziel ist es, die Temperaturverteilung im Brennraum eines Verbrennungsmotors während der Kompressionsphase zu visualisieren. Hierbei werden überdurchschnittlich heiße und unterdurchschnittliche kalte Bereiche in den Bildern sichtbar. Der Ansatz an dieser Stelle ist somit zu dem in Kapitel 7.1 verschieden, da hier eine Abweichung zu einer mittleren Temperatur visualisiert werden soll und keine absolute Temperaturmessung erfolgt [82, 85].

Für die weitere Erklärung der Zusammenhänge und des Vorgehens soll Abbildung 42 helfen. Zu sehen sind drei aufeinanderfolgende Motorzyklen, LOT ist in rot markiert. Der Druckverlauf in diesen Zyklen ist in schwarz dargestellt. Alle Messungen erfolgten im geschleppten Motorbetrieb. Innerhalb eines jeden Zyklus gibt es ca. 570 Bilder. Um das System und die Algorithmen zu verdeutlichen wurden in Abbildung 42 exemplarisch drei Bilder, also drei Messzeitpunkte, dargestellt. Diese Zeitpunkte sind in Blau markiert. Hierbei steht $\varphi_{\mathrm{Zyk}_1\mathrm{Bild}_1}$ für den Zeitpunkt, an dem das erste Bild im ersten Zyklus entstanden ist.

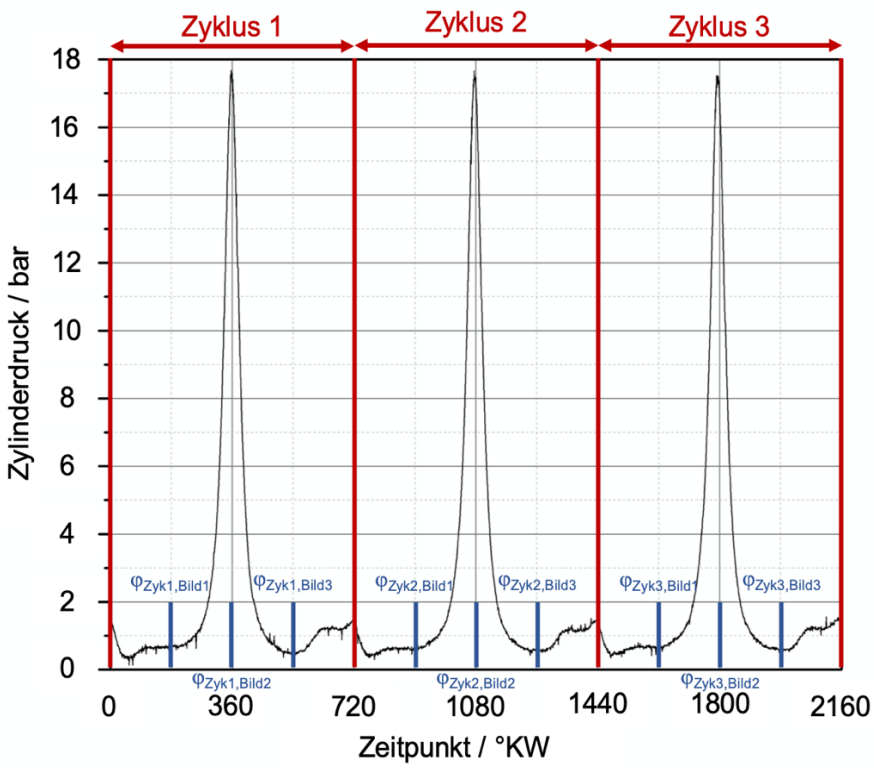

Abbildung 42: Definition der Zeitpunkte einer Messreihe zur Erläuterung der Auswertung und Messung. Zu sehen ist der Druckverlauf für drei aufeinanderfolgende Zyklen im geschleppten Motorbetrieb. Der rot markierte Bereich definiert jeweils einen Zyklus. In jedem Zyklus sind exemplarisch drei Aufnahmezeitpunkte in blau eingezeichnet (Beispiel: $t_{\mathrm{Zyk_2Bild_3}}$ bezeichnet den Zeitpunkt, an dem das dritte Bild im zweiten Zyklus entstanden ist).

Im ersten Schritt erfolgte ein Hintergrundabzug. Hierzu wurde der Motor unter identischen Betriebsbedingungen wie bei der Messung betrieben. Auch die Kamera wurde mit identischen Einstellungen wie bei der Messreihe verwendet, einzig der Laser wurde während der Messung des Hintergrundes nicht eingeschaltet. Durch die zuvor erfolgte zeitliche Zuordnung von sowohl Hintergrundbildern als auch Messungen, kann im ersten Schritt der Hintergrundabzug erfolgen.

Im zweiten Schritt wird ein Mittelwertbild aus Bildern identischer Zeitpunkte über alle Zyklen einer Messreihe erstellt. In dem in Abbildung 42 gewählten Beispiel würden somit die Bilder zu den Zeitpunkten $\varphi_{\mathrm{Zyk_1Bild_1}}$, $\varphi_{\mathrm{Zyk_2Bild_1}}$ und $\varphi_{\mathrm{Zyk_3Bild_1}}$ aufsummiert und durch 3 geteilt:

$$\bar{\varphi}_{\mathrm{Bild_1}} = \frac{\sum_{n=1}^{3} \varphi_{\mathrm{Zyk_nBild_1}}}{n} = \frac{\varphi_{\mathrm{Zyk_1Bild_1}} + \varphi_{\mathrm{Zyk_2Bild_1}} + \varphi_{\mathrm{Zyk_3Bild_1}}}{3}$$

Dies geschieht für jede Signalintensität und jeden Pixel. Verallgemeinert folgt somit:

$$\bar{\varphi}_{\mathrm{Bild}_i} = \frac{\sum_{n=1}^{\text{letzter Zyklus}} \varphi_{\mathrm{Zyk}_n \mathrm{Bild}_i}}{\text{Anzahl aller Zyklen}}$$

Somit werden alle ersten Bilder eines jeden Zyklus, alle zweiten Bilder eines jeden Zyklus usw. gemittelt. Nach dieser Berechnung gibt es, abhängig von der jeweiligen Messreihe ca. 570 Mittelwertbilder, da es ca. 570 Zeitpunkte in jedem der ca. 55 Zyklen pro Messreihe gibt. Die so bestimmten Mittelwertbilder $\bar{\varphi}_{\mathrm{Bild_i}}$ dienen als Bezugspunkt für die Bilder des gleichen Zeitpunktes $\varphi_{\mathrm{Zyk}_n \mathrm{Bild}_i}$ in den unterschiedlichen Zyklen. Dividiert man nun jedes Einzelbild im Zyklus durch das passenden Mittelwertbild zum selben Zeitpunkt, so sieht man die auf das Mittelwertbild normierte Intensität des Einzelbildes:

$$Q_{\mathrm{Zyk}_n \mathrm{Bild}_i} = \frac{\varphi_{\mathrm{Zyk}_n \mathrm{Bild}_i}}{\bar{\varphi}_{\mathrm{Bild}_i}}$$

Das Ergebnis $Q_{\mathrm{Zyk}_n \mathrm{Bild}_i}$ zeigt somit die Intensitätsschwankung des Einzelbildes zum Zeitpunkt i im Zyklus n gegenüber dem Mittelwert des Zeitpunktes i über alle Zyklen. In dem Beispiel aus Abbildung 42 würde das z.B. der Fluoreszenzintensität von Zeitpunkt $\varphi_{\mathrm{Zyk}_1 \mathrm{Bild}_1}$ normiert auf den Mittelwert über die drei Zyklen auf $\bar{\varphi}_{\mathrm{Bild}_1}$ entsprechen. Nach einer Umrechnung in Temperaturen ist damit eine Aussage über zyklusabhängige heiße Bereiche, die z.B. zu ungewollten Zündungen (Vorentflammung, Motorklopfen) oder ähnlichem führen (Kapitel 2.1), möglich. Wichtig an diese Stelle ist der Hinweis, dass es sich bei den Messdaten an dieser Stelle noch nicht um Temperaturen, sondern um Signalintensitäten handelt.

Vor der Umrechnung in Temperaturen wurde auch hier eine Korrektur der Lightsheet-Inhomogenität (Streifenkorrektur, siehe Kapitel 7.1) durchgeführt, um die Genauigkeit der Messung zu erhöhen und die in Kapiteln 6 und 7.1 gezeigten Besonderheiten des Hochgeschwindigkeitsmesssystems zu korrigieren. Im Unterschied zu Kapitel 7.1 gestaltet sich die Auswahl des Bereiches für die Korrektur in diesem Fall allerdings erheblich komplizierter. Im Gegensatz zu den Messungen an der Düse in Kapitel 7.1 und dem dort für die Streifenkorrektur verwendeten wohl definierten Hüllstrom steht ein solch diskreter homogener Bereich im Brennraum nicht zur Verfügung. Die Streifenkorrektur musste daher mit den Messdaten bzw. dem vorhandenen Bildausschnitt erfolgen. Im Beobachtungsbereich (grüner Bereich in Abbildung 40) wurden die Pixel jeder Zeile aufsummiert und damit ein Korrekturfaktor für die Streifenkorrektur für jede Zeile bestimmt. Dieses Vorgehen birgt einige Risiken, war aber angesichts fehlender Alterna-

tiven die einzige Möglichkeit einer Korrektur der Bilder. So führt dieses Vorgehen bei einer inhomogenen Temperatur- oder Toluolkonzentrationsverteilung zu einem Restfehler nach der Streifenkorrektur. Da in diesem Fall der Motor in einem stationären Betriebspunkt betrieben wurde, die Einspritzung ins Saugrohr erfolgte und das angesaugte Gemisch vorgewärmt wurde, wird hier von einer ausreichenden Thermostatisierung und Homogenisierung des Gemisches ausgegangen. Der verbliebene Restfehler, auch nach nicht optimaler Linienkorrektur, verglichen mit dem Fehler ohne Linienkorrektur wird als erheblich geringer eingeschätzt.

Nach der Streifenkorrektur erfolgte, als letzter Schritt vor der eigentlichen Temperaturberechnung eine Glättung mit einem 3 × 3 Medianfilter, um Rauscheinflüsse zu minimieren. Die so korrigierten Daten wurden dann abschließend in eine Temperaturdifferenz umgerechnet. Als Grundlage hierfür wurde der folgende Zusammenhang zwischen Fluoreszenzintensität und Temperatur bei Anregung mit 266 nm verwendet (Kapitel 3.2, [59]):

$$\frac{\phi_{\mathrm{fl}}(T)}{\phi_{\mathrm{fl}}(296\ \mathrm{K})} = 22{,}5\ e^{-0{,}0105\ T\ /\mathrm{K}}$$

Hierbei ist $\phi_{\mathrm{fl}}(T)$ die Fluoreszenzquantenausbeute bei der Temperatur T und $\phi_{\mathrm{fl}}(296\ K)$ die Fluoreszenzquantenausbeute bei der Temperatur 296 K. An dieser Stelle wird ein weiterer Vorteil der gewählten Auswertemethode, also der Normierung auf die Mittelwertbilder, klar. Der oben beschrieben gewählte Bezug der Einzelmessung auf das Mittelwertbild lässt den folgenden Ansatz für die Berechnung der Temperaturdifferenz zu:

$$\frac{\dfrac{\phi_{\mathrm{fl}}(T)}{\phi_{\mathrm{fl}}(296\ \mathrm{K})}}{\dfrac{\phi_{\mathrm{fl}}(T_{\mathrm{m}})}{\phi_{\mathrm{fl}}(296\ \mathrm{K})}} = \frac{22{,}5\ e^{-0{,}0105\ T/\mathrm{K}}}{22{,}5\ e^{-0{,}0105\ T_m/\mathrm{K}}}$$

Hierbei ist $\phi_{\mathrm{fl}}(T_m)$ die Fluoreszenzquantenausbeute bei der mittleren Temperatur T_{m}, also der Temperatur die sich passend zu den Mittelwertbildern ergibt. Letztendlich führt dieses dann zu dem folgenden Zusammenhang zwischen der Temperatur und den Rohdaten:

$$\frac{\phi_{\mathrm{fl}}(T)}{\phi_{\mathrm{fl}}(T_{\mathrm{m}})} = Q_{\mathrm{Zyk}_n\mathrm{Bild}_i} = e^{-0{,}0105\ (T-T_{\mathrm{m}})/\mathrm{K}} = e^{-0{,}0105\ \Delta T/\mathrm{K}}$$

Die Umrechnung der Intensitätswerte erfolgte dann für jeden Pixel wie folgt:

$$\Delta T = -\frac{1}{0{,}0105} \ln\left(Q_{\mathrm{Zyk}_n \mathrm{Bild}_\mathrm{i}}\right)$$

Die auf den Mittelwert normierte Temperatur ΔT lässt sich somit direkt aus den normierten Einzelbildern $Q_{\mathrm{Zyk}_n \mathrm{Bild}_i}$ über einen relativ simplen Zusammenhang berechnen.

Mit der bis hier beschriebene Nachbearbeitung kann einzig eine qualitative Aussage über die lokalen Temperaturänderung im Vergleich zum zeitlichen Mittelwert getroffen werden. Es fehlt aber die Information über die Höhe der absoluten mittleren Temperatur T_m. Um diese Informationen zu erhalten, erfolgte eine Berechnung der isentropen Zylindertemperatur. Die hierbei getroffene Annahme eines adiabat reversiblen Prozesses vernachlässigt Effekte wie Blowby oder Wandwärmeverluste. Da der Motor während der Messungen in diesem Kapitel nicht gefeuert, sondern ausschließlich geschleppt betrieben wurde und somit Druck- und Temperaturerhöhung einzig auf die Kompression zurückzuführen sind, ist diese Annahme aber zulässig. Die Berechnung der mittleren Temperatur T_m erfolgt damit nach dem folgenden Zusammenhang (isentropen Zylindertemperatur):

$$T_\mathrm{m} = T_\mathrm{saug} \left(\frac{p_\mathrm{zyl}}{p_\mathrm{saug}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}$$

Hierbei sind T_saug die Ansaugtemperatur, p_zyl der Zylinderdruck, p_saug der Saugrohrdruck und κ der Isentropenexponent. Für den Fall einer gefeuerten Messung wäre diese Annahme wegen der höheren Drücke und Temperaturen so nicht mehr zulässig. In diesem Fall müsste eine geeignete Simulation des Verbrennungsprozesses erfolgen, um belastbare Temperaturinformationen zu erhalten (siehe Kapitel 5.2). In Kombination mit den thermodynamischen Daten des Indiziersystem und den berechneten Temperaturdaten der bildgebenden Messungen ΔT lassen sich somit Aussagen über Temperaturänderungen und abgeschätzte absolute Temperaturen treffen.

Das Ergebnis der Messungen nach allen beschriebenen Korrekturen und Umrechnung in Temperaturwerte ist in Abbildung 43 dargestellt. Auf der linken Seite ist in schwarz der Zylinderdruckverlauf und in Rot die isentrope Zylindertemperatur zu sehen. Auf der Ordinatenachse sind vier Zeitpunkte markiert. Zeitpunkt 1 markiert den LOT, Zeitpunkt 2 den UT und somit den Beginn der Kompressionsphase. Zeitpunkt 3 zeigt ZOT und Zeitpunkt 4 den unteren Totpunkt, also das Ende der Kompressionsphase.

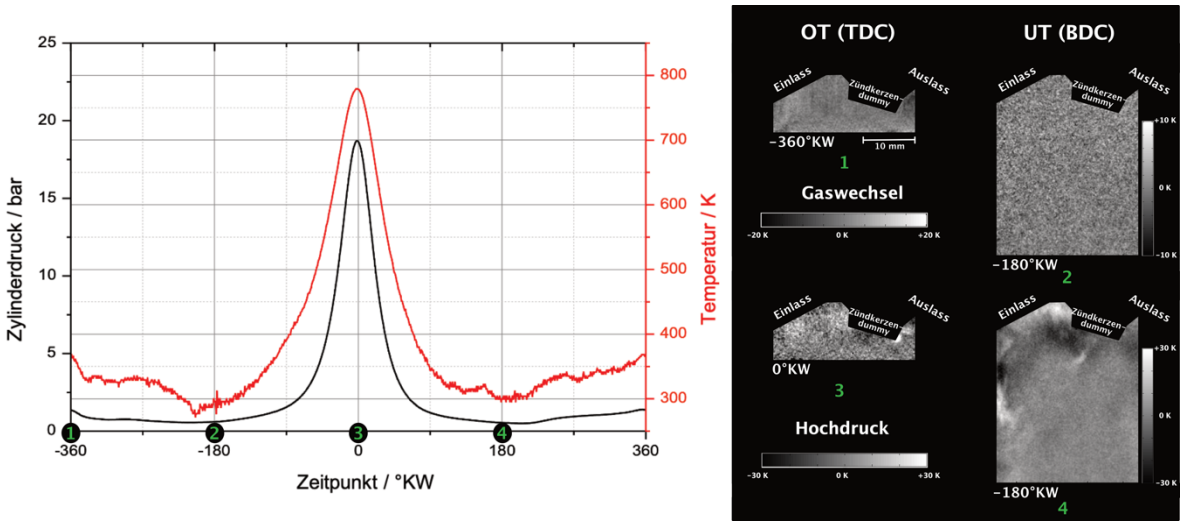

Abbildung 43: Linkes Bild: Zylinderdruck- und Temperaturverlauf mit Markierung der Messzeitpunkte. Position 1: LOT, Position 2: UT, Position 3: Zünd-OT, Position 4: UT. Rechtes Bild: Temperaturschwankung des Einzelzyklus auf den das zeitliche Mittel über 56 aufeinanderfolgende Zyklen der Messreihe bezogen.

Zu jedem dieser vier Zeitpunkte ist im rechten Bereich die Temperaturschwankung des Einzelzyklus bezogen auf den Mittelwert über alle aufgenommenen Zyklen der Messreihe, nach dem oben beschriebenen Post-Processing, zu sehen. Die rechts in Abbildung 43 zu sehenden vier Messungen zeigen den grün markierten Beobachtungsbereich in Abbildung 40. In den beiden linken Bildern ist der Kolben am oberen Totpunkt, somit ist der Bildbereich durch den Kolben begrenzt und nur das verbleibende Kompressionsvolumen zu sehen. Bei den beiden rechten Bildern ist der Kolben am unteren Totpunkt, daher ist der Bildausschnitt hier größer. Im oberen Bereich sind OT und UT des Gaswechsels, im unteren Bereich OT und UT der Hochdruck- oder Kompressionsphase zu sehen. Um eine bessere Darstellung zu erreichen wurde die Grauwertskala bei Gaswechsel und Hochdruck unterschiedlich gewählt.

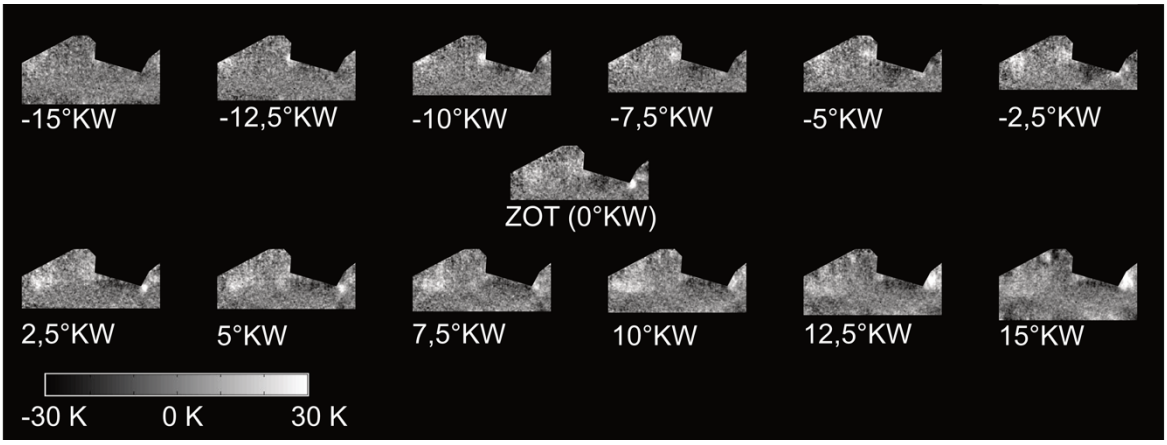

Abbildung 44: Zeitserie der Temperaturschwankung des Einzelzyklus auf das jeweilige zeitliche Mittel über 56 aufeinanderfolgende Zyklen der Messreihe bezogen. Der Bereich von –15 bis 15°KW um den Zünd-OT ist mit einer zeitlichen Auflösung von 2,5°KW dargestellt. Die Temperaturschwankung aller Zeitpunkte liegt im Bereich zwischen –30 und +30 K. Die hellen Bereiche zeigen Areale mit einer höheren Temperatur als der Mittelwert, die dunklen Areale sind Bereiche niedrigerer Temperatur.

Für die Zeitpunkte um den Zünd-OT (Position 3) und die Expansionsphase (zwischen Position 3 und 4) wurden Zeitserien mit einem Abstand von 2,5°KW zwischen den Bildern erstellt. Die Ergebnisse von –15 bis +15°KW um den Zünd-OT sind in Abbildung 44 zu sehen. Die Ergebnisse in der Expansionsphase von 30 bis 45°KW zeigt Abbildung 45. Betrachtet man die Messungen um den oberen Totpunkt der Kompressions- oder Hochdruckphase, so fällt sowohl in Abbildung 43 als auch in Abbildung 44 ein deutliches Rauschen in den Bildern auf. Die hohe Temperatur von ca. 780 K führt hier zu einem geringen Fluoreszenzsignal und infolgedessen zu einem geringen Signal-Rausch-Verhältnis der Rohdaten. Nachgelagerte Auswerteroutinen wie Hintergrundabzug oder Normierung auf das Mittelwertbild führen zudem zu einer Rauscherhöhung. Die Kombination dieser beiden Effekte führt am Ende zu dem hohen Rauschen. Sowohl die Nachweisgrenze als auch die Auflösung dieses Temperaturmessverfahrens werden hierdurch negativ beeinflusst und setzen dem Hochgeschwindigkeitsmessverfahren hierdurch klare Grenzen. Am oberen Totpunkt befinden wir uns klar im Grenzbereich für das Messverfahren. Um diese Grenze nach oben zu verschieben und somit in der Zukunft Messungen auch im gefeuerten Betrieb des Motors zu ermöglichen könnte man zwei Ansätze Verfolgen. Zum einen die Erhöhung der Pulsenergie des Lasers, zum anderen eine sequentielle Mittelung auf Kosten der zeitlichen Auflösung. Mittelt man jeweils zwei zeitlich nebeneinanderliegende Messungen so verringert dies das Rauschen, halbiert aber die zeitliche Auflösung.

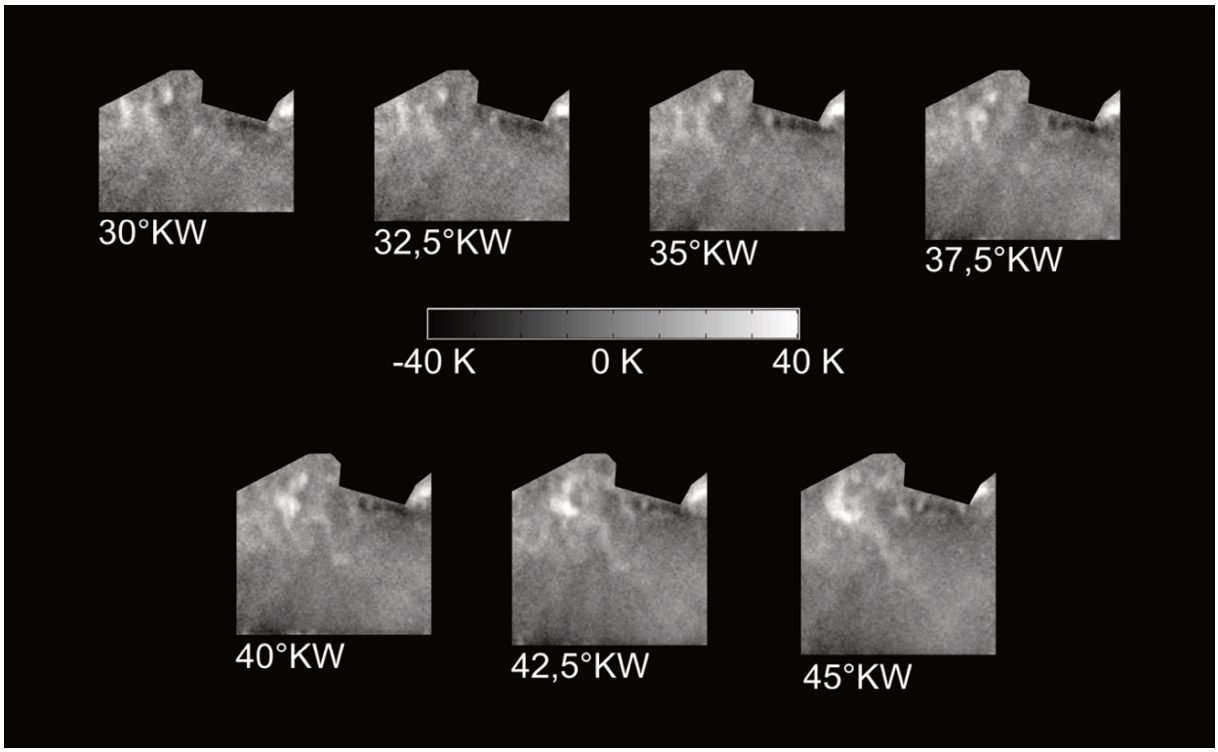

Abbildung 45: Zeitserie der Temperaturschwankung nach Zünd-OT (siehe Abbildung 33). Dargestellt ist der Bereich von 30 bis 45°KW mit einer zeitlichen Auflösung von 2,5°KW. Die Temperaturschwankung ist im Bereich von −40 bis +40 K dargestellt.

Trotz des starken Rauschens am oberen Totpunkt in Abbildung 43 und Abbildung 44 sind auch hier deutlich heißere (hell) und kältere (dunkel) Bereiche zu erkennen. Je weiter man sich vom Zünd-OT entfernt, desto niedriger wird die Temperatur im Brennraum, die Fluoreszenzintensitäten steigen an. Hierdurch steigt auch das Signal-Rausch-Verhältnis. Dieses führt dazu, dass Bereiche mit hoher und niedriger Temperatur klarer zu separieren sind. Dieser Effekt ist schon bei den Zeitpunkten 12,5 und 15°KW in Abbildung 44 zu sehen. Spätestens in der Expansionsphase in Abbildung 45 wird das bessere Signal-Rausch-Verhältnis klar sichtbar.

Durch den gewählten Bildausschnitt ist sowohl in Abbildung 44 wie auch in Abbildung 45 hauptsächlich der Bereich, um die Einlassventile zu sehen. In beiden Abbildungen fallen wärmere Bereiche, bezogen auf das Serienmittel, im Bereich der Einlassventile (linken Seite) auf. In Abbildung 45 lässt sich zudem der Vorteil von Hochgeschwindigkeitsmessungen im Brennrauminneren erkennen. Betrachtet man den heißeren Bereich zu den Zeitpunkten 40, 42,5 und 45°KW, so sieht man die zeitliche Entwicklung dieses wärmeren Bereiches und die Ausbildung einer Strömung gegen den Uhrzeigersinn. Zudem lassen sich im Bereich der Einlassventile starke Temperaturfluktuation mit tendenziell wärmeren Bereichen beobachten. Dieses ist auch ansatzweise an den Auslassventilen zu erkennen. Zur Brennraummitte hingegen scheint sich eine regelmäßige homogene Temperatur einzustellen. Diese Beobachtungen erscheinen plausibel. Im Bereich des Zylinderkopfes findet ein regelmäßiger Wärmeaustausch mit dem Gas statt. Zudem stehen die Einlass- und Auslassventile zusätzlich in direktem Kontakt mit der Gasmischung beim Befüllen und Entleeren des Zylinders. Hierbei kommt es zu Zylinderinnenraumströmungen, die wiederum zu Wandwechselwirkungen und somit zu Temperaturfluktuationen und -strömungen führen.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass Hochgeschwindigkeitsmessungen am Motor wichtige Informationen für die Brennverfahrensentwicklung liefern können. So ist im Bereich der Expansionsphase gezeigt worden, dass bei geeigneten Korrekturen und geschicktem Aufbau, Messungen, auch Einzelschussmessungen, möglich sind. Im Bereich des Zünd-OT sind aber auch recht eindeutig die derzeitigen Grenzen des Systems und des Verfahrens zu sehen. Gerade dieser Bereich und die Kombination aus hohen Temperaturen und Drücken sowie hoher zeitlicher Auflösung und Einzelmessungen sind aber von besonderem Interesse bei der Brennverfahrensentwicklung. Eine Verbesserung kann an dieser Stelle eine höhere Pulsenergie bringen. Diese muss nicht durch eine Modifikation des Lasers erfolgen, sondern kann im ersten Schritt auch durch eine Verkleinerung des Beobachtungsbereiches erzielt werden. Auch die Korrekturalgorithmen sind an dieser Stelle noch nicht am Ende des Möglichen und können weiter optimiert werde. Ein weiterer vielversprechenderer Schritt könnte zudem der Wechsel auf einen anderen Tracer sein, um die Fluoreszenzintensität zu erhöhen. Erste Versuche mit Anisol als Tracer sahen hier vielversprechend aus [86].

8. Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel der Arbeit ist es, die Möglichkeiten und Grenzen kurbelwinkelaufgelöster optischer Messtechniken für die Anwendung in Verbrennungsmotoren zu untersuchen. Hierzu wurden zwei verschiedenen Verfahren in einem Forschungsmotor und einem Serienmotor angewendet. Restgasmessungen über die Wasserkonzentration mit dem entlang der Sichtlinie integrierenden Verfahren TDLAS wurden mit Simulationen verglichen. Für bildgebende Temperaturmessungen mit LIF wurden Verbesserungen in Messaufbau und Auswertealgorithmen entwickelt und dann in einem Forschungsmotor angewendet.

Für die Restgasmessungen im ersten Teil der Arbeit wurden verschiedene Hardwareschnittstellen für TDLAS-Messung im Verbrennungsraum verschiedener Verbrennungsmotoren entwickelt. Dies Schnittstellen ermöglichen die Wasserkonzentration im Brennraum des Motors. Die Umrechnung der gemessenen Wasserkonzentration in eine Restgasmenge konnte gezeigt werden und die so erhaltenen Ergebnisse mit Simulationen des internen Restgasgehaltes verglichen werden. Hierbei konnte eine gute Übereinstimmung zwischen den Messungen im Serienmotor und den Simulationen gezeigt werden. Der größte Fehlerbeitrag bei den TDLAS-Messungen ergibt sich nicht durch die eigentliche Messung, sondern durch eine ungenaue Kenntnis der Temperaturbestimmung über das Ladungswechselmodell des Motors und somit in der Auswertung. In Summe ergibt sich der Gesamtfehler der Messung zu 7,5% vom Messwert. Der Fehler, der sich bei der Simulation ergibt, liegt in Abhängigkeit vom Betriebspunkt zwischen 6,8 und 12% des Simulationswertes. Damit kann gezeigt werden, dass sich die Bestimmung des internen Restgasgehaltes über die Wasserkonzentration direkt im Brennraum eines Serienmotors realisieren lässt und die Eignung des Verfahrens für Serienmotoren nachgewiesen werden. Dies bietet im nächsten Schritt die Möglichkeit einen Zündkerzensensor zu entwickeln über den nicht nur in modifizierten Serienmotoren gemessen werden kann, sondern in Zukunft auch in nicht modifizierten Motoren. Eine solche TDLAS-Zündkerze ist ein vielversprechendes neues Tool für die Motoren- und Brennverfahrensentwicklung.

Für die bildgebenden Messungen im zweiten Teil der Arbeit erfolgte eine Charakterisierung der im weiteren Teil der Arbeit verwendeten bildverstärkten Hochgeschwindigkeitskamera. Ein Vergleich der erzielten Ergebnisse zu vergleichbaren Systemen anderer Hersteller hat deutliche Unterschiede im Verhalten der Kameras gezeigt. Speziell die Intensitätskalibrierung sowie das Ausbleichen des Bildverstärkers sind als solche zu nennen. Eine einfache Übertragung der Ergebnisse zwischen verschiedenen Kamerasystemen scheint auf Basis der Erkenntnisse dieser Arbeit nicht sinnvoll möglich zu sein. Basierend auf den Charakterisierungsmessungen wurden Messungen an einer beheizbaren Düse durchgeführt. Die wichtigsten Ergebnisse aus diesen Messungen sind die Notwendigkeit diverser Korrekturalgorithmen sowie eine Modifika-

tion des Lightsheets für quantitative Hochgeschwindigkeitsmessungen der Temperaturverteilung. Jedoch selbst nach diesen Verbesserungen in Aufbau und Algorithmus sind dem System messtechnische Grenzen gesetzt. Im Rahmen dieser Messungen wurde eine Nachweisgrenze von 3σ = 6,6°C als Grenze für absolute Temperaturmessungen ermittelt. Um diese Grenze weiter minimieren zu können, wurde im finalen Schritt, den Messungen der Temperaturschwankung im optisch zugänglichen Forschungsmotor, ein Ansatz für eine relative Temperaturmessung gewählt. Hierbei wurde die Temperaturschwankung auf das Serienmittel desselben Zeitpunktes über mehrere Zyklen bezogen. Speziell bei hohen Drücken und Temperaturen am Ende der Kompressionsphase waren aber auch hier die Grenzen des Detektionssystems erreicht.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass auf die Messung abgestimmte Korrekturalgorithmen für die quantitative bildgebende Toluol-LIF-Hochgeschwindigkeitsmessung zwingend erforderlich sind. Eine weitere wichtige Erkenntnis ist, dass sich für ein bildverstärktes Hochgeschwindigkeitsmesssystem charakteristische Eigenschaften nicht ohne weiteres auf vergleichbare Messsysteme andere Hersteller übertragen lassen. Speziell die Intensitätskalibrierung des in dieser Arbeit verwendeten Systems erschwert quantitative Messungen deutlich. Um diese Probleme in der Zukunft zu umgehen, sollte speziell dieser Aspekt weiter untersucht werden. Zusätzlich kann über geeignete Korrekturmatrizen die Genauigkeit der Kamera gesteigert werden oder über eine sequentielle zeitliche Mittelung, und daraus folgend geringerer zeitlicher Auflösung der Messungen, die Genauigkeit erhöht werden. Auch auf der Anregungsseite lässt sich die Messung verbessern. Die Erzeugung eines homogeneren Strahlprofils z.B. über andere Kristalle oder bessere thermische Stabilisierung des Kristalls könnte die Qualität der Messungen erhöhen. Ein weiterer Ansatz ist der Wechsel des Tracers von Toluol zu Anisol. Erste Arbeiten haben hier eine bessere Fluoreszenzquantenausbeute im Vergleich zu Toluol gezeigt [86]. Abseits der in dieser Arbeit behandelten quantitativen Messungen ist der Einsatz eines bildgebenden Hochgeschwindigkeitsmesssystems für qualitative Messungen in der Motorenentwicklung ein enormer Gewinn und kann großen Zusatznutzen bringen.

Literaturverzeichnis

[1] R. Golloch, Downsizing bei Verbrennungsmotoren: Ein wirkungsvolles Konzept zur Kraftstoffverbrauchssenkung, Springer, Hrsg., Heidelberg: Springer, 2005.

[2] O. Witzel, C. Meffert und A. Klein, „Abschlussbericht Vorhaben Nr. 998 Restgasquantifizierung: In-situ Restgasquantifizierung mit Diodenlaser-Absorptionsspektroskopie," Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen (FVV), Frankfurt am Main, 2013.

[3] O. Witzel, A. Klein, C. Meffert, S. Wagner, S. Kaiser, C. Schulz und V. Ebert, „VCSEL-based, high-speed, in situ TDLAS for in-cylinder water vapor measurements in IC engines," *Optics express,* Bd. 21, Nr. 17, pp. 19951-19965, 2013.

[4] O. Witzel, *In-situ-Laserabsorptionsspektroskopie zur µs-schnellen Bestimmung von Spezieskonzentrationen und Temperaturen in Verbrennungsmotoren,* Technische Universität Darmstadt, 2014.

[5] R. van Basshuysen, Ottomotor mit Direkteinspritzung: Verfahren, Systeme, Entwicklung, Potenzial, Heidelberg: Springer, 2013.

[6] E. Köhler und R. Flierl, Verbrennungsmotoren: Motormechanik, Berechnung und Auslegung des Hubkolbenmotors, Wiesbaden: Vieweg+Teubner, 2011.

[7] G. P. Merker und C. Schwarz, Grundlagen Verbrennungsmotoren: Simulation der Gemischbildung, Verbrennung, Schadstoffbildung und Aufladung, Wiesbaden: Vieweg+Teubner, 2009.

[8] G. P. Merker, C. Schwarz und R. Teichmann, Grundlagen Verbrennungsmotoren: Funktionsweise, Simulation, Messtechnik, Wiesbaden: Vieweg+Teubner, 2011.

[9] J. Heywood, Internal Combustion Engine Fundamentals, New York City: McGraw Hill Professional, 2018.

[10] P. Aleiferis, A. Taylor, K. Ishii und Y. Urata, „The nature of early flame development in a lean-burn stratified-charge spark-ignition engine," *Combustion and Flame,* Bd. 136, Nr. 3, pp. 283-302, 2004.

[11] S. M. Aceves, D. L. Flowers, C. K. Westbrook, J. R. Smith, W. Pitz, R. Dibble, M. Christensen und B. Johansson, „A Multi-Zone Model for Prediction of HCCI Combustion and Emissions 2000-01-0327," *SAE Paper,* 2000.

[12] A. Vressner, *Studies on the Load Range of an HCCI Engine using In-Cylinder Pressure, Ion Current and Optical Diagnostics,* Lund University, 2007.

[13] G. P. Merker und U. Kessen, Technische Verbrennung Verbrennungsmotoren, Wiesbaden: Springer Fachmedien, 2013.

[14] Y. B. Zeldovich, „The Oxidation of Nitrogen in Combustion and Explosions," *Acta Physicochimic,* Bd. 21, pp. 577-628, 1946.

[15] C. P. Fenimore, „Formation of nitric oxide in premixed hydrocarbon flames," *Symposium (International) on Combustion,* Bd. 13, Nr. 1, pp. 373-380, 1971.

[16] D. Bensing, *Aufbau eines optisch zugänglichen Einzylinder-Viertaktmotors und charakterisierende Messungen,* Universität Duisburg-Essen, 2013.

[17] G. Hohenberg, „Der Verbrennungsverlauf - Ein Weg zur Beurteilung des motorischen Prozesses," *Wiener Motorensymposium,* Bd. 6, Nr. 103, pp. 71-88, 1982.

[18] G. Wiegleb, Gasmesstechnik in Theorie und Praxis: Messgeräte, Sensoren, Anwendungen, Heidelberg: Springer, 2016.

[19] H. R. Tränkler und L. M. Reindl, Sensortechnik: Handbuch für Praxis und Wissenschaft, Heidelberg: Springer, 2015.

[20] D. A. Skoog, J. F. Holler und S. R. Crouch, Instrumentelle Analytik: Grundlagen - Geräte - Anwendungen, Heidelberg: Springer, 2013.

[21] H. Günzler, A. M. Bahadir, R. Borsdorg, K. Danzer, W. Fresenius, R. Galensa, W. Huber, I. Lüderwald, G. Schwedt, G. Tölg und H. Wisser, Infrarotspektroskopie: Highlights aus dem Analytiker-Taschenbuch, Heidelberg: Springer, 1996.

[22] Deutsches Institut für Normung, *DIN EN 60584-1:2014-07, Thermoelemente - Teil 1: Thermospannungen und Grenzabweichungen (IEC 60584-1:2013); Deutsche Fassung EN 60584-1:2013,* Berlin: Beuth, 2014.

[23] Deutsches Institut für Normung, *DIN EN 60751:2009-05, Industrielle Platin-Widerstandsthermometer und Platin-Temperatursensoren (IEC 60751:2008); Deutsche Fassung EN 60751:2008,* Berlin: Beuth, 2009.

[24] C. Gerthsen, Gerthsen Physik, Heidelberg: Springer, 2006.

[25] C. Kittel, Einführung in Die Festkörperphysik, München: De Gruyter Oldenbourg, 2013.

[26] I. Finlay, D. Boam, J. Bingham und T. Clark, „Fast response FID measurement of unburned hydrocarbons in the exhaust port of a firing gasoline engine 1990-10-01," *SAE Technical Papers,* 1990.

[27] K. F. Luft, „Über nichtdispersive Ultrarotanalysengeräte," *Fresenius Zeitschrift für analytische Chemie,* Bd. 164, Nr. 1, pp. 100-108, 1958.

[28] W. Schaefer, W. Fabinski und M. Zöchbauer, „How the thermal conductivity of the enclosed gas influences the spectral response of a Luft-type detector," *Journal of Molecular Structure,* Bd. 349, pp. 247-250, 1995.

[29] S. Schmidt, *Entwicklung von Zweikomponentenverfahren für die nichtdispersive IR-Spektroskopie (NDIR) mit Hilfe von chemometrischen Methoden,* Universität Duisburg-Essen, 2003.

[30] G. A. Karim und I. Wierzba, „The production of hydrogen through the uncatalyzed partial oxidation of methane in an internal combustion engine," *International Journal of Hydrogen Energy,* Bd. 33, Nr. 8, pp. 2105-2110, 2008.

[31] M. Bargende, U. Spicher, U. Köhler und F. Schwarz, „Zwischenbericht über das Vorhaben Nr. 740 (AIF-Nr. 12247): Entwicklung eines allgemeingültigen Restgasmodells für Verbrennungsmotoren," Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen (FVV), Frankfurt am Main, 2002.

[32] M. Bargende, U. Spicher, U. Köhler und F. Schwarz, „Abschlussbericht über das Vorhaben Nr. 674 (AIF-Nr. 12247): Entwicklung eines allgemeingültigen Restgasmodells für Verbrennungsmotoren," Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen (FVV), Frankfurt am Main, 2003.

[33] M. Skogsberg, P. Dahlander und I. Denbratt, „Spray Shape and Atomization Quality of an Outward-Opening Piezo Gasoline DI Injector 2007-01-1409," *SAE Paper,* 2007.

[34] E. Nino, B. F. Gajdeczko und P. G. Felton, „Two-Color Particle Image Velocimetry in an Engine With Combustion 930872," *SAE Paper,* 1993.

[35] A. Guibert, M. Murat, B. Hauet und P. Keribin, „ParticleImage Velocimetry Measurements: Application to In -Cylinder Flow for a Two Stroke Engine 932647," *SAE Paper,* 1993.

[36] B. Peterson und V. Sick, „Simultaneous flow field and fuel concentration imaging at 4.8 kHz in an operating engine," *Applied Physics B,* Bd. 97, Nr. 887, 2009.

[37] M. Yamakawa, S. Isshiki, J. Lee und K. Nishida, „3-D PIV Analysis of Structural Behavior of D.I. Gasoline Spray 2001-01-3669," *SAE Paper,* 2001.

[38] J. E. Dec und C. Espey, „Chemiluminescence Imaging of Autoignition in a DI Diesel Engine 982685," *SAE Paper,* 1998.

[39] Y. Ikeda, M. Kaneko und T. Nakajima, „Local A/F Measurement by Chemiluminescence HO*, CH* and C* in SI Engine 2001-01-0919," *SAE Paper,* 2001.

[40] A. W. Berntsson, M. Andersson, D. Dahl und I. Denbratt, „A LIF-study of OH in the Negative Valve Overlap of a Spark-assisted HCCI Combustion Engine 2008-01-0037," *SAE Paper,* 2008.

[41] H. Bladh, C. Brackmann, P. Dahlander, I. Denbratt und P. E. Bengtsson, „Flame propagation visualization in a spark-ignition engine using laser-induced fluorescence of cool-flame species," *Measurement Science and Technology,* Bd. 16, pp. 1083-1091, 2005.

[42] A. J. Donkerbroek, A. P. van Vliet, L. M. T. Somers, P. J. M. Frijters, R. J. H. Klein-Douwel, N. J. Dam, W. L. Meerts und J. J. ter Meulen, „Time- and space-resolved quantitative LIF measurements of formaldehyde in a heavy-duty diesel engine," *Combustion and Flame,* Bd. 157, 2010.

[43] J. Olofsson, M. Richter, M. Alden und M. Auge, „Development of high temporally and spatially „three-dimensional... resolved formaldehyde measurements in combustion environments," *Review of Scientific Instruments,* Bd. 77, Nr. 1, 2006.

[44] M. Löffler, F. Beyrau und A. Leipertz, „Acetone Laser-Induced Fluorescence Behavior for the Simultaneous Quantification of Temperature and Residual Gas Distribution in Fired Spark-Ignition Engines," *Applied Optics,* Bd. 49, Nr. 1, pp. 37-49, 2010.

[45] W. B. Bessler, C. Schulz, M. Hartmann und M. Schenk, „Quantitative In-Cylinder NO-LIF Imaging in a Direct-Injected Gasoline Engine with Exhaust Gas Recirculation 2001-01-1978," *SAE Paper,* 2001.

[46] K. Inagaki, S. Takasu und K. Nakakita, „In-cylinder Quantitative Soot Concentration Measurement By Laser-Induced Incandescence 1999-01-0508," *SAE Paper,* 1999.

[47] N. Graf, J. Gronki, C. Schulz, T. Baritaud, J. Cherel, P. Duret und J. Lavy, „In-Cylinder Combustion Visualization in an Auto-Igniting Gasoline Engine using Fuel Tracer- and Formaldehyde-LIF Imaging 2001-01-1924," *SAE Technical Papers,* 2001.

[48] C. Schulz und V. Sick, „Tracer-LIF diagnostics: quantitative measurement of fuel concentration, temperature and fuel/air ratio in practical combustion systems," *Progress in Energy and Combustion Science,* Bd. 31, Nr. 1, pp. 75-121, 2005.

[49] A. Einstein, „Zur Quantentheorie der Strahlung," *Physikalische Zeitschriften,* Bd. 18, pp. 121-128, 1917.

[50] T. H. Maiman, „Stimulated Optical Radiation in Ruby," *Nature,* Bd. 187, Nr. 4736, pp. 493-494, 1960.

[51] A. C. Eckbreth, Laser Diagnostics for Combustion Temperature and Species, London: Taylor & Francis Ltd., 1996.

[52] I. V. Hertel und C.-P. Schulz, Atome, Moleküle und optische Physik 1: Atomphysik und Grundlagen der Spektroskopie, Heidelberg: Springer, 2007.

[53] I. V. Hertel und S. Claus-Peter, Atome, Moleküle und optische Physik 2: Moleküle und Photonen - Spektroskopie und Streuphysik, Heidelberg: Springer, 2010.

[54] M. Hugenschmidt, Lasermesstechnik: Diagnostik der Kurzzeitphysik, Heidelberg: Springer, 2006.

[55] W. Demtröder, Laserspektroskopie: Grundlagen und Techniken, Heidelberg: Springer, 2007.

[56] J. Eichler und H.-J. Eichler, Laser: Bauformen, Strahlführung, Anwendungen: Bauformen, Strahlfuhrung, Anwendungen, Heidelberg: Springer, 2006.

[57] W. Voigt, *Über das Gesetz der Intensitätsverteilung innerhalb der Linien eines Gasspektrums,* Bd. 25, München: Bayerische Akademie der Wissenschaften München, 1912.

[58] V. Ebert, *Neue Laserabsorptionsspektroskopische Verfahren zur In-situ-Bestimmung von Konzentrationen, Temperaturen und der Verweilzeit,* Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2003.

[59] W. Koban, *Photophysical characterization of toluene and 3-pentanone for quantitative imaging of fuel/air ratio and temperature in combustion systems,* Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2005.

[60] M. Y. Luong, *Abbildende Temperaturmessungen auf Basis von Toluol-Laser-induzierter Fluoreszenz,* Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2005.

[61] G. Litfin, Technische Optik in der Praxis, Heidelberg: Springer, 2001.

[62] A. Erhardt, Einführung in Die Digitale Bildverarbeitung: Grundlagen, Systeme und Anwendungen, Wiesbaden: Vieweg+Teubner, 2008.

[63] W. Demtröder, Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik, Heidelberg: Springer, 2008.

[64] B. Jähne, Digitale Bildverarbeitung, Heidelberg: Springer, 2005.

[65] EdgeWave GmbH, *Installation and Adjustment of 3w External Box,* Würselen.

[66] EdgeWave GmbH, *Installation and Adjustment of 4w,* Würselen.

[67] EdgeWave GmbH, *User Manual of INNOSLAB Lasers Model CX16II-OE,* Würselen.

[68] LaVision GmbH, *Product Manual: HighSpeed IRO,* Göttingen, 2008.

[69] LaVision GmbH, *Product Manual: Phantom,* Göttingen , 2008.

[70] P. Kluczynski, M. Jahjah, L. Nähle, O. Axner, S. Belahsene, M. Fischer, J. Koeth, Y. Rouillard, J. Westberg und A. Vicet, „Detection of acetylene impurities in ethylene and polyethylene manufacturing processes using tunable diode laser spectroscopy in the 3-µm range," *Applied Physics B,* Bd. 105, Nr. 427, 2011.

[71] M. Lackner, F. : Winter, G. Totschnig, M. Ortsiefer, J. Rosskopf, M.-C. Amann und R. Shau, „Spektroskopischer Einsatz neuer langwelliger (bis 2 µm) Diodenlaser (VCSEL) für schwierige Bedingungen (Spectroscopic Application of Long-Wavelength (< 2 µm) VCSEL Diode Lasers)," *tm – Technisches Messen,* Bd. 70, Nr. 6, pp. 294-305, 2003.

[72] A. Bachmann, S. Arafin und K. Kashani-Shirazi, „Single-mode electrically pumped GaSb-based VCSELs emitting continuous-wave at 2.4 and 2.6 µm," *New Journal of Physics,* Bd. 11, Nr. 12, 2009.

[73] R. Hain, C. J. Kähler und C. Tropea, „Comparison of CCD, CMOS and intensified cameras," *Experiments in Fluids,* Bd. 42, Nr. 3, pp. 403-411, 2007.

[74] V. Weber, J. Brübach, R. L. Gordon und A. Dreizler, „Pixel-based characterisation of CMOS high-speed camera systems,“ *Applied Physics B,* Bd. 103, Nr. 2, pp. 421-433, 2011.

[75] B. Jähne, „Vergleichende Analyse moderner Bildsensoren fur die optische Messtechnik,“ *VDI-Berichte,* Bd. 1829, pp. 317-324, 2004.

[76] H. Müller und H. Bertling, „Programmierte Auswertung von Druckverläufen in Ottomotoren,“ *VDI Zeitschriften,* Bd. 6, Nr. 30, 1971.

[77] J. W. Fox, W. K. Cheng und J. B. Heywood, „A Model for Predicting Residual Gas Fraction in Spark-Ignition Engines 931025,“ *SAE Paper,* 1993.

[78] P. K. Senecal, J. Xin und R. D. Reitz, „Predictions of Residual Gas Fraction in IC Engines 962052,“ *SAE Paper,* 1996.

[79] O. Witzel, A. Klein, C. Meffert, C. Schulz, S. A. Kaiser und V. Ebert, „Calibration-free, high-speed, in-cylinder laser absorption sensor for cycle-resolved, absolute H2O measurements in a production IC engine,“ *Proceedings of the Combustion Institute,* Bd. 35, Nr. 3, pp. 3653-3661, 2015.

[80] F. Pedrotti, L. Pedrotti, W. Bausch und H. Schmidt, Optik für Ingenieure: Grundlagen, Heidelberg: Springer, 2005.

[81] C. Gessenhardt, *Endoskopische Bestimmung des Temperaturfeldes im Brennraum eines Ottomotors mittels laserinduzierter Fluoreszenz,* Universität Duisburg-Essen, 2013.

[82] S. Kaiser, M. Schild und C. Schulz, „Thermal stratification in an internal combustion engine due to wall heat transfer measured by laser-induced fluorescence,“ *Proceedings of the Combustion Institute,* Bd. 34, Nr. 2, pp. 2911-2919, 2013.

[83] European Machine Vision Association, *EMVA Standard 1288: Standard for Characterization of Image Sensors and Cameras,* 2016.

[84] V. M. Salazar, S. A. Kaiser und F. Halter, „Optimizing precision and accuracy of quantitative plif of acetone as a tracer for hydrogen fuel 2009-01-1534,“ *SAE Technical Papers,* Bd. 2, Nr. 1, pp. 737-761, 2009.

[85] J. E. Dec und W. Hwang, „Characterizing the development of thermal stratification in an HCCI engine using planar-imaging thermometry,“ *SAE International Journal of Engines,* Bd. 2, Nr. 1, pp. 421-438, 2009.

[86] S. M. Faust, *Characterisation of organic fuel tracers for laser-based quantitative diagnostics of fuel concentration, temperature, and equivalence ra- tio in practical combustion processes,* Universität Duisburg-Essen, 2013.

Danksagungen

Diese Arbeit ist im Rahmen meiner Tätigkeit als Doktorand am Institut für Verbrennung und Gasdynamik an der Universität Duisburg-Essen entstanden.

Mein besonderer Dank an dieser Stelle gilt meinem Doktorvater und Leiter des Instituts Prof. Dr. Christof Schulz für die Unterstützung und Möglichkeit diese Arbeit zu schreiben. Besonders möchte ich mich für die immer ruhige, hilfsbereite und konstruktive Art bedanken, vor allem für die viele Geduld gerade zum Ende der Arbeit.

Mein weiterer Dank gilt Prof. Dr. Sebastian Kaiser und Prof. Dr. Thomas Dreier für die immer hilfreichen fachlichen Diskussionen und die Zeit, die sie immer für mich hatten und die angenehme Atmosphäre in ihren jeweiligen Arbeitsgruppen.

Bei allen Kollegen des IVG möchte ich mich für die tolle Zeit, die Hilfe und angenehme Zusammenarbeit bedanken. Mein besonderer Dank gilt hierbei den Kollegen der Motorengruppe, denen der „ersten“ Generation Dennis Bensing, Christopher Gessenhardt, Martin Schild und Ben Tribalet und denen der „zweiten“ Generation Phillip Barth, Daniel Fuhrmann, Martin Goschütz, und Sebastian Wiemann und über beide Generationen hinweg Jörg Albrecht.

Für die finanzielle Förderung im Rahmen des FVV-Projektes Nr. 998 „Restgasquantifizierung mit Diodenlaser-Absorptionsspektroskopie“ möchte ich mich bei der Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen herzlich bedanken. Mein Dank gilt zudem Oliver Witzel, Alexander Klein und Prof. Dr. Volker Ebert für die gute und produktive Zusammenarbeit im Rahmen des Projektes.

Mein abschließender Dank gilt meiner Familie. Meiner Frau Nathalie für die Unterstützung und das Verständnis, gerade zum Ende der Arbeit. Meiner Mutter, auf die ich mich immer verlassen konnte und die mich bestärkt hat diese Arbeit fertig zu stellen. Meinem Vater, der mich Zeit seines Lebens immer motiviert hat diesen Weg einzuschlagen, leider den Beginn dieser Arbeit aber nicht mehr erlebt hat.

Veröffentlichungen

Paper

O. Witzel, A. Klein, S. Wagner, C. Meffert, C. Schulz und V. Ebert, *„High-speed tunable diode laser absorption spectroscopy for sampling-free in-cylinder water vapor concentration measurements in an optical IC engine“*, Appl. Phys. B, Bd. 109, Nr. 3, S. 521–532, DOI: 10.1007/s00340-012-5225-0, 2012.

O. Witzel, A. Klein, C. Meffert, S. Wagner, S. Kaiser, C. Schulz, V. Ebert, *“VCSEL-based, high-speed, in situ TDLAS for in-cylinder water vapor measurements in IC engines”*, Optics Express, Bd. 21, Nr. 17, S. 19951-19965, DOI: 10.1364/OE.21.019951, 2013.

O. Witzel, A. Klein, C. Meffert, C. Schulz, S.A. Kaiser, V. Ebert, “Calibration-free, high-speed, in-cylinder laser absorption sensor for cycle-resolved, absolute H_2O measurements in a production IC engine”. Proc. Combust. Inst., DOI: 10.1016/j.proci.2014.06.038, 2014.

Conference Paper

O. Witzel, A. Klein, S. Wagner, C. Meffert, C. Schulz und V. Ebert, *“In-situ Laserhygrometer für schnelle, innermotorische AGR-Quantifizierung”* VDI-Berichte, Bd. 2119, S. 123–131, 2011.

C. Gessenhardt, C. Meffert, S. Kaiser, C. Schulz, A. Birkigt, L. Beckmann, “Laser-based endoscopic high-speed diagnostics to visualize irregular combustion events in a near-production engine”, Proceedings of the 5th European Combustion Meeting, Cardiff (GB), 2011.

O. Witzel, A. Klein, S. Wagner, C. Meffert, C. Schulz und V. Ebert, *“High Speed In-cylinder Laser Hygrometry for EGR Quantification Using a Wavelength Scanned Vertical Cavity Surface Emitting Laser”*, Lasers, Sources, and Related Photonic Devices, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2012), paper LT5B.3.

O. Witzel, A. Klein, E. Baum, A. Dreizler, S. A. Kaiser, C. Meffert, B. Peterson, C. Schulz, S. Wagner, V. Ebert, „A new high-speed, fiber-coupled, VCSEL-based, direct TDLAS hygrometer for rapid, calibration-free in-situ detection of H_2O in the compression phase of internal combustion engines”, Proceedings of the 6th European Combustion Meeting, Lund (SWE), 2013.

Meffert, T. Farber, S. Kaiser, C. Schulz, O. Witzel, A. Klein, V. Ebert, “Restgasgehalt im Zylinder eines Serienmotors: Vergleich von Modellrechnung und in-situ Laserabsorptions-Spektroskopie“, VDI-Berichte, Bd. 2161, S. 761–766, 2013.

Berichte

A. Klein, C. Meffert, O. Witzel, C. Schulz und V. Ebert, *„In-situ Restgasquantifizierung mit Diodenlaser-Absorptionsspektroskopie“*, Zwischenbericht der Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen (FVV), FVV-Vorhaben Nr. 998, AiF-Nr. 15970.

A. Klein, C. Meffert, O. Witzel, C. Schulz und V. Ebert, *„In-situ Restgasquantifizierung mit Diodenlaser-Absorptionsspektroskopie“*, Abschlussbericht der Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen (FVV), FVV-Vorhaben Nr. 998, AiF-Nr. 15970.

Poster

C. Meffert, K. Mohri, T. Dreier, C. Schulz “High-repetition-rate UV-LIF measurements of toluene seeded gaseous flows“ Posterpräsentation auf der Gordon Konferenz, Waterville Valley (USA), 2009.

C. Meffert, M. Schild, S. Kaiser, C. Schulz, “High-speed spectrally-integrated toluene LIF to image temperature fluctuations in an IC engine”, 34th International Symposium on Combustion, Warschau (PL), 2012.

Der Lebenslauf ist in der Online-Version aus Gründen des Datenschutzes nicht enthalten.

DuEPublico

Duisburg-Essen Publications online

UNIVERSITÄT DUISBURG ESSEN

Offen im Denken

ub | universitäts bibliothek

Diese Dissertation wird via DuEPublico, dem Dokumenten- und Publikationsserver der Universität Duisburg-Essen, zur Verfügung gestellt und liegt auch als Print-Version vor.

DOI: 10.17185/duepublico/74465
URN: urn:nbn:de:hbz:464-20210609-111734-6

Alle Rechte vorbehalten.