

Universität Bielefeld
Fakultät für Chemie

Gepulste RGB-Schlierenfotografie
zur optischen Charakterisierung
von Hochgeschwindigkeitsprozessen

Dissertation zur Erlangung des
Doktorgrades der Naturwissenschaften

vorgelegt von
Mona Lisa Remmers

Bielefeld im September 2018

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Dissertation eigenständig verfasst und gelieferte Datensätze, Zeichnungen sowie grafische Darstellungen selbstständig erstellt habe. Aus anderen Werken entnommene Stellen der Arbeit sowie Abbildungen und Tabellen wurden als Entlehnungen kenntlich gemacht. Ich habe keine anderen Quellen als die angegebenen benutzt. Außerdem bestätige ich, dass Dritte weder unmittelbar noch mittelbar geldwerte Leistungen von mir für Vermittlungstätigkeiten oder Arbeiten erhalten haben, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen. Des Weiteren erkläre ich, dass mir die geltende Promotionsordnung der Fakultät für Chemie an der Universität Bielefeld bekannt ist und ich die vorliegende Dissertation noch nicht für eine staatliche oder andere wissenschaftliche Prüfung eingereicht habe. Des Weiteren wurde weder diese Arbeit noch eine andere Arbeit bei einer anderen Hochschule von mir als Dissertation eingereicht.

Bielefeld im September 2018

Mona Lisa Remmers

Danksagung

Die vorliegende Dissertation wurde in der Zeit von Oktober 2015 bis September 2018 in der Arbeitsgruppe *Physikalische Chemie I* der Fakultät für Chemie an der Universität Bielefeld unter Leitung von Frau Prof. Dr. Katharina Kohse-Höinghaus angefertigt. Bei Ihr möchte ich mich für die herzliche Aufnahme in die Arbeitsgruppe bedanken. Bei meinem Doktorvater Herrn apl. Prof. Dr. Andreas Brockhinke möchte ich mich für die Möglichkeit bedanken, meine Doktorarbeit an solch einem spannenden Thema durchführen zu dürfen und dabei viele experimentelle Freiräume zu genießen. Des Weiteren danke ich ihm für die Betreuung der Arbeit und die stetige Diskussionsbereitschaft.

Herrn Prof. Dr. Thomas Koop danke ich für die Bereitschaft, das Zweitgutachten zu dieser Arbeit anzufertigen.

Der gesamten Arbeitsgruppe *Physikalische Chemie I* danke ich für das angenehme Arbeitsklima, die stetige Hilfsbereitschaft und für die vielen schönen Momente außerhalb der Arbeitszeit! Besonderer Dank gilt hierbei dem grünen Büro. Vielen Dank Emma, Pia und Isabelle dafür, dass ihr mich immer unterstützt habt und mir vor allem in den letzten Wochen der Anfertigung dieser Arbeit so bedingungslos den Rücken freigehalten habt. Bei Emma und Harald möchte ich mich für das gemeinsame Frühstück an unzähligen Tagen bedanken. Dieses Ritual hat immer für einen guten Start auch in anstrengende Arbeitstage gesorgt.

Ein großer Dank gilt Harald Waterbör und Dr. Michael Letzgus-Koppmann für die Lösung aller technischen Probleme sowohl im Labor als auch am Computer. Ohne euch wären wir verloren! Bedanken möchte ich mich bei der Mechanischen sowie Elektronischen Werkstatt dafür, dass ihr all' unsere Wünsche realisiert habt.

Ein großer Dank gilt meinen Freunden, die während des Studiums und der Promotion immer an mich geglaubt haben und mit zahlreichen außeruniversitären Aktivitäten für die notwendige Entspannung vom Arbeitsalltag gesorgt haben. Besonders bedanken möchte ich mich auch bei meinen Eltern, die mich während des Studiums und der Promotion bedingungslos unterstützt haben und immer an mich geglaubt haben.

Mein letzter Dank gilt Hans Peter Dette dafür, dass er mich unermüdlich und liebevoll während der Anfertigung dieser Arbeit unterstützt hat.

Abstract

Since 75 % of the primary energy demand in Europe is still covered by the combustion of fossil fuels like coal, oil and natural gas it is important to establish renewable energies like wind and solar energy, biomass and geothermal energy. The German federal government has the aim to increase the percentage of renewable energies in the generation of electricity to 80 % in the year 2050. However, due to the growing demand in energy and the ongoing climate change it is moreover essential to find new strategies for cleaner and more efficient combustion. One goal of combustion research is the reduction of the emission of pollutants like nitrogen oxides, soot and carbon dioxide. To fulfill this goal, the combustion of natural gas in gas turbines is carried out under lean combustion conditions which unfortunately lead to combustion instabilities that can damage the turbine.

To detect such instabilities in real-time and to supervise combustion processes in industrial applications in general, the aim of this work is to develop and to optimize a system to record RGB-schlieren images with the help of a pulsed light-emitting diode. Three consecutive light pulses (red-green-blue) are emitted from a RGB-LED and are detected in one single RGB-schlieren image. After separation of the image into its three color channels, the movement of the schliere between the three consecutive frames can be observed and with the knowledge of the spatial resolution and the pulse frequency of the RGB-LED it is possible to calculate the velocity of the movement of the schlieren object. The pulsed RGB-schlieren system developed in this work allows measurements of velocities up to 0.85 km/s so that the supersonic range is accessible. This method seems to be an appealing low-cost alternative for the velocity determination in turbulent flows and flames in comparison to expensive laser-based spectroscopy techniques.

The setup of the complete system to record pulsed RGB-schlieren images presented in this work costs around 3300 €. Another big advantage is the low apparative effort so that it is easy to implement this method in practical combustors. Furthermore this work focusses on the evaluation of a workflow to analyze the RGB-schlieren images and to calculate velocities from the images. To demonstrate the broad application range of the pulsed RGB-schlieren method this work concludes with a comparative examination of a turbulent hydrogen diffusion flame, laminar helium air flows as well as laminar methane air flames. The latter is a commonly used model flame for the combustion of natural gas in gas turbines. For all the three systems it is possible to successfully extract velocities from the schlieren images. Moreover, this demonstration shows that the presented method is promising for the use as a low-cost, fast sensor in the active control of combustion instabilities as well as in the supervision of combustion processes in many technical and industrial applications (e.g. waste combustion or in engines of ships).

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen der Optik	7
2.1	Funktionsprinzip von Leuchtdioden	7
2.1.1	Halbleiter	7
2.1.2	Lichtenstehung in Leuchtdioden	8
2.1.3	Effizienz von Leuchtdioden	10
2.1.4	Auskopplung des Lichts	11
2.1.5	Richtungscharakteristik der Strahlung	14
2.1.6	Verwendung von Epoxidkuppeln	18
2.2	Strahlungsphysikalische und lichttechnische Größen	20
2.2.1	Die Hellempfindlichkeitskurve des menschlichen Auges	20
2.2.2	Strahlungsphysikalische Größen	21
2.2.3	Lichttechnische Größen	24
2.2.4	Zusammenfassung	24
2.3	Digitale Bildsensoren	26
2.3.1	Grundlagen der CCD-Technologie	26
2.3.2	Grundlagen der CMOS-Technologie	27
2.3.3	Verwendung von Farbfiltern	28
2.3.4	Charakterisierung von Bildsensoren	29
2.3.5	Auswahl digitaler Bildsensoren für wissenschaftliche Anwendungen	32
2.4	Vergleich unterschiedlicher Bildformate	33
2.4.1	Rohdaten (raw)	33
2.4.2	Bilddaten im jpeg-Format	33
2.4.3	Bilddaten im tiff-Format	34
2.4.4	Bilddaten im png-Format	34
2.4.5	Bilddaten im bmp-Format	35
2.5	Grundlagen der Schlierenfotografie	36
2.5.1	Begriffsdefinition: Schlieren	36
2.5.2	Brechung	37
2.5.3	Schattenfotografie	39

2.5.4	Schlierenfotografie	41
2.5.5	Sensitivität	45
2.5.6	Entwicklung und Anwendung der Schlierenmethode	48
2.5.7	Aufnahme von Schlierenbildern mittels einer gepulsten RGB-Leuchtdiode	51
3	Grundlagen der Bildanalyse	53
3.1	Digitale Bildverarbeitung	53
3.2	Bildverarbeitung in der Schlierenfotografie	54
3.2.1	Das Grauwerthistogramm	55
3.2.2	Grauwertprofile zur Beurteilung der Fokussierung	56
3.2.3	Histogrammausgleich	56
3.2.4	Lineare Kontrastverstärkung	57
3.2.5	Glättung	57
3.2.6	Schärfung	58
3.2.7	Schwellwertverfahren und Binarisierung	58
3.2.8	Kantendetektion	58
3.3	Theorie des optischen Flusses	60
3.3.1	Das Aperturproblem	60
3.3.2	Gradienten-basierter Ansatz	62
3.3.3	Methode nach Horn und Schunck	64
3.3.4	Methode nach Lucas und Kanade	65
3.3.5	Farbinformationen als Randbedingung	66
3.3.6	Geschwindigkeitsfelder aus Schlierenbildern	66
4	Grundlagen der Verbrennung	69
4.1	Verbrennung und Stöchiometrie von Flammen	69
4.2	Grundlegende Flammentypen	70
4.3	Flammengeschwindigkeit	72
4.4	Turbulente Wasserstoff-Luft-Diffusionsflammen	74
4.4.1	Mischungsbruch	74
4.4.2	Chemische Prozesse	74
4.4.3	Damköhler-Zahl	75
4.4.4	Abheben turbulenter Diffusionsflammen	76
5	Experimentelle Grundlagen I: Gepulste RGB-Schlierenfotografie	77
5.1	System zur Aufnahme von RGB-Schlierenbildern	77
5.1.1	Steuerung der RGBW-Leuchtdioden	89

5.2	Charakterisierung der Zeitauflösung des Systems	96
5.2.1	Zeitstruktur der Pulsgeneratoren und des EW-Treibers	96
5.2.2	Zeitstruktur der RGBW-LEDs	98
5.2.3	Bestimmung der Kameraverzögerung	100
5.3	Strahlungseigenschaften der RGBW-LEDs	102
5.3.1	Spektren der RGBW-LEDs	102
5.3.2	Winkelabhängige Strahlprofile	103
5.3.3	Absolute Photonenzahlen	105
5.3.4	Auswertung und Kalibration der Messdaten	107
5.4	Charakterisierung der Kamerasensoren	112
5.4.1	Kalibration der Ortsachse	112
5.4.2	Spektrale Empfindlichkeit	112
5.4.3	Empfindlichkeit	116
5.5	Einkopplung des LED-Lichts in eine optische Faser	118
6	Ergebnisse I: Charakterisierung des RGB-Schlierensystems	121
6.1	Charakterisierung der Zeitauflösung des Systems	121
6.1.1	Die Zeitstruktur des Pulsgenerators und des EW-Treibers	122
6.1.2	Die Zeitstruktur der RGBW-Leuchtdioden	125
6.1.3	Übergang zum Gardasoft-Treiber	129
6.1.4	Fehlerbetrachtung	138
6.1.5	Bestimmung der Kameraverzögerung	138
6.1.6	Zugänglicher Geschwindigkeitsbereich	140
6.2	Strahlungseigenschaften der RGBW-LEDs	141
6.2.1	Spektren der RGBW-LEDs	141
6.2.2	Winkelabhängige Strahlprofile	146
6.2.3	Absolute Photonenzahlen	150
6.3	Charakterisierung der Kamerasensoren	154
6.3.1	Kalibration der Ortsachse	154
6.3.2	Spektrale Empfindlichkeit	157
6.3.3	Übersprechen der Farbkanäle (Color crosstalk)	167
6.3.4	Empfindlichkeit	172
6.4	Einkopplung des LED-Lichts in eine optische Faser	178
6.5	Fazit: Charakterisierungsmessungen	182
6.5.1	Abschätzung der Kosten des Systems	184

7	Experimentelle Grundlagen II: Gepulste RGB-Schlierenfotografie an Strömungen und Flammen	185
7.1	Kalibration der Ortsachse im Schlierensystem	185
7.2	Kalibration des räumlichen Versatzes	186
7.3	Laminare Helium-Luft-Strömung	187
7.3.1	Verwendete Brennkammer	187
7.3.2	Durchgeführte Messungen	189
7.4	Turbulente Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme	192
7.4.1	Verwendete Düse	192
7.4.2	Durchgeführte Messungen	192
7.5	Methan-Luft-Flamme	195
7.5.1	Durchgeführte Messungen	195
8	Bildauswertung	197
8.1	Digitale Bildverarbeitung zur Optimierung der Bildqualität	197
8.1.1	Beurteilung der Beleuchtungsqualität durch ein Grauwertistogramm	198
8.1.2	Bildverarbeitung: RGB-Schlierenbilder im jpg-Format	200
8.1.3	Bildverarbeitung: Rohdatenformat	205
8.2	Notwendige Kalibrationsmessungen	208
8.2.1	Kalibration der Ortsachse im Schlierensystem	208
8.2.2	Kalibration des räumlichen Versatzes (Swagelok-Rohr)	212
8.3	Ermittlung von Geschwindigkeitsfeldern	219
8.3.1	Vorgehen	219
8.3.2	Fehlerbetrachtung	221
8.3.3	Einfluss der digitalen Bildverarbeitung	225
8.3.4	Verwendung des Rohdatenformats	227
8.3.5	Korrektur des Übersprechens der Farbkanäle (Color crosstalk correction)	229
8.4	Berechnung von Geschwindigkeiten mithilfe der Methode des optischen Flusses	233
8.5	Zusammenfassung: Bildauswertung	239
9	Ergebnisse II: Gepulste RGB-Schlierenfotografie an Strömungen und Flammen	241
9.1	Turbulente Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme	241
9.1.1	Analyse der Bildqualität der RGB-Schlierenbilder	242
9.1.2	Geschwindigkeitsbestimmung	248

9.2	Laminare Helium-Luft-Strömung	253
9.2.1	Akustische Charakterisierung der Brennkammer	253
9.2.2	Analyse der RGB-Schlierenbilder	256
9.2.3	Geschwindigkeitsbestimmung	261
9.3	Methan-Luft-Flamme	265
9.3.1	Analyse des Flammenflackerns	265
9.3.2	Geschwindigkeitsbestimmung	266
9.4	Zusammenfassung: Strömungen und Flammen	269
10	Zusammenfassung	271
	Symbolverzeichnis	277
	Abkürzungsverzeichnis	285
	Literaturverzeichnis	288
A	Messdaten: Charakterisierung der Zeitauflösung des Systems	303
B	Messbedingungen: Gepulste RGB-Schlierenfotografie an Strömungen und Flammen	307
C	Bildauswertung	317
D	Kalibration des räumlichen Versatzes (Swagelok-Rohr)	323
E	Python-Code: Berechnung des optischen Flusses	329

Abbildungsverzeichnis

2.1	Lichtentstehung in Leuchtdioden.	9
2.2	Auskopplung des Lichts aus einem Halbleiter.	12
2.3	Berechnung der von einer Leuchtdiode emittierten Lichtmenge.	13
2.4	Herleitung des Lambertschen Strahlprofils.	14
2.5	Vergleich des Strahlprofils von planaren und hemisphärischen LEDs.	16
2.6	Berechnete winkelabhängige Strahlprofile für unterschiedliche LEDs.	18
2.7	Vergrößerung des Fluchtkegels durch Epoxidkuppeln.	19
2.8	Spektraler Hellempfindlichkeitsgrad des menschlichen Auges.	21
2.9	Geometrische Grundannahmen zur Berechnung der strahlungsphysikalischen Größen.	22
2.10	Schematische Darstellung der Eimerkettenschaltung in einem CCD-Sensor.	27
2.11	Schematische Darstellung einer Bayer-Matrix.	28
2.12	Funktionsweise einer Kamera basierend auf drei CCD-Sensoren und einem RGB-Prisma.	29
2.13	Exemplarische Schlierenbilder.	36
2.14	Schematische Darstellung des Snelliusschen Brechungsgesetzes.	37
2.15	Schattenfotografie.	40
2.16	Schlierenfotografie.	41
2.17	Schlierenfotografie in der Praxis.	44
2.18	Strahlversatz in der Ebene einer horizontalen Schlierenkante durch die Strahlablenkung durch das Schlierenobjekt.	45
2.19	Anwendungsbeispiele der Schlierenfotografie.	50
2.20	Schlierenfotografie mit gepulster RGB-LED als Lichtquelle.	51
3.1	Vektor des optischen Flusses.	60
3.2	Schematische Darstellung des Aperturproblems.	61
3.3	Schematische Darstellung zur Berechnung der normalen Geschwindigkeit.	64
4.1	Schematische Darstellung einer Diffusionsflamme.	70
4.2	Laminare Flammengeschwindigkeit.	73
4.3	Fortschreiten einer turbulenten Flammenfront.	73

4.4	Abheben einer turbulenten Diffusionsflamme.	76
5.1	Aufbau zur Aufnahme von RGB-Schlierenbildern.	78
5.2	Verwendete RGBW-LEDs.	79
5.3	Stromstärke-Spannungskurven für die RGBW-LEDs.	82
5.4	Steuerung der RGBW-Leuchtdioden mit DG535 und EW-Treiber. . . .	90
5.5	Überblick über die Steuerung der RGBW-LED mit dem EW-Treiber und einer dSPACE box.	95
5.6	Schematische Darstellung der Cursormessungen mit dem Oszilloskop Tektronix TDS 220.	97
5.7	Spektrale Sensitivität der Fotodiode Thorlabs Det210.	99
5.8	Schematische Darstellung des Vorgehens zur Bestimmung der Kamera- verzögerung.	101
5.9	Aufbau zur Aufnahme von zeitabhängigen Spektren.	103
5.10	Aufbau zur Ermittlung von winkelabhängigen Strahlprofilen.	104
5.11	Einbringung der RGBW-LED in die Ulbrichtkugel.	106
5.12	Schematisches Vorgehen zur Auswertung der erhaltenen Spektren. . . .	107
5.13	Durchführung der Wellenlängenkalibration.	109
5.14	Kalibration der Detektionseffizienz.	111
5.15	Strichtarget zur Kalibration der Ortsachse von Kamerasensoren.	112
5.16	Aufbau zur Charakterisierung der spektralen Empfindlichkeit von Ka- merasensoren.	113
5.17	Kalibration der Anregungseffizienz.	116
5.18	Einkopplung des Licht der RGBW-LED in eine optische Faser.	118
6.1	Verlauf des elektrischen Ausgangssignals des 350-mA-EW-Treibers im Betrieb mit dem Agilent-Pulsgenerator.	124
6.2	Untersuchung der Zeitauflösung der Fotodiode.	126
6.3	Anhand der Fotodiode visualisierte optische Signale der roten Leuchtdi- ode der Cree XM-L RGBW-LED unter Verwendung des EW-Treibers. . .	128
6.4	Untersuchung der Zeitauflösung der RGBW-LEDs Saber Z4 und Cree XM-L in Kombination mit dem EW-Treiber und dem Agilent-Pulsgeber. .	129
6.5	Foto des Gardasoft-Treibers von der Vorder- sowie von der Oberseite. . .	131
6.6	Ethernetseite zur Steuerung einer der vier LEDs der RGBW-LED mit dem Gardasoft-Treiber.	132
6.7	Minimale Zeitauflösung des Gardasoft-Treibers laut Herstellerangaben. .	133

6.8	Pulsform des optischen Signals der roten LED der Cree XM-L RGBW-LED bei Verwendung des Gardasoft-Treibers und des EW-Treibers in Kombination mit dem DG535-Pulsgeber.	135
6.9	Anstiegszeiten für die RGBW-LEDs Saber Z4 und Cree XM-L unter Verwendung des Gardasoft-Treibers.	136
6.10	Vergleich der Anstiegszeit der roten LED der Cree XM-L RGBW-LED bei der Verwendung des Gardasoft- und des EW-Treibers.	137
6.11	Experimentelle Bestimmung der Kameraverzögerung der Spiegelreflexkamera Canon EOS 400D.	139
6.12	Gemessene Spektren der RGBW-LEDs.	141
6.13	Gemessene Spektren der weißen LEDs der RGBW-LEDs.	143
6.14	Zeitabhängigkeit der Spektren der RGBW-LEDs.	145
6.15	Experimentell ermittelte winkelabhängige Strahlprofile für die drei in dieser Arbeit verwendeten RGBW-LEDs.	149
6.16	Experimentell ermittelte absolute Photonenzahlen für die in dieser Arbeit verwendeten RGBW-LEDs.	152
6.17	Kalibration der Ortsachse von Kamerasensoren.	154
6.18	Dunkelstrom für unterschiedliche Kameras und Bildformate.	158
6.19	Experimentell ermittelte spektrale Empfindlichkeit aller in dieser Arbeit verwendeten Kameras.	162
6.20	Einfluss der Belichtungszeit am Beispiel der Messreihen 5_3 sowie 5_4 der Kamera 5 (CASIO EX-FH25).	163
6.21	Darstellung des Diskriminierungsvermögens für die dritte Messreihe aller in dieser Arbeit untersuchten Farbkameras.	166
6.22	Übersprechen der Farbkanäle für die Spiegelreflexkameras Canon EOS 400D und 600D.	170
6.23	Übersprechen der Farbkanäle für die CCD-Kamera DFK41BU02 sowie die Digitalkamera CASIO EX-FH25.	171
6.24	Bilder des Reflexionsstandards für unterschiedliche Pulsbreiten der einzelnen Farben der Saber Z4 RGBW-LED aufgenommen mit den triggerbaren Kameras dieser Arbeit.	173
6.25	Auftragung der Intensität der Bilder des Reflexionsstandards als Funktion der Pulsbreite für alle untersuchten Kameras.	177
6.26	Einkopplung des Lichts der RGB-LED in eine optische Faser mithilfe eines Prismenblocks (<i>Philips Type</i>).	181
6.27	Übersicht über die in diesem Kapitel durchgeführten Messungen zur umfassenden Charakterisierung des gepulsten RGB-Schlierensystems. . . .	183

7.1	Schematische Darstellung der Brennkammer zur Untersuchung lamina- rer Helium-Luft-Strömungen.	188
7.2	Darstellung des Aufbaus zur Stabilisierung turbulenter Wasserstoff-Luft- Diffusionsflammen.	193
8.1	Beurteilung der Beleuchtungsqualität von RGB-Schlierenbildern anhand von Histogrammen.	199
8.2	Übersicht über die Schritte der digitalen Bildverarbeitung an einem RGB-Schlierenbild im jpg-Format (Teil 1).	201
8.3	Übersicht über die Schritte der digitalen Bildverarbeitung an einem RGB-Schlierenbild im jpg-Format (Teil 2).	202
8.4	Übersicht über die Entwicklung eines Rohdatenbildes.	207
8.5	Einfluss der Position im Strahlengang auf die Schärfe der Schlierenbilder.	209
8.6	Kalibration des räumlichen Versatzes der Lichtpulse im Schlierenbild.	213
8.7	Räumlicher Versatz der Lichtpulse der Saber Z4 RGBW-LED in Kom- bination mit der wissenschaftlichen CCD-Kamera DFK41BU02.	215
8.8	Räumlicher Versatz der Lichtpulse der Luxeon Z RGBW-LED in hori- zontaler Anordnung in Kombination mit der wissenschaftlichen CCD- Kamera DFK41BU02.	216
8.9	Räumlicher Versatz der Lichtpulse der Cree XM-L RGBW-LED in Kom- bination mit der Spiegelreflexkamera Canon EOS 400D.	217
8.10	Räumlicher Versatz der Lichtpulse, wenn das Licht der Saber Z4 RGBW- LED in eine optische Faser eingekoppelt wird, in Kombination mit der Spiegelreflexkamera Canon EOS 400D.	218
8.11	Kalibration des räumlichen Versatzes in x-Richtung am Beispiel der Messreihe He 13.	219
8.12	Schematische Darstellung der Ermittlung von Geschwindigkeitsfeldern aus RGB-Schlierenbildern am Beispiel der Messreihe He 10.	223
8.13	Ermittlung des Geschwindigkeitsfeldes der Messreihe He 10.	224
8.14	Einfluss unterschiedlicher Operationen der digitalen Bildverarbeitung auf den roten und grünen Kanal des RGB-Schlierenbildes aus der Mess- reihe He 10.	226
8.15	Vergleich von RGB-Schlierenbildern im komprimierten jpg-Format sowie im Rohdatenformat am Beispiel der Messreihe He 23.	228
8.16	Übersprechen der Farbkanäle im RGB-Schlierenexperiment.	232
8.17	Funktionalitätstest des Python-Programms zur Berechnung des opti- schen Flusses nach der Methode von Lucas und Kanade.	235

8.18	Übersicht über die wichtigsten Schritte bei der Bestimmung des optischen Flusses nach der Methode von Lucas und Kanade.	236
8.19	Ecken, die vom Python-Programm zur Bestimmung des optischen Flusses detektiert werden.	237
8.20	Übersicht über die notwendigen Schritte zur Berechnung von Geschwindigkeiten ausgehend von RGB-Schlierenbildern am Beispiel der Messreihe He 10.	240
9.1	S/W-Schlierenbilder der turbulenten Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme für unterschiedliche Flüsse sowie Höhen über der Düse x/D	244
9.2	Übersicht über die Messungen zur Aufnahme von RGB-Schlierenbildern von turbulenten Wasserstoff-Luft-Diffusionsflammen.	246
9.3	Zerlegung eines RGB-Schlierenbildes der Messreihe H ₂ 8.5 mit einem Fluss von 120 slm in die RGB-Kanäle.	250
9.4	Anpassung der LED-Helligkeit an die spektrale Sensitivität des Kamerasensors.	251
9.5	Ergebnisse des Frequenzgangs zur Analyse der Auswirkung von Regenrinnen auf die Akustik der Brennkammer.	255
9.6	Übersicht über die durchgeführten Messungen zur Aufnahme von gepulsten RGB-Schlierenbildern von laminaren Helium-Luft-Strömungen.	260
9.7	Geschwindigkeitsbestimmung an ausgewählten Messreihen der laminaren Helium-Luft-Strömung zur Ermittlung des optimalen Messaufbaus.	264
9.8	Identifizierung von Instabilitäten in Methan-Luft-Flammen bei einem Luftfluss von 20 slm.	266
9.9	Geschwindigkeitsbestimmung an der Messreihe Methan 6.	267
9.10	Übersicht über die Untersuchungsobjekte, die im Rahmen dieses Kapitels mittels der gepulsten RGB-Schlierenfotografie untersucht werden.	269
A.1	Verlauf des elektrischen Ausgangssignals des 350-mA-Verstärkers im Betrieb mit dem DG535-Pulsgenerator.	303

Tabellenverzeichnis

2.1	Strahlungsphysikalische und lichttechnische Größen.	25
2.2	Gladstone-Dale-Koeffizienten und Brechungsindices einiger Gase.	38
5.1	Eigenschaften der verwendeten RGBW-LEDs.	83
5.2	Übersicht über die in dieser Arbeit verwendeten Kameras.	87
5.3	Vor- und Nachteile der verwendeten Kameras.	88
5.4	Zur Analyse der Zeitstruktur verwendete Frequenzen und Pulsbreiten.	98
5.5	Zuordnung der Peaks der Quecksilber-Dampfampe.	110
5.6	Ergebnisse der Wellenlängenkalibration.	110
5.7	Kalibration der spektralen Sensitivität von Kamerasensoren.	115
6.1	Zeitstruktur des Pulsgebers und des EW-Treibers mit einer Ausgangsstromstärke von 350 mA.	122
6.2	Übersicht über einige aus den Spektren der RGBW-LEDs ermittelte Parameter.	143
6.3	Mittelwert der relativen Abweichung der Intensität der RGBW-LEDs von der Anfangsintensität.	144
6.4	Übersicht über die Ergebnisse der Analyse der winkelabhängigen Strahlprofile der RGBW-LEDs.	146
6.5	Parameter bei der Berechnung der absoluten Photonenzahlen.	153
6.6	Übersicht über die Kalibration der Ortsachse der in dieser Arbeit verwendeten Kameras.	155
6.7	Anteil der Intensität der einzelnen Farbkanäle an der Gesamtintensität.	160
6.8	Übersicht über die zugängliche Pulsbreite der Kamerasensoren der beiden Farbkameras DFK41BU02 sowie Canon EOS 400D.	175
6.9	Quantifizierung des Intensitätsverlusts, wenn das Licht der RGBW-LED über die Ulbrichtkugel in eine optische Faser eingekoppelt wird.	180
7.1	Verschiedene Positionen im Strahlengang zur Kalibration der Ortsachse.	186
7.2	Strömungsbedingungen bei der Untersuchung laminarer Helium-Luft-Strömungen.	191

7.3	Strömungsbedingungen bei der Untersuchung turbulenter Wasserstoff-Luft-Diffusionsflammen.	194
7.4	Strömungsbedingungen bei der Untersuchung von Methan-Luft-Flammen.	196
8.1	Kalibration der Ortsachse an verschiedenen Positionen im Schlierenexperiment.	210
A.1	Ermittelte Anschlag- sowie Abklingzeiten für die Saber Z4 RGBW-LED sowie die Cree XM-L RGBW-LED in Kombination mit dem EW-Treiber und dem Agilent-Pulsgeber.	304
A.2	Ermittelte Anschlag- sowie Abklingzeiten für die Saber Z4 RGBW-LED sowie die Cree XM-L RGBW-LED in Kombination mit dem Gardasoft-Treiber.	305
B.1	Übersicht über die verwendeten Messreihen zur Untersuchung laminarer Helium-Luft-Strömungen.	308
B.2	Übersicht über die verwendeten Messreihen zur Untersuchung turbulenter Wasserstoff-Luft-Diffusionsflammen.	311
B.3	Übersicht über die verwendeten Parameter bei der Aufnahme von RGB-Schlierenbildern von der Methan-Luft-Flamme.	315
C.1	Schritte der digitalen Bildverarbeitung und deren Effekte bei Anwendung auf RGB-Schlierenbilder im jpg-Format.	317
D.1	Räumlicher Versatz der Lichtpulse aller in dieser Arbeit verwendeten RGB-LEDs in Kombination mit den Kameras DFK41BU02 sowie Canon EOS 400D.	323
D.2	Ergebnisse der linearen Regression aus Abschnitt 8.2.2.	325

1 Einleitung

Motivation Im Jahre 2017 nahm der globale Primärenergiebedarf um 2.2 % im Vergleich zum Vorjahr zu und diese Zunahme liegt somit deutlich oberhalb des 10-Jahresdurchschnitts von 1.7 % pro Jahr. Hierbei handelt es sich um den größten Anstieg innerhalb eines Jahres seit 2013. Ein Großteil der Zunahme des Primärenergiebedarfs (80 %) wird durch die Entwicklungsländer hervorgerufen, wobei der Energiebedarf in China zu einem Drittel zu diesem Anstieg beiträgt. Durch das Wirtschaftswachstum im asiatischen Raum stieg der Energiebedarf in China im letzten Jahr um 3.3 % an. Besonders problematisch hierbei ist, dass ein Großteil dieses Energiebedarfs (75 % in Europa, 90 % in Asien) nach wie vor durch die Verbrennung fossiler Energieträger wie Öl, Kohle und Erdgas gedeckt wird [1]. Das erste Problem bei dieser Art der Energiegewinnung liegt in der begrenzten Verfügbarkeit dieser Energieträger, während auf der anderen Seite die hohe Schadstoffemission von Kohlendioxid, Stickoxiden sowie Ruß bei der Verbrennung fossiler Energieträger zu nennen ist. Die Schadstoffemissionen führen neben einer deutlichen Beeinträchtigung der menschlichen Gesundheit aufgrund ihrer Lungengängigkeit (Stickoxide, Ruß) [2, 3] auch zu einem unaufhaltbaren Voranschreiten des menschengemachten Klimawandels. Durch den Klimawandel, der im Wesentlichen durch die Emission des Treibhausgases Kohlendioxid vorangetrieben wird, ist eine Erhöhung der mittleren Erdtemperatur um 1 °C von der vorindustriellen Zeit bis zum Jahre 2015 zu beobachten. Bis zum Jahre 2100 könnte eine Erderwärmung um bis zu 4 °C möglich sein, wobei der Weltklimarat die Warnung ausgesprochen hat, eine Erwärmung von 2 °C nicht zu überschreiten, da andernfalls irreversible Schäden durch den menschengemachten Klimawandel auftreten. Die ersten Konsequenzen des Klimawandels wie Dürren, schmelzende Gletscher, Überschwemmungen, Starkregenfälle sowie Hitzewellen sind bereits jetzt deutlich zu spüren. In Deutschland hat sich das Auftreten von Extremwetterlagen seit den 1970er-Jahren verdreifacht. Um dieser Entwicklung entgegenzuwirken und somit den Klimawandel einzudämmen, hat sich die deutsche Bundesregierung ein klares Klimaschutzziel gesetzt. Bis zum Jahre 2050 soll die Emission von Treibhausgasen um mindestens 80 % bis 95% im Vergleich zu der Emission im Jahre 1990 reduziert werden. Hierbei steht als erstes Ziel die Verringerung der Emission um mindestens 55 % bis 2030 an. Darüber hinaus soll der Primärenergiebedarf bis

2050 um 50 % im Vergleich zum Jahre 2008 reduziert werden. Um diese Ziele erreichen zu können, muss der Anteil der erneuerbaren Energien bis zum Jahre 2050 bis auf 60 % am Gesamtenergieverbrauch erhöht werden (30 % am Gesamtenergieverbrauch bis 2030) [4]. Zur Umsetzung dieser Ziele wird das *Erneuerbare-Energien-Gesetz* (EEG) genutzt. In seiner Fassung von 2017 sieht es vor, den Anteil erneuerbarer Energien an der Stromerzeugung in Deutschland bis zum Jahr 2050 auf mindestens 80 % zu erhöhen [5]. Zu den erneuerbaren Energien zählen Wind- und Wasserkraft, Biomasse, Solar- sowie Geothermie und Photovoltaik. Im Jahr 2017 wurden in Deutschland bereits 33.3 % des Bruttostromverbrauchs durch erneuerbare Energien abgedeckt. Den größten Anteil mit 16.3 % stellt hierbei die Windkraft dar, gefolgt von Biomasse (6.9 %) und Photovoltaik sowie Geothermie (zusammen 6.1 %) [6].

Neben dem Ausbau der erneuerbaren Energien ist es im Rahmen der Energiewende unerlässlich, jedoch auch konventionelle Verbrennungsprozesse effizienter zu gestalten und dadurch die Schadstoffemission zu reduzieren. Hierzu ist die Analyse sowie die Charakterisierung von Verbrennungsprozessen ein sehr wichtiger Grundstein. Um die während des Verbrennungsprozesses entstehenden Intermediate und Produkte zu identifizieren, ist der Einsatz massenspektrometischer Methoden möglich [7–13]. Allerdings sind in der Verbrennungsforschung auch bildgebende Verfahren von großem Interesse, um Strömungen und darin enthaltenen Strukturen visualisieren zu können. Hierbei ist zum Beispiel die Wirbelbildung in turbulenten Strömungen ein interessantes Untersuchungsobjekt. Die Methode der Chemilumineszenz kann zur flächigen Darstellung von Verbrennungsprozessen und gleichzeitigen Ermittlung von Flammenparametern wie der Wärmefreisetzung oder der Stöchiometrie genutzt werden [14, 15]. Da es sich bei der Chemilumineszenz um das Eigenleuchten der Flamme handelt, können Strömungen und Strukturen lediglich in der Reaktionszone von Flammen visualisiert werden. Außerhalb der Reaktionszone kann anhand dieser Methode keine optische Charakterisierung erfolgen. Alternativ kann die laserinduzierte Fluoreszenz (LIF) genutzt werden [16, 17]. Allerdings handelt es sich hierbei um eine laserbasierte Technik, die einen hohen apparativen Aufwand und damit verbunden hohe Anschaffungs-, Betriebs- sowie Instandhaltungskosten aufweist. Diese Nachteile bestehen auch bei der Visualisierung von Strukturen in Strömungen anhand der Raman-Technik [18, 19]. Hierbei besteht darüber hinaus das Problem, dass bei der Raman-Methode aufgrund einer geringen Signalintensität häufig lediglich entlang einzelner Linien gemessen werden kann und somit eine flächige Untersuchung von Strukturen nicht möglich ist. Im Gegensatz dazu hat sich zur optischen Charakterisierung von Strömungen und den darin enthaltenen Strukturen die Schlierenfotografie bewährt [20–24]. Schlierenuntersuchungen basieren

auf einer Visualisierung von Gradienten im Brechungsindex in transparenten Medien und die Entwicklung dieser Methode geht auf Robert Hooke im 17. Jahrhundert zurück, geriet allerdings wieder in Vergessenheit. Nachdem diese Methodik in der Mitte des 19. Jahrhunderts von August Toepler wieder zum Leben erweckt wurde, ist sie zum Beispiel aus dem Bereich der Verbrennungsforschung nicht mehr wegzudenken [20, 25–29], da es sich um eine nicht-invasive sowie kostengünstige Methode handelt, die leicht in ein Verbrennungssystem implementiert werden kann [30, 31]. Da Gradienten im Brechungsindex durch Temperaturgradienten [20] hervorgerufen werden, handelt es sich bei Flammen aufgrund ihrer hohen Temperatur im Vergleich zur Umgebung um optimale Untersuchungsobjekte. Mit dieser Methode, die das Unsichtbare sichtbar macht [23], ist es möglich, Dichteschwankungen im Frischgasstrom zu detektieren [32], Temperaturen zu messen [33, 34] sowie Flammengeschwindigkeiten zu berechnen [32].

Das Einsatzgebiet der Schlierenfotografie konnte zu Beginn des 21. Jahrhunderts deutlich ausgeweitet werden, da seit dem Jahr 2000 Leuchtdioden (LEDs) als Lichtquellen für wissenschaftliche Experimente zur Verfügung stehen [35]. Die Leuchtdiode stellt für die Schlierenfotografie eine ideale nicht-kohärente Lichtquelle dar [23], die gleichzeitig sehr günstig in ihrer Anschaffung sowie ihrem Unterhalt ist und den ultravioletten bis infraroten Spektralbereich abdeckt [36, 37]. Zuvor wurden als Lichtquellen für Schlierenexperimente zum Beispiel Laser, Xenonröhren, Bogenlampen sowie Glühlampen verwendet [20]. Neben einer hohen Lichtintensität zeichnen sich LEDs vor allem dadurch aus, dass sie im gepulsten Betrieb mit einer sehr hohen Repetitionsrate bis in den Bereich von 100 ns [38–41] betrieben werden können, sodass zuvor verwendete Blitzlampen aufgrund ihres Preises, der Gefahr durch Hochspannung sowie ihrer geringen Repetitionsrate für Schlierenexperimente heutzutage nahezu keine Bedeutung mehr aufweisen. Wird zu einer RGB-LED, bei der sich eine rote, grüne sowie blaue LED auf einem gemeinsamen Chip befinden, als Lichtquelle im Schlierenexperiment gegriffen und diese gepulst betrieben, ist es möglich, die Fortbewegung eines Schlierenobjektes innerhalb einer Aufnahme zu verfolgen und daraus Geschwindigkeitsfelder zu berechnen. Dieses Vorgehen wurde bereits von Weise et al. [42] sowie Menser et al. [43] zur Geschwindigkeitsbestimmung in unterschiedlichen Strömungen genutzt, wobei jedoch die Methode der Schattenfotografie zum Einsatz kam. Hierbei wird die zweite Ableitung des Gradienten im Brechungsindex visualisiert [20]. Menser et al. [43] nutzten diese Methode zur Geschwindigkeitsbestimmung in der Zerstäubung von Nanopartikeln während der Nanopartikelsynthese und konnte somit Geschwindigkeiten der entstehenden Tropfen mit einem Wert von 40 m/s berechnen. Darüber hinaus bestimmten sie Geschwindigkeiten in dem bei der Direkteinspritzung von Benzin durch

eine Düse entstehenden Spray mit einem Wert von 80 m/s [43]. Der Vorteil gegenüber konventionellen Verfahren zur Bestimmung von Geschwindigkeiten in Strömungen und Fluiden wie zum Beispiel *Particle Tracking Velocimetry* (PTV) [44, 45] oder *Particle Imaging Velocimetry* (PIV) [46] besteht darin, dass keine Partikel in die Strömung eingebracht werden müssen und somit keine Beeinflussung des Strömungsfeldes sowie der vorliegenden Geschwindigkeitsinformation auftritt. Darüber hinaus existiert bei diesen Methoden das Problem, dass bei sehr schnellen Strömungen, die sich mit Geschwindigkeiten im Bereich der Überschallgeschwindigkeit fortbewegen, die Partikel diesen Strömungsgeschwindigkeiten nicht mehr folgen können und somit eine Geschwindigkeitsbestimmung versagt. Weiterhin sind diese Aufbauten in der Regel sehr kostspielig, da sie als Lichtquelle Systeme aus gepulsten Lasern verwenden [44, 45]. Darüber hinaus kann die Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) zur Geschwindigkeitsbestimmung in Fluiden genutzt werden [21, 47]. Da es sich hierbei allerdings um eine punktweise Geschwindigkeitsbestimmung und um keine flächige Aufnahmetechnik handelt, können keine Strukturen in Strömungen visualisiert werden.

Aufgrund des geringen apparativen Aufwands sowie der geringen Kosten bei gleichzeitiger hoher Datenrate eignen sich Schlierenmessungen hervorragend als nicht-invasiver Sensor in Experimenten zur Regelung instationärer Verbrennungsprozesse [48, 49]. Verbrennungsinstationaritäten spielen in der Erdgasverbrennung in Gasturbinen eine Rolle, da es unter brennstoffarmen Bedingungen, die zur Reduktion der Schadstoffemission verwendet werden, zu Flammenoszillationen und im schlimmsten Fall zu einer Zerstörung der Turbine durch Druckwellen kommen kann [50, 51]. Deswegen werden Methoden zur Detektion solcher Instabilitäten benötigt, um die Instationaritäten rechtzeitig erkennen und durch Regelungsmodelle stabilisieren zu können. Die Verbrennung von Erdgas in Gasturbinen ist auch in Zeiten der Energiewende von enormer Bedeutung, da bei der Verwendung erneuerbarer Energien immer die Problematik besteht, dass es aufgrund von Naturgegebenheiten wie Bewölkung oder Flaute zu Energieschwankungen kommen kann. Gaskraftwerke sind innerhalb kürzester Zeit ansprechbar, sodass sie Schwankungen in der Energieversorgung schnell und effizient ausgleichen können.

Außerdem stellen turbulente Wasserstoff-Luft-Diffusionsflammen ein interessantes Untersuchungsobjekt für zeitaufgelöste Schlierenuntersuchungen dar [52]. Die Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme zeichnet sich durch eine schnelle Zeitskala, auf der chemische Reaktionen stattfinden [53], aus. Außerdem dienen sie als Modellsystem für die NO-Bildung durch den thermischen Zeldovich-Mechanismus [54] aufgrund der im System vorherrschenden hohen Temperaturen. Eine weitere Besonderheit der turbulenten

Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme besteht darin, dass ein Abheben der Flamme bei hohen Ausströmgeschwindigkeiten und somit die Bildung einer *lift-off*-Zone beobachtet wird. Zwar wurde dieses Untersuchungsobjekt schon in mehreren wissenschaftlichen Arbeiten (zum Beispiel [55–57]) ausführlich charakterisiert, allerdings weisen sie alle den Nachteil auf, dass zur Geschwindigkeitsbestimmung in diesem System in der Regel kostenintensive laserspektroskopische Verfahren zum Einsatz kommen.

Zielsetzung Aufbauend auf den Arbeiten, die im Rahmen der Masterarbeit der Autorin [58] durchgeführt wurden, soll ein bestehendes Schlierensystem zur Aufnahme von Schlierenbildern mithilfe einer gepulsten RGB-Leuchtdiode optimiert werden. Die Grundidee der gepulsten RGB-Schlierenfotografie besteht darin, dass die Leuchtdiode drei konsekutive Lichtpulse der Farben rot, grün und blau aussendet und diese anschließend in einem einzigen RGB-Schlierenbild detektiert werden können. Durch eine Zerlegung des Bildes in die Farbkanäle und der Kenntnis der Pulsfrequenz der RGB-LED ist es somit möglich, Geschwindigkeiten in Strömungen und Flammen mit hoher Zeitauflösung bei niedrigen apparativen Kosten zu ermitteln. Die Zeitauflösung eines solchen Systems ist unabhängig von der Bildaufnahme rate der Kamera und wird lediglich durch die verwendete Leuchtdiode bestimmt, sodass der Einsatz von teuren Hochgeschwindigkeitskameras entfällt.

Ein wesentliches Ziel der vorliegenden Arbeit besteht darin, dass in dieser Arbeitsgruppe bestehende System zur Aufnahme gepulster RGB-Schlierenbilder zur experimentellen Reife zu entwickeln und hinsichtlich der geplanten Anwendung in Form einer optischen Charakterisierung von laminaren sowie turbulenten Flammen zu optimieren. Dazu werden zunächst Test- und Kalibrationsmessungen an laminaren Helium-Luft-Strömungen durchgeführt. Hierzu wird die laminare Helium-Strömung ausgewählt, da in diesem System aufgrund eines stark ausgeprägten Gradienten im Brechungsindex Schlieren sehr einfach erzeugt sowie extrem deutlich erkannt werden können. Außerdem soll anhand dieses Untersuchungsobjektes eine Routine zur Bildauswertung und der damit verbundenen Geschwindigkeitsberechnung entwickelt werden. Abschließend sollen die einzigartigen Möglichkeiten der Methode der gepulsten RGB-Schlierenfotografie erstmalig in Bielefeld an einer turbulenten Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme demonstriert werden. Um das mögliche Potential dieser Schlierenmethode als nicht-invasiver Sensor in Experimenten zur aktiven Regelung instationärer Verbrennungsprozesse in Gasturbinen überprüfen zu können, erfolgt abschließend die Untersuchung einer Methan-Luft-Flamme, da Methan der Hauptbestandteil von Erdgas ist.

2 Grundlagen der Optik

Im folgenden Kapitel wird zunächst das Funktionsprinzip von Leuchtdioden beschrieben. Anschließend werden die wichtigsten strahlungsphysikalischen und lichttechnischen Größen eingeführt. Außerdem werden die technischen Grundlagen digitaler Bildsensoren erläutert und der Einfluss unterschiedlicher Bildformate diskutiert. Abschließend folgt eine Beschreibung des Aufbaus der Schlierenfotografie sowie des Vorgehens zur Aufnahme von Schlierenbildern mit einer gepulsten RGB-LED als Lichtquelle.

2.1 Funktionsprinzip von Leuchtdioden

Für das in dieser Arbeit vorgestellte Schlierenexperiment weisen Leuchtdioden eine Reihe von Eigenschaften auf, die sie zu einer nahezu idealen Lichtquelle für diese Anwendung machen. Sie bieten die Vorteile, dass sie eine hohe Lichtintensität aufweisen und mit hohen Frequenzen gepulst werden können. Darüber hinaus sind sie sowohl in ihrer Anschaffung als auch in ihrer Unterhaltung sehr kostengünstig. Für den größtmöglichen Erfolg des RGB-Schlierenexperiments ist eine fundierte Kenntnis der Eigenschaften der verwendeten LEDs unerlässlich. Wichtig hierbei ist auch die Effizienz der Leuchtdioden, da bei Pulsfrequenzen im MHz-Bereich die verwendeten Lichtpulse sehr kurz sind. Hierbei sorgt ein hoher Wirkungsgrad für ausreichende Lichtintensität bei Kurzpulsanwendungen. Im Zuge dessen spielen auch die Effizienz der Lichtauskopplung sowie die Richtungscharakteristik der Strahlung eine bedeutende Rolle.

2.1.1 Halbleiter

Klassische Materialien für die Konstruktion von Halbleiterdioden sind Silizium und Germanium, die sich in der IV. Hauptgruppe des Periodensystems befinden und somit vier Elektronen in der äußeren Schale aufweisen. Durch die Ausbildung kovalenter Bindungen mit Elektronen benachbarter Atome bildet sich in Halbleitern ein kubisch-flächenzentriertes Kristallgitter aus. Das Valenzband enthält hierbei die gebundenen Elektronen, während die Elektronen im Leitungsband frei beweglich sind und somit zur Leitfähigkeit des Materials beitragen. Zwischen dem Valenzband und dem Leitungsband befindet sich die sogenannte *verbotene Zone*, wobei es sich um einen Ener-

gieabstand mit variabler Größe von einigen Zehntel bis 2 eV handelt. Die Energie, die die Elektronen benötigen, um vom Valenzband in das Leitungsband zu gelangen, wird durch die thermische Energie des Kristallgitters bereitgestellt. Mit zunehmender Temperatur steigt deshalb die Leitfähigkeit der Halbleiter, da eine zunehmende Anzahl von Elektronen in das Leitungsband befördert wird [36].

Durch Einbringen von geringen Mengen an Fremdatomen in das Kristallgitter kann die elektrische Leitfähigkeit von Halbleitern beeinflusst werden. Bei dieser sogenannten Dotierung werden als Donatoren zum Beispiel Atome aus der V. Hauptgruppe wie Arsen verwendet. Arsen benötigt nur vier seiner fünf Außenelektronen für die Bindung, sodass das fünfte Elektron lediglich schwach gebunden ist und durch die thermische Anregung jederzeit freigesetzt und zur Leitfähigkeit des Materials beitragen kann. Hierbei entsteht ein n-leitendes Material ($n = \text{negativ}$) [36].

Darüber hinaus können auch dreiwertige Atome wie Indium in ein Siliziumgitter eingebracht werden. In diesem Fall fehlt im Gitter ein Elektron und dieses fehlende Elektron kann aus einer benachbarten Siliziumbindung aufgenommen werden. Dadurch entsteht ein wanderndes Loch im Kristallgitter. Solche Atome werden als Akzeptoren bezeichnet und es kommt zur Ausbildung eines p-leitenden Materials ($p = \text{positiv}$) [36].

2.1.2 Lichtentstehung in Leuchtdioden

Stehen ein n-leitendes und ein p-leitendes Stück Silizium in Kontakt, diffundieren Elektronen aus dem n-leitenden Bereich in den p-leitenden Bereich. Umgekehrt wandern Löcher aus dem p-leitenden Bereich in den n-leitenden Bereich. Folglich findet durch den Kontakt Rekombination statt, sodass im n-leitenden Bereich ortsfeste positive und im p-leitenden Bereich negative Störstellenionen entstehen. Somit kommt es zur Ausbildung von positiven und negativen Raumladungen, obwohl die Ausgangsmaterialien keine Ladung aufweisen. Zwischen diesen Raumladungen befindet sich die sogenannte Verarmungsschicht, in der sich lediglich noch wenige Elektronen und Löcher befinden, sodass es zur Ausbildung eines elektrischen Feldes kommt. Dieses Feld führt zu einer Beendigung des Diffusionsvorganges, da die Ladungsträger nicht mehr gegen die elektrische Feldstärke anlaufen können. Die hierfür benötigte Spannung wird als Diffusionsspannung U_D bezeichnet. Wird eine Spannungsquelle mit dem Minuspol an den n-dotierten und mit dem Pluspol an den p-dotierten Bereich angelegt, gelangen Elektronen aus dem n-leitenden und Löcher aus dem p-leitenden Material in die Verarmungszone und rekombinieren dort. In diesem Fall ist der pn-Übergang in Vorwärtsrichtung gepolt, sodass ein Strom fließen kann. Wird die Spannungsquelle jedoch mit dem Minuspol an den p-dotierten und mit dem Pluspol an den n-dotierten Bereich angelegt, ist der pn-Übergang in Sperrrichtung geschaltet und es fließt kein Strom [36].

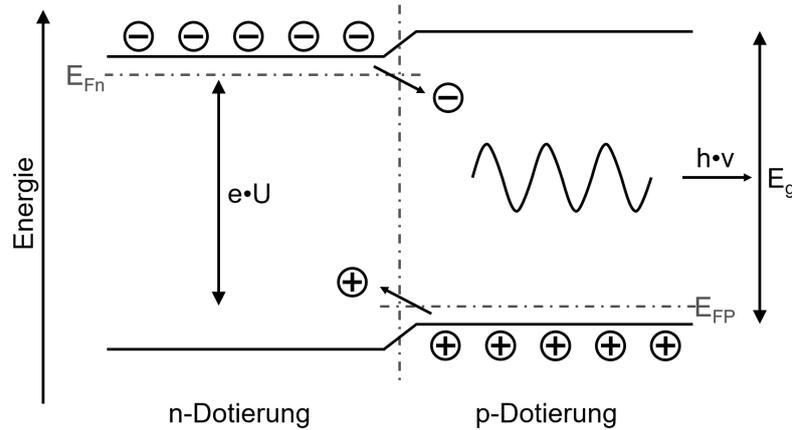


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Lichtentstehung in Leuchtdioden. *Durch Anlegen einer Spannung U an einen pn-Übergang in Vorwärtsrichtung können Elektronen und Löcher in die Verarmungszone gelangen und dort rekombinieren. Hierbei wird der Energiebetrag der Bandlücke E_g in Form von elektromagnetischer Strahlung der Energie $h \cdot \nu$ abgegeben [36].*

Zur Lichtentstehung in Leuchtdioden wird zunächst eine Spannung U an den pn-Übergang in Vorwärtsrichtung angelegt, sodass ein Strom fließen kann. Dadurch gelangen die Elektronen und die Löcher in die Verarmungszone, sodass dort Rekombination und im Zuge dessen eine Lichtemission stattfindet. In Abbildung 2.1 ist die Lichterzeugung in einer Leuchtdiode (LED) schematisch dargestellt. Die Fermi-Niveaus der n-dotierten sowie der p-dotierten Schicht werden mit E_{Fn} sowie E_{Fp} bezeichnet [36]. Das Fermi-Niveau gibt das höchste Energieniveau an, welches am absoluten Temperaturnullpunkt noch besetzt ist [59]. Wird eine Spannung U an den pn-Übergang angelegt, gilt folgender Zusammenhang [36]:

$$e \cdot U = E_{Fn} - E_{Fp} \quad (2.1)$$

Mit e wird die Elementarladung bezeichnet. Sobald der Rekombinationsvorgang stattfindet, wird ein Energiebetrag E_g freigesetzt, der der Breite der verbotenen Zone entspricht und in Form von Photonen abgestrahlt wird. Hierbei handelt es sich um die Bandlücke, die die Wellenlänge des emittierten Lichts λ wie folgt beeinflusst [36]:

$$E_g = h \cdot \nu = \frac{h \cdot c}{\lambda} \quad (2.2)$$

Bei ν handelt es sich um die Frequenz der emittierten Strahlung, bei h um das Plancksche Wirkungsquantum und bei c um die Lichtgeschwindigkeit. Bei klassischen Halbleitermaterialien wie Silizium und Germanium erzeugt die vorhandene Bandlücke Strahlung außerhalb des sichtbaren Spektrums. Da es sich bei diesen Materialien um sogenannte indirekte Halbleiter handelt, kann die Emission dieser Strahlung jedoch nicht

beobachtet werden. Stattdessen findet die Energieabgabe in Form von Reabsorption oder Erwärmung statt. LEDs, die Strahlung vom ultravioletten bis infraroten Wellenlängenbereich aussenden können, bestehen aus Mischkristallen mit Elementen aus der II., III., V. und VI. Hauptgruppe. Hierbei handelt es sich um direkte Halbleiter, bei denen die Emission der Strahlung beobachtet werden kann. Zur Erzeugung von sichtbarem Licht werden binäre Halbleiter mit Elementen aus der III. und V. Hauptgruppe zu gleichen Teilen benötigt. Vorwiegend werden hierfür die Nitride, Phosphide, Arsenide und Antimonide der Elemente Aluminium, Gallium und Indium verwendet. Mit Elementen aus der II. Hauptgruppe wie Zink kann eine p-Dotierung und mit Elementen aus der IV. Hauptgruppe wie Selen eine n-Dotierung erreicht werden. Eine Beeinflussung der Bandlücke in binären Halbleitern kann dadurch erfolgen, dass die Substanz der III. Hauptgruppe durch zwei verschiedene Elemente der gleichen Hauptgruppe ersetzt wird. Darüber hinaus ist es auch möglich, quaternäre Verbindungen zu verwenden [36].

Die Halbwertsbreite $\Delta\lambda$ des emittierten Spektrums einer LED kann mithilfe des folgenden Zusammenhangs ermittelt werden [37]:

$$\Delta\lambda = \frac{1.8 \cdot k \cdot T \cdot \lambda^2}{h \cdot c} \quad (2.3)$$

Bei k handelt es sich um die Boltzmann-Konstante und bei T um die Temperatur. LEDs zeichnen sich dadurch aus, dass ihr Spektrum eine geringe Halbwertsbreite aufweist und sie somit schmalbandig sind. Das menschliche Auge nimmt das von LEDs im sichtbaren Spektralbereich emittierte Licht als monochromatisch wahr [37].

2.1.3 Effizienz von Leuchtdioden

Der aktive Bereich einer idealen LED emittiert pro injiziertem Elektron ein Photon, sodass in diesem Fall eine Quanteneffizienz von 1 vorliegt. Die interne Quanteneffizienz η_{int} einer Leuchtdiode ist wie folgt definiert [37]:

$$\eta_{\text{int}} = \frac{\text{Anzahl der von der aktiven Fläche emittierten Photonen}}{\text{Anzahl injizierter Elektronen}} \quad (2.4)$$

In vielen Materialsystemen ist es möglich, die ideale interne Quanteneffizienz von 1 zu erreichen [36]. Darüber hinaus beschreibt die Auskoppelleffizienz $\eta_{\text{Auskopplung}}$ die Wahrscheinlichkeit, dass ein im Halbleiter erzeugtes Photon das Bauteil verlässt [37].

$$\eta_{\text{Auskopplung}} = \frac{\text{Anzahl der in den freien Raum emittierten Photonen}}{\text{Anzahl der von der aktiven Fläche emittierten Photonen}} \quad (2.5)$$

Im Falle einer idealen LED werden alle erzeugten Photonen in den freien Raum emittiert und tragen somit zur Lichtentstehung bei. In diesem Fall beträgt die externe Quanteneffizienz 1. Bei einer realen LED liegt dieser Wert deutlich unter 1, da zahlreiche Verlustprozesse existieren, sodass nicht alle erzeugten Photonen den Halbleiter verlassen können. Zu diesen Verlustprozessen zählen Absorption sowie die interne Totalreflexion, die in Abschnitt 2.1.4 beschrieben wird. Das Verhältnis aus der Anzahl der in den freien Raum emittierten Photonen und der Anzahl injizierter Ladungsträger wird als externe Quanteneffizienz η_{ext} bezeichnet [37].

$$\eta_{\text{ext}} = \frac{\text{Anzahl in den freien Raum emittierter Photonen}}{\text{Anzahl injizierter Elektronen}} \quad (2.6)$$

Der Wirkungsgrad η einer LED lässt sich experimentell wie folgt bestimmen [37]:

$$\eta = \frac{P_{\text{opt}}}{I_{\text{el}} \cdot U} \quad (2.7)$$

Bei P_{opt} handelt es sich um die emittierte optische Leistung der Leuchtdiode und bei $I_{\text{el}} \cdot U$ um die zugeführte elektrische Leistung, wobei U die Spannung und I_{el} die Stromstärke bezeichnet [37].

2.1.4 Auskopplung des Lichts

Aufgrund der hohen Brechungsindices der beteiligten Materialien in Leuchtdioden gestaltet sich die Auskopplung des Lichts aus dem Halbleiter als schwierig. Die Grenzfläche zwischen dem Halbleiter und der Luft weist einen hohen Reflexionsgrad auf. Außerdem wird bereits bei relativ kleinen Einfallswinkeln Totalreflexion beobachtet [36]. Die in dieser Arbeit verwendeten LEDs bestehen aus Halbleitermaterialsystemen, die Brechungsindices zwischen 2.43 sowie 3.61 aufweisen (vgl. Abschnitt 5.1). Besitzt das Halbleitermaterial zum Beispiel einen Brechungsindex von 3.5, wie es in dieser Arbeit für eine rote Leuchtdiode der Fall ist, liegt bei senkrechtem Lichteinfall auf die Grenzschicht ein Reflexionsgrad von 0.31 vor, sodass nahezu ein Drittel des erzeugten Lichtes das Bauteil aufgrund von Rückreflexion an der Grenzfläche nicht verlassen kann [36]. Gemäß dem Snelliusschen Brechungsgesetz

$$n_{\text{Halbleiter}} \cdot \sin \alpha = n_{\text{Luft}} \cdot \sin \theta \quad (2.8)$$

kann der kritische Grenzwinkel der Totalreflexion α_g bestimmt werden, indem der Winkel θ auf 90° festgelegt wird (Abbildung 2.2 a)) [36, 37].

$$\alpha_g = \arcsin \frac{n_{\text{Luft}}}{n_{\text{Halbleiter}}} \quad (2.9)$$

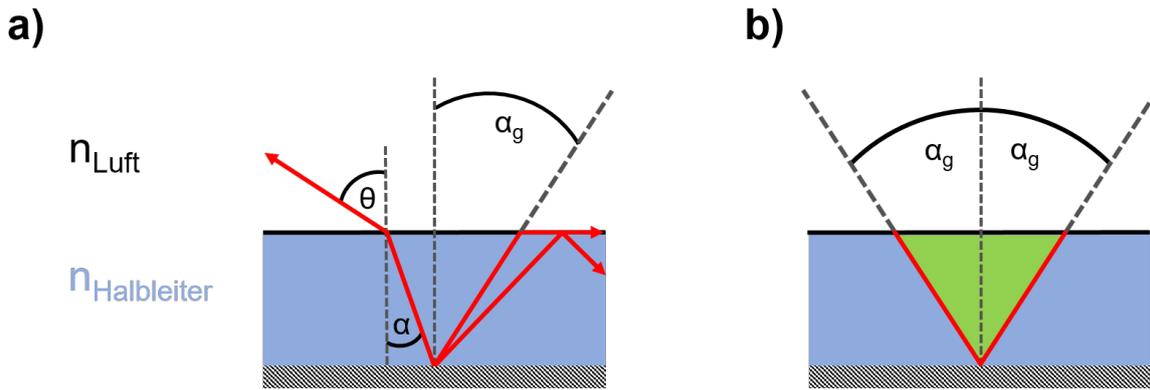


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Auskopplung des Lichts aus einem Halbleiter. **a)** Da die Halbleitermaterialien hohe Brechungsindices im Vergleich zur Luft aufweisen, tritt bereits bei sehr kleinen Winkeln α_g Totalreflexion auf. **b)** Nur Licht, das sich im Fluchtkegel mit einem Öffnungswinkel von α_g ausbreitet, kann den Halbleiter verlassen [36].

Bei $n_{\text{Halbleiter}}$ handelt es sich um den Brechungsindex des Halbleitermaterials und bei n_{Luft} um den Brechungsindex von Luft. Mit α wird der Einfallswinkel und mit θ der Ausfallwinkel beschrieben. Aus Gleichung 2.9 geht hervor, dass der Winkel der Totalreflexion klein ist, wenn der Brechungsindex des Halbleitermaterials groß ist, sodass die Näherung $\sin \alpha_g \approx \alpha_g$ verwendet werden kann. Daraus folgt für den kritischen Grenzwinkel der Totalreflexion [37]:

$$\alpha_g \approx \frac{n_{\text{Luft}}}{n_{\text{Halbleiter}}} \quad (2.10)$$

Ausgehend von der Annahme, dass der Halbleiter punktförmig emittiert, kann das Licht nur dann den Halbleiter verlassen, wenn es sich innerhalb des Kreiskegels mit dem Öffnungswinkel α_g ausbreitet. Dieser Kreiskegel wird als Fluchtkegel bezeichnet. Licht, das außerhalb des Fluchtkegels emittiert wird, unterliegt interner Totalreflexion und kann den Halbleiter nicht verlassen (Abbildung 2.2 b)) [36, 37].

Um den vollständigen Anteil des Lichtes berechnen zu können, der innerhalb des Fluchtkegels emittiert wird, muss zunächst die Oberfläche des sphärischen Kegels A berechnet werden (Abbildung 2.3) [37].

$$A = \int dA = \int_{\alpha=0}^{\alpha_g} 2\pi r \cdot \sin \alpha \cdot r \, d\alpha = 2\pi r^2 (1 - \cos \alpha_g) \quad (2.11)$$

Hierbei wird mit r der Radius des sphärischen Kegels bezeichnet. Unter der Annahme, dass das Licht von einem Punkt im Halbleiter mit einer Leistung von P_{Quelle} emittiert

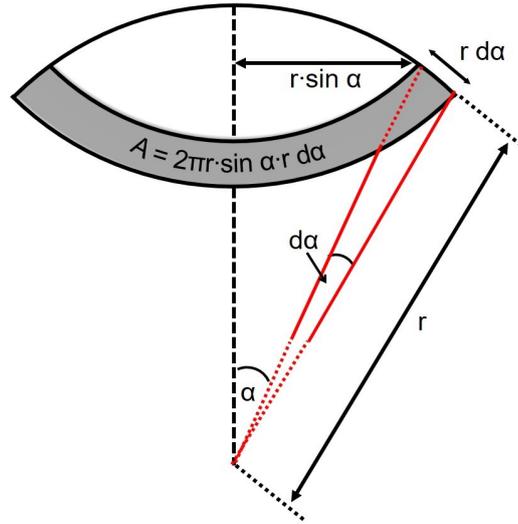


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung des Fluchtkegels zur Berechnung der von einer Leuchtdiode emittierten Lichtmenge. Bei A handelt es sich um die Fläche und bei r um den Radius des sphärischen Kegels. Mit α wird der Einfallswinkel beschrieben (vgl. Gleichung 2.8) [37].

wird, kann die Leistung des Lichtes, das den Halbleiter verlassen kann, P_{Austritt} über den folgenden Zusammenhang beschrieben werden [37].

$$P_{\text{Austritt}} = P_{\text{Quelle}} \cdot \frac{2\pi r^2 (1 - \cos \alpha_g)}{4\pi r^2} \quad (2.12)$$

Hierbei wird mit $4\pi r^2$ die vollständige Oberfläche der Kugel mit einem Radius von r angegeben. Aus Gleichung 2.12 ist ersichtlich, dass lediglich ein Bruchteil des Lichtes innerhalb eines Halbleiters diesen auch verlassen kann [37].

$$\frac{P_{\text{Austritt}}}{P_{\text{Quelle}}} = \frac{1}{2} (1 - \cos \alpha_g) \quad (2.13)$$

Da der kritische Winkel der Totalreflexion bei einem hohen Brechungsindex klein ist, kann der Kosinus-Term durch eine Potenzreihe angenähert werden. Hierbei werden Terme, die höher als die 2. Ordnung sind, vernachlässigt [37].

$$\frac{P_{\text{Austritt}}}{P_{\text{Quelle}}} \approx \frac{1}{2} \left[1 - \left(1 - \frac{\alpha_g^2}{2} \right) \right] = \frac{1}{4} \alpha_g^2 \quad (2.14)$$

Mithilfe von Gleichung 2.10 wird Gleichung 2.14 zu:

$$\frac{P_{\text{Austritt}}}{P_{\text{Quelle}}} \approx \frac{1}{4} \frac{n_{\text{Luft}}^2}{n_{\text{Halbleiter}}^2} \quad (2.15)$$

Da der Brechungsindex der meisten Halbleitermaterialien wie bereits erwähnt sehr groß ist, kann nur ein Bruchteil des in einer LED erzeugten Lichts als nutzbare Strahlung aus-

gekoppelt werden [37]. Weist das verwendete Halbleitermaterial einen Brechungsindex von 3.5 auf, können aufgrund von Totalreflexion nur 2.1 % der Strahlung ausgekoppelt werden. Weitere Reflexionsverluste sind hierbei noch nicht berücksichtigt [36].

2.1.5 Richtungscharakteristik der Strahlung

Alle LEDs weisen ein gewisses Strahlprofil und somit unterschiedliche Richtungscharakteristika der Strahlung auf [37, 60]. Die gesamte optische Leistung P_{opt} , die von einer LED emittiert wird, wird durch Integration über die vollständige Kugelfläche A sowie über alle Wellenlängen λ erhalten [37].

$$P_{\text{opt}} = \int_A \int_{\lambda} I(\lambda) d\lambda dA \quad (2.16)$$

Bei $I(\lambda)$ handelt es sich um die spektrale Lichtintensität.

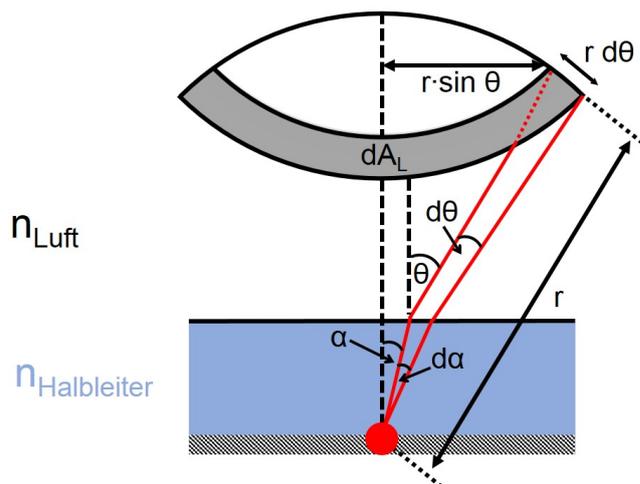


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung des zur Herleitung des Lambert'schen Strahlprofils verwendeten geometrischen Modells. Bei θ handelt es sich um den Winkel des an der Grenzfläche reflektierten Strahls und mit dA_L wird das Flächenelement an Luft bezeichnet. Bei r handelt es sich um den Radius des sphärischen Kegels. Mit n_{Luft} und $n_{\text{Halbleiter}}$ werden der Brechungsindex der Luft und des Halbleiters gekennzeichnet [37].

Der Unterschied in den Brechungsindices zwischen dem lichtemittierenden Material und der Umgebung führt zu einem anisotropen Strahlprofil. Im Falle von Halbleitermaterialien mit einem hohen Brechungsindex in Kombination mit einer planaren Oberfläche werden Lambert'sche Strahlprofile beobachtet. Im Folgenden wird eine punktförmige Lichtquelle in geringem Abstand zu einer Halbleiter-Luft-Grenzschicht betrachtet (Abbildung 2.4). Ein Lichtstrahl wird von einem Punkt im Halbleiter im Winkel α emittiert und erfährt an der Grenzfläche Reflexion. Der reflektierte Strahl weist einen Winkel

von θ auf. Es gilt das Snelliussche Brechungsgesetz gemäß Gleichung 2.8, wobei wieder die Näherung $\sin \alpha \approx \alpha$ gilt, da der Winkel α sehr klein ist. Das Licht, das in einem Winkel $d\alpha$ in den Halbleiter gelangt, wird im Winkel $d\theta$ in die Umgebungsluft ausgestrahlt (Abbildung 2.4). Durch Ableitung nach θ und Lösen der resultierenden Gleichung für $d\theta$ wird der folgende Zusammenhang erhalten [37].

$$d\theta = \frac{n_{\text{Halbleiter}}}{n_{\text{Luft}}} \cdot \frac{1}{\cos \theta} d\alpha \quad (2.17)$$

Aufgrund der Energieerhaltung muss die optische Leistung, die im Winkel $d\alpha$ emittiert wird, gleich der Leistung sein, die im Winkel $d\theta$ in die Luft ausgestrahlt wird [37].

$$I_{\text{H}} dA_{\text{H}} = I_{\text{L}} dA_{\text{L}} \quad (2.18)$$

Hierbei bezeichnen I_{H} und I_{L} die Lichtintensitäten im Halbleiter und in der Luft. Aufgrund der zylindrischen Symmetrie des Strahlprofils wird das in Abbildung 2.4 dargestellte Flächenelement in Luft dA_{L} betrachtet [37].

$$dA_{\text{L}} = 2\pi r \cdot \sin \theta \cdot r d\theta \quad (2.19)$$

Durch Einsetzen von Gleichung 2.17 und 2.18 in 2.19 wird der folgende Zusammenhang erhalten [37].

$$dA_{\text{L}} = 2\pi r^2 \cdot \frac{n_{\text{Halbleiter}}^2}{n_{\text{Luft}}^2} \cdot \frac{1}{\cos \theta} \cdot \alpha d\alpha \quad (2.20)$$

Das Oberflächenelement im Halbleiter dA_{H} kann analog zu Gleichung 2.19 beschrieben werden [37].

$$dA_{\text{H}} = 2\pi r \cdot \sin \alpha \cdot r d\alpha \approx 2\pi r^2 \cdot \alpha d\alpha \quad (2.21)$$

Die Lichtintensität im Halbleiter setzt sich aus dem Verhältnis der vollständigen Leistung der Quelle P_{Quelle} und der Kugeloberfläche mit dem Radius r wie folgt zusammen [37].

$$I_{\text{H}} = \frac{P_{\text{Quelle}}}{4\pi r^2} \quad (2.22)$$

Das Lambertsche Strahlprofil wird erhalten, indem die Lichtintensität in der Luft I_{L} durch Kombination der Gleichungen 2.18, 2.20, 2.21 und 2.22 berechnet wird [37].

$$I_{\text{L}} = \frac{P_{\text{Quelle}}}{4\pi r^2} \cdot \frac{n_{\text{Luft}}^2}{n_{\text{Halbleiter}}^2} \cdot \cos \theta \quad (2.23)$$

Aus Gleichung 2.23 geht hervor, dass die Lichtemission am größten ist, wenn der Winkel θ gleich 0° ist und somit das Licht senkrecht zur Halbleiteroberfläche emittiert wird. Bei einem Winkel θ von 60° wird lediglich die Hälfte der anfänglichen Intensität beobachtet [37].

In Abbildung 2.5 a) ist das winkelabhängige Strahlprofil eines Lambertstrahlers dargestellt. Darüber hinaus weisen hemisphärische LEDs ein isotropes Strahlprofil auf. Allerdings ist die Herstellung dieser LED-Form sehr schwierig, da keine planare Oberfläche des Halbleiters verwendet werden kann (Abbildung 2.5 b)) [37].

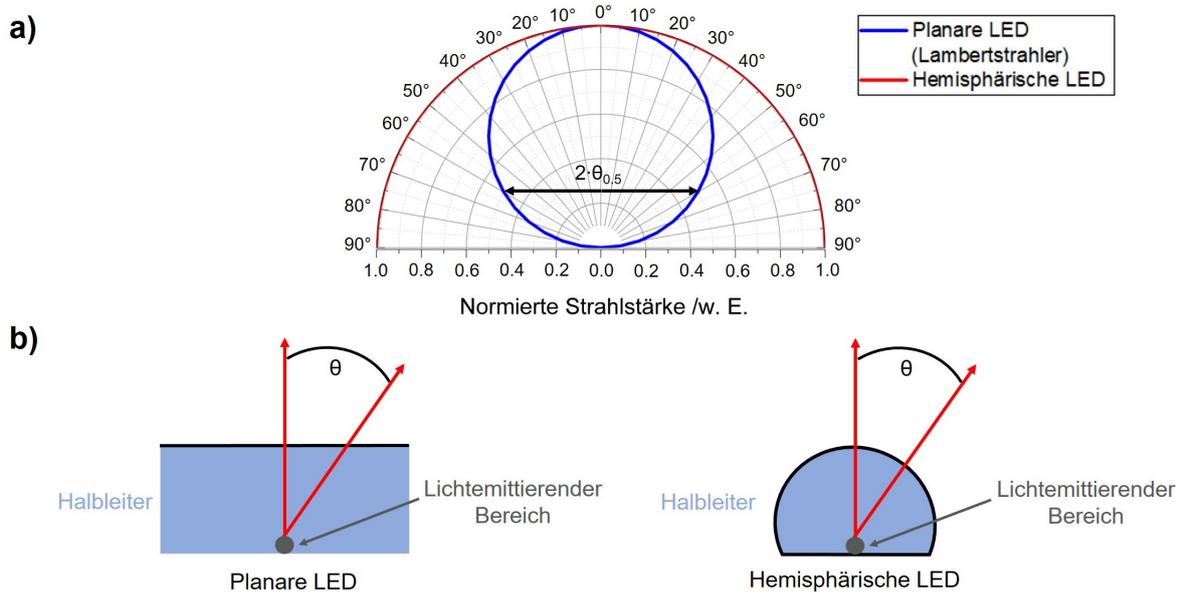


Abbildung 2.5: Vergleich des winkelabhängigen Strahlprofils von planaren und hemisphärischen LEDs. **a)** Winkelabhängiges Strahlprofil für eine planare sowie eine hemisphärische LED. Bei ersterer kann das charakteristische Strahlprofil eines Lambertstrahlers beobachtet werden. Außerdem wird die Bedeutung des Sichtwinkels $2 \cdot \theta_{0,5}$ veranschaulicht. **b)** Schematische Darstellung der Unterschiede in der Bauweise von planaren und hemisphärischen LEDs (adaptiert nach [37]).

Um die vollständige Leistung P_L , die vom Halbleiter in die Luft emittiert wird, berechnen zu können, wird die Intensität I_L über die gesamte Halbkugel integriert [37].

$$P_L = \int_{\theta=0^\circ}^{90^\circ} I_L \cdot 2\pi r \cdot \sin \theta \cdot r \, d\theta \quad (2.24)$$

Unter Verwendung der Definition des Lambertschen Strahlprofils aus Gleichung 2.23 und des Zusammenhangs $\cos \theta \cdot \sin \theta = 0.5 \cdot \sin(2\theta)$ kann das Integral aus Gleichung 2.24 berechnet werden, sodass der folgende Zusammenhang erhalten wird [37].

$$P_L = \frac{P_{\text{Quelle}}}{4} \cdot \frac{n_{\text{Luft}}^2}{n_{\text{Halbleiter}}^2} \quad (2.25)$$

Gleichung 2.25 ist identisch mit Gleichung 2.15, da die Leistung, die aus dem Halbleiter austritt (P_{Austritt}), mit der Leistung, die in die Luft emittiert wird (P_L), gleich sein muss. Bei der in diesem Kapitel durchgeführten Betrachtung ist zu beachten, dass die Fresnelsche Reflexion R an der Halbleiter-Luft-Grenzfläche nicht berücksichtigt wird. Für eine exakte Berechnung des Strahlprofils müsste die Fresnelsche Gleichung für die Transmission Tr einbezogen werden [37].

$$Tr = 1 - R = 1 - \left(\frac{n_{\text{Halbleiter}} - n_{\text{Luft}}}{n_{\text{Halbleiter}} + n_{\text{Luft}}} \right)^2 = \frac{4 \cdot n_{\text{Halbleiter}} \cdot n_{\text{Luft}}}{(n_{\text{Halbleiter}} + n_{\text{Luft}})^2} \quad (2.26)$$

Im Experiment kann das winkelabhängige Strahlprofil zahlreicher Punktlichtquellen mit Rotationssymmetrie mithilfe des folgenden Zusammenhangs abgeschätzt werden [61].

$$I_W = I_{W,0} \cdot \cos^{g-1} \theta_W \quad (2.27)$$

Bei I_W handelt es sich um die winkelabhängige Intensität der Strahlung und bei θ_W um den betrachteten Winkel. Mit $I_{W,0}$ wird die Lichtintensität senkrecht zur Lichtquelle (also in einem Winkel θ_W von 0°) bezeichnet. Der Faktor g ist abhängig davon, welche Art von Lichtquelle betrachtet wird. Für isotrope Punktlichtquellen ist dieser Faktor gleich 1. Im Falle eines punktförmigen Lambertstrahlers wie zum Beispiel bei planaren LEDs gilt $g = 2$. Darüber hinaus gibt es punktförmige Leuchtdioden, die ein sehr schmales Strahlprofil aufweisen. In diesem Fall gilt, dass g größer als 30 ist [61]. In Abbildung 2.6 sind die Strahlprofile exemplarisch für unterschiedliche Werte von g dargestellt. Wenn das winkelabhängige Strahlprofil der LED bekannt ist, kann mithilfe des Öffnungswinkels $2 \cdot \theta_{0.5}$ bei $I_W = 0.5 \cdot I_{W,0}$ der sogenannte Halbwertswinkel $\theta_{0.5}$ bestimmt und anschließend der Wert für g wie folgt berechnet werden [61]:

$$\begin{aligned} 0.5 \cdot I_{W,0} &= I_{W,0} \cdot \cos^{g-1} \theta_{0.5} \\ \Leftrightarrow g &= 1 + \frac{\ln(0.5)}{\ln(\cos \theta_{0.5})} \end{aligned} \quad (2.28)$$

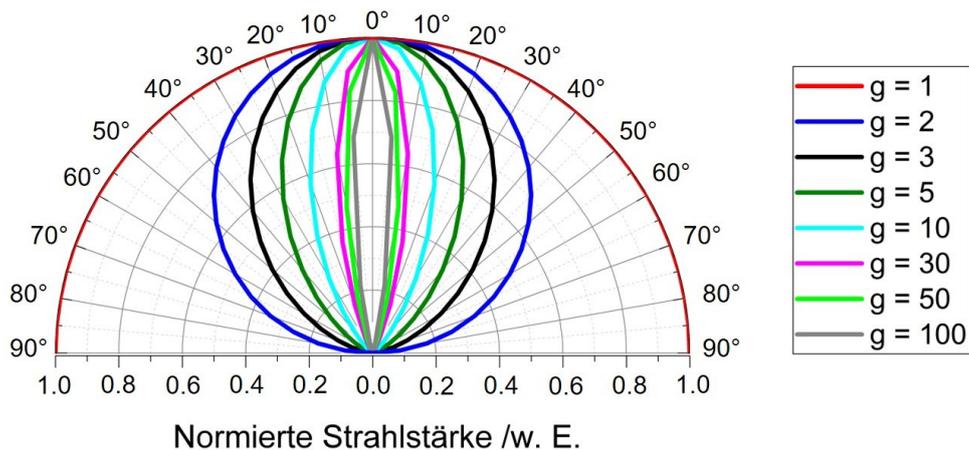


Abbildung 2.6: Berechnete winkelabhängige Strahlprofile für unterschiedliche LEDs. Die winkelabhängigen Strahlprofile sind für unterschiedliche Werte von g anhand von Gleichung 2.27 berechnet und in Form eines Polardiagrammes aufgetragen worden. Bei $g = 2$ liegt das Strahlprofil eines Lambertstrahlers vor.

2.1.6 Verwendung von Epoxidkuppeln

Um dem Intensitätsverlust durch Totalreflexion vorzubeugen, werden Epoxidkuppeln oberhalb des lichtemittierenden Bereichs des Halbleiters platziert. Der Brechungsindex von diesen Epoxidkuppeln n_{Epoxid} liegt mit 1.6 im Bereich niedrigbrechender Gläser und ist deutlich geringer als der Brechungsindex von Halbleitern, der bis zu 3.5 beträgt. Der Grenzwinkel der Totalreflexion lässt sich für den Fall, dass das Licht vom Halbleitermaterial in das Epoxid und nicht in die Luft eindringt, wie folgt berechnen [36]:

$$\sin \alpha_g = \frac{n_{\text{Epoxid}}}{n_{\text{Halbleiter}}} \quad (2.29)$$

Aus Gleichung 2.29 geht hervor, dass der Grenzwinkel der Totalreflexion und somit auch der Fluchtkegel vergrößert werden. Das im Halbleiter erzeugte Licht trifft aufgrund der Kuppelform des Epoxids in einem Winkel von 90° auf die Epoxid-Luft-Grenzfläche. Deswegen treten keine Verluste durch interne Reflexion an dieser Grenzfläche auf (Abbildung 2.7) [37]. Durch die Verwendung der Epoxidkugeln wird der Anteil der optischen Leistung, die aus einem Halbleiter mit einem Brechungsindex von 3.5 ausgekoppelt werden kann, von 2.1 % auf 5.5 % erhöht [36]. Neben einer Erhöhung der Auskoppelleffizienz der LED können die Epoxidkuppeln auch als sphärische Linse verwendet werden. Dies ist interessant für Anwendungen, bei denen ein gerichtetes Strahlprofil benötigt wird [37].

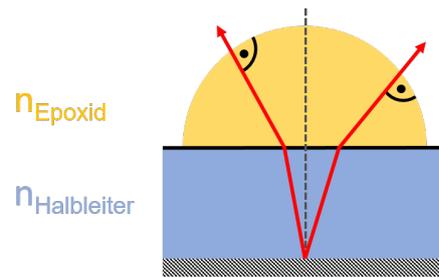


Abbildung 2.7: Vergrößerung des Fluchtkegels durch Verwendung von Epoxidkuppeln. *Der Brechungsindex von Epoxiden ist größer als der von Luft, sodass der Grenzwinkel der Totalreflexion und somit der Fluchtkegel vergrößert werden. Zudem kann das Licht aufgrund der Kuppelform des Epoxids in einem Winkel von 90° von der Epoxidkuppel in die Luft übergehen, sodass keine weiteren Verluste durch interne Reflexion auftreten [36, 37].*

2.2 Strahlungsphysikalische und lichttechnische Größen

In der Photometrie wird zwischen strahlungsphysikalischen und lichttechnischen Größen unterschieden. Bei lichttechnischen Größen wird das Hellempfinden des menschlichen Auges berücksichtigt, während strahlungsphysikalische Größen durch den Nachweis der Strahlungsenergie mit physikalischen Messgeräten ohne Berücksichtigung der menschlichen Wahrnehmung ermittelt werden. Lichttechnische Größen gelten für den sichtbaren Spektralbereich, während die strahlungsphysikalischen Größen den vollständigen Bereich des Spektrums abdecken [36, 62].

Die Unterscheidung zwischen strahlungsphysikalischen und lichttechnischen Größen ist für diese Arbeit von Bedeutung, da die Herstellerangaben zum Beispiel für die Lichtflüsse der LEDs häufig in Form lichttechnischer Größen vorliegen. Bei der Bestimmung der von den Leuchtdioden emittierten Photonenzahlen ist eine Umrechnung dieser lichttechnischen Größen in strahlungsphysikalische Einheiten notwendig.

Im Folgenden werden alle strahlungsphysikalischen Größen mit dem Index „e“ als energetische Größen gekennzeichnet, um diese von den lichttechnischen Größen abgrenzen zu können [63]. In Abschnitt 2.2.4 befindet sich ein vergleichender Überblick über unterschiedliche strahlungsphysikalische und lichttechnische Größen sowie deren Einheiten.

2.2.1 Die Hellempfindlichkeitskurve des menschlichen Auges

In Abbildung 2.8 ist der spektrale Hellempfindlichkeitsgrad des menschlichen Auges sowohl für das Tagsehen als auch das Nachtsehen als Funktion der Wellenlänge dargestellt. Das menschliche Auge kann Licht im Wellenlängenbereich zwischen 380 nm und 780 nm wahrnehmen, wobei die Lichtempfindlichkeit wellenlängenabhängig ist. Die höchste Empfindlichkeit weist es im grünen Spektralbereich auf, während das Auge gegenüber rotem und ultraviolettem Licht unempfindlicher ist [36, 62]. Die Tagwertkurve des menschlichen Auges besitzt ihr Empfindlichkeitsmaximum bei 555 nm, während das Maximum der Nachtwertkurve bei 505 nm liegt [62, 64]. Für die spätere Berechnung lichttechnischer Größen muss die Tagwertkurve des menschlichen Auges berücksichtigt werden. Aufgrund des Maximums der Tagwertkurve bei einer Wellenlänge von 555 nm werden grüne LEDs durch das Auge als deutlicher heller wahrgenommen als LEDs anderer Wellenlängen bei identischer optischer Leistung [37].

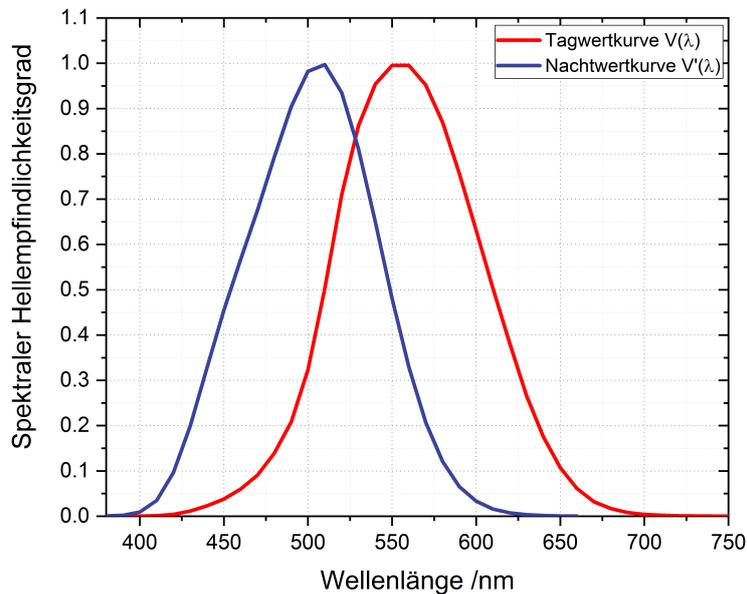


Abbildung 2.8: Spektraler Hellempfindlichkeitsgrad als Funktion der Wellenlänge λ für das Tagsehen des menschlichen Auges. Die Tagwertkurve $V(\lambda)$ weist ihr Maximum bei 555 nm auf, während das Maximum der Nachtwertkurve $V'(\lambda)$ bei 505 nm liegt (Werte entnommen aus [64]).

2.2.2 Strahlungsphysikalische Größen

Wie bereits erwähnt, handelt es sich bei bei strahlungsphysikalischen Größen um solche, die ohne die Bewertung durch einen Empfänger wie das menschliche Auge beschrieben werden [63].

Gibt eine Lichtquelle Strahlung mit einer Strahlungsenergie Q_e ab, so wird die pro Zeiteinheit abgegebene Strahlungsenergie (also die Strahlungsleistung) als Strahlungsfluss Φ_e bezeichnet [36]. Hierbei ist allerdings zu beachten, dass der gleiche Strahlungsfluss Φ_e zu einer anderen Strahlstärke I_e führt, wenn die Strahlung nicht gleichmäßig verteilt in den Raum ausgesendet wird. Dies ist zum Beispiel der Fall, wenn bei der Emission der Strahlung eine Raumrichtung bevorzugt wird. Um dieses Problem quantifizieren zu können, kann der Raumwinkel Ω , dessen Bedeutung in Abbildung 2.9 a) schematisch dargestellt ist, verwendet werden. Es wird eine Strahlungsquelle O betrachtet, um die eine beliebige Kugel durch eine Blende mit dem Radius r gelegt wird, sodass eine Fläche A beleuchtet wird. Die Form dieser Fläche hat hierbei keine Bedeutung. Der Raumwinkel Ω , indem diese Strahlung nun ausgesendet wird, ist wie folgt definiert [63]:

$$\Omega = \frac{A}{r^2} \cdot \Omega_0 \text{ mit } \Omega_0 = 1 \text{ sr} \quad (2.30)$$

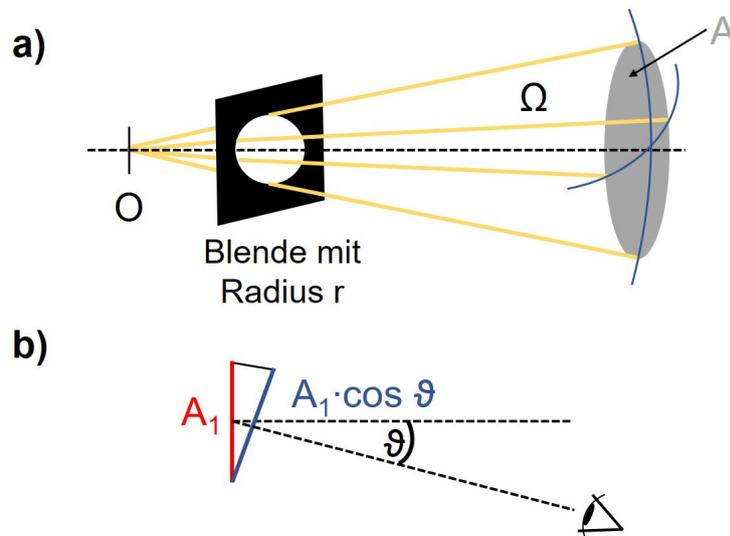


Abbildung 2.9: Geometrische Grundannahmen zur Berechnung der strahlungsphysikalischen Größen. **a)** Perspektivische Darstellung zur Definition des Raumwinkels Ω . Bei O handelt es sich um die betrachtete Lichtquelle und bei r um den Radius, der durch die Blende erzeugt wird. Es wird die Fläche A ausgeleuchtet. **b)** Schaut ein Betrachter unter dem Beobachtungswinkel ϑ auf die Fläche der Strahlungsquelle A_1 , ergibt sich die sichtbare Fläche aus der Flächenprojektion $A_1 \cdot \cos \vartheta$ (adaptiert nach [63]).

Bei Ω_0 handelt es sich um den sogenannten Einheitsraumwinkel in der Einheit Steradian (sr). Wenn die Lichtquelle nach allen Seiten strahlt, ergibt sich für den Raumwinkel $\Omega = 4\pi$ sr. Liegen lediglich kleine Raumwinkel vor, können diese durch die Beleuchtung einer ebenen Fläche gemessen werden. Hierbei muss eine Division der Fläche durch das Quadrat des Abstandes erfolgen. Für die Strahlstärke I_e gilt der folgende Zusammenhang [63]:

$$I_e = \frac{\Phi_e}{\Omega} \quad (2.31)$$

Wird die Strahlung nicht gleichmäßig in den Raum emittiert, handelt es sich bei dem Ausdruck aus Gleichung 2.31 um die mittlere Strahlstärke [63]. Wird von einer isotrop strahlenden Punktlichtquelle ausgegangen, ist die Strahlstärke I_e nicht von der Richtung abhängig, sodass die in den vollständigen Raumwinkel Ω abgegebene Strahlleistung P_{opt} wie folgt definiert ist [36]:

$$P_{\text{opt}} = I_e \cdot \Omega \text{ mit } \Omega = 4\pi \text{ sr} \quad (2.32)$$

Werden reale Lichtquellen betrachtet, liegen in der Regel keine punktförmigen Strahler vor, sodass die räumliche Ausdehnung der Strahlungsquelle berücksichtigt werden muss. Je kleiner die strahlende Fläche A im Verhältnis zur Strahlstärke I_e ist, desto

intensiver wirkt die von einer Strahlungsquelle emittierte Strahlung auf den Betrachter. Um die Strahlungsleistung einer realen Lichtquelle in Abhängigkeit des Raumwinkels Ω und der Fläche A_1 zu ermitteln, kann die Strahldichte L_e verwendet werden. Hierbei ist allerdings zu beachten, dass lediglich die Flächenprojektion $A_1 \cdot \cos \vartheta$ berücksichtigt wird, die ein Beobachter sehen kann, wenn er unter dem Winkel ϑ auf die Strahlungsquelle blickt (Abbildung 2.9 b)) [36, 63]. Unter Berücksichtigung des Sichtwinkels des Betrachters ϑ ist die Strahldichte L_e wie folgt definiert [63]:

$$L_e = \frac{I_e}{A_1 \cdot \cos \vartheta} \quad (2.33)$$

Sofern die Emission der Strahlung nicht gleichmäßig über die Fläche A_1 erfolgt, handelt es sich bei der Strahldichte L_e aus Gleichung 2.33 um die mittlere Strahldichte [63]. Die Bestrahlungsstärke E_e beschreibt den Strahlungsfluss Φ_e , der auf eine Fläche A_2 gelangt [63], sodass es sich hierbei um eine sogenannte Empfängergröße handelt [36].

$$E_e = \frac{\Phi_e}{A_2} \quad (2.34)$$

Sofern die Fläche A_2 nicht gleichmäßig ausgeleuchtet wird, handelt es sich hierbei wieder um die mittlere Bestrahlungsstärke [63].

Als nächster Schritt muss die Zusammensetzung der Strahlung aus verschiedenen Wellenlängen in unterschiedlichen Anteilen berücksichtigt werden. Dazu wird der spektrale Strahlungsfluss $\Phi_{e\lambda}$, der wie folgt definiert ist, verwendet [63]:

$$\Phi_{e\lambda} = \frac{d\Phi_e}{d\lambda} \quad (2.35)$$

Anhand von $\Phi_{e\lambda}$ kann nun die spektrale Verteilung der Strahlung berücksichtigt werden. Durch die Integration von $\Phi_{e\lambda}$ über den vollständigen Wellenlängenbereich der von der Lichtquelle emittierten Strahlung wird der gesamte Strahlungsfluss Φ_e erhalten. Als Integrationsgrenzen dienen die Wellenlängen λ_1 sowie λ_2 . Diese Werte können dem Emissionsspektrum der jeweils betrachteten Strahlungsquelle entnommen werden [63].

$$\Phi_e = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{e\lambda} d\lambda \quad (2.36)$$

Analog zu Gleichung 2.36 kann die spektrale Verteilung ebenfalls für die Strahlstärke I_e , die Strahldichte L_e sowie die Bestrahlungsstärke E_e ermittelt werden [63].

Eine Übersicht über die in diesem Abschnitt diskutierten strahlungsphysikalischen Größen befindet sich in Tabelle 2.1 in Abschnitt 2.2.4.

2.2.3 Lichttechnische Größen

Bei der Bestimmung von lichttechnischen Größen wird die Hellempfindlichkeitskurve des menschlichen Auges berücksichtigt (Abbildung 2.8). Für jede strahlungsphysikalische Größe gibt es eine äquivalente lichttechnische Größe [36, 63]. Um eine Umrechnung von den strahlungsphysikalischen in die lichttechnischen Größen zu ermöglichen, ist es ausreichend, den Strahlungsfluss Φ_e in den Lichtstrom Φ zu überführen. Ausgehend vom Lichtstrom Φ können anschließend alle anderen lichttechnischen Größen ermittelt werden [63].

Der Lichtstrom Φ lässt sich für den sichtbaren Bereich des elektromagnetischen Spektrums zwischen 380 nm und 780 nm wie folgt berechnen [63]:

$$\Phi = K_m \cdot \int_{380 \text{ nm}}^{780 \text{ nm}} \Phi_{e\lambda} \cdot V(\lambda) \, d\lambda \quad (2.37)$$

Bei $V(\lambda)$ handelt es sich um die Tagwertwertkurve des menschlichen Auges (Abbildung 2.8) und mit K_m wird der Maximalwert des photometrischen Strahlungsäquivalents für das Tagsehen bezeichnet. Hierbei handelt es sich um eine Konstante mit dem Wert von 683 lm/W, wobei Lumen (lm) der Einheit des Lichtstroms entspricht [63]. Für die Nachwertkurve aus Abbildung 2.8 beträgt dieser Maximalwert des photometrischen Strahlungsäquivalents 1746 lm/W [64]. Die Ableitung der weiteren lichttechnischen Größen ausgehend vom Lichtstrom Φ kann analog zur Berechnung der strahlungsphysikalischen Größen in Abschnitt 2.2.2 erfolgen und die daraus resultierenden äquivalenten lichttechnischen Größen sind in Tabelle 2.1 dargestellt [63].

2.2.4 Zusammenfassung

In Tabelle 2.1 befindet sich eine Übersicht über die wichtigsten strahlungsphysikalischen sowie lichttechnischen Größen und deren Einheiten. Hierbei ist zu beachten, dass sich die lichttechnischen Größen deutlich anhand ihrer Einheiten von den strahlungsphysikalischen Größen unterscheiden. Im Falle der lichttechnischen Größen dient die Einheit der Lichtstärke Candela (cd) als Basiseinheit [63].

Neben der exakten differentiellen Definitionen sind auch die vereinfachten Darstellungen aufgeführt. Die differentiellen Zusammenhänge müssen verwendet werden, wenn die Strahlung nicht gleichmäßig über die Fläche oder den Raumwinkel emittiert wird [63].

Tabelle 2.1: Überblick über die wichtigsten strahlungsphysikalischen und lichttechnischen Größen. Es werden sowohl die vereinfachten als auch die exakten differentiellen Definitionen dieser Größen aufgeführt, wobei die differentiellen Zusammenhänge verwendet werden müssen, wenn die Strahlung nicht gleichmäßig in alle Richtungen emittiert wird. Die Einheit Lumen (lm) kann mithilfe der Basis-einheit Candela (cd) ausgedrückt werden ($\text{lm} = \text{cd} \cdot \text{sr}$). Die Einheit Lux (lx) basiert auf der Einheit des Lichtstroms Lumen (lm) ($\text{lx} = \frac{\text{lm}}{\text{m}^2}$). Die Gleichungen wurden [63] entnommen.

Strahlungsphysikalische Größen				Lichttechnische Größen			
Größe	Symbol	Definitionen	Einheit	Größe	Symbol	Definitionen	Einheit
Strahlungsfluss	Φ_e	Strahlungsleistung	W	Lichtstrom	Φ	$\Phi = K_m \cdot \int_{380 \text{ nm}}^{780 \text{ nm}} \Phi_{e\lambda} \cdot V(\lambda) d\lambda$	lm
Strahlstärke	I_e	$\frac{\Phi_e}{\Omega}$	$\frac{\text{W}}{\text{sr}}$	Lichtstärke	I	$\frac{\Phi}{\Omega}$	cd
Strahllichte	L_e	$\frac{I_e}{A_1 \cdot \cos \vartheta}$	$\frac{\text{W}}{\text{sr} \cdot \text{m}^2}$	Leuchtlichte	L	$\frac{I}{A_1 \cdot \cos \vartheta}$	$\frac{\text{cd}}{\text{m}^2}$
Bestrahlungsstärke	E_e	$\frac{\Phi_e}{A_2}$	$\frac{\text{W}}{\text{m}^2}$	Beleuchtungsstärke	E	$\frac{\Phi}{A_2}$	lx

2.3 Digitale Bildsensoren

Im Folgenden werden Bildsensoren basierend auf der CCD- sowie auf der CMOS-Technologie beschrieben. Hierbei ist zu beachten, dass beide Technologien ihre Vor- und Nachteile aufweisen und lediglich die geplante Anwendung die Wahl des Bildsensors bestimmt [65]. In der vorliegenden Arbeit wird für die Aufnahme der RGB-Schlierenbilder der Einsatz unterschiedlicher Kameras, die Sensoren sowohl auf CCD- als auch auf CMOS-Basis aufweisen, diskutiert und im Experiment getestet.

2.3.1 Grundlagen der CCD-Technologie

Ein *Charge-Coupled Device* (CCD) ist ein ladungsgekoppeltes Bauteil aus dem Bereich der Speichertechnologien für Computer, das im Jahr 1970 für die Anwendung in Kamerasensoren weiterentwickelt wurde [64]. Bei einem CCD-Sensor handelt es sich um einen Silizium-Halbleiter, der sich aus einer großen Anzahl photosensitiver sogenannter *picture cells* (Pixel) zusammensetzt [38]. Diese Anordnung von Pixeln (*Array*) besteht aus M Spalten und N Zeilen und pro Pixel ist eine Fotodiode enthalten, sodass aufgrund des photoelektrischen Effekts auftreffende Photonen in elektrische Ladungsträger umgewandelt werden [38, 66]. Die Anzahl der erzeugten Ladungsträger ist linear abhängig von der Lichtmenge, die auf den Sensor trifft und wird somit durch die Lichtintensität sowie die Belichtungszeit beeinflusst [66]. Dies liegt darin begründet, dass jedes absorbierte Photon ein Elektron-Loch-Paar im Halbleiter erzeugt [64]. Die generierte elektrische Ladung wird in einem Potentialtopf zwischengespeichert [66]. Hierbei kann sogenanntes *Blooming* auftreten, wenn ein Potentialtopf überläuft und die Ladung in benachbarte Pixel gelangt. Dieser Effekt wird bei Überbelichtung beobachtet [38, 66].

Das vollständige Ladungsbild eines CCD-Sensors setzt sich aus der Lichtintensität in jedem einzelnen Pixel zusammen [66]. Um das Bild zu erhalten, müssen die Pixelzeilen Reihe für Reihe ausgelesen werden. Dies erfolgt gemäß dem Prinzip der Ladungskopplung, da die Ladungsträger von einem zum nächsten Ladungstopf verschoben werden, nachdem sie jeweils einen Weiterleitungsimpuls erhalten haben. Hierbei handelt es sich um einen Kettenspeicher oder eine Eimerkettenschaltung, bei der die elektrische Ladung eines jeden Pixels an das Zeilenende transportiert und dem Ausleseverstärker zugeführt wird (Abbildung 2.10) [66]. Das dadurch entstehende Ladungsabbild kann anschließend in eine auslesbare Spannung umgewandelt werden [64]. Folglich können die wesentlichen Prozesse in einem CCD-Sensor als Sammlung und Weiterleitung von Ladungsträgern sowie anschließende Umwandlung in eine auslesbare Spannung zusammengefasst werden [64]. Da während des Auslesens kein Licht auf den Sensor gelangen

darf, existieren unterschiedliche Auslesemechanismen, die im Folgenden nicht weiter diskutiert werden [66]. Informationen hierzu sind der Literatur zu entnehmen [64]. Durch die geringen Pixelgrößen von 2 bis 5 μm können sehr kompakte Chips mit Größen von wenigen Millimetern hergestellt werden [38, 66].

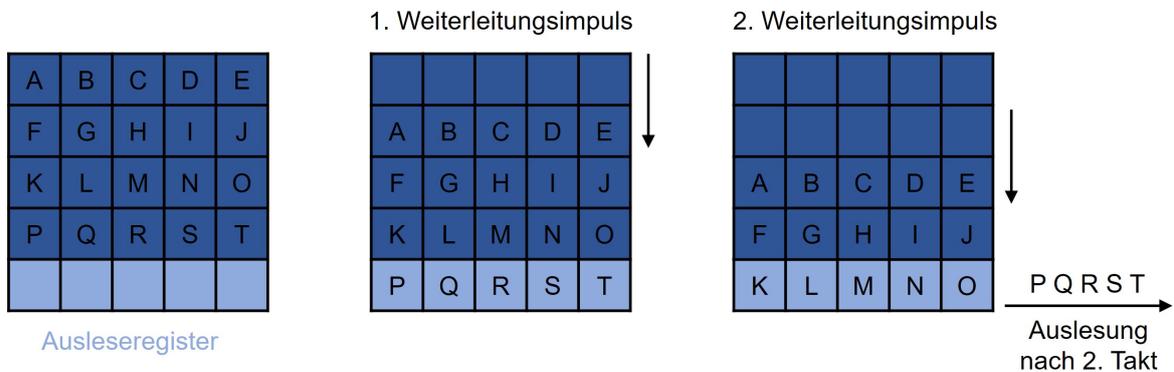


Abbildung 2.10: Schematische Darstellung der Eimerkettenschaltung bei der Ladungsverschiebung in einem CCD-Sensor. Die einzelnen Kästen stellen die Pixel des CCD-Sensors dar, wobei es sich um bei den hellblauen Kästen um das Ausleseregister handelt. Die Buchstaben sollen die Ladungsträger, die in jedem einzelnen Pixel vorliegen, darstellen. Durch den ersten Weiterleitungsimpuls werden die Ladungsträger in das Ausleseregister verschoben und durch den zweiten Weiterleitungsimpuls erfolgt eine Auslesung des Ausleseregisters (adaptiert nach [66]).

2.3.2 Grundlagen der CMOS-Technologie

Bei CMOS-Sensoren handelt es sich um Bildsensoren, die auf der CMOS-Technologie (*Complementary Metal-Oxide Semiconductor*) basieren. Hierbei erfolgt die Umwandlung der Ladungen direkt am entsprechenden Pixel durch Transistoren, sodass keine Verschiebung der Ladungsträger wie bei CCD-Sensoren stattfindet [66]. Da das Rauschen in einem CMOS-Sensor höher ist als in einem CCD-Sensor, haben CMOS-Sensoren Pixel mit einer Größe von typischerweise 20 μm , um die Sensitivität zu erhöhen. Obwohl CCD-Sensoren eine bessere Bildqualität aufweisen, werden häufig CMOS-Bildsensoren verwendet, da sie kostengünstiger sind und eine höhere Auslesegeschwindigkeit aufweisen. Außerdem benötigen sie eine geringere elektrische Leistung für den Betrieb, sodass sie häufig in Handykameras und Webcams Anwendung finden [38].

2.3.3 Verwendung von Farbfiltern

Da CCD- und CMOS-Sensoren lediglich ein Helligkeitsempfinden, aber kein Farbempfinden aufweisen, werden unterschiedliche Farbfilter-Arrays vor dem eigentlichen Chip angebracht, um eine Farbinformation zu generieren [38, 66]. Hierbei ist der hier am häufigsten verwendete Farbfilter die sogenannte Bayer-Matrix, die aus vier Farbfiltern (rot, grün, grün, blau (RGGB)) pro Einheit von vier Pixeln besteht (Abbildung 2.11). Der grüne Farbfilter tritt zwei Mal pro Einheit auf, da das menschliche Auge im grünen Wellenlängenbereich die höchste Empfindlichkeit aufweist (siehe auch Abschnitt 2.2.1) [66].

G	R	G	R
B	G	B	G
G	R	G	R
B	G	B	G

Abbildung 2.11: Schematische Darstellung einer Bayer-Matrix. *Dieser Farbfilter besteht aus vier Farbfiltern (rot, grün, grün, blau). Der grüne Filter liegt doppelt vor, da das menschliche Auge gegenüber Licht im grünen Wellenlängenbereich am empfindlichsten ist [64].*

Sobald Licht auf den Bayer-Filter trifft, erfolgt an jedem Pixel eine Umwandlung einer der drei Primärfarben in eine Spannung. Die in einem Pixel erzeugte Spannung unterscheidet sich je nach Lichtintensität und Farbton der einfallenden Strahlung. Um ein realitätsnahes Bild zu erhalten, werden bei der Ermittlung des Farbwertes eines Pixels auch die Farbwerte der benachbarten Pixel durch herstellerspezifische Interpolationsalgorithmen berücksichtigt. Außerdem wird durch die Farbmischung aus dem RGB-Farbmodell die Farbinformation generiert [66].

Da jeder einzelne der Farbfilter etwa zwei Drittel der Lichtintensität nicht durchlässt, kommt es durch die Verwendung eines Farbfilters in Form einer Bayer-Matrix zu einem Verlust an Sensitivität um den Faktor 3. Sofern die Farbinformation nicht für die Visualisierung von Flüssen relevant ist, sollte deshalb die Verwendung monochromer Kameras bevorzugt werden [38].

Ist für die geplante Anwendung die Farbinformation jedoch unerlässlich, ist es auch möglich, zum Beispiel drei CCD-Sensoren in Kombination mit einem RGB-Prisma in einer einzigen Kamera zu verwenden (Abbildung 2.12). Hierbei liegt kein Sensitivitätsverlust vor, da für jede der drei Farben rot, grün und blau ein eigener CCD-Sensor

zum Einsatz kommt. Das RGB-Prisma dient als Strahlteiler, sodass der blaue, grüne sowie rote Anteil des Lichts auf den jeweiligen CCD-Sensor gelenkt werden. Durch Kombination der Farbinformationen der drei einzelnen Sensoren an jedem Pixel wird das Farbbild erhalten. Die Auflösung des resultierenden Bildes ist um einen Faktor 3–4 höher im Vergleich zur Verwendung eines Bayer-Filters, sodass die Farbinformation deutlich effizienter generiert wird [67].

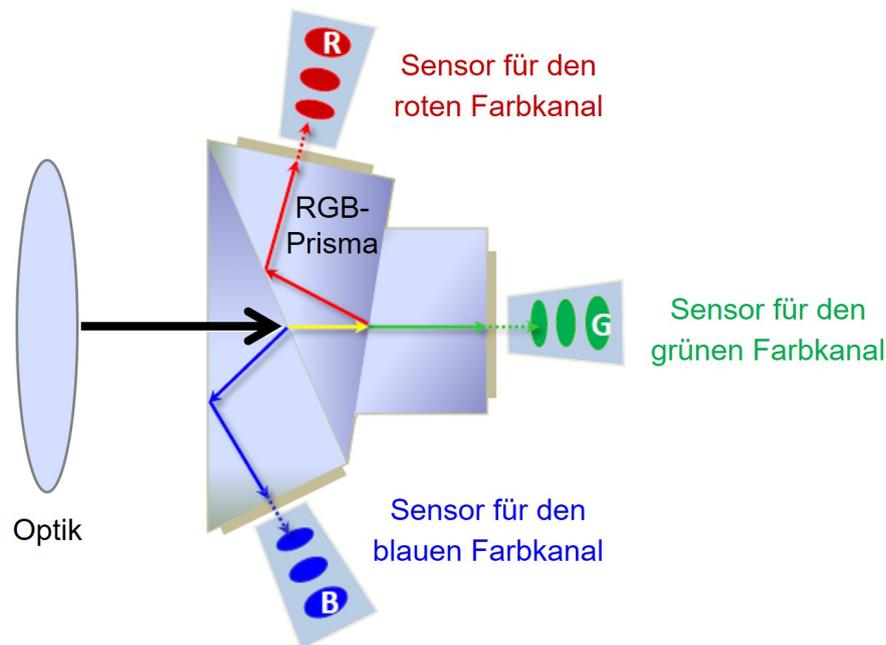


Abbildung 2.12: Funktionsweise einer Kamera basierend auf drei CCD-Sensoren und einem RGB-Prisma. Das RGB-Prisma dient als Strahlteiler, sodass der rote, grüne und blaue Anteil des Lichts auf den jeweiligen CCD-Sensor gelangt. Durch diese Anordnung ist es möglich, eine Farbinformation zu generieren, ohne dass es dabei zu Sensitivitätsverlusten wie bei der Verwendung des Bayer-Filters kommt [67].

2.3.4 Charakterisierung von Bildsensoren

Sensitivität Bei der Sensitivität von Bildsensoren handelt es sich um ihre Lichtempfindlichkeit. Je größer die einzelnen Pixel sind, desto größer ist die Lichtempfindlichkeit. Hierbei nimmt die Signalintensität linear mit der Pixelfläche zu, während das Bildrauschen lediglich mit der Wurzel der Pixelfläche ansteigt. Prinzipiell kann die Lichtempfindlichkeit eines Sensors durch sogenanntes *Binning* erhöht werden, indem mehrere Pixel zu einem größeren Pixel zusammengefasst werden [66]. Die Sensitivität digitaler Bildsensoren wird sowohl durch das Halbleitermaterial als auch durch die Effizienz der Umwandlung der Ladungspakete in eine auslesbare Spannung bestimmt. CCD- und CMOS-Sensoren basieren auf Silizium-Substraten, sodass der zugängliche

Wellenlängenbereich und der maximal erreichbare Wirkungsgrad für beide Sensortechniken identisch sind [65]. Bildsensoren, die auf der CCD-Technologie basieren, sind besonders lichtempfindlich, sodass auch bei geringer Helligkeit Ladungsbilder erhalten werden [66].

Dynamikbereich Bei dem Dynamikbereich eines Bildsensors handelt es sich um den Bereich zwischen dem hellsten und dunkelsten Punkt im Bild und beschreibt somit die Grauwertauflösung in Form von Helligkeitsstufen. Liegt eine Dynamik eines Sensors von 8-bit vor, können 256 Helligkeitsstufen voneinander unterschieden werden [66]. Der Dynamikbereich eines CCD-Chips wird durch die Tiefe des Potentialtopfes bestimmt und ist umso größer, je tiefer der Potentialtopf ist, da in diesem Fall mehr Elektronen pro Pixel aufgenommen werden können. Der Dynamikbereich eines CCD-Sensors kann eine Tiefe bis zu 17-bit aufweisen, sodass mehr als $1.3 \cdot 10^5$ Graustufen unterschieden werden können [38]. Im Falle der CMOS-Sensoren ist ein Dynamikbereich von 9-bit problemlos zugänglich, sodass 500 Grauwerte erschlossen werden können [65].

Bildqualität Da bei der Beurteilung der Bildqualität die subjektive Wahrnehmung eine große Rolle spielt, existiert keine absolute Skala für diese Bewertung. Durch die digitale Bildverarbeitung ist es möglich geworden, aufgenommene Bilder im Nachhinein hinsichtlich ihrer Qualität zu verbessern und zu analysieren (siehe auch Abschnitt 3.1). Bei Pixeln handelt es sich lediglich um numerische Werte, die in einem regelmäßigen Array angeordnet sind, sodass mathematische Transformationen vorgenommen werden können [64]. Dadurch können zum Beispiel die Bildschärfe erhöht oder Fehler der Abbildungsoptik ausgeglichen werden. Einen entscheidenden Einfluss auf die Wahrnehmung der Bildqualität hat das Auflösungsvermögen der verwendeten Kamera, das im nächsten Abschnitt erläutert wird [64]. Darüber hinaus spielen die Beleuchtung und die Abbildungsoptik, die bei der Bildaufnahme zum Einsatz kommen, eine entscheidende Rolle [65].

Auflösung Das Auflösungsvermögen eines Bildsensors unterteilt sich in die vier Kategorien Zeitauflösung, Graustufenauflösung, spektrale Auflösung und Ortsauflösung. Die Zeitauflösung wird in der Regel durch die Bildrate der verwendeten Kamera bestimmt, während die Graustufen-Auflösung durch den Dynamikbereich der Kamera maßgeblich beeinflusst wird. Mit der spektralen Auflösung wird die Empfindlichkeit des Sensors gegenüber Licht unterschiedlicher Wellenlängenbereiche beschrieben [64]. Im Folgenden wird lediglich die Ortsauflösung betrachtet, die ein Maß für die räumliche Detailerkennung eines Sensors darstellt. Hierbei handelt es sich um das Vermögen, den kleinsten räumlichen Unterschied zum Beispiel zwischen zwei Linien auflösen zu

können [66]. Das räumliche Auflösungsvermögen von Kamerasensoren wird maßgeblich durch die vorliegende Optik beeinflusst und kann anhand der sogenannten Modulationsübertragungsfunktion (MTF) ermittelt werden. Die MTF beschreibt den Bildkontrast im Verhältnis zum Objektkontrast [68].

Bildrauschen Bildrauschen führt zu einer Verminderung der Bildqualität und äußert sich in störenden Partikeln, die in den Bildern sichtbar werden. Dieser Effekt wird durch das Eigenrauschen der verbauten elektronischen Komponenten, des Bildsensors und des Bildverstärkers hervorgerufen. Die Ursache des Bildrauschens sind Pegelschwankungen. Besonders bei dunklen Bildern und gleichzeitig hoher Lichtempfindlichkeit ist dieser störende Effekt sehr stark ausgeprägt, da unter anderem der Verstärker, der sich hinter dem Bildsensor befindet, stärker angesteuert werden muss. Außerdem wird das Rauschen durch die Größe der Pixel der CCD-Elemente bestimmt. Das Problem des Bildrauschens kann umgangen werden, indem ein größerer Bildsensor mit größeren Pixeln verwendet wird. Alternativ können weniger Pixel auf gleichbleibender Sensorfläche eingesetzt werden, da in diesem Fall jedes Pixel größer ist und mehr Licht aufnimmt, sodass mehr Photonen generiert werden und das Signal stärker wird [66].

Signal-Rausch-Verhältnis Das Verhältnis vom maximalen Ausgangssignal zum Rauschen des Gesamtsystems wird als Signal-Rausch-Verhältnis bezeichnet. Hierbei setzt sich das Rauschen des Gesamtsystems aus dem Rauschen des Sensors und der Kameraelektronik zusammen [65]. Sobald das Signal-Rausch-Verhältnis einen Wert von 25 überschreitet, wird das Bildrauschen nicht mehr als störend wahrgenommen [66]. CMOS-Sensoren verfügen über ein besseres Signal-Rausch-Verhältnis im Vergleich zu CCD-Sensoren, wenn hohe Aufnahmegeschwindigkeiten vorliegen und somit eine hohe Auslesegeschwindigkeit notwendig ist. Werden lediglich langsame Bildaufnahmeraten verwendet, sind die CCD-Sensoren besser geeignet. Bei niedrigen Auslesegeschwindigkeiten kommt es bei CMOS-Sensoren zu Störungen durch die verbaute Digitalelektronik, sodass das Rauschen in diesem Fall höher ist als bei CCD-Sensoren [65].

Dunkelstrom Der Dunkelstrom entsteht zum Beispiel durch thermische Bildung von Elektronen im Halbleiter [64]. Er ist abhängig von der Qualität des Substrates, das für den Bildsensor verwendet wird sowie von seiner Bauweise. Im Vergleich zu CMOS-Sensoren weisen CCD-Sensoren einen deutlich geringeren Dunkelstrom auf, da aufgrund von längerer Forschungstätigkeit deren Herstellungsprozess optimierter ist. Werden die Sensoren der verwendeten Kameras gekühlt, halbiert sich der Dunkelstrom alle 7 K, sodass gekühlte CCD-Kameras dazu eingesetzt werden können, sehr kleine Signale orts-

aufgelöst zu detektieren. Werden lediglich kurze Integrationszeiten sowie Auslesezeiten verwendet, ist der Dunkelstrom vernachlässigbar gering [65].

Kennlinie Mit der Kennlinie eines Sensors wird der Zusammenhang zwischen der einfallenden Lichtmenge und dem Ausgangssignals des Bildsensors beschrieben. Viele der standardmäßig erhältlichen CCD- und CMOS-Sensoren weisen eine lineare Kennlinie auf. Dies bedeutet, dass die gemessene Lichtintensität proportional in eine Spannung umgewandelt wird. Durch nichtlineare Kennlinien in Kombination mit breitbandigen Auslesemechanismen wird die Entwicklung schneller und hochdynamischer Bildsensoren ermöglicht [65].

2.3.5 Auswahl digitaler Bildsensoren für wissenschaftliche Anwendungen

Um eine für eine wissenschaftliche Anwendung geeignete Kamera auszuwählen, sind Kriterien wie ein geringes Rauschen, eine hohe Empfindlichkeit, ein großer dynamischer Bereich sowie eine hohe Auflösung von besonderer Bedeutung. Im wissenschaftlichen Bereich kommen häufig CCD-Kameras zum Einsatz. Um einen großen dynamischen Bereich abdecken zu können, werden wissenschaftliche Kameras häufig mit einer Genauigkeit von 12- bis 16-bit digitalisiert. Die Bildaufnahmezeit kann bei CCD-Kameras bereits bei bis zu 10^6 Bildern pro Sekunde (fps) liegen. Ein geringes Rauschen kann durch eine Minimierung des Dunkelstroms ermöglicht werden, indem die Kamera gekühlt wird. Liegen geringe Lichtintensitäten vor, sollte auch die Verwendung monochromer Kameras in Betracht gezogen werden, da diese sensitiver sind im Vergleich zu Farbkameras [64].

2.4 Vergleich unterschiedlicher Bildformate

Da in der gepulsten RGB-Schlierenfotografie viele Bilder aufgenommen werden, die im Nachhinein noch bearbeitet und intensiv ausgewertet werden sollen, ist die Wahl eines geeigneten Bildformats von besonderer Bedeutung. Deswegen werden im Folgenden die Eigenschaften sowie die Vor- und Nachteile unterschiedlicher Bildformate erläutert.

2.4.1 Rohdaten (raw)

Werden Bilder mit einer Kamera im sogenannten Rohdatenformat (raw) aufgenommen, wird die ursprüngliche Sensorinformation ohne Aufbereitung gespeichert, sodass ein höherer Informationsgehalt zur Verfügung steht. Darüber hinaus weisen Rohdaten den Vorteil auf, dass sie je Bildpunkt häufig eine Farbtiefe von 12-bit oder mehr aufweisen. Üblicherweise enthalten Farbbilder eine Farbtiefe von 8-bit. Liegt ein Bild im Rohdatenformat vor, gibt es deutlich mehr Möglichkeiten, das Bild hinsichtlich der Helligkeit oder der Farbe im Nachhinein zu bearbeiten [69].

2.4.2 Bilddaten im jpeg-Format

Bei jpeg-Dateien handelt es sich um komprimierte Bilddateien, die von den meisten Kameras zur Verfügung gestellt werden. Dieses Dateiformat dient zur platzsparenden Speicherung von Bilddateien und soll darüber hinaus ihren Transport erleichtern. Ein weiterer Vorteil besteht darin, dass Bilder in diesem Bildformat sofort zu einer Nutzung zur Verfügung stehen. Die Dateigröße ist in der Regel deutlich kleiner im Vergleich zu Bildern im Rohdatenformat, allerdings kommt es durch die Komprimierung zu Verlusten an Bildinformation. Dieser Verlust ist für den Betrachter bei Anwendung gemäßigter Komprimierungsalgorithmen mit dem bloßen Auge nicht zu erkennen. Dies liegt darin begründet, dass für die Komprimierung zum Beispiel in dunklen Bildbereichen, in denen das menschliche Auge nichts erkennen kann, Bildinformationen zusammengefasst und somit Details vernachlässigt werden. Bevor die Bilddaten komprimiert werden, erfolgt eine Verrechnung der Rohdaten der einzelnen Farbkanäle miteinander und es werden Algorithmen zur Rauschreduktion angewendet. Zusätzlich werden die Bilder oft künstlich geschärft. Insgesamt kann es dadurch unter Umständen zu Artefakten kommen, sodass eine nachträgliche Bildverarbeitung in Form von Kontrast- oder Helligkeitsveränderungen zu deutlich sichtbaren Bildfehlern führen kann. Eine nachträgliche Schärfung eines Bildes im jpeg-Format kann ebenfalls deutlich sichtbare Bilddefekte erzeugen. Komprimierte Bildformate wie das jpeg-Format sind somit nicht gut geeignet, um eine nachträgliche intensive Bildverarbeitung zu erfahren [69]. Darüber hinaus sollte das jpeg-Format nicht als Arbeitsformat verwendet werden, da

bei jeder Speicherung mit Verlusten komprimiert wird. Deswegen ist es möglich, dass nach mehrmaligem Speichern im Rahmen einer digitalen Bildverarbeitung deutliche Qualitätsverluste sichtbar sind [70]. Bilder im jpeg-Format weisen den Nachteil auf, dass sie immer nur im 8-bit Format gespeichert werden können [69]. Für wissenschaftliche Anwendungen, bei denen eine detaillierte Bildauswertung unter Verwendung einer umfangreichen Bildverarbeitung gewünscht ist, ist die Aufnahme der Bilder im Rohdatenformat immer vorzuziehen.

2.4.3 Bilddaten im tiff-Format

Bei der Verwendung des tiff-Formats werden die Bilddateien mithilfe von Algorithmen der verlustfreien Kompression gespeichert, sodass sich dieses Bildformat gut für den Austausch von hochwertigen Bildern und als Arbeitsformat bei der digitalen Bildverarbeitung eignet [69, 70]. Aufgrund der geringen Kompressionsrate resultiert der Nachteil einer großen Dateigröße, die das schnelle Versenden sowie eine platzsparende, effiziente Speicherung der Daten verhindert [70, 71]. Darüber hinaus erfahren Bilder in diesem Format bereits eine durch einen Herstelleralgorithmus vorgegebene Bildverarbeitung in Form von Weißabgleich, Schärfung sowie Manipulation des Kontrastes und der Sättigung. Eine nachträgliche, umfangreiche Bildverarbeitung ist ähnlich wie bei Bildern im jpeg-Format nur schwer möglich. Im Vergleich zu der Aufnahme von Rohdaten weist das tiff-Format den Nachteil auf, dass es lediglich eine Farbtiefe von 8-bit zur Verfügung stellt [69].

2.4.4 Bilddaten im png-Format

Bilddaten im png-Format werden bis zu 100 % verlustfrei komprimiert und abgespeichert [70]. Verlustfreie Kompression bedeutet, dass das Originalbild ohne Informationsverlust aus der komprimierten Datei wieder hergestellt werden kann. Diese Kompression basiert auf der sogenannten Redundanzreduktion, sodass Bereiche, die keine Informationen enthalten, entfernt werden [72]. Daraus resultiert ein geringerer Speicherbedarf als zum Beispiel bei tiff-Dateien oder Rohdaten bei deutlich besserer Bildqualität als bei Bilddaten im jpeg-Format [70]. Somit eignet sich das png-Format als Arbeitsformat bei der digitalen Bildverarbeitung. Im Vergleich zum tiff-Format ist das png-Format weniger komplex [70].

2.4.5 Bilddaten im bmp-Format

Bei Bildern im bmp-Format handelt es sich wie die bereits vorgestellten Bildformate um Rastergrafiken, deren Bild sich durch eine zweidimensionale Matrix, die aus Zeilen und Spalten von Pixeln besteht, zusammensetzt. Ein großer Vorteil der Verwendung des bmp-Formats ist die hohe Bildqualität. Ein Nachteil des bmp-Formats besteht darin, dass die Bildqualität deutlich schlechter wird, wenn die Auflösung oder die Bildgröße verändert werden. Deswegen können Bilder im bmp-Format keine intensive nachträgliche Bearbeitung erfahren. Darüber hinaus sind Bilddaten im bmp-Format aufgrund der unkomprimierten Speicherung sehr groß und benötigen somit viel Speicherplatz [71, 73].

2.5 Grundlagen der Schlierenfotografie

Schlierenfotografiemethoden ermöglichen es, optische Inhomogenitäten und somit Phasendifferenzen in einem Lichtstrahl für das menschliche Auge sichtbar zu machen. Im Folgenden werden die wichtigsten theoretischen Grundlagen zum Aufbau und zur Durchführung eines Schlierenexperimentes erläutert sowie einige Anwendungsbeispiele vorgestellt.

2.5.1 Begriffsdefinition: Schlieren

Die mit der Schlierenmethode beobachteten optischen Inhomogenitäten werden als Schlieren bezeichnet und bilden das Kernstück des in dieser Arbeit entwickelten Experiments zur Aufnahme von RGB-Schlierenbildern. Im Allgemeinen handelt es sich bei Schlieren um Gradienten im Brechungsindex, die dafür sorgen, dass Lichtstrahlen in unterschiedliche Richtungen gebrochen werden. Schlieren können sowohl in Festkörpern als auch in Flüssigkeiten und Gasen auftreten und sie werden zum Beispiel durch Dichte- oder Temperaturgradienten, Hochgeschwindigkeitsflüsse sowie das Mischen unähnlicher Substanzen erzeugt. Schlieren weisen sowohl komplexe als auch einfache Strukturen auf und sie unterscheiden sich darin, wie stark Lichtstrahlen in unterschiedliche Richtungen gebrochen werden [20]. In Abbildung 2.13 sind zwei Schlierenbilder gezeigt, die verdeutlichen, dass Schlieren sogar in Alltagssituationen leicht zu visualisieren sind. Sowohl bei dem Abbrennen einer Kerze (Abbildung 2.13 a)) als auch bei der Verwendung eines Lötkolbens (Abbildung 2.13 b)) sind Schlieren aufgrund des Temperaturgradienten sichtbar. In beiden Fällen wurde zur Aufnahme der Bilder die Umgebungsluft aufgewirbelt, um komplexere Strukturen zu erzeugen [74].

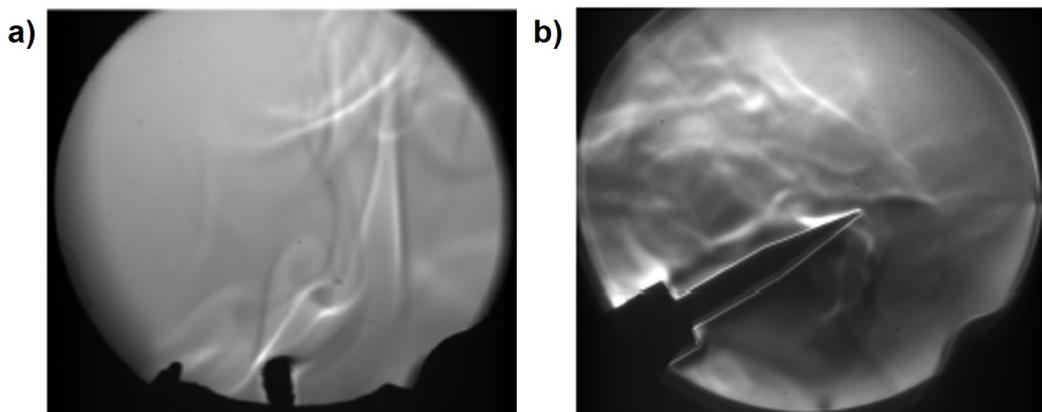


Abbildung 2.13: Exemplarische Schlierenbilder. Sowohl beim Abbrennen einer Kerze (a)) als auch bei der Verwendung eines Lötkolbens (b)) sind Schlieren aufgrund des Temperaturgradienten leicht zu visualisieren. Um komplexere Strukturen zu erzeugen, wird die Umgebungsluft aufgewirbelt. Bilder entnommen aus [74].

2.5.2 Brechung

Das Verhältnis aus der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum c_0 zur Lichtgeschwindigkeit im Medium c_M wird als Brechungsindex n bezeichnet. Der Brechungsindex dient zur Charakterisierung von transparenten Medien [75].

$$n = \frac{c_0}{c_M} \quad (2.38)$$

In Abbildung 2.14 ist das Verhalten eines Lichtstrahls an der Grenzfläche von zwei Medien mit unterschiedlichen Brechungsindices n_1 und n_2 schematisch dargestellt. Sobald ein Lichtstrahl auf die Grenzfläche trifft, wird ein Teil des Lichtstrahls reflektiert, während der andere Teil in das Medium eindringt. Bei nicht senkrechtem Einfall in das zweite Medium weist der Strahl dort eine andere Richtung auf als im ersten Medium. Dieser Effekt wird als Brechung bezeichnet und führt dazu, dass sich Einfallswinkel α und Ausfallwinkel θ unterscheiden.

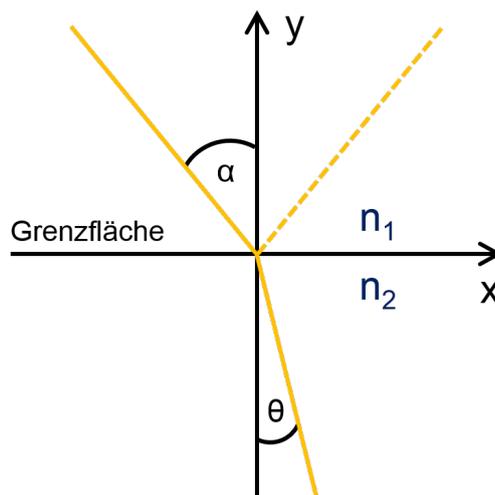


Abbildung 2.14: Schematische Darstellung des Snelliusschen Brechungsgesetzes aus Gleichung 2.39. Ein Lichtstrahl wird beim Übergang zwischen zwei Medien mit unterschiedlichen Brechungsindices n_1 und n_2 an der Grenzfläche reflektiert (gestrichelte Linie). Außerdem wird der Lichtstrahl beim Eindringen in das zweite Medium gebrochen. Gemäß dem Snelliusschen Brechungsgesetz unterscheidet sich der Einfallswinkel α vom Ausfallwinkel θ (adaptiert nach [75]).

Der hier beschriebene Zusammenhang lässt sich in Form des Snelliusschen Brechungsgesetzes zusammenfassen [75]:

$$n_1 \cdot \sin \alpha = n_2 \cdot \sin \theta \quad (2.39)$$

Werden Gase betrachtet, gilt der folgende lineare Zusammenhang zwischen der Gasdichte ρ_{Gas} und dem Brechungsindex n [20]:

$$n - 1 = \kappa \cdot \rho_{\text{Gas}} \quad (2.40)$$

κ ist der sogenannte Gladstone-Dale-Koeffizient. Für einige relevante Gase dieser Arbeit befindet sich eine Übersicht über die Gladstone-Dale-Koeffizienten sowie die Brechungsindices in Tabelle 2.2. Hierbei ist auffällig, dass sich die Brechungsindices der Gase häufig lediglich in der dritten oder der vierten Nachkommastelle voneinander unterscheiden. Außerdem geht aus Gleichung 2.40 hervor, dass der Brechungsindex lediglich schwach von der Gasdichte abhängt, sodass eine Änderung der Luftdichte um zwei Größenordnungen zu einer Änderung von nur 3 % im Brechungsindex führt, sodass für eine Visualisierung dieses Gradienten sehr sensitive Optik benötigt wird. Der Term $(n - 1)$ wird als Refraktivität bezeichnet und ist abhängig von der Gaszusammensetzung, der Temperatur, der Dichte sowie der Wellenlänge der zur Beleuchtung genutzten Lichtquelle. Unter Berücksichtigung des idealen Gasgesetzes aus Gleichung 2.41 ergibt sich der Ausdruck in Gleichung 2.42 für Gleichung 2.40 [20].

$$\frac{p}{\rho_{\text{Gas}}} = R_g \cdot T \quad (2.41)$$

$$n - 1 = \kappa \cdot \frac{p}{R_g \cdot T} \quad (2.42)$$

Mit p wird der Druck bezeichnet, bei R_g handelt es sich um die spezifische Gaskonstante und T beschreibt die Temperatur.

Tabelle 2.2: Gladstone-Dale-Koeffizienten κ und Brechungsindices n einiger für diese Arbeit relevanter Gase. *Es werden jeweils die Wellenlänge λ sowie die Temperatur T , für die diese Werte gelten, angegeben.*

Gas	$\kappa / \text{cm}^3/\text{g}$ [21]	$\lambda / \mu\text{m}$	T / K	Gas	n [76]	$\lambda / \mu\text{m}$	T / K
Luft	0.226	0.6074	298	Luft	1.0002924	0.589	273
He	0.196	0.633	295	He	1.000036	0.589	273
H ₂	1.55	0.633	273	H ₂	1.0001392	0.589	273
CH ₄	0.617	0.633	295	CH ₄	1.000444	0.589	273

Um die durch Schlieren erzeugte Strahlauslenkung zu verstehen, wird ein rechtshändiges, kartesisches Koordinatensystem betrachtet. Die Richtung des Lichtstrahls wird durch die z -Richtung vorgegeben, sodass Schlieren senkrecht zur z -Achse in x - und y -Richtung abgebildet werden (vgl. auch Abbildung 2.15 und 2.16). Optische Inhomoge-

nitäten führen je nach ihrer Stärke basierend auf ihrem Gradienten im Brechungsindex zu einer Ablenkung von Lichtstrahlen. Die resultierende Strahlauslenkung setzt sich wie folgt zusammen [20]:

$$\frac{\partial^2 x}{\partial z^2} = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} \quad \frac{\partial^2 y}{\partial z^2} = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} \quad (2.43)$$

Die x- und y-Komponenten des Ablenkwinkels ε werden durch einfache Integration von Gleichung 2.43 erhalten [20].

$$\varepsilon_x = \frac{1}{n} \int \frac{\partial n}{\partial x} \partial z \quad \varepsilon_y = \frac{1}{n} \int \frac{\partial n}{\partial y} \partial z \quad (2.44)$$

Wird eine zweidimensionale Schliere mit der Ausdehnung L_S entlang der optischen Achse betrachtet, gilt Gleichung 2.45, wobei mit n_0 der Brechungsindex des umgebenden Mediums bezeichnet wird [20].

$$\varepsilon_x = \frac{L_S}{n_0} \int \frac{\partial n}{\partial x} \quad \varepsilon_y = \frac{L_S}{n_0} \int \frac{\partial n}{\partial y} \quad (2.45)$$

Mit dieser Betrachtung wird die mathematische Grundlage zum Verständnis von Experimenten der Schlierenfotografie gelegt. Aus den Gleichungen 2.43 bis 2.45 geht hervor, dass nicht der absolute Wert des Brechungsindex n , sondern die Gradienten $\frac{\partial n}{\partial x}$ sowie $\frac{\partial n}{\partial y}$ für die Brechung verantwortlich sind. Liegen solche Gradienten nicht vor, handelt es sich um ein optisch homogenes Medium, das mit der Schlierenmethode nicht mehr untersucht werden kann. Darüber hinaus wird deutlich, dass Lichtstrahlen immer in Richtung des Mediums mit dem höheren Brechungsindex abgelenkt werden. Für Gase bedeutet dies gemäß Gleichung 2.40, dass die Lichtstrahlen in Richtung des Mediums mit der höheren Gasdichte gebrochen werden [20].

2.5.3 Schattenfotografie

Die Methode der Schlierenfotografie (vgl. auch Abschnitt 2.5.4) ist eng verwandt mit der Methode der Schattenfotografie, die in diesem Abschnitt vorgestellt werden soll. Beide Methoden basieren auf der Visualisierung der Strahlauslenkung, die durch die Brechung der Lichtstrahlen durch das Schlierenobjekt erzeugt wird. Bei dem Schlierenobjekt handelt es sich um das Medium, in dem sich Schlieren, also optische Inhomogenitäten, ausbilden. Schattenbilder können analog zu Schlierenbildern lediglich erhalten werden, wenn ein Gradient im Brechungsindex vorliegt, wobei im Falle der Schattenfotografie die zweite Ableitung des Brechungsindex $\frac{\partial^2 n}{\partial x^2}$ und $\frac{\partial^2 n}{\partial y^2}$ beobachtet wird, während im Rahmen der Schlierenfotografie die erste Ableitung des Brechungsindex $\frac{\partial n}{\partial x}$ und $\frac{\partial n}{\partial y}$ in x- und y-Richtung visualisiert wird (vgl. auch Abschnitt 2.5.2) [20]. Deswegen ge-

staltet sich eine quantitative Auswertung von Schattenbildern deutlich schwieriger als im Falle von Schlierenbildern [38].

Um die Methode der Schattenfotografie anzuwenden, werden lediglich eine Lichtquelle, ein Schlierenobjekt sowie ein reflektierender Schirm, auf den der Schatten projiziert werden kann, benötigt (Abbildung 2.15) [20].

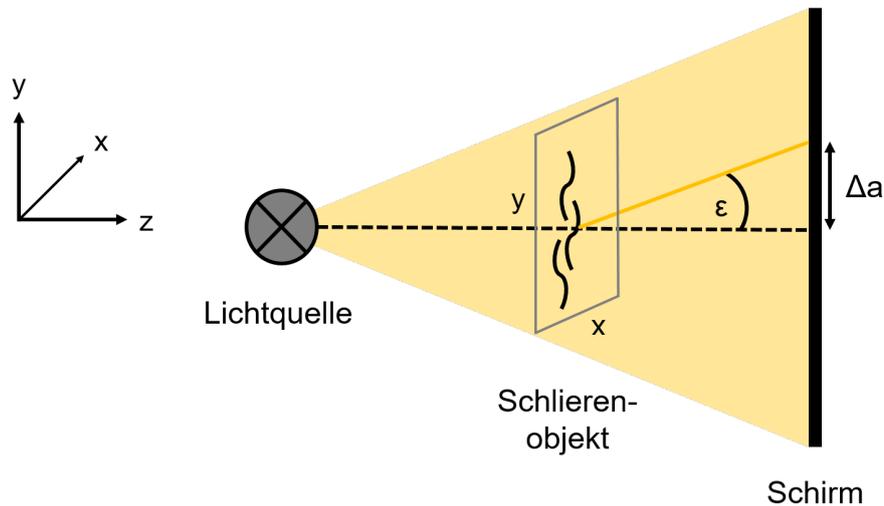


Abbildung 2.15: Schematische Darstellung des Aufbaus für die Schattenfotografie. Die Lichtquelle beleuchtet das Schlierenobjekt und auf dem Schirm wird das Schattenbild erhalten. Bei Δa handelt es sich um die Strahlablenkung von der ursprünglichen Position und bei ε um den Ablenkwinkel (adaptiert nach [20]).

Befindet sich kein Schlierenobjekt im Strahlengang, leuchtet die Lichtquelle den Schirm gleichmäßig aus. Sobald ein Schlierenobjekt in den Strahlengang eingebracht wird, werden einige Lichtstrahlen im Winkel ε gebrochen, sodass sie eine Ablenkung von ihrem ursprünglichen Strahlweg erfahren. Dadurch treffen sie im Abstand Δa von ihrer ursprünglichen Position auf den Schirm auf und dieser Bildpunkt wird dadurch heller als der ursprüngliche Bildpunkt, der eine Abdunkelung erfährt. Die durch das Schlierenobjekt erzeugten optischen Inhomogenitäten führen zu einer Neuverteilung der Belichtungsverhältnisse auf dem Schirm, woraus das Schattenbild resultiert. Wichtig hierbei ist, dass es sich bei dem Schattenbild nicht um ein fokussiertes optisches Bild, sondern lediglich um einen Schatten handelt [20].

2.5.4 Schlierenfotografie

Wie bereits erwähnt, wird bei der Schlierenfotografie der Gradient im Brechungsindex $\frac{\partial n}{\partial x}$ und $\frac{\partial n}{\partial y}$ in x- und y-Richtung und somit die Strahlauslenkung durch die optische Inhomogenität im Schlierenobjekt untersucht. Folglich wird mit dieser Methode der Ablenkwinkel ε visualisiert (vgl. dazu auch Abbildung 2.15). Da Gradienten im Brechungsindex zum Beispiel durch Dichte- oder Temperaturunterschiede erzeugt werden, eignet sich die Schlierenfotografie hervorragend für die Untersuchung von Verbrennungsprozessen, da in diesen Systemen in der Regel ein Temperaturgradient zwischen der Flamme und der Umgebungsluft vorliegt. In Abbildung 2.16 befindet sich eine schematische Darstellung des für die Schlierenfotografie benötigten Aufbaus unter Verwendung einer Punktlichtquelle [20].

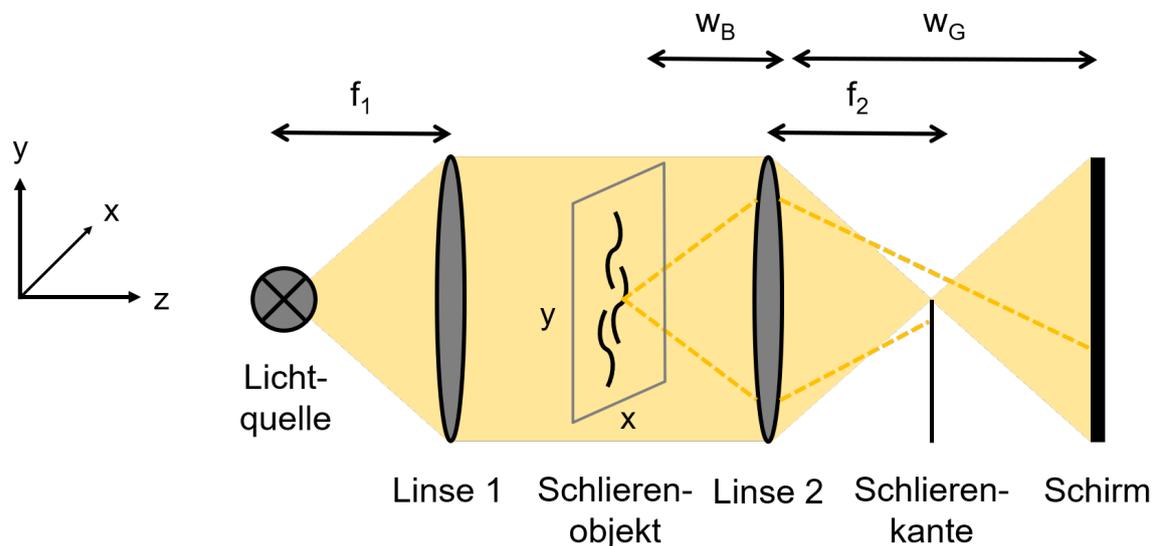


Abbildung 2.16: Schematische Darstellung des Aufbaus für die Schlierenfotografie. *Das Licht einer Punktlichtquelle wird durch die erste Linse parallelisiert. Die zweite Linse fokussiert das Licht auf eine Schlierenkante. Das Schlierenbild wird auf einem Schirm visualisiert. Das Schlierenobjekt befindet sich zwischen den beiden Linsen und sorgt durch Strahlablenkung für Bereiche unterschiedlicher Helligkeit im resultierenden Schlierenbild. Mit f_1 und f_2 werden die Brennweiten der beiden Linsen bezeichnet und bei w_G und w_B handelt es sich um die Gegenstands- sowie die Bildweite (adaptiert nach [20]).*

Das von der Punktlichtquelle ausgesendete Licht wird zunächst durch eine Linse parallelisiert und eine zweite Linse fokussiert das Licht auf die Schlierenkante, sodass in der Kantenebene eine scharfe Abbildung der Ursprungslichtquelle erhalten wird. Anschließend gelangt das Licht auf einen Beobachtungsschirm, sodass das resultierende Schlierenbild abgebildet wird. Im Unterschied zur Schattenfotografie aus Abschnitt 2.5.3 handelt es sich bei dem Schlierenbild um eine optische Abbildung, die

durch Linsen erzeugt wird. Bei der Schlierenkante handelt es sich um das Herzstück eines Aufbaus zur Schlierenfotografie und sie stellt einen wesentlichen Unterschied zur Schattenfotografie dar. Ohne die Schlierenkante ist es nicht möglich, die vom Schlierenobjekt ausgehenden optischen Inhomogenitäten und somit den Gradienten im Brechungsindex in Form eines Schlierenbildes zu visualisieren. Im Folgenden soll der Effekt dieser Schlierenkante erläutert werden. Weitere Details zur Schlierenkante können dem folgenden Abschnitt entnommen werden. Zwischen den beiden Linsen in Abbildung 2.16 wird ein Schlierenobjekt, das zu einer Ablenkung der Lichtstrahlen von ihrem ursprünglichen Strahlweg unter dem Ablenkwinkel ε führt, eingebracht (vgl. auch Abbildung 2.15). Durch die zweite Linse wird jeder Punkt des Schlierenobjektes scharf auf dem Beobachtungsschirm abgebildet. Zur Verdeutlichung sind in Abbildung 2.16 schematisch zwei Lichtstrahlen nach der Passage des Schlierenobjektes dargestellt. Ein Strahl wird nach oben und der andere Strahl nach unten abgelenkt, sodass sich beide Strahlen nicht mehr im optischen Fokus des Aufbaus befinden. Hierbei sei noch einmal daran erinnert, dass die Strahlablenkung immer in die Richtung des höheren Brechungsindex bzw. in Gasen in Richtung der höheren Gasdichte erfolgt (vgl. auch Abschnitt 2.5.2). Durch den Strahl, der durch das Schlierenobjekt nach oben abgelenkt wird, wird ein heller Punkt auf dem Beobachtungsschirm erzeugt. Dieser Punkt ist heller als ein Bildpunkt, der ohne Strahlablenkung durch das Schlierenobjekt auf den Schirm gelangt, da der nach oben abgelenkte Lichtstrahl weniger durch die Schlierenkante beeinflusst wird als der unabgelenkte Strahl (vgl. auch Abbildung 2.18). Hingegen wird der nach unten abgelenkte Strahl durch die Schlierenkante blockiert, sodass der entsprechende Bildpunkt auf dem Schirm dunkler erscheint. Durch die unterschiedlichen Intensitäten auf dem Beobachtungsschirm wird das Schlierenbild erhalten [20].

Schlierenkante Im einfachsten Fall werden als Schlierenkanten Messerkanten in horizontaler oder in vertikaler Ausrichtung verwendet. Die Orientierung der Schlierenkante entscheidet darüber, welche Komponenten des Gradienten im Brechungsindex visualisiert werden können. In Abbildung 2.16 weist die Schlierenkante eine horizontale Ausrichtung auf, sodass lediglich die vertikalen Komponenten $\frac{\partial n}{\partial y}$ im Schlierenobjekt in Form von Unterschieden in der Amplitude beobachtet werden können und somit das Unsichtbare sichtbar gemacht wird. Bei der Verwendung einer vertikalen Schlierenkante werden die horizontalen Komponenten $\frac{\partial n}{\partial x}$ beobachtet. Allgemein gilt, dass lediglich die Gradienten visualisiert werden können, die senkrecht zur Schlierenkante verlaufen. Weiterhin dient die Schlierenkante dazu, die Grundhelligkeit des Bildes ohne Schlierenobjekt einzustellen. Wird zum Beispiel eine Schlierenkante in horizontaler Ausrichtung wie in Abbildung 2.16 verwendet, bestimmt die Höhe der Position der Schlierenkante,

wie dunkel oder hell das Hintergrundbild ist. Es können somit unterschiedliche sogenannte *cutoffs* eingestellt und somit die Sensitivität des Schlierensystems beeinflusst werden (vgl. Abbildung 2.18 und Abschnitt 2.5.5) [20]. Einen besonderen Effekt bietet die Verwendung von Farbfolien als Schlierenfilter, sodass der Gradient im Brechungsindex nicht mehr in Form eines S/W-Bildes, sondern durch Farbbilder dargestellt wird. Die Stärke des Gradienten wird hierbei nicht mehr durch eine Helligkeitsinformation, sondern durch eine Farbinformation angegeben und kann somit besser durch das menschliche Auge wahrgenommen werden. Durch eine vorausgehende Kalibration des Schlierensystems ist es anhand der Schlierenbilder, die mit dem Farbfilter aufgenommen werden, möglich, die Stärke sowie die Richtung des Gradienten im Brechungsindex zu quantifizieren und dadurch Rückschlüsse auf Temperaturgradienten ziehen zu können [20, 77]. Die Schlierenfilter werden hergestellt, indem mehrere farbige transparente Streifen auf fotografische Filme aufgebracht werden [21]. Allerdings kann es je nach verwendetem Material zu einer starken Abnahme der Sensitivität und somit der Sichtbarkeit der Schlieren aufgrund von Brechung und Streuung am Filter kommen [20].

Schlierenexperimente in der Praxis Wenn Schlierenexperimente im Labor durchgeführt werden, erfolgt eine Anpassung des Schlierenaufbaus im Vergleich zu Abbildung 2.16. Wenn anstatt einer Punktlichtquelle eine ausgedehnte Lichtquelle zum Einsatz kommt, wird das Licht zunächst mit einer Kondensorlinse auf eine schlitzförmige Blende gelenkt, um eine räumlich gut definierte, effektive Lichtquelle im Fokus von Linse 1 zu erhalten. Außerdem befindet sich direkt hinter der Schlierenkante in der Regel eine dritte Linse zur Fokussierung des Schlierenbildes auf den Schirm (Abbildung 2.17). Diese Linse dient dazu, den Vergrößerungsmaßstab anzupassen. Wird eine Kamera verwendet, kann als dritte Linse das Objektiv der Kamera dienen. Wichtig hierbei ist, dass die Blendenöffnung so groß wie möglich gewählt wird, um Abschattierungen am Bildrand zu vermeiden (Vignettierung). Außerdem sollte der Abstand zwischen der Schlierenkante und dem Objektiv w_O so gering wie möglich gehalten werden, damit der Durchmesser des Schlierenstrahls klein im Vergleich zur Objektivöffnung ist. Dadurch wird sichergestellt, dass der vollständige Messbereich bzgl. der Strahlablenkung durch das Schlierenobjekt im Schlierenbild aufgenommen werden kann [20].

Für den Fall einer Lichtquelle mit einer räumlichen Ausdehnung kann nun exemplarisch gezeigt werden, wie sich die Strahlablenkung durch das Schlierenobjekt in der scharfen Ebene einer horizontalen Schlierenkante äußert (Abbildung 2.18). Liegt kein Schlierenobjekt im Strahlengang vor (vgl. Abbildung 2.16 und 2.17), befindet sich in der Kantenebenen eine scharfe Abbildung der ungestörten Ursprungslichtquelle. Die Position der Schlierenkante in Abhängigkeit zu dieser Abbildung bestimmt die Helligkeit

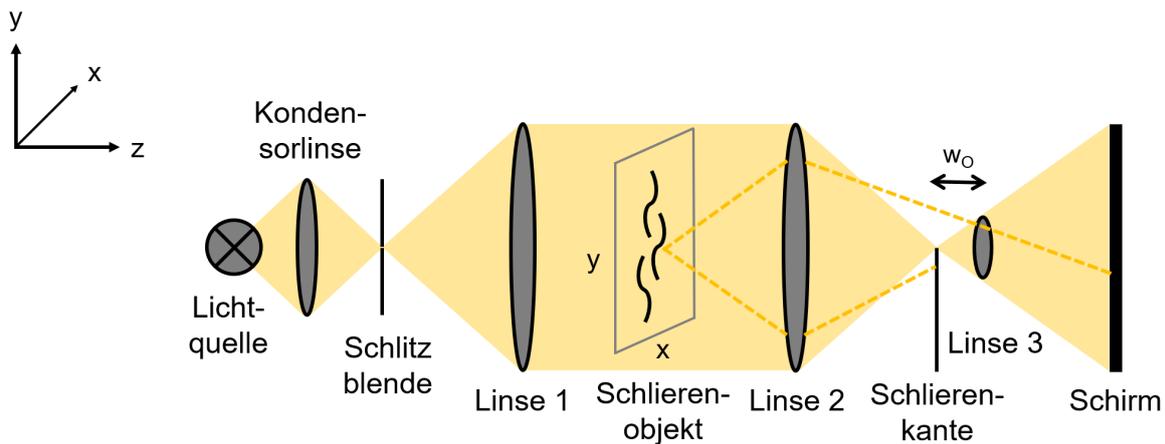


Abbildung 2.17: Schematische Darstellung des Aufbaus für die Schlierenfotografie in der Praxis. Das Licht einer ausgedehnten Lichtquelle wird mithilfe einer Kondensorlinse auf eine schlitzförmige Blende fokussiert, um eine räumlich definierte Lichtquelle zu erhalten. Hinter der Schlierenkante befindet sich mit einem Abstand w_0 eine dritte Linse, die dazu dient den Vergrößerungsmaßstab anzupassen. In der Regel kann dazu ein Objektiv einer Kamera verwendet werden (adaptiert nach [20]).

des Hintergrundbildes und wird als *cutoff* bezeichnet. Im vorliegenden Beispiel wird das Licht der Ursprungslichtquelle zur Hälfte durch die Schlierenkante blockiert, sodass lediglich die Hälfte der Anfangsintensität auf den Beobachtungsschirm gelangt und sich die Höhe der Blende h_{SB} auf die Resthöhe a reduziert. Wird jedoch ein Schlierenobjekt in den Strahlengang eingebracht und es erfolgt eine Strahlablenkung im Winkel von ε_y , kommt es zu einer Verschiebung der Abbildung der Ursprungslichtquelle in der Kantenebene um den Strahlversatz Δa (vgl. auch Abbildung 2.15). Der Bildpunkt des nach oben abgelenkten Strahls erscheint auf dem Beobachtungsschirm folglich heller, da die Resthöhe a um den Wert Δa erhöht wird im Vergleich zum nicht abgelenkten Strahl. Der Strahlversatz Δa wird wie folgt ermittelt:

$$\Delta a = f_2 \cdot \varepsilon_y \quad (2.46)$$

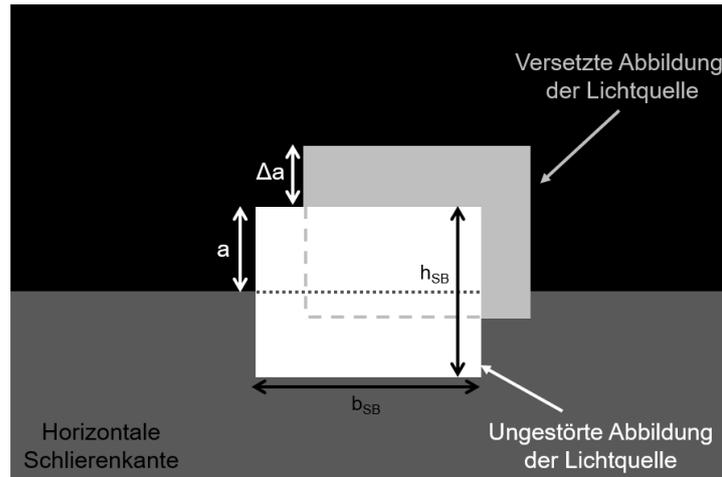


Abbildung 2.18: Strahlversatz in der Ebene einer horizontalen Schlierenkante durch die Strahl-
ablenkung durch das Schlierenobjekt. *Da die Resthöhe a um den Betrag Δa
zunimmt, wenn ein Strahl durch ein Schlierenobjekt nach oben abgelenkt wird,
erscheint der Bildpunkt im resultierenden Schlierenbild heller als der des
Strahls, der nicht durch das Schlierenobjekt abgelenkt wird. Bei h_{SB} sowie
 b_{SB} handelt es sich um die Höhe sowie die Breite der verwendeten Schlitz-
blende in Abbildung 2.17 (adaptiert nach [20]).*

Vergrößerungsmaßstab Wird der Aufbau aus Abbildung 2.16 betrachtet, so kann
der Abbildungsmaßstab bzw. die Vergrößerung m mithilfe der geometrischen Optik aus
der Bildweite w_B sowie der Gegenstandsweite w_G wie folgt berechnet werden [68]:

$$m = \frac{w_B}{w_G} \quad (2.47)$$

Wird jedoch ein Schlierensystem wie in Abbildung 2.17 dargestellt verwendet, ergibt
sich der folgende Zusammenhang für die Vergrößerung m [20]:

$$m = \frac{f_3 \cdot f_2}{f_2^2 - s \cdot w_O + f_3 \cdot s} \quad (2.48)$$

Mit f_2 sowie f_3 werden die Brennweiten von Linse 2 sowie Linse 3 in Abbildung 2.17
bezeichnet. Der Abstand s wird benötigt, wenn sich das Schlierenobjekt nicht im Brenn-
punkt von Linse 2 befindet. Somit beschreibt s die Abweichung der Position des Schlie-
renobjekts von dem Brennpunkt von Linse 2.

2.5.5 Sensitivität

Die Sensitivität eines Messsystems ist eine der wichtigsten Eigenschaften und beschreibt
das Verhältnis aus dem erhaltenen Eingangssignal zum produzierten Ausgangssignal.
Im Falle eines Schlierensystems handelt es sich bei dem zweidimensionalen Schlieren-

bild in x- und y-Richtung um das Ausgangssignal. Ausgehend von einem transparenten Medium wird mithilfe der Schlierentechnik ein Graustufenbild des Schlierenobjektes erhalten. Die Ermittlung der Sensitivität wird anhand der geometrischen Optik an einem Schlierensystem, wie in Abbildung 2.17 dargestellt, durchgeführt. Die Schlitzblende, die sich hinter der Lichtquelle befindet, weist ebenso wie die Schlierenkante eine horizontale Orientierung auf. Die Lichtquelle emittiert Strahlung mit einer Leuchtdichte L (vgl. Abschnitt 2.2), sodass für die Lichtintensität E_0 hinter Linse 1 (Abbildung 2.17) der folgende Zusammenhang gilt [20]:

$$E_0 = \frac{L \cdot b_{\text{SB}} \cdot h_{\text{SB}}}{f_1^2} \quad (2.49)$$

Mit b_{SB} sowie h_{SB} werden die Breite und die Höhe der verwendeten Schlitzblende bezeichnet. Bei f_1 handelt es sich um die Brennweite von Linse 1. Unter Vernachlässigung von Verlusten gelangt diese Lichtintensität E_0 in Form von parallelisiertem Licht auf das Schlierenobjekt und Linse 2, sodass das Schlierenbild eine um den Vergrößerungsfaktor m korrigierte Lichtintensität E_0 aufweist, wenn keine Schlierenkante in den Strahlengang eingebracht wird. Der Vergrößerungsfaktor beschreibt das Verhältnis der Bildgröße im Vergleich zur eigentlichen Größe des Schlierenobjektes [20].

$$E_0 = \frac{L \cdot b_{\text{SB}} \cdot h_{\text{SB}}}{m^2 \cdot f_1^2} \quad (2.50)$$

Wird eine Schlierenkante in den Fokus des optischen Aufbaus hinter Linse 2 eingebracht, verringert sich die Höhe h_{SB} auf die Resthöhe a , die nicht durch die Schlierenkante bedeckt wird (vgl. auch Abbildung 2.18). Wird h_{SB} durch $(f_1/f_2) \cdot a$ ersetzt, ergibt sich die Grundhelligkeit des Schlierenbildes E_S folglich aus dem Zusammenhang in Gleichung 2.51 [20].

$$E_S = \frac{L \cdot b_{\text{SB}} \cdot a}{m^2 \cdot f_1 \cdot f_2} \quad (2.51)$$

Mit f_2 wird hierbei die Brennweite von Linse 2 bezeichnet. Im Verhältnis zu dieser Grundhelligkeit werden die Schlieren entweder dunkler oder heller abgebildet. Im nächsten Schritt wird ein Schlierenobjekt zwischen beiden Linsen eingebracht, wodurch einige Lichtstrahlen im Winkel ε von ihrem ursprünglichen Strahlweg abgelenkt werden. In dem in Abbildung 2.17 vorliegenden System ist die y-Komponente des Ablenkungswinkels ε_y von der Strahlablenkung durch das Schlierenobjekt betroffen. Hieraus resultiert ein Strahlversatz Δa in der Kantenebene (vgl. auch Abbildung 2.18), sodass für Gleichung 2.51 der folgende Zusammenhang erhalten wird, wenn a durch Δa substituiert wird [20].

$$\Delta E_S = \frac{L \cdot b_{SB} \cdot \varepsilon_y}{m^2 \cdot f_1} \text{ mit } \Delta a = \varepsilon_y \cdot f_2 \quad (2.52)$$

Gleichung 2.52 beschreibt die Helligkeitszunahme in einem spezifischen Bildpunkt ΔE_S aufgrund der Strahlablenkung ε_y durch das Schlierenobjekt. Der Kontrast C eines Schlierenbildes setzt sich aus dem Verhältnis der Helligkeitsänderung ΔE_S in einem Bildpunkt und der Grundhelligkeit des Schlierenbildes E_S zusammen [20].

$$C \equiv \frac{\Delta E_S}{E_S} = \frac{f_2 \cdot \varepsilon_y}{a} \quad (2.53)$$

Der Bildkontrast beschreibt das Ausgangssignal eines Schlierensystems. Bei dem Eingangssignal handelt es sich um unregelmäßige Strahlablenkungen ε_y , die aus dem Gradienten im Brechungsindex im Schlierenobjekt resultieren, in einem ansonsten regelmäßigen Lichtstrahl. Bei der Sensitivität eines Messsystems handelt es sich im Allgemeinen um die Änderung des Ausgangssignals in Abhängigkeit des Eingangssignals. Somit kann die Sensitivität S eines Schlierenbildes als die Änderung des Bildkontrastes mit dem Ablenkwinkel beschrieben werden [20].

$$S = \frac{dC}{d\varepsilon_y} = \frac{f_2}{a} \quad (2.54)$$

Aus Gleichung 2.54 geht hervor, dass die Sensitivität mit der Brennweite von Linse 2 steigt. Des Weiteren begünstigen eine geringe Resthöhe a und somit ein dunkles Hintergrundbild eine Zunahme der Sensitivität. Außerdem geht aus dieser Betrachtung hervor, dass es für den Kontrast und somit die Sensitivität eines Schlierenbildes unerheblich ist, an welcher Stelle zwischen den beiden Linsen 1 und 2 sich das Schlierenobjekt befindet, wenn ein paralleler Strahlengang vorliegt [20].

Sensitivitätslimit Um abschätzen zu können, wie hoch die Sensitivität eines Schlierensystems ist, wird angenommen, dass ein minimaler Kontrast C von 5 % in einem Schlierensystem noch aufgelöst werden kann. Werden Gleichungen 2.45 und 2.53 miteinander kombiniert, kann anhand der geometrischen Optik der minimal detektierbare Gradient im Brechungsindex abgeleitet werden [20].

$$\left. \frac{\partial n}{\partial x} \right|_{\min} = 0.05 \cdot \frac{n_0}{L_S} \frac{a}{f_2} \quad (2.55)$$

Aus Gleichung 2.55 geht hervor, dass der minimal detektierbare Gradient vom Medium, der Ausdehnung der Schliere sowie dem Schlierenaufbau selbst abhängig ist. Wenn das Schlierenobjekt entlang der optischen z-Achse ausgedehnt ist, können Schlieren am einfachsten beobachtet werden [20].

2.5.6 Entwicklung und Anwendung der Schlierenmethode

Die Entwicklung der Schlierenmethode begann bereits im 17. Jahrhundert durch Robert Hooke und basierte auf der Visualisierung einer Kerzenflamme mit dem menschlichen Auge. Allerdings geriet diese Technik wieder in Vergessenheit, da zu dieser Zeit noch kein breites Interesse an der Visualisierung von optischen Flussfeldern bestand. Im 19. Jahrhundert wurde die Schlierenmethode durch August Toepler wieder zum Leben erweckt und gleichzeitig für die beobachteten optischen Inhomogenitäten der Name *Schliere* eingeführt. Mit diesem Begriff wurden zur damaligen Zeit optische Inhomogenitäten in Glas in Deutschland beschrieben. Toepler war der Erste, der einen praktischen Aufbau bestehend aus einer Schlierenkante mit variablem *cutoff*, einer Laterne als Lichtquelle sowie einem Teleskop zur Beobachtung des Schlierenbildes entwickelte und damit bereits erfolgreich Flammen, elektrische Funken sowie Schockwellen untersuchte. Toepler konnte auch herausfinden, dass Temperaturunterschiede, die kleiner als 1 °C sind, mit seinem Aufbau untersucht werden können, sodass bereits früh die hohe Sensitivität dieser Untersuchungsmethode erkannt wurde. Zu dieser Zeit waren die fotografischen Methoden allerdings noch nicht schnell genug, um die Schlierenbilder aufnehmen zu können, sodass Toepler seine Schlierenbilder mit der Hand zeichnete. Das Interesse der Visualisierung von Schockwellen mithilfe der Schlierenmethode ist bis zur heutigen Zeit ungebrochen und die Forschung auf diesem Gebiet wurde zur damaligen Zeit durch Ernst Mach vorangetrieben, der erstmalig die Schockwellen eines Projektils, das sich mit Überschallgeschwindigkeit fortbewegt, mithilfe von Schlierenbildern visualisieren konnte. Zu dieser Zeit war die Entwicklung der Fotografie bereits fortgeschritten genug, um Bilder aufnehmen zu können (Abbildung 2.19 a), entnommen aus [78]). Eine kontinuierliche Weiterentwicklung der Schlierenmethode im 20. Jahrhundert erfolgte durch Hubert Schardin, der sich vor allem für Farbschlierenaufnahmen begeisterte und ein führender Wissenschaftler auf dem Gebiet der Ballistik war. Ein weiterer Pionier der Schlierenforschung aus dem 20. Jahrhundert ist Felix J. Weinberg, ein führender Wissenschaftler auf dem Gebiet der Verbrennungsforschung.

Auch in der heutigen Zeit ist das Interesse an Schlierenuntersuchungen ungebrochen und diese Methode findet in zahlreichen Anwendungen Einsatz (Abbildung 2.19). In der Materialverarbeitung kann die Schlierentechnik dazu genutzt werden, das Schneiden einer Stahlplatte mithilfe eines Plasmabrenners eindrucksvoll zu visualisieren (Abbildung 2.19 b), entnommen aus [79]). Raimund Noske konnte im Rahmen seiner Dissertation unter Verwendung von Farbfiltern oszillierende Methan-Luft-Flamen mithilfe von Schlierenuntersuchungen optisch charakterisieren (Abbildung 2.19 c), entnommen aus [77]). Darüber hinaus macht sich sogar die medizinische Forschung die Schlieren-

technik zunutze, um zum Beispiel die Übertragung von Krankheitserregern durch die Atemluft sowie Husten zu untersuchen (Abbildung 2.19 d), entnommen aus [80]). Zum einen kann gezeigt werden, dass es sich bei Husten um eine turbulente Strömung handelt (Abbildung 2.19 d) links) und weiterhin wird der Effekt untersucht, wie sich die Ausbreitung der Strömung der Atemluft verhält, wenn der Proband einen Mundschutz trägt (Abbildung 2.19 d) rechts). Darüber hinaus nutzt die NASA die Schlierenfotografie, um die Schockwellen, die durch Flugzeuge, die mit Überschallgeschwindigkeit fliegen, zu visualisieren und zu analysieren (Abbildung 2.19 e), entnommen aus [23]).

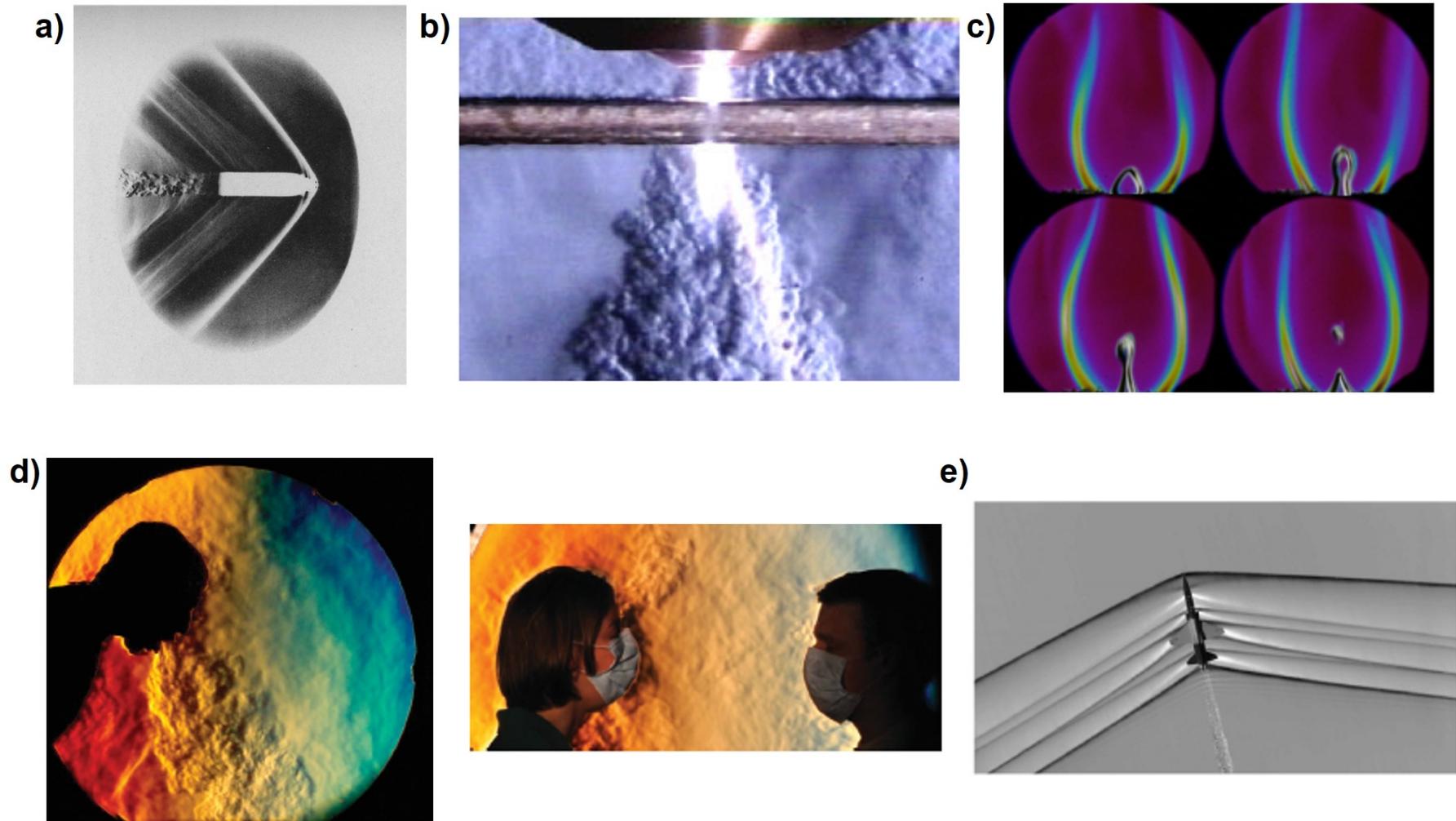


Abbildung 2.19: Anwendungsbeispiele der Schlierenfotografie. **a)** Schockwellen eines Projektils, das sich mit Überschallgeschwindigkeit fortbewegt (entnommen aus [78]). **b)** Schneiden einer Stahlplatte mit einem Plasmabrenner (entnommen aus [79]). **c)** Farbschlierenbilder oszillierender Methan-Luft-Flammen (entnommen aus [77]). **d)** Untersuchung der Übertragung von Krankheitserregern über die Atemluft und Husten (entnommen aus [80]). **e)** Schockwellen eines Überschallflugzeugs (entnommen aus [23]).

2.5.7 Aufnahme von Schlierenbildern mittels einer gepulsten RGB-Leuchtdiode

In der vorliegenden Arbeit wird eine gepulste RGB-LED als Lichtquelle im Schlierenaufbau verwendet (Details siehe Kapitel 5). Die drei von der RGB-LED ausgesendeten Farbpulse (rot-grün-blau) liegen innerhalb der gewählten Belichtungszeit, sodass sie in einem einzigen Schlierenbild detektiert werden und somit die Fortbewegung innerhalb des Schlierenobjektes beobachtet wird. Durch eine anschließende Zerlegung des erhaltenen Bildes in die drei RGB-Farbkanäle kann die Geschwindigkeit der Schlierenfortbewegung zwischen den einzelnen Lichtpulsen extrahiert werden. Hierbei wird im Rahmen der vorliegenden Arbeit die Annahme getroffen, dass sich die einzelnen Schlieren als unveränderliche Objekte einheitlich fortbewegen. In Abbildung 2.20 ist dieses Vorgehen schematisch verdeutlicht.

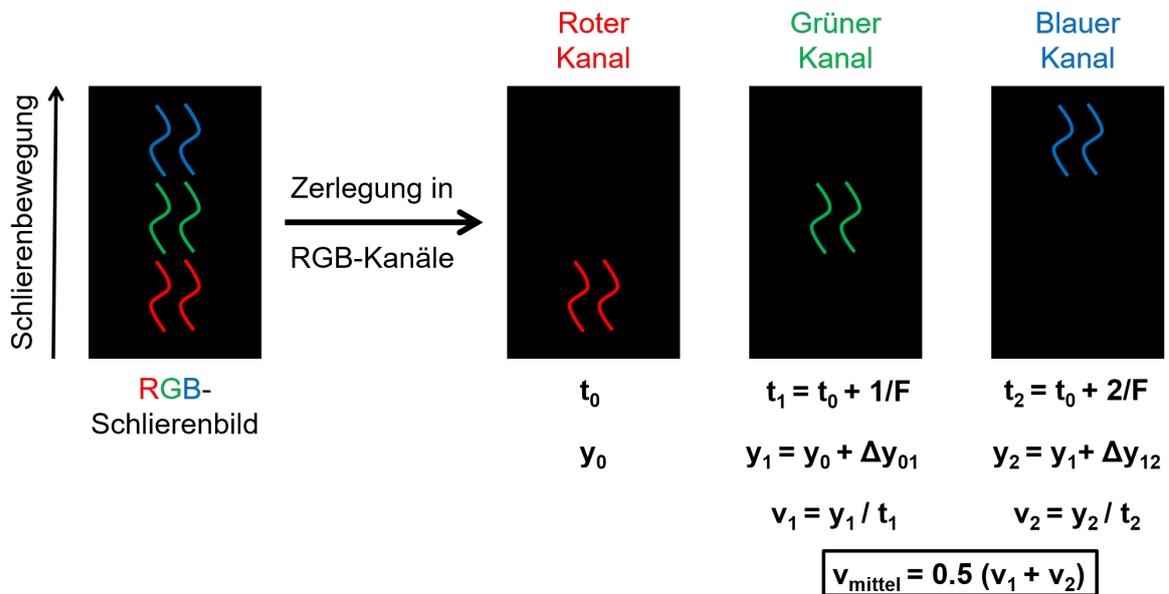


Abbildung 2.20: Schematische Darstellung des Vorgehens bei der Auswertung von Schlierenbildern, die mit einer gepulsten RGB-LED als Lichtquelle aufgenommen werden. Das erhaltene RGB-Schlierenbild wird zunächst in die drei Farbkanäle zerlegt. Der rote Kanal dient der Definition der Position der Schliere y_0 zum Zeitpunkt t_0 . Anhand der Informationen y_1 und t_1 kann die Geschwindigkeit der Fortbewegung der Schliere v_1 berechnet werden. Analog erfolgt dies mit den Informationen aus dem blauen Kanal. Die mittlere Geschwindigkeit v_{mittel} ergibt sich durch Mittelung über die beiden Geschwindigkeiten v_1 und v_2 . Bei F handelt es sich um die eingestellte Pulsfrequenz der LED und der Kehrwert der Frequenz $1/F$ beschreibt die Periodendauer (Abstand zwischen den Pulsen).

Der rote Kanal des RGB-Bildes liefert die Informationen über den Aufenthalt der beobachteten Schliere y_0 zum Zeitpunkt t_0 . Im grünen Kanal hat sich die Schliere während der Periodendauer (Kehrwert der Pulsfrequenz $1/F$ der RGB-LED) um die Strecke Δy_{01} fortbewegt und befindet sich nun an der Position y_1 . Im blauen Kanal wird analog die Fortbewegung der Schliere im Verhältnis zum grünen Kanal betrachtet. Da in der Regel alle drei Farben der RGB-LED mit identischer Frequenz F gepulst werden, wird zur Berechnung der Zeit t_2 die zweifache Periodendauer (also $2/F$) verwendet. Die mittlere Geschwindigkeit v_{mittel} der Fortbewegung der betrachteten Schliere wird über Mittelung der beiden erhaltenen Geschwindigkeiten v_1 und v_2 berechnet. Werden viele einzelnen Punkte der beobachteten Schliere hinsichtlich ihrer Geschwindigkeit analysiert, ist es möglich, detaillierte Geschwindigkeitsfelder zu erhalten.

Der Vorteil der Verwendung einer gepulsten RGB-LED besteht darin, dass diese LEDs mit Pulsfrequenzen im MHz-Bereich betrieben werden können [81–83], da sie Halbwertsbreiten von bis zu weniger als 1 ns aufweisen [84]. Dies liegt darin begründet, dass die spontanen Lebenszeiten von Ladungsträgern in direkten Halbleitern im Bereich von 1–100 ns liegen [37]. Ein weiterer Vorteil in der Verwendung von LEDs liegt darin, dass sie sowohl in der Anschaffung als auch in der Unterhaltung sehr kostengünstig sind [84]. Somit sind hohe Zeitaufösungen möglich, selbst wenn lediglich eine Kamera mit geringer Bildrate zur Aufnahme der Schlierenbilder zur Verfügung steht. Die zugängliche Zeitauflösung wird im vorliegenden System lediglich durch die Pulsfrequenz der RGB-LED und nicht durch die Bildrate der Kamera limitiert, sodass eine starke Reduktion der apparativen Kosten im Vergleich zu konventionellen Aufbauten mit Hochgeschwindigkeitskameras ermöglicht wird. Darüber hinaus wird der Nachteil der schlechten Ortsauflösung vieler Hochgeschwindigkeitskameras umgangen [38]. Somit handelt es sich bei der Verwendung einer gepulsten RGB-LED als Lichtquelle im Schlierenexperiment um einen vielversprechenden Ansatz zur Untersuchung instationärer und turbulenter Verbrennungsprozesse mit hoher Zeitauflösung bei gleichzeitig geringen Kosten sowie niedrigem apparativem Aufwand. Des Weiteren sollte es möglich sein, mit dieser Methode das Einströmverhalten in Brennkammern und Reaktoren zu untersuchen. Weise et al. [42] gelang es mithilfe von RGB-Schattenfotografie das Einströmverhalten einer Flüssigkeit in einen Sprayflammenreaktor zur Synthese von Titandioxidpartikeln zu visualisieren. Sie waren in der Lage, die Größenverteilung sowie die mittlere Geschwindigkeit der durch die Versprühung entstehenden Tropfen zu ermitteln [42].

3 Grundlagen der Bildanalyse

In diesem Kapitel werden die Grundlagen der digitalen Bildverarbeitung eingeführt und die Operationen der digitalen Bildverarbeitung, die für die RGB-Schlierenfotografie in dieser Arbeit von Bedeutung sind, näher betrachtet. Anschließend folgt eine Einführung in die Theorie des optischen Flusses, wobei der Fokus der Berechnung des optischen Flusses auf den Gradienten-basierten Methoden von Horn und Schunck [85] sowie Lucas und Kanade [86] liegt. Abschließend wird das Vorgehen zur Berechnung von Geschwindigkeitsfeldern ausgehend vom Vektor des optischen Flusses kurz beschrieben.

3.1 Digitale Bildverarbeitung

Bei der digitalen Bildverarbeitung handelt es sich im Allgemeinen um eine Aufbereitung von Bildern, um deren Qualität zu verbessern sowie um spezielle Effekte einzufügen und die Farbgestaltung zu modifizieren. Die digitale Bildverarbeitung lässt sich in die vier folgenden Kategorien unterteilen [87]:

- **Bildbearbeitung:** Verbesserung, Aufbereitung und Vorverarbeitung von Bildern mithilfe von Filtern, Punktoperationen und arithmetischen sowie logischen Bildoperationen (vgl. auch Abschnitt 3.2)
- **Bildtransformation:** Fouriertransformation zur Überführung vom Ortsraum in den Ortsfrequenzraum bei unverändertem Informationsgehalt
- **Bildauswertung:** Informationsgewinn hinsichtlich einer bestimmten Aufgabenstellung mithilfe von Kennlinien und Histogrammen
- **Bildkompression:** Verkleinerung der Datenmenge eines Bildes durch Entfernung redundanter Informationen

Der enorme technische Fortschritt in der Computerentwicklung in den letzten Jahren führt dazu, dass Wissenschaftler aller Disziplinen komplexe Phänomene, die zuvor mit konventionellen Messtechniken nicht zugänglich waren, mithilfe der digitalen Bildverarbeitung untersuchen können. Ein wichtiger Forschungsbereich ist hierbei die

Untersuchung und Analyse dynamischer Prozesse anhand von Bildsequenzen. Hierbei ist zum Beispiel die Beobachtung der Bewegung von Objekten von besonderer Bedeutung, wobei häufig die Herausforderung besteht, dass die Bilder verrauscht sind, da die Aufnahmebedingungen nah an den technischen Grenzen des Kamerasystems liegen [88].

3.2 Bildverarbeitung in der Schlierenfotografie

Die wichtigsten verwendeten Hilfsmittel der digitalen Bildverarbeitung, die bei der Schlierenfotografie zum Einsatz kommen, sind die Kantendetektion, Schwellwertverfahren, Binarisierung, Glättung und Schärfung. Die Anwendung dieser Prozesse dient als Vorbereitung zur anschließenden quantitativen Bildanalyse mit dem Ziel der Identifikation von Geschwindigkeiten, Intensitäten und Merkmalen [20].

Bei der digitalen Bildverarbeitung in der Schlierenfotografie steht die Sensitivitätserhöhung im Vordergrund, sodass zunächst lediglich die Strategien zur Bildverarbeitung betrachtet werden, die zu einer Verbesserung des Bildkontrastes führen. Bei der Betrachtung des Bildkontrastes geht es um die vorhandenen Grauwerte und wie diese im Bild genutzt werden. Typische Schlierenbilder mit einer 8-bit Auflösung weisen 256 Graustufen zwischen schwarz und weiß auf. Die Manipulation von Grauwerten kann genutzt werden, um ein Bild mit niedrigem Kontrast zu verbessern, oder um bestimmte Merkmale eines Bildes zulasten anderer hervorzuheben. Zur Verbesserung der Qualität von Schlierenbildern haben sich die lineare Kontrastverstärkung, der Histogrammausgleich sowie die Unschärfmaskierung bewährt. Welche der drei eben erwähnten Methoden zur Kontrasterhöhung geeignet ist, hängt von den vorliegenden Bildern ab. In einigen Fällen erweist sich zum Beispiel auch eine Kombination von einer linearen Kontrastverstärkung mit einer Unschärfmaskierung als nützlich und führt zu einer Erhöhung der effektiven Sensitivität von Schlierenbildern [20]. Wird dieses Vorgehen noch mit dem sogenannten *Clipping* (Abschneiden informationsarmer Bildbereiche [87]) kombiniert, können noch bessere Ergebnisse erzielt werden [20].

Eine weitere Verbesserung des Kontrastes wird erreicht, indem ein Hintergrundbild ohne Schlierenobjekt aufgenommen wird. Hierbei wird eine Unschärfmaskierung durchgeführt, das Hintergrundbild abgezogen und anschließend erfolgt eine Kontrasterhöhung. Um wichtige Details, wie zum Beispiel das Aussehen einer verwendeten Düse, wieder in das Bild integrieren zu können, kann nach Abschluss der Bildverarbeitung wieder das Hintergrundbild addiert werden [20].

Da in der vorliegenden Arbeit RGB-Schlierenbilder aufgenommen werden, liegen bei der Bildauswertung nach der Zerlegung in die RGB-Kanäle drei Einzelbilder pro RGB-

Schlierenbild vor. Diese Einzelbilder weisen zum Beispiel unterschiedliche Helligkeiten aufgrund einer unterschiedlichen Anzahl emittierter Photonen der LEDs sowie unterschiedlicher spektraler Sensitivität der Kamerasensoren auf. Die digitale Bildverarbeitung erweist sich hierbei als nützlich, um die Qualität der drei Einzelbilder zum Beispiel hinsichtlich der Beleuchtung oder des Kontrastes vor der Weiterverarbeitung zu vereinheitlichen. Dadurch sollte die Ermittlung von Geschwindigkeiten aus den RGB-Schlierenbildern erleichtert werden. Im Folgenden werden verschiedene Operationen der digitalen Bildverarbeitung vorgestellt. Welche dieser Operationen bzw. Kombinationen dieser Operationen für die Auswertung der in dieser Arbeit erhaltenen RGB-Schlierenbilder nützlich sein werden, wird in Kapitel 8 anhand von Beispielbildern ausführlich diskutiert.

3.2.1 Das Grauerthistogramm

Das Grauerthistogramm stellt die Häufigkeitsverteilung der Grauwerte eines Bildes dar, da für jeden möglichen Grauwert die Anzahl der Pixel, die diesen Grauwert aufweisen, aufgetragen ist. Liegen Bilder mit mehreren Farbkanälen wie zum Beispiel bei einem RGB-Schlierenbild vor, so wird für jeden Farbkanal ein eigenes Histogramm erstellt. Der Nachteil bei dieser Darstellung ist, dass die Ortsinformation der einzelnen Pixel verloren geht. Allerdings kann anhand dieses Histogramms eine Aussage über die Beleuchtungsqualität der Bilder getroffen werden. Liegt ein unterbelichtetes Bild vor, wird das Histogramm von niedrigen Grauwerten dominiert. Auffällig ist hierbei eine Häufung von Pixeln, die einen Grauwert von 0 aufweisen. Eine gegenteilige Verteilung liegt hingegen vor, wenn das Bild überbelichtet ist. Das Histogramm ist zu höheren Grauwerten verschoben und es gibt ein starkes Auftreten des höchsten Grauwerts. Darüber hinaus ermöglicht ein Grauerthistogramm die Beurteilung der Dynamik und des Kontrastes des vorliegenden Bildes. Weist ein Bild eine hohe Dynamik auf, so sind nahezu alle verfügbaren Grauwerte im Histogramm enthalten, während Bilder mit geringer Dynamik lediglich wenige der zur Verfügung stehenden Grauwerte enthalten. Bilder mit geringer Dynamik weisen zudem einen geringen Kontrast auf, da die Grauwerte des Hintergrundes und des Untersuchungsobjektes in diesem Fall sehr nah beieinander liegen. Im Gegensatz dazu weisen Bilder mit guter Dynamik in der Regel einen guten Kontrast auf, da idealerweise alle Grauwerte eine identische Häufigkeit aufweisen [87].

3.2.2 Grauwertprofile zur Beurteilung der Fokussierung

Bei Grauwertprofilen handelt es sich um die Grauwerte bzw. um die Grauwertsumme als Funktion des Ortes. Bei Linienprofilen werden die Grauwerte entlang einer Zeile oder Spalte des Bildes in Abhängigkeit der Ortskoordinate analysiert. Mithilfe dieser Linienprofile ist es möglich, eine Aussage darüber zu treffen, wie gut ein Bild fokussiert ist. Je besser ein Bild fokussiert ist, desto größer sind die Unterschiede zwischen den Grauwerten des Untersuchungsobjektes und des Hintergrundes. Dadurch verlaufen die Objektkanten im Linienprofil deutlich steiler als im Falle von schlecht fokussierten Bildern. In der Praxis wird zur Beurteilung der Qualität der Fokussierung häufig die Ableitung des Linienprofils gebildet und die resultierende Steigung verglichen. Je größer die Steigung ist, desto besser ist die Fokussierung im Bild [87].

3.2.3 Histogrammausgleich

Der Ziel des Histogrammausgleichs ist es, für verschiedene Bilder eine annähernde Gleichverteilung der Intensität zu erhalten [89]. Dazu findet eine Verschiebung im Grauwert-Histogramm statt, sodass die gleiche Anzahl an Pixeln die zur Verfügung stehenden Grauwerte vollständig abdeckt [90]. Außerdem sollen die Grauwerte hierbei gleichmäßig auf den gesamten Grauwertbereich verteilt werden, sodass alle Grauwerte mit nahezu gleicher Häufigkeit vorliegen. Damit dieses Ziel erreicht werden kann, muss der Bereich mit großen Häufigkeiten der Grauwerte gedehnt werden, während im Bereich mit niedrigen Grauwerten eine Stauchung erfolgen muss [87]. Hierbei ist allerdings zu beachten, dass in der Realität in der Regel lediglich annähernd gleichverteilte Histogramme erhalten werden. Der Histogrammausgleich weist den Nachteil auf, dass es zu einem Verlust an Bilddynamik durch das Verschmelzen von Histogrammlinien kommen kann [89]. Der Vorteil des Histogrammausgleichs besteht darin, dass Details in Bereichen mit einem Helligkeitsgradienten sichtbar werden. Außerdem ist es möglich, kleinere Unterschiede in Bereichen des Bildes zu sehen, die nahezu einheitlich im Ausgangsbild erschienen [90].

Der Histogrammausgleich muss nicht zwangsläufig auf das vollständige Bild angewendet werden. In vielen Situationen ist es von Vorteil, wenn dieser Schritt der Bildverarbeitung lediglich auf einen Bereich des untersuchten Bildes angewendet wird. Dies gilt, wenn das Bild mehrere große Bereiche mit Strukturen unterschiedlicher Art aufweist und diese Bereiche im Allgemeinen deutlich heller oder dunkler sind als der Rest des Bildes. Der Histogrammausgleich in selektierten Bereichen des Bildes führt zu einer deutlichen Erhöhung der Sichtbarkeit lokaler Details. Allerdings wird auch der Zusammenhang zwischen Helligkeit und bestimmten Strukturen beeinflusst. Im Allgemeinen

sollten die Pixel, die die Strukturen eines gleichen Typs darstellen, auch ähnliche Grauwerte im Histogramm aufweisen, unabhängig davon, wo sie sich im Bild befinden, sodass eine schnelle und leichte Identifikation sowie Klassifikation dieser Strukturen möglich ist. Diese Tatsache sollte bei der Entscheidung, ob die Anwendung eines lokalen Histogrammausgleichs sinnvoll ist, berücksichtigt werden [90].

3.2.4 Lineare Kontrastverstärkung

Auch wenn ein Bild kein Rauschen aufweist, ist es möglich, dass das Bild zu wenig Kontrast aufweist, um die untersuchten Objekte sichtbar darzustellen. Dies ist der Fall, wenn der ausgenutzte Helligkeitsbereich des Bildes sehr schmal ist und deutlich unterhalb des zugänglichen Dynamikbereichs des verwendeten Bildformats liegt. Durch lineare Kontrastverstärkung kann der Kontrast solcher Bilder erhöht werden, indem die Grauwerte der Pixel so verteilt werden, dass sie den vollständigen im Histogramm zur Verfügung stehenden Bereich abdecken. Hierzu werden die hellsten Pixel im Originalbild dem Wert weiß zugeordnet, während die dunkelsten Pixel den Wert schwarz erhalten. Alle dazwischenliegenden Grauwerte der übrigen Pixel werden neuen Grauwerten zugeordnet, indem eine lineare Interpolation zwischen den Werten weiß und schwarz erfolgt. Daraus folgt, dass alle Pixel im neuen Bild die gleiche relative Graustufe im Verhältnis zum Originalbild aufweisen. Es hat sich lediglich der absolute Grauwert der einzelnen Pixel geändert [90].

3.2.5 Glättung

Zur Glättung eines Ursprungsbildes können Tiefpassfilter verwendet werden. Sie dienen zur Entfernung von Rauschen sowie Grauwertkanten und -spitzen, sodass lediglich die niederfrequenten Anteile des Bildes verbleiben. Niederfrequente Anteile sind die Bildanteile, die nach einer Fouriertransformation des Bildes in den niedrigen Ortsfrequenzen zu finden sind und in denen lediglich eine geringe Variation der Grauwerte vorliegt. Als typische Tiefpassfilter werden der Mittelwertfilter und der Gaußfilter verwendet. Der Mittelwertfilter dient zur Glättung der Grauwerte eines Bildes und basiert auf der Berechnung des Mittelwertes einer definierten Umgebung eines bestimmten Bildpunktes, wobei die Umgebung in der Regel aus Gründen der Symmetrie eine quadratische Form aufweist. Je mehr Pixel sich in der betrachteten Umgebung befinden, desto ausgeprägter ist der Effekt der Glättung. Durch Modifikation des Mittelwertfilters wird der Gaußfilter erhalten, der in der Regel eine bessere Glättung im Vergleich zum Mittelwertfilter ermöglicht und somit bevorzugt verwendet werden sollte [87].

3.2.6 Schärfung

Um Details eines Bildes durch einen subjektiven Schärfungseffekt deutlicher hervorzuheben, erfolgt in der Regel eine übersteigerte Darstellung der Kanten im Bild [89]. Für die Schärfung werden durch die Rechenoperation benachbarte Pixel miteinander verglichen. An Stellen, an denen benachbarte Pixel eine bestimmte unterschiedliche Helligkeit aufweisen, erfolgt eine Kontrasterhöhung durch den Schärfefilter. Es gibt unterschiedliche Methoden zur Schärfung von Bildern, wobei am häufigsten die sogenannte Unschärfmaskierung zum Einsatz kommt [70].

Unschärfmaskierung Die Methode der Unschärfmaskierung wird verwendet, um Kanten zu schärfen und somit den lokalen Kontrast im Bild zu erhöhen [89, 90]. Hierbei erfolgt im ersten Schritt eine Subtraktion einer geglätteten Variante des Bildes vom Ursprungsbild, sodass eine sogenannte *Maske* mit geschärften Kantenstrukturen erzeugt wird. Diese Maske wird im nächsten Schritt wieder auf das Originalbild addiert und es wird eine Verschärfung der Kanten beobachtet. Bei der Addition wird die Maske mit einem Faktor gewichtet, der einen Einfluss auf die Stärke der Schärfung aufweist. Für die Glättung des Originalbildes zur Erzeugung der Maske werden in der Regel Gaußfilter verwendet (vergleiche auch Abschnitt 3.2.5) [89].

3.2.7 Schwellwertverfahren und Binarisierung

Bei Schwellwertverfahren kommt ein Schwellwert zum Einsatz, der zu einer Unterteilung der Bildwerte in zwei Klassen führt. Die eine Klasse beinhaltet alle Pixel, deren Intensität sich unterhalb des Schwellwerts befindet, während alle Pixel, deren Intensität größer oder gleich des Schwellwerts ist, in der zweiten Klasse zusammengefasst werden [89]. Dieses Verfahren dient zur Identifizierung und Auswahl von Merkmalen in einem Bild, indem zum Beispiel die eine Pixel-Klasse als Vordergrund und die anderen Klasse als Hintergrund des Bildes definiert wird [87]. Als Ergebnis wird ein binäres Grauwertbild erhalten [87, 89].

3.2.8 Kantendetektion

Kanten und Konturen entstehen in einem Bild durch lokale Veränderungen der Intensität sowie der Farbe. Ein Bild erscheint dem Betrachter *scharf*, wenn solche Strukturen besonders stark und deutlich ausgeprägt sind. In der digitalen Bildverarbeitung bezeichnet der Begriff *Kante* die Orte im Bild, an denen sich die Intensität in einem kleinen Bereich und entlang einer bestimmten Richtung extrem verändert [89]. Der

Prozess der Kantendetektion erfolgt anhand sogenannter Hochpassfilter, die auf einer Betonung von hochfrequenten Anteilen im Bild wie Kanten und Spitzen beruhen. Hochfrequente Anteile sind die Bildanteile, die nach einer Fouriertransformation des Bildes in den hohen Ortsfrequenzen zu finden sind. Das Prinzip dieser Filter beruht darauf, dass sie die erste oder zweite Ableitung der Bildfunktion in unterschiedlicher Richtung sowie mit unterschiedlicher Gewichtung bilden. Verwendet ein Filter die erste Ableitung, handelt es sich um einen sogenannten Gradientenfilter, während sich Laplace-Filter der zweiten Ableitung bedienen [87]. Als Beispiele für Gradientenfilter können die Filter basierend auf dem Roberts-, dem Prewitt- sowie dem Sobel-Operator genannt werden. Details zu ihrer Funktionsweise sind der Literatur [87] zu entnehmen. Bei Kantentfiltern, die die zweite Ableitung zur Ermittlung der Kante verwenden, wird die Position der Nulldurchgänge der zweiten Ableitung als Kantenposition genutzt. Zuvor muss allerdings eine Glättung anhand eines geeigneten Glättungsfilters durchgeführt werden, da die zweite Ableitung sehr empfindlich auf Bildrauschen reagiert. Der Filtertyp *Laplacian-of-Gaussian* (LoG-Operator) wendet zur Glättung vor der Kantendetektion einen Gaußfilter an [89]. Werden die Ergebnisse nach Anwendung des LoG-Operators auf ein Bild mit denen nach der Verwendung des Sobel- oder Prewitt-Operators verglichen, so ist auffällig, dass im Falle des LoG-Operators die Kanten besser lokalisiert werden können [89]. Welcher dieser hier beschriebenen Operatoren für die digitale Bildverarbeitung von RGB-Schlierenbildern am besten geeignet ist, wird in Kapitel 8 diskutiert.

3.3 Theorie des optischen Flusses

Mit dem Begriff des optischen Flusses wird das Geschwindigkeitsfeld, das durch Veränderungen im Bild hervorgerufen wird, bezeichnet [91]. Der optische Fluss kann durch die relative Bewegung von Objekten im Verhältnis zum Betrachter entstehen und somit Informationen über die räumliche Anordnung der Objekte sowie deren Fortbewegung liefern [85]. Als Grundlage zur Berechnung des optischen Flusses dienen in der Regel Sequenzen einzelner Bilder einer dynamischen Szene, die in einem kurzen zeitlichen Abstand hintereinander aufgenommen werden (Abbildung 3.1) [92]. Der Vektor des optischen Flusses wird in der Regel durch die Verfolgung der Veränderung des Helligkeitsmusters in zwei Bildern bestimmt und anschließend kann daraus das Geschwindigkeitsfeld berechnet werden [91].

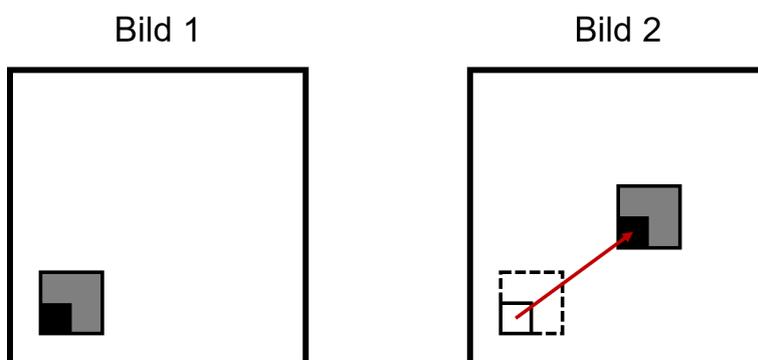


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Vektors des optischen Flusses. *Zur Bestimmung des Vektors des optischen Flusses (rot) wird die Fortbewegung des Helligkeitsmusters in zwei aufeinanderfolgenden Bildern betrachtet. Daraus kann anschließend die Geschwindigkeit der Fortbewegung des beobachteten Objektes berechnet werden (adaptiert nach [91]).*

3.3.1 Das Aperturproblem

Das Aperturproblem wird in Abbildung 3.2 schematisch dargestellt und liegt jeder Berechnung zur Bestimmung des optischen Flusses zugrunde.

Zunächst wird ein Balken, der sich durch eine Blende bewegt, betrachtet. Hierbei ist zu beachten, dass die Blende klein ist im Vergleich zu den Dimensionen des Balkens (Abbildung 3.2 a)). Im Folgenden wird die Bewegung des Balkens nach rechts (Abbildung 3.2 b)) sowie nach rechts unten (Abbildung 3.2 c)) betrachtet. Wird der Balken lediglich durch die Blende betrachtet, ist keine Unterscheidung zwischen den beschriebenen Situationen der Fortbewegung möglich. Weiterhin ist es nicht möglich, die reale Geschwindigkeit zu berechnen, indem eine kleine Umgebung des sich bewegenden Punktes betrachtet wird. Durch lokale Messungen kann lediglich die Geschwindigkeitskom-

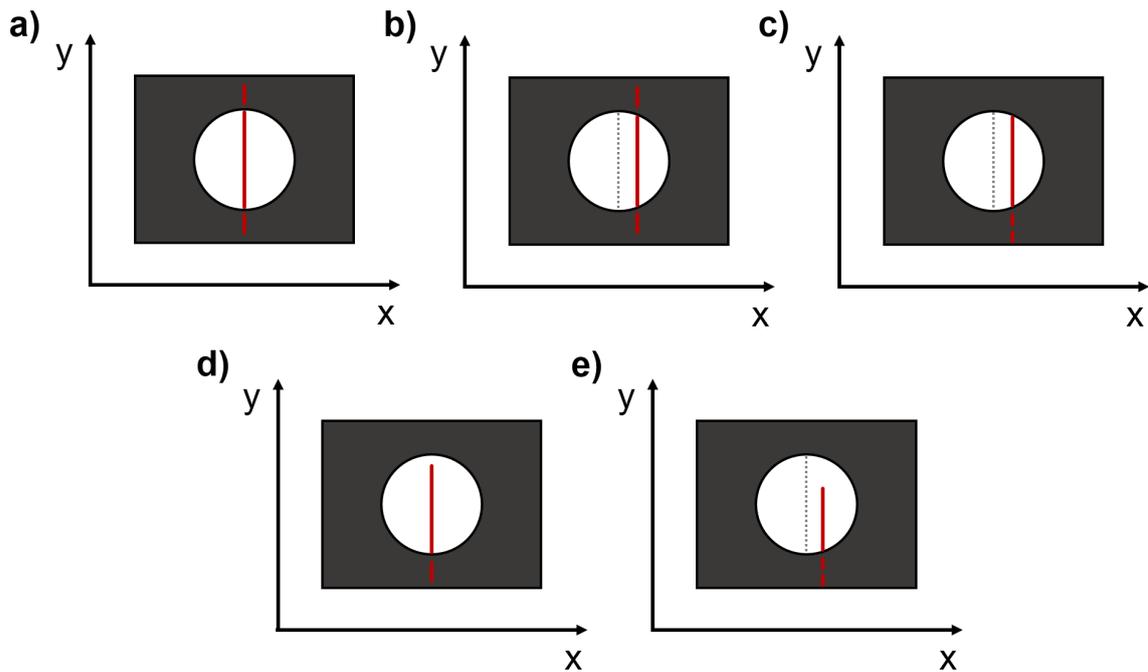


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des Aperturproblems bei der Berechnung des optischen Flusses. **a)** Durch die Öffnung einer Blende wird ein Balken betrachtet. Wenn die Endpunkte des Balkens durch die Blende verdeckt sind, kann nicht unterschieden werden, ob sich der Balken nach rechts (Fall **b**) oder nach rechts unten (Fall **c**) bewegt. Deswegen wird eine zusätzliche Randbedingung zur Berechnung des optischen Flusses benötigt. Wenn ein Endpunkt des Balkens in der Blende sichtbar ist (Fall **d**)), kann die Bewegungsrichtung eindeutig identifiziert (Fall **e**)) und der optische Fluss berechnet werden (adaptiert nach [92]).

ponente, die senkrecht zur beobachteten Kontour vorliegt, berechnet werden. Hierbei handelt es sich um die sogenannte normale Komponente oder normale Geschwindigkeit. Die normale Geschwindigkeit entspricht in dem hier betrachteten Fall der aus Abbildung 3.2 b) erhaltenen Geschwindigkeit. Wenn einer der Endpunkte des Balkens jedoch innerhalb der Blende sichtbar ist, ist es direkt möglich, die reale Geschwindigkeit zu berechnen, da die genaue Lage des Endpunktes zu zwei Zeitpunkten bekannt ist (Abbildung 3.2 d) und e)) [92].

Im Allgemeinen gilt, dass das Aperturproblem hauptsächlich in Bildbereichen, in denen Intensitätsgradienten mit starker Orientierung vorliegen, existiert. Dies ist zum Beispiel bei Kanten der Fall. Im Gegensatz dazu ist das Aperturproblem bei Bildern, die stark strukturierte Bereiche oder Ecken mit hoher Intensität aufweisen, nicht relevant [92].

Um das Aperturproblem zu umgehen, verwenden die gängigen Ansätze zur Berechnung des optischen Flusses zwei Randbedingungen. Die erste Randbedingung besteht aus der Erhaltung einer Bildeigenschaft, wie zum Beispiel der Bildintensität. Diese sogenannte Erhaltungsbedingung dient der Ermittlung von lokal verfügbaren Geschwindigkeitsin-

formationen aus der Bildsequenz. Zusätzlich zu dieser ersten Randbedingung in Form der Erhaltungsbedingung wird eine weitere Randbedingung benötigt, um den realen optischen Fluss ermitteln und somit das Aperturproblem umgehen zu können. Hierbei werden Einschränkungen durch benachbarte Pixel eingeführt, um die vollständige Geschwindigkeitskomponente bestimmen zu können [92].

3.3.2 Gradienten-basierter Ansatz

Gradienten-basierte Ansätze zur Berechnung des optischen Flusses gehen von der Annahme der Erhaltung der Bildhelligkeit aus [92]. Um die Bewegung des Helligkeitsmusters zu beobachten, wird die Bewegung von Punkten auf der Objektoberfläche verfolgt. Hierbei wird angenommen, dass das Untersuchungsobjekt flach und einheitlich beleuchtet ist, und dass sich die Reflektivität wenig ändert. Anschließend kann daraus die Geschwindigkeit der Untersuchungsobjekte anhand geometrischer Berechnungen bestimmt werden [85].

Im Folgenden soll eine Gleichung hergeleitet werden, die die Veränderung der Bildhelligkeit in einem Punkt mit der Bewegung des Helligkeitsmusters verknüpft. Wenn sich das Helligkeitsmuster bewegt, bleibt die Helligkeit eines bestimmten Punktes konstant, sodass die erste Ableitung der Bildhelligkeit E_B in dem Punkt (x, y) nach der Zeit t gleich 0 ist [85]:

$$\frac{dE_B}{dt} = 0 \quad (3.1)$$

Wenn das Helligkeitsmuster im Zeitintervall δt in x-Richtung die Distanz δx und in y-Richtung die Distanz δy zurücklegt, gilt folgender Zusammenhang [85]:

$$E_B(x, y, t) = E_B(x + \delta x, y + \delta y, t + \delta t) \quad (3.2)$$

Wird der rechte Teil von Gleichung 3.2 mit einer Taylor-Reihe angenähert und werden Terme zweiter sowie höherer Ordnung vernachlässigt, wird der folgenden Zusammenhang erhalten [85, 92]:

$$E_B(x, y, t) = E_B(x, y, t) + \delta x \frac{\partial E_B}{\partial x} + \delta y \frac{\partial E_B}{\partial y} + \delta t \frac{\partial E_B}{\partial t} \quad (3.3)$$

Eine abschließende Division durch δt führt zu Gleichung 3.4 [85, 92].

$$\frac{\delta x}{\delta t} \frac{\partial E_B}{\partial x} + \frac{\delta y}{\delta t} \frac{\partial E_B}{\partial y} + \frac{\partial E_B}{\partial t} = 0 \quad (3.4)$$

Unter der Annahme, dass $\delta t \rightarrow 0$ gilt, resultiert folgender Zusammenhang [85]:

$$\frac{\partial E_B}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial E_B}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial E_B}{\partial t} = 0 \quad (3.5)$$

Wird der lokale Geschwindigkeitsvektor durch die Komponenten u_g sowie v_g dargestellt, ergibt sich eine lineare Gleichung mit zwei Unbekannten (Gleichung 3.7) [85, 92].

$$u_g = \frac{dx}{dt} \quad \text{und} \quad v_g = \frac{dy}{dt} \quad (3.6)$$

$$E_{B,x} \cdot u_g + E_{B,y} \cdot v_g + E_{B,t} = 0 \quad (3.7)$$

In Gleichung 3.7 werden die partiellen Ableitungen von E_B nach den Variablen x , y und t mit $E_{B,x}$, $E_{B,y}$ sowie $E_{B,t}$ bezeichnet. Gleichung 3.7 ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Hierbei handelt es sich um die sogenannte Linie der Bewegungsbedingung. Weiterhin kann Gleichung 3.7 wie folgt umgeschrieben werden [85]:

$$(E_{B,x}, E_{B,y}) \cdot (u_g, v_g) = -E_{B,t} \quad (3.8)$$

Sowohl aus Gleichung 3.7 als auch aus Abbildung 3.3 ist ersichtlich, dass lediglich die normale Geschwindigkeit v_n ermittelt werden kann. Bei der normalen Geschwindigkeit handelt es sich um den senkrechten Abstand der Linie der Bewegungsbedingung vom Ursprung der Auftragung in Abbildung 3.3 [85, 92].

$$v_n = \frac{-E_{B,t}}{\sqrt{E_{B,x}^2 + E_{B,y}^2}} \quad (3.9)$$

Der Geschwindigkeitsvektor (u_g, v_g) kann ohne die Einführung weiterer Randbedingungen nicht bestimmt werden, da lediglich eine lineare Gleichung für zwei Unbekannte zur Verfügung steht. Hierbei handelt es sich um das in Abschnitt 3.3.1 beschriebene Aperturproblem [85, 92].

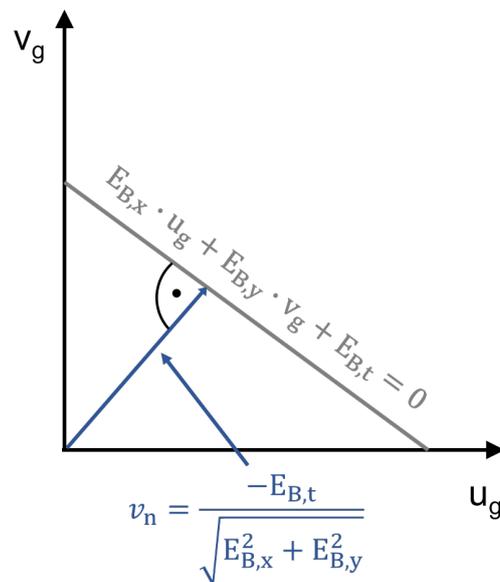


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung zur Berechnung der normalen Geschwindigkeit v_n gemäß dem Gradienten-basierten Ansatz zur Berechnung des optischen Flusses. Mit u_g und v_g werden die Komponenten des Geschwindigkeitsvektors in x - und y -Richtung bezeichnet. Bei $E_{B,x}$, $E_{B,y}$ sowie $E_{B,t}$ handelt es sich um die partiellen Ableitungen der Bildhelligkeit E_B nach den Raumrichtungen x und y sowie der Zeit t (adaptiert nach [85, 92]).

3.3.3 Methode nach Horn und Schunck

Die Methode nach Horn und Schunck [85] zur Berechnung des optischen Flusses verwendet einen Gradienten-basierten Ansatz, sodass die Erhaltung der Bildintensität im Vordergrund steht (Abschnitt 3.3.2). Als zusätzliche Randbedingung wird die Glattheit des optischen Flusses eingeführt. Wenn sich jeder Punkt des Helligkeitsmusters unabhängig von den anderen Punkten bewegen würde, gäbe es keine Möglichkeit die Geschwindigkeiten der Fortbewegung der Untersuchungsobjekte zu ermitteln. Die Bedingung der Glattheit geht davon aus, dass benachbarte Punkte in einem Objekt eine ähnliche Geschwindigkeit aufweisen, sodass sich das Geschwindigkeitsfeld des Helligkeitsmusters im Bild nahezu überall lediglich geringfügig ändert und somit als glatt angenommen werden kann. Um diese zusätzliche Randbedingung zu berücksichtigen und somit das Aperturproblem zu umgehen, kann das Quadrat der Stärke des Gradienten der Geschwindigkeit E_c^2 des optischen Flusses über den vollständigen Sichtbereich minimiert werden [85, 92].

$$E_c^2 = \left(\frac{\partial u_g}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_g}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_g}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_g}{\partial y} \right)^2 \quad (3.10)$$

Mit Gleichung 3.10 wird die Abweichung des Flusses von der Annahme der Glattheit beschrieben [85, 92]. Da die Minimierung über den vollständigen Sichtbereich erfolgt, handelt es sich um eine globale Methode zur Berechnung des optischen Flusses. Der Nachteil dieses Vorgehens besteht darin, dass es sehr anfällig gegenüber Rauschen ist. Allerdings werden mit diesem Vorgehen Flussfelder mit einer Dichte von 100 % erhalten [93]. Weitere Details bezüglich der Durchführung der exakten Berechnungen zur Bestimmung des optischen Flusses sind der Literatur [85] zu entnehmen.

Als weiterer Nachteil bei der Methode nach Horn und Schunck ist zu erwähnen, dass sie lediglich zwei aufeinanderfolgende Bilder verwenden. Außerdem werden die partiellen Ableitungen nur in einer Umgebung von $2 \times 2 \times 2$ Pixeln berechnet, sodass sich die Anwendung dieses Algorithmus auf reale Bilder als sehr schwierig erweisen wird. Darüber hinaus ist diese Methode lediglich anwendbar, wenn die Fortbewegung innerhalb der beiden Bilder klein ist im Vergleich zu der Skala, auf der sich die räumliche Variation der Intensität befindet [85, 92].

3.3.4 Methode nach Lucas und Kanade

Die Methode nach Lucas und Kanade [86] zur Berechnung des optischen Flusses verwendet ähnlich wie Horn und Schunck [85] einen Gradienten-basierten Ansatz und als zusätzliche Randbedingung die Glattheit des optischen Flusses. Während die Glattheit im Falle von Horn und Schunck als globale Randbedingung verwendet wird, nutzen sie Lucas und Kanade als lokale Randbedingung. Lokale Methoden zur Berechnung des optischen Flusses liefern keine dichten Flussfelder, allerdings sind sie deutlich weniger anfällig gegenüber Rauschen [93].

Die Methode von Lucas und Kanade basiert auf der Annahme, dass kleine Bereiche im Bild zu dem gleichen Objekt gehören und somit eine ähnliche Fortbewegung aufweisen. Dazu wird das Bild in $N \times N$ -große Fenster eingeteilt, wobei es sich bei N um die Pixelanzahl handelt. Jedes dieser Fenster weist eine Größe von $w = N^2$ Pixeln auf. Basierend auf diesen Annahmen wird ein überbestimmtes System mit w Gleichungen und zwei Variablen für den Zusammenhang in Gleichung 3.7 erhalten [91].

$$E_{B, x1} \cdot u_g + E_{B, y1} \cdot v_g + E_{B, t1} = 0 \quad (3.11)$$

$$E_{B, x2} \cdot u_g + E_{B, y2} \cdot v_g + E_{B, t2} = 0 \quad (3.12)$$

$$\vdots$$

$$E_{B, xw} \cdot u_g + E_{B, yw} \cdot v_g + E_{B, tw} = 0 \quad (3.13)$$

Der Vektor des optischen Flusses wird durch Anwendung des LMS-Algorithmus (Least-Mean-Square-Algorithmus) auf Gleichung 3.11 bis 3.13 erhalten. Pro $N \times N$ -Fenster wird ein Vektor des optischen Flusses erhalten, der wiederum die Fortbewegung jedes einzelnen Pixels in diesem Fenster beschreibt. Weitere Details zur Berechnung des optischen Flusses nach der Methode von Lucas und Kanade sind der Literatur [86] zu entnehmen.

3.3.5 Farbinformationen als Randbedingung

Als notwendige zweite Randbedingung zur Umgehung des Aperturproblems kann die Farbinformation eines Bildes verwendet werden. Dieses Vorgehen führt häufig zu einer Verbesserung der Berechnung des optischen Flusses [91]. Liegen monochrome Bilder (S/W-Bilder) vor, so weist jedes Pixel lediglich die Information über die Helligkeit am jeweiligen Punkt auf. Da sich ein Farbbild aus drei Farbkanälen zusammensetzt, werden pro Pixel drei Intensitätsinformationen erhalten. Daraus folgt, dass jedes Farbbild durch Zerlegung in die drei Farbkanäle als drei monochrome Bilder angesehen werden kann. Anhand dieser monochromen Bilder kann eine Bestimmung des optischen Flusses anhand der Verfolgung des Helligkeitsmusters erfolgen [94]. Analog zu dem überbestimmten System in den Gleichung 3.11 bis 3.13 kann für ein RGB-Bild ein Gleichungssystem mit drei Gleichungen und zwei Unbekannten aufgestellt werden, sodass das Aperturproblem umgangen werden kann, ohne dass eine Randbedingung zur Einschränkung der Fortbewegung der Bildpunkte notwendig ist. Da es sich um ein überbestimmtes Problem handelt, ist es möglich, einen der drei Farbkanäle nicht zu berücksichtigen, sodass pro Pixel lediglich zwei Gleichungen im Gleichungssystem enthalten sind und somit die Rechenzeit reduziert wird [91, 95].

3.3.6 Geschwindigkeitsfelder aus Schlierenbildern

Bei Schlierenfotografie handelt es sich um die populärste Methode zur Visualisierung von Flüssen [20, 96]. In Schlierenbildern wird durch Dichtegradienten bzw. Gradienten im Brechungsindex ein Helligkeitsmuster erzeugt, das zur Verfolgung der Fortbewegung des untersuchten Fluids genutzt werden kann. Somit ist es anhand des optischen Flusses möglich, Geschwindigkeitsfelder aus Schlierenbildern zu extrahieren [96, 97]. Fu et al. [96] beschreiben exemplarisch ein Vorgehen zur Ermittlung von Geschwindigkeitsfeldern ausgehend von Sequenzen von Schlierenbildern, das im Folgenden kurz vorgestellt werden soll. Als erster Schritt wird eine Bestimmung des Abstandes der Verschiebung des Helligkeitsmusters anhand zwei aufeinanderfolgender Schlierenbilder durchgeführt. Außerdem muss die zwischen den beiden Bildern verstrichene Zeit be-

kannt sein. Das Geschwindigkeitsfeld kann anhand der Abstandsvektoren im Verhältnis zur verstrichenen Zeit ermittelt werden. Es ist nun möglich, für jedes Paar aufeinanderfolgender Bilder die Geschwindigkeit zu bestimmen. Durch die Betrachtung der vollständigen Bildsequenz ergibt sich eine mittlere Geschwindigkeit. Liegt eine Beschleunigung im untersuchten Fluid vor, ist es möglich diese aufgrund von veränderten Geschwindigkeiten einzelner Bildpaare zu bestimmen [96]. Fu et al. [96] waren mit diesem Vorgehen in der Lage, Geschwindigkeitsfelder in Gasexplosionen und Abgasfahnen zu ermitteln. Dieses Vorgehen weist große Überschneidungspunkte mit der Methode der gepulsten RGB-Schlierenfotografie, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde, auf (Abschnitt 2.5.7). Der Vorteil bei der in dieser Arbeit entwickelten Methode zur Bestimmung von Geschwindigkeitsfeldern besteht darin, dass pro RGB-Schlierenbild insgesamt drei Bildpaare vorliegen, die zur Überprüfung der Konsistenz der erhaltenen Geschwindigkeitsvektoren genutzt werden können. Die Geschwindigkeitsvektoren können sowohl vom roten zum grünen Kanal als auch vom grünen zum blauen Kanal bestimmt werden. Außerdem kann eine Geschwindigkeitsinformation zwischen dem roten und dem blauen Kanal des RGB-Schlierenbildes extrahiert werden. Dadurch ist es möglich, die Geschwindigkeiten sehr exakt zu bestimmen.

4 Grundlagen der Verbrennung

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen zur Beschreibung von Verbrennungsprozessen eingeführt. Hierbei werden die Stöchiometrie, grundlegende Flammentypen sowie die Flammengeschwindigkeit beschrieben. Anschließend wird die als Untersuchungsobjekt in dieser Arbeit dienende turbulente Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme diskutiert, wobei der Mischungsbruch, das Abheben turbulenter Flammen sowie die wichtigsten chemischen Prozesse im Vordergrund stehen.

4.1 Verbrennung und Stöchiometrie von Flammen

Bei der Verbrennung handelt es sich um eine exotherme Oxidationsreaktion zwischen einem Brennstoff und einem Oxidator, wobei als Oxidator häufig Luft oder reiner Sauerstoff verwendet wird. In der Regel finden hierbei schnell ablaufende Kettenreaktionen mit hochreaktiven Radikalen statt [98]. Des Weiteren zeichnen sich Verbrennungsprozesse dadurch aus, dass die Reaktionszone in Form einer sichtbaren Flammenfront vorliegt und es dort zur Bildung angeregter Spezies kommt [99].

Mit der Stöchiometrie ϕ wird die Zusammensetzung einer Flamme anhand der Stoffmengen des Brennstoffes $N_{\text{Brennstoff}}$ und des Oxidators N_{Oxidator} beschrieben [100].

$$\phi = \frac{\frac{N_{\text{Brennstoff}}}{N_{\text{Oxidator}}}}{\frac{N_{\text{Brennstoff(stöchiometrisch)}}}{N_{\text{Oxidator(stöchiometrisch)}}}} \quad (4.1)$$

Anhand der Stöchiometrie ist es möglich, zwischen brennstoffarmen, stöchiometrischen und brennstoffreichen Gemischen zu unterscheiden. Liegt ein stöchiometrisches Gemisch ($\phi = 1$) vor, wird der als Brennstoff dienende Kohlenwasserstoff vollständig zu Wasser und Kohlenstoffdioxid umgesetzt. Bei brennstoffreichen Flammen ($\phi > 1$) liegt der Brennstoff im Überschuss vor, während bei brennstoffarmen Flammen ($\phi < 1$) der Oxidator im Überschuss vorliegt [100].

4.2 Grundlegende Flammentypen

Um Flammentypen voneinander unterscheiden zu können, werden sie zunächst anhand ihrer Vormischung charakterisiert. Im Fall von vorgemischten Flammen werden der Brennstoff und der Oxidator vor der Verbrennung zu einem homogenen Gemisch zusammengeführt, während die Vermischung des Brennstoffes und des Oxidators bei nicht-vorgemischten Flammen in der Reaktionszone erfolgt. Nicht-vorgemischte Flammen werden auch als Diffusionsflammen bezeichnet und zeichnen sich durch eine komplexere Flammenfront im Vergleich zu vorgemischten Flammen aus. Der vollständige Stöchiometriebereich wird abgedeckt, wobei die brennstoffreiche Verbrennung auf der Seite des Brennstoffes stattfindet (Abbildung 4.1). Auf der Seite des Oxidators findet die brennstoffarme Verbrennung statt und die Flammenfront befindet sich in der Nähe der stöchiometrischen Zusammensetzung von Brennstoff und Oxidator [101].

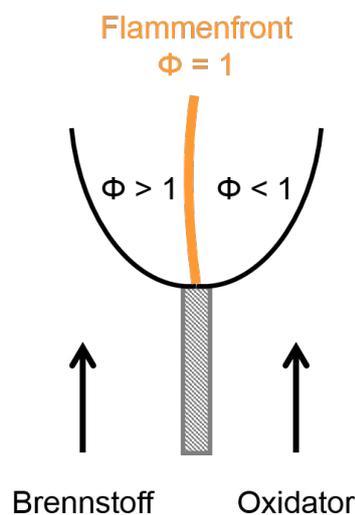


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung einer Diffusionsflamme. Die Flammenfront befindet sich in der Nähe der stöchiometrischen Verbrennung. Auf der Seite des Brennstoffes findet die brennstoffreiche Verbrennung statt, während die brennstoffarme Verbrennung auf der Seite des Oxidators abläuft (adaptiert nach [102]).

Darüber hinaus können Flammen anhand ihres Strömungsprofils in laminar und turbulent untergliedert werden. In einer laminaren Strömung bewegt sich das Reaktionsgemisch geradlinig ohne Vermischung, während sich turbulente Flüsse durch kontinuierliche Fluktuationen in der Geschwindigkeit auszeichnen. Durch diese Fluktuationen entstehen Verwirbelungen, die zu einer Durchmischung des Reaktionsgemisches und folglich auch zu einer Variation der Dichte, Temperatur und Mischungszusammensetzung führen.

Mithilfe der Reynolds-Zahl Re in Gleichung 4.2 ist es möglich, zwischen laminaren und turbulenten Verbrennungsprozessen zu unterscheiden.

$$Re = \frac{v_m \cdot d}{\nu_k} \text{ mit } \nu_k = \frac{\mu}{\rho} \quad (4.2)$$

Bei v_m handelt es sich um die mittlere Strömungsgeschwindigkeit und d gibt den Durchmesser des Rohres an, durch das sich die Strömung bewegt. Der Quotient aus der Viskosität des Fluids μ und der Dichte ρ beschreibt die kinematische Viskosität ν_k des Fluids [101]. Bis zu einer Reynolds-Zahl von 2300 gilt eine Strömung als laminar. Bei Werten größer als 2300 wird von turbulenten Strömungen gesprochen [103].

Da in dieser Arbeit eine turbulente Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme als Untersuchungsobjekt verwendet wurde, werden in Abschnitt 4.4 einige wichtige Eigenschaften dieses Flammentypes erläutert.

4.3 Flammengeschwindigkeit

Vorgemischte laminare Flammen können anhand der sogenannten laminaren Flammengeschwindigkeit v_{laminar} , die die Geschwindigkeit der Fortbewegung einer laminaren Flammenfront beschreibt, charakterisiert werden. Wenn die laminare Flammengeschwindigkeit einer flachen Flamme kleiner ist als die Strömungsgeschwindigkeit des nachströmenden unverbrannten Gases $v_{\text{unverbrannt}}$, hebt die Flamme ab und erlischt somit [101]. In Abbildung 4.2 sind die laminaren Flammengeschwindigkeiten der beiden in dieser Arbeit verwendeten Brennstoffe Wasserstoff und Methan aufgetragen. Hierbei ist auffällig, dass Wasserstoff eine deutlich höhere Flammengeschwindigkeit als Methan aufweist. Das Maximum der laminaren Flammengeschwindigkeit von Methan liegt in der Nähe der stöchiometrischen Mischung und weist einen Wert von etwa 45 cm/s auf. Die Lage des Maximums in der Nähe der stöchiometrischen Mischung kann auch für viele andere Kohlenwasserstoffe beobachtet werden. Die anhand der vorliegenden Daten maximal zugängliche laminare Flammengeschwindigkeit von Wasserstoff liegt bei 245 cm/s und ist somit um einen Faktor 5.5 größer als die von Methan. Außerdem ist im Fall des Wasserstoffs eine deutliche Verschiebung des Maximums zu höheren Stöchiometrien zu beobachten, wobei anhand der vorliegenden Daten keine genaue Aussage über die exakte Lage des Maximums getroffen werden kann [104]. Anderen Arbeiten hierzu kann entnommen werden, dass das Maximum der laminaren Flammengeschwindigkeit für Wasserstoff in der Regel bei einer Stöchiometrie von 1.7 liegt [55].

Analog zur laminaren Flammengeschwindigkeit existiert die turbulente Flammengeschwindigkeit $v_{\text{turbulent}}$ zur Beschreibung des Fortschritts der Flammenfront einer turbulenten vorgemischten Flamme. Hierzu wird angenommen, dass sich die turbulente Flammenfront wie eine gewinkelte laminare Flammenfront verhält. Deswegen werden zur Berechnung der turbulenten Flammengeschwindigkeit die Flächen der gewinkelten laminaren Flammenfront A_{laminar} sowie der mittleren turbulenten Flammenfront $A_{\text{turbulent}}$ benötigt (Abbildung 4.3), sodass sich der folgende Zusammenhang ergibt [102]:

$$v_{\text{turbulent}} = v_{\text{laminar}} \cdot \frac{A_{\text{laminar}}}{A_{\text{turbulent}}} \quad (4.3)$$

Wird die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit v' eingeführt, wird der folgende Ausdruck für die turbulente Flammengeschwindigkeit erhalten [102]:

$$v_{\text{turbulent}} = v_{\text{laminar}} \left(1 + \frac{v'}{v_{\text{laminar}}} \right) \quad \text{mit} \quad \frac{A_{\text{laminar}}}{A_{\text{turbulent}}} = 1 + \frac{v'}{v_{\text{laminar}}} \quad (4.4)$$

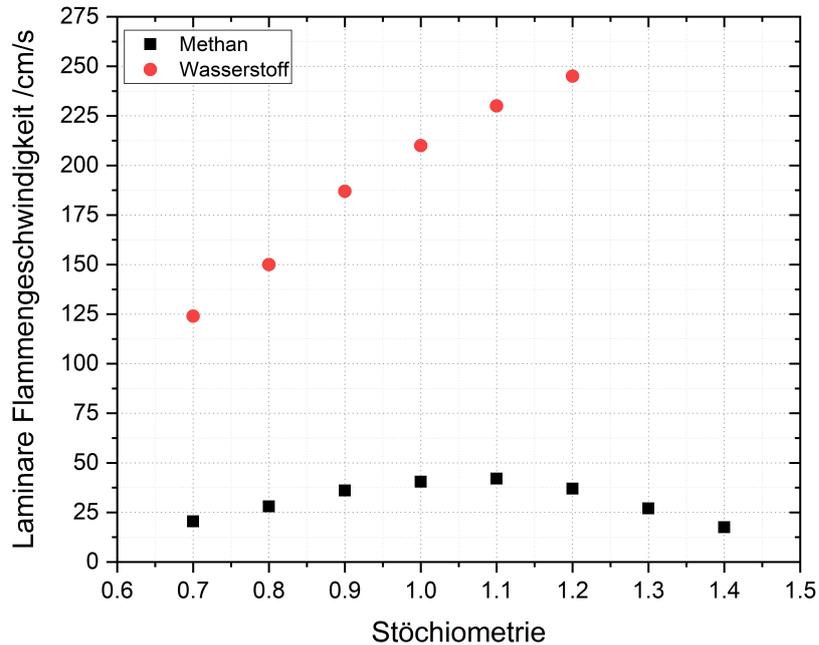


Abbildung 4.2: Laminare Flammengeschwindigkeit von Wasserstoff und Methan als Funktion der Stöchiometrie. *Wasserstoff weist eine um den Faktor 5.5 größere laminare Flammengeschwindigkeit auf als Methan. Des Weiteren liegt das Maximum der laminaren Flammengeschwindigkeit bei Methan nahe der stöchiometrischen Mischung, während bei Wasserstoff eine deutliche Verschiebung des Maximums in Richtung höherer Stöchiometrien zu erkennen ist [104].*

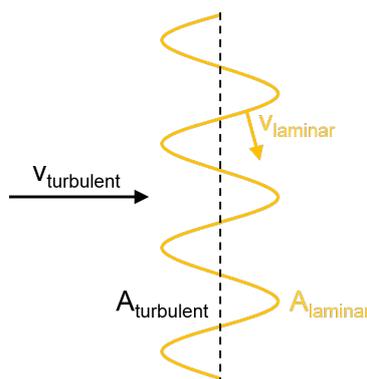


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung zur Beschreibung des Fortschreitens einer turbulenten Flammenfront. *Mit v_{laminar} sowie $v_{\text{turbulent}}$ werden die laminare und die turbulente Flammengeschwindigkeit bezeichnet. Bei A_{laminar} handelt es sich um die Fläche der gewinkelten laminaren Flammenfront. Mit $A_{\text{turbulent}}$ wird die Fläche der mittleren turbulenten Flammenfront bezeichnet [102].*

4.4 Turbulente Wasserstoff-Luft-Diffusionsflammen

Die Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme ist ein interessantes Untersuchungsobjekt, da in der *lift-off*-Zone aufgrund hoher axialer Geschwindigkeiten in der Nähe der Düse eine starke Interaktion zwischen turbulenter Durchmischung und chemischer Reaktion zu beobachten ist. Dieser Effekt kann zum Beispiel anhand von Raman- und Rayleigh-Streuung charakterisiert werden, da sich die Bilder, in denen lediglich turbulente Durchmischung der Reaktanden stattfindet, deutlich von den anderen Bildern, wo überwiegend chemische Reaktionen stattfinden und somit nur noch verbranntes Reaktionsgemisch vorliegt, unterscheiden. Zur Auflösung von Feinstrukturen und somit zur Analyse der Wirbelbildung am Düsenausgang muss das verwendete experimentelle Setup zur optischen Charakterisierung eine Ortsauflösung von 20 μm aufweisen [55, 56].

4.4.1 Mischungsbruch

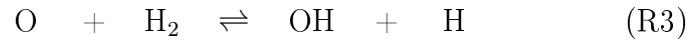
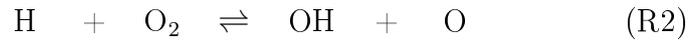
Die Zusammensetzung einer turbulenten Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme kann durch den sogenannten Mischungsbruch MB in Gleichung 4.5 beschrieben werden [55].

$$MB = \frac{2[\text{H}_2] + 2[\text{H}_2\text{O}]}{2[\text{H}_2] + 32[\text{O}_2] + 28[\text{N}_2] + 18[\text{H}_2\text{O}]} \quad (4.5)$$

Hierbei werden lediglich Hauptspezies berücksichtigt und folglich radikalische Spezies vernachlässigt. Bei dem Mischungsbruch handelt es sich um die Masse aus dem Kraftstoffstrom normiert auf die Gesamtmasse und er beschreibt die lokale Stöchiometrie der Flamme [55, 56].

4.4.2 Chemische Prozesse

An dem Verbrennungsprozess von Wasserstoff mit Luft sind eine Vielzahl von chemischen Reaktionen und Spezies beteiligt. Um einen Überblick über die relevanten Prozesse in solch einer turbulenten Diffusionsflamme zu erhalten, ist es ausreichend, einige wenige Reaktionen (R1) bis (R8) zu betrachten [105]. Der Verbrennungsprozess startet durch die Reaktion (R1) unter Bildung von OH-Radikalen. Die Reaktionen (R2) bis (R5) laufen schnell ab und führen zu weiteren Radikalen wie OH, H und O, sodass Kettenreaktionen stattfinden. Bei den Reaktionen (R6) bis (R8) handelt es sich um langsame Dreierstoß-Rekombinationsreaktionen, die zu einem Abbruch der Kettenreaktionen führen, da Radikale vernichtet werden. Bei M handelt es sich um einen beliebigen Stoßpartner [105]. Die schnellen radikalerzeugenden Reaktionen finden auf einer Zeitskala von 20 μs statt [106].



4.4.3 Damköhler-Zahl

Das Verhältnis zwischen der Zeitskala makroskopischer Fortbewegung τ_{makro} und der Zeitskala chemischer Reaktionen τ_{chem} wird mithilfe der turbulenten Damköhler-Zahl Da in Gleichung 4.6 beschrieben [101].

$$Da = \frac{\tau_{\text{makro}}}{\tau_{\text{chem}}} \quad (4.6)$$

Mithilfe der Damköhler-Zahl kann eine Aussage darüber getroffen werden, welche Prozesse maßgeblich für die Strukturbildung in turbulenten Flammen verantwortlich sind. Wenn die Damköhler-Zahl kleiner als 1 ist, finden Veränderungen des betrachteten Systems durch chemische Reaktionen langsamer statt als durch Fluidbewegungen, die durch die Turbulenzen erzeugt werden. In diesem Fall handelt es sich um einen Bereich guter Durchmischung. Ist die Damköhler-Zahl etwa gleich 1, finden Veränderungen durch turbulente Strömungen und chemische Reaktionen gleich schnell statt, sodass sich kein chemisches Gleichgewicht einstellen kann. Übersteigt die Damköhler-Zahl den Wert 1, laufen die chemischen Reaktionen schneller ab als Veränderungen aufgrund der turbulenten Strömung auftreten können [101, 106].

Bei der Zeitkonstante der chemischen Reaktionen τ_{chem} ist es von Bedeutung, welche Spezies und welche Reaktionsarten vorliegen. Für das Beispiel der turbulenten Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme existieren zwei deutlich unterschiedliche Zeitskalen für die chemischen Reaktionen (siehe auch Abschnitt 4.4.2). Zum einen gibt es schnelle radikalerzeugende Reaktionen. Auf der anderen Seite finden in der Flamme Dreierstoß-Rekombinationsreaktionen statt, die sehr langsam sind. Die Zeitskala der makroskopischen Bewegung τ_{makro} wird in einer turbulenten Diffusionsflamme durch den Zerfall großer Wirbel bestimmt und wird somit stark von der Position in der Flamme beeinflusst. Wird die betrachtete turbulente Diffusionsflamme mithilfe einer Düse stabilisiert,

ist die Damköhler-Zahl in der Nähe der Düse nahezu 0. Je größer der radiale sowie der axiale Abstand zur Düse werden, desto größer wird die Zeitskala der turbulenten Bewegung und somit steigt die Damköhler-Zahl [55].

4.4.4 Abheben turbulenter Diffusionsflammen

Bei hohen Ausströmgeschwindigkeiten in einer turbulenten Diffusionsflamme wird ein Abheben der Flammenfront von der Düse beobachtet. Hierbei handelt es sich um den sogenannten *lift-off* der Flamme und es entsteht eine *lift-off*-Zone zwischen der Düse und der abgehobenen Flammenfront. Ab einer bestimmten Höhe über der Düse kommt es zu einem Verlöschen der Flamme (Abbildung 4.4 a)). In Abbildung 4.4 b) ist der

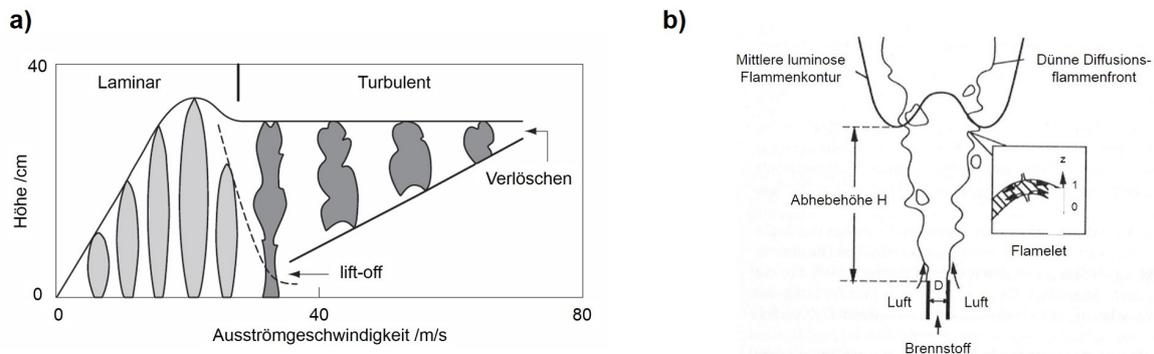


Abbildung 4.4: Abheben einer turbulenten Diffusionsflamme. **a)** Mit zunehmender Ausströmgeschwindigkeit beginnt die Flamme zunächst von der Düse abzuheben, bevor sie verlöscht (adaptiert nach [104]). **b)** Die Flammenfront stabilisiert sich in der Abhebehöhe H vom Düsenausgang mit dem Durchmesser D . Es entsteht eine sogenannte *lift-off*-Zone zwischen der Düse und der abgehobenen Flammenfront (adaptiert nach [102]).

Prozess des *lift-off* schematisch dargestellt. Durch das Abheben der Flamme liegt sie nicht mehr am Düsenausgang mit dem Durchmesser D an, sondern es wird eine Stabilisierung der Flammenfront in einem gewissen Abstand zur Düse beobachtet. Dieser Abstand wird als Abhebehöhe H bezeichnet. Im Bereich der Abhebehöhe finden starke Interaktionen zwischen den chemischen Reaktionen der Flamme und dem turbulenten Strömungsfeld statt, sodass sowohl Bereiche sichtbar sind, in denen lediglich verbranntes Reaktionsgemisch vorliegt als auch Bereiche, in denen vorwiegend turbulente kalte Durchmischung der Reaktanden stattfindet [55, 102]. Dieses Abheben turbulenter Diffusionsflammen kann anhand des Flamelet-Konzepts beschrieben werden. Hierzu wird die Annahme getroffen, dass es an der momentanen Grenzschicht zwischen Brennstoff und Oxidator zur Ausbildung einer Zone kommt, die ähnlich wie eine laminare Diffusionsflamme behandelt werden kann. Diese Zone wird als *Flamelet* bezeichnet [55, 107].

5 Experimentelle Grundlagen I:

Gepulste RGB-Schlierenfotografie

In der Masterarbeit der Autorin [58] wurden erste Grundlagen für ein Schlierensystem zur Aufnahme von dreifarbigem Schlierenbildern mithilfe einer gepulsten RGB-Leuchtdiode entwickelt und zur Visualisierung von Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten erfolgreich getestet. Mit dieser Methode ist es möglich, farbcodierte Schlierenbilder zu erhalten, die Aufschluss über die Geschwindigkeit der Fortbewegung des Schlierenobjektes geben. Um im Rahmen dieser Arbeit eine Optimierung des Systems durchzuführen, werden die Strahlungseigenschaften der Leuchtdioden anhand von Spektren, winkelabhängigen Strahlprofilen sowie der Anzahl der emittierten Photonen charakterisiert. Des Weiteren werden die Zeitauflösung aller am Aufbau beteiligten Komponenten sowie die spektrale Empfindlichkeit der verwendeten Kamerasensoren untersucht.

5.1 System zur Aufnahme von RGB-Schlierenbildern

Das in dieser Arbeit verwendete RGB-Schlierensystem (Abbildung 5.1) basiert auf dem in Abbildung 2.17 dargestellten Schlierensystem und wurde im Rahmen der Masterarbeit der Autorin entwickelt. Details sind dieser Arbeit [58] zu entnehmen.

Das Licht der Lichtquelle (RGB-LED) wird durch zwei Linsen (L1 und L2) aus Quarzglas mit einem Durchmesser \varnothing von 25.4 mm und einer Brennweite f_1 von 100 mm auf eine Lochblende (LB) mit variablem Durchmesser fokussiert, sodass eine 1:1-Abbildung der Lichtquelle erhalten wird. Mithilfe der Lochblende kann die Ausdehnung der Lichtquelle reduziert und somit die Strahlqualität optimiert werden. Sofern nicht anders angegeben, wird für die Lochblende ein Durchmesser von 1.5 mm verwendet. Die Linse SL1 (Quarzglas) hinter der Lochblende weist einen Durchmesser von 50.8 mm bei einer Brennweite von 500 mm auf und dient zur Parallelisierung des aus der Lochblende austretenden Lichts. Außerdem wird durch diese Linse der Strahlungswinkel definiert. Dahinter folgt eine weitere Linse (SL2) mit identischen Eigenschaften wie die zuvor beschriebene Linse. Zwischen diesen beiden Linsen (Schlierenlinsen) wird das zu untersuchende Schlierenobjekt eingebracht. Der Abstand zwischen diesen beiden

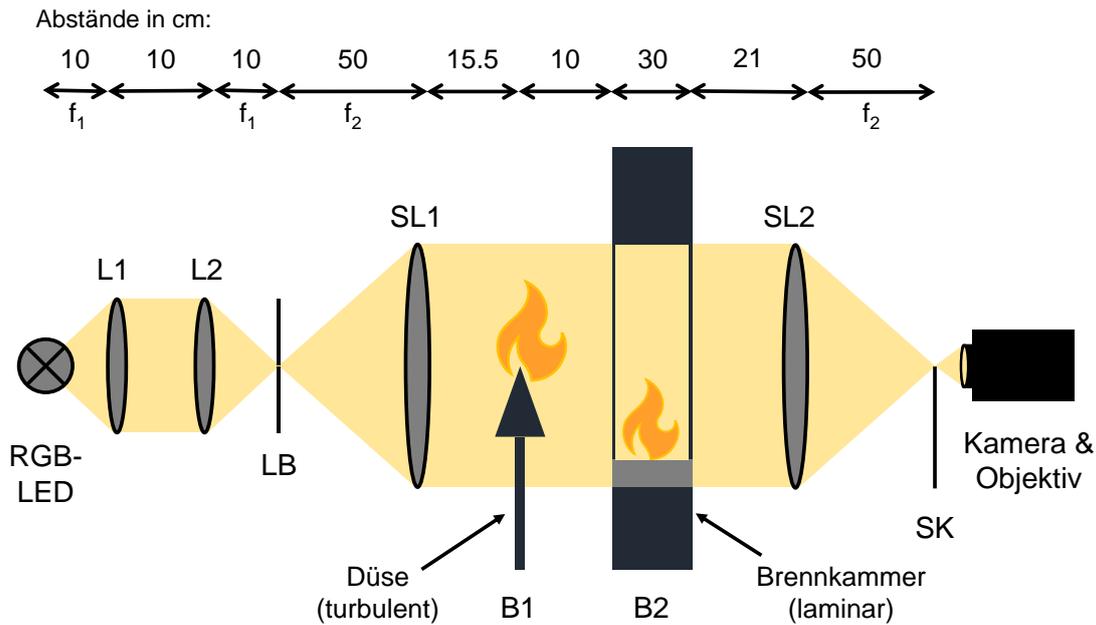


Abbildung 5.1: Aufbau zur Aufnahme von RGB-Schlierenbildern. Als Lichtquelle dient eine gepulste RGB-Leuchtdiode, deren Licht durch die Linsen L1 sowie L2 ($\varnothing = 25.4$ mm, $f_1 = 100$ mm) auf eine Lochblende LB fokussiert wird, sodass eine 1:1-Abbildung erhalten wird. Mit SL1 sowie SL2 werden die beiden Schlierenlinsen ($\varnothing = 50.8$ mm, $f_2 = 500$ mm) bezeichnet, zwischen denen sich das Schlierenobjekt befindet. In diesem Aufbau können sowohl eine turbulente Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme (B1) als auch laminare bis leicht-turbulente Methan-Luft-Flammen (B2) als Schlierenobjekte dienen. Zur Stabilisierung der turbulenten Diffusionsflamme wird eine Düse (B1) verwendet, während die Analyse laminarer Flammen in einer Brennkammer (B2) erfolgt. Details hierzu sind Kapitel 7 zu entnehmen. Die Linse SL2 fokussiert das Licht nach Durchtritt durch das Schlierenobjekt auf die horizontale Schlierenkante (SK). Das Objektiv der Kamera zur Aufnahme der Schlierenbilder wird so dicht wie möglich hinter der Schlierenkante positioniert. Darüber hinaus sind alle für den Aufbau relevanten Abstände in cm angegeben.

Linsen kann beliebig je nach Ausdehnung des Untersuchungsobjektes gewählt werden, da der Lichtstrahl in diesem Bereich parallel verläuft und somit die Sensitivität der Schlierenbilder nicht durch die Position beeinflusst wird (vgl. auch Abschnitt 2.5.5). Deswegen ist es auch möglich, zwei Experimente zur Untersuchung von Flammen an unterschiedlichen Positionen in den Strahlengang einzubringen. Neben einer turbulenten Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme (B1), die anhand einer Düse stabilisiert wird, können auch laminare bis leicht-turbulente Methan-Luft-Flammen (B2) in einer Brennkammer als Schlierenobjekte dienen. In beiden Fällen können scharfe Bilder aufgrund der Verwendung unterschiedlicher Kameras sowie Objektive erhalten werden. Die Gültigkeit dieser Annahme wird in Abschnitt 8.2.1 demonstriert. Details zu den verwendeten Brennern sind Kapitel 7 zu entnehmen. Die zweite Schlierenlinse fokussiert anschlie-

ßend das Licht auf die Schlierenkante (SK), sodass in der Kantenebene eine scharfe Abbildung erhalten wird. Als Schlierenkante wird je nach Untersuchungsobjekt eine Messerkante in horizontaler oder vertikaler Ausrichtung verwendet. Die Aufnahme der RGB-Schlierenbilder erfolgt durch eine Kamera mit Objektiv, wobei sich das Objektiv so nah wie möglich an der Schlierenkante befindet (vgl. auch Abschnitt 2.5.4).

Lichtquellen Als Lichtquelle dienen drei RGBW-LEDs mit zwei unterschiedlichen Geometrien:

- a) Cree XM-L Color Line RGBW-LED
- b) Luxeon Saber Z4 RGBW-LED
- c) Luxeon Z Color Line RGBW-LED

In Abbildung 5.2 sind sowohl Fotos der verwendeten RGBW-LEDs als auch die schematische Anordnung der einzelnen Farben der Leuchtdioden dargestellt.

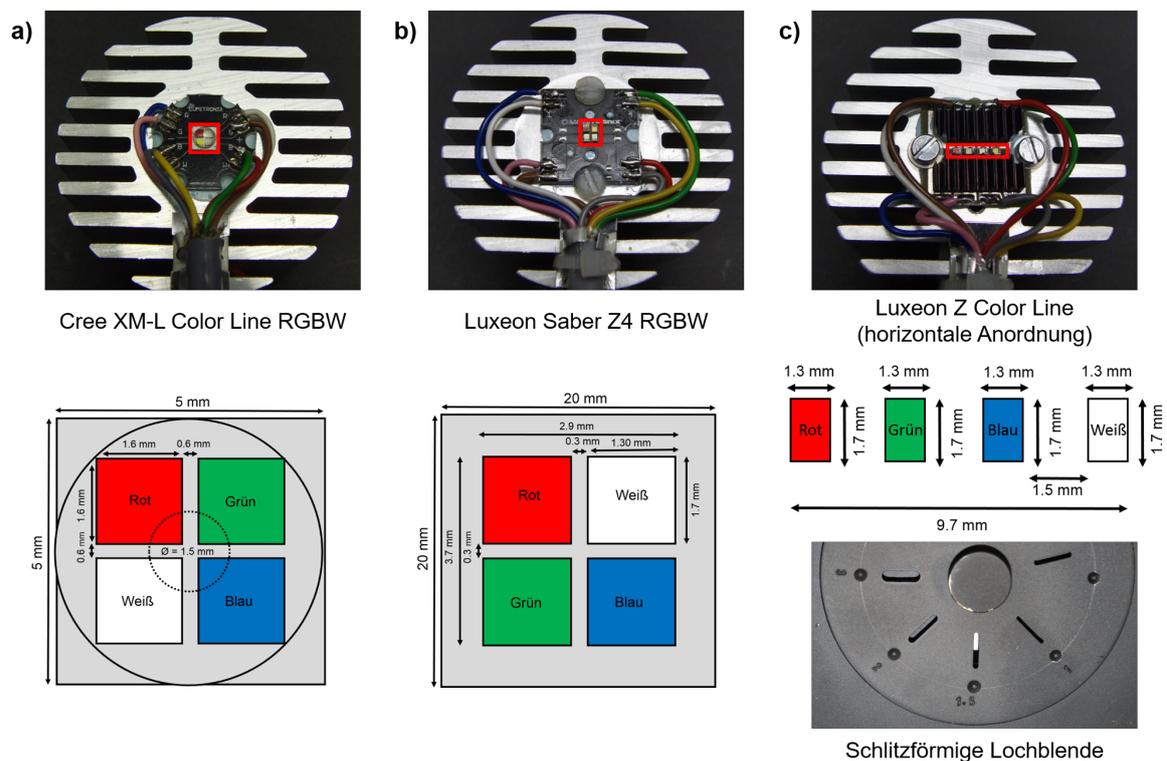


Abbildung 5.2: Fotos der verwendeten RGBW-LEDs sowie schematische Darstellung der Anordnung der einzelnen Leuchtdioden. Alle LEDs werden zunächst auf einem Kühlkörper befestigt. Die Cree XM-L Color Line (a) und die Saber Z4 (b) besitzen eine 2 x 2-Anordnung, während die Luxeon Z Color Line (c) eine horizontale Anordnung aufweist. Für diese Anordnung wurde eine geeignete schlitzförmige Lochblende konstruiert. Der rote Kasten in den Fotos der RGBW-LEDs kennzeichnet die Position der Leuchtdioden. Für die Cree XM-L Color Line RGBW-LED wurde exemplarisch die Lage der Lochblende mit einem Durchmesser von 1,5 mm eingezeichnet.

Die RGBW-LED wird mithilfe von Wärmeleitkleber auf einem Kühlkörper befestigt, um die beim Betrieb entstehende Wärme zuverlässig abführen zu können. Im Allgemeinen bestehen die RGBW-LEDs aus vier einzelnen Leuchtdioden in den Farben rot, grün, blau und weiß. Die Cree XM-L Color Line (a)) und die Saber Z4 RGBW-LED (b)) haben eine 2×2 -Anordnung auf dem Chip, während die Luxeon Z Color Line (c)) eine horizontale Anordnung der einzelnen Leuchtdioden aufweist. Die Saber Z4 und die Luxeon Z Color Line RGBW-LED besitzen identische Leuchtdioden. Bei der horizontalen Anordnung wurden zusätzliche Kühlkörper ober- und unterhalb der LED-Reihe angebracht, da sich diese LEDs nicht auf einer Platine befinden und aufgrund ihrer geringen Größe lediglich wenig Kontaktfläche zur Ableitung der entstehenden Wärme aufweisen. Außerdem wurde für diese LED-Anordnung eine neue Lochblende zur Erleichterung der Justage konstruiert, die statt kreisförmiger Öffnungen längliche Schlitzlöcher mit unterschiedlicher Höhe, aber identischer Breite aufweist. Die Breite entspricht dabei 10 mm, damit alle vier Farben die Lochblende passieren können.

Der Vorteil in der Verwendung der 2×2 -Anordnung auf dem Chip besteht darin, dass es sich hierbei um kommerziell erhältliche RGBW-LEDs handelt, die bereits vom Hersteller in dieser Konfiguration auf der Platine befestigt sind. Deswegen sind diese Leuchtdioden direkt nach dem Kauf sehr schnell einsatzbereit, da die Anschlüsse der LED bereits so beschriftet und vorbereitet sind, dass lediglich die Kabel zur Versorgung der LEDs mit der jeweiligen Ansteuerungsstromstärke angelötet werden müssen. Der Nachteil der 2×2 -Anordnung auf dem Chip besteht darin, dass die Schlierenkante nicht perfekt auf alle drei verwendeten Farben der Leuchtdiode ausgerichtet werden kann. Wird die horizontale Schlierenkante, die für die Untersuchung von Flammen im vorliegenden Aufbau aufgrund der Strömungsrichtung die größte Relevanz hat, verwendet, erfolgt die Justage so, dass sich die oberen beiden LEDs in der Kantenebene befinden. Dies liegt darin begründet, dass die Anordnung der LED aufgrund der vorliegenden optischen Elemente in der Kantenebene auf dem Kopf steht. Die untere LED passiert dadurch vollständig die Schlierenkante, sodass dieser Lichtpuls im resultierenden Schlierenbild intensiver sein wird als die anderen Lichtpulse und somit eine nachträgliche Bildverarbeitung zur Kompensation dieses Effektes notwendig sein könnte. Der Vorteil der horizontalen Anordnung der Leuchtdiode in Abbildung 5.2 c) besteht darin, dass die horizontale Schlierenkante auf alle Farben der verwendeten Leuchtdiode ausgerichtet werden kann. Dadurch kann die Sensitivität im Vergleich zur herkömmlichen LED-Anordnung erhöht werden. Dies liegt darin begründet, dass die Sensitivität von Schlierenbildern durch eine geringe Grundhelligkeit des Hintergrundbildes beeinflusst wird [20]. Die Helligkeit des Hintergrundbildes wird durch die Position der Schlierenkante und somit durch die Restbreite a beeinflusst und kann lediglich in der horizonta-

len LED-Anordnung variiert werden, ohne eine Farbe der RGBW-LED abzuschneiden. Allerdings weist die horizontale Anordnung der Leuchtdioden den Nachteil auf, dass diese Konfiguration nicht kommerziell erhältlich ist und es aufgrund der geringen Größe der einzelnen Leuchtdioden eine Herausforderung ist, diese durch Löten auf dem Kühlkörper zu befestigen, ohne diese dabei zu beschädigen. Des Weiteren führen die zusätzlich aufgebrachten Kühlkörper zu einer Abschirmung der Strahlungsintensität und beeinflussen somit das Strahlprofil. Ein weiterer Nachteil der LED-Anordnung in Abbildung 5.2 a) und b) besteht darin, dass ein räumlicher Versatz in x- und y-Richtung zwischen den einzelnen Lichtpulsen im resultierenden Schlierenbild existiert. Die Verwendung der horizontalen Anordnung führt wiederum dazu, dass lediglich ein Versatz in x-Richtung vorliegt, sodass die Fortbewegung der Schliere in y-Richtung auf den ersten Blick ohne Bildbearbeitung sichtbar sein sollte. Weitere Eigenschaften der LED gemäß den Datenblättern der Hersteller [108–111] sind Tabelle 5.1 zu entnehmen. Die elektrische Leistung der LEDs P_{el} wird anhand der Stromstärke-Spannungskurven (Abbildung 5.3) aus den Datenblättern des Herstellers [108, 109, 111] über Gleichung 5.1 berechnet.

$$P_{el} = U \cdot I_{el} \quad (5.1)$$

Bei U handelt es sich um die Ansteuerungsspannung und bei I_{el} um die Ansteuerungsstromstärke. Die erhaltenen Ergebnisse für die maximale elektrische Leistung im kontinuierlichen Betrieb sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Tabelle 5.1 ist zu entnehmen, dass die rote LED aus dem Halbleitermaterialsystem AlInGaP besteht, welches einen Brechungsindex von 3.5 aufweist [112]. Die übrigen Farben der RGBW-LED werden anhand von Materialsystemen bestehend aus InGaN erzeugt. InGaN-Systeme weisen je nach Zusammensetzung einen Brechungsindex zwischen 2.43 und 3.61 auf [113].

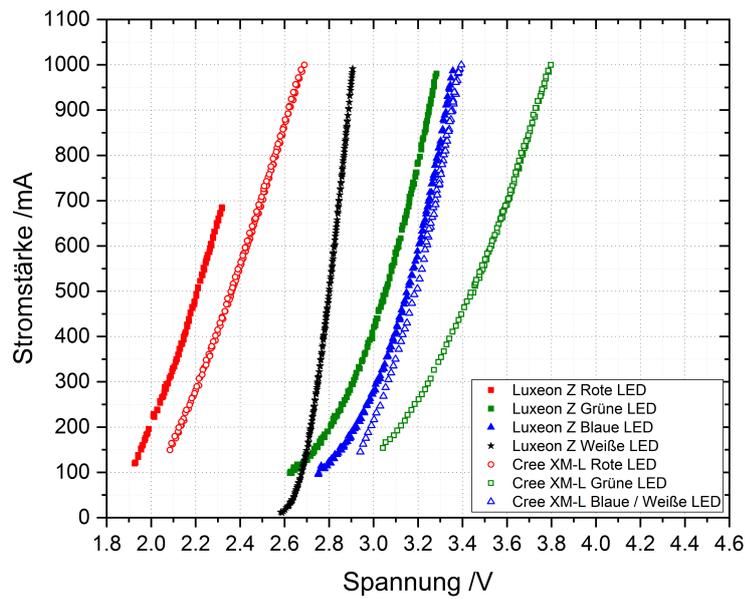


Abbildung 5.3: Stromstärke-Spannungskurven der RGBW-LEDs gemäß den Angaben der Hersteller [108, 109, 111]. Anhand dieser Kurven und Gleichung 5.1 können die maximal möglichen elektrischen Leistungen im kontinuierlichen Betrieb berechnet werden. Die Ergebnisse sind Tabelle 5.1 zu entnehmen.

Tabelle 5.1: Eigenschaften der verwendeten RGBW-LEDs gemäß den Datenblättern der Hersteller. *Diese Angaben wurden [108–111] entnommen. Graue Angaben beziehen sich auf alle vier Farben der RGBW-LED. Die schwarzen Angaben gelten für die weiße LED und die anderen Farben entsprechen den Farben der betreffenden LEDs. Die Dimensionen der Cree XM-L RGBW-LED wurden selber von Hand gemessen, da der Hersteller keine Daten zur Verfügung stellt. Die elektrische Leistung wird aus den Stromstärke-Spannungskurven aus den Datenblättern der Hersteller berechnet (Abbildung 5.3).*

	Cree XM-L RGBW-LED [111]	Saber Z4 und Luxeon Z RGBW-LED [108–110]
Fläche pro LED	2.56 mm ²	2.21 mm ²
Gesamtfläche	14.4 mm ²	10.7 mm ² (Saber Z4) 16.5 mm ² (Luxeon Z)
Stromstärke	350 mA	500 mA
Elektrische Leistung	0.79 W 1.20 W 1.09 W 1.09 W	1.11 W 1.53 W 1.58 W 1.40 W
Wellenlänge	620 - 630 nm 520 - 535 nm 450 - 465 nm	620 - 645 nm 520 - 540 nm 460 - 480 nm
Schwarzkörpertemperatur	5700 - 8000 K	4000 K
Spektrale Halbwertsbreite	Keine Angabe	20 nm 30 nm 20 nm
Lichtfluss	45.7 lm 87.4 lm 13.9 lm 100 lm	44 - 60 lm 84 - 108 lm 28 - 44 lm 130 lm
Sichtwinkel (FWHM)	130 °	145 ° 125 ° 125 ° 120 °

Tabelle 5.1: Eigenschaften der verwendeten RGBW-LEDs gemäß den Datenblättern der Hersteller.

	Cree XM-L RGBW-LED [111]	Saber Z4 und Luxeon Z RGBW-LED [108–110]
Halbleitermaterial	keine Angabe	AlInGaP InGaN InGaN InGaN
Phosphor¹	keine Angabe	Nein Nein Nein Ja

¹Da Leuchtdioden eine schmalbandige Emission aufweisen, ist es nicht möglich, weißes Licht direkt aus einem Halbleiter zu erzeugen. Deswegen kann oberhalb des Halbleiters einer blauen LED eine Phosphorschicht aufgebracht werden. Die Phosphoratome werden durch das blaue Licht angeregt und emittieren gelbes Fluoreszenzlicht. Die Kombination des blauen Lichts des Halbleiters mit dem gelben Licht der Phosphorschicht führt zu der Emission von weißem Licht [114].

Kameras Für die Aufnahme der Schlierenbilder werden unterschiedliche Kameras verwendet:

- The Imaging Source DFK41BU02 (Wissenschaftliche Farb-CCD-Kamera)
- The Imaging Source DMK41BU02 (Wissenschaftliche S/W-CCD-Kamera)
- Canon EOS 400D (Digitale Spiegelreflexkamera)
- Canon EOS 600D (Digitale Spiegelreflexkamera)
- CASIO EX-FH25 (High-Speed-Digitalkamera)

Eine Übersicht über die technischen Eigenschaften der verwendeten Kameras befindet sich in Tabelle 5.2. Die unterschiedlichen Kameras weisen alle Vor- und Nachteile auf, die in Tabelle 5.3 dargestellt sind und im Folgenden diskutiert werden sollen. Die beiden Kameras DFK41BU02 sowie DMK41BU02 sind wissenschaftliche CCD-Kameras und erlauben somit eine Triggerung. Nachteilig ist, dass keine Rohdaten aufgenommen werden können, und dass die Sensorfläche verhältnismäßig klein und somit die Sensitivität geringer ist. Bei der DMK41BU02 wird es als Nachteil aufgeführt, dass lediglich S/W-Bilder aufgenommen werden können, obwohl monochrome Kameras sensitiver sind als Farbkameras. Dies liegt lediglich darin begründet, dass keine Zerlegung in die Farbkanäle erfolgen kann und somit die Grundidee der RGB-Schlierenfotografie nicht angewendet werden kann. Bei der Canon EOS 400D und 600D handelt es sich um Consumer-Spiegelreflexkameras, die Rohdaten zur Verfügung stellen. Außerdem ist es möglich, eine Anpassung des ISO-Wertes durchzuführen, sodass bei geringen Lichtintensitäten auch ohne eine Anpassung der Belichtungszeit die Lichtempfindlichkeit erhöht werden kann. Der ISO-Wert beschreibt die Lichtempfindlichkeit des Sensors in der Digitalfotografie. Bei Verdopplung des ISO-Wertes wird auch die Lichtempfindlichkeit verdoppelt, wobei hierbei allerdings auch das Rauschen erhöht wird. Dieser Nachteil wird aber durch eine große Sensorfläche ausgeglichen [69]. Die Canon EOS 400D kann über den Fernauslöser anhand eines TTL-Signals getriggert werden. Hierzu wurde in der hauseigenen Elektronischen Werkstatt eigens ein entsprechendes Bauteil entwickelt, gebaut und erfolgreich getestet. Um diese Triggerung im RGB-Schlierensystem zuverlässig nutzen zu können, muss die Kameraverzögerung experimentell ermittelt werden. Hierbei handelt es sich um den Versatz zwischen dem Zeitpunkt, an dem die Kamera das Triggersignal empfängt und dem Zeitpunkt, an dem die Kamera auslöst (vgl. auch Abschnitt 5.2.3). Ein Nachteil dieser Kamera besteht darin, dass die Bildrate (fps) sehr niedrig ist, wenn zusätzlich Rohdaten gespeichert werden sollen. Die CASIO EX-FH25 weist ebenfalls die Vorteile der Aufnahme von Rohdaten sowie der Variation des ISO-Wertes auf, allerdings ist auch in diesem Fall wieder keine Triggerung oder Fernauslösung möglich. Dennoch ist diese Kamera prinzipiell aufgrund ihrer hohen Bildrate von 1000 fps sehr attraktiv für den Einsatz im RGB-Schlierenexperiment, da durch diese ho-

he Bildrate quasi "Filme" von Geschwindigkeitsfeldern aufgenommen werden können. Im späteren RGB-Schlierenexperiment werden die DFK41BU02 sowie die Canon EOS 400D Einsatz finden (vgl. auch Kapitel 7). Bei den Messungen zur Charakterisierung des RGB-Schlierensystems werden alle fünf Kameras berücksichtigt, um die Bedeutung der Wahl einer geeigneten Kamera für ein gelungenes RGB-Schlierenexperiment herauszuarbeiten.

Tabelle 5.2: Übersicht über die in dieser Arbeit verwendeten Kameras. F steht in diesem Fall für die F -Zahl des Objektivs und f für die Brennweite. Je kleiner die F -Zahl ist, desto weiter ist die Blende des Objektivs geöffnet. Bei der Pixelanzahl handelt es sich um die Angabe der effektiven Pixel.

	Farb-CCD-Kamera	S/W-CCD-Kamera	Digitale Spiegelreflexkamera	Digitale Spiegelreflexkamera	High-Speed-Digitalkamera
Kamera	The Imaging Source DFK41BU02	The Imaging Source DMK41BU02	Canon EOS 400D	Canon EOS 600D	CASIO EX-FH25
Objektiv	PENTAX C5028-M $f = 50$ mm $F/2.8$ bis $F/22$ [115]	PENTAX C5028-M $f = 50$ mm $F/2.8$ bis $F/22$ [115]	Tamron SP AF $f = 90$ mm $F/2.8$ bis $F/32$ [116]	Tamron SP AF $f = 90$ mm $F/2.8$ bis $F/32$ [116]	$f = 4.6 - 92.0$ mm $F/2.8$ bis $F/4.5$ [117]
Sensor	SONY ICX205AK [118] Farb-CCD-Sensor	SONY ICX205AL [119] S/W-CCD-Sensor	CMOS [120]	CMOS [121]	High-Speed-CMOS [117]
Bayer-Matrix	ja [122]	nein [123]	ja [124]	ja [124]	keine Info
Größe	ca. 1.4 Millionen Pixel (1360 x 1024 px) auf 7.60 x 6.20 mm 4.65 x 4.65 $\mu\text{m}/\text{px}$ [122]	ca. 1.4 Millionen Pixel (1360 x 1024 px) auf 7.60 x 6.20 mm 4.65 x 4.65 $\mu\text{m}/\text{px}$ [123]	ca. 10.1 Millionen Pixel (3888 x 2592 px (raw)) auf 22.2 x 14.8 mm 5.70 x 5.70 $\mu\text{m}/\text{px}$ [120]	ca. 18 Millionen Pixel (5184 x 3456 px (raw)) auf 22.3 x 14.9 mm 4.30 x 4.30 $\mu\text{m}/\text{px}$ [121]	ca. 10.1 Millionen Pixel (3648 x 2736 px (raw)) auf 6.2 x 4.6 mm 1.68 x 1.68 $\mu\text{m}/\text{px}$ [117]
Aufnahmerate	bis zu 15 Bilder/s [118]	bis zu 15 Bilder/s [119]	bis zu 3 Bilder/s [120]	bis zu 60 Bilder/s [121]	bis zu 1000 Bilder/s
Dynamik	8 bit [118]	8 bit [119]	8 bit (jpeg) 12 bit (raw) [120]	8 bit (jpeg) 14 bit (raw) [121]	8 bit [117]
Empfindlichkeit	0.15 lx [118]	0.05 lx [119]	ISO 100 bis 1600 [120]	ISO 100 bis 6400 [121]	ISO 100 bis 3200 [117]
Belichtungszeit	1/10000 s bis 30 s [118]	1/10000 s bis 30 s [119]	1/4000 s bis 30 s [120]	1/4000 s bis 30 s [121]	1/40000 s bis 30 s [117]
Bildformat	bmp, jpeg, tiff [118]	bmp, jpeg, tiff [119]	jpeg, raw [120]	jpeg, raw [121]	jpeg, raw [117]
Steuerung über PC	ja [118]	ja [119]	nein [120]	ja [121]	nein [117]
Externe Triggerung	ja	ja	nein	nein	nein
Fernausslösung	ja	ja	ja	ja	nein

Tabelle 5.3: Übersicht über die Vor- und Nachteile der in dieser Arbeit verwendeten Kameras. Für die Aufnahme von RGB-Schlierenbildern werden vorrangig die *DFK41BU02* sowie die *Canon EOS 400D* in dieser Arbeit verwendet.

Kamera	Vorteile	Nachteile
DFK41BU02	Wissenschaftliche CCD-Kamera Triggerung möglich	Keine Rohdaten Geringe Sensorfläche
DMK41BU02	Wissenschaftliche CCD-Kamera Triggerung möglich	Keine Rohdaten Geringe Sensorfläche S/W-Bilder
Canon EOS 400D	Rohdaten Triggerung über Fernauslöser (TTL-Signal) Variation des ISO-Wertes	Niedrige Bildrate bei Rohdaten
Canon EOS 600D	Rohdaten Variation des ISO-Wertes Größerer Sensor als 400 D	Niedrige Bildrate bei Rohdaten
CASIO EX-FH25	Rohdaten Variation des ISO-Wertes Hochgeschwindigkeitskamera	Keine Triggerung möglich Keine Fernauslösung möglich

5.1.1 Steuerung der RGBW-Leuchtdioden

Da die einzelnen Farben der RGBW-LEDs separat angesteuert werden können, ist ein gepulster Betrieb, wie in Abbildung 5.4 a) schematisch dargestellt, möglich. Ein interner Trigger steuert die zeitliche Synchronisation der Lichtpulse mit der Kameraauslösung. Da Kameras aufgrund des Zusammenspiels unterschiedlicher elektronischer und mechanischer Komponenten eine gewisse Zeit benötigen, um den Triggerpuls zu verarbeiten und auszulösen, muss die sogenannte Kameraverzögerung (KV) berücksichtigt werden. Der benötigte Wert kann entweder experimentell bestimmt oder dem Datenblatt des Herstellers entnommen werden. Der Lichtpuls der roten LED beginnt, nachdem die Zeit der Kameraverzögerung sowie ein weiterer zeitlicher Sicherheitsfaktor (SF) verstrichen sind. Damit wird sichergestellt, dass der erste Lichtpuls vollständig im Bild dargestellt wird. Anschließend folgen der grüne und blaue Puls jeweils um die Periodendauer $1/F$ zeitlich versetzt. Bei F handelt es sich hierbei um die gewünschte Frequenz für die RGB-Pulsfolge. Die Belichtungszeit der Kamera t_{Bel} wird so gewählt, dass alle drei Lichtpulse in einem Bild dargestellt werden können. Außerdem ist es wichtig, dass die Pulsbreite (PB) der einzelnen Lichtpulse deutlich geringer ist als die Periodendauer, damit es Dunkelheit zwischen den Pulsen gibt, in der sich die Schliere fortbewegen kann, bevor sie erneut belichtet wird. Im Rahmen dieser Arbeit wurden unterschiedliche Ansätze zum gepulsten Betrieb der RGBW-LED verwendet. Diese werden im Folgenden vorgestellt und ihre Vor- sowie Nachteile werden erläutert.

Treiber aus analogen Bauteilen aus der Elektronischen Werkstatt (EW-Treiber)

In der hauseigenen Elektronischen Werkstatt wurde ein Netzteil aus analogen Bauteilen konstruiert, das die Ausgangsstromstärke der RGBW-LED auf einen konstanten Wert regelt. Dieses Bauteil wird im Rahmen dieser Arbeit als EW-Treiber bezeichnet. Für die Cree XM-L RGBW-LED wird eine Stromstärke von 350 mA verwendet, da in diesem Fall der relative Lichtfluss aller vier Farben gemäß Herstellerangaben 100 % beträgt [111]. Für die Saber Z4 RGBW-LED sowie die RGBW-LED in horizontaler Anordnung wird eine Ansteuerungsstromstärke von 500 mA benötigt [108, 109], sodass zwei Netzteile mit zwei unterschiedlichen Ansteuerungsstromstärken verwendet werden. Für jede der vier Farben der RGBW-LED liegt ein BNC-Anschluss vor, über den mit einem TTL-Signal mit einer maximalen Amplitude von 5 V jede Farbe unabhängig voneinander angesprochen werden kann. Durch geeigneten Umbau einer vorherigen Version dieses Treibers, der auf Pulsfrequenzen von 5 kHz limitiert war, sollen nun Pulsfrequenzen bis zu 1 MHz erreicht werden können. Die Analyse, ob diese maximale Pulsfrequenz auch im Experiment zugänglich ist, ist wesentlicher Bestandteil dieser Arbeit (vgl. Abschnitt 5.2).

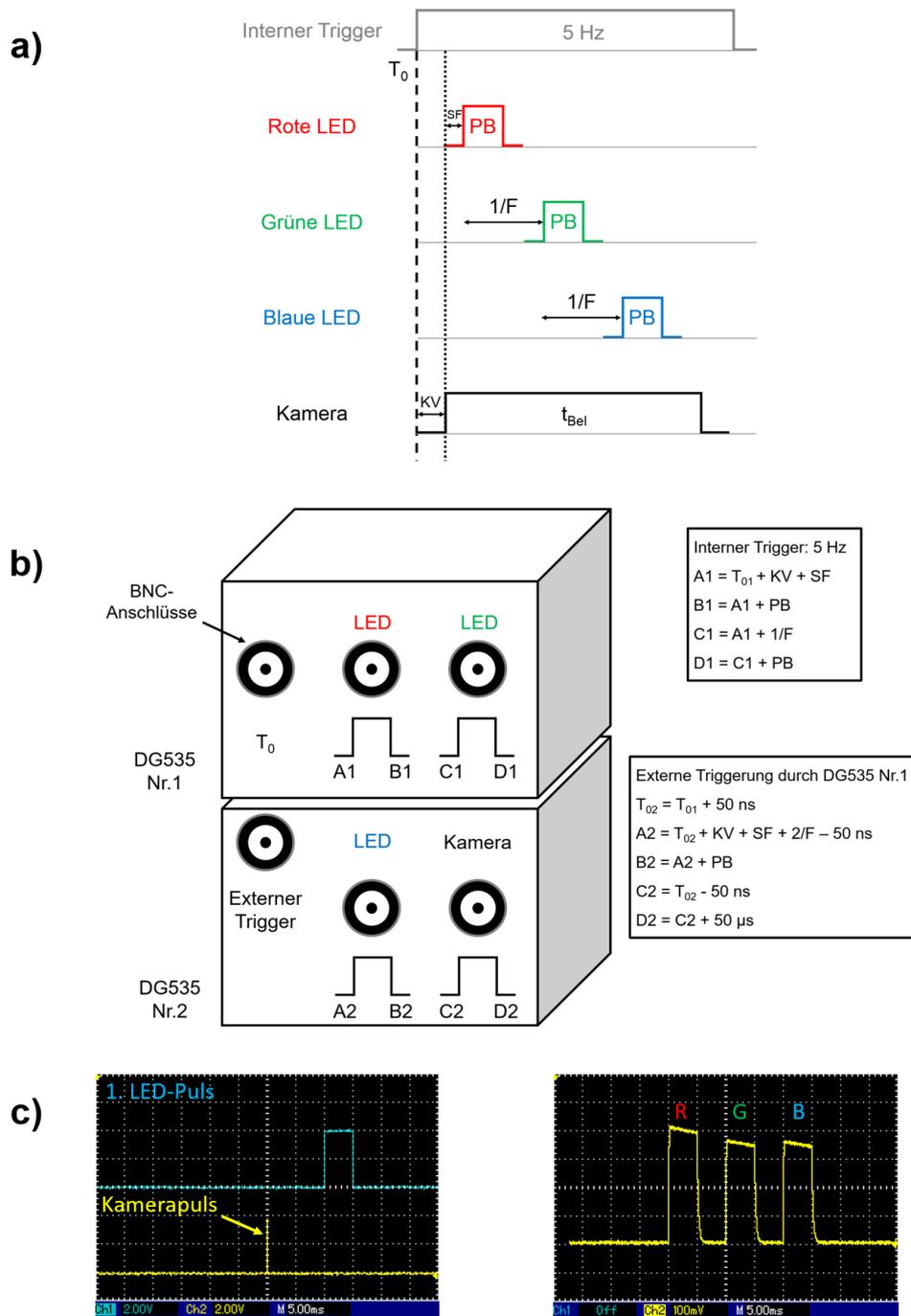


Abbildung 5.4: Veranschaulichung des gepulsten Betriebs der RGBW-Leuchtdioden mithilfe der Pulsgeneratoren DG535 in Kombination mit dem EW-Treiber. **a)** Schematische Darstellung der Pulsfolge der RGBW-LED. Bei KV handelt es sich um die Kameraverzögerung und bei SF um einen weiteren zeitlichen Sicherheitsfaktor. Bei F handelt es sich um die Pulsfrequenz und mit t_{Bel} wird die Belichtungszeit der Kamera bezeichnet. **b)** Schematische Darstellung der beiden verwendeten DG535 sowie die notwendigen vorzunehmenden Einstellungen. **c)** Veranschaulichung des Startsignals der Kamera (gelb) im Verhältnis zum ersten Lichtpuls (blau) mithilfe eines Oszilloskops (links). Durch Verwendung einer Photodiode in Kombination mit einem Oszilloskop können die RGB-Pulsfolge visualisiert und die Einstellungen überprüft werden (rechts).

Steuerung des EW-Treibers mit Pulsgeneratoren Der EW-Treiber benötigt zur Steuerung ein TTL-Signal als Eingangssignal, das über zwei Pulsgeneratoren (Modell DG535 Digital Delay / Pulse Generator, Stanford Research Systems) erzeugt wird. Hierbei werden zwei dieser Pulsgeneratoren benötigt, da pro DG535 lediglich zwei Ausgänge, die ein Signal mit variabler Breite erzeugen, zur Verfügung stehen und somit keine Pulsfolge bestehend aus drei Pulsen mit lediglich einem dieser Pulsgeneratoren realisiert werden kann. Zur Steuerung von drei Leuchtdioden und einer Kamera werden vier Ausgänge benötigt. Die DG535 liefern als Ausgangssignal ein TTL-Signal mit einer Amplitude von 4 V bei variabler Pulsbreite und Frequenz. Die Parameter Pulsbreite und Frequenz entsprechen den gewünschten Bedingungen zum gepulsten Betrieb der RGBW-LED. Die maximale Frequenz der DG535 liegt bei 1 MHz [125]. Darüber hinaus ist es möglich, die Kamera in Synchronisation mit der RGB-Pulsfolge zu steuern. In Abbildung 5.4 b) ist schematisch das Vorgehen zur Steuerung der RGBW-LED anhand der DG535 sowie des EW-Treibers dargestellt.² Der Pulsgeber DG535 Nr.1 dient zur Steuerung der roten (A1B1) und der grünen (C1D1) LED. Der erste der beiden Buchstaben beschreibt jeweils den Startpunkt und der zweite Buchstabe den Endpunkt des Pulses. Jeder Anschluss des DG535 für die unterschiedlichen Farben der RGBW-LED kann anhand eines BNC-Kabels mit dem entsprechenden Anschluss am EW-Treiber verbunden werden. Der Anschluss T_0 am DG535 Nr.1 sendet ein externes Triggersignal an den DG535 Nr.2. Hierbei muss eine zeitliche Verzögerung von 50 ns [125] berücksichtigt werden. Der DG535 Nr. 2 steuert die blaue LED (A2B2) und die Kamera (C2D2). In den beiden Kästen rechts daneben sind jeweils die notwendigen Einstellungen für eine RGB-Pulsfolge aufgelistet. Die Frequenz für die interne Triggerung des ersten DG535 wird relativ langsam gewählt, da die Pulsfrequenz der LED durch die Periodendauer bestimmt wird. Es wird eine niedrige Frequenz von 5 Hz zur internen Triggerung verwendet, um der maximalen Aufnahmezeit der Kameras gerecht zu werden. Mit T_{01} sowie T_{02} werden die internen Referenzzeitpunkte des jeweiligen DG535 bezeichnet. Die Kamera (C2D2) wird mit einer Pulsbreite von 50 μ s angesteuert. Die Belichtungszeit wird direkt an der Kamera eingestellt. Mithilfe eines Oszilloskops kann die Lage des Startpulses der Kamera im Verhältnis zum ersten Lichtpuls visualisiert werden (Abbildung 5.4 c) links). In diesem Fall wurde für die Kameraverzögerung ein Wert von 10 ms eingestellt. Wird zusätzlich eine Photodiode verwendet, können die Einstellungen der beiden DG535 durch eine Visualisierung der RGB-Pulsfolge überprüft werden (Abbildung 5.4 c) rechts). Die Pulsbreite PB beträgt in diesem Fall 5 ms bei einer Frequenz F von 100 Hz.

²Diese Steuerung wurde in Zusammenarbeit mit Steffen Schmitt im Rahmen eines Forschungspraktikums entwickelt.

Für die Charakterisierungsmessungen, die an den RGBW-LEDs durchgeführt werden und ab Abschnitt 5.3 beschrieben werden, wird ein alternativer Pulsgenerator (Agilent 30 MHz Function/Arbitrary Waveform Generator) zum Betrieb des EW-Treibers verwendet. Aufgrund der am Pulsgeber vorhandenen Ausgänge kann jeweils lediglich eine einzige Farbe der RGBW-LED betrieben werden, sodass hiermit keine RGB-Pulsfolge realisiert werden kann. Allerdings weist dieser Pulsgeber den Vorteil der erleichterten Bedienung im Vergleich zu den DG535-Pulsgeneratoren auf.

Steuerung des EW-Treibers mit einer dSPACE box Die gepulste RGB-Schlierenfotografie ist ein vielversprechender, kostengünstiger Sensor für die aktive Regelung instabiler Verbrennungsprozesse, wie sie zum Beispiel in Gasturbinen Einsatz finden könnte. Deswegen sollte auch die Möglichkeit in Betracht gezogen werden, die RGBW-LED sowie den EW-Treiber mithilfe einer dSPACE box (Modell ds1103) zu steuern. Durch Verwendung einer dSPACE box kann eine Signalerfassung in Echtzeit erfolgen. Dies bedeutet, dass pro definierter Zeiteinheit mit Sicherheit ein Messpunkt aufgenommen, verarbeitet und bei Bedarf gespeichert wird. Dies kann mit herkömmlichen Computern nicht gewährleistet werden [77], sodass bei Regelungsexperimenten in der Regel eine dSPACE box zum Einsatz kommt. Zur Nutzung der dSPACE box wird ein Steuerungsmodell in Simulink (Version 8.3) anhand eines Blockschaltbildes erstellt und anschließend in Matlab (Version R2014a) kompiliert, sodass es auf die dSPACE box geladen werden kann und dort zur Nutzung zur Verfügung steht. Anhand des Simulink-Modells wird die Schrittweite, mit der Messpunkte erfasst werden, festgelegt. Anschließend wird im Controldesk (Version 5.2 Next Generation) eine grafische Benutzeroberfläche angelegt, sodass eine leichte und intuitive Bedienung des erstellten Modells möglich ist. Dieser Ansatz wurde bereits in der Masterarbeit der Autorin [58] verfolgt. Allerdings bestand bei dem dort verwendeten Simulink-Modell der Nachteil, dass weder die Pulsbreite noch die Amplitude des Ausgangssignals, das an den EW-Treiber gelangt, variiert werden konnten. Des Weiteren ist der zugängliche Frequenzbereich auf 10 kHz limitiert. Deswegen bestand ein Ziel dieser Arbeit darin, ein optimiertes Modell in Simulink zu entwickeln, sodass eine Steuerung der RGBW-Leuchtdioden mit variabler Pulsbreite und Amplitude anhand der dSPACE box ermöglicht wird. In Abbildung 5.5 befindet sich ein Überblick über das Blockschaltbild des Simulink-Modells sowie die graphische Benutzeroberfläche im Controldesk. Das neu entwickelte Blockschaltbild zur gepulsten Steuerung der RGBW-LED (Abbildung 5.5 a)) basiert auf dem Simulink-Block *Pulse Generator*, der rechteckige Pulse mit variabler Pulsbreite und Amplitude erzeugt. Der durch diesen Block erzeugte Puls wird durch die Eingabe der Periodendauer und der Pulsbreite definiert. Durch den sich anschließenden

Counter erfolgt eine sukzessive Schaltung der roten, grünen und blauen LED. Durch die Multiplikation hinter dem Block *Hitcrossing* mit einem Faktor wird eine Variation der Amplitude des generierten Pulses ermöglicht. Der *Gain* von 0.1 wird benötigt, da das DAC-Board, über den der EW-Treiber mit der dSPACE box verbunden wird, die Ausgabe mit einem Faktor 10 multipliziert. Bei dem DAC-Board handelt es sich um einen Analog-Digital-Wandler, der mittels BNC-Kabel an die benötigten Komponenten angeschlossen werden kann. Die weiße LED (Abbildung 5.5 b)) sowie die Kamera (Abbildung 5.5 c)) werden jeweils anhand eines separaten Blockschaltbildes betrieben, wobei im Falle der Kamera keine Variation der Amplitude notwendig ist. In Abbildung 5.5 d) befindet sich die grafische Benutzeroberfläche im Controldesk der dSPACE box. Da bei dem vorliegenden Pulsgenerator nicht direkt die gewünschte Frequenz eingegeben werden kann, erfolgt zunächst eine Umrechnung der angestrebten Pulsfrequenz in eine Periodendauer. Durch Eingabe der gewünschten Pulsbreite im Verhältnis zur Periodendauer in Prozent findet eine Berechnung der resultierenden Pulsbreite, die zur Steuerung der RGB-LED eingegeben werden muss, statt. Des Weiteren kann für jede Farbe der RGB-LED die Amplitude separat gewählt werden. Die Amplitude kann in diesem Fall von 0 V bis 10 V variiert werden, da die ursprüngliche Version des EW-Treibers mit Rechteckpulsen von bis zu 10 V angesteuert werden konnte. Des Weiteren können die Kamera sowie die weiße LED angesprochen werden, wobei das Feld zur Eingabe der Amplitude im Falle der Kamera nicht aktiv ist.

Um ein umfassendes Modell in Simulink zur aktiven Regelung instationärer Verbrennungsprozesse zu erhalten, erfolgt die Kombination des soeben beschriebenen Simulink-Modells mit einem Modell von Raimund Noske [77], das er in seiner Dissertation zur Untersuchung oszillierender Methan-Luft-Flammen entwickelt hat. Dadurch können gleichzeitig ein Lautsprecher, mehrere Mikrofone sowie zwei Photomultiplier zur Analyse der Chemilumineszenz der untersuchten Flamme angesteuert und deren Signale ausgelesen sowie gespeichert werden.

Bei der Inbetriebnahme³ des hier beschriebenen Simulink-Modells sind kleinere Schwierigkeiten aufgetreten. Zunächst konnte festgestellt werden, dass keine kleinere Schrittweite im Modell als 100 μ s eingestellt werden kann, sodass hierdurch eine Limitierung der Zeitauflösung stattfindet. Wird die Pulsbreite halb so groß gewählt wie die Frequenz, ergibt sich eine maximal zugängliche Frequenz von 5 kHz. Aufgrund der Echtzeitfähigkeit der dSPACE box ist es vermutlich nicht möglich, Pulsfrequenzen im MHz-Bereich zu erreichen. Des Weiteren ist das vorliegende Modell lediglich in der Lage, ganzzahlige Werte für die Pulsbreite sowie die Periodendauer zu verarbeiten,

³Dieses Simulink-Modell wurde zusammen mit Steffen Schmitt im Rahmen seines Forschungspraktikums ersten Tests unterzogen.

sodass eine starke Einschränkung der zugänglichen Messbedingungen vorliegt. Diese Limitierung liegt in der Konfiguration des vorliegenden Simulink-Blocks begründet und konnte im vorliegenden Modell nicht umgangen werden [126]. Dennoch zeigt dieses Simulink-Modell, dass der gepulste Betrieb der RGB-LED und die gleichzeitige Aufnahme dreifarbigter Schlierenbilder mit einer Kamera anhand der dSPACE box prinzipiell möglich ist, auch wenn noch Optimierungsbedarf besteht. Im Zuge dessen könnte überlegt werden, die dSPACE box zur externen Triggerung des Pulsgenerators DG535 Nr.1 zu verwenden. In diesem Fall ist es weniger problematisch, dass lediglich ganzzahlige Werte eingegeben werden können. Dadurch könnte eine Kombination der positiven Eigenschaften der Pulsgeneratoren DG535 vor allem bezüglich ihrer hohen Zeitauflösung mit der Fähigkeit zur Regelung durch die dSPACE box verknüpft werden. Bei diesem Ansatz würden die DG535-Pulsgeneratoren wie im vorherigen Abschnitt beschrieben den EW-Treiber ansteuern. Da die aktive Regelung instationärer Verbrennungsprozesse nicht im Fokus dieser Arbeit steht, wurde auf eine Weiterentwicklung des Modells verzichtet und im Experiment auf die Steuerung der RGBW-LEDS anhand der DG535-Pulsgeneratoren zurückgegriffen.

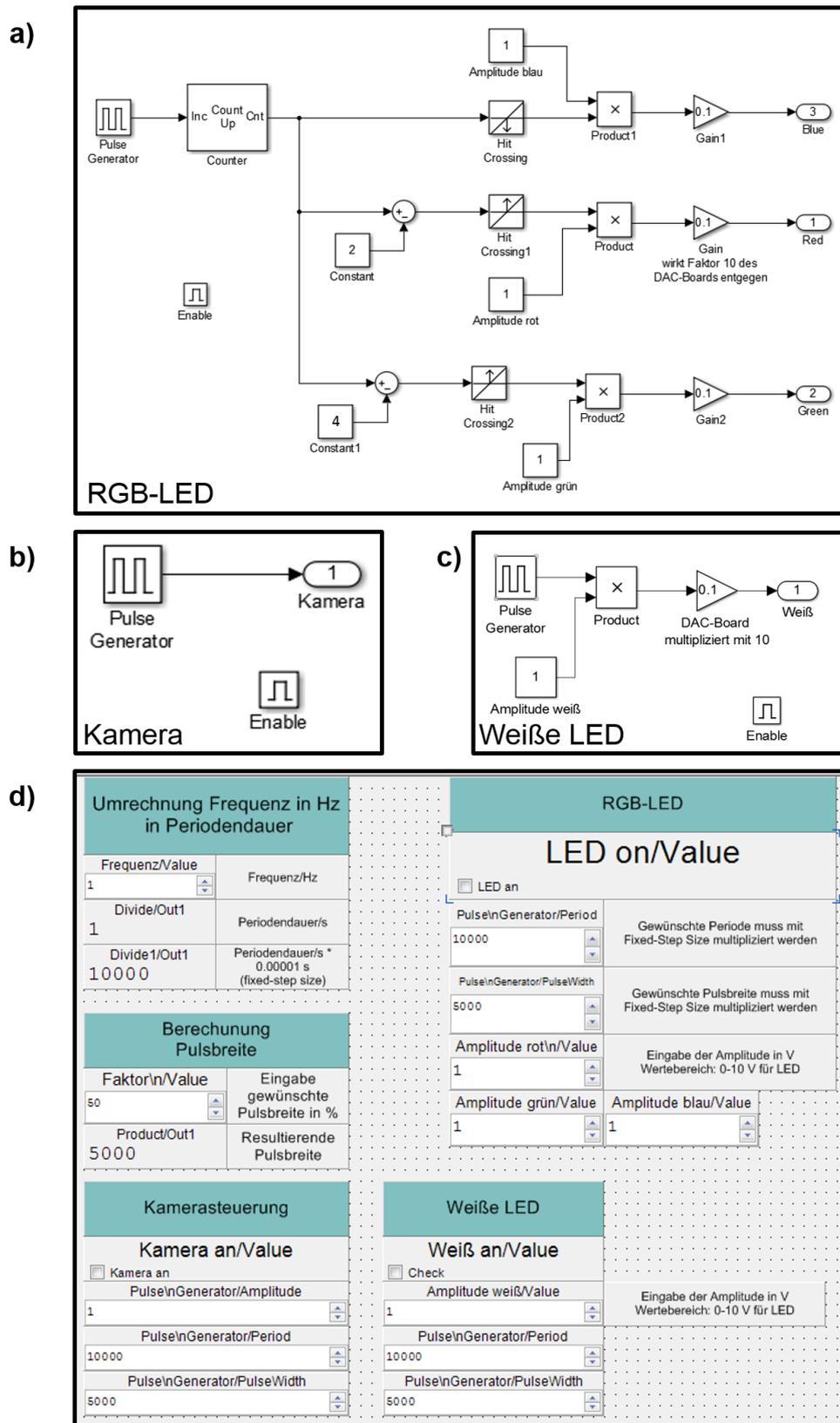


Abbildung 5.5: Überblick über die Steuerung der RGBW-LED mit dem EW-Treiber und einer dSPACE box. a) Simulink-Blockschaltbild zur Steuerung der RGB-LED mittels eines Pulsengenerators mit variabler Periodendauer und Amplitude. b) und c) Die Kamera sowie die weiße LED werden ebenfalls mithilfe eines Pulsengenerators angesprochen. d) Grafische Benutzeroberfläche im Controldesk zur Nutzung des Simulink-Modells im Experiment.

5.2 Charakterisierung der Zeitauflösung des Systems

Um die maximal zugängliche Zeitauflösung des bestehenden RGB-Schlierensystems zu bestimmen, müssen die Zeitstrukturen aller im System verwendeten elektronischen Komponenten ermittelt werden. Von besonderem Interesse sind hierbei die Anschwing- und Abklingzeiten der Pulsgeneratoren, des EW-Treibers zum Betrieb der RGBW-LED sowie der verwendeten RGBW-LEDs. Dadurch ist es möglich, den Geschwindigkeitsbereich, der anhand der gepulsten RGB-Schlierenfotografie untersucht werden kann, zu bestimmen. Des Weiteren ist die Kenntnis der Kameraverzögerung bei externer Triggerung der Spiegelreflexkamera Canon EOS 400D unerlässlich.

5.2.1 Zeitstruktur der Pulsgeneratoren und des EW-Treibers

Für die Zeitauflösung des RGB-Schlierensystems sind zunächst die Anschwing- und Abklingzeiten der verwendeten Pulsgeneratoren von Bedeutung. Die Anschwing- und die Abklingzeiten beschreiben die Zeitdifferenz zwischen dem 10 %- und 90 %-Punkt der Amplitude des zu untersuchenden Signals (Abbildung 5.6) und lassen sich wie folgt berechnen [37]:

$$\tau_{\text{Anstieg}} = \tau_{90\%} - \tau_{10\%} \quad (5.2)$$

$$\tau_{\text{Abklang}} = \tau_{10\%} - \tau_{90\%} \quad (5.3)$$

Mit τ_{Anstieg} wird die Anstiegszeit oder die Anschwingzeit und mit τ_{Abklang} die Abklingzeit bezeichnet. Die Begriffe Anstiegszeit und Anschwingzeit werden in dieser Arbeit synonym verwendet.

Das Ausgangssignal sowohl des Agilent-Pulsgebers als auch der DG535-Pulsgeneratoren wird mithilfe eines digitalen Echtzeit-Oszilloskops (Tektronix TDS 220) hinsichtlich ihrer Zeitstruktur untersucht. Das verwendete Oszilloskop weist eine Anstiegszeit kleiner 3.5 ns auf [127]. Zur Bestimmung der Anstiegszeit wird eine Cursormessung, wie vom Hersteller im Handbuch beschrieben [127], durchgeführt. Hierzu wird das Signal am Display so eingestellt, dass die ansteigende Flanke des Signals sichtbar ist und sich die Amplitude über fünf Skalenteile erstreckt (Abbildung 5.6). Die Basislinie des Signals wird 2.5 Skalenteile unterhalb des mittleren Rasters positioniert. Im Cursormenu wird der erste Cursor so gesetzt, dass er die zweite Rasterlinie unterhalb der Bildschirmmitte schneidet. Hierbei handelt es sich um den 10 %-Punkt des Signals. Der 90 %-Punkt des Signals befindet sich am Schnittpunkt des zweiten Cursors mit der zweiten Rasterlinie oberhalb der Bildschirmmitte. Anschließend kann die Anstiegszeit im Menü *Delta* abgelesen werden [127]. Analog wird die Abstiegszeit an der abklingenden Flanke des Signals bestimmt.

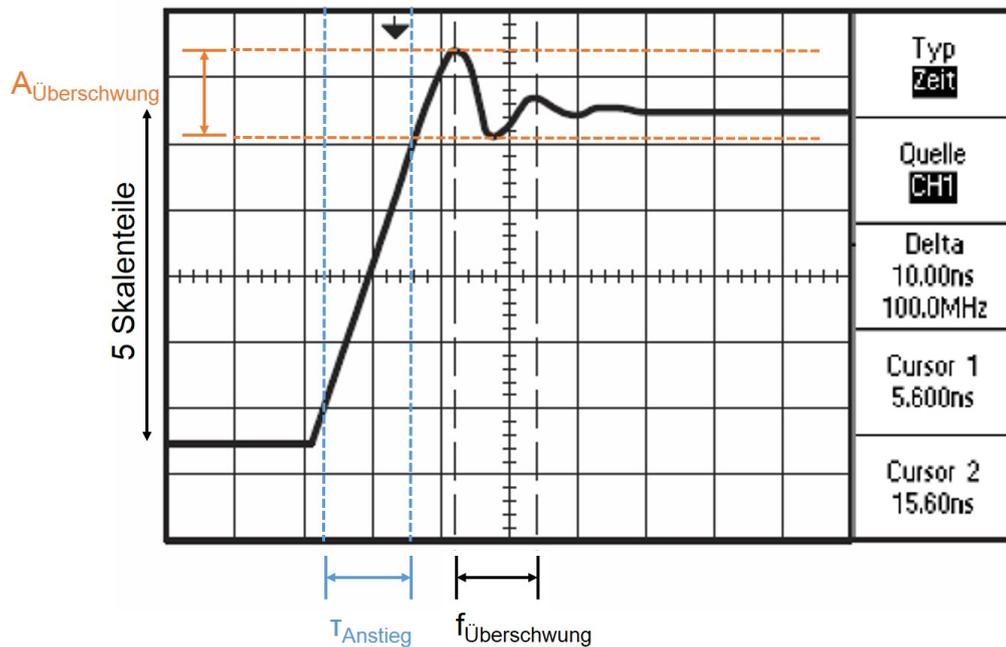


Abbildung 5.6: Schematische Darstellung der Cursorsmessungen mit dem Oszilloskop Tektronix TDS 220 (adaptiert nach [127]). Anhand von Cursorsmessungen können am Oszilloskop die Anstiegszeit τ_{Anstieg} , die Überschwingfrequenz $f_{\text{Überschwung}}$ und Überschwingamplitude $A_{\text{Überschwung}}$ ermittelt werden. Die entsprechenden Werte lassen sich im Menü *Delta* ablesen.

Darüber hinaus können die Überschwingfrequenz $f_{\text{Überschwung}}$ und Überschwingamplitude $A_{\text{Überschwung}}$ eines Signals anhand von Cursorsmessungen bestimmt werden (Abbildung 5.6). Zur Bestimmung der Frequenz werden die Cursor zum einen am ersten Spitzenwert und zum anderen am zweiten Spitzenwert des Überschingers positioniert. Die resultierende Zeitdifferenz sowie die zugehörige Frequenz können im Menü *Delta* abgelesen werden. Für die Bestimmung der Amplitude werden die Cursor im Spannungsmodus genutzt und auf den höchsten und niedrigsten Punkt des Überschwingensignals gesetzt. Die Amplitude kann im Menü *Delta* abgelesen werden [127]. Um die erhaltenen Signalverläufe als Bild speichern zu können, wird das 2-Kanal-Digital-Oszilloskop UTD 2052 CEL der Firma Reichelt verwendet. Hiermit können Screenshots des Bildschirms im bmp-Format gespeichert werden. Dieses Oszilloskop weist eine Anstiegszeit im Bereich von 7 ns auf [128].

Der Agilent-Pulsgenerator wird mit einer Amplitude von 4 V betrieben, da der DG535-Pulsgenerator ein TTL-Signal mit dieser Amplitude ausgibt. Beim Agilent-Pulsgenerator wird ein rechteckförmiges Ausgangssignal gewählt. Zur Untersuchung der Zeitstruktur des EW-Treibers, der eine Ausgangsstromstärke von 350 mA an die RGBW-LED ausgibt, wird das Oszilloskop über Messspitzen an die Masse des EW-Treibers sowie an

den Pluspol des Ausgangs für die grüne LED angeschlossen. Der EW-Treiber wird mithilfe des Agilent-Pulsgenerators angesteuert. Da die Ausgänge für alle vier Farben baugleich sind, ist es ausreichend, lediglich einen der vier Ausgänge zu untersuchen. Der EW-Treiber für den Betrieb der RGBW-LEDs, die eine Ansteuerungsstromstärke von 500 mA benötigen, unterscheidet sich in der Bauweise lediglich in der Ausgangsstromstärke, sodass auf eine detaillierte Untersuchung des zweiten EW-Treibers verzichtet wird. Bei der Untersuchung der Zeitstruktur des EW-Treibers ist darauf zu achten, dass die RGBW-LED während der Messungen angeschlossen ist, damit eine Analyse unter Last erfolgen kann. Alle Messungen werden für unterschiedliche Frequenzen und einen Tastgrad von 50 % durchgeführt, das heißt, dass die Pulsbreite der Hälfte der Periodendauer entspricht. Alle verwendeten Frequenzen und zugehörigen Pulsbreiten sind Tabelle 5.4 zu entnehmen. Alle Ergebnisse, die durch diese Experimente erzielt werden, werden in Abschnitt 6.1.1 diskutiert.

Tabelle 5.4: Zur Analyse der Zeitstruktur verwendete Frequenzen und zugehörige Pulsbreiten. *Es wird ein Tastgrad von 50 % verwendet. Die Pulsbreite entspricht also der Hälfte der Periodendauer.*

	Frequenz	Pulsbreite
1	1 Hz	0.5 s
2	10 Hz	0.05 s
3	100 Hz	0.005 s
4	1 kHz	500 μ s
5	10 kHz	50 μ s
6	50 kHz	10 μ s
7	100 kHz	5 μ s
8	1 MHz	0.5 μ s

5.2.2 Zeitstruktur der RGBW-LEDs

Zur Analyse der Zeitstruktur der RGBW-Leuchtdioden wird zusätzlich eine Hochgeschwindigkeits-Silizium-Fotodiode (Thorlabs Det210) benötigt, um das optische Signal der LED am Oszilloskop visualisieren zu können. Die Fotodiode mit einer Anstiegszeit von 1 ns [129] wird direkt hinter der LED positioniert und an das Oszilloskop (Tektronix TDS 220) angeschlossen. Die Fotodiode weist eine ausreichende spektrale Sensitivität im sichtbaren Wellenlängenbereich auf (Abbildung 5.7). Beim Vergleich der auf dem Oszilloskop beobachtbaren Signale ist auf die unterschiedliche spektrale Sensitivität für Licht blauer, grüner und roter Wellenlänge zu achten. Die Analyse der Anschwing- und Abklingzeiten erfolgt analog zu Abschnitt 5.2.1. Die Cree XM-L Color Line RGBW-LED wird mit dem EW-Treiber mit einer Ausgangsstromstärke von

350 mA und dem Agilent-Pulsgenerator betrieben, während für die Saber Z4 RGBW-LED der EW-Treiber mit einer Ausgangsstromstärke von 500 mA verwendet wird. Die horizontale Anordnung der LEDs muss nicht gesondert untersucht werden, da es sich um die gleichen Leuchtdioden wie im Falle der Saber Z4 RGBW-LED handelt. Es werden die gleichen Frequenzen mit einem Tastgrad von 50 % aus Tabelle 5.4 analysiert. Die Ergebnisse sind Abschnitt 6.1.2 zu entnehmen.

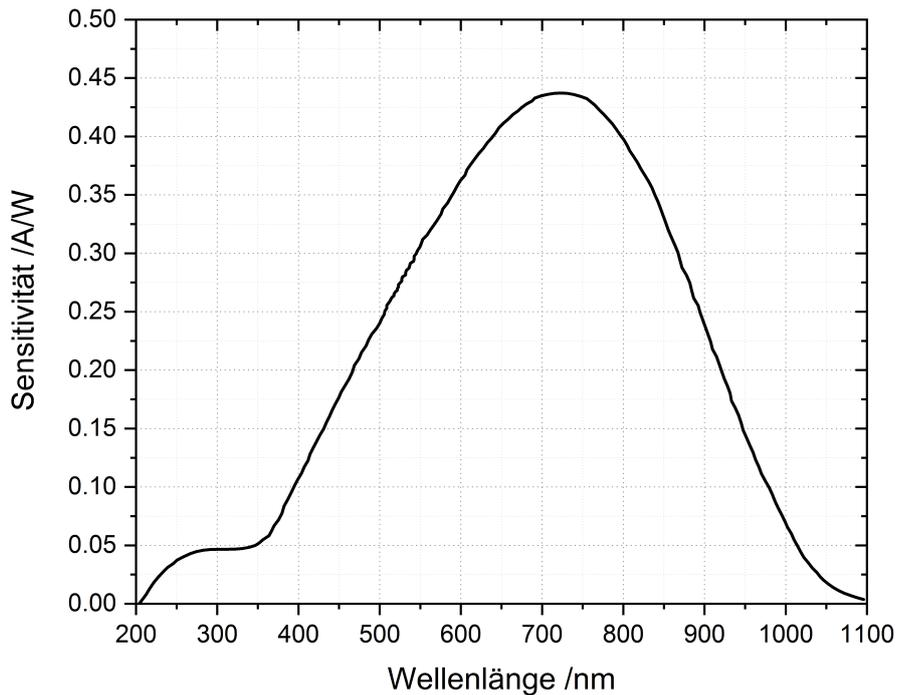


Abbildung 5.7: Spektrale Sensitivität der Fotodiode Thorlabs Det210 (entnommen aus [129]). Anhand der Sensitivitätskurve wird deutlich, dass die Fotodiode zur Analyse der Zeitstruktur der RGBW-LEDs problemlos verwendet werden kann.

Quantifizierung der Zeitauflösung der Fotodiode Da es für diese Experimente zur Bestimmung der Zeitstruktur der RGBW-LEDs von enormer Wichtigkeit ist, dass die Anstiegszeit der Fotodiode deutlich kleiner ist als die der Leuchtdioden, wird die Zeitauflösung der Fotodiode mithilfe eines Nd:YAG-Lasers untersucht. Der Nd:YAG-Laser (Spectra Physics, Quanta Ray 150D) erzeugt Pulse mit einer Wellenlänge von 532 nm. Die Fotodiode wird an das Oszilloskop (Tektronix TDS220) angeschlossen und durch Visualisierung des Laserpulses kann die Anstiegszeit der Fotodiode bestimmt werden. Die erhaltenen Ergebnisse werden ebenfalls in Abschnitt 6.1.2 diskutiert.

5.2.3 Bestimmung der Kameraverzögerung

Die in dieser Arbeit verwendete Spiegelreflexkamera Canon EOS 400D ist sehr attraktiv für den Einsatz in der gepulsten RGB-Schlierenfotografie, da sie Bilder im Rohdatenformat zur Verfügung stellt. Allerdings besteht der große Nachteil, dass sie nicht mithilfe des DG535-Pulsgebers über ein TTL-Signal getriggert werden kann. Deswegen wurde in der hauseigenen Elektronischen Werkstatt ein Bauteil konstruiert, das es ermöglicht, die Kamera über den Eingang, der zur Fernauslösung der Kamera dient, über ein TTL-Signal extern zu triggern. Da die exakte Zeitauflösung des vollständigen Systems von sehr großer Bedeutung ist, muss die Kameraverzögerung bei der Verwendung dieses Bauteils experimentell ermittelt werden. Hierbei handelt es sich um die Zeit, die die Kamera benötigt, um auszulösen, nachdem sie das Triggersignal erhalten hat. Die grüne Leuchtdiode der Cree XM-L Color Line RGBW-LED beleuchtet den Reflexionsstandard, wobei die LED eine Pulsbreite von 10 ms aufweist. Sowohl die LED als auch die Kamera werden anhand eines DG535-Pulsgebers mit einer Frequenz von 0.5 Hz zeitlich synchronisiert. Für die LED wird der Ausgang AB verwendet, wobei $A = T_0 + X$ und $B = A + 10 \text{ ms}$ gilt, und die Kamera wird mittels des Ausgangs CD angesteuert ($C = T_0 + 0$ und $D = C + 50 \text{ }\mu\text{s}$) (vgl. Abschnitt 5.1.1). An der Kamera wird eine feste Belichtungszeit von 1 s (F/2.8, ISO 400) eingestellt. Der Lichtpuls wird im Verhältnis zum Startpunkt der Kamera zeitlich um den Wert X nach links und nach rechts verschoben (Abbildung 5.8). Es erfolgt eine Verschiebung des Lichtpulses um eine Zeit zwischen 0 ms und 150 ms im Vergleich zum Startpuls der Kamera in unterschiedlichen Schrittweiten. Pro Einstellung für den zeitlichen Versatz X werden 100 Bilder aufgenommen, über die in der Auswertung später gemittelt werden kann. Ziel hierbei ist es, die Zeitpunkte zu identifizieren, an denen der Lichtpuls nicht mehr vollständig im aufgenommenen Bild enthalten ist. Die ermittelten Ergebnisse werden in Abschnitt 6.1.5 aufgeführt.

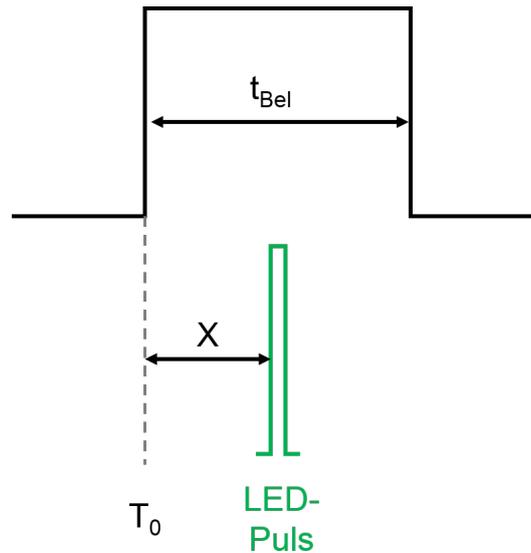


Abbildung 5.8: Schematische Darstellung des Vorgehens zur Bestimmung der Kameraverzögerung der Canon EOS 400D. Für die Kamera wird eine feste Belichtungszeit t_{Bel} gewählt. Der Lichtpuls der grünen Leuchtdiode der RGBW-LED wird im Verhältnis zum Startpuls der Kamera T_0 um die Zeit X verschoben. Somit kann ermittelt werden, zu welchen Zeitpunkten der Lichtpuls in den mit der Kamera aufgenommenen Bildern nicht mehr sichtbar ist.

5.3 Strahlungseigenschaften der RGBW-LEDs

Die optische Strahlung, die von einer LED erzeugt wird, stammt aus einem Halbleiter-Chip, der zum Beispiel auf einem Kühlkörper befestigt wird. Zusätzlich können eingebaute Reflektoren oder Linsen zu Veränderungen der spektralen Eigenschaften sowie der Richtungscharakteristik der emittierten Strahlung führen. Deswegen ist eine fundierte Charakterisierung der optischen Eigenschaften von Leuchtdioden vor ihrer Verwendung in Experimenten zur optischen Charakterisierung von Verbrennungsprozessen von großer Bedeutung [60].

5.3.1 Spektren der RGBW-LEDs

Die Spektren der in dieser Arbeit verwendeten RGBW-LEDs werden aus den Messungen in 0°-Position der winkelabhängigen Messungen in Abschnitt 5.3.2 erhalten und in Abschnitt 6.2.1 dargestellt.

Zeitabhängigkeit der Spektren von der Betriebsdauer Da das Licht von Leuchtdioden direkt durch die Rekombination der Ladungsträger im Halbleiter entsteht, ist keine Zeitabhängigkeit der Strahlungsintensität von der Betriebsdauer zu erwarten. Da beim Aufbau dieses Experiments zur gepulsten RGB-Schlierenfotografie die exakte Kenntnis der Zeitauflösung von besonderer Bedeutung ist, werden dennoch Messungen zur Charakterisierung der zeitabhängigen Spektren vorgenommen. Hierfür wird die zu untersuchende LED mittels einer optischen Faser (LOT Oriol, LLB592) in einem Abstand von 5 cm in eine Ulbrichtkugel (labsphere, AS-02296-053) eingekoppelt (Abbildung 5.9). Durch die Ulbrichtkugel wird ein homogenes Strahlungsfeld erzeugt, sodass keine Richtungsabhängigkeit der emittierten Strahlung vorliegt. Die Ulbrichtkugel wird mit einer weiteren optischen Faser mit einer Detektionseinheit bestehend aus einem Monochromator (Acton Research Corporation, SpectraPro 275) sowie einer CCD-Kamera (Princeton Instruments, SpectruMM:250B) verbunden. Der Monochromator wird bei einer Zentralwellenlänge λ_{zentral} von 550 nm betrieben und es wird ein Gitter mit 150 Linien/mm verwendet. Vor dem Monochromator befinden sich ein verstellbarer Spalt S_3 (3 mm) sowie eine Fokussieroptik, die wiederum einen Filterhalter (FH) besitzt. Die CCD-Kamera wird zur Reduktion des Dunkelstroms auf -28°C gekühlt und wird anhand eines Computers mit dem Programm WinSpec32 (Princeton Instruments) ausgelesen.

Die RGBW-LEDs werden mit dem EW-Treiber, der anhand des Agilent-Pulsgebers angesteuert wird, betrieben. Durch den Agilent-Pulsgeber wird ein Rechteckpuls mit einer Frequenz von 100 Hz, einer Pulsbreite von 5 ms (50 % Tastgrad) sowie einer

Amplitude von 4 V erzeugt. Es werden Spektren von den LEDs direkt nach dem Einschalten aufgenommen. Anschließend werden bis zu einer Betriebsdauer von 3 Minuten die Spektren alle 20 s gespeichert. Weiterhin erfolgt die Aufnahme der Spektren alle 30 s, bis eine Betriebsdauer der LED von 10 Minuten erreicht wurde. Die rote, grüne, blaue und weiße LED der drei zur Verfügung stehenden RGBW-LEDs werden jeweils einzeln untersucht. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen können ebenfalls Abschnitt 6.2.1 entnommen werden.

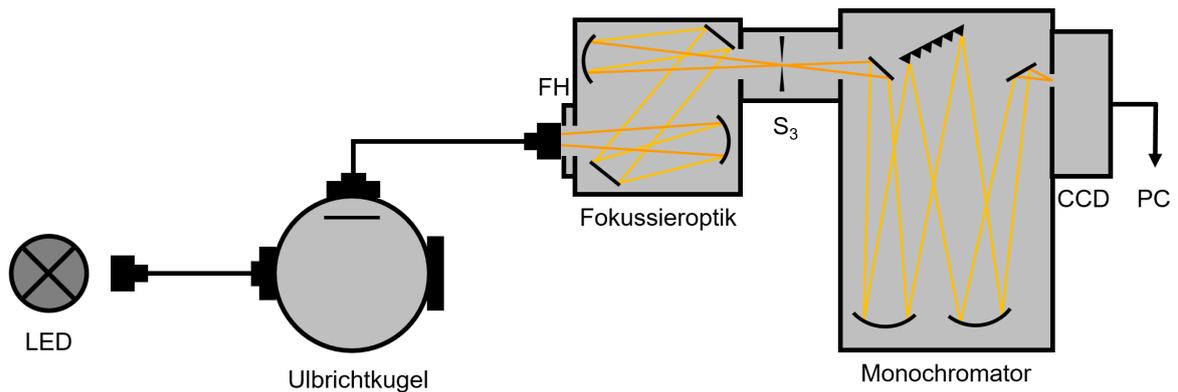


Abbildung 5.9: Schematische Darstellung des Aufbaus zur Untersuchung der Zeitabhängigkeit der Spektren der RGBW-LEDs. Das Licht der RGBW-LED wird mithilfe einer optischen Faser in eine Ulbrichtkugel eingekoppelt und über eine weitere optische Faser in die Detektionseinheit eingebracht. Die Detektionseinheit besteht aus einem Filterhalter (FH), einer Fokussieroptik, einem verstellbaren Spalt S_3 (3 mm), einem Monochromator ($\lambda_{\text{zentral}} = 550 \text{ nm}$) sowie einer CCD-Kamera, die mit einem Computer ausgelesen wird.

5.3.2 Winkelabhängige Strahlprofile

Um die Richtungscharakteristik der im Schlierenexperiment verwendeten RGBW-LEDs zu identifizieren, werden Messungen zur Aufnahme des winkelabhängigen Strahlprofils durchgeführt. Hierzu wird die LED, wie in Abbildung 5.10 dargestellt, auf einem Winkelmesstisch befestigt und über den großen Port der Ulbrichtkugel ohne Verwendung einer optischen Faser in die Detektionseinheit eingekoppelt. Hierbei ist der Durchmesser der untersuchten RGBW-LEDs klein im Vergleich zum Durchmesser des Ports von 62 mm. Der Abstand zwischen der Ulbrichtkugel und der LED beträgt 40 cm und ist somit ebenfalls groß im Verhältnis zur Ausdehnung der RGBW-LED, sodass keine Beeinflussung der Winkelauflösung erwartet wird. Die im System vorliegende Winke-

laufföschung WA kann mithilfe des folgenden Zusammenhangs über den Durchmesser des Ports d sowie der Wellenlänge des emittierten Lichts λ berechnet werden [68]:

$$WA = 1.22 \cdot \frac{\lambda}{d} \quad (5.4)$$

Zur Bestimmung der Wellenlänge wurde pro Farbe der drei RGBW-LEDs über die Lage der Emissionsmaxima aus Abschnitt 6.2.1 gemittelt. Die Winkelauföschung beträgt für die roten LEDs 2.56", für die grünen LEDs 2.12" sowie für die blauen LEDs 1.88". Die LED wird in Schritten von 5° sowohl nach links als auch nach rechts gedreht, sodass sich der Einfallswinkel der LED-Strahlung in die Ulbrichtkugel verändert. Es wird so ein Winkelbereich von 90° bis -90° abgedeckt. Durch die Verwendung der Ulbrichtkugel werden etwaige Winkelabhängigkeiten der Detektionseinheit eliminiert, da das LED-Licht immer im identischen Winkel auf die Detektionseinheit trifft. Für jede Winkелеinstellung werden mithilfe der in Abschnitt 5.3.1 beschriebenen Detektionseinheit Spektren aufgenommen. Die einzelnen Farben der RGBW-LEDs werden wieder nacheinander untersucht und analog zu Abschnitt 5.3.1 betrieben. Die erhaltenen Ergebnisse können Abschnitt 6.2.2 entnommen werden.

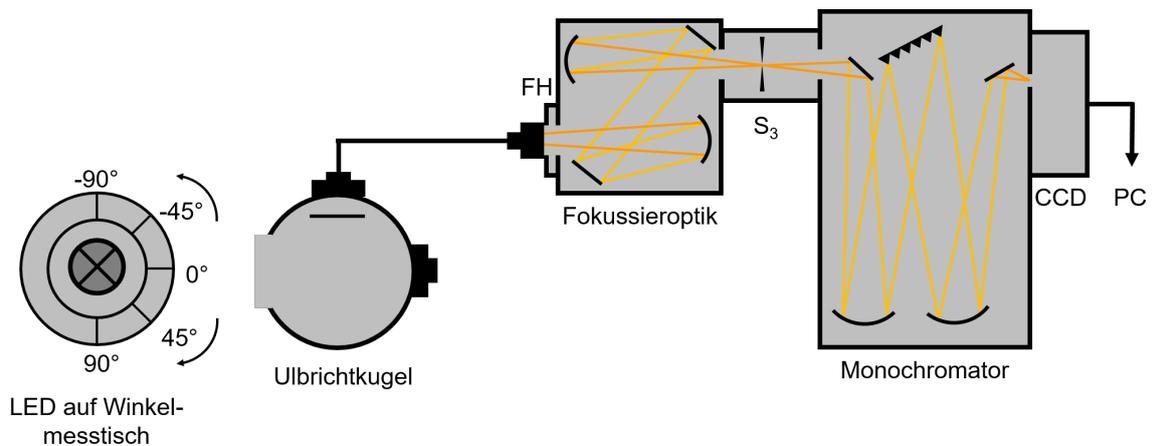


Abbildung 5.10: Schematische Darstellung des Aufbaus zur Ermittlung der winkelabhängigen Strahlprofile der RGBW-LEDs. Die LED befindet sich auf einem Winkelmesstisch in einem Abstand von 40 cm zur Ulbrichtkugel und das Licht wird direkt über den großen Port der Ulbrichtkugel eingekoppelt. Die LED wird in Schritten von 5° sowohl nach links als auch nach rechts gedreht. Der Aufbau der Detektionseinheit wurde bereits in Abschnitt 5.3.1 beschrieben.

5.3.3 Absolute Photonenzahlen

Um im späteren gepulsten RGB-Schlierenexperiment die Helligkeit der roten, grünen sowie der blauen LED an die spektrale Sensitivität des verwendeten Kamerasensors anzupassen, ist eine Kenntnis der absoluten Photonenzahl, die von den LEDs emittiert wird, unerlässlich. Zur Bestimmung der absoluten Photonenzahl wird ein ähnlicher Aufbau wie in Abbildung 5.10 verwendet. Die LED wird ebenfalls direkt über den großen Port der Ulbrichtkugel in diese eingekoppelt. Allerdings befindet sich die LED in diesem Fall so dicht wie möglich an der Ulbrichtkugel, um den Intensitätsverlust so gering wie möglich zu halten. Außerdem wird der Winkelmesstisch für dieses Experiment nicht benötigt. Für jede Farbe der RGBW-LED werden mithilfe der in Abschnitt 5.3.1 beschriebenen Detektionseinheit 10 Spektren aufgenommen, wobei die einzelnen Farben wieder nacheinander untersucht und analog zu Abschnitt 5.3.1 betrieben werden. Zur späteren Auswertung dieser Messungen wird für jede Farbe der RGBW-LED eine Referenzlichtquelle benötigt. Hierzu wird die RGBW-LED Cree XM-L verwendet, da diese am exaktesten durch den Hersteller charakterisiert ist. Die aus diesen Experimenten erhaltenen Ergebnisse werden in Abschnitt 6.2.3 diskutiert.

Einbringung der LED in die Ulbrichtkugel Darüber hinaus wird die Cree XM-L Color Line RGBW-LED in zwei unterschiedlichen Konfigurationen untersucht. Zum einen befindet sie sich wie gewohnt auf einem herkömmlichen Kühlkörper. Zum anderen wird sie auf einem Aluminiumbalken befestigt, damit die LED vollständig in die Ulbrichtkugel eingebracht werden kann (Abbildung 5.11 a)). Der Aluminiumbalken dient in diesem Fall als Kühlkörper. Hierbei handelt es sich um die sogenannte 4π -Konfiguration, die häufig vorteilhaft bei der Charakterisierung der Strahlungseigenschaften von Lichtquellen ist. Bei der zuvor beschriebenen Anordnung wird von der 2π -Konfiguration gesprochen. Um den Intensitätsverlust so gering wie möglich zu halten, wird ein neuer Deckel für die Ulbrichtkugel konstruiert, durch den die LED auf dem Aluminiumbalken geschoben werden kann (Abbildung 5.11 b)). Zusätzlich werden der Aluminiumbalken und die Kabel in dem Bereich, in dem sie sich im Inneren der Ulbrichtkugel befinden, mit Teflonband umwickelt, um die Reflektivität zu erhöhen.

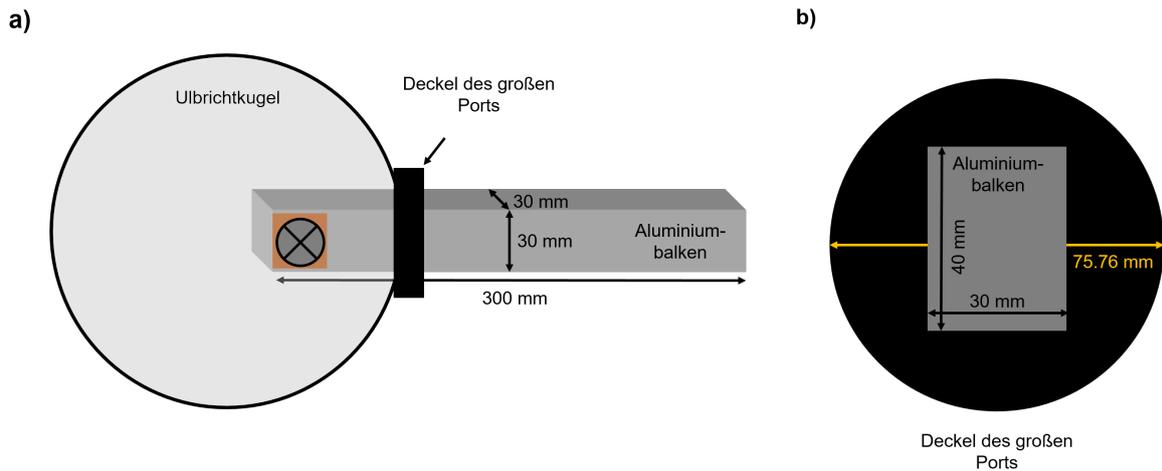


Abbildung 5.11: Einbringung der Cree XML-L Color Line RGBW-LED in die Ulbrichtkugel (4π -Konfiguration). **a)** Die LED wird auf einem Aluminiumbalken aufgebracht, der als Kühlkörper dient, wodurch sie vollständig in die Ulbrichtkugel eingebracht werden kann. **b)** Zur zusätzlichen Minimierung des Intensitätsverlustes wird ein neuer Deckel für den großen Port der Ulbrichtkugel konstruiert. Durch diesen Deckel kann der Aluminiumbalken in die Ulbrichtkugel geschoben werden.

5.3.4 Auswertung und Kalibration der Messdaten

Für die in diesem Abschnitt (Abschnitt 5.3) beschriebenen Messreihen müssen Kalibrationsmessungen für die Wellenlängenlängengachse und die Detektionseffizienz durchgeführt werden. Das hierfür notwendige Vorgehen wird im Folgenden beschrieben.

Auswertung der Messdaten Das Vorgehen zur Auswertung der in diesem Abschnitt (Abschnitt 5.3) durchgeführten Messreihen ist in Abbildung 5.12 schematisch dargestellt.

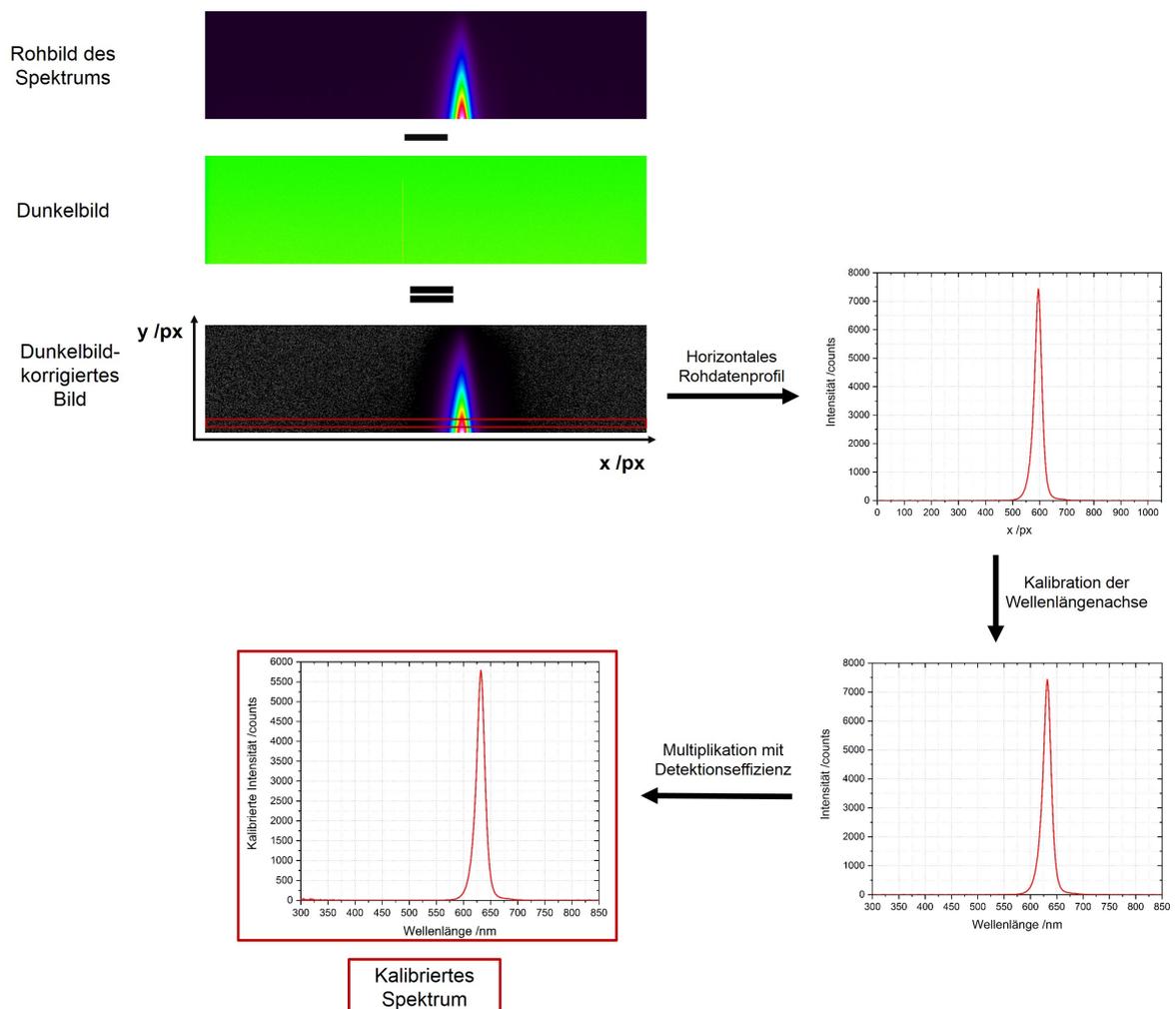


Abbildung 5.12: Schematisches Vorgehen zur Auswertung der erhaltenen Spektren. Von dem direkt nach der Messung vorliegenden Rohbild des Spektrums wird zunächst ein Dunkelbild abgezogen. Die Intensitätsinformation wird in Form einer Falschfarbendarstellung übergeben. Anschließend wird mithilfe der Software SUAP [130] ein horizontales Profil gezogen, sodass die Intensität als Funktion der Position x in Pixeln erhalten wird. Durch anschließende Kalibrierung der x -Achse wird die Wellenlängengachse erhalten und die Multiplikation der Intensität mit der Detektionseffizienz liefert das kalibrierte Spektrum, das nun hinsichtlich der gewünschten Fragestellung ausgewertet werden kann.

Direkt nach der Messung liegt das Rohbild des Spektrums vor, von dem zunächst ein Dunkelbild abgezogen werden muss, um den Dunkelstrom der CCD-Kamera herauszurechnen. Sowohl bei dem Rohbild als auch bei dem dunkelbildkorrigierten Bild handelt es sich um Bilder, die in x - und in y -Richtung die Dimension Pixel aufweisen. Hierbei handelt es sich um die Ausdehnung des CCD-Sensors. Die Intensitätsinformation wird in Form einer Falschfarbendarstellung übergeben. Um aus diesen Daten ein Spektrum in seiner gewohnten Darstellung zu erhalten, werden zunächst in der Auswertesoftware SUAP [130] horizontale Rohdatenprofile mit einer Höhe y von wenigen Pixeln über die gesamte Breite des Bildes x gezogen, sodass ein Spektrum erhalten wird, in dem die Intensität des Rohdatenbildes als Funktion der Position x in Pixeln erhalten wird. Mithilfe der Wellenlängenkalibration, die im Folgenden detailliert erklärt wird, kann eine Umrechnung der Position in Pixeln in eine Wellenlängenachse erfolgen. Da der CCD-Detektor unterschiedlich sensitiv gegenüber Licht unterschiedlicher Wellenlängen ist, muss die sogenannte Detektionseffizienz berücksichtigt werden, indem die Intensität des Rohdatenprofils mit den Kalibrationsfaktoren für die Detektionseffizienz multipliziert wird. Somit wird ein kalibriertes Spektrum erhalten, das nun einer Auswertung gemäß der gewünschten Fragestellung unterzogen werden kann. Anhand der beschriebenen Auswerterroutine wird deutlich, dass Experimente zur Bestimmung der Funktion der Wellenlängenkalibration sowie der Kalibrationsfaktoren der Detektionseffizienz notwendig sind. Diese Experimente werden in den folgenden beiden Abschnitten beschrieben. Wichtig hierbei ist, dass die Kalibrationsmessungen des Detektors für jeden Messaufbau, jede Zentralwellenlänge, jedes Gitter und jede Spalteinstellung am Monochromator durchgeführt werden müssen. Für die soeben beschriebenen Experimente zur Charakterisierung der Strahlungseigenschaften der RGBW-LEDs werden eine Zentralwellenlänge von 550 nm sowie ein Emissionsgitter mit 150 Linien/mm verwendet. Der Spalt S_3 weist eine Breite von 3 mm auf.

Kalibration der Wellenlängenachse Die x -Achse der mit der CCD-Kamera aufgenommenen Messdaten beschreibt die Position der Signale auf dem Kamerachip in der Einheit Pixel, sodass eine Kalibrationsmessung zur Umrechnung in eine Wellenlängenachse durchgeführt werden muss. Hierzu wird ein Referenzspektrum mit einer Quecksilber-Dampfampe (Pen Ray Lamp (Hg/Ar) LOT Oriel LSP 035) aufgenommen, da die Linien des Quecksilber-Spektrums sehr gut in der Literatur [131] bekannt sind. Hierbei ist zu beachten, dass die Quecksilber-Dampfampe parallel zum Spalt der Detektionseinheit ausgerichtet sein muss. Außerdem sollte sie sich an der gleichen Position im Messaufbau befinden wie die zu untersuchende RGBW-LED. Die Quecksilber-Dampfampe wird mit einem Netzteil (LOT Oriel Power Supply 6060) mit

einer Stromstärke von 15 mA im Wechselspannungsmodus betrieben.

Die Auswertung der Kalibrationsmessungen wird exemplarisch für den Aufbau aus Abschnitt 5.3.2 durchgeführt. Von den aufgenommenen Spektren wird im Auswerteprogramm SUAP [130] zunächst ein Dunkelbild subtrahiert und anschließend ein horizontales Profil gezogen, sodass das Quecksilber-Spektrum als Funktion der Position in Pixel auf dem Kamerachip erhalten wird (Abbildung 5.13 a)).

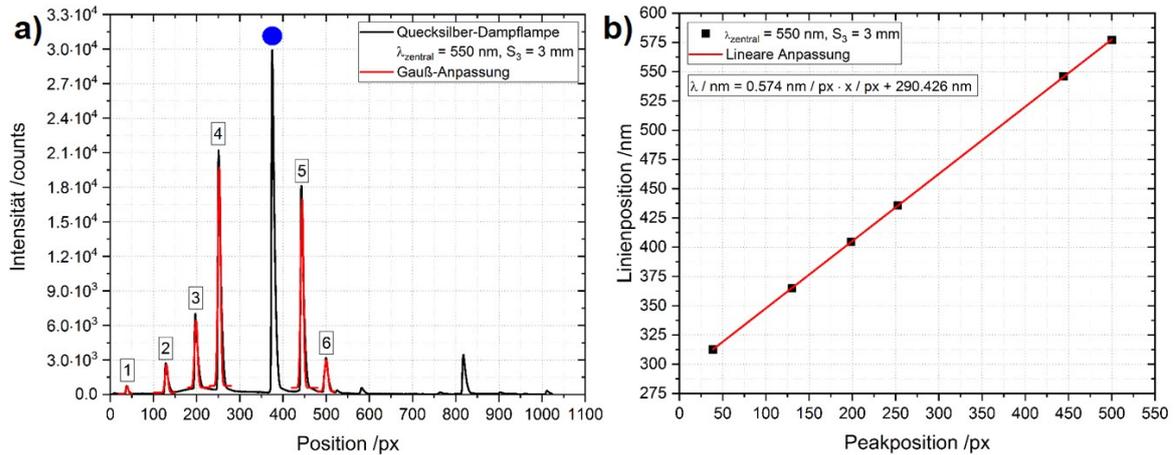


Abbildung 5.13: Gemessenes Spektrum der Quecksilber-Dampflampe (a) und zugehörige Kalibriergerade (b) für den Aufbau aus Abschnitt 5.3.2. *a) Die Peaks im Spektrum werden mithilfe der Literatur [131] zugeordnet, wobei es sich bei dem mit dem blauen Punkt markierten Peak um die zweite Gitterordnung handelt. b) Durch eine Auftragung der Linienposition in Nanometern gegen die Peakposition in Pixeln wird die Kalibriergerade zur Umrechnung der x-Achse in eine Wellenlängenchse erhalten.*

Es erfolgt eine Gauß-Anpassung an die einzelnen Peaks im Spektrum mit der Software OriginPro [132], wobei es sich bei dem mit dem blauen Punkt markierten Peak um die zweite Gitterordnung handelt. Dieses Signal wird bei der Auswertung nicht berücksichtigt. Die aus der Gauß-Anpassung erhaltene Peakposition x_c in Pixel wird mithilfe der Literatur [131] der Linienposition in Nanometern zugeordnet (Tabelle 5.5). Durch eine Auftragung der Linienposition in Nanometern gegen die Peakposition in Pixeln und anschließender linearer Regression wird eine Kalibriergerade erhalten (Abbildung 5.13 b)). Anhand dieser Geradengleichung kann von der x-Achse in Pixeln in eine Wellenlängenchse in Nanometern umgerechnet werden. Eine Übersicht über die Kalibriergeraden für die unterschiedlichen Aufbauten ist Tabelle 5.6 zu entnehmen.

Tabelle 5.5: Zuordnung der Peaks im Spektrum der Quecksilber-Dampfampe (Abbildung 5.13 a)) für den Aufbau aus Abschnitt 5.3.2. Die Zuordnung der Peakposition in Pixeln zu den entsprechenden Linienpositionen in Nanometern erfolgt anhand von Literaturdaten [131].

Peak	Peakposition	Linienposition [131]
1	38.97231 px	312.5674 nm
2	130.17210 px	365.0158 nm
3	198.79158 px	404.6565 nm
4	252.48876 px	435.8335 nm
5	444.26339 px	546.0750 nm
6	500.24330 px	576.9610 nm

Tabelle 5.6: Ergebnisse der Wellenlängenkalibration mit der Quecksilber-Dampfampe. Im Folgenden sind die Steigung und der y-Achsenabschnitt der Kalibriergeraden für unterschiedliche Aufbauten dieser Arbeit zusammengefasst.

Aufbau	Steigung	y-Achsenabschnitt
Abschnitt 5.3.1: Zeitabhängigkeit	0.575 nm/px	287.990 nm
Abschnitt 5.3.2: Winkelabhängigkeit	0.574 nm px	290.426 nm
Abschnitt 6.2.3: Photonenzahl	0.575 nm/px	277.196 nm
Abschnitt 5.4.2: Spektrale Sensitivität	0.575 nm/px	255.661 nm

Kalibration der Detektionseffizienz Da die in den Abschnitten 5.3.1 bis 6.2.3 sowie in Abschnitt 5.4.2 verwendete CCD-Kamera unterschiedliche Sensitivitäten gegenüber Photonen unterschiedlicher Wellenlänge aufweist, muss eine Kalibration der wellenlängenabhängigen Detektionseffizienz erfolgen. Dazu wird das Spektrum einer Halogenlampe (OSRAM 64610 HLX) mit einer Schwarzkörpertemperatur von 3350 K und einer elektrischen Leistung von 50 W [133] aufgenommen (Abbildung 5.14 a)). Die Halogenlampe wird mit einem Labornetzteil (Manson Switching Mode Power Supply HCS-3302) mit einer Spannung von 12 V und einer Stromstärke von etwa 4 A betrieben. Die Glühwendel der Halogenlampe muss parallel zum Eingangspalt der Detektionseinheit stehen und es muss eine scharfe Abbildung der Glühwendel im Detektorbild sichtbar sein. Auch hier gilt wieder, dass sich die Halogenlampe an der gleichen Position wie das Untersuchungsobjekt befinden sollte. Je nach Messaufbau kann zur Vermeidung von Überbelichtung die Lichtintensität durch Neutraldichtefilter verringert werden.

Von den erhaltenen Spektren wird zunächst wieder in SUAP ein Dunkelbild abgezogen und anschließend werden fünf horizontale Profile gezogen. Diese Profile werden in Origin importiert und gemittelt. Wird ein Neutraldichtfilter während der Messung verwendet, muss das gemittelte Profil durch das Transmissionsspektrum des Filters dividiert werden. Außerdem erfolgt eine Umrechnung der x-Achse in Pixeln in eine Wellenlängenachse. Als Referenzspektrum wird das theoretische Schwarzkörperspektrum für eine Temperatur von 3350 K mithilfe des Planckschen Strahlungsgesetzes berechnet (Abbildung 5.14 a)). Die Kalibrationsfaktoren für die Detektionseffizienz werden erhalten, indem das Referenzspektrum durch das gemessene Spektrum der Halogenlampe dividiert wird (Abbildung 5.14 b)). Unterhalb einer Wellenlänge von 350 nm werden die Kalibrationsfaktoren sehr groß, sodass sie in diesem Bereich auf einen festen Wert von 10 gesetzt werden, um eine Überbewertung von Rauschen zu vermeiden. Dieser Wellenlängenbereich ist für die Charakterisierung von Leuchtdioden im sichtbaren Spektralbereich ohnehin nicht von Bedeutung. Sollten Wellenlängen kleiner als 350 nm für die Experimente relevant sein, kann zur Kalibration der Detektionseffizienz in diesem Fall zum Beispiel eine Deuterium-Lampe verwendet werden. Alle Messdaten, die mit der in diesem Abschnitt beschriebenen Detektionseinheit aufgenommen werden, werden mit der Detektionseffizienz multipliziert, bevor sie weiter ausgewertet werden können.

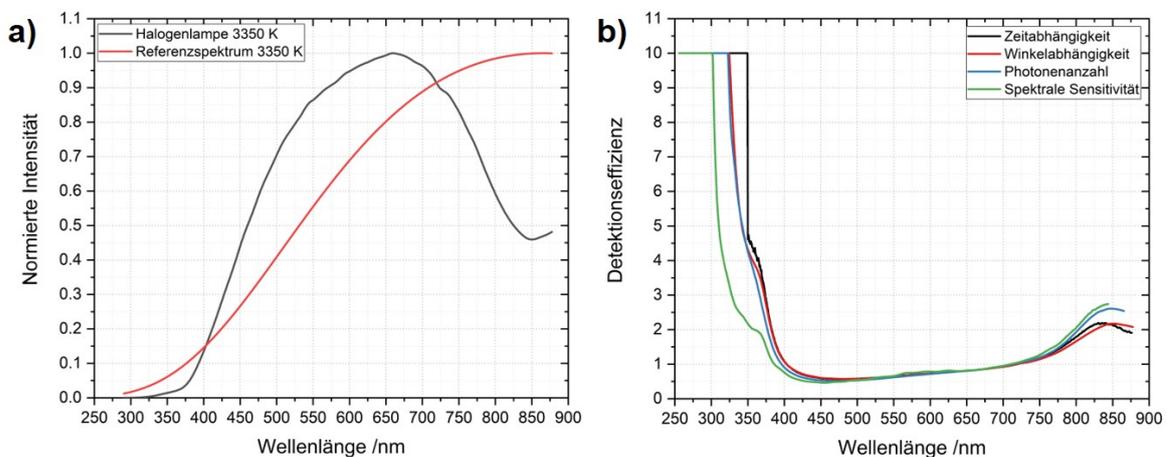


Abbildung 5.14: Kalibration der Detektionseffizienz. **a)** Als Referenzspektrum wird das Schwarzkörperspektrum bei einer Temperatur von 3350 K berechnet. Um die Kalibrationsfaktoren der Detektionseffizienz zu erhalten, wird das Referenzspektrum durch das gemessene Spektrum der Halogenlampe dividiert. **b)** Kalibrationsfaktoren für die Detektionseffizienz für unterschiedliche in dieser Arbeit verwendete experimentelle Aufbauten.

5.4 Charakterisierung der Kamerasensoren

Für eine exakte Planung optischer Experimente sowie eine aufschlussreiche Bildauswertung ist ein fundiertes Wissen über die Eigenschaften der Sensoren der verwendeten Kameras essentiell. Deswegen werden im Folgenden Experimente zur Kalibration der Ortsachse sowie zur Charakterisierung der spektralen Sensitivität von Kamerasensoren beschrieben. Außerdem wird die Empfindlichkeit der Sensoren gegenüber Lichtpulsen mit einer Pulsbreite im μs -Bereich analysiert.

5.4.1 Kalibration der Ortsachse

Für alle in dieser Arbeit verwendeten Kameras (vgl. Abschnitt 5.1) wird die Ortsachse kalibriert, indem ein scharfes Bild von einem Strichtarget (Edmund Industrial Optics, NBS 1963A ResTargetPos) aufgenommen wird. Auf dem Strichtarget befinden sich Liniengruppen mit jeweils fünf Linien, die einen gewissen Abstand zueinander aufweisen (Abbildung 5.15). Die Zahl, die sich jeweils an der entsprechenden Liniengruppe befindet, gibt die Anzahl der Linien pro Millimeter an. Die Auswertung dieser Messungen erfolgt in Abschnitt 6.3.1.

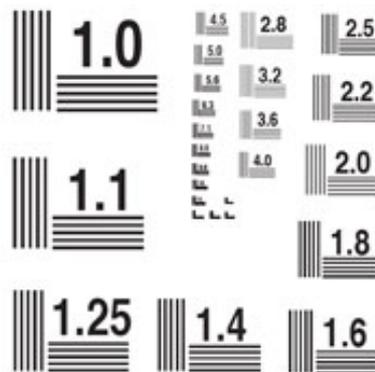


Abbildung 5.15: Strichtarget zur Kalibration der Ortsachse von Kamerasensoren. *Die jeweilige Zahl an den Liniengruppen gibt die Anzahl der Linien pro Millimeter an (Bildquelle: [134]).*

5.4.2 Spektrale Empfindlichkeit

Zur Anpassung der Helligkeit der einzelnen Farben der RGB-LED mit dem Ziel im RGB-Schlierenbild identische Intensitäten für alle drei Farbkanäle zu erhalten, muss neben der von den Leuchtdioden emittierten Photonenzahl auch die spektrale Empfindlichkeit der verwendeten Kamerasensoren aus Tabelle 5.2 bekannt sein. Zur Kalibration der spektralen Sensitivität der verwendeten Kamerasensoren wird der in Abbildung 5.16 dargestellte Aufbau verwendet.

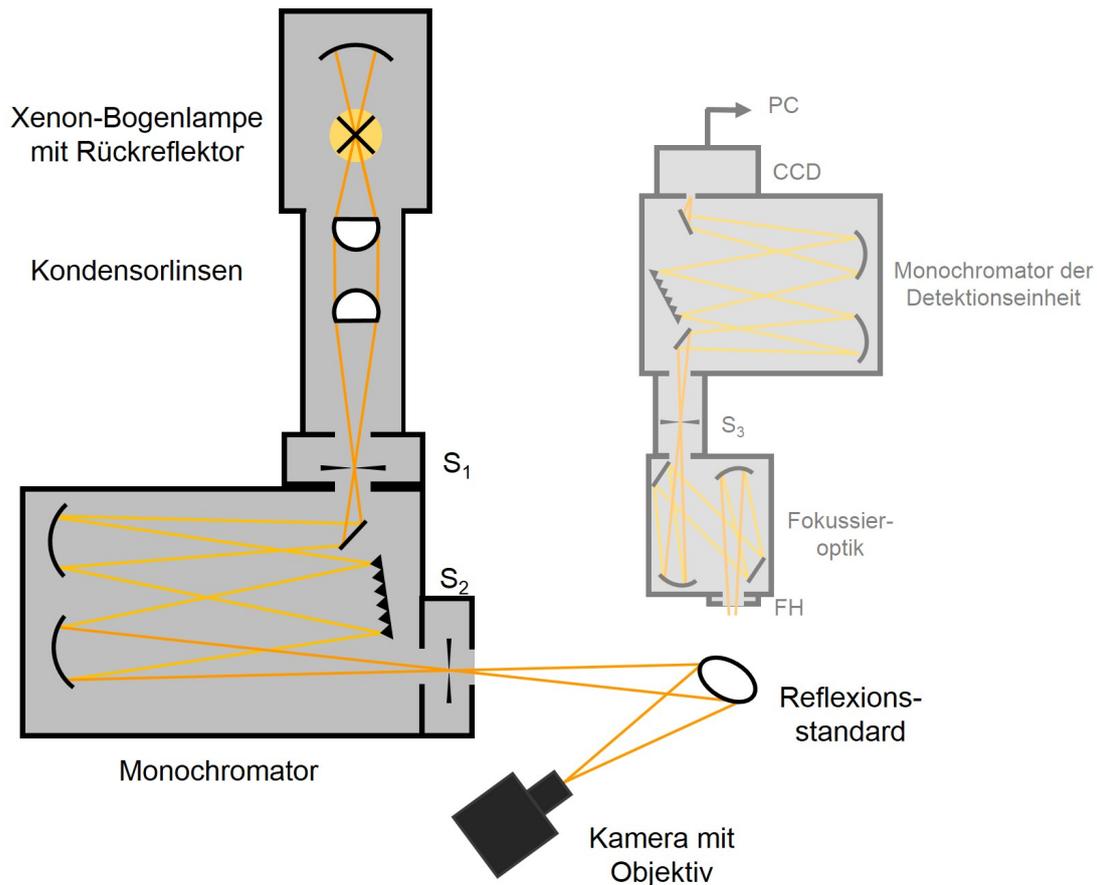


Abbildung 5.16: Aufbau zur Charakterisierung der spektralen Empfindlichkeit von Kamerasensoren. Das Licht einer Xenon-Entladungslampe gelangt über einen Monochromator, der mittels eines Reflexionsgitters das Licht in die einzelnen Wellenlängen zerlegt, auf einen Reflexionsstandard. Die zu untersuchende Kamera nimmt Bilder von dem ausgeleuchteten Reflexionsstandard in definierten Wellenlängenintervallen auf. Außerdem wird die Position des Monochromators der Detektionseinheit aus Abschnitt 5.3 angedeutet.

Als Lichtquelle dient eine Xenon-Entladungslampe (Oriol), deren Lichtintensität mithilfe eines integrierten Reflektors erhöht wird. Durch einen Spalt S_1 variabler Breite wird die Lichtintensität, die auf den folgenden Monochromator (Polytec Modell 150) gelangt, reguliert. Das im Monochromator enthaltene Reflexionsgitter weist 1800 Linien/mm und eine Blazewellenlänge von 500 nm auf, sodass Messungen zwischen 300 nm und 900 nm durchgeführt werden können. Der Lichtstrahl gelangt durch einen verstellbaren Spalt S_2 auf einen Reflexionsstandard (Edmund Optics) und die zu untersuchende Kamera nimmt Bilder von dem ausgeleuchteten Reflexionsstandard auf. Die Variation der Wellenlänge der Xenon-Lampe erfolgt dabei in Schritten von 5 nm und die Breite von S_1 und S_2 beträgt in den vorliegenden Experimenten 2 mm. Eine Übersicht über die in dieser Arbeit verwendeten Kameras befindet sich in Tabelle 5.2. Die Bilder werden jeweils in allen Bildformaten, die die jeweilige Kamera zur Verfügung stellt, aufgenom-

men. Für die wissenschaftlichen CCD-Kameras (DFK41BU02, DMK41BU02) werden die Blendenzahl, die Belichtungszeit und die Verstärkung variiert. Für die übrigen Kameras erfolgt statt einer Variation der Verstärkung eine Veränderung des ISO-Wertes. Eine Übersicht über die verwendeten Einstellungen der Kameras befindet sich in Tabelle 5.7. Allgemein gilt, dass die Werte für die Verstärkung und die ISO-Einstellung immer anhand des Bildes bei 550 nm ausgewählt werden, da der grüne Kanal in der Regel die höchste Sensitivität in Übereinstimmung mit der Hellempfindlichkeitskurve des menschlichen Auges aufweist (siehe Abschnitt 2.2). Durch dieses Vorgehen kann eine Überbelichtung der jeweiligen Messreihe vermieden werden. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind Abschnitt 6.3.2 zu entnehmen.

Kalibration der Anregungseffizienz der Xenon-Bogenlampe Die zur Kalibration der spektralen Sensitivität der Kamerasensoren verwendete Xenon-Bogenlampe weist nicht für jede Wellenlänge eine identische Intensität auf. Deswegen muss die Anregungseffizienz durch eine Kalibrationsmessung charakterisiert werden. Dazu wird ein Reflexionsstandard (Edmund Optics) zwischen dem Monochromator der Xenon-Lampe und dem Monochromator der Detektionseinheit aus Abschnitt 5.3 platziert, sodass das Streulicht der Xenon-Lampe von der Detektionseinheit aufgenommen werden kann (vgl. auch Abbildung 5.16). Die Detektionseinheit wurde bereits in Abschnitt 5.3 beschrieben und befindet sich im rechten Winkel zum Lichtstrahl, der aus dem Anregungsmonochromator austritt. Die Wellenlänge der Xenon-Lampe wird in Schritten von 1 nm zwischen 300 nm und 900 nm durchgestimmt und pro Wellenlänge wird ein Spektrum aufgenommen, sodass schließlich ein Anregungs-Emissions-Spektrum vorliegt. Der Spalt S_3 weist hierbei eine Breite von 140 μm auf, wobei ein Gitter mit 150 Linien/mm verwendet wird. Die Zentralwellenlänge der Detektionseinheit beträgt 550 nm.

Zu Beginn der Auswertung wird ein Dunkelbild vom Anregungs-Emissions-Spektrum subtrahiert und es erfolgt eine Multiplikation mit den Kalibrationsfaktoren für die Detektionseffizienz. Mithilfe eines Origin-Skriptes⁴ wird die integrale Intensität der einzelnen reflektierten Signale berechnet. Anhand der erhaltenen Intensitätsverteilung kann die Anregungseffizienz unter Berücksichtigung der Reflektivität des Reflexionsstandards bestimmt werden. Hierbei werden besonders hohe Werte zu Beginn und Ende des Datensatzes auf den Wert 10 gesetzt (Abbildung 5.17). Anhand der Auswertung mit dem Origin-Skript konnte lediglich eine Kurve bis zu einer maximalen Wellenlänge von etwa 850 nm erhalten werden. Für die Kalibration der Messdaten zur Bestimmung der spektralen Sensitivität der Kamerasensoren muss eine Interpolation der erhaltenen Anregungseffizienz auf den verwendeten Untersuchungsbereich durchgeführt werden.

⁴Dieses Skript wurde von Regina Brockhinke zur Verfügung gestellt.

Tabelle 5.7: Übersicht über die Kameraeinstellungen bei der Kalibration der spektralen Sensitivität der Kamerasensoren. Mit t_{Bel} wird hierbei die Belichtungszeit bezeichnet. Die Nummerierung der Messreihen überspringt Messreihe 2. Hierbei handelt es sich um die Untersuchung der Kamera DMK41BU02. Es wurden die gleichen Einstellungen wie bei der DFK41BU02 verwendet. Die Helligkeit beträgt für diese beiden Kameras für alle Messreihen 0. Bei der DFK41BU02 und der DMK41BU02 wird die Verstärkung variiert, während bei den übrigen Kameras der ISO-Wert verändert wird.

Kamera	Blende	t_{Bel}	Verstärkung	ISO-Wert
DFK41BU02				
1_1	F/22	10 s	260	–
1_2	F/2.8	100 μs	1023	–
1_3	F/22	100 ms	1023	–
1_4	F/22	1 s	260	–
Canon EOS 400D				
3_1	F/2.8	250 μs	–	800
3_2	F/32	100 ms	–	800
3_3	F/32	1 s	–	400
3_4	F/32	10 s	–	100
Canon EOS 600D				
4_1	F/32	250 μs	–	800
4_2	F/32	100 ms	–	800
4_3	F/32	1 s	–	400
4_4	F/32	10 s	–	100
CASIO EX-FH25				
5_1	F/4.4	1 ms	–	800
5_2	F/7.9	100 ms	–	100
5_3	F/7.9	1 s	–	100
5_4	F/7.9	10 s	–	100

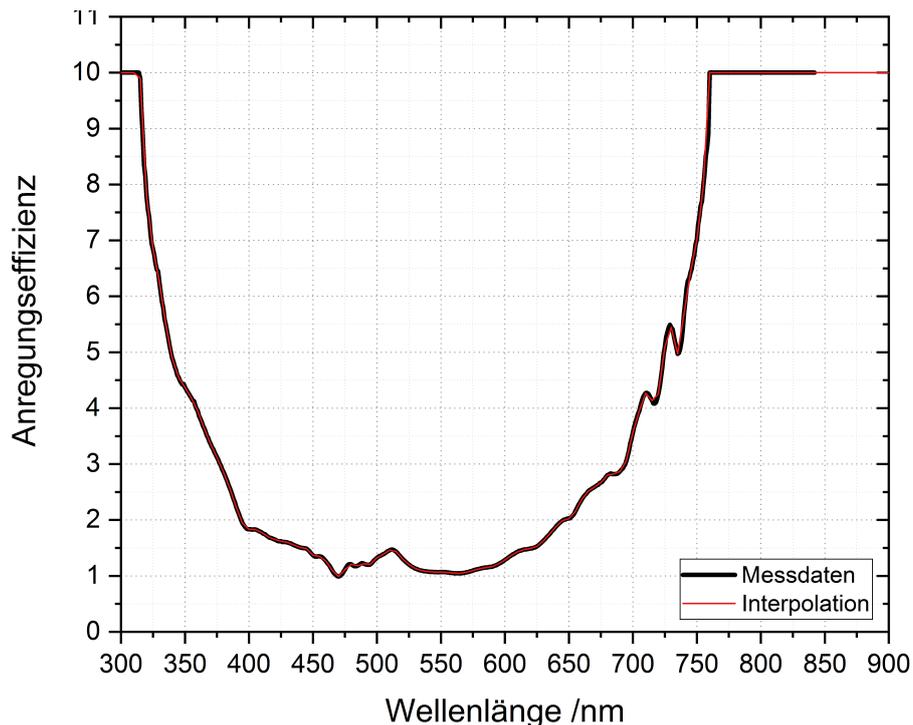


Abbildung 5.17: Kalibration der Anregungseffizienz. Anhand des erhaltenen Anregungs-Emissions-Spektrums der Xenon-Bogenlampe wird die integrale Intensität der einzelnen reflektierten Signale berechnet. Unter Berücksichtigung der Reflektivität des Reflexionsstandards wird die Anregungseffizienz ermittelt. Die interpolierte Kurve beschreibt die Kalibrationsfaktoren für die Anregungseffizienz, die für das Experiment zur Charakterisierung der spektralen Sensitivität der Kamerasensoren benötigt werden.

5.4.3 Empfindlichkeit

Da die gepulste RGB-Schlierenfotografie Anwendung in der Charakterisierung instationärer sowie turbulenter Verbrennungsprozesse finden soll, ist es für eine möglichst hohe Zeitauflösung sehr wichtig, dass die Kamerasensoren sensitiv sind gegenüber Lichtpulsen, die eine Pulsbreite von lediglich wenigen Mikrosekunden aufweisen. Zur Untersuchung dieser Eigenschaft wird mit der Saber Z4 RGBW-LED mit der roten, grünen und blauen Leuchtdiode auf einen Reflexionsstandard (Edmund Optics) geleuchtet und die zu untersuchende Kamera nimmt jeweils 50 Bilder von dem Reflexionsstandard auf. Die RGBW-LED wird mit einem kommerziellen LED-Treiber gesteuert. Details zu diesem Treiber sind dem Abschnitt 6.1.3 zu entnehmen. Die Synchronisation der Auslösung der Kamera mit dem Lichtpuls erfolgt anhand eines DG535-Pulsgebers, wobei eine interne Triggerung des DG535 mit einer Frequenz von 1 Hz erfolgt. Bei der Ansteuerung der Kamera muss die Kameraverzögerung berücksichtigt werden. Für die Pulsbreite der RGBW-LED werden die folgenden Werte verwendet: 10 ms, 5 ms, 1 ms, 100 μ s, 10 μ s, 1 μ s. Um zu gewährleisten, dass in jedem Fall der vollständige Lichtpuls in

den aufgenommenen Bildern dargestellt wird, können für diese Experimente lediglich die triggerbaren Kameras verwendet werden (DFK41BU02, DMK41BU02, Canon EOS 400D). Außerdem ist es wichtig, dass die Blende der Kamera jeweils so weit wie möglich geöffnet ist, damit die maximal mögliche Lichtmenge detektiert werden kann. Des Weiteren werden die Helligkeit und Verstärkung (DFK41BU02, DMK41BU02) bzw. der ISO-Wert (Canon EOS 400D) auf ihre maximalen Werte eingestellt. Je nach Kamera werden komprimierte Bilder im jpeg-Format (DFK 41BU02, DMK41BU02, Canon EOS 400D) bzw. zusätzlich im Rohdatenformat (Canon EOS 400D) aufgenommen. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind Abschnitt 6.3.4 zu entnehmen.

5.5 Einkopplung des LED-Lichts in eine optische Faser

Die in Abschnitt 5.1 vorgestellten RGBW-Leuchtdioden weisen den Nachteil auf, dass ein räumlicher Versatz zwischen den drei Lichtpulsen unterschiedlicher Farbe im RGB-Schlierenbild existiert. Dies erschwert die direkte Beobachtung der Fortbewegung der Schlieren, ohne zuvor das Schlierenbild über eine Bildverarbeitung zu optimieren. Um dieses Problem zu umgehen, sollte das Licht der RGB-LED in eine optische Faser eingekoppelt werden. Dadurch wird eine Punktlichtquelle erhalten. Außerdem wird es ermöglicht, dass die Position der horizontalen Schlierenkante bezüglich ihrer Höhe verändert werden kann, sodass unterschiedliche Grundhelligkeiten zur Variation der Sensitivität verwendet werden können. Dies ist aufgrund der unterschiedlichen Positionen der einzelnen Farben der LEDs auf dem Chip momentan noch nicht möglich. Ein einfacher Ansatz besteht hierbei in der Verwendung einer Ulbrichtkugel (labspehre, AS-02296-053) (Abbildung 5.18 a)). Das Licht der RGBW-LED wird über den kleinen Port der Ulbrichtkugel in diese eingebracht, indem die LED so nah wie möglich vor diesem Port platziert wird (2π -Konfiguration). Die optische Faser (Dolan-Jenner industries, 002012008036) wird am Ausgangsport der Ulbrichtkugel montiert und weist einen Durchmesser von 4.75 mm [135] auf. Der Strahldurchmesser kann bei Bedarf wie gewohnt mit der Lochblende verkleinert werden (vgl. Abbildung 5.1).

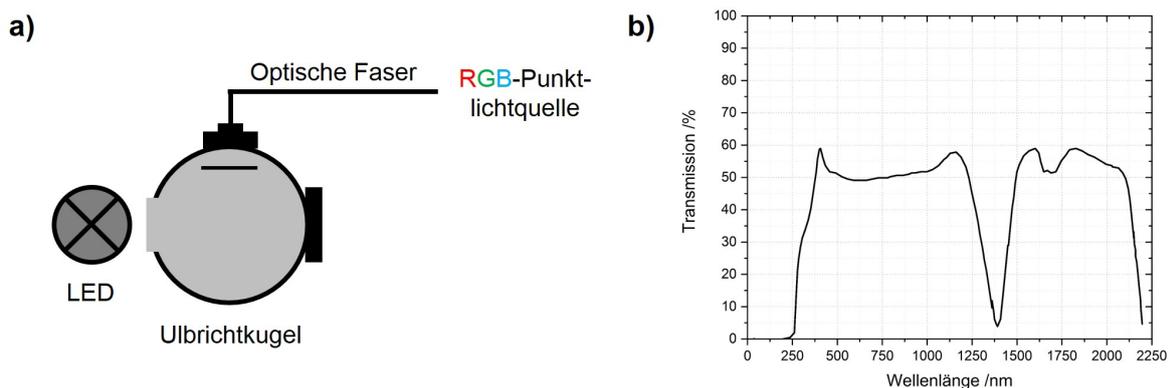


Abbildung 5.18: Einkopplung des Licht der RGBW-LED in eine optische Faser zur Erzeugung einer Punktlichtquelle. **a)** Die RGBW-LED wird in 2π -Konfiguration direkt vor dem kleinen Port der Ulbrichtkugel platziert. Das so eingekoppelte Licht wird durch die optische Faser, die sich am Ausgangsport befindet, in Form einer RGB-Punktlichtquelle wieder ausgekoppelt. **b)** Die verwendete optische Faser weist für den sichtbaren Wellenlängenbereich eine nahezu identische Transmission auf (entnommen aus [135]).

Die optische Faser weist für den sichtbaren Wellenlängenbereich für alle Wellenlängen eine nahezu identische Transmission auf [135], sodass keine drastische Beeinflussung der relativen Intensitäten der LEDs zueinander zu erwarten ist (Abbildung 5.18 b)). Der Vorteil in dem hier beschriebenen Ansatz besteht darin, dass er einfach zu realisieren und platzsparend ist. Außerdem erzeugt die Ulbrichtkugel ein homogenes Strahlungsfeld. Da es durch die große innere Oberfläche der Ulbrichtkugel zu einem Intensitätsverlust kommen kann, muss dieser quantifiziert werden. Hierzu werden mithilfe der Detektionseinheit aus Abbildung 5.9 Spektren in zwei Konfigurationen aufgenommen und diese miteinander verglichen. Hierbei wird der Spalt S_3 auf einen Wert von $140\ \mu\text{m}$ eingestellt und die Zentralwellenlänge beträgt $550\ \text{nm}$. Es wird wie gewohnt das Gitter mit $150\ \text{Linien/mm}$ verwendet. In der ersten Konfiguration wird die RGBW-LED direkt vor dem Filterhalter der Fokussieroptik in Abbildung 5.9 platziert. Im Falle der zweiten Konfiguration wird das LED-Licht wie soeben beschrieben in die optische Faser eingekoppelt. Der Ausgang der optischen Faser wird vor dem Filterhalter der Fokussieroptik positioniert.

6 Ergebnisse I: Charakterisierung des RGB-Schlierensystems

In diesem Kapitel werden alle Ergebnisse zur Charakterisierung des gepulsten RGB-Schlierensystems zusammengefasst, wobei die Bestimmung der zugänglichen Zeitauflösung des Systems im Fokus steht. Daraus kann der Geschwindigkeitsbereich, der mit den RGB-Schlierenbildern untersucht werden kann, ermittelt werden. Darüber hinaus erfolgt eine Analyse der Strahlungseigenschaften der RGBW-LEDs unter Berücksichtigung der Spektren und der winkelabhängigen Strahlprofile. Des Weiteren wird die Photonenzahl, die von den einzelnen Farben der RGBW-LED emittiert werden, experimentell bestimmt. Um die umfassende Charakterisierung des bestehenden RGB-Schlierensystems abzuschließen, werden die Eigenschaften der Kamerasensoren untersucht, wobei zunächst die Kalibration der Ortsachse von Interesse ist. Anschließend wird die spektrale Empfindlichkeit der Sensoren untersucht, bevor eine Analyse ihrer Sensitivität gegenüber Pulsen mit einer Pulsbreite im μs -Bereich erfolgt. Abschließend ist es anhand der Messungen in diesem Kapitel möglich, die technischen Grenzen sowie den Anwendungsbereich des Systems zu bestimmen. Die Beschreibung der zugehörigen Experimente ist Kapitel 5 zu entnehmen.

6.1 Charakterisierung der Zeitauflösung des Systems

Die in dieser Arbeit vorgestellte Methode der RGB-Schlierenfotografie wurde mit dem Ziel entwickelt, Hochgeschwindigkeitsprozesse wie turbulente Flammen zeitaufgelöst untersuchen zu können. Deswegen ist eine exakte Kenntnis der Zeitauflösung des vorliegenden RGB-Schlierensystems unerlässlich. Hierbei ist vor allem die Kenntnis der Anstiegszeit aller Komponenten zur Steuerung der RGBW-LED sowie der LED selber von Bedeutung.

6.1.1 Die Zeitstruktur des Pulsgenerators und des EW-Treibers

Anhand der Cursormessungen am Oszilloskop werden die Zeitstrukturen des Pulsgenerators und des EW-Treibers zum Betrieb der RGBW-LED mit einer Ausgangsstromstärke von 350 mA, wie in Abschnitt 5.2.1 beschrieben, ermittelt. Die erhaltenen Anstiegs- und Abklingzeiten für den Agilent- sowie für beide DG535-Pulsgeneratoren sind in Tabelle 6.1 aufgeführt. Außerdem wird der EW-Treiber sowohl mit dem Agilent- als auch mit dem DG535-Pulsgenerator betrieben. Es wird der Mittelwert aus den erhaltenen Anstieg- und Abklingzeiten für die unterschiedlichen Frequenzen gebildet und die resultierende Standardabweichung als Fehler angenommen.

Tabelle 6.1: Experimentell ermittelte Zeitstruktur des Pulsgebers und des EW-Treibers mit einer Ausgangsstromstärke von 350 mA. *Mithilfe der Cursormessungen am Oszilloskop werden die Anstiegszeit τ_{Anstieg} und die Abklingzeit τ_{Abklang} ermittelt. Außerdem kann die Überschwingfrequenz $f_{\text{Überschwung}}$ des Signals bestimmt werden. Es wird der Mittelwert aus den erhaltenen Messdaten für die unterschiedlichen Frequenzen gebildet. Als Fehler wird die Standardabweichung angenommen.*

	τ_{Anstieg}	τ_{Abklang}	$f_{\text{Überschwung}}$
	ns	ns	MHz
Agilent	9.8 ± 0.0	9.7 ± 0.1	-
DG535 Nr. 1	5.6 ± 0.1	4.7 ± 0.3	-
DG535 Nr. 2	4.5 ± 0.1	4.1 ± 0.3	-
EW-Treiber mit Agilent	254.3 ± 0.3	443.3 ± 15.1	1.4 ± 0.1
EW-Treiber mit DG535 Nr. 2	236.0 ± 0.0	484.0 ± 8.9	1.4 ± 0.1

Der Agilent-Pulsgeber weist eine Anstiegszeit von 9.8 ns und eine Abklingzeit von 9.7 ns auf. Der Hersteller gibt eine Anstiegs- und Abklingzeit von 8.4 ns an [136], sodass die experimentell ermittelten Daten eine gute Übereinstimmung aufweisen. Für die beiden DG535-Pulsgeneratoren wird eine Anstiegszeit zwischen 4.5 ns und 5.6 ns sowie eine Abklingzeit zwischen 4.1 ns und 4.7 ns ermittelt. Der Hersteller gibt eine Anstiegszeit von 2-3 ns an [125]. Die mit dem Oszilloskop bestimmten Werten liegen in der gleichen Größenordnung wie die Herstellerangaben, sodass bestätigt werden kann, dass die über die Cursormessung ermittelten Werte aussagekräftig sind. Die aufgetretenen Abweichungen lassen sich durch die Anstiegszeit des Oszilloskops im Bereich von 3.5 ns [127] erklären, sodass Anstiegszeiten, die kleiner als die Anstiegszeit des Oszilloskops sind, nicht mehr anhand der Cursormessung bestimmt werden kann.

Sobald der EW-Treiber, der eine Ausgangsstromstärke von 350 mA liefert, in Kombination mit dem Agilent- oder DG535-Pulsgenerator hinsichtlich seiner Zeitstruktur

untersucht wird, wird eine deutliche Zunahme der Anstiegs- und Abklingzeiten beobachtet. Wird der EW-Treiber in Kombination mit dem Agilent-Pulsgenerator betrieben, werden eine Anstiegszeit von 254.3 ns und eine Abklingzeit von 443.3 ns erhalten. Der Betrieb mit dem DG535-Pulsgenerator führt zu einer Anstiegszeit von 236.0 ns und einer Abklingzeit von 484.0 ns. Aus den vorliegenden Daten wird deutlich, dass das Anstiegsverhalten des EW-Treibers um den Faktor zwei schneller ist als das Abklingverhalten. Dies ist eine Eigenschaft des verwendeten EW-Treibers, da dieses Verhalten bei der Untersuchung der Pulsgeneratoren nicht beobachtet werden kann.

Aus den in diesem Abschnitt diskutierten Messdaten wird deutlich, dass der EW-Treiber zum Betrieb der RGBW-LED den limitierenden Faktor bezüglich der Zeitauflösung des bestehenden Schlierensystems darstellt. Dennoch sollte es unter Nutzung dieser elektronischen Komponenten möglich sein, Pulsfrequenzen im Bereich von 500 kHz zu verwenden. Diese zugängliche Frequenz kann abgeschätzt werden, indem aufgrund der Anstiegs- und Abklingzeiten in Tabelle 6.1 angenommen wird, dass eine Pulsbreite von 1 μ s in jedem Fall zugänglich ist und ein Tastgrad von 50 % verwendet wird. Dadurch wird eine Periodendauer von 2 μ s und somit eine Frequenz von 500 kHz erhalten. Die Pulsgeneratoren ermöglichen einen gepulsten Betrieb der RGBW-LED im MHz-Bereich.

Wird allerdings die Form der elektrischen Ausgangssignale am Oszilloskop analysiert, wird deutlich, dass Frequenzen im oberen kHz-Bereich zum Betrieb der LED im bestehenden Aufbau nicht verwendet werden sollten. Die Pulsgeneratoren weisen für alle untersuchten Frequenzen ein rechteckförmiges Ausgangssignal mit der eingestellten Pulsbreite auf. Das elektrische Ausgangssignal des EW-Treibers ist stark abhängig von der verwendeten Frequenz. In Abbildung 6.1 sind die erhaltenen Ausgangssignale beim Betrieb des EW-Treibers mit dem Agilent-Pulsgenerator dargestellt. Bei Frequenzen unterhalb von 50 Hz (10 ms Pulsbreite (PB) bei einem Tastgrad (Verhältnis Pulsbreite zu Periodendauer) von 50 %) wird ein Signal erhalten, das größtenteils rechteckig ist, allerdings an den abfallenden Flanken von diesem Verlauf abweicht. Zwischen 50 Hz (10 ms PB) und 10 kHz (50 μ s PB) werden rechteckige Pulse beobachtet. Mit zunehmender Frequenz bis zu 100 kHz (5 μ s PB) kann ein Überschwingen des Signals zu Beginn beobachtet werden. Dieser Überschwinger ist besonders deutlich in dem Signalverlauf bei 100 kHz (5 μ s PB) zu sehen. Eine Frequenz von 1 MHz (0.5 μ s PB) kann nicht mehr verwendet werden, da kein rechteckförmiges Ausgangssignal mehr vorliegt. Dies kann wahrscheinlich darauf zurückgeführt werden, dass der Nullpunkt des Signals nicht mehr erreicht wird, bevor ein neuer Puls eintrifft. Durch die Verwendung einer kleineren Pulsbreite bei gleichbleibender Frequenz könnte dies umgangen werden. Des Weiteren sinkt die Amplitude um etwa 1 V auf 4 V ab.

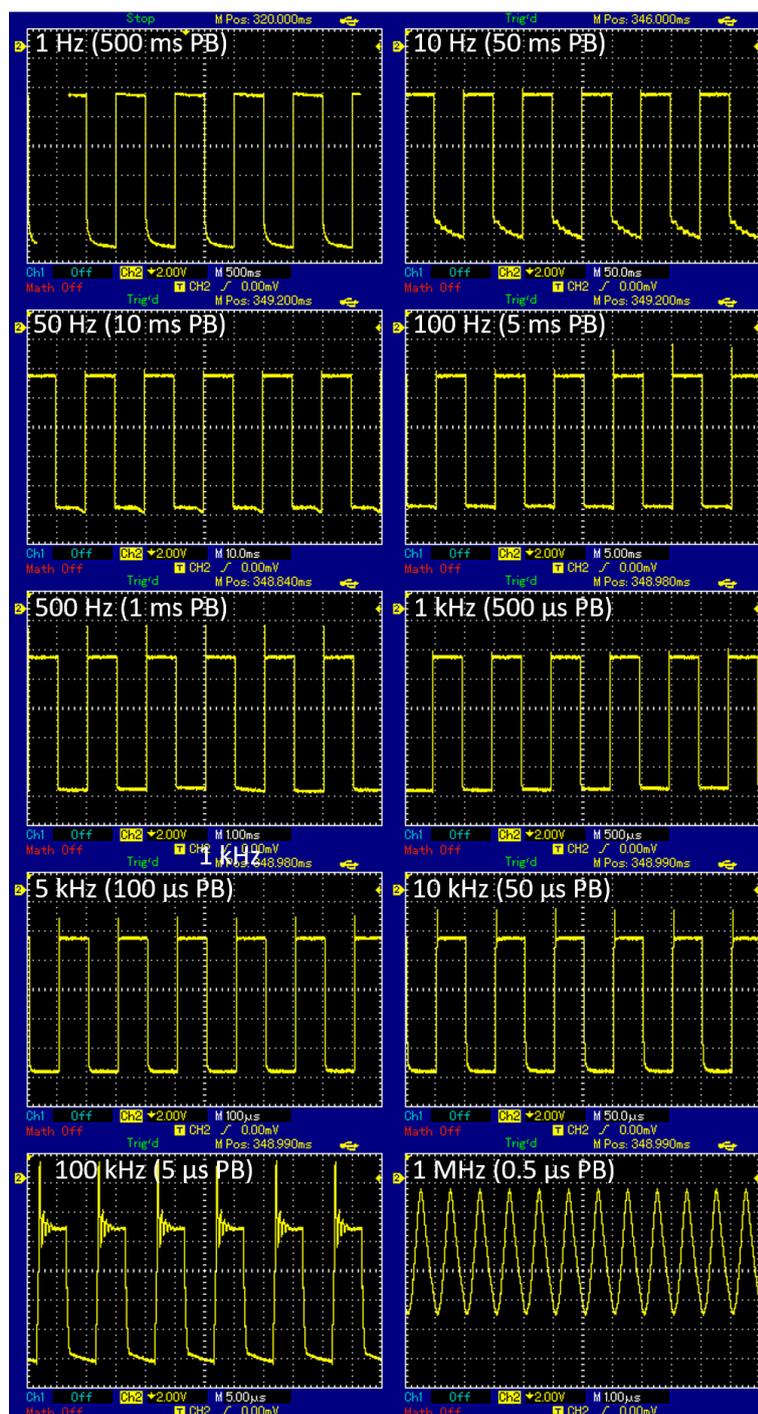


Abbildung 6.1: Verlauf des elektrischen Ausgangssignals des 350-mA-EW-Treibers im Betrieb mit dem Agilent-Pulsgenerator. Die dargestellten Verläufe wurden mit dem Oszilloskop UTD 2052 CEL aufgenommen. Bei Frequenzen zwischen 50 Hz (10 ms PB) und 100 kHz (5 μ s PB) werden rechteckige Pulse beobachtet. Mit zunehmender Frequenz kommt es zu einem zunehmenden Überschwingen des Signals an der ansteigenden Flanke. Bei einer Frequenz von 1 MHz (0.5 μ s PB) wird kein rechteckförmiges Ausgangssignal beobachtet und die Amplitude nimmt ab. Die Höhe eines Kästchens entspricht einer Amplitude von 2 V.

Es zeigt kaum Unterschiede, ob der EW-Treiber mit dem Agilent- oder dem DG535-Pulsgenerator betrieben wird (Abbildung A.1 in Anhang A). Dies entspricht auch den Erwartungen, da die sich die beiden Pulsgeneratoren lediglich in ihrer Anstiegs- und Abklingzeit, aber nicht in der Signalform unterscheiden. Der einzige Unterschied beim Vergleich der beiden Pulsgeneratoren besteht darin, dass bei der Verwendung des DG535-Pulsgenerators Frequenzen bereits oberhalb von 50 kHz (10 μ s PB) nicht mehr zugänglich sind, da kein Rechtecksignal mehr beobachtet wird. Im Falle des Agilent-Pulsgenerators können zu Testzwecken auch Frequenzen bis 100 kHz (5 μ s PB) untersucht werden. Allerdings sollte eine Auswertung möglicher Schlierenbilder hinsichtlich der Zeitauflösung für diese Fälle mit Vorsicht betrachtet werden.

6.1.2 Die Zeitstruktur der RGBW-Leuchtdioden

Da die Bestimmung der Zeitstruktur der RGBW-Leuchtdioden mithilfe einer Fotodiode erfolgt (vgl. Abschnitt 5.2.2), muss zunächst sichergestellt werden, dass die Anstiegszeit der Fotodiode deutlich kleiner ist als die der RGBW-Leuchtdiode. Dazu wird mithilfe der Fotodiode sowie eines Oszilloskops der Puls eines Nd:YAG-Lasers visualisiert (Abbildung 6.2). Es handelt sich dabei um dasselbe Oszilloskop (Tektronix TDS 220), das auch bei der Bestimmung der Anstiegszeiten der RGBW-LEDs verwendet wird. Es können Pulse mit einer Halbwertsbreite von 8 ns gemessen werden, wobei die Anstiegszeit 4.4 ns beträgt. Diese Anstiegszeit weicht zwar deutlich von der Herstellerangabe [129] für die Fotodiode von 1 ns ab. Allerdings weist der Laser eine Pulsbreite von 7 ns auf [137], sodass die erhaltenen Ergebnisse exakt sind und es deutlich wird, dass die Fotodiode keine Limitierung bei der Bestimmung der Anstiegszeiten der RGBW-LED in diesem Experiment darstellt.

Zu Beginn der Bestimmung der Zeitstruktur der RGBW-LEDs in Kombination mit dem EW-Treiber wird zunächst überprüft, ob es einen Unterschied darstellt, welcher der beiden Pulsgeber zur Steuerung des EW-Treibers verwendet wird. Es konnte beobachtet werden, dass kein signifikanter Unterschied zwischen den Anstiegs- und Abklingzeiten vorliegt, wenn entweder der DG535- oder der Agilent-Pulsgeber zum Einsatz kommt. Da die Bedienung des Agilent-Pulsgebers deutlich einfacher im Vergleich zur Bedienung des DG535-Pulsgebers ist, wird für die folgenden Experimente der Agilent-Pulsgeber in Kombination mit dem EW-Treiber verwendet.

Da sich die Bestimmung der Anstiegs- und vor allem der Abklingzeit bei niedrigen Frequenzen als schwierig erwies, werden im Folgenden lediglich die Ergebnisse ab einer Frequenz von 100 Hz (5 ms PB) diskutiert. Des Weiteren können oberhalb von 50 kHz (10 μ s PB) keine Anstiegs- sowie Abklingzeiten bestimmt werden, da kein rechteckförmiges Signal mehr vorliegt. In Abbildung 6.3 sind die anhand der Fotodiode

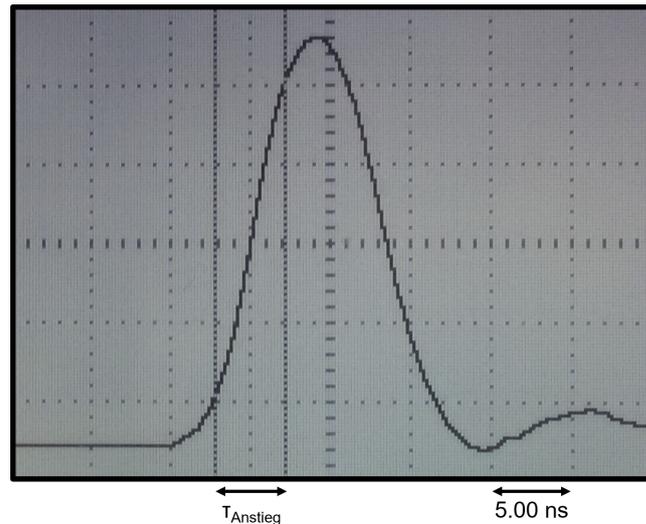


Abbildung 6.2: Untersuchung der Zeitauflösung der Fotodiode mithilfe eines Oszilloskops und Nd:YAG-Lasers. Es wird ein Puls mit einer Halbwertsbreite von 8 ns sowie einer Anstiegszeit von 4.4 ns visualisiert. Hieraus geht hervor, dass die Fotodiode bei der Untersuchung der Zeitstruktur der RGBW-LED keine Limitierung darstellt.

visualisierten optischen Signale der roten LED der Cree XM-L RGBW-LED für unterschiedliche Frequenzen dargestellt. Es werden für alle Farben der beiden RGBW-LEDs identische Signalverläufe beobachtet. Bei einer Frequenz von 100 Hz (5 ms PB) wird ein fehlerfreies Rechtecksignal beobachtet. Werden Frequenzen zwischen 1 kHz ($500 \text{ } \mu\text{s PB}$) sowie 10 kHz ($50 \text{ } \mu\text{s PB}$) zur Steuerung der RGBW-LED verwendet, verschwindet langsam die Rechteckform des Pulses, aber es ist unproblematisch, Cursormessungen durchzuführen. Sobald Frequenzen ab 50 kHz ($10 \text{ } \mu\text{s PB}$) erreicht werden, ist kein Rechteckpuls mehr zu beobachten und es ist nicht mehr möglich, die Anstiegs- sowie die Abklingzeiten anhand der Cursormessungen am Oszilloskop zu bestimmen. Diese Beobachtung lässt sich vermutlich auf die Eigenschaften des EW-Treibers zurückführen. Das Überschwingen, das in Abbildung 6.1 für den EW-Treiber beobachtet wird, ist bei der Untersuchung des optischen Signals nicht sichtbar, könnte aber zu einer Beeinflussung des Anstiegsverhaltens der RGBW-LED führen. Bei einer Frequenz von 1 MHz ($0.5 \text{ } \mu\text{s PB}$) springen die einzelnen Leuchtdioden zwar noch an, allerdings ist die Lichtintensität sehr gering, sodass von der Fotodiode lediglich Rauschen detektiert wird.

In Abbildung 6.4 sind die ermittelten Anstiegs- und Abklingzeiten der RGBW-LEDs Saber Z4 sowie Cree XM-L gegen die verwendete Frequenz sowie die Pulsbreite aufgetragen. Die dazugehörigen Werte befinden sich in Anhang A in Tabelle A.1. Werden die Anstiegszeiten der Saber Z4 RGBW-LED in Abbildung 6.4 a) betrachtet, kann festgestellt werden, dass eine Abhängigkeit von der Frequenz besteht. Mit steigender

Frequenz nimmt die Anstiegszeit von 40 μs auf bis zu etwa 6 μs ab. Diese Beobachtung deckt sich nicht mit den Erwartungen, da die Anstiegszeit lediglich durch die Rekombinationsgeschwindigkeit im Halbleitermaterial abhängig sein und diese nicht durch die eingestellte Pulsfrequenz beeinflusst werden sollte (vgl. auch Abschnitt 2.1.2). Da dieses Verhalten allerdings bei der Untersuchung des elektrischen Ausgangssignals des EW-Treibers in Abschnitt 6.1.1 nicht beobachtet wird, handelt es sich in diesem Fall um eine Eigenschaft, die durch eine Kombination unterschiedlicher Effekte im vorliegenden Aufbau erzeugt wird. Hierbei könnte auch das Überschwingen des Ausgangssignals des EW-Treibers eine wichtige Rolle spielen. Wird die Abklingzeit betrachtet (Abbildung 6.4 b)), wird ein ähnliches Verhalten beobachtet. Allerdings liegen die Werte deutlich höher als im Falle der Anstiegszeiten. Im Allgemeinen ist für die Zeitauflösung des Experiments die Anstiegszeit von größerer Bedeutung. In jedem Fall liegt die Anstiegszeit unterhalb der eingestellten Periodendauer, sodass hier keine weitere Limitierung der Zeitauflösung beobachtet wird und die Grenzfrequenz in diesem Fall bei 50 kHz (10 μs PB) liegt. Werden die Anstiegs- sowie die Abklingzeiten für die Cree XM-L RGBW-LED (Abbildung 6.4 c) und d)) betrachtet, werden ähnliche Ergebnisse erhalten. Allerdings können keine Werte für Frequenzen ab 50 kHz (10 μs PB) ermittelt werden, sodass in diesem Fall die maximal zugängliche Frequenz zwischen 10 kHz (50 μs PB) und 50 kHz (10 μs PB) liegen wird. Allerdings muss noch angefügt werden, dass sowohl bei 50 kHz (10 μs PB) als auch bei 100 kHz (5 μs PB) die Halbwertsbreite des eingestellten Signals der Pulsbreite entspricht, sodass diese Einstellungen prinzipiell für das RGB-Schlierenexperiment zugänglich sind (Abbildung 6.3). Allerdings könnte es hierbei problematisch sein, dass die Amplitude von 200 mV auf 75 mV (50 kHz) bzw. auf 25 mV (100 kHz) abnimmt, da dadurch die Lichtintensität im Schlierenexperiment nicht mehr ausreichend sein könnte.

Fazit: Zeitauflösung der RGBW-LEDs mit dem EW-Treiber Im momentanen Aufbau ist unter Verwendung der Saber Z4 RGBW-LED eine maximale Frequenz von 50 kHz (10 μs PB) zugänglich. Die Limitierung der Zeitauflösung kann auf die elektrischen Eigenschaften des EW-Treibers zurückgeführt werden. Außerdem werden keine konstanten Anstiegszeiten für die RGBW-LEDs beobachtet. Folglich muss über den Einsatz eines anderen Treibers zur Steuerung der RGBW-LEDs mit Frequenzen im MHz-Bereich nachgedacht werden. Diese hohe Zeitauflösung ist wichtig, um zum Beispiel turbulente Mischungsprozesse in Flammen untersuchen zu können.

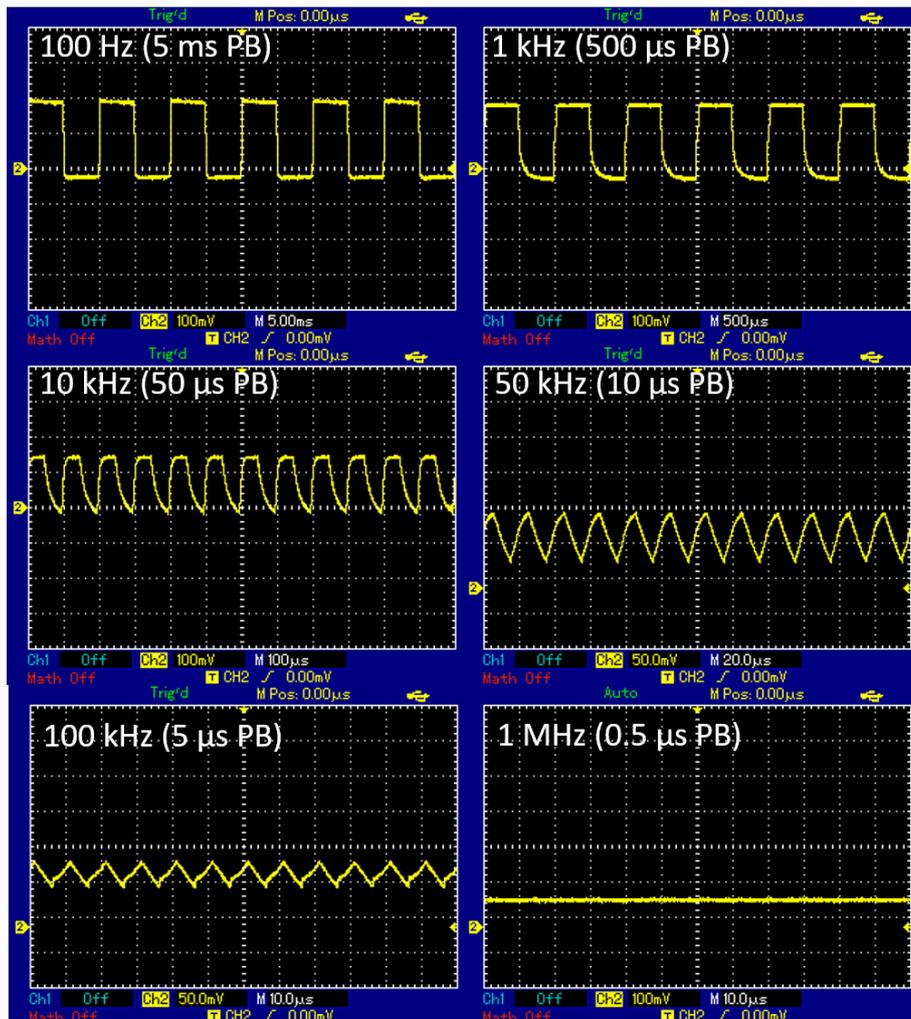


Abbildung 6.3: Anhand der Fotodiode visualisierte optische Signale der roten Leuchtdiode der Cree XM-L RGBW-LED unter Verwendung des EW-Treibers. Für Frequenzen bis zu 10 kHz (50 μ s PB) ist es möglich, die Anstiegs- und die Abklingzeiten anhand von Cursormessungen am Oszilloskop zu bestimmen. Ab Frequenzen von 50 kHz (10 μ s PB) ist dies nicht mehr möglich. Die Höhe eines Kästchens entspricht einer Amplitude von 100 mV bzw. 50 mV (50 kHz, 100 kHz).

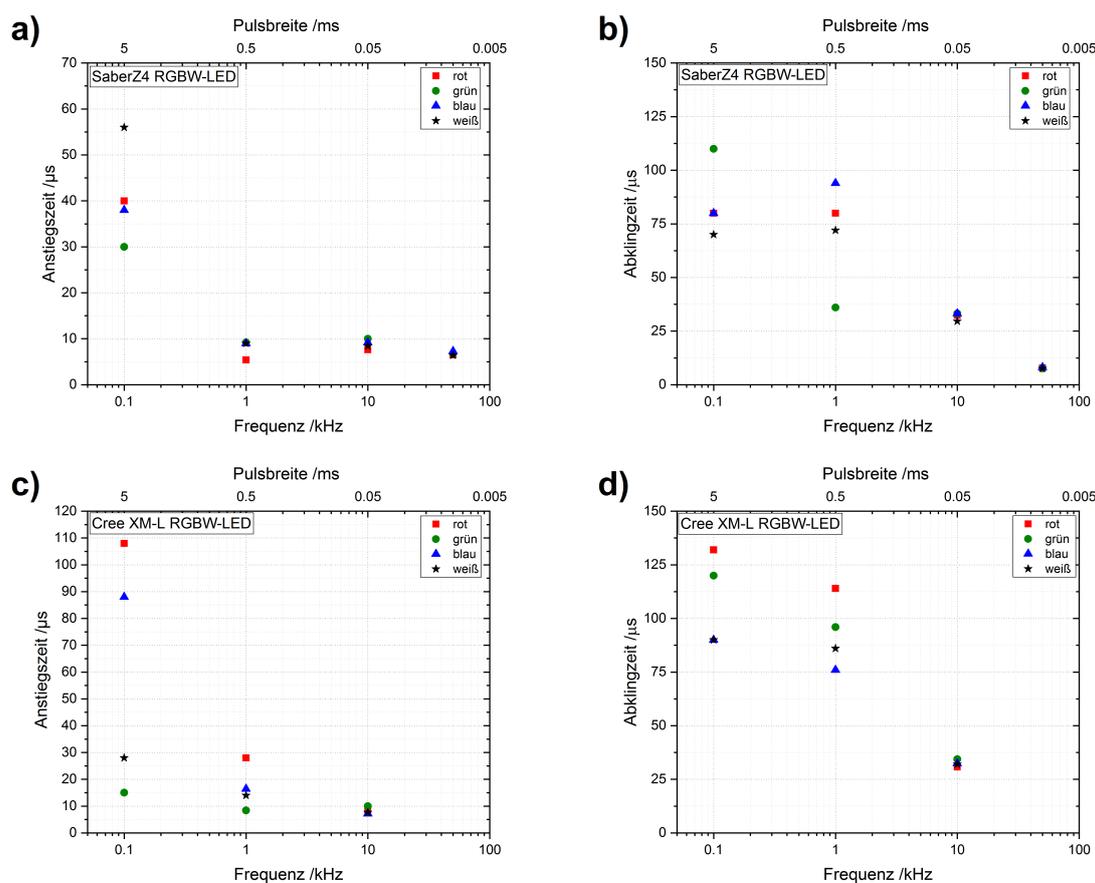


Abbildung 6.4: Untersuchung der Zeitauflösung der RGBW-LEDs Saber Z4 (a) und b)) und Cree XM-L (c) und d)) in Kombination mit dem EW-Treiber sowie dem Agilent-Pulsgeber. Sowohl die Anstiegs- und Abklingzeiten nehmen mit steigender Frequenz ab, sodass sie immer unterhalb der eingestellten Periodendauer liegen. Die Abklingzeiten sind größer als die Anstiegszeiten.

6.1.3 Übergang zum Gardasoft-Treiber

Eigenschaften des Gardasoft-Treibers Um das Problem der limitierten Zeitauflösung aufgrund der elektrischen Eigenschaften des EW-Treibers zu umgehen, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein kommerzieller LED-Treiber der Firma Gardasoft (RTCC4 Lighting Controller) [138, 139] in Betrieb genommen. Dieser Treiber wird im Folgenden als Gardasoft-Treiber bezeichnet. Die Wahl fiel auf diesen Treiber, da neben einer Steuerung der Leuchtdioden auch eine zeitliche Triggerung weiterer Komponenten, wie zum Beispiel Kameras, möglich ist. Verwendete Kameras können auch anhand des Gardasoft-Treibers mit Spannung versorgt werden. Die Zeitauflösung liegt bei $1\ \mu\text{s}$, sodass dieser Treiber die Anforderungen für einen gepulsten Betrieb der RGBW-LED im MHz-Bereich erfüllt. Dieser Treiber verfügt über vier Kanäle zur Steuerung der RGBW-LED, wobei die Kanäle unterschiedlich und unabhängig voneinander konfiguriert wer-

den können. Pro Kanal steht eine Ansteuerungsstromstärke von bis zu 2 A sowohl im gepulsten als auch im kontinuierlichen Betrieb zur Verfügung. Des Weiteren kann für jeden Kanal der Betriebsmodus unabhängig gewählt werden. Im Rahmen dieser Arbeit finden sowohl der kontinuierliche als auch der gepulste Betrieb Anwendung. Der kontinuierliche Betrieb erweist sich als sehr praktisch bei der Durchführung der Messungen zur Charakterisierung der Strahlungseigenschaften der Leuchtdioden (vgl. auch Abschnitt 6.2). Ein Überblick über die weiteren Betriebsmodi kann der Bedienungsanleitung [139] entnommen werden. Des Weiteren kann die Helligkeit der einzelnen LEDs unabhängig voneinander in Form einer Angabe in Prozent gesteuert werden, sodass eine Variation der Lichtintensität bei gleichbleibender Pulsbreite möglich ist. Dadurch kann auf einfachem Wege Überbelichtung in der gepulsten RGB-Schlierenfotografie vermieden werden, ohne dass ein Parameter, der für die Geschwindigkeitsinformation relevant ist, verändert werden muss. Bei der Steuerung der RGBW-Leuchtdiode anhand des Gardasoft-Treibers kann zwischen einer internen sowie einer externen Triggerung gewählt werden, sodass eine externe Triggerung über die bereits vorgestellten Pulsgeber möglich ist. Für die in dieser Arbeit durchgeführten RGB-Schlierenuntersuchungen erfolgt die zeitliche Synchronisation zwischen dem Gardasoft-Treiber und der verwendeten Kamera mit dem Pulsgeber DG535 mit einer Frequenz von 1 Hz (vgl. auch Kapitel 7). Die Frequenz der internen Triggerung kann Werte zwischen 0.2 Hz und 1 kHz annehmen. Ein weiterer Vorteil dieses Treibers besteht darin, dass aufgrund der verbauten SafeSense™-Technologie sogenanntes *Overdriving* möglich ist, ohne dass es zu einer Beschädigung der LED kommt. *Overdriving* führt dazu, dass die Lichtintensität bei sehr kurzen Pulsbreiten erhöht wird, indem kurzzeitig eine Ansteuerungsstromstärke deutlich oberhalb des vom Hersteller empfohlenen Wertes verwendet wird.

Bedienung des Gardasoft-Treibers Um die Bedienung des kommerziellen LED-Treibers zu erleichtern und an die vorhandenen Laborbedingungen anzupassen, wurde von der Elektronischen Werkstatt ein separates Gehäuse gebaut, sodass alle für das Experiment benötigten Anschlüsse leicht zugänglich sind (Abbildung 6.5). Es gibt vier Eingänge, an denen mittels BNC-Kabel eine externe Triggerquelle angeschlossen werden kann. Die beiden BNC-Anschlüsse, die sich rechts daneben befinden, können zum Beispiel zur zeitlichen Triggerung einer Kamera verwendet werden. Am Anschluss LED 1 – LED 4 wird die RGBW-LED angeschlossen. Zusätzlich wurden auf der Oberfläche des Gehäuses vier Kippschalter eingebaut, die dazu dienen, die Leuchtdioden einzeln ein- und auszuschalten. Der Treiber wird mithilfe eines Labornetzteils (Manson Switching Power Supply HCS 3302) mit einer Spannung von 24 V und einer maximalen

Stromstärke von 1.25 A betrieben, sodass eine vom Hersteller empfohlene maximale Leistung von 30 W nicht überschritten wird.

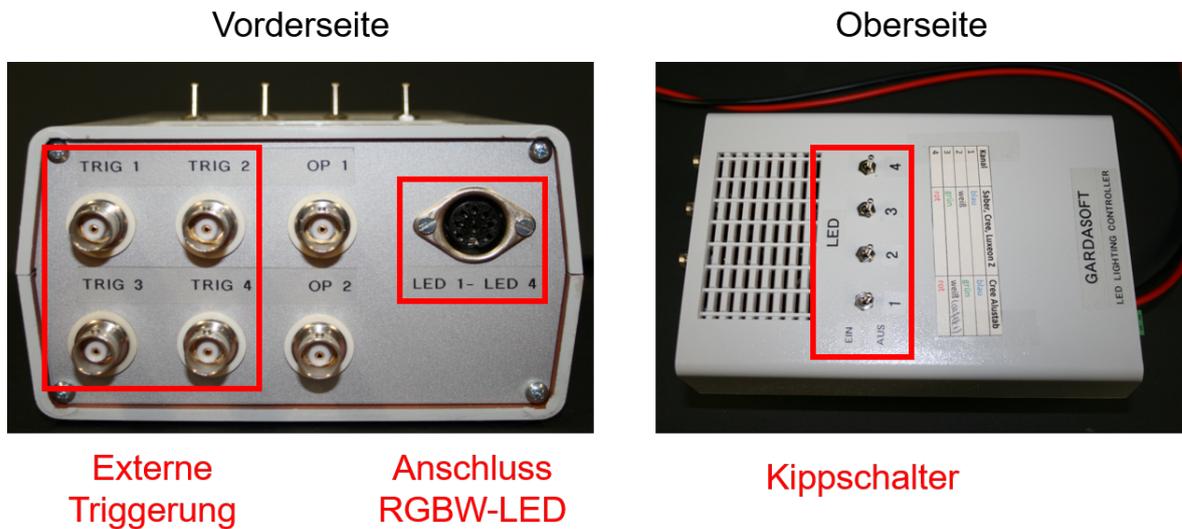


Abbildung 6.5: Foto des Gardasoft-Treibers von der Vorder- sowie von der Oberseite. *Im Bild sind lediglich die Elemente hervorgehoben, die im Rahmen dieser Arbeit verwendet werden. Es gibt vier Eingänge, über die mittels eines BNC-Kabels eine Quelle zur externen Triggerung angeschlossen werden kann. Der Anschluss der RGBW-LED erfolgt an den Anschlüssen LED 1 – LED 4. Mithilfe der Kippschalter ist es möglich, die vier Farben der RGBW-LED unabhängig voneinander ein- und auszuschalten.*

Die Einstellungen des Gardasoft-Treibers können leicht mithilfe von Ethernet-Seiten konfiguriert und jederzeit im Experiment beliebig verändert werden (Abbildung 6.6). Für jede der vier ansteuerbaren LEDs steht eine Ethernetseite wie in Abbildung 6.6 dargestellt zur Verfügung. Die Funktionen, die für diese Arbeit relevant sind, sind durch rote Umrandungen hervorgehoben. Zunächst erfolgt eine Auswahl des Betriebsmodus (in der Regel der gepulste Modus), des Triggermodus (Intern1, da an diesen Eingang der Pulsgeber DG535 angeschlossen wird) sowie der prozentualen LED-Helligkeit. Die RGB-Pulsfolge kann anhand der drei folgenden Parameter konfiguriert werden. Hierbei gibt die Pulsverzögerung an, wie lange es nach dem Eintreffen des Triggersignals dauert, bis der entsprechende Lichtpuls ausgesendet wird. Der kleinste Wert, der hier eingestellt werden kann, beträgt 6 μ s. Durch geeignete Wahl der Pulsverzögerung zwischen den drei Lichtpulsen kann die Periodendauer festgelegt werden. Anschließend erfolgt die Wahl der Pulsbreite und anhand des Parameters Retriggerzeit wird angegeben, wann der jeweilige Lichtpuls nach erneuter Triggerung frühestens wieder ausgesendet werden kann. Erfolgt der nächste Triggerpuls vor Ablauf der Retriggerzeit, wird der Triggerpuls ignoriert und der Lichtpuls wird nicht ausgesendet. Im mittleren Teil der Ethernet-Seite erfolgt eine Überwachung aller relevanten Parameter der LED-Steuerung in Echtzeit.

Im unteren Teil wird die Ansteuerungsstromstärke eingegeben, die vom jeweiligen LED-Hersteller empfohlen wird.

RTCC420F-2 LED Lighting Controller - Channel 4 Configuration
(HW02) V045, serial number 681824
[Get help using this controller](#)

Configuration

Mode: Pulse
Trigger: Input 1
Brightness (%): 10.0
Brightness 2 (Selected Mode) (%): 0.0
Pulse Delay: 67.00ms
Pulse Width: 6.670ms
Retrigger Delay: 268.0ms
Flags: Error Detect Pos Trigger Autosense Enabled
Click to update

Measurements **Parameterüberwachung**

Status: Connected
Dissipation: 0.0W
Measured Current: 0.045A
Supply Voltage: 24.0V
SafePower(TM) Voltage: 20.2V
Lighting Voltage: 1.5V
Expected Voltage: 1.5V
Voltage Drop: 20.9V to 17.9V
Duty Cycle: 1.6%
Trigger Count: 3958, TRIG4 = 0
Click to Refresh
Trigger

Lighting Rating

Rating (For example 12V or 0.3A): 0.500A
Click to change

Abbildung 6.6: Ethernetseite zur Steuerung einer der vier LEDs der RGBW-LED mit dem Gardasoft-Treiber. Die für diese Arbeit relevanten Parameter werden durch die roten Umrandungen hervorgehoben. Im oberen Bereich erfolgt die Einstellung der RGB-Pulsfolge, während im mittleren Bereich alle bei der LED-Steuerung relevanten Parameter während des Experiments in Echtzeit überwacht werden. Im unteren Teil erfolgt die Eingabe der erforderlichen Ansteuerungsstromstärke der LED.

Zeitauflösung des Gardasoft-Treibers Da es sich bei dem Gardasoft-Treiber um ein kommerzielles Produkt handelt, stellt der Hersteller Informationen bezüglich der Zeitauflösung zur Verfügung [140], sodass an dieser Stelle keine separaten Messungen vorgenommen werden müssen. Mithilfe dieses Treibers ist es möglich, Lichtpulse mit

einer minimalen Breite von $0.5 \mu\text{s}$ zu generieren (Abbildung 6.7). Dies entspricht einer Frequenz von 1 MHz bei einem Tastgrad von 50 %. Somit spricht von Seiten dieses LED-Treibers nichts gegen einen gepulsten Betrieb der RGBW-LED im MHz-Bereich.

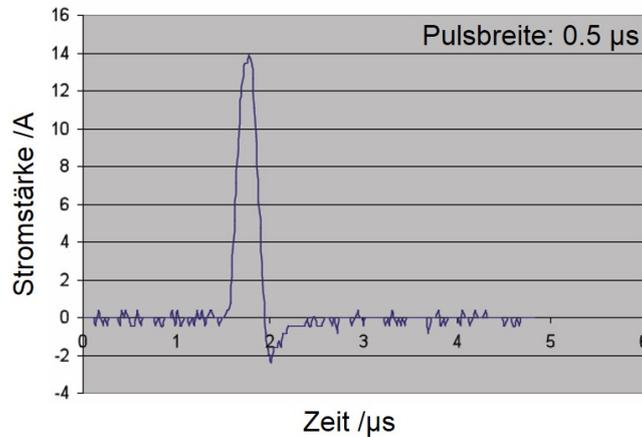


Abbildung 6.7: Minimale Zeitauflösung des Gardasoft-Treibers laut Herstellerangaben [140]. *Dieser Treiber kann Lichtpulse bis zu einer minimalen Pulsbreite von $0.5 \mu\text{s}$ (1 MHz) realisieren, sodass ein gepulster Betrieb der RGB-LEDs im MHz-Bereich ohne Probleme möglich sein sollte (adaptiert nach [140]).*

Zeitauflösung der RGBW-Leuchtdioden in Kombination mit dem Gardasoft-Treiber Abschließend erfolgt eine Untersuchung der Zeitstruktur der RGBW-LEDs Saber Z4 sowie Cree XM-L unter Verwendung des Gardasoft-Treibers, um die minimal zugängliche Zeitauflösung des durch den Gardasoft-Treiber optimierten Systems zur Aufnahme von gepulsten RGB-Schlierenbildern zu bestimmen. Zunächst wird untersucht, ob sich die Signalform der Lichtpulse der RGBW-LEDs in Abhängigkeit davon verändert, ob der Gardasoft-Treiber intern oder extern getriggert wird. Das prinzipielle Messvorgehen entspricht dem aus Abschnitt 5.2.2. Es konnte herausgefunden werden, dass die Art der Triggerung zu keiner Beeinflussung der erhaltenen Ergebnisse führt. Es muss lediglich darauf geachtet werden, dass bei der Verwendung der externen Triggerung der Triggerpuls eine minimale Breite von $2 \mu\text{s}$ aufweist. Dies gilt für die Verwendung des DG535-Pulsgebers. Darüber hinaus kann es bei der Verwendung hoher Triggerfrequenzen dazu kommen, dass die Ethernet-Seiten im laufenden Betrieb nicht mehr konfiguriert werden können, da der Treiber nicht mehr genug Rechenkapazität aufweist, um die Seiten neu zu laden und die geänderten Informationen zu verarbeiten. Dieses Problem spielt allerdings bei der gepulsten RGB-Schlierenfotografie in dieser Arbeit keine Rolle, da in der Regel lediglich eine Frequenz von 1 Hz zur externen Triggerung des Gardasoft-Treibers über den DG535-Pulsgeber verwendet wird (vgl. auch Abschnitt 5.1.1).

In Abbildung 6.8 ist eine Übersicht über die Pulsform der roten LED der Cree XM-L RGBW-LED für verschiedene Pulsbreiten zwischen 1 ms (500 Hz) und 0.5 μ s (1 MHz) dargestellt. Die Frequenzen in Klammern gelten wieder für einen Tastgrad von 50 %. Die RGBW-LED wird sowohl mit dem Gardasoft- (Abbildung 6.8 a)) als auch dem EW-Treiber (Abbildung 6.8 b)) in Kombination mit dem DG535-Pulsgeber betrieben. Beim Übergang von einer Pulsbreite von 500 μ s (1 kHz) zu 100 μ s (5 kHz) kommt es zu einem Intensitätseinbruch, da ab 100 μ s (5 kHz) am Oszilloskop ein Abschlusswiderstand zur Visualisierung der Pulsform verwendet werden musste. Ein Abschlusswiderstand kommt zum Einsatz, wenn besonders kleine Zeitaufösungen untersucht werden und führt immer zu einer Dämpfung des beobachteten Signals. Der Abschlusswiderstand sorgt dafür, dass keine Störsignale in den untersuchten Pulsen auftreten. Zunächst werden die Ergebnisse unter Verwendung des Gardasoft-Treibers in Abbildung 6.8 a) diskutiert. Bis zu einer Pulsbreite von 50 μ s (10 kHz) der roten LED werden sehr saubere Pulsformen beobachtet. Dies bedeutet, dass rechteckförmige optische Signale mithilfe der Fotodiode beobachtet werden. Ab einer Pulsbreite von 10 μ s (50 kHz) sind leichte Überschwinger im Signal zu beobachten. Da der Hersteller in seinem Anwendungshinweis [140] darauf hinweist, dass es je nach verwendeter LED zu einem Überschwingen zu Beginn des Signals kommen kann, handelt es sich hierbei um ein elektronisches Artefakt des Gardasoft-Treibers und nicht um eine Eigenschaft der RGBW-LED. Allerdings ist dieser Überschwinger des Signals nicht stark ausgeprägt, sodass in diesem Fall keine so starke Beeinflussung der Zeitstruktur wie im Falle des Überschwingens des EW-Treibers vorliegt (vgl. auch Abschnitt 6.1.1). Unterhalb einer Pulsbreite von 1 μ s (500 kHz) ist die am Oszilloskop beobachtete Pulsbreite deutlich größer als die eingestellte Pulsbreite, wie am Beispiel des Pulses mit einer Breite von 0.5 μ s (1 MHz) deutlich zu erkennen ist. Da der Hersteller eine minimal zugängliche Pulsbreite von 0.5 μ s (1 MHz) angibt (vgl. Abbildung 6.7), handelt es sich hierbei um eine Eigenschaft der RGBW-LED. Daraus kann geschlossen werden, dass die minimal zugängliche Pulsbreite für die Cree XM-L RGBW-LED bei 1 μ s (500 kHz) liegt. Bei dieser Pulsbreite liegt zwar kein rechteckförmiges Signal mehr vor, aber die Intensität des Lichtpulses der RGBW-LED ist ausreichend groß, um im gepulsten RGB-Schlierenexperiment Anwendung zu finden. Für die Saber Z4 RGBW-LED werden identische Ergebnisse erhalten. Je nach verwendetem Verhältnis zwischen Puls- und Periodendauer, sind nun Frequenzen zwischen 500 kHz (50 % Tastgrad) und 900 kHz (90 % Tastgrad) möglich, sodass sich die zugängliche Zeitauflösung nahe am MHz-Bereich befindet. Für den vorliegenden Aufbau kann keine Verbesserung der Zeitauflösung erreicht werden, ohne die LEDs auszutauschen.

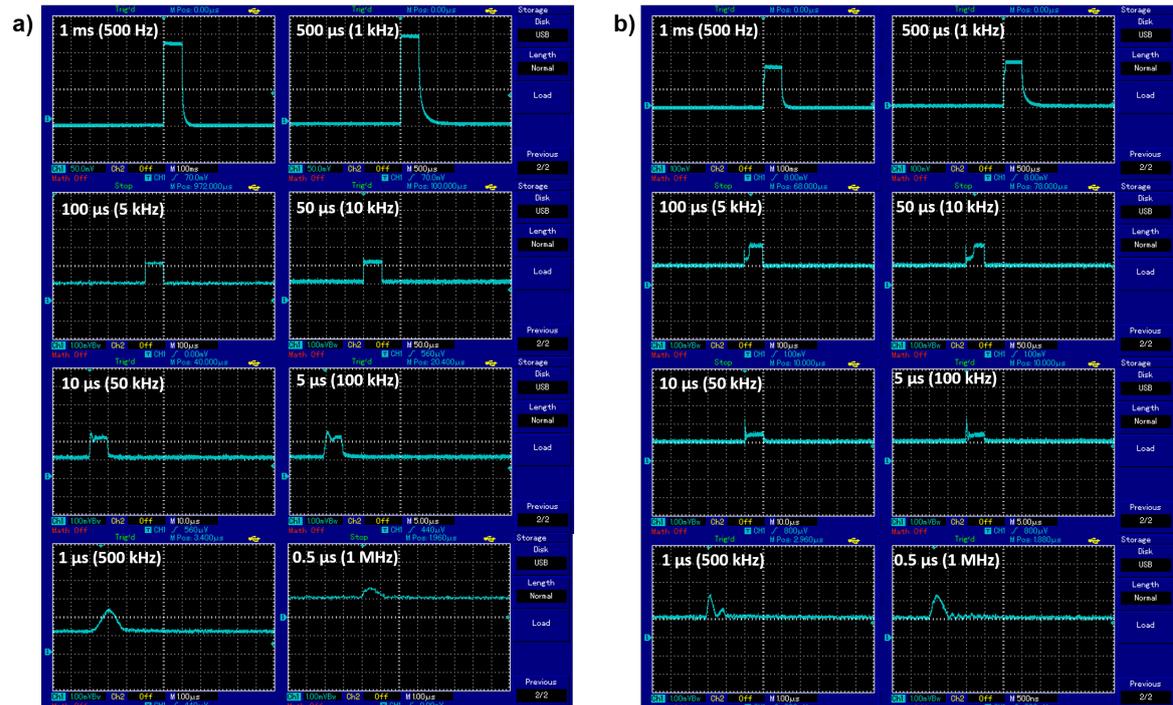


Abbildung 6.8: Pulsform des optischen Signals der roten LED der Cree XM-L RGBW-LED bei Verwendung des Gardasoft-Treibers (a) und des EW-Treibers (b) in Kombination mit dem DG535-Pulsgeber. Ab einer Pulsbreite von $100\ \mu\text{s}$ ($5\ \text{kHz}$) wird zur korrekten Visualisierung des Signals der LED ein Abschlusswiderstand benötigt. Insgesamt lässt sich feststellen, dass bei der Verwendung des Gardasoft-Treibers weniger Überschwinger und somit schärfere Pulse beobachtet werden, sodass die Verwendung dieses Treibers zu einer Verbesserung der Qualität der Zeitauflösung führt. Die Höhe eines Kästchens entspricht einer Amplitude von $50\ \text{mV}$ ($1\ \text{ms}$, $500\ \mu\text{s}$) und ab einer Pulsbreite $100\ \mu\text{s}$ beträgt die Amplitude pro Kästchen $1\ \text{mV}$.

Werden die erhaltenen Pulsformen mit denen verglichen, die erhalten werden, wenn die rote Leuchtdiode der Cree XM-L RGBW-LED anhand des EW-Treibers und des DG535-Pulsgebers betrieben wird (Abbildung 6.8 b)), werden für Pulsbreiten zwischen $100\ \mu\text{s}$ ($5\ \text{kHz}$) sowie $5\ \mu\text{s}$ ($100\ \text{kHz}$) bei Verwendung des Gardasoft-Treibers Pulse beobachtet, die eine deutlich bessere Rechteckform und weniger Überschwinger aufweisen. Außerdem ist im Falle des EW-Treibers bei Pulsbreiten von $10\ \mu\text{s}$ ($50\ \text{kHz}$) sowie $5\ \mu\text{s}$ ($100\ \text{kHz}$) eine um die Hälfte geringere Amplitude im Oszilloskopsignal zu erkennen. Dies bedeutet, dass die emittierte Lichtintensität um die Hälfte geringer ist und es somit im Schlierenexperiment zu Problemen kommen könnte. Bei einer Pulsbreite von $1\ \mu\text{s}$ ($500\ \text{kHz}$) wird eine deutlich schlechtere Pulsform mit einem starken Überschwinger als im Vergleich zum Gardasoft-Treiber beobachtet. Bei einer Pulsbreite von $0,5\ \mu\text{s}$ ($1\ \text{MHz}$) ist die Pulsbreite im Falle des EW-Treibers ebenfalls deutlich breiter als die eingestellte Pulsbreite. Anhand der hier diskutierten Ergebnisse wird deutlich, welchen

Effekt das Überschwingen des elektronischen Signals des EW-Treibers auf die Signalform der Emission der LED hat. Daraus folgt, dass die Verwendung des Gardasoft-Treibers zu einer deutlichen Verbesserung der Zeitauflösung sowie deren Genauigkeit führt. Um diese Beobachtung zu untermauern, werden abschließend die Anstiegszeiten der RGBW-LED Saber Z4 sowie Cree XM-L RGBW-LED unter Verwendung des Gardasoft-Treibers anhand von Cursormessungen am Oszilloskop bestimmt. Eine Übersicht über die erhaltenen Anstiegszeiten befindet sich in Abbildung 6.9 sowie in Tabelle A.2 im Anhang A. Die Ermittlung der Anstiegszeiten erfolgt für unterschiedliche Pulsbreiten zwischen 50 ms (10 Hz) und 1 μ s (500 kHz) der RGBW-LED.

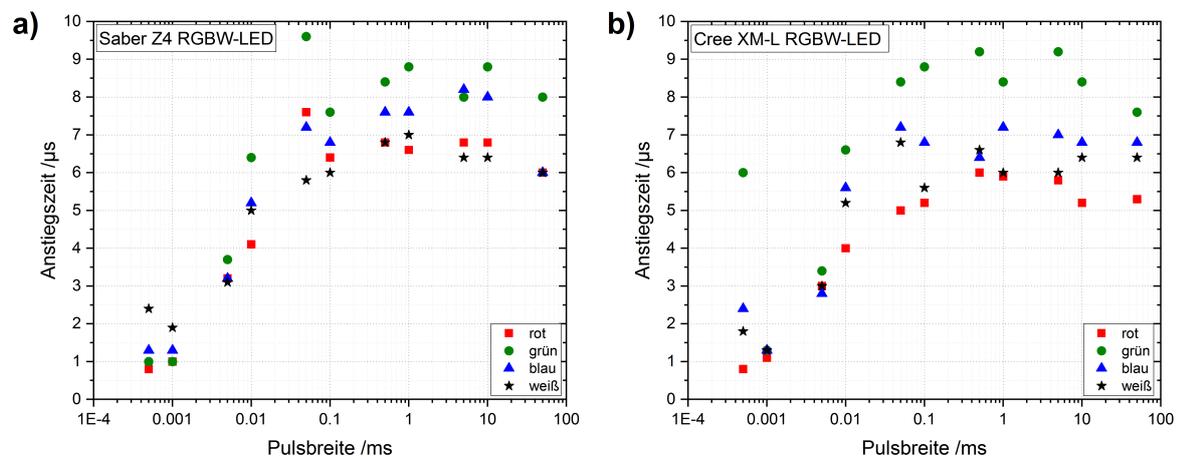


Abbildung 6.9: Anstiegszeiten für die RGBW-LEDs Saber Z4 (a) und Cree XM-L (b) unter Verwendung des Gardasoft-Treibers. Für beide RGBW-LEDs wird eine nahezu konstante Anstiegszeit beobachtet. Des Weiteren gibt es keine signifikanten Unterschiede zwischen den einzelnen Farben der RGBW-LED.

Da bei der Untersuchung der Zeitstruktur mithilfe des EW-Treibers die Frequenz und die Pulsbreite variiert wurden, werden für die rote LED der Cree XM-L RGBW-LED zusätzlich Messungen mit dem EW-Treiber durchgeführt, bei denen ebenfalls lediglich die Pulsbreite variiert wird. Hierbei wurde wieder das Verhalten beobachtet, dass die Anstiegszeit eine deutliche Abhängigkeit von der Pulsbreite aufweist. Im Gegensatz dazu werden bei der Verwendung des Gardasoft-Treibers im Rahmen der Messgenauigkeit konstante Anstiegszeiten erhalten (Abbildung 6.10). Dies entspricht den Erwartungen aus der Theorie der Lichtentstehung in Halbleitern und sorgt darüber hinaus dafür, dass die minimal zugängliche Zeitauflösung des gepulsten Betriebs der RGBW-LED zuverlässig charakterisiert werden kann.

Die ermittelten Anstiegszeiten liegen für Pulsbreiten bis zu einer unteren Grenze von 50 μ s (10 kHz) für die Saber Z4 RGBW-LED (Abbildung 6.9 a)) zwischen 6.3 μ s sowie 8.5 μ s. Werden darunter liegende Pulsbreiten verwendet, kommt es zu einer leichten Abnahme der Anstiegszeit, sodass diese in der Regel kleiner ist als die angestrebte

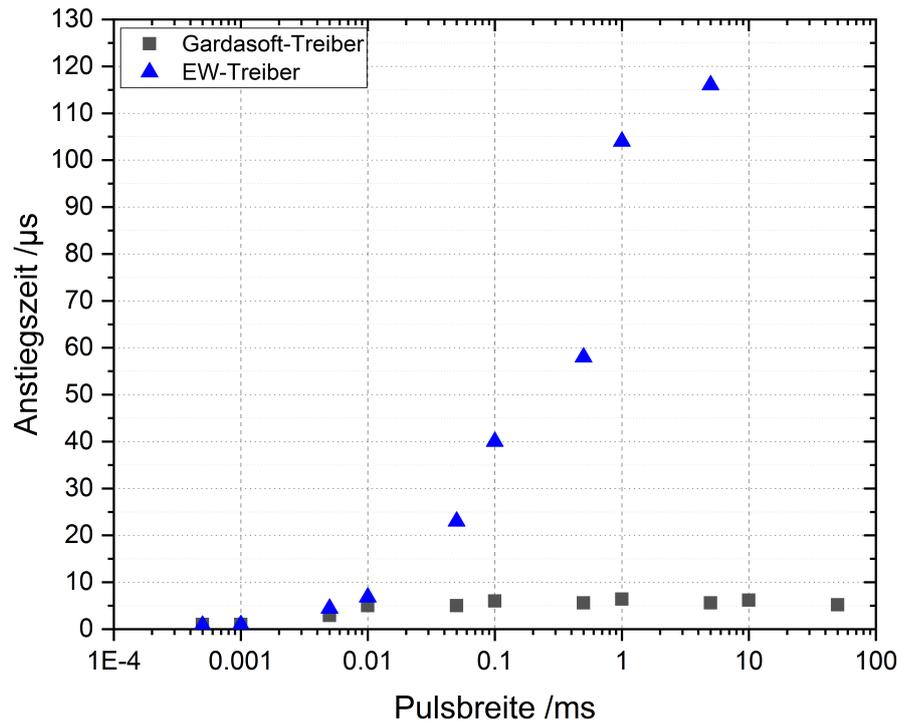


Abbildung 6.10: Vergleich der Anstiegszeit der roten LED der Cree XM-L RGBW-LED bei der Verwendung des Gardasoft- und des EW-Treibers. *Es ist deutlich zu erkennen, dass der EW-Treiber zu einer Variation der Anstiegszeit in Abhängigkeit von Pulsbreite führt. Hingegen werden bei der Verwendung des Gardasoft-Treibers im Rahmen der Messgenauigkeit konstante Anstiegszeiten erhalten.*

Pulsbreite. Dies lässt sich darauf zurückführen, dass die Anstiegszeit größer ist als die eingestellte Pulsbreite. Da die LED dennoch anspringt und eine ausreichende Lichtintensität zur Verfügung stellt, stellt die Beobachtung keine Limitierung für die geplante Anwendung in der gepulsten RGB-Schlierenfotografie dar. Bei einer Pulsbreite von $1 \mu\text{s}$ entspricht die Anstiegszeit der Pulsbreite. Aus Sicht der Anstiegszeit der RGBW-LEDs liegt die minimal zugängliche Pulsbreite des RGB-Schlierensystems bei $10 \mu\text{s}$ (50 kHz). Da bis zu einer Pulsbreite von $1 \mu\text{s}$ (500 kHz) die LED einen Puls dieser Breite mit ausreichender Intensität aussendet, kann die minimal zugängliche Pulsbreite auf einen Wert von $1 \mu\text{s}$ (500 kHz) ausgeweitet werden. Im Falle der Cree XM-L RGBW-LED werden nahezu identische Ergebnisse erhalten (Abbildung 6.9 b)). Außerdem kann kein signifikanter Unterschied im Anstiegsverhalten der einzelnen Farben der RGBW-LEDs beobachtet werden.

Fazit: Steuerung der RGBW-LEDs mit dem Gardasoft-Treiber Durch die Verwendung des Gardasoft-Treibers kann die zugängliche minimale Zeitauflösung des bestehenden RGB-Schlierensystems im Vergleich zur Verwendung des EW-Treibers deut-

lich erhöht werden. Die Pulsfrequenz der RGBW-LEDs kann hierdurch um einen Faktor 10 von 50 kHz auf 500 kHz erhöht werden. Je nach verwendetem Tastgrad ist sogar eine Pulsfrequenz bis zu 900 kHz zugänglich. Außerdem werden für die RGBW-LEDs konstante Anstiegszeiten und höhere Lichtintensitäten als im Vergleich zur Nutzung des EW-Treibers erhalten. Somit stellt der Gardasoft-Treiber eine enorme Verbesserung dar und deswegen wird er für die Durchführung der Experimente der gepulsten RGB-Schlierenfotografie an Strömungen und Flammen in Kapitel 7 zum Einsatz kommen. Um die Zeitauflösung weiter zu erhöhen, könnten in einem nächsten Schritt die RGBW-Leuchtdioden ausgetauscht werden. Für die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente sollte darauf geachtet werden, dass eine minimale Pulsbreite für die RGBW-LEDs von 1 μs nicht unterschritten wird.

6.1.4 Fehlerbetrachtung

Der Fehler bei der Bestimmung der Anstiegszeiten der RGBW-LEDs wird im Wesentlichen durch die verwendete Fotodiode und das Oszilloskop dominiert. Im Datenblatt des Herstellers der Fotodiode [129] befindet sich keine Angabe über die Genauigkeit der Anstiegszeit der Fotodiode. Da die Anstiegszeit mit einem Wert von 1 ns drei Größenordnungen kleiner ist als die kleinsten ermittelten Anstiegszeiten für die RGBW-LEDs, wird keine Beeinflussung der Genauigkeit der Ergebnisse durch die Zeitauflösung der Fotodiode erwartet. Da das Oszilloskop eine Anstiegszeit von weniger als 3.5 ns [127] aufweist, wird wie bei der Fotodiode keine signifikante Beeinflussung der Ergebnisse durch das Anstiegsverhalten des Oszilloskops vorliegen. Vielmehr entsteht der größte Fehler bei den Cursormessungen am Oszilloskop durch die Platzierung der ansteigenden Flanke sowie den Cursorn selber. Dieser Fehler wird für die vorliegenden Untersuchungen mit dem Gardasoft-Treiber auf $\pm 0.2 \mu\text{s}$ für die Bestimmung der Zeitstruktur geschätzt. Da der EW-Treiber in den Experimenten zur Untersuchung von Strömungen und Flammen in Kapitel 7 keine Anwendung finden wird, wird für die Zeitstrukturen unter Verwendung des EW-Treibers keine Fehlerabschätzung durchgeführt.

6.1.5 Bestimmung der Kameraverzögerung

Um die Spiegelreflexkamera Canon EOS 400D im RGB-Schlierenexperiment einsetzen zu können, wurde in der Elektronischen Werkstatt ein Bauteil konstruiert, mit dem diese Kamera anhand des Fernlöseausgangs über ein TTL-Signal getriggert werden kann. Um eine korrekte zeitliche Synchronisation zwischen der Kamera und der RGB-Pulsfolge sicherzustellen, muss die Kameraverzögerung bekannt sein. Hierbei handelt es sich um den zeitlichen Versatz, zwischen dem Eintreffen des Triggerpulses an der

Kamera und dem Auslösen der Kamera. Das Vorgehen zur Bestimmung befindet sich in Abschnitt 5.2.3 und es wird das Tamron-Objektiv mit manueller Fokussierung verwendet. Pro Messeinstellung werden 100 Bilder aufgenommen und es wird in jedem Bild ein horizontales Profil in SUAP [130] gezogen. Anschließend wird in OriginPro [132] die Summe dieser Profile ermittelt, bevor daraus der Mittelwert berechnet wird. Nach einer anschließenden Normierung wird dieser Mittelwert der Bildintensität gegen den zeitlichen Versatz X aufgetragen. Abschließend wird eine Boltzmann-Anpassung durchgeführt (Abbildung 6.11).

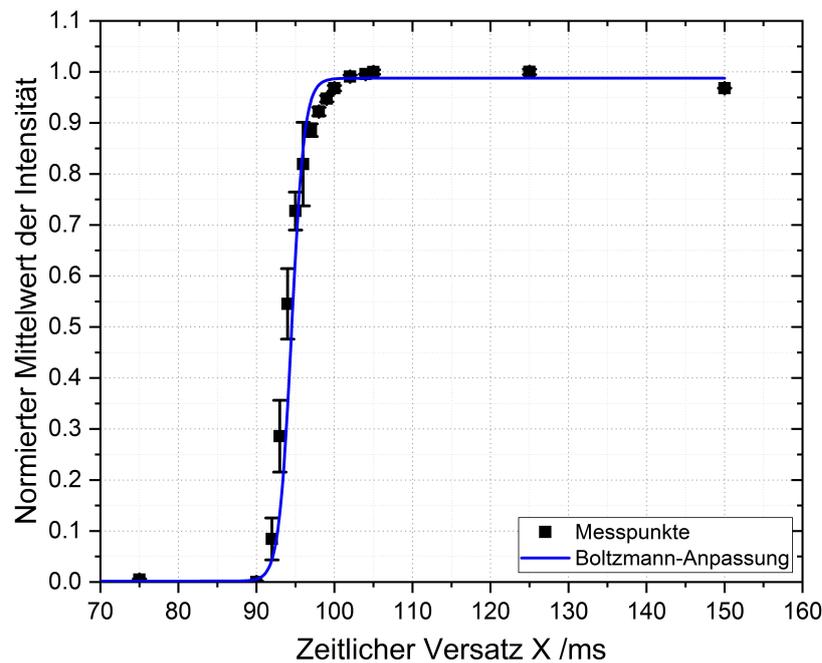


Abbildung 6.11: Experimentelle Bestimmung der Kameraverzögerung der Spiegelreflexkamera Canon EOS 400D. Anhand der Boltzmann-Anpassung an die Messpunkte wird aus dem Wendepunkt eine Kameraverzögerung von (94.5 ± 4.7) ms erhalten.

Mithilfe der Boltzmann-Anpassung wird der Wendepunkt zu (94.5 ± 4.7) ms bestimmt. Hierbei handelt es sich um die Kameraverzögerung. Im Experiment wird jedoch ein Wert von 105 ms für die Kameraverzögerung eingesetzt. Dies ist der erste Wert des zeitlichen Versatzes, bei dem ein normierter Mittelwert der Intensität von 1 erreicht wird. Durch Verwendung dieser Kameraverzögerung wird in jedem Fall sichergestellt, dass der Triggerpuls von der Kamera verarbeitet wird und die Kamera zur passenden Zeit auslöst. Dies kann auch in den RGB-Schlierenexperimenten an Strömungen und Flammen in Kapitel 7 experimentell bestätigt werden. Da aus den Untersuchungen zur Bestimmung der Zeitauflösung in diesem Abschnitt hervorgeht, dass die LED bei einer Pulsbreite von 10 ms rechteckige optische Signale emittiert, wird die Kurve in Abbildung 6.11 durch die Triggerunschärfe bzw. den Jitter bestimmt. Dieser Wert wird

vor allem bei kleinen Belichtungszeiten relevant. Anhand der Fehlerbalken ist es möglich, die Stärke des Jitters abzuschätzen. Da der Jitter für die vorliegende Kamera im Bereich weniger ms liegt und die Triggerung somit sehr präzise erfolgt, wird es keine Probleme im RGB-Schlierenexperiment bezüglich der Triggerunschärfe geben.

Im Falle der wissenschaftlichen CCD-Kamera DFK41BU02 gibt der Hersteller eine Kameraverzögerung von $4.9 \mu\text{s}$ [118] an. Bei dem Versuch, die Kameraverzögerung in diesem Fall ebenfalls experimentell zu bestimmen, ist der Lichtpuls schon bei einem zeitlichen Versatz X von $0 \mu\text{s}$ vollständig im Bild sichtbar. Dieser deutliche Unterschied in den Verzögerungen dieser beiden Kameras liegt in ihren unterschiedlichen Bau- und Funktionsweisen begründet. Kommt die wissenschaftliche CCD-Kamera allerdings im RGB-Schlierenexperiment von Strömungen und Flammen (Kapitel 7) zum Einsatz, wird eine Kameraverzögerung von $50 \mu\text{s}$ eingestellt, da erst ab diesem Wert der erste Lichtpuls der RGB-Pulsfolge im Bild sichtbar ist. Diese Erhöhung der Kameraverzögerung kann vermutlich auf einen kombinierten Effekt unterschiedlicher Ansprechzeiten der Komponenten zurückgeführt werden.

6.1.6 Zugänglicher Geschwindigkeitsbereich

Anhand der Ergebnisse aus den vorangegangenen Abschnitten wurde gezeigt, dass das in dieser Arbeit verwendete Schlierensystem zur Aufnahme von gepulsten RGB-Schlierenbildern eine maximal zugängliche Frequenz zwischen 500 kHz und 900 kHz aufweist. Damit sich die zu untersuchende Schliere während einer Dunkelpause fortbewegen kann, sollte ein Tastgrad (Verhältnis von Pulsbreite zu Periodendauer) von 50% nach Möglichkeit nicht überschritten werden, sodass eine minimal zugängliche Periodendauer von $2 \mu\text{s}$ vorliegt. Um daraus den zur Untersuchung zugänglichen Geschwindigkeitsbereich ermitteln zu können, wird die Bildhöhe des Schlierenbildes benötigt, da es sich hierbei um die Strecke handelt, die das Untersuchungsobjekt während der Bildaufnahme in einer definierten Zeit zurücklegen kann. In Kapitel 7 wird die Bildhöhe bei der Verwendung der Spiegelreflexkamera Canon EOS 400D mit einem Wert von 34 mm angegeben. Soll die vollständige RGB-Pulsfolge im resultierenden RGB-Schlierenbild dargestellt werden, kann somit theoretisch eine Geschwindigkeit von 8.5 km/s aufgelöst werden. Darüber hinaus ist es möglich, den zugänglichen Geschwindigkeitsbereich auf bis zu 17 km/s zu erhöhen, indem lediglich eine Pulsfolge mit zwei Pulsen in einem Bild abgebildet wird. Hierbei handelt es sich um den Geschwindigkeitsbereich, der von Seiten der RGB-LED und des Treibers zugänglich ist. Um eine vollständige Abschätzung des zugänglichen Geschwindigkeitsbereichs des RGB-Schlierensystems durchführen zu können, muss auch die Lichtempfindlichkeit der Kamerasensoren berücksichtigt werden. Dies erfolgt in Abschnitt 6.3.4.

6.2 Strahlungseigenschaften der RGBW-LEDs

Für die im Folgenden präsentierten Messdaten wird, sofern nicht anders erwähnt, ein einheitliches Schema zur Auswertung angewendet (vgl. Abschnitt 5.3.4). Zunächst wird in SUAP [130] ein Dunkelbild von den Messdaten subtrahiert und ein horizontales Profil mit einer Höhe von drei Pixeln im Helligkeitsmaximum gezogen. Anschließend werden die erhaltenen Profile in OriginPro [132] mit der Detektionseffizienz multipliziert und die x-Achse in Pixeln wird in eine Wellenlängenachse umgerechnet.

6.2.1 Spektren der RGBW-LEDs

Die Spektren der RGBW-LEDs werden aus den winkelabhängigen Messungen in 0° -Position aus Abschnitt 5.3.2 erhalten und sind in Abbildung 6.12 dargestellt. Die Spektren sind auf ihr Maximum normiert und es können die Lage des Emissionsmaximums λ_{\max} sowie die Halbwertsbreite $\Delta\lambda$ bestimmt werden. Außerdem kann über die Lage des Emissionsmaximums die Energie der Bandlücke über Gleichung 2.2 berechnet werden. Eine Übersicht dieser Daten ist Tabelle 6.2 zu entnehmen.

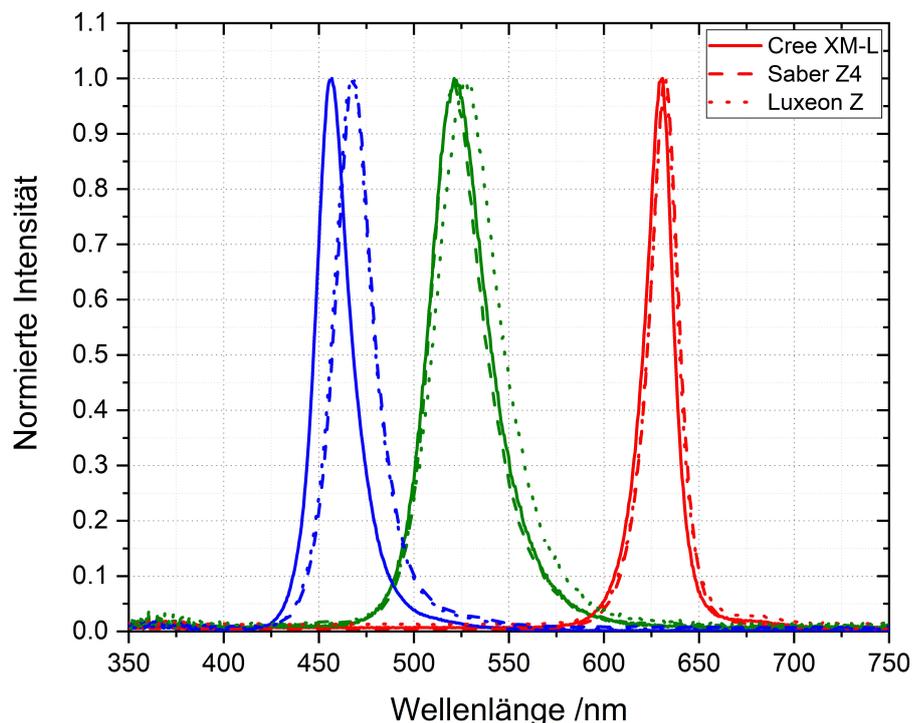


Abbildung 6.12: Aus der 0° -Position der winkelabhängigen Messungen aus Abschnitt 5.3.2 erhaltene Spektren der unterschiedlichen RGBW-LEDs. Die Linienfarbe entspricht der LED-Farbe.

Alle drei in dieser Arbeit verwendeten RGBW-LEDs weisen nahezu identische Werte für das Emissionsmaximum der drei einzelnen Farben auf. Lediglich im Falle der blauen

LED liegt zwischen der Cree XM-L und der Saber Z4 bzw. der Luxeon Z RGBW-LED eine Verschiebung des Emissionsmaximums von 10 nm vor. Da der Hersteller lediglich Wellenlängenbereiche (vgl. auch Tabelle 5.1) angibt, sollte zu Beginn eines jeden RGB-Schlierenexperiments die Aufnahme der Emissionsspektren erfolgen. Anhand der Spektren ist es im Folgenden möglich, zum Beispiel die emittierte Photonenanzahl zu berechnen (Abschnitt 6.2.3) oder das Übersprechen der Farbkanäle (Abschnitt 6.3.3) im Experiment zu charakterisieren. Die spektralen Eigenschaften von LEDs sind stark abhängig von ihrer Legierungszusammensetzung, sodass der Hersteller im Vorfeld keine exakten Werte für das Emissionsmaximum angeben kann. Diese Abhängigkeit der spektralen Eigenschaften von der Zusammensetzung der Legierung kann in Abbildung 6.12 ebenfalls beim Vergleich des Spektrums der grünen LED der Saber Z4 sowie der Luxeon Z beobachtet werden. Eigentlich handelt es sich hierbei um identische LED-Typen. Dennoch ist eine Verschiebung des Emissionsmaximums der Luxeon Z um 6 nm zu höheren Wellenlängen zu beobachten. Außerdem nimmt die Halbwertsbreite im Falle der grünen LED der Luxeon Z RGBW-LED um 5 nm zu. Dieser Effekt wird als Legierungsverbreiterung bezeichnet und lässt sich auf geringe Schwankungen in der Zusammensetzung der Legierung zurückführen [141]. Diese Beobachtung weist noch einmal auf die Wichtigkeit der Aufnahme von Emissionsspektren vor dem eigentlichen RGB-Schlierenexperiment hin. Im Falle des blauen und des roten Spektrums werden keine Abweichungen zwischen der Saber Z4 und der Luxeon Z RGBW-LED beobachtet. Die Halbwertsbreite der Spektren spielt bei der Betrachtung des Übersprechens der Farbkanäle in Abschnitt 6.3.3 eine wichtige Rolle. Je schmalbandiger das Emissionsspektrum einer LED ist, desto geringer ist die Wahrscheinlichkeit, dass die entsprechende LED-Farbe auch von einem anderen Farbkanal, der nicht der LED-Farbe entspricht, detektiert wird.

In Abbildung 6.13 sind die Spektren, die für die weißen LEDs der RGBW-LEDs erhalten werden, dargestellt. Die weiße LED findet in dieser Arbeit im Schlierenexperiment keine Anwendung, dennoch sei auf die Möglichkeit verwiesen, dass neben farbigen Schlierenbildern auch S/W-Schlierenbilder aufgenommen werden können, ohne einen Wechsel der Lichtquelle vornehmen zu müssen.

Tabelle 6.2: Übersicht über einige aus den Spektren der RGBW-LEDs ermittelte Parameter. Die Textfarbe kennzeichnet die jeweilige LED-Farbe. Bei λ_{\max} handelt es sich um die Lage des Emissionsmaximums und bei $\Delta\lambda$ um die Halbwertsbreite. Mit E_g wird die Energie der Bandlücke bezeichnet.

RGBW-LED	λ_{\max} / nm	$\Delta\lambda$ / nm	E_g / eV
Cree XM-L	631	17	1.97
	521	35	2.38
	457	21	2.72
Saber Z4	633	18	1.96
	521	34	2.38
	468	24	2.65
Luxeon Z	633	17	1.96
	527	39	2.35
	467	24	2.66

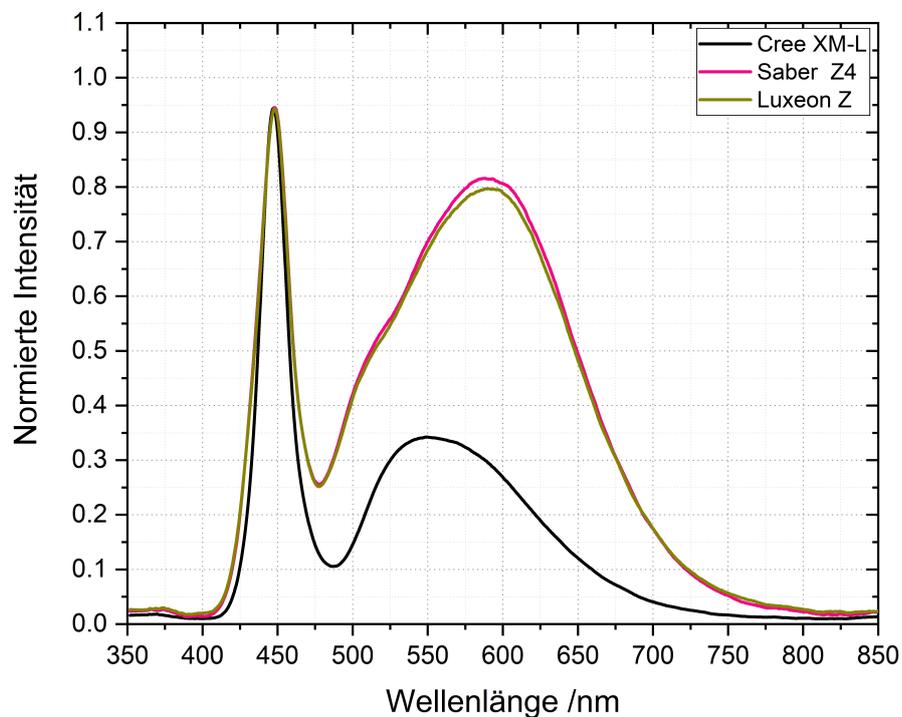


Abbildung 6.13: Aus der 0° -Position der winkelabhängigen Messungen aus Abschnitt 5.3.2 erhaltene Spektren der weißen LEDs der RGBW-LEDs. Die weiße LED kann zur Aufnahme von S/W-Schlierenbildern Anwendung finden.

Zeitabhängige Spektren Die Bestimmung der zeitabhängigen Spektren erfolgt wie in Abschnitt 5.3.1 beschrieben. Über Integration wird aus den erhaltenen Spektren die Fläche und somit die Intensität bestimmt und gegen die Betriebsdauer aufgetragen. Außerdem wird die relative Abweichung der Intensität von der Anfangsintensität in Prozent berechnet und ebenfalls in Abhängigkeit der Betriebsdauer aufgetragen (Abbildung 6.14). Als Anfangsintensität wird der Wert für die Fläche direkt nach dem Einschalten, also bei einer Betriebsdauer von 0 s verwendet. Aus der relativen Abweichung in Prozent wird der Mittelwert gebildet (Tabelle 6.3). Hierbei handelt es sich um den Fehler der Anfangsintensität der Lichtquelle, die bei Bedarf in einer späteren Bildauswertung berücksichtigt werden kann.

Tabelle 6.3: Mittelwert der relativen Abweichung der Intensität der RGBW-LEDs von der Anfangsintensität. *Dieser Mittelwert beschreibt den Fehler der Anfangsintensität der LED und kann bei der Bildauswertung berücksichtigt werden. Der Fehler des Mittelwertes wird aus der Standardabweichung erhalten. Bei der Textfarbe handelt es sich um die LED-Farbe, wobei schwarz für die weiße LED gewählt wurde.*

RGBW-LED	Relative Abweichung /%			
Cree XM-L	-1.99 ± 0.76	-1.27 ± 0.64	-1.65 ± 0.70	-0.73 ± 0.20
Saber Z4	-0.65 ± 0.19	-0.08 ± 0.06	-0.36 ± 0.11	-0.73 ± 0.20
Luxeon Z	-0.20 ± 0.10	-0.43 ± 0.25	-0.42 ± 0.14	-0.73 ± 0.20

Wird die Cree XM-L RGBW betrachtet, wird eine relative Abnahme der Intensität um bis zu maximal 2.5 % beobachtet. Die Unterschiede in den relativen Abweichungen der einzelnen Farben der LED könnten auf unterschiedliche Rekombinationszeiten in unterschiedlichen Halbleitermaterialien zurückgeführt werden. Die unterschiedlichen Werte der Intensitäten resultieren aus unterschiedlichen emittierten Photonenzahlen der einzelnen Farben der RGBW-LEDs. Bei der Untersuchung der beiden RGBW-LEDs Saber Z4 sowie Luxeon Z werden relative Abweichungen kleiner als 1 % beobachtet, sodass der Fehler der Anfangsintensität des Lichts um mehr als einen Faktor 2 kleiner ist als im Falle der Cree XM-L RGBW-LED. Anhand der soeben beschriebenen Beobachtungen kann festgestellt werden, dass die LEDs eine zeitlich sehr stabile Lichtemission aufweisen. Dies entspricht auch den Erwartungen aus der Theorie bezüglich der Lichtentstehung in Halbleitern (vgl. Abschnitt 2.1.2). Es wird keine signifikante Veränderung der Lichtintensität mit zunehmender Betriebsdauer beobachtet, sodass für die in dieser Arbeit durchgeführten Schlierenexperimente keine Aufwärmzeit der LED berücksichtigt werden muss. Dies ist ein großer Vorteil der Verwendung von LEDs als Lichtquelle in Experimenten zur optischen Charakterisierung verschiedenster Systeme mit hoher Geschwindigkeit.

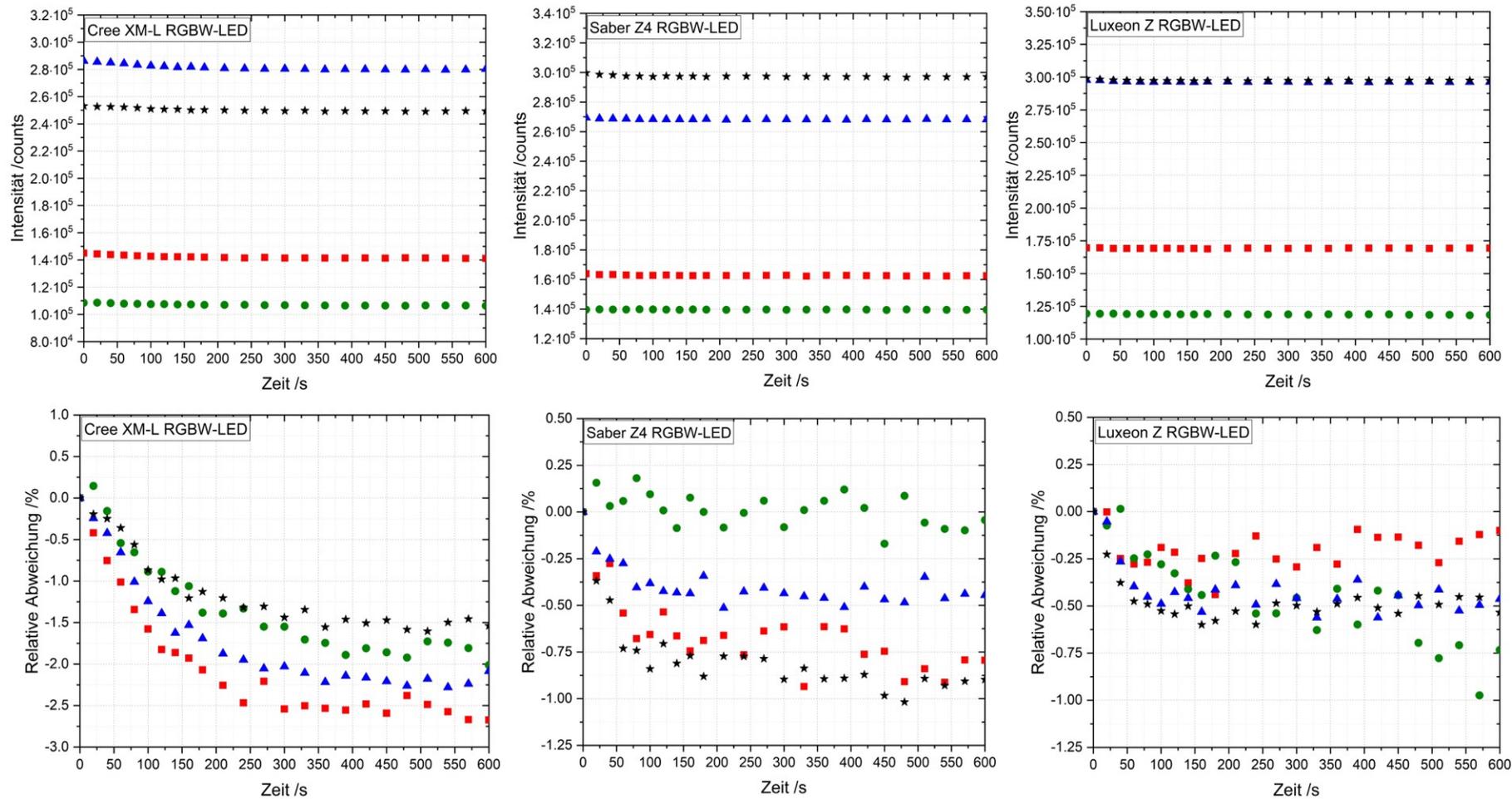


Abbildung 6.14: Zeitabhängigkeit der Spektren der RGBW-LEDs. Aufgetragen wird zunächst die aus der Integration der Spektren erhaltene Intensität gegen die Betriebsdauer (oben). Außerdem wird die relative Abweichung der Intensität von der Anfangsintensität im Spektrum bestimmt und ebenfalls gegen die Betriebsdauer aufgetragen (unten). Es gibt keine signifikante Veränderung der LED-Intensität in Abhängigkeit der Betriebsdauer, sodass im RGB-Schlierenexperiment keine Aufwärmzeit berücksichtigt werden muss. Die Farben der Symbole entsprechen den Farben der LEDs, wobei die weiße LED mit den schwarzen Symbolen gekennzeichnet wird.

6.2.2 Winkelabhängige Strahlprofile

Zur Identifizierung der Richtungscharakteristik der emittierten Strahlung der verwendeten RGBW-LEDs werden Messungen, wie in Abschnitt 5.3.2 beschrieben, durchgeführt. Hierbei wird jede Farbe der RGBW-LED einzeln untersucht. Aus den erhaltenen Spektren wird durch Integration die Fläche bestimmt sowie normiert und gegen den am Winkelmesstisch eingestellten Winkel aufgetragen (Abbildung 6.15 oben). Außerdem werden die erhaltenen Ergebnisse in Form einer Polardarstellung präsentiert (Abbildung 6.15 unten), um einen Vergleich der erhaltenen Strahlprofile mit der Theorie in Abschnitt 2.1.5 vorzunehmen. Anschließend können der Öffnungswinkel $2 \cdot \theta_{0.5}$ sowie der Winkel der maximalen Strahlungsintensität θ_{\max} bestimmt werden. Die Ergebnisse sind Tabelle 6.4 zu entnehmen.

Tabelle 6.4: Übersicht über die Ergebnisse der Analyse der winkelabhängigen Strahlprofile der RGBW-LEDs. Bei θ_{\max} handelt es sich um den Winkel, in dem die maximale Lichtintensität emittiert wird und $2 \cdot \theta_{0.5}$ beschreibt den Öffnungswinkel der einzelnen LEDs der RGBW-LED. Der Faktor g wird über Gleichung 2.28 berechnet und dient zur Abschätzung der Form des vorliegenden Strahlprofils. Die Textfarbe entspricht der LED-Farbe, wobei der schwarze Text für die weiße LED gilt.

RGBW-LED	θ_{\max}	$2 \cdot \theta_{0.5}$	g
Cree XM-L	30°	104°	2
	−25°	102°	2
	−30°	100°	3
	20°	85°	3
Saber Z4	0°	125°	2
	−5°	117°	2
	0°	118°	2
	0°	105°	2
Luxeon Z	0°	102°	2
	−5°	106°	2
	0°	111°	2
	0°	106°	2

Zunächst wird in Abbildung 6.15 das Strahlprofil der Cree XM-L RGBW-LED betrachtet. Hierbei ist auffällig, dass das Maximum für die grüne sowie die blaue LED nach links und für die rote sowie die weiße LED nach rechts verschoben ist. Wird diese Beobachtung mit der Anordnung der einzelnen Leuchtdioden auf dem RGBW-Chip in Abbildung 5.2 verglichen, wird deutlich, dass die beobachtete Verschiebung in Einklang mit der Anordnung auf dem Chip steht. Werden die erhaltenen Winkel am Punkt maximaler Intensität betrachtet (Tabelle 6.4), wird eine deutliche Abweichung

der Lage des Maximums von 0° beobachtet. Für die durchgeführten Experimente wird die RGBW-LED so ausgerichtet, dass sich die LED in einer Achse mit dem Eingang der Ulbrichtkugel befindet. Die Ausrichtung der LED erfolgt also entlang der mechanischen Achse, die im Polardiagramm der Cree XM-L RGBW-LED in Abbildung 6.15 schematisch in Form eines gelben Pfeils eingezeichnet ist. Die Beobachtungen, die für die Lage der Maxima im Falle der Cree XM-L RGBW-LED gemacht werden, zeigen, dass eine Abweichung zwischen der mechanischen und der optischen Achse vorliegt. Die optische Achse ist entlang des Winkels der höchsten Intensität θ_{\max} ausgerichtet. Da dieses Verhalten sowohl bei der Saber Z4 RGBW-LED als auch bei der Luxeon Z Color Line nicht beobachtet wird, könnte der Versatz zwischen der optischen und der mechanischen Achse durch die Epoxidkuppel oberhalb des Halbleiters hervorgerufen werden. Für das RGB-Schlierenexperiment bedeutet diese unterschiedliche Lage der Punkte maximaler Strahlungsintensität, dass die Justage zusätzlich erschwert wird. Es kann nie die maximale Lichtintensität die Lochblende passieren. Erfolgt eine Ausrichtung entlang der mechanischen Achse, liegt für keine der vier Farben der RGBW-LED die maximale Intensität entlang der optischen Achse des Schlierensystems vor. Wird wiederum der Ansatz gewählt, die RGBW-LED entlang ihrer optischen Achse in den Schlierenaufbau einzubringen, besteht das Problem, dass sich entweder nur die blaue sowie die grüne LED oder lediglich die rote LED in der optischen Achse des Schlierensystems befindet. Hieran wird deutlich, dass immer, wenn ein neues RGB-Schlierensystem konstruiert wird, die Ermittlung der Strahlprofile der RGBW-LED unerlässlich ist, um einen möglichen Versatz zwischen der mechanischen und der optischen Achse der LED zu identifizieren und diesen gegebenenfalls bei der Justage des RGB-Schlierensystems zu berücksichtigen. Im Falle der Saber Z4 sowie der Luxeon Z RGBW-LED wird keine signifikante Abweichung des Winkels maximaler Intensität zwischen den einzelnen Farben der RGBW-LED beobachtet, sodass hier keine Beeinträchtigung der Justage der RGBW-LED im RGB-Schlierenaufbau aufgrund ihres winkelabhängigen Strahlprofils erwartet wird. Die ermittelten Öffnungswinkel der RGBW-LEDs liegen je nach RGBW-LED und Farbe zwischen 85° sowie 118° und stellen somit keine Limitierung bei der Justage des RGB-Schlierensystems dar, da eine ausreichende Lichtmenge in den optischen Aufbau eingebracht werden kann. Die Abweichungen zu den Herstellerangaben in Tabelle 5.1 sind für die Saber Z4 sowie die Luxeon Z XM-L RGBW-LED nicht sehr groß und lassen sich darauf zurückführen, dass es Abweichungen in der Messmethodik im Vergleich zu der hier vorgestellten Methode gibt. Im Falle der Cree XM-L RGBW-LED liegen keine Angaben für die einzelnen Farben vor, da der Hersteller lediglich einen Wert für den Fall angibt, wenn alle vier Leuchtdioden gleichzeitig eingeschaltet sind. Werden die Öffnungswinkel der Saber Z4 sowie der Luxeon Z RGBW-LED, die experi-

mentell bestimmt wurden, verglichen, werden vor allem bei der grünen und der blauen LED Abweichungen beobachtet. Im Falle der Luxeon Z RGBW-LED werden kleinere Öffnungswinkel beobachtet. Dies lässt sich wahrscheinlich auf die Anordnung der LEDs in einer horizontalen Reihe zurückführen. Dadurch ist es möglich, dass weniger Licht bei der gleichen Winkeleinstellung in die Ulbrichtkugel gelangt, da die jeweilige Farbe der LED an dieser Stelle bereits weiter von der Mitte der Öffnung der Ulbrichtkugel entfernt ist als im Falle der Saber Z4 RGBW-LED. Da die blaue LED der Luxeon Z RGBW-LED den größten Öffnungswinkel aufweist, befand sie sich während der Messung im optischen Zentrum. Für die LEDs links und rechts neben der blauen LED werden kleinere Öffnungswinkel beobachtet. Die Position der Luxeon Z RGBW-LED wurde für die Untersuchung der einzelnen Farben nicht angepasst, damit identische Bedingungen wie im RGB-Schlierenexperiment vorliegen.

Werden die Polardiagramme der RGBW-LEDs betrachtet (Abbildung 6.15 unten), wird erwartungsgemäß das Strahlprofil eines Lambertstrahlers beobachtet. Dies wird auch bestätigt, indem die g-Faktoren gemäß Gleichung 2.28 berechnet werden (Tabelle 6.4). Hierbei wird bis auf zwei Ausnahmen ein g-Faktor von 2 erhalten. Dieser Wert wird für planare LEDs mit einem Lambertschen Strahlprofil erwartet (vgl. auch Abschnitt 2.1.5), sodass geschlossen werden kann, dass die vorliegenden Messungen fehlerfrei durchgeführt wurden.

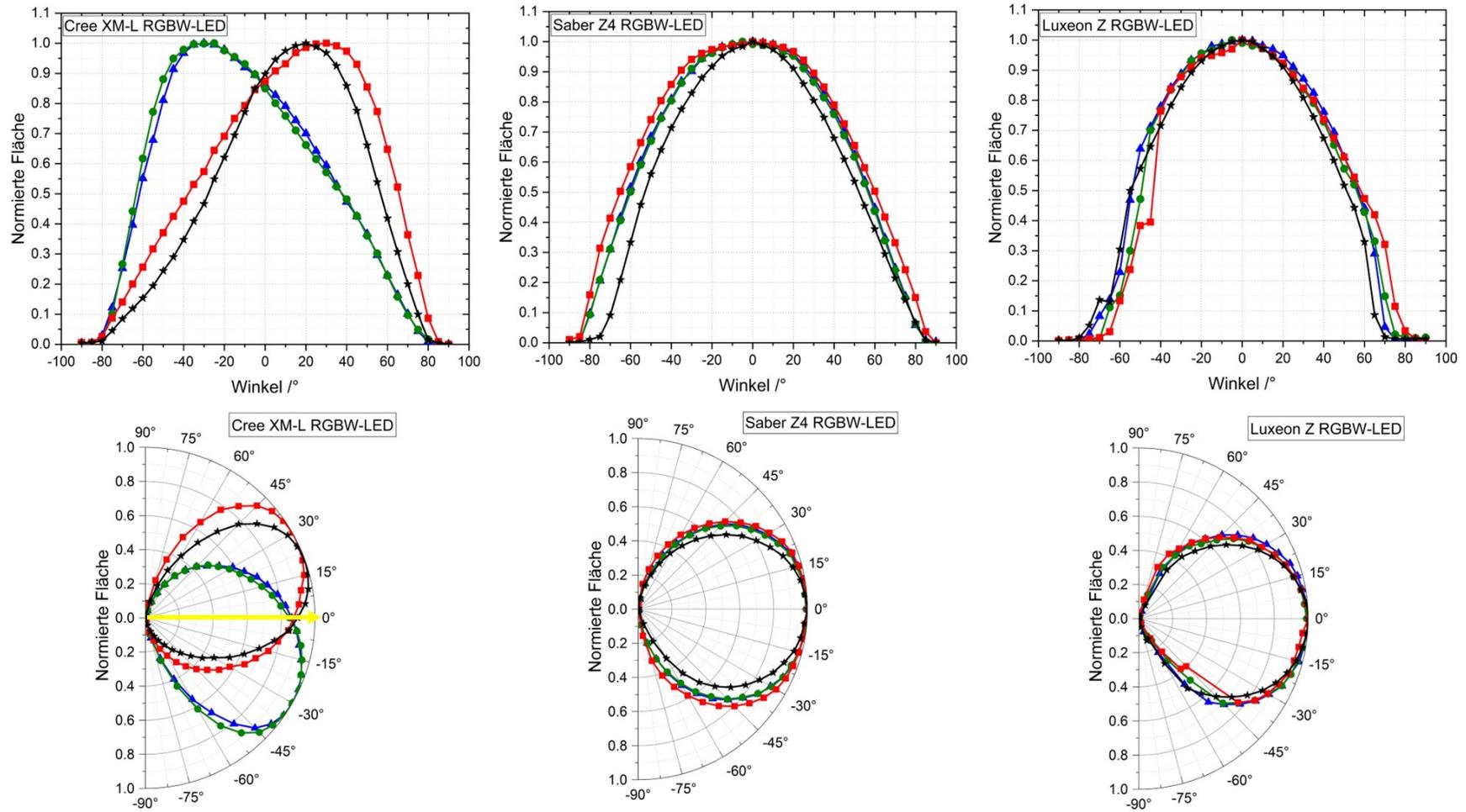


Abbildung 6.15: Experimentell ermittelte winkelabhängige Strahlprofile für die drei in dieser Arbeit verwendeten RGBW-LEDs. Für die Cree XM-L RGBW-LED wird ein deutlicher Versatz zwischen der mechanischen und der optischen Achse beobachtet. Im Polardiagramm dieser RGBW-LED wird die Lage der mechanischen Achse mithilfe des gelben Pfeils gekennzeichnet. Für alle drei RGBW-LEDs wird in der Polardarstellung das Strahlprofil eines Lambertstrahlers beobachtet. Die Symbol- und Linienfarbe entspricht den Farben der LEDs, wobei schwarz für die weiße LED gilt.

6.2.3 Absolute Photonenzahlen

Die Kenntnis der von den LEDs emittierten absoluten Photonenzahl ist essentiell, um die Intensität der Lichtpulse der RGB-Pulsfolge im RGB-Schlierenexperiment an die spektrale Sensitivität der verwendeten Kamerasensoren anzupassen. Dadurch werden identische Intensitäten für die drei Farbkanäle im resultierenden RGB-Schlierenbild erhalten, sodass zum Beispiel die Bildauswertung gemäß der Theorie des optischen Flusses erleichtert werden sollte (vgl. Abschnitt 3.3). Das experimentelle Vorgehen zur Bestimmung der absoluten Photonenzahl wird in Abschnitt 5.3.3 erläutert.

Vorgehen zur Berechnung der absoluten Photonenzahl Von den erhaltenen Spektren wird ein Dunkelbild in SUAP [130] subtrahiert und ein horizontales Profil über die vollständige Bildfläche gezogen. Anschließend wird über die Profile von zehn Spektren pro LED-Farbe gemittelt, um die Genauigkeit zu erhöhen. Für jede der untersuchten RGBW-LED wird die Cree XM-L RGBW-LED, die sich auf dem herkömmlichen Kühlkörper befindet, als Referenzlichtquelle (Ref) verwendet. Für jede einzelne Farbe der RGBW-LED wird eine separate Referenzmessung benötigt. Der Lichtstrom Φ dieser Referenz kann dem Datenblatt des Herstellers entnommen werden. Zunächst wird die optische Leistung der Referenzlichtquelle $P_{\text{Opt, Ref}}$ folgendermaßen berechnet:

$$P_{\text{Opt, Ref}} = \frac{\Phi(\text{Ref})}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} K_M \cdot V(\lambda) \, d\lambda} \quad (6.1)$$

Die Integration erfolgt über den Wellenlängenbereich zwischen 350 nm und 750 nm. Bei K_m handelt es sich um den Maximalwert des photometrischen Strahlungsäquivalent des Tagsehens und weist einen Wert von 683 lm/W auf. Die Werte für $V(\lambda)$ können Abbildung 2.8 entnommen werden. Hierbei handelt es sich um die Tagwertkurve des menschlichen Auges. Unter Verwendung der Flächen A der gemessenen Spektren sowohl der Referenzlichtquelle als auch der untersuchten Lichtquelle ist es nun möglich, die optische Leistung $P_{\text{Opt, UO}}$ des Untersuchungsobjektes (UO) zu berechnen. Hierbei ist darauf zu achten, dass beide Spektren auf eine identische Belichtungszeit normiert werden, sofern die Spektren nicht bei einer einheitlichen Belichtungszeit aufgenommen wurden.

$$P_{\text{Opt, UO}} = \frac{P_{\text{Opt, Ref}} \cdot A(\text{UO})}{A(\text{Ref})} \quad (6.2)$$

Der Lichtstrom des Untersuchungsobjektes kann wie folgt ermittelt werden:

$$\Phi(\text{UO}) = P_{\text{Opt, UO}} \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} K_{\text{M}} \cdot V(\lambda) \, d\lambda \quad (6.3)$$

Anschließend werden die Spektren von der Wellenlängendomäne in die Frequenzdomäne überführt und für jede Frequenz wird die Photonenenergie berechnet und mit dem Anteil an der Gesamtintensität gewichtet werden, sodass $E(\nu)_{\text{gew}}$ erhalten wird.

$$E(\nu)_{\text{gew}} = h \cdot \nu \cdot \frac{I(\nu)}{I_{\text{ges}}} \quad (6.4)$$

Bei h handelt es sich um das Plancksche Wirkungsquantum. Bei $I(\nu)$ handelt es sich um die gemessene Intensität im Spektrum bei einer bestimmten Frequenz und bei I_{ges} um die Gesamtintensität, die durch Integration über das vollständige Spektrum erhalten wird. Die absolute Photonenzahl N_{P} kann nun wie folgt berechnet werden:

$$N_{\text{P}} = \frac{P_{\text{Opt, UO}} \cdot t}{\int_{\nu_1}^{\nu_2} E(\nu)_{\text{gew}} \, d\nu} \quad (6.5)$$

Bei t handelt es sich um die bei der Aufnahme der Spektren verwendete Belichtungszeit.

Vergleich zwischen der 2π - und der 4π -Konfiguration Werden die Ergebnisse, die für die 2π - und die 4π -Konfiguration erhalten werden, miteinander verglichen, werden keine Unterschiede beobachtet. Dies entspricht für das vorliegende Experiment den Erwartungen, da durch die Größe des Kühlkörpers im Verhältnis zur RGBW-LED die Strahlrichtung der LED bereits vorgegeben ist. Im Folgenden werden lediglich Ergebnisse diskutiert, die in der 2π -Konfiguration erhalten werden, sodass die LED auf dem Alubalken in der folgenden Auswertung nicht berücksichtigt wird.

Absolute Photonenzahlen In Abbildung 6.16 sind die ermittelten Photonenzahlen für unterschiedliche RGBW-LEDs mit einer Pulsbreite von 1 s aufgetragen und in Tabelle 6.5 sind einige wichtige Parameter dieser Auswertung zusammengefasst. Abbildung 6.16 kann entnommen werden, dass von der blauen und der roten LED jeder der drei RGBW-LEDs ungefähr gleich viele Photonen pro Lichtpuls ausgesendet werden, während von der grünen LED in der gleichen Zeit die Hälfte der Photonen emittiert wird. Weiterhin ist in Abbildung 6.16 auffällig, dass die Luxeon Z RGBW-LED weniger Photonen als die Saber Z4 RGBW-LED emittiert, obwohl es sich hierbei um identische Leuchtdioden in unterschiedlicher Anordnung handelt. Diese Beobachtung lässt sich

anhand der zusätzlichen Kühlkörper, die im Falle der Luxeon Z RGBW-LED montiert sind (Abbildung 5.2) erklären. Die einzelnen Leuchtdioden der Luxeon Z RGBW-LED sind in einer Reihe angeordnet und unter- sowie oberhalb dieser Reihe befinden sich die zusätzlichen Kühlkörper, sodass es hierdurch zu einer Abschirmung der Lichtintensität kommt. Dadurch treffen weniger Photonen auf die Detektionseinheit. Da die in diesem Kapitel experimentell ermittelten Photonenzahl im Wesentlichen dazu dienen soll, die LED-Helligkeit an die spektrale Sensitivität der Kamerasensoren anzupassen, wird keine Fehlerbetrachtung benötigt. Für die späteren RGB-Schlierenexperimente sind lediglich die Verhältnisse der Photonenzahl der drei Farben der RGBW-LEDs von Bedeutung.

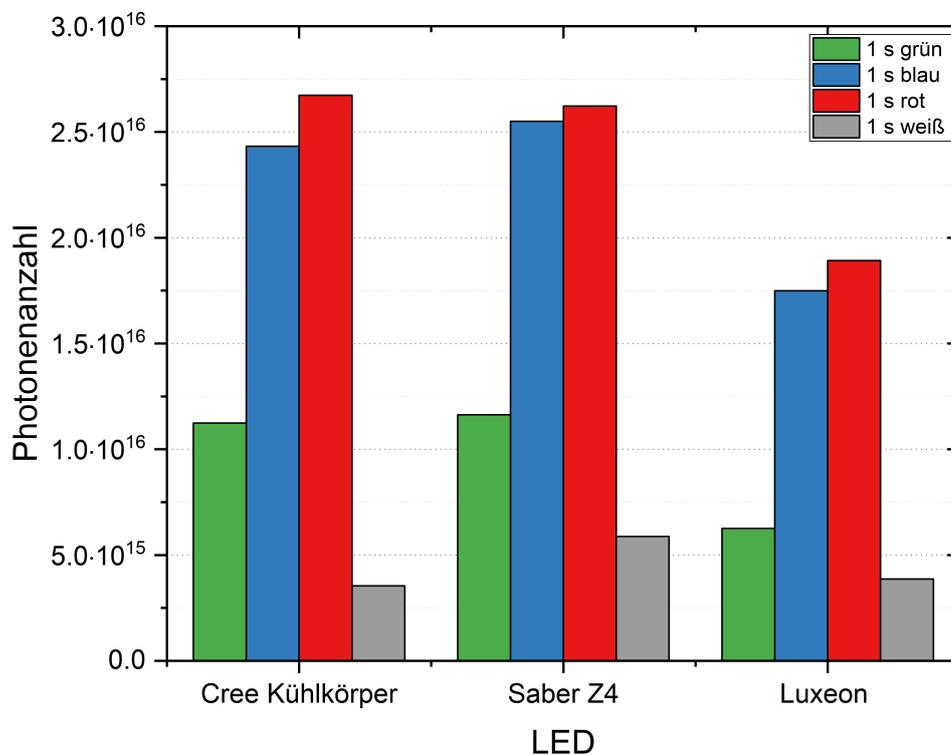


Abbildung 6.16: Experimentell ermittelte absolute Photonenzahlen für die in dieser Arbeit verwendeten RGBW-LEDs. Die rote und die blaue LED emittieren nahezu gleich viele Photonen pro Lichtpuls mit einer Breite von 1 s, während die grüne LED die geringste Photonenzahl aufweist. Dies gilt für alle drei RGBW-LEDs. Obwohl es sich bei der Luxeon Z sowie der Saber Z4 RGBW-LED um identische LEDs in unterschiedlicher Anordnung handelt, werden aufgrund der räumlichen Abschirmung durch die zusätzlichen Kühlkörper weniger Photonen für die Luxeon Z RGBW-LED detektiert.

Die anhand der Spektren berechneten Lichtströme dienen als Grundlage bei der Bestimmung der absoluten Photonenzahl (Tabelle 6.5). Werden die Lichtströme mit den berechneten Photonenzahlen verglichen, wird deutlich, dass anhand der Kenntnis des Lichtstroms ohne Weiteres keine Aussage darüber getroffen werden kann, welche

Tabelle 6.5: Wichtige Parameter bei der Berechnung der absoluten Photonenzahlen. *Mit Φ wird der Lichtstrom bezeichnet und bei Abw. handelt es sich um die relative Abweichung der Lichtströme im Vergleich zu den Herstellerangaben aus Tabelle 5.1. Da die Cree XM-L RGBW-LED als Referenzlichtquelle dient, werden die Lichtströme des Herstellers verwendet. Bei P_{opt} handelt es sich um die optische Leistung und bei N_{P} um die experimentell bestimmte Photonenzahl, die sowohl für eine Pulsbreite von 1 s als auch von 1 μs angegeben wird. Die Textfarbe entspricht wieder der LED-Farbe, wobei die schwarzen Werte für die weiße LED gelten.*

LED	Φ / lm	Abw. / %	P_{opt} / mW	N_{P} (1 s)	N_{P} (1 μs)
Cree XM-L	45.7	–	8.55	$2.67 \cdot 10^{16}$	$2.67 \cdot 10^{10}$
	87.4	–	4.33	$1.24 \cdot 10^{16}$	$1.24 \cdot 10^{10}$
	13.9	–	10.8	$2.43 \cdot 10^{16}$	$2.43 \cdot 10^{10}$
	100	–	1.37	$3.56 \cdot 10^{15}$	$3.56 \cdot 10^9$
Saber Z4	41.6	5 – 31	8.37	$2.62 \cdot 10^{16}$	$2.62 \cdot 10^{10}$
	86.0	2 – 20	4.49	$1.16 \cdot 10^{16}$	$1.16 \cdot 10^{10}$
	23.1	18 – 48	11.1	$2.55 \cdot 10^{16}$	$2.55 \cdot 10^{10}$
	157	21	2.15	$5.88 \cdot 10^{15}$	$5.88 \cdot 10^9$
Luxeon	28.8	34 – 52	6.02	$1.89 \cdot 10^{16}$	$1.89 \cdot 10^{10}$
	57.2	32 – 47	2.38	$6.26 \cdot 10^{15}$	$6.26 \cdot 10^9$
	15.7	43 – 64	7.61	$1.75 \cdot 10^{16}$	$1.75 \cdot 10^{10}$
	104	20	1.42	$3.87 \cdot 10^{15}$	$3.87 \cdot 10^9$

LED mehr Photonen emittiert. Die grüne LED weist den höchsten Lichtstrom auf, obwohl für diese LED die geringste Photonenzahl berechnet wird. Dies liegt in der Wichtung des Lichtstroms mit der Tagwertkurve des menschlichen Auges begründet. Da die Cree XM-L RGBW-LED als Referenzlichtquelle dient, werden die Lichtströme dem Datenblatt des Herstellers [111] entnommen. Der Hersteller gibt einen Fehler dieser Lichtströme von $\pm 7\%$ an. Im Falle der Saber Z4 RGBW-LED werden Abweichungen zwischen 5% und 48% im Vergleich zu den Herstellerangaben in Tabelle 5.1 erhalten. In diesem Fall gibt der Hersteller keinen exakten Wert, sondern einen Wertebereich für den Lichtstrom an. Wird der untere Wertebereich der Herstellerangabe betrachtet, wird vor allem für die Saber Z4 RGBW-LED eine sehr gute Übereinstimmung der experimentell ermittelten Lichtströme mit den angegebenen Lichtströmen beobachtet, sodass die hier vorgestellte Methode zur Bestimmung der Photonenzahl erfolgreich validiert werden kann. Eine mögliche Fehlerquelle der Bestimmung der absoluten Photonenzahl könnte darin bestehen, dass die Cree XM-L RGBW-LED eine Epoxidkuppel oberhalb des Halbleiters aufweist, während dies bei den anderen beiden RGBW-LEDs nicht der Fall ist. Weiterhin können Abweichungen durch Verwendung unterschiedlicher Integrationsgrenzen im Vergleich zu den Herstellerangaben auftreten.

6.3 Charakterisierung der Kamerasensoren

6.3.1 Kalibration der Ortsachse

Zur Kalibration der Ortsachse der Kamerasensoren aus Tabelle 5.2 werden scharfe Bilder von einem Strichtarget (Abbildung 5.15) aufgenommen (vgl. auch Abschnitt 5.4.1). Im Folgenden wird die Auswertung exemplarisch für die wissenschaftliche CCD-Kamera DFK41BU02 durchgeführt. Zunächst erfolgt die Bestimmung eines Umrechnungsfaktors U_F , mit dem die Pixel im Bild in eine Längenskala umgerechnet werden können. Dazu wird sowohl ein horizontales als auch ein vertikales Profil durch die Liniengruppe mit 1.4 Strichen/mm mithilfe des Programms SUAP [130] gezogen und in Origin-Pro [132] eine Peakanalyse durchgeführt (Abbildung 6.17). Hierbei wird die Position des jeweiligen Minimums der fünf Peaks in Pixeln bestimmt, sodass eine Auftragung der Peakposition in Pixeln gegen die Linienposition in mm möglich ist. Durch eine anschließende lineare Anpassung wird die Steigung m_S erhalten. Der Kehrwert der Steigung liefert den Faktor zur Umrechnung der Pixelskala in eine Längenskala. Anhand der maximalen Höhe und Breite in Pixeln, die das Bild der Kamera aufweist, ist es mithilfe des Umrechnungsfaktors möglich, den maximalen Sichtbereich der Kamera zu berechnen. Alle erhaltenen Ergebnisse für alle Kameras sind in Tabelle 6.6 zusammengefasst.

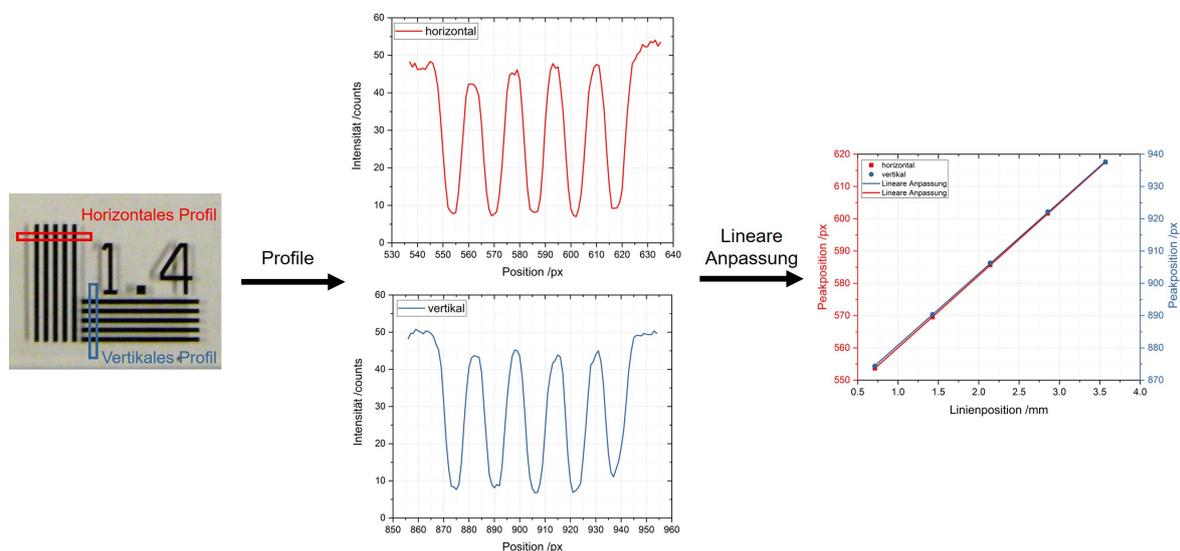


Abbildung 6.17: Kalibration der Ortsachse von Kamerasensoren am Beispiel der wissenschaftlichen CCD-Kamera DFK41BU02. Durch die Liniengruppe mit 1.4 Strichen/mm wird sowohl ein horizontales als auch ein vertikales Profil gezogen. Nach einer Peakanalyse kann die Lage der Minima der Peaks in Pixeln gegen die Linienposition in mm aufgetragen werden. Der Kehrwert der Steigung, die aus einer linearen Regression erhalten wird, liefert den Faktor U_F zur Umrechnung von einer Pixelskala in eine Längenskala.

Tabelle 6.6: Übersicht über die Kalibration der Ortsachse der Kameras aus Tabelle 5.2. Bei $m_{S, hor}$ sowie $m_{S, ver}$ handelt es sich um die Steigungen, die aus der Auftragung der Peakposition gegen die Linienposition erhalten werden. Mit $U_{F, hor}$ und $U_{F, ver}$ werden die Faktoren zur Umrechnung der Pixelskala in eine Längenskala bezeichnet. Sie stammen aus dem Kehrwert der jeweiligen Steigung. Bei S_{hor} und S_{ver} handelt es sich um die Sichtbereiche der jeweiligen Kameras, die anhand der Größe des Bildes in Pixeln bestimmt werden können. Mit *hor* und *ver* werden die Begriffe horizontal und vertikal abgekürzt. Die Fehler der Steigungen werden aus der linearen Anpassung in OriginPro [132] erhalten. Die Fehler für den Umrechnungsfaktor sowie den Sichtbereich werden anhand von Gaußscher Fehlerfortpflanzung berechnet. Da der Wert für R^2 für die linearen Anpassungen etwa 1 beträgt, sind die erhaltenen Fehler sehr klein.

Kamera	$m_{S, hor}$ /px·mm ⁻¹	$U_{F, hor}$ /μm·px ⁻¹	S_{hor}	$m_{S, ver}$ /px·mm ⁻¹	$U_{F, ver}$ /μm·px ⁻¹	S_{ver}
DFK41BU02	22.377 ± 0.034	44.7 ± 0.1	1280 px (57.2 ± 0.1) mm	22.167 ± 0.087	45.1 ± 0.2	960 px (43.3 ± 0.2) mm
DMK41BU02	18.011 ± 0.035	55.5 ± 0.1	1280 px (70.4 ± 0.1) mm	18.093 ± 0.035	55.3 ± 0.1	960 px (53.1 ± 0.1) mm
Canon EOS 400D	50.800 ± 0.042	19.7 ± 0.0	3888 px (76.6 ± 0.0) mm	50.782 ± 0.037	19.7 ± 0.0	2592 px (51.1 ± 0.0) mm
Canon EOS 400D⁵	55.350 ± 0.089	18.1 ± 0.1	3888 px (70.4 ± 0.4) mm	52.431 ± 0.088	19.1 ± 0.0	2592 px (49.5 ± 0.0) mm
Canon EOS 600D⁵	67.310 ± 0.064	14.9 ± 0.0	5184 px (77.2 ± 0.0) mm	66.926 ± 0.140	14.9 ± 0.0	3456 px (51.5 ± 0.0) mm
CASIO EX-FH25	56.018 ± 0.087	17.9 ± 0.0	3648 px (65.3 ± 0.0) mm	55.935 ± 0.110	17.9 ± 0.0	2736 px (49.0 ± 0.0) mm

⁵Hierbei wurde abweichend von Tabelle 5.2 ein Canon-Objektiv (EF-S18-55mm F/3.5-5.6 IS II [142]) verwendet.

Die beiden wissenschaftlichen CCD-Kameras besitzen eine identische Sensorgröße bei gleichbleibender Pixelanzahl (vgl. Tabelle 5.2). Dennoch weisen sie unterschiedliche Umrechnungsfaktoren und somit unterschiedliche Sichtbereiche auf (Tabelle 6.6). Dies lässt sich wahrscheinlich darauf zurückführen, dass sich die beiden Kameras während dieser Untersuchung nicht exakt an der gleichen Position befanden. Werden die beiden Spiegelreflexkameras Canon EOS 400D und EOS 600D betrachtet, fällt zunächst auf, dass die Umrechnungsfaktoren deutlich kleiner sind im Vergleich zu den beiden wissenschaftlichen CCD-Kameras. Die Canon EOS 600D weist eine höhere Sensorgröße sowie kleinere Pixel im Vergleich zu der Canon EOS 400D und den wissenschaftlichen CCD-Kameras auf, sodass für diese Kamera ein kleinerer Umrechnungsfaktor ermittelt wird. Aufgrund der größeren Sensorfläche ist trotz des kleineren Umrechnungsfaktors ein größerer Sichtbereich als im Falle der Canon EOS 400D zugänglich. Wird im Falle der Canon EOS 400D anstelle des Canon-Objektivs das Tamron-Objektiv aus Tabelle 5.2 verwendet, werden Abweichungen im Vergleich zur Nutzung des Canon-Objektivs beobachtet, da bei der Verwendung des Canon-Objektivs der Autofokus genutzt wurde, während am Tamron-Objektiv der manuelle Fokus aktiviert war. Da das Canon-Objektiv für die spätere Anwendung der RGB-Schlierenfotografie nicht genutzt wird, ist dieser Unterschied in der Einstellung im Rahmen dieser Arbeit nicht von Bedeutung. Die CASIO EX-FH25 weist einen kleineren Umrechnungsfaktor als die Canon EOS 400D mit dem Tamron-Objektiv auf. Aufgrund der geringeren Sensorfläche wird allerdings auch ein kleinerer Sichtbereich erhalten.

Fazit: Kalibration der Ortsachse Werden die Kameras betrachtet, die über die Möglichkeit zur externen Triggerung verfügen, weist die Spiegelreflexkamera Canon EOS 400D in Kombination mit dem Tamron-Objektiv mit $19.7 \mu\text{m}$ pro Pixel den kleinsten Umrechnungsfaktor zur Kalibration der Ortsachse auf und wird in der gepulsten RGB-Schlierenfotografie im Folgenden Anwendung finden. Das gleiche gilt für die wissenschaftliche Farb-CCD-Kamera DFK41BU02, wobei diese mit $44.7 \mu\text{m}$ pro Pixel einen deutlich größeren Umrechnungsfaktor aufweist. Für die hier vorgestellten Kameras liegt der Umrechnungsfaktor zur Kalibration der Ortsachse zwischen $15 \mu\text{m}$ sowie $56 \mu\text{m}$ pro Pixel, sodass eine Untersuchung der Wirbelbildung am Düsenausgang in der turbulenten Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme mit diesen Kameras prinzipiell möglich ist (vgl. Kapitel 7). Allerdings muss noch der Effekt der optischen Elemente auf die Kalibration der Ortsachse betrachtet werden. Dies erfolgt in Abschnitt 8.2.1.

6.3.2 Spektrale Empfindlichkeit

Damit eine Anpassung der Helligkeiten der einzelnen Farben der RGBW-LED an die spektrale Empfindlichkeit der Farbkanäle der Kamerasensoren erfolgen kann, werden zur Charakterisierung der spektralen Sensitivität Messungen, wie in Abschnitt 5.4.2 beschrieben, durchgeführt. Ziel dieser Anpassung der LED-Helligkeit an die spektrale Empfindlichkeit des Sensors ist eine identische Helligkeit der drei Farbkanäle im resultierenden RGB-Schlierenbild und somit eine Erleichterung der Bildauswertung.

Vorgehen zur Datenauswertung Die Auswertung der erhaltenen Bilder erfolgt in SUAP [130]. Zu Beginn der Auswertung wird ein Dunkelbild abgezogen und anschließend wird ein Profil (Funktion *Special Profile*) im Helligkeitsmaximum eines jeden Bildes gezogen. Für jedes Bild wird ein Intensitätswert für den roten, grünen sowie blauen Farbkanal des Sensors erhalten und diese Intensität wird gegen die Bildnummer aufgetragen. Hierbei ist zu beachten, dass im Falle von Bildern im Rohdatenformat jeweils zwei Intensitäten für den grünen Kanal aufgrund des verwendeten Bayer-Filters erhalten werden. Durch den Bayer-Filter (vgl. auch Abschnitt 2.3.3) liegen pro Pixelzeile im Kamerasensor doppelt so viele grüne wie rote oder blaue Pixel vor, sodass statt einem jeweils zwei Werte für die Intensität erhalten werden. Wenn Bilder im Rohdatenformat ausgewertet werden, wird im Folgenden immer die Summe der beiden erhaltenen Intensitäten gebildet. Durch anschließende Zuordnung der Bildnummer zur eingestellten Wellenlänge wird die Kurve der spektralen Empfindlichkeit des Kamerasensors erhalten. Da die bei diesen Messungen verwendete Xenon-Bogenlampe unterschiedliche Intensitäten für Licht unterschiedlicher Wellenlängen aufweist, müssen die erhaltenen Kurven der spektralen Empfindlichkeit der Kamerasensoren abschließend mit der Anregungseffizienz der Xenon-Bogenlampe multipliziert werden.

Dunkelstrom Zur Bestimmung des Dunkelstroms der Kamerasensoren werden in SUAP [130] horizontale Profile mit einer Höhe von 100 px durch das Dunkelbild gezogen. Dazu wird immer die Messreihe ausgewählt, bei der der beleuchtete Reflexionsstandard gut im Bild sichtbar ist. In Abbildung 6.18 ist die Intensität des Dunkelbildes als Funktion der Position auf dem Sensor für unterschiedliche Messreihen und Bildformate aufgetragen. Auf den ersten Blick ist auffällig, dass Bilder im komprimierten jpg-Format keinen signifikanten Dunkelstrom aufweisen und somit kein Dunkelbild zu Beginn der Auswertung von Bildern im jpg-Format abgezogen werden muss. Dies liegt darin begründet, dass jpg-Bilder lediglich eine Dynamik von 8-bit und somit 256 Intensitätsstufen aufweisen. Durch den kamerainternen Algorithmus zur Berechnung des jpg-Formats aus den Rohdaten wird der Wert für schwarz auf 0 gesetzt. Werden hin-

gegen Bilder im Rohdatenformat betrachtet, liegt ein sichtbar höherer Dunkelstrom vor, sodass bei einer Bildauswertung von Bildern im Rohdatenformat zu Beginn immer ein Dunkelbild abgezogen werden sollte. Des Weiteren ist auffällig, dass für die Spiegelreflexkamera Canon EOS 600D (Messreihe 4_3 in Abbildung 6.18) ein deutlich höherer Dunkelstrom in den Rohdatenbildern beobachtet wird als für die beiden anderen Kameras, die Bilder im Rohdatenformat zur Verfügung stellen (Canon EOS 400D, CASIO EX-FH25). Diese Beobachtung lässt sich darauf zurückführen, dass die Canon EOS 600D eine identische Sensorfläche wie die Canon EOS 400D aufweist, dabei allerdings nahezu doppelt so viele Pixel enthält. Eine größere Pixelanzahl führt zu einer höheren Sensitivität, wodurch auch der Dunkelstrom zunimmt.

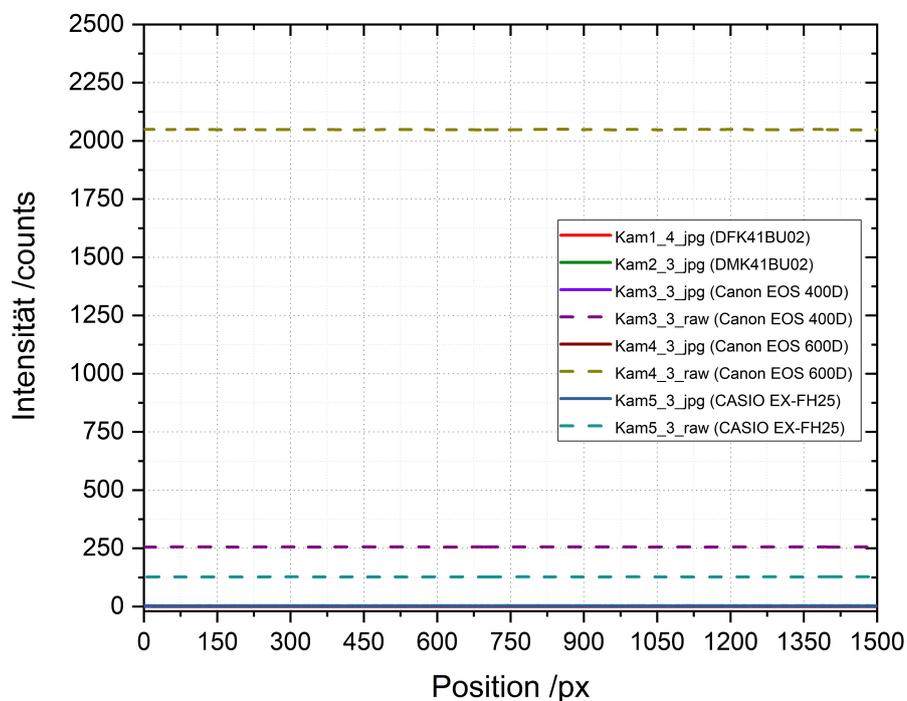


Abbildung 6.18: Dunkelstrom für unterschiedliche Kameras und Bildformate. Werden Profile im Dunkelbild gezogen, lässt sich der im Bild vorliegende Dunkelstrom ermitteln. Bei Bildern im komprimierten jpg-Format liegt nahezu kein Dunkelstrom vor, sodass zu Beginn einer Bildauswertung kein Dunkelbild subtrahiert werden muss. Bei Bildern im Rohdatenformat ist der Dunkelstrom deutlich größer, sodass in jedem Fall zunächst ein Dunkelbild vom eigentlichen Bild abgezogen werden muss, bevor eine Bildauswertung erfolgen kann.

Kurven der spektralen Empfindlichkeit In Abbildung 6.19 sind exemplarisch die Ergebnisse für die spektrale Empfindlichkeit aller untersuchten Kameras jeweils für die dritte Messreihe dargestellt. Die Ergebnisse für Bilder im jpg-Format der wissenschaftlichen Farb-CCD-Kamera DFK41BU02 können Abbildung 6.19 a) entnommen

werden. Diese Kamera stellt neben dem jpg-Bildformat ebenfalls die beiden komprimierten Bildformate bmp und tiff zur Verfügung. Da bei diesen drei Bildformaten keine unterschiedlichen Ergebnisse erhalten werden, wird im Folgenden lediglich das jpg-Bildformat näher betrachtet. Die anderen in dieser Arbeit untersuchten Kameras verwenden ebenfalls das jpg-Format als komprimiertes Bildformat. Zunächst ist auffällig, dass der grüne Kanal eine deutlich niedrigere Intensität aufweist als der rote sowie der blaue Kanal. Diese Beobachtung lässt sich vermutlich darauf zurückführen, dass das menschliche Auge die größte Sensitivität gegenüber Licht aus dem grünen Wellenlängenbereich aufweist. Deswegen wird durch den kamerainternen Weißabgleich, der detektierte Anteil des grünen Lichtes heruntergerechnet, damit das Bild für das menschliche Auge nicht zu grünstichig wirkt. Da diese Kamera keine Bilddateien im Rohdatenformat zur Verfügung stellt, ist es mit der in dieser Arbeit vorgestellten Methode zur Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit der Kamerasensoren nicht möglich, das wirkliche Sensorverhalten zu charakterisieren. Wird die spektrale Empfindlichkeit des Sensors benötigt, kann diese dem Datenblatt des Herstellers [122] entnommen werden (vgl. auch Abbildung 6.23). Dennoch ist es im gepulsten RGB-Schlierenexperiment nicht sinnvoll, die LED-Helligkeiten an die spektrale Empfindlichkeit, wie sie der Hersteller angibt, anzupassen, da das resultierende Schlierenbild lediglich im komprimierten Format erhalten wird, sodass die Lichtintensitäten in den einzelnen Kanälen wieder durch den Herstelleralgorithmus angepasst werden. In den Kurven in Abbildung 6.19 a) wird bei einer Wellenlänge um 850 nm ein kleiner Peak beobachtet. Hierbei handelt es sich um die 2. Gitterordnung. Außerdem wird Streulicht von der Xenon-Bogenlampe im Wellenlängenbereich um 350 nm detektiert. Die Existenz des Streulichts sowie der 2. Gitterordnung können die Kurven des blauen sowie des roten Kanals beeinflussen, sodass dies eine weitere Erklärung für die geringe Intensität des grünen Kanals darstellt. Allgemein kann weiterhin beobachtet werden, dass die Intensität mit zunehmender Belichtungszeit ansteigt. Um die Intensitäten der einzelnen Kanäle miteinander zu vergleichen, wird der Anteil der Intensität des Kanals an der Gesamtintensität durch Integration bestimmt. Darüber hinaus kann durch eine Integration der Kurven über die Frequenz die entsprechende Photonenzahl ermittelt werden. Die Ergebnisse hierzu werden in Tabelle 6.7 für alle untersuchten Kameras zusammengefasst.

In Abbildung 6.19 b) befinden sich die Ergebnisse, die für die wissenschaftliche S/W-CCD-Kamera DMK41BU02 erhalten werden. Da es sich hierbei um eine monochrome Kamera handelt, weist diese Kamera eine breite und nahezu einheitliche Empfindlichkeit über den vollständigen Wellenlängenbereich auf. Da diese Kamera in der gepulsten

RGB-Schlierenfotografie keine Anwendung finden kann, wird auf eine ausführliche Diskussion der Ergebnisse verzichtet.

Tabelle 6.7: Anteil der Intensität der einzelnen Farbkanäle an der Gesamtintensität. Die Flächen der einzelnen Kanäle werden durch Integration bestimmt und anschließend zueinander ins Verhältnis gesetzt. Die Textfarbe bezeichnet die LED-Farbe und mit raw wird das Rohdatenformat bezeichnet. In Klammern wird die entsprechende Photonenzahl, die durch eine Integration über die Frequenz erhalten wird, angegeben.

Kamera	Anteil des Kanals an der Gesamtintensität (Photonenzahl)		
DFK41BU02	0.36 ($2.9 \cdot 10^{15}$)	0.14 ($1.5 \cdot 10^{15}$)	0.50 ($6.5 \cdot 10^{15}$) (jpg)
Canon EOS 400D	0.38 ($6.2 \cdot 10^{15}$)	0.32 ($7.0 \cdot 10^{15}$)	0.30 ($7.9 \cdot 10^{15}$) (jpg)
	0.13 ($6.6 \cdot 10^{15}$)	0.61 ($3.9 \cdot 10^{16}$)	0.26 ($1.7 \cdot 10^{16}$) (raw)
Canon EOS 600D	0.33 ($6.0 \cdot 10^{15}$)	0.35 ($8.1 \cdot 10^{15}$)	0.32 ($8.8 \cdot 10^{15}$) (jpg)
	0.15 ($2.9 \cdot 10^{16}$)	0.61 ($1.5 \cdot 10^{17}$)	0.24 ($7.0 \cdot 10^{16}$) (raw)
CASIO EX-FH25	0.30 ($6.9 \cdot 10^{15}$)	0.34 ($1.0 \cdot 10^{16}$)	0.36 ($1.5 \cdot 10^{16}$) (jpg)
	0.24 ($6.3 \cdot 10^{16}$)	0.59 ($1.8 \cdot 10^{17}$)	0.17 ($6.4 \cdot 10^{16}$) (raw)

In Abbildung 6.19 c) sowie d) sind die Ergebnisse für die spektrale Empfindlichkeit der beiden Spiegelreflexkameras Canon EOS 400D sowie Canon EOS 600D dargestellt. Da die Canon EOS 600D eine höhere Pixelanzahl bei gleichbleibender Sensorgröße aufweist, liegen für diese Kamera kleinere Pixel und somit ein höheres Auflösungsvermögen vor als im Falle der Canon EOS 400D. Für die beiden Kameras wurden identische Messeinstellungen verwendet, sodass ein direkter Vergleich der Eigenschaften der Kameras anhand der Messdaten möglich ist. Werden zunächst die Bilder im komprimierten jpg-Format für die Canon EOS 400D (Abbildung 6.19 c)) betrachtet, ist auffällig, dass alle drei Farbkanäle eine nahezu identische Intensität und Breite aufweisen (vgl. auch Tabelle 6.7). Dies ist im Falle komprimierter jpg-Bilddaten zwangsläufig der Fall, da immer ein Weißabgleich durchgeführt wird, der dafür sorgt, dass die Summe eines RGB-Bildes die Farbe weiß ergibt. Des Weiteren kann beobachtet werden, dass eine Variation der Belichtungszeit oder des ISO-Wertes zu keiner signifikanten Veränderung der Verhältnisse der Flächen der Kanäle zueinander führt. Dies lässt sich auf die vorliegende Komprimierung zurückführen. Mit Zunahme der Belichtungszeit wird eine Erhöhung der Intensität beobachtet, auch wenn die ISO-Empfindlichkeit hierbei reduziert wird. Werden nun die Ergebnisse der spektralen Sensitivität der Bilder im Rohdatenformat analysiert, muss zunächst einmal betont werden, dass hierbei eine echte, unverfälschte Sensorinformation erhalten wird. Wie erwartet, weist der grüne Kanal die höchste Sensitivität aufgrund der Verwendung eines Bayer-Filters auf. Weiterhin ist die Intensität

des roten Kanals lediglich halb so groß wie die des blauen Kanals. Auch in diesem Fall kommt es zu keiner Beeinflussung der Verhältnisse der Flächen der Kanäle zueinander, wenn die Belichtungszeit und der ISO-Wert variiert werden. Allerdings wird wieder eine Zunahme der Intensität mit zunehmender Belichtungszeit bei abnehmendem ISO-Wert beobachtet. Werden die Profile, die anhand der komprimierten Bilder im jpg-Format erhalten werden, mit denen, die aus dem Rohdatenformat erhalten werden, verglichen, so ist auffällig, dass die Intensität im Falle der Rohdaten-Profile um einen Faktor 3 bis 6 (je nach verwendeter Messeinstellung) höher ist. Daraus wird deutlich, dass die Komprimierung von Rohdatenbildern zu einem deutlichen Dynamikverlust führt. Des Weiteren ist auffällig, dass im Falle des roten Kanals im jpg-Format zwei weitere Maxima bei niedrigeren Wellenlängen vorliegen, die in den Profilen der Rohdaten nicht beobachtet werden. Somit handelt es sich hierbei ebenfalls um einen Effekt, der durch die Komprimierung hervorgerufen wird.

Werden die Ergebnisse für die Canon EOS 400D (Abbildung 6.19 c)) sowie die Canon EOS 600D (Abbildung 6.19 d)) miteinander verglichen, werden keine grundlegenden Unterschiede beobachtet. Allerdings ist auffällig, dass im Falle der Rohdatenprofile deutlich höhere Intensitäten bei der 600D als bei der 400D beobachtet werden. Dies lässt sich auf den größeren Dynamikbereich der Canon EOS 600D zurückführen. Diese Eigenschaft ist ein großer Vorteil, wenn im gepulsten RGB-Schlierenexperiment Pulsbreiten im μs -Bereich mit niedrigen Lichtintensitäten verwendet werden. Werden die Ergebnisse, die für das jpg-Format erhalten werden, betrachtet, werden keine signifikanten Unterschiede in der Intensität beobachtet. Die Intensität, die aus den Bildern im Rohdatenformat der Canon EOS 600D erhalten wird, ist um einen Faktor 10 bis 20 (je nach verwendeter Messeinstellung) größer als bei den Bildern im jpg-Format. Werden die Verhältnisse der Flächen der Kanäle für die beiden Kameras verglichen, sind keine signifikanten Veränderungen zu beobachten.

Als letzte Kamera wird die CASIO EX-FH25 (Abbildung 6.19 e)) analysiert. Für die Kurven der spektralen Empfindlichkeit, die ausgehend von den Bildern im Rohdatenformat erhalten werden, sind im Wesentlichen keine Unterschiede im Vergleich zu den soeben diskutierten Spiegelreflexkameras zu erkennen. Die Verhältnisse der Flächen der einzelnen Kanäle zueinander können wieder Tabelle 6.7 entnommen werden. Bei der Analyse der Kurven der Bilder im jpg-Format wird eine starke Ausprägung des Streulichts sowie der 2. Gitterordnung beobachtet, sodass diese Bereiche bei der Bestimmung der Flächen unterhalb der Kurven der einzelnen Kanäle nicht berücksichtigt werden.

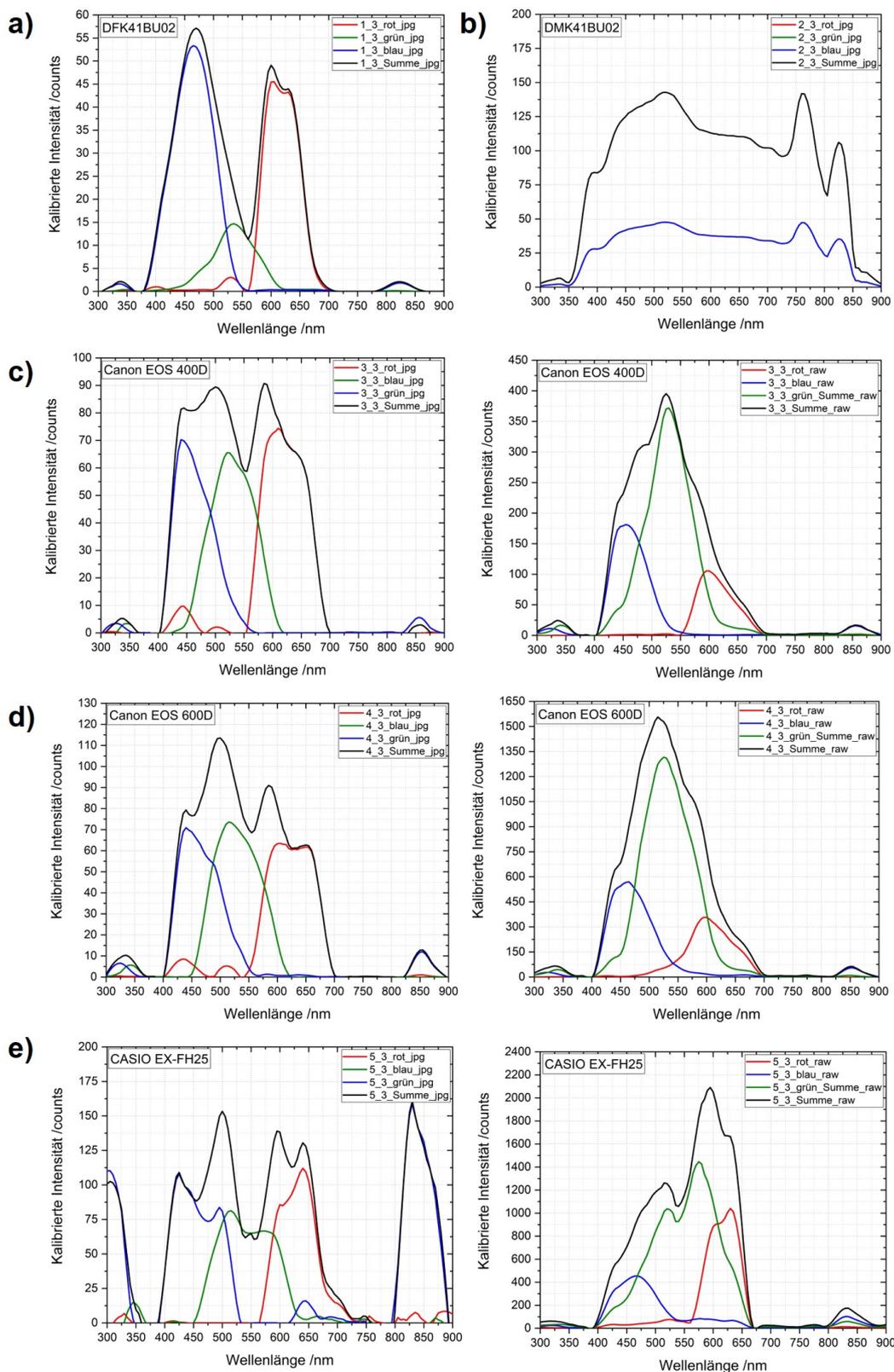


Abbildung 6.19: Experimentell ermittelte spektrale Empfindlichkeit aller in dieser Arbeit verwendeten Kameras. *Es wird jeweils die dritte Messreihe analysiert, wobei sowohl Bilder im komprimierten jpg-Format als auch im Rohdatenformat analysiert werden. Bei der Verwendung des Rohdatenformats (raw) wird die Summe aus den beiden grünen Kanälen gebildet. Außerdem wird die Summe über alle drei Farbkanäle gebildet.* **a)** DFK41BU02, **b)** DMK41BU02, **c)** Canon EOS 400D, **d)** Canon EOS 600D, **e)** CASIO EX-FH25.

Einfluss der Belichtungszeit Ein weiterer Vorteil des Rohdatenformats besteht darin, dass die aus den Bildern erhaltenen Kurven in jede beliebige Belichtungszeit umgerechnet werden können. Dadurch ist es möglich, Datensätze miteinander zu vergleichen, die bei unterschiedlichen Belichtungszeiten aufgenommen worden sind. Dieses Verhalten liegt darin begründet, dass die in dieser Arbeit verwendeten Kamerasensoren auf dem photoelektrischen Effekt basieren und somit eine Linearität zwischen dem einfallenden Licht sowie dem detektierten Signal vorliegt (vgl. auch Kapitel 2.3). Liegen Bilder im komprimierten jpg-Format vor, ist dies nicht mehr gegeben. Diese Eigenschaft wird exemplarisch für die beiden Messreihen 5_3 sowie 5_4 der Kamera 5 (CASIO EX-FH25) in Abbildung 6.20 demonstriert. Hierbei werden die Kurven der spektralen Empfindlichkeit für eine Belichtungszeit von 1 s und 10 s miteinander verglichen, indem die Messdaten für eine Belichtungszeit von 10 s mit dem Faktor 0.1 multipliziert werden. Wird dies für die Rohdaten durchgeführt, werden identische Kurvenverläufe beobachtet (Abbildung 6.20 a)). Im Falle der Ergebnisse, die für das komprimierte jpg-Bildformat erhalten werden (Abbildung 6.20 b)), kann erkannt werden, dass eine solche Umrechnung zwischen den Belichtungszeiten nicht möglich ist. Dies lässt sich darauf zurückführen, dass bei der Anwendung des Komprimierungsalgorithmus eine Veränderung der Intensitäten stattfindet (vgl. auch Abbildung 6.19).

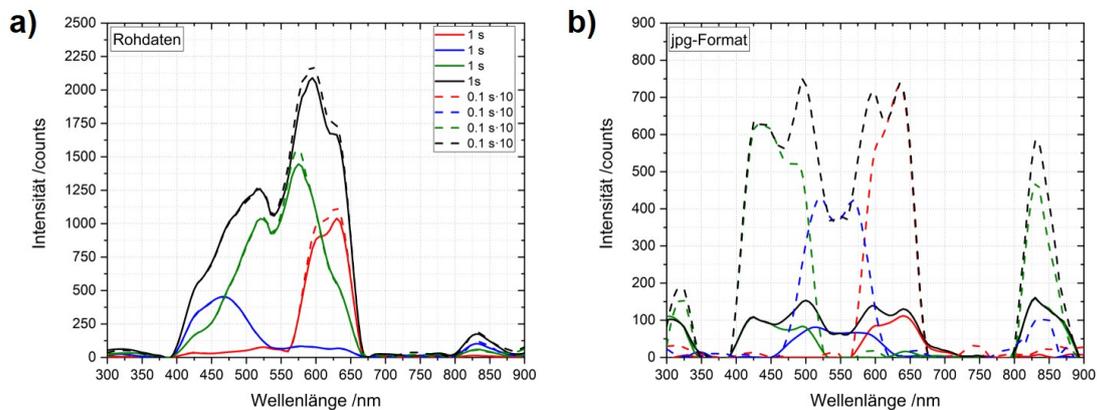


Abbildung 6.20: Einfluss der Belichtungszeit am Beispiel der Messreihen 5_3 sowie 5_4 der Kamera 5 (CASIO EX-FH25). Werden Bilder im Rohdatenformat (a)) ausgewertet, ist es möglich, die Kurven der spektralen Empfindlichkeit für unterschiedliche Belichtungszeiten durch Umrechnung ineinander zu überführen. Dies ist bei den Kurven, die aus der Auswertung von Bildern im komprimierten Bildformat erhalten werden, nicht möglich (b)).

Diskriminierungsvermögen In Abbildung 6.21 ist das Diskriminierungsvermögen der einzelnen Kamerasensoren jeweils für die dritte Messreihe dargestellt. Hierbei handelt es sich um die Betrachtung, wie viel Licht anderer Wellenlänge von einem bestimmten Farbkanal detektiert wird. Es kann zum Beispiel analysiert werden, wie viel grünes und blaues Licht vom roten Kanal detektiert wird. Um das Diskriminierungsvermögen zu analysieren, wird der jeweilige Anteil der Intensität des jeweiligen Kanals an der Gesamtintensität in Prozent berechnet und in Form eines Säulendiagrammes gegen die jeweilige Wellenlänge aufgetragen. In Abbildung 6.21 a) sind die Ergebnisse für die wissenschaftliche Farb-CCD-Kamera DFK41BU02 für Bilder im jpg-Format dargestellt. Es werden wieder keine Unterschiede zwischen den unterschiedlichen Bildformaten dieser Kamera beobachtet, sodass erneut lediglich die Bilddaten im jpg-Format betrachtet werden. Es werden jeweils maximal 10 % grünes und rotes Licht zusätzlich im blauen Kanal detektiert. Analog gelangen in den grünen Kanal maximal 10 % rotes und blaues Licht. Im Falle des roten Lichtes liegt lediglich eine minimale Beeinflussung durch Licht anderer Wellenlängen vor. Allerdings muss hierbei wieder bedacht werden, dass lediglich komprimierte Bildformate von dieser Kamera zur Verfügung gestellt werden. Solche Bildformate erfahren vor der Komprimierung eine kamerainterne Bildverarbeitung in Form eines Weißabgleichs, der zu einer Verrechnung der RGB-Kanäle basierend auf den Rohdaten führt und somit anschließend keine realistische Sensorinformation mehr vorliegt.

Werden die Ergebnisse betrachtet, die erhalten werden, wenn die Bilder im Rohdatenformat der Kamera Canon EOS 400D ausgewertet werden (Abbildung 6.21 b)), wird zunächst beobachtet, dass vom blauen Kanal zwischen 15 % und 75 % an grünem Licht detektiert werden. Der grüne Kanal wird lediglich geringfügig durch rotes sowie blaues Licht beeinflusst. Im Falle des roten Kanals werden bis zu 25 % grünes Licht detektiert, während der Anteil an blauem Licht unterhalb von 5 % liegt. Werden die Messeinstellungen variiert, wird keine signifikante Veränderung der Ergebnisse beobachtet. Werden die Ergebnisse für die Bilddaten im jpg-Format betrachtet, sind deutliche Abweichungen im Vergleich zu den Ergebnissen für die Rohdaten zu erkennen. Es wird nahezu kein Licht anderer Farben in den jeweiligen Farbkanälen des Bildes detektiert und somit sind die Kanäle stärker voneinander getrennt. Dies lässt sich wieder auf den Weißabgleich zurückführen. Wird die Belichtungszeit erhöht, während die ISO-Empfindlichkeit bei gleichbleibender Blendenöffnung verringert wird, nimmt der Anteil des roten Lichts im blauen und grünen Kanal deutlich zu. Ansonsten bleibt das Aussehen der erhaltenen Kurven unverändert.

Werden die Ergebnisse der Spiegelreflexkamera Canon EOS 400D (Abbildung 6.21 b)) mit der Canon EOS 600D (Abbildung 6.21 c)) verglichen, werden keine starken Un-

terschiede beobachtet. Der einzige Unterschied besteht darin, dass die Canon EOS 400D ein größeres Diskriminierungsvermögen aufweist, da eine geringere gegenseitige Beeinflussung der Farbkanäle im Falle der Canon EOS 400D vorliegt. Dies kann wahrscheinlich auch auf die geringere Lichtempfindlichkeit im Vergleich zur Canon EOS 600D zurückgeführt werden.

In Abbildung 6.21 d) sind die Ergebnisse, die für die CASIO EX-FH25 erhalten werden, dargestellt. Werden die Ergebnisse für die Bilddaten im komprimierten jpg-Format betrachtet, werden ähnliche Ergebnisse wie bei den übrigen Kameras erhalten. Es liegt eine starke Trennung der Kanäle vor und somit gibt es wenig gegenseitige Beeinflussung der Kanäle durch Licht anderer Farben. Dieses Verhalten lässt sich wieder anhand des Weißabgleichs der Rohdaten erklären. Für die Ergebnisse, die aus den Rohdatenbildern erhalten werden, gilt, dass der blaue Kanal immer auch zwischen 30 % und 75 % grünes Licht detektiert. Des Weiteren wird zu einem kleinen Anteil von maximal 10 % auch rotes Licht detektiert. Außerdem detektiert der grüne Kanal immer zu einem kleinen Anteil auch blaues sowie rotes Licht. Der rote Kanal wird ebenfalls durch grünes sowie blaues Licht angesprochen, wobei der Anteil an blauem Licht in der Regel unterhalb von 5 % liegt. Der Anteil an grünem Licht liegt bei maximal 30 %. Wiederum führt eine Variation der Messeinstellungen zu keiner signifikanten Beeinflussung der aus den Rohdatenbildern erhaltenen Ergebnisse.

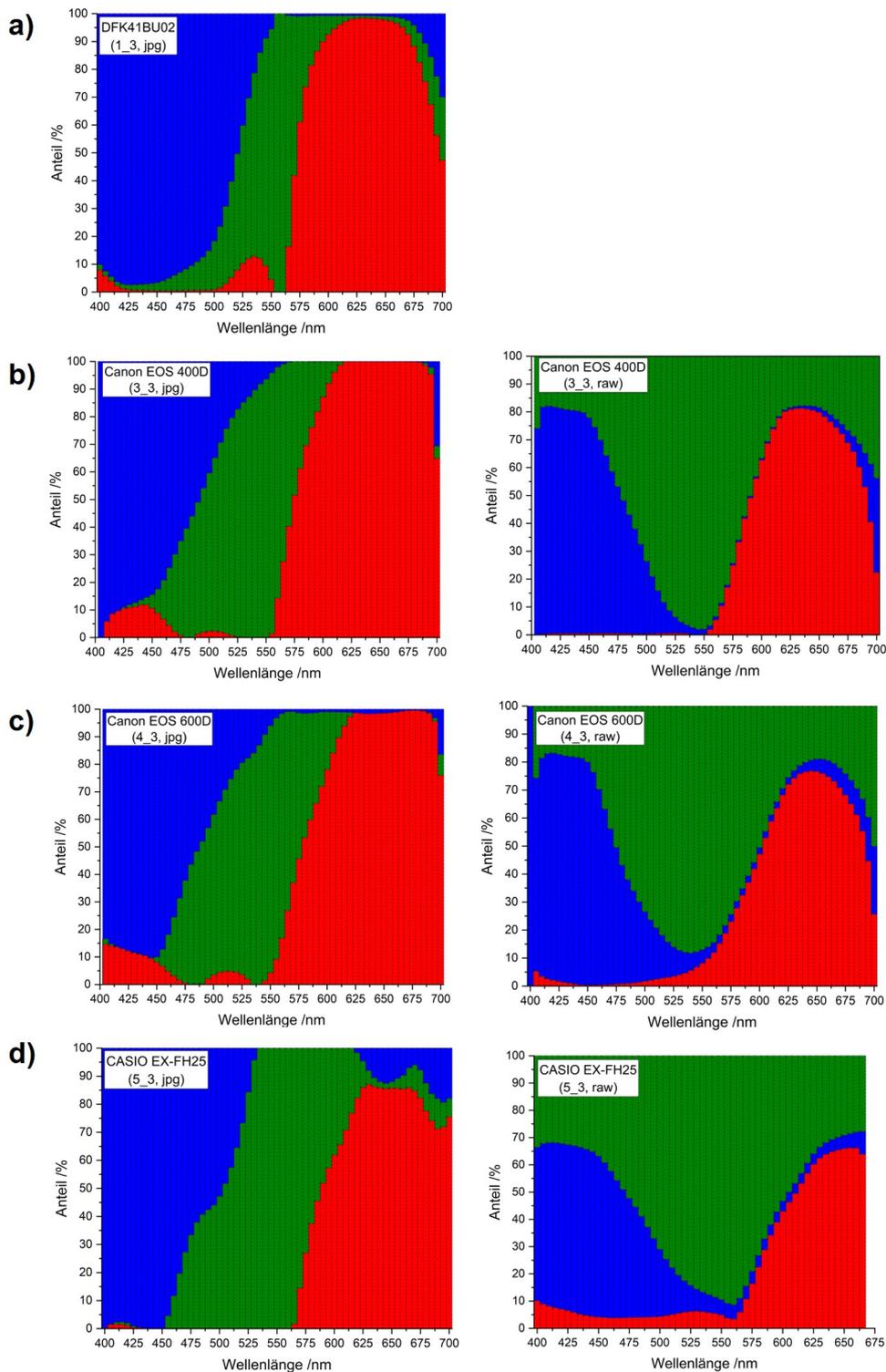


Abbildung 6.21: Darstellung des Diskriminierungsvermögens für die dritte Messreihe aller in dieser Arbeit untersuchten Farbkameras. Bei der Analyse des Diskriminierungsvermögens wird betrachtet, wie viel Licht anderer Wellenlängen in einen ausgewählten Farbkanal gelangt. Zum Beispiel wird betrachtet, welcher Anteil von grünem und blauem Licht im roten Kanal des Sensors detektiert wird. In Form eines Säulendiagramms wird jeweils der Anteil der Intensität des jeweiligen Kanals an der Gesamtintensität in Prozent dargestellt. **a)** DFK41BU02, **b)** Canon EOS 400D, **c)** Canon EOS 600D, **d)** CASIO EX-FH25.

Fazit: Spektrale Empfindlichkeit der Kamerasensoren Anhand der in diesem Abschnitt vorgestellten Messdaten wird zunächst einmal deutlich, dass durch einen kamerainternen Weißabgleich im RGB-Raum bei der Erstellung eines Bildes im jpg-Format ausgehend von den Rohdaten alle drei Farbkanäle so gewichtet werden, dass sie eine nahezu identische Intensität aufweisen (Tabelle 6.7). Deswegen ist es lediglich möglich, die spektrale Empfindlichkeit von Kamerasensoren experimentell zu bestimmen, wenn die jeweilige Kamera Bilder im Rohdatenformat zur Verfügung stellt. Des Weiteren kann bei der Verwendung des Rohdatenformats eine Umrechnung zwischen Datensätzen, die bei unterschiedlichen Belichtungszeiten aufgenommen wurden, erfolgen. Im Allgemeinen gilt, dass sich alle drei Farbkanäle des Bildes beeinflussen und kein Kanal lediglich nur Licht einer einzigen Farbe detektiert. Es konnte jedoch gezeigt werden, dass im Falle der Ergebnisse der Rohdaten der Canon EOS 400D ein sehr gutes Diskriminierungsvermögen und lediglich eine geringe Beeinflussung der Farbkanäle durch Licht anderer Wellenlängen vorliegt. Da diese Kamera zusätzlich über die Möglichkeit zur externen Triggerung verfügt, scheint sie für einen Einsatz in der gepulsten RGB-Schlierenfotografie sehr vielversprechend zu sein. Allerdings muss auch erwähnt werden, dass die gegenseitige Beeinflussung der Farbkanäle durch Licht anderer Wellenlängen aus vorliegenden Bildern herausgerechnet werden kann. Anhand der aus den Rohdaten erhaltenen Kurven der spektralen Empfindlichkeit kann neben einer Anpassung der LED-Helligkeit auch analysiert werden, wie gut das Spektrum der LEDs mit den Kurven der spektralen Empfindlichkeit übereinstimmt. Hierbei spielt auch das Diskriminierungsvermögen des Kamerasensors eine große Rolle (vgl. auch Abschnitt 6.3.3).

6.3.3 Übersprechen der Farbkanäle (Color crosstalk)

Anhand der gemessenen Spektren der RGB-LEDs aus Abschnitt 6.2.1 sowie der spektralen Empfindlichkeit der Kamerasensoren aus Abschnitt 6.3.2 ist es möglich, das Übersprechen der Farbkanäle zu charakterisieren. Hierbei handelt es sich um den sogenannten *color crosstalk*. Dies bedeutet, dass in der Regel ein Farbkanal einer Kamera mehr als eine der drei LED-Farben detektiert. Dieses Verhalten liegt im Allgemeinen darin begründet, dass die Emission der LEDs sehr schmalbandig ist, wobei die Kurven der spektralen Sensitivität der Kamerasensoren sehr breit sind. In den Abbildungen 6.22 und 6.23 sind die Emissionsspektren der drei in dieser Arbeit verwendeten RGBW-LEDs aufgetragen. Die Spektren werden dazu jeweils auf ihr Maximum normiert. Zusätzlich wird die spektrale Sensitivität der in dieser Arbeit verwendeten Farbkameras aufgetragen. Hierzu wird jeweils die dritte Messreihe für jede Kamera verwendet. Die Kurven werden auf das Maximum des grünen Sensors normiert, wobei zuvor über die Intensität der beiden grünen Kanäle des Rohdatenformats gemittelt

wird. Hierbei ist noch einmal zu betonen, dass lediglich bei der Verwendung des Rohdatenformats in Abschnitt 6.3.2 eine realistische Sensorinformation erhalten werden kann. Deswegen wird für den Sensor der wissenschaftlichen CCD-Kamera DFK41BU02 lediglich auf Herstellerangaben [122] zurückgegriffen.

Im Allgemeinen lässt sich feststellen, dass die Verwendung der unterschiedlichen RGBW-LEDs keinen Einfluss auf die Ergebnisse hat, da sie sehr ähnliche Emissionsmaxima sowie Halbwertsbreiten aufweisen (vgl. Abschnitt 6.2.1). Wird die spektrale Empfindlichkeit des Sensors der Spiegelreflexkamera Canon EOS 400D (Abbildung 6.22 a)–c)) betrachtet, so ist auffällig, dass alle drei Farbkanäle des Sensors stark überlappen. Das Spektrum der roten LED liegt vollständig im roten Kanal des Sensors, sodass keine Beeinflussung der anderen beiden Farbkanäle durch die rote LED zu erwarten ist. Im Falle der grünen LED wird deutlich, dass das Emissionsspektrum teilweise mit dem blauen Kanal des Sensors überlappt, sodass auch im blauen Kanal eines erhaltenen RGB-Schlierenbildes der grüne Lichtpuls sichtbar sein wird. Ebenfalls tritt eine leichte Überlappung des Spektrums der grünen LED mit dem roten Kanal des Sensors auf, sodass auch hier ein Übersprechen, das in den RGB-Schlierenbildern sichtbar sein wird, erwartet wird. Des Weiteren überlappt das Spektrum der blauen LED mit dem grünen Farbkanal des Sensors, sodass im grünen Kanal des RGB-Schlierenbildes neben dem grünen Lichtpuls ebenfalls der blaue Lichtpuls zu beobachten sein wird. Allgemein lässt sich feststellen, dass der größte Effekt des Übersprechens im grünen Farbkanal erwartet wird, da dieser die breiteste Kurve für die spektrale Empfindlichkeit aufweist. Wenn anstatt der Canon EOS 400D die Spiegelreflexkamera Canon EOS 600D verwendet wird (Abbildung 6.22 d)–f)), werden keine signifikanten Veränderungen bezüglich des Übersprechverhaltens der Farbkanäle beobachtet. Im Falle der wissenschaftlichen CCD-Kamera DFK41BU02 (Abbildung 6.23 a)–c)) wird wieder beobachtet, dass die Emission der roten LED vom roten Kanal, allerdings zu einem kleinen Anteil auch im grünen Kanal detektiert wird. Wie bereits für die beiden Spiegelreflexkameras beschrieben, wird auch bei dieser Kamera ein starkes Übersprechen des grünen und des blauen Farbkanals aufgrund ihrer hohen spektralen Breite erkannt, sodass der blaue und der grüne Lichtpuls im resultierenden RGB-Schlierenbild sowohl im grünen als auch im blauen Kanal sichtbar sein werden. Wird die Digitalkamera CASIO EX-FH25 (Abbildung 6.23 d)–f)) betrachtet, werden deutlich breitere Kurven für die spektrale Empfindlichkeit beobachtet. Da die Kurven mehrere Maxima aufweisen, könnte bei der Ermittlung der spektralen Sensitivität möglicherweise Überbelichtung vorgelegen haben. In jedem Fall wird das von der jeweiligen Leuchtdiode emittierte Licht jeweils in allen Kanälen detektiert, sodass ein starkes Übersprechen der Kanäle vorliegt.

Zur Minimierung des Übersprechens der Farbkanäle könnte über den Einsatz anderer RGB-LEDs nachgedacht werden, wobei die Emission der LEDs schmalbandiger gewählt werden müsste. Da allerdings die Empfindlichkeit des grünen Farbkanals aller hier betrachteten Sensoren spektral stark ausgedehnt ist, wird es nicht möglich sein, die Spektren der RGB-LED so zu wählen, dass kein Übersprechen mehr beobachtet werden kann. Allerdings sei anzumerken, dass es möglich ist, das Übersprechen der Farbkanäle bei Kenntnis der LED-Spektren sowie der spektralen Empfindlichkeit der Kamerasensoren, aus aufgenommenen Bildern herauszurechnen. Es kann lediglich zu einer Beeinträchtigung der Auswertung von RGB-Schlierenbildern durch die Zunahme des Signal-Rausch-Verhältnisses aufgrund des Übersprechens kommen. Um das Übersprechen bei der Aufnahme von RGB-Schlierenbildern zu vermeiden, ist es möglich, lediglich eine rot-blau Pulsfolge zu verwenden. Für die beiden im späteren gepulsten RGB-Schlierenexperiment verwendeten Kameras Canon EOS 400D sowie DFK41BU02 liegt keine Überlappung des roten sowie des blauen Kanals vor, sodass die LED-Pulse in voneinander unabhängigen Farbkanälen des Bildes detektiert werden können. Außerdem kann durch die Wahl unterschiedlicher Helligkeiten für die grüne und die blaue LED dafür gesorgt werden, dass der grüne Lichtpuls im blauen Kanal und umgekehrt, leicht identifiziert werden kann. Diese beiden Vorgehen werden in dieser Arbeit im Folgenden auch Anwendung finden. Wie sich das soeben diskutierte Übersprechen der Farbkanäle auf die Qualität der erhaltenen RGB-Schlierenbilder auswirkt, wird in Abschnitt 8.3.5 diskutiert. Darüber hinaus wird eine Methode vorgestellt, wie das Übersprechen der Farbkanäle in den einzelnen Bildern korrigiert werden kann.

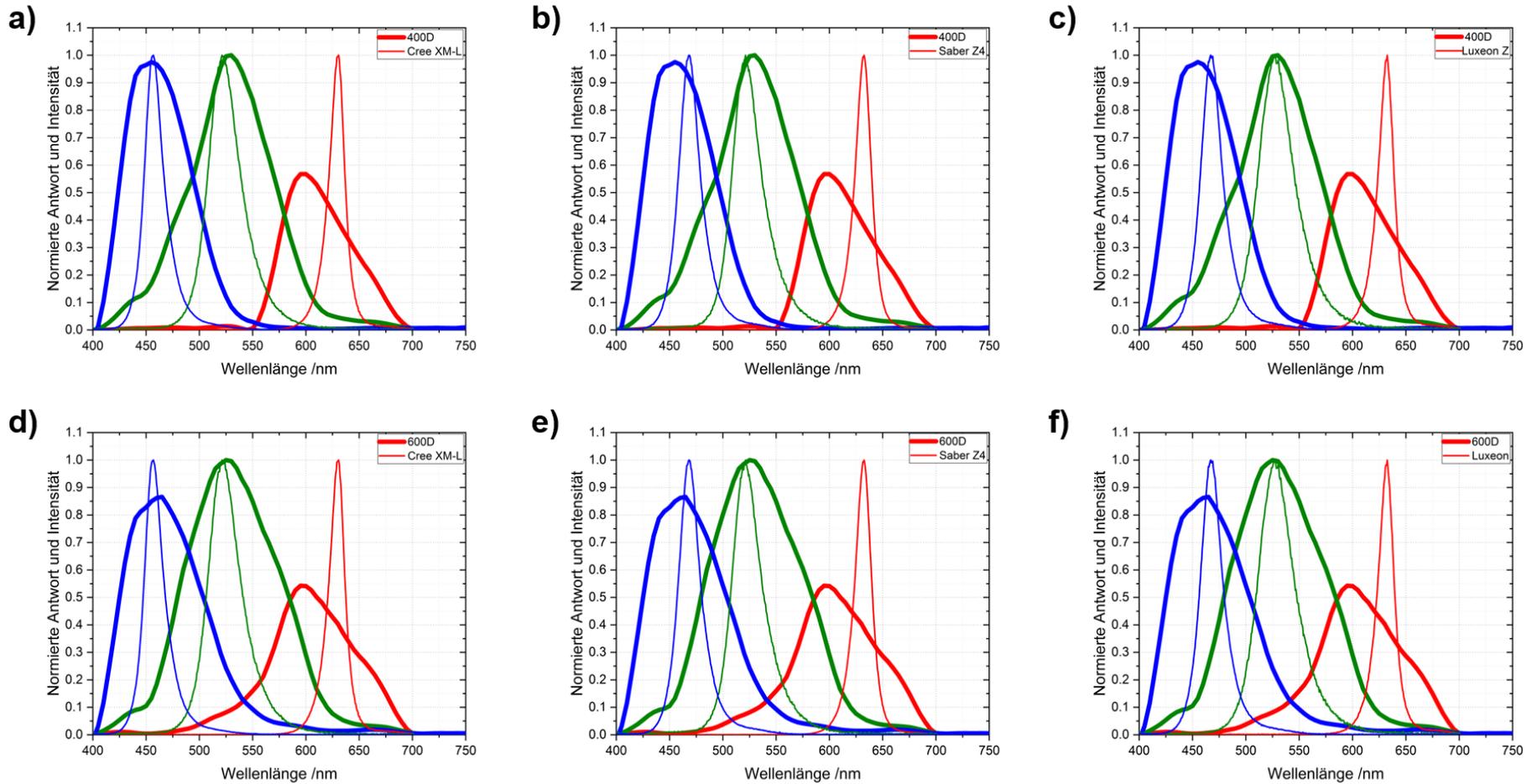


Abbildung 6.22: Übersprechen der Farbkanäle für die Spiegelreflexkameras Canon EOS 400D (a)–c)) und 600D (d)–f)). Die Spektren der RGB-LEDs werden jeweils auf ihr Maximum normiert, während die Kurven der spektralen Empfindlichkeit der Kamerasensoren auf das Maximum des grünen Kanals normiert werden. Hierzu wird zunächst über die beiden grünen Kanäle im Rohdatenformat gemittelt. Für beide Kameras wird ein starkes Übersprechen des blauen sowie des grünen Kanals beobachtet, sodass der blaue Lichtpuls auch im grünen Kanal detektiert wird und umgekehrt. Lediglich der rote Lichtpuls wird ausschließlich im roten Kanal beobachtet.

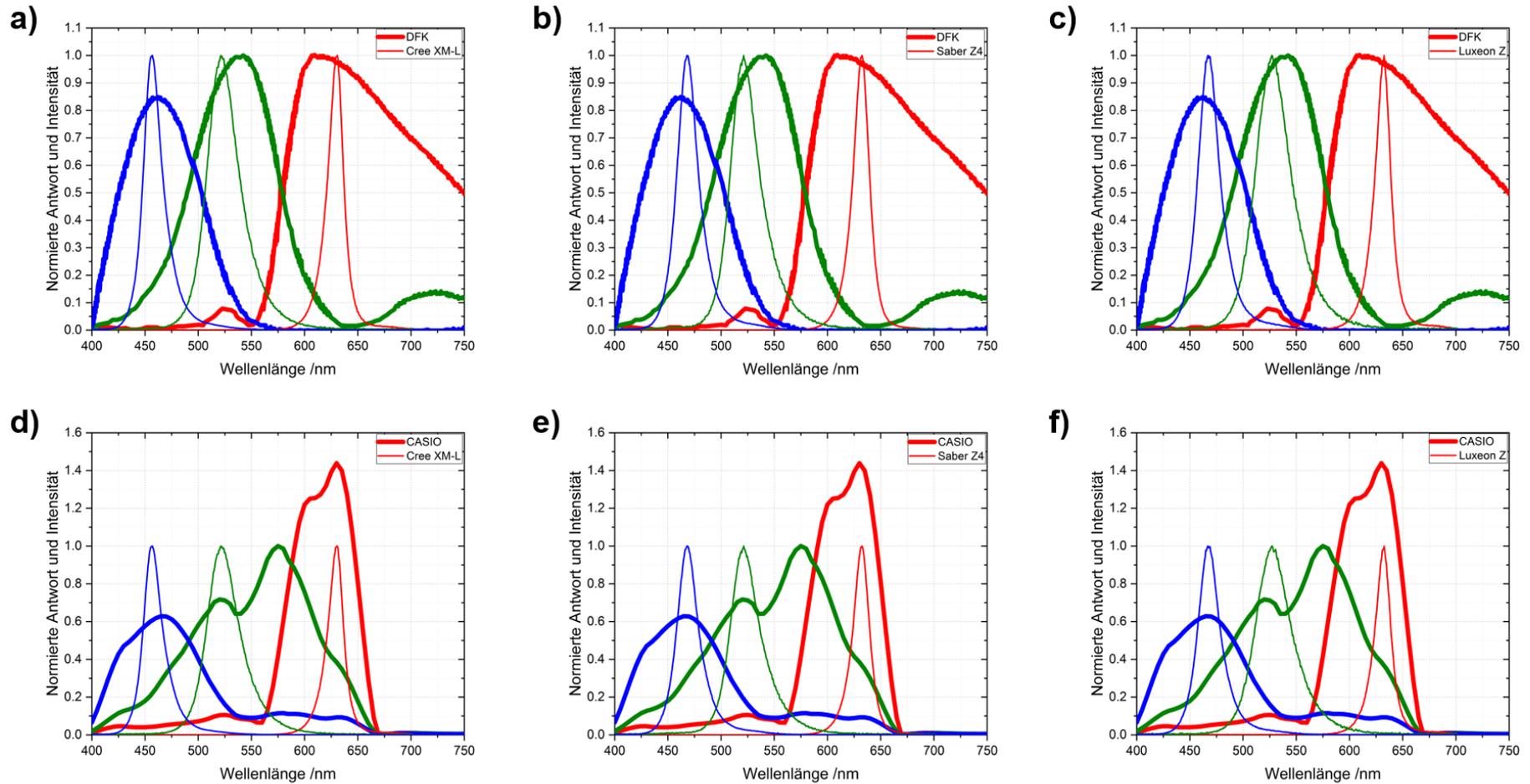


Abbildung 6.23: Übersprechen der Farbkanäle für die wissenschaftliche CCD-Kamera DFK41BU02 (a)–c)) sowie die Digitalkamera CASIO EX-FH25 (d)–f)). Da für die spektrale Empfindlichkeit der DFK41BU02 keine eigenen Messdaten vorliegen, wird auf Herstellerdaten [122] zurückgegriffen. Im Wesentlichen werden identische Beobachtungen wie bei den beiden Spiegelreflexkameras aus Abbildung 6.22 gemacht. Allerdings werden im Falle der CASIO-Kamera sehr breite Kurven für die spektrale Sensitivität mit mehreren Maxima erhalten. Dies könnte auf eine mögliche Überbelichtung zurückgeführt werden.

6.3.4 Empfindlichkeit

Bei der Untersuchung der Empfindlichkeit von Kamerasensoren steht die Identifizierung der minimalen Photonenzahl, die notwendig ist, um ein Signal auf dem Sensor zu erzeugen, im Fokus. Daraus wird anschließend abgeleitet, welche minimale Pulsbreite der LED in einer RGB-Pulsfolge genutzt werden kann, sodass daraus der zugängliche Geschwindigkeitsbereich des RGB-Schlierensystems ermittelt werden kann. Das Vorgehen zur Ermittlung der minimalen Photonenzahl wird in Abschnitt 5.4.3 erläutert. Prinzipiell werden Lichtpulse unterschiedlicher Breite auf einen Reflexionsstandard gelenkt und die zu untersuchende Kamera nimmt hiervon Bilder auf. Wichtig hierbei ist, dass die Untersuchung der drei Farben der RGB-LED Saber Z4 einzeln erfolgt und lediglich die triggerbaren Kameras DFK41BU02, DMK41BU02 sowie Canon EOS 400D untersucht werden können. Eine Durchführung dieser Experimente ist für nicht triggerbare Kameras nicht möglich, da in diesem Fall nicht mehr sichergestellt ist, dass der betrachtete Puls vollständig im resultierenden Bild enthalten ist. Bevor eine detaillierte Auswertung beginnt, wird zunächst für die einzelnen Messreihen die Pulsbreite ermittelt, bei der Überbelichtung beobachtet wird (Abbildung 6.24). Im Falle der Farb- sowie der S/W-CCD-Kamera werden Bilder im jpg-Format betrachtet, während für die Spiegelreflexkamera Canon EOS 400D zusätzlich Bilder im Rohdatenformat untersucht werden. Abbildung 6.24 kann zunächst entnommen werden, dass die wissenschaftliche S/W-CCD-Kamera (DMK41BU02) sensitiver gegenüber kurzen Pulsen ist als die wissenschaftliche Farb-CCD-Kamera (DFK41BU02). Dies entspricht auch den Erwartungen, da durch Verwendung eines Bayer-Filters in der Farbkamera die Sensitivität deutlich herabgesetzt wird (vgl. auch Abschnitt 2.3.3). Im Falle der S/W-CCD-Kamera wird bereits für Pulse mit einer Pulsbreite von 1 ms Überbelichtung beobachtet. Im Falle der Farb-CCD-Kamera kann zwar bei dieser Pulsbreite eine beginnende Überbelichtung anhand einer leichten Farbverfälschung in den Bildern der Lichtpulse beobachtet werden, allerdings können diese Bilder noch ausgewertet und den Farben der Lichtpulse der LED zugeordnet werden. Ab einer Pulsbreite von 5 ms wird für beide Kameras Überbelichtung beobachtet. Dies wird zum Beispiel im Falle der Farb-CCD-Kamera daran deutlich, dass ein gelbes Bild erhalten wird, wenn der rote Lichtpuls untersucht wird. In den meisten anderen Bildern ist die Überbelichtung so stark ausgeprägt, dass lediglich vollständig weiße Bilder erhalten werden. Deswegen wurden bei der anschließenden Untersuchung der Spiegelreflexkamera Canon EOS 400D Pulsbreiten ab 5 ms nicht untersucht.

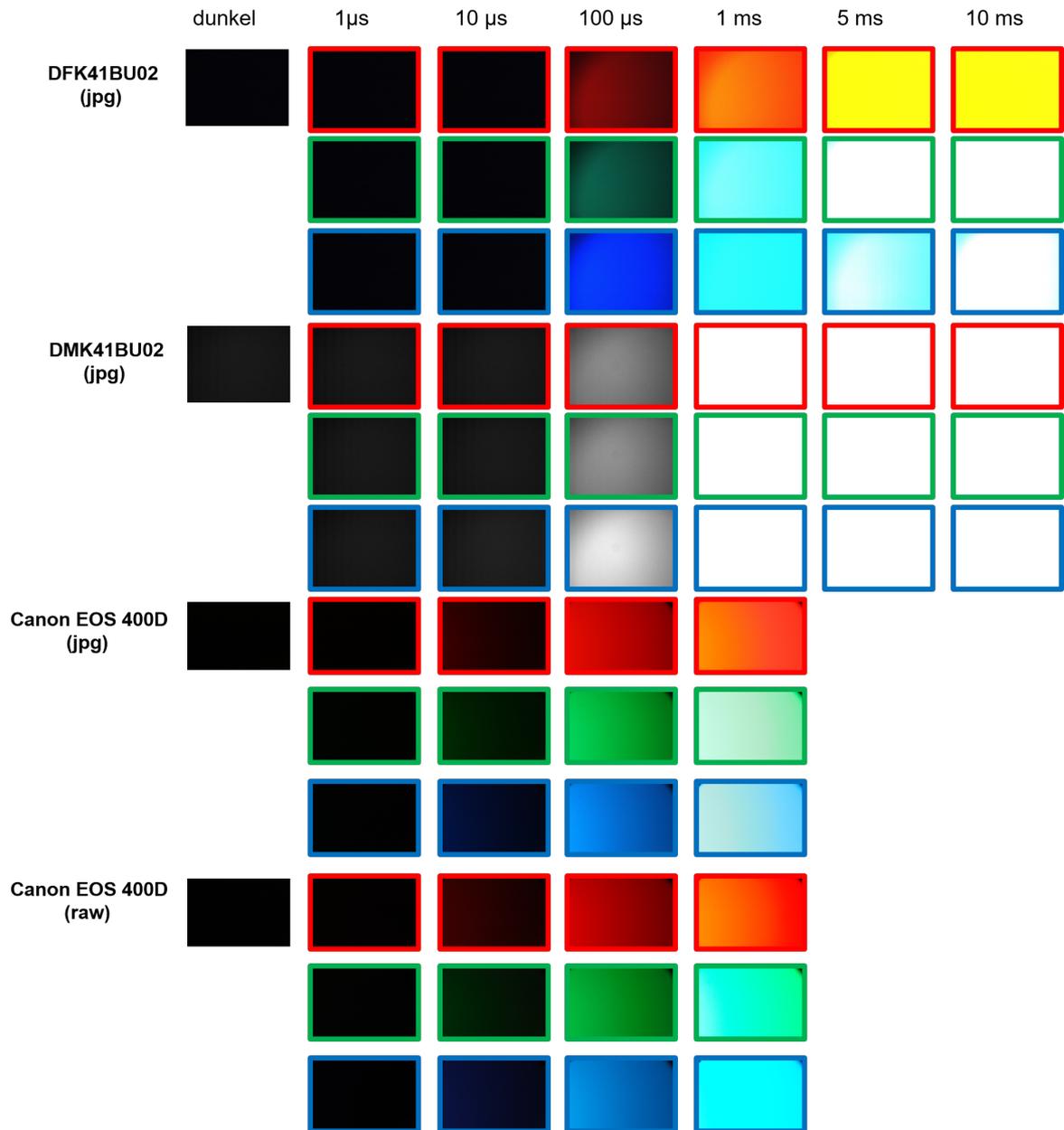


Abbildung 6.24: Bilder des Reflexionsstandards für unterschiedliche Pulsbreiten der einzelnen Farben der Saber Z4 RGBW-LED aufgenommen mit den triggerbaren Kameras dieser Arbeit. Ab einer Pulsbreite von 5 ms tritt in allen Fällen Überbelichtung auf, sodass für die Canon EOS 400D keine Untersuchungen für Pulsbreiten von 5 ms und höher durchgeführt wurden. Anhand des Vergleichs der hier gezeigten Bilder der Farb-CCD- sowie der S/W-CCD-Kamera miteinander wird deutlich, dass die Verwendung eines Bayer-Filters zu einer deutlichen Abnahme der Lichtsensitivität führt.

Werden die Ergebnisse für die Bilder im jpg- sowie im Rohdatenformat der Canon EOS 400D miteinander verglichen, werden keine signifikanten Unterschiede beobachtet. Analog zur DFK41BU02 kann für beide Bildformate ab 1 ms eine beginnende Überbelichtung beobachtet werden, die allerdings nicht so stark ausgeprägt ist wie im Falle der S/W-CCD-Kamera. Anschließend wird in SUAP [130] ein Profil über das vollständige Bild gezogen, sodass die Intensität für die vollständige Größe des Sensors erhalten wird. In OriginPro [132] wird aus den Profilen der 50 Bilder pro Messreihe das durchschnittliche Profil und aus der Summe des resultierenden Profils die Gesamtintensität pro Messreihe berechnet. Abschließend wird die Gesamtintensität gegen die an der RGBW-LED eingestellte Pulsbreite aufgetragen. Außerdem wird das Rauschlevel ebenfalls in die Auftragungen aufgenommen. Die resultierenden Auftragungen können Abbildung 6.25 entnommen werden. In Abbildung 6.25 a) sind die Ergebnisse, die für die wissenschaftliche Farb-CCD-Kamera erhalten werden, dargestellt. Bei dieser Kamera sowie bei der S/W-CCD-Kamera ist darauf zu achten, dass lediglich Bilder im komprimierten jpg-Format zur Verfügung stehen und somit keine Information, die eine wirkliche Sensoreigenschaft darstellt, erhalten wird. Wird die Intensität aller untersuchten Pulsbreiten aufgetragen (Abbildung 6.25 a) links), wird beobachtet, dass die Intensitäten ab einer Pulsbreite von 5 ms in ein Plateau laufen. Somit kann gezeigt werden, dass die Überbelichtung in den erhaltenen Bildern auch anhand dieser Auftragungen deutlich und sehr schnell identifiziert werden kann. Hieran wird auch deutlich, dass für die Farb-CCD-Kamera DFK41BU02 bei einer Pulsbreite von 1 ms noch keine vollständige Überbelichtung vorliegt, da sich die erhaltenen Messpunkte noch nicht in diesem Plateau befinden. Allerdings sei angemerkt, dass Überbelichtung in der Regel kein Problem darstellt, da diese durch eine Variation der Blende oder durch Verwendung eines Neutralschichtfilters kompensiert werden kann. Werden wiederum die Ergebnisse für alle Pulsbreiten der S/W-CCD-Kamera DMK41BU02 betrachtet, wird deutlich, dass die Messpunkte für eine Pulsbreite von 1 ms bereits im Plateau liegen und somit Überbelichtung vorliegt. Diese Beobachtungen decken sich mit denen aus Abbildung 6.24. Um die minimale Photonenzahl abzuschätzen, die jeweils von den Kamerasensoren detektiert werden kann, und somit die minimal zugängliche Pulsbreite für die LED im vorliegenden Experiment zu ermitteln, werden sowohl Abbildung 6.24 als auch 6.25 zurate gezogen. In Abbildung 6.25 wird betrachtet, bei welcher Pulsbreite die Messdaten die Linie des Rauschlevels im Bild schneiden. Hieraus geht hervor, dass auch Pulse mit einer Breite von 1 μ s oberhalb des Rauschlevels liegen, sodass dies in diesem Fall die minimal detektierbare Pulsbreite für das vorliegende Experiment darstellt. Diese Beobachtung wird nun mit den Ergebnissen aus Abbildung 6.24 verglichen, da der optische Bildeindruck für die Aufnahme von Schlierenbildern von großer

Bedeutung ist. Für die Canon EOS 400D sind Lichtpulse mit einer Breite von 10 μs für beide Bildformate im Bild sichtbar. Hingegen können bei der DFK41BU02 sowie bei der DMK41BU02 erst Lichtpulse mit einer Breite von 100 μs detektiert werden. Dies lässt sich auf die größere Sensorfläche der Canon EOS 400D im Vergleich zu der Kamera DFK41BU02 zurückführen. Daraus lässt sich schließen, dass für die beiden wissenschaftlichen CCD-Kameras DFK41BU02 sowie DMK41BU02 die minimal zugängliche Pulsbreite zwischen 10 μs sowie 100 μs liegt. Da diese beiden Kameras aber im Folgenden keine Anwendung bei der Untersuchung der turbulenten Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme finden werden, wird auf eine detailliertere Untersuchung dieser beiden Kameras hinsichtlich ihrer Empfindlichkeit gegenüber Pulsen im μs -Bereich verzichtet. Die so ermittelte Pulsbreite wird für die folgende Abschätzung des zugänglichen Geschwindigkeitsbereichs anhand der DFK41BU02 verwendet. Da die S/W-CCD-Kamera in der vorliegenden Arbeit nicht in der gepulsten RGB-Schlierenfotografie verwendet werden kann, wird sie im Folgenden nicht weiter diskutiert. Für die Canon EOS 400D wird eine minimal zugängliche Pulsbreite von 10 μs ermittelt. Im Allgemeinen lassen sich keine signifikanten Unterschiede zwischen den einzelnen LED-Farben beobachten. In Tabelle 6.8 befindet sich eine Übersicht über die minimal zugänglichen Pulsbreite, die zugehörigen Photonenzahlen und den zugänglichen Geschwindigkeitsbereich zur Aufnahme gepulster RGB-Schlierenbilder. Die Photonenzahlen werden Tabelle 6.5 entnommen und die Berechnung der maximal zugänglichen Geschwindigkeit erfolgt wie in Abschnitt 6.1.6 beschrieben.

Tabelle 6.8: Übersicht über die zugängliche Pulsbreite der Kamerasensoren der beiden Farbkameras DFK41BU02 sowie Canon EOS 400D. *Angaben ist die minimale Pulsbreite PB , die von den Kamerasensoren detektiert werden kann und die zugehörige Photonenzahl N_P aus Tabelle 6.5. Bei der Berechnung der zugänglichen Frequenz F wird ein Verhältnis zwischen der Pulsbreite und der Periodendauer von 0.5 gewählt (Tastgrad von 50 %). Die Berechnung der maximal zugänglichen Geschwindigkeit v_{\max} verläuft analog zu Abschnitt 6.1.6 und wird sowohl für zwei als auch für drei Lichtpulse im RGB-Schlierenbild durchgeführt.*

	DFK41BU02	Canon EOS 400D
PB / μs	50	10
N_P	$1.31 \cdot 10^{12}$ $5.80 \cdot 10^{11}$ $1.28 \cdot 10^{12}$	$2.62 \cdot 10^{11}$ $1.16 \cdot 10^{11}$ $2.55 \cdot 10^{11}$
F / kHz	10	50
v_{\max} / m/s	380 (2 Pulse)	1700 (2 Pulse)
v_{\max} / m/s	190 (3 Pulse)	850 (3 Pulse)

Fazit: Empfindlichkeit Anhand der Ergebnisse aus Tabelle 6.8 wird deutlich, dass die verwendeten Kamerasensoren die Limitierung bezüglich der zugänglichen Zeitauflösung des RGB-Schlierensystems darstellen. Unter der Verwendung der wissenschaftlichen CCD-Kamera DFK41BU02 (Bildhöhe: 38 mm) können mit einer Pulsfolge bestehend aus zwei Pulsen Geschwindigkeiten von 380 m/s realisiert werden, sodass sich die Geschwindigkeitsauflösung weiterhin im Bereich der Schallgeschwindigkeit befindet. Hier liegt eine Verschlechterung der Zeitauflösung um einen Faktor 50 im Vergleich zu der erhaltenen Geschwindigkeit ausgehend von der Zeitstruktur der LEDs vor. Bei der Verwendung der Spiegelreflexkamera Canon EOS 400D wird eine Verschlechterung um einen Faktor 10 beobachtet und es liegt bei einer Pulsfolge bestehend aus zwei Pulsen eine maximal zugängliche Geschwindigkeit von 1700 m/s vor. Diese Geschwindigkeitsauflösung stellt somit keine Limitierung bei der Untersuchung der turbulenten Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme mit der gepulsten RGB-Schlierenfotografie dar und somit wird diese Kamera bei der Untersuchung dieser Flamme überwiegend Einsatz finden (vgl. auch Kapitel 7). Hierdurch wird deutlich, dass durch Verwendung einer Kamera mit einem größeren Sensor eine Verbesserung der zugänglichen Zeitauflösung erreicht werden kann. Außerdem kann der Wert für die minimal detektierbare Photonanzahl weiter verbessert werden, wenn *binning* (Zusammenfassen einzelner Pixel) zum Einsatz kommt. Alternativ kann zur Erhöhung der Zeitauflösung eine verkleinerte Optik verwendet werden, sodass sich der zugängliche Sichtbereich ändert, ohne die Kamera austauschen zu müssen.

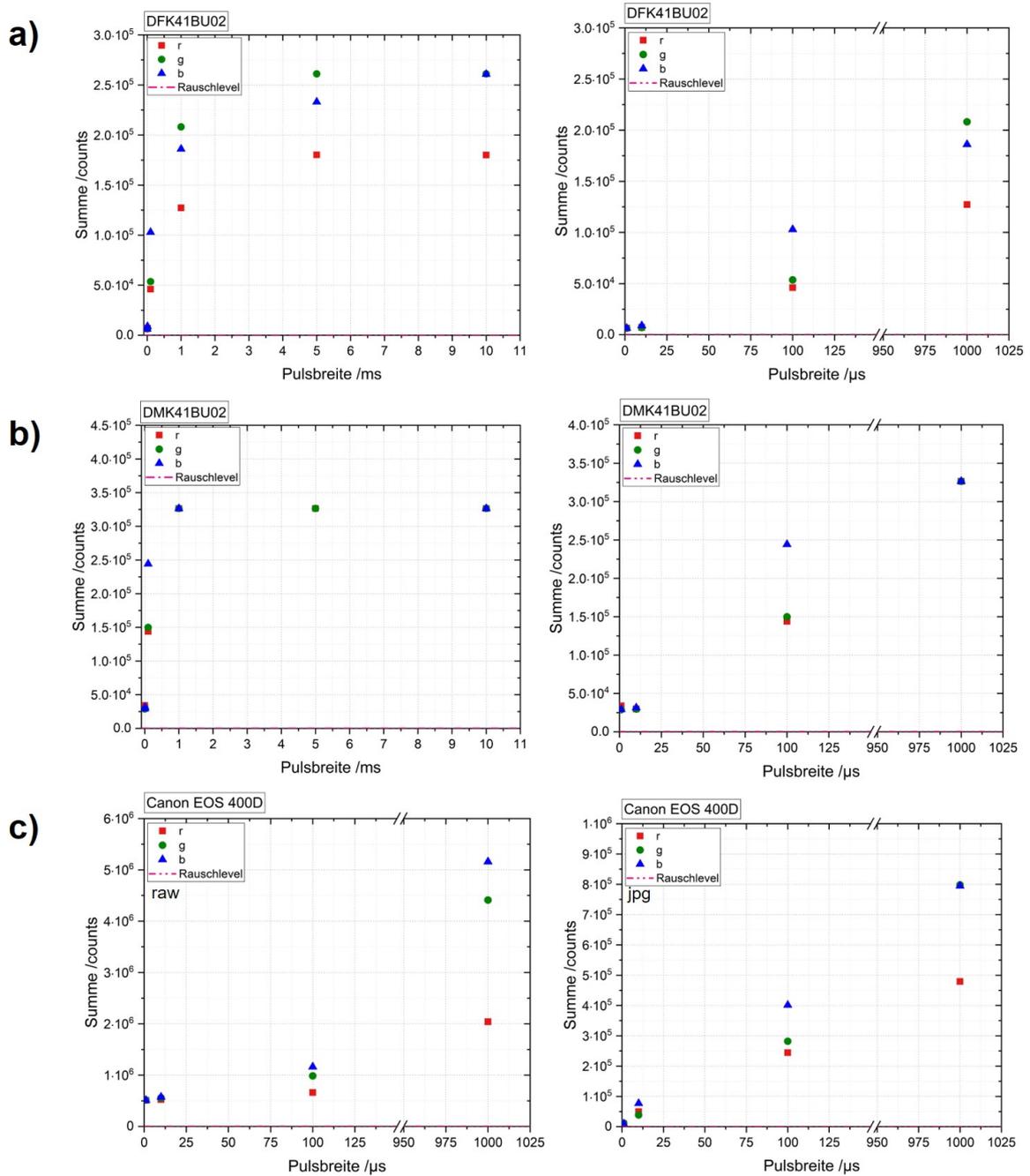


Abbildung 6.25: Auftragung der Intensität der Bilder des Reflexionsstandards als Funktion der Pulsbreite für alle untersuchten Kameras. Liegt im Bild Überbelichtung vor, kann dies daran erkannt werden, dass die erhaltenen Intensitäten in ein Plateau laufen. Dies kann für die beiden wissenschaftlichen CCD-Kameras DFK41BU02 (a) sowie DMK41BU02 (b) beobachtet werden.

6.4 Einkopplung des LED-Lichts in eine optische Faser

Um die vorliegenden RGBW-LEDs in eine Punktlichtquelle zu überführen, kann das Licht der Leuchtdiode mithilfe einer Ulbrichtkugel in eine optische Faser eingekoppelt werden (vgl. auch Abschnitt 5.5). Der Vorteil der Verwendung einer Punktlichtquelle besteht darin, dass kein räumlicher Versatz zwischen den drei Lichtpulsen im resultierenden RGB-Schlierenbild vorliegt. Da die Ulbrichtkugel im Vergleich zur LED eine große innere Oberfläche aufweist, wird bei der Einkopplung des Lichts in die optische Faser ein Intensitätsverlust erwartet, der im Folgenden quantifiziert wird. Das zugehörige experimentelle Vorgehen wird ebenfalls in Abschnitt 5.5 beschrieben. Von den erhaltenen Spektren wird ein Dunkelbild subtrahiert und anschließend wird in SUAP [130] ein horizontales Profil mit einer Höhe von 3 px gezogen. Die Profile, die für die Spektren, die ohne optische Faser aufgenommen wurden, erhalten werden, müssen noch durch das Transmissionsspektrum des verwendeten OD-Filters geteilt werden. Hierzu muss zunächst eine Kalibration der Wellenlängachse sowie der Detektionseffizienz, wie in Abschnitt 5.3.4 beschrieben, durchgeführt werden. Um den Intensitätsverlust bei der Einkopplung des LED-Lichts in die optische Faser zu quantifizieren, werden die Flächen der Spektren der einzelnen Farben der LEDs, die sowohl mit als auch ohne optische Faser aufgenommen wurden, ins Verhältnis gesetzt. Die Flächen geben die Intensität der Lichtemission an. Die Ergebnisse sind Tabelle 6.9 zu entnehmen und gelten für den hier gewählten experimentellen Aufbau. Um die Genauigkeit der Abschätzung zu erhöhen, könnte es auch in Betracht gezogen werden, die absolute Photonenzahl, die über den konventionellen Aufbau über die Linse in das Schlierenexperiment eingebracht werden kann, mit der Photonenzahl, die durch die Faseroptik in das System eingebracht werden kann, zu vergleichen. Im Rahmen dieser Arbeit ist die Genauigkeit der vorliegenden Abschätzung ausreichend. Die geringsten Intensitätsverluste werden bei der Einkopplung des Lichts der Luxeon Z RGBW-LED in die optische Faser beobachtet. In diesem Fall liegt für die RGBW-LEDs ein Intensitätsverlust zwischen einem Faktor 6 und 10 vor. Hierbei sei anzumerken, dass die Effizienz der Lichteinkopplung in die Ulbrichtkugel um einen Faktor 2 erhöht werden kann, indem die RGBW-LED vollständig in die Ulbrichtkugel eingebracht und diese anschließend mit einem modifizierten Deckel verschlossen wird (vgl. Abschnitt 5.3.3). Daraus lässt sich schließen, dass der hier vorgestellte Ansatz zur Einkopplung des LED-Lichts in eine optische Faser vor allem für die Luxeon Z RGBW-LED vielversprechend ist. In Abschnitt 8.2.2 kann gezeigt werden, dass der räumliche Versatz im RGB-Schlierenbild nicht mehr existiert, wenn das Licht der RGBW-LED in die optische Faser eingekoppelt wird,

sodass der in dieser Arbeit gewählte Ansatz zur Erzeugung einer Punktlichtquelle ausgehend von der RGBW-LED fehlerfrei funktioniert. Für die Cree XM-L RGBW-LED wird ein ähnlich großer Intensitätsverlust wie bei der Luxeon Z RGBW-LED beobachtet, wobei im Falle der Saber Z4 RGBW-LED ein deutlich höherer Intensitätsverlust vorliegt. Diese Beobachtung könnte darauf zurückgeführt werden, dass die Saber Z4 RGBW-LED keine Epoxidkuppel aufweist, sodass das Licht in alle Raumrichtungen abgestrahlt wird und weniger Licht in die Ulbrichtkugel gelangt. Die Cree XM-L RGBW-LED weist eine Epoxidkuppel oberhalb des Halbleiters auf, während im Falle der Luxeon Z RGBW-LED der Abstrahlwinkel durch die zusätzlichen Kühlkörper ober- und unterhalb der Halbleiter eingeschränkt wird, sodass eine größere Lichtmenge in die Ulbrichtkugel eingebracht werden kann. Die Transmission der optischen Faser liegt lediglich bei 50 % (vgl. auch Abbildung 5.18), sodass dies eine weitere Begründung für den hohen Intensitätsverlust bei der Einkopplung des Lichts der RGBW-LED in die optische Faser ist. Inwiefern sich dieser Intensitätsverlust auf den Einsatz im gepulsten RGB-Schlierenexperiment auswirkt, wird in Kapitel 9 diskutiert. Um diesem Intensitätsverlust entgegenzuwirken, könnte die Anwendung von *Overdriving* in Betracht gezogen werden. Durch Verwendung einer höheren Ansteuerungsstromstärke für die RGBW-LED kann die Lichtintensität für Pulse mit einer kurzen Dauer deutlich erhöht werden. Hierdurch könnte auch das Problem umgangen werden, dass durch die verwendete Lochblende zur Reduzierung des Durchmessers der optischen Faser ein weiterer Intensitätsverlust erzeugt wird.

Optimierung Wird im RGB-Schlierenexperiment eine Punktlichtquelle verwendet, bietet sich neben der Entfernung des räumlichen Versatzes der Lichtpulse der Vorteil, dass die horizontale Schlierenkante in unterschiedlichen Höhen positioniert werden kann, sodass unterschiedliche Grundhelligkeiten zu einer Variation der Sensitivität im Schlierenbild verwendet werden können. Deswegen sollten zukünftig weitere Bemühungen betrieben werden, um die Einkopplung des Lichts der RGBW-LED in eine optische Faser zu optimieren. Dazu kann ein Prismenblock (*Philips Type*) [143], wie in Abbildung 6.26 dargestellt, verwendet werden. Die drei Farben der RGB-LED müssen einzeln auf einem Kühlkörper befestigt werden und an den entsprechenden Positionen vor dem Prisma platziert werden. Hieraus ist ersichtlich, dass keine kommerziell erhältlichen RGBW-LEDs auf einem Chip Anwendung finden können. Es können zum Beispiel die einzelnen LEDs der Luxeon Z RGBW-LED hierfür verwendet werden. Die drei Farben des Lichts rot, grün und blau werden zwar an unterschiedlichen Positionen in das Prisma eingebracht, allerdings treten alle drei Strahlen an derselben Stelle aus dem Prisma aus, sodass das Licht dort in eine optische Faser eingekoppelt werden kann, um eine

Punktlichtquelle zu generieren. Das aus der optischen Faser austretende Licht kann direkt auf die erste Schlierenlinse (SL1) im Aufbau in Abbildung 5.1 gelenkt werden.

Tabelle 6.9: Quantifizierung des Intensitätsverlusts, wenn das Licht der RGBW-LED über die Ulbrichtkugel in eine optische Faser eingekoppelt wird. *Hierzu werden die Spektren, die sowohl mit als auch ohne der optischen Faser aufgenommen werden, integriert und die erhaltenen Intensitäten zueinander ins Verhältnis gesetzt, sodass der resultierende Faktor den Intensitätsverlust beschreibt. Die Textfarbe entspricht der LED-Farbe, wobei der schwarze Text für die weiße LED gilt.*

RGBW-LED	Intensität /counts	(Faser)	Intensität /counts	(direkt)	Faktor $I_{\text{direkt}}/I_{\text{Faser}}$
Cree XM-L	$2.4 \cdot 10^5$		$3.9 \cdot 10^6$		16
	$1.8 \cdot 10^5$		$1.7 \cdot 10^6$		10
	$3.7 \cdot 10^5$		$3.0 \cdot 10^6$		8
	$2.5 \cdot 10^5$		$2.1 \cdot 10^6$		8
Saber Z4	$4.4 \cdot 10^4$		$4.0 \cdot 10^6$		91
	$3.4 \cdot 10^4$		$1.3 \cdot 10^6$		38
	$6.2 \cdot 10^4$		$1.6 \cdot 10^6$		26
	$6.5 \cdot 10^4$		$3.6 \cdot 10^6$		56
Luxeon Z	$3.7 \cdot 10^4$		$3.2 \cdot 10^5$		9
	$2.1 \cdot 10^4$		$2.1 \cdot 10^5$		10
	$4.9 \cdot 10^4$		$2.8 \cdot 10^5$		6
	$4.6 \cdot 10^4$		$7.2 \cdot 10^5$		16

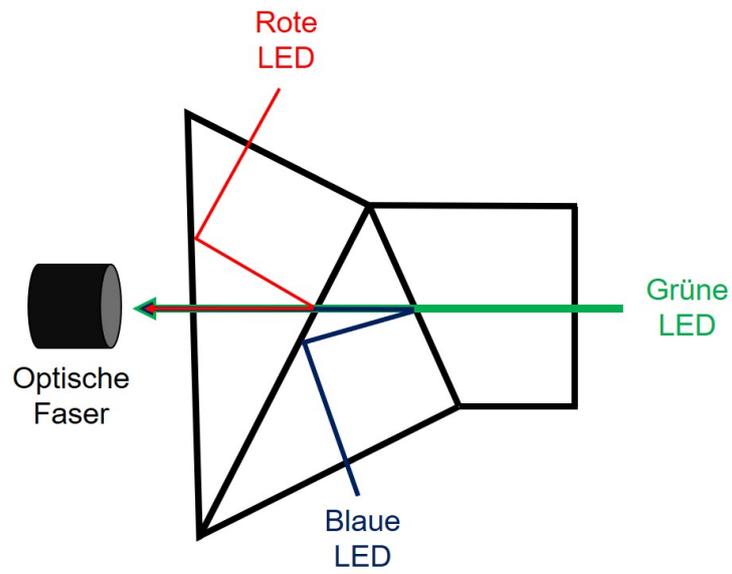


Abbildung 6.26: Einkopplung des Lichts der RGB-LED in eine optische Faser mithilfe eines Prismenblocks (*Philips Type*). Die Lichtstrahlen der drei Farben der RGB-LED verlassen an derselben Stelle den Prismenblock und können dort in die optische Faser eingekoppelt werden (adaptiert nach [143]).

6.5 Fazit: Charakterisierungsmessungen

In Abbildung 6.27 befindet sich eine Übersicht über die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen zur umfassenden Charakterisierung des RGB-Schlierensystems. Zur Steuerung der RGBW-LED wird hierbei der Gardasoft-Treiber verwendet. Da sich während der Durchführung dieser Messungen herausgestellt hat, dass sich die Saber Z4 RGBW-LED in Kombination mit der Spiegelreflexkamera Canon EOS 400D am besten für die Schlierenuntersuchungen eignet, gelten die in Abbildung 6.27 dargestellten Ergebnisse für diese Komponenten. Die Wahl fällt auf die Saber Z4 RGBW-LED, da diese LED am besten hinsichtlich ihrer Photonenzahl charakterisiert werden konnte und sie keine Epoxidkuppel oberhalb des Halbleiters aufweist. Die Epoxidkuppel kann wie im Beispiel der Cree XM-L RGBW-LED zu einer Abweichung zwischen optischer und mechanischer Achse führen und somit die Justage der RGBW-LED erschweren. Obwohl es sich bei der Spiegelreflexkamera Canon EOS 400D nicht um eine wissenschaftliche Kamera handelt und somit zunächst einmal keine Möglichkeit zur externen Triggerung besteht, eignet sich diese Kamera dennoch aufgrund der Möglichkeit, Bilder im Rohdatenformat zu speichern, sehr gut für das gepulste RGB-Schlierenexperiment. Durch die Bilder im Rohdatenformat ist es möglich, die LED-Helligkeit an die spektrale Sensitivität des Sensors anzupassen, sodass identische Intensitäten in den RGB-Kanälen erwartet werden. Durch ein in der Elektronischen Werkstatt konstruiertes Bauteil ist es im Rahmen dieser Arbeit ermöglicht worden, die Canon EOS 400D über ein TTL-Signal extern zu triggern. Aufgrund des größeren Sensors der Canon EOS 400D ist diese Kamera sensitiver gegenüber Pulsen mit einer Breite von wenigen Mikrosekunden, sodass eine Geschwindigkeitsauflösung von 0.85 km/s bis zu 1.7 km/s erreicht werden kann. Folglich ist es mit dem in dieser Arbeit entwickelten RGB-Schlierensystems möglich, Schlierenobjekte zu untersuchen, die sich mit einer Geschwindigkeit deutlich oberhalb der Schallgeschwindigkeit fortbewegen und somit eignet sich dieses System hervorragend für die Geschwindigkeitsbestimmung in Hochgeschwindigkeitsprozessen. Weiterhin ist es bei der Charakterisierung eines gepulsten RGB-Schlierensystems von Interesse, die winkelabhängigen Strahlprofile zu bestimmen, sodass ein Versatz zwischen der optischen und der mechanischen Achse bestimmt werden kann.

6.5.1 Abschätzung der Kosten des Systems

Im Laufes dieses Kapitels konnte herausgearbeitet werden, dass das vorliegende gepulste RGB-Schlierensystem in der Lage ist, Geschwindigkeiten im Überschallbereich aufzulösen. Im Folgenden wird eine Abschätzung getroffen, wie teuer der Aufbau eines solchen Systems zur Durchführung der gepulsten RGB-Schlierenfotografie ist.

Artikel	Preis
LED-Treiber (Gardasoft RT-CC4 Lighting Controller)	2118 €
RGBW-LED + Kühlkörper (Saber Z4 RGBW-LED)	13 €
Linsen	140 €
Montagematerial	150 €
Schlierenkante (Cuttermesser)	3 €
Spiegelreflexkamera (Canon EOS 400D)	550 €
Objektiv (Tamron SP AF 90 mm F/2.8 bis F/32)	360 €
Summe	3334 €

Der Aufstellung kann entnommen werden, dass dieses Systems weniger als 3500 € kostet und somit um Größenordnungen günstiger ist als Systeme zur Geschwindigkeitsbestimmung, die Laser verwenden. Die teuersten Posten sind hierbei der LED-Treiber und die Kamera mit passendem Objektiv. Somit liegt eine sehr hohe Zeitauflösung bei niedrigem apparativem Aufwand und somit geringen Kosten vor.

7 Experimentelle Grundlagen II: Gepulste RGB-Schlierenfotografie an Strömungen und Flammen

In diesem Kapitel werden die experimentellen Grundlagen zur optischen Charakterisierung von Strömungen und Flammen mittels der gepulsten RGB-Schlierenfotografie erläutert. Zunächst wird hierbei eine Kalibration der Ortsachse des Schlierensystems vorgenommen und anschließend erfolgt eine Kalibration des räumlichen Versatzes der RGB-Pulsfolge im resultierenden Schlierenbild. Außerdem wird das Vorgehen bei der Untersuchung laminarer Helium-Luft-Strömungen beschrieben, bevor der Übergang zur turbulenten Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme erfolgt. Abschließend wird das Experiment zur Analyse von Methan-Luft-Flammen beschrieben.

7.1 Kalibration der Ortsachse im Schlierensystem

Um die Kalibration der Ortsachse an unterschiedlichen Positionen im Schlierenexperiment durchzuführen und eine mögliche Tiefenauflösung zu charakterisieren, wird das Strichtarget (vgl. Abbildung 5.15) an unterschiedlichen Positionen zwischen den beiden Schlierenlinsen platziert (vgl. Abbildung 5.1) und es werden sowohl mit der wissenschaftlichen CCD-Kamera (DFK41BU02) als auch mit der Spiegelreflexkamera (Canon EOS 400D) Bilder aufgenommen. Hierzu wird das Strichtarget belichtet, indem sich eine LED an der gewohnten Position im Schlierenaufbau befindet. Eine Übersicht über die verwendeten Positionen ist Tabelle 7.1 zu entnehmen. Hierbei ist zu beachten, dass im Bereich der beiden verwendeten Brenner B1 und B2 jeweils zwei zusätzliche Positionen untersucht werden, um die Kalibration der Ortsachse an verschiedenen Punkten in der Flamme exakt durchführen zu können. Hierzu wird die räumliche Ausdehnung der Düse bzw. des Flammenhalters, auf denen die jeweils Flamme stabilisiert wird, berücksichtigt (vgl. Abschnitte 7.3.1 und 7.4.1). Die Ergebnisse dieser Untersuchungen können Abschnitt 8.2.1 entnommen werden.

Tabelle 7.1: Verschiedene Positionen im Strahlengang zur Kalibration der Ortsachse (vgl. Abbildung 5.1). Für die Positionen 2 und 3 wurden jeweils zwei zusätzliche Positionen untersucht, um die Ausdehnung der jeweiligen Flamme zu berücksichtigen. Hierzu wird die räumliche Ausdehnung der verwendeten Düse bzw. des Flammenhalters berücksichtigt.

	Ort	Abstand zu SL1
Position 1	Hinter SL1	5 cm
Position 2a	Beginn B1	18.5 cm
Position 2	Mitte B1	20 cm
Position 2b	Ende B1	21.5 cm
Position 3a	Beginn B2	34 cm
Position 3	Mitte B2	40 cm
Position 3b	Ende B2	46 cm
Position 4	Vor SL2	71 cm

7.2 Kalibration des räumlichen Versatzes

Es wurde bereits die Problematik angesprochen, dass ein räumlicher Versatz zwischen dem roten, grünen und blauen Lichtpuls im resultierenden Schlierenbild existiert. Dies liegt in der Anordnung der einzelnen Leuchtdioden auf dem Chip bzw. auf dem Kühlkörper begründet (vgl. Abbildung 5.2). Um diesen räumlichen Versatz kalibrieren zu können, sodass er später aus dem resultierenden Schlierenbild herausgerechnet werden kann, wird ein Swagelok-Rohr mit einem Durchmesser von 6 mm in horizontaler und vertikaler Ausrichtung in den Strahlengang an den Positionen 1, 2, 3 und 4 eingebracht. Die RGBW-LEDs dienen zur Beleuchtung und es werden mit den Kameras DFK41BU02 sowie Canon EOS 400D Bilder aufgenommen. Hierbei erfolgt eine Aufnahme der Bilder für jede einzelne Farbe der RGBW-LED separat voneinander. Die LED wird mit dem Gardasoft-Treiber im kontinuierlichen Modus bei einer Helligkeit von 100 % betrieben. Außerdem wird die LED wie in Abschnitt 5.5 beschrieben mithilfe der Ulbrichtkugel in eine optische Faser eingekoppelt. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen befinden sich in Abschnitt 8.2.2.

7.3 Laminare Helium-Luft-Strömung

Um definierte Strömungsbedingungen zur Validierung der zu entwickelnden Auswertoutine der RGB-Schlierenbilder verwenden zu können, werden laminare Helium-Luft-Strömungen untersucht. Da diese laminaren Strömungen bei Raumtemperatur vorliegen, werden keine Effekte wie Wirbelbildung oder temperaturabhängige Strömungsveränderungen erwartet, sodass definierte Strömungsbedingungen vorliegen. Aufgrund des großen Unterschiedes zwischen dem Brechungsindex von Helium und Luft (Tabelle 2.2) ist eine deutliche Ausbildung von Schlieren sichtbar.

7.3.1 Verwendete Brennkammer

Um laminare Helium-Luft-Strömungen mithilfe von gepulster RGB-Schlierenfotografie untersuchen zu können, wird eine Brennkammer verwendet, die von Raimund Noske im Rahmen seiner Dissertation [77] entwickelt wurde und in der Masterarbeit der Autorin [58] bereits Einsatz gefunden hat. Details zu diesem Aufbau sind ihren Arbeiten zu entnehmen [58, 77]. Bei dieser Brennkammer handelt es sich ursprünglich um einen Aufbau zur Stabilisierung von vorgemischten laminaren bis leicht turbulenten Methan-Luft-Flammen. Prinzipiell können mit diesem Aufbau auch Strömungen beliebiger Gase sowie Gasmischungen erzeugt und untersucht werden.

Die Brennkammer befindet sich im Schlierenaufbau in Abbildung 5.1 an der Position B2 und wird auch für die im folgenden beschriebenen Experimente an dieser Position betrieben. In Abbildung 7.1 befindet sich eine schematische Darstellung der Brennkammer, die quadratisch ist und einen Innendurchmesser von 200 mm aufweist. Um stabile Randbedingungen sowie eine lange Betriebsdauer zu gewährleisten, werden die Wände der Brennkammer durch eine Wasserkühlung gekühlt. Nach oben hin wird die Brennkammer mit einem kühlbaren Deckel, der eine kreisförmige Aussparung mit einem Durchmesser von 40 mm aufweist, abgeschlossen. Die Kühlung erfolgt hierbei mit einer Wassertemperatur von 60 °C mithilfe eines Thermostaten (Haake DC 50 mit Bad K 40), sodass die Bildung großer Mengen Kondenswasser vermieden wird. Die soeben beschriebene Brennkammer ruht auf einem Flammenhalter, der wiederum nach unten hin mit einem Lautsprecher (Visaton WS 20 E) gasdicht abgeschlossen ist. Anhand dieses Flammenhalters können vorgemischte laminare bis schwach turbulente Flammen stabilisiert werden. Außerdem können Gasströmungen mit unterschiedlichen Flüssen sowie Zusammensetzungen erzeugt werden. Durch einen 2 mm breiten, 60 mm langen sowie 10 mm tiefen Schlitz erfolgt der Gaseinlass, bevor sich ein 120 mm langer und 6 mm breiter Schlitz, in dem das Strömungsprofil erzeugt wird, anschließt.

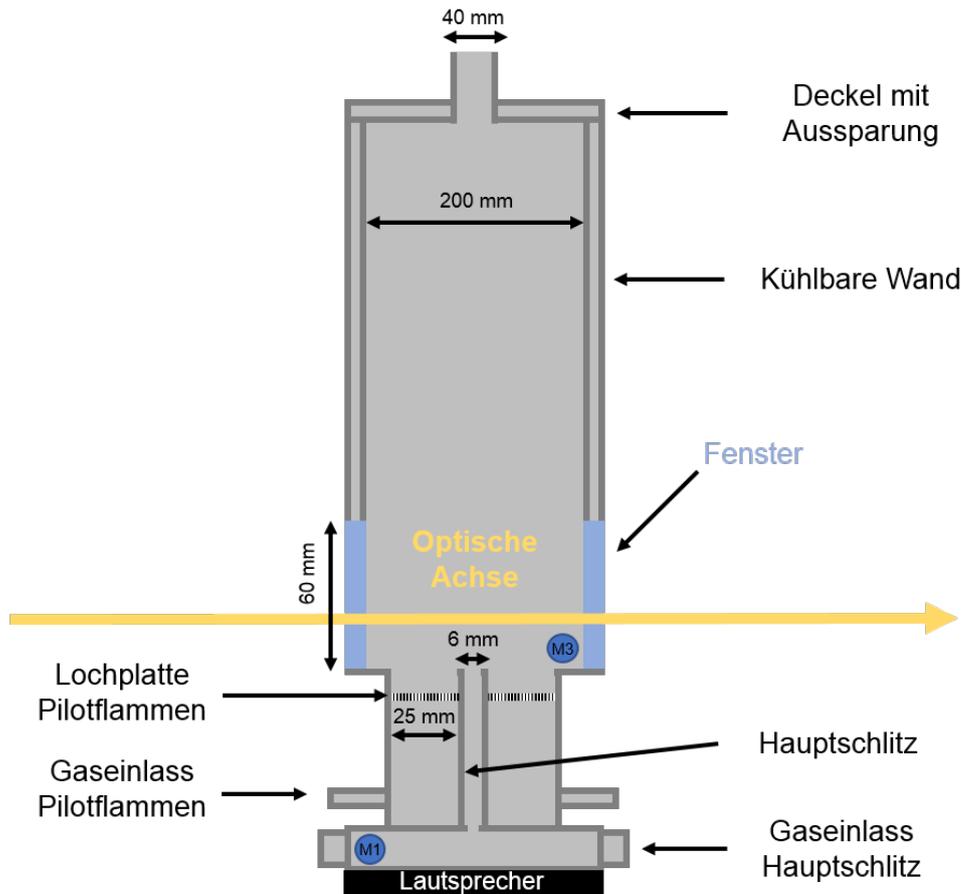


Abbildung 7.1: Schematische Darstellung der Brennkammer zur Untersuchung laminarer Helium-Luft-Strömungen. Die Brennkammer wurde zur Stabilisierung vorge-mischter laminarer bis leicht-turbulenter Methan-Luft-Flammen konstruiert. Deswegen können die Wände der Brennkammer, der Deckel und der Flam-menhalter gekühlt werden. Aufgrund von zwei Fenstern sind Schlierenuntersuchungen entlang der optischen Achse möglich. Der Flammenhalter weist neben einem Schlitz für die Hauptflamme Lochplatten zur Stabilisierung von Pilot-flammen links und rechts von der Hauptflamme auf. Nach unten hin wird der Flammenhalter durch einen Lautsprecher gasdicht abgeschlossen. Bei M1 und M3 handelt es sich um Mikrofone.

Darüber hinaus befindet sich an beiden Seiten des soeben beschriebenen Schlitzes jeweils eine 25 mm breite Platte, die zur Stabilisierung von Pilotflammen dient. Diese Lochplatten sind 5 mm dick und 10 mm unterhalb der Hauptflamme lokalisiert, so dass keine Beeinflussung der Verbrennungschemie oder des akustischen Verhaltens der Hauptflamme erfolgt. Die einzelnen Löcher weisen jeweils einen Durchmesser von 1 mm auf. Diese Pilotflammen können wiederum die Hauptflamme auf dem Schlitz stabilisieren, da sie hochreaktives Abgas erzeugen und die Hauptflamme somit eine Abschirmung gegenüber anderen Strömungen in der Brennkammer erfährt. Darüber hinaus erzeugen die Pilotflammen reaktive Radikale, die wiederum die Kettenreaktion der Verbren-

nung zu jedem Zeitpunkt neu starten können. Der Flammenhalter kann ebenso wie der Rest der Brennkammer durch eine integrierte Wasserkühlung effektiv gekühlt werden. Beim Übergang der Brennkammer auf den Flammenhalter sind im unteren Teil der Brennkammer zwei Fenster aus Quarzglas gegenüber voneinander angebracht, sodass Schlierenuntersuchungen entlang der optischen Achse möglich sind.

Detektion Um das Untersuchungsobjekt in dieser Brennkammer umfassend charakterisieren zu können, befinden sich sowohl in der Brennkammer als auch im Gaseinlass des Flammenhalters Mikrofone (Brüel & Kajer, Typ: 4958), sodass Druckschwankungen detektiert werden können. Hierbei befindet sich Mikrofon 1 am Gaseinlass des Flammenhalters, während Mikrofon 3 über ein 30 cm langes Rohr, das einen Durchmesser von 8 mm aufweist, mit der Brennkammer verbunden ist. Das Rohr befindet sich 2.5 cm oberhalb des Flammenhalters und wird benötigt, um das Mikrofon vor den hohen Temperaturen in der Brennkammer zu schützen. Mithilfe eines Signalkonditionierers (Brüel & Kajer, NEXUS Vier-Kanal-DeltaTron Verstärker, Typ: 2693-A-0S4) werden die Mikrofone mit Spannung versorgt. Die OH*- und die CH*-Chemilumineszenz können anhand von zwei Photomultipliern (Hamamatsu H9305-05) mithilfe von Quarzglasfasern, die in ein drittes Fenster eingelassen sind, detektiert werden. Dieses Fenster ist im rechten Winkel zur optischen Achse angeordnet. Gegenüber von diesem Fenster befindet sich der Zündeingang, durch den mithilfe einer Hochspannungselektrode das Gasgemisch gezündet werden kann. Die Detektion sowie die Speicherung aller Signale erfolgt in Echtzeit mithilfe einer dSPACE box (Modell ds1103) in Kombination mit einem Analog-Digital-Wandler (vgl. Abschnitt 5.1.1).

7.3.2 Durchgeführte Messungen

Im Rahmen der Masterarbeit der Autorin [58] sind Probleme mit einer großen Anzahl von Kondenswassertropfen auf den Fenstern der Brennkammer aufgetreten, sodass die Bildqualität und der Informationsgehalt der erhaltenen Schlierenbildern negativ beeinflusst wurden. Deswegen werden oberhalb der Fenster, die sich in der optischen Achse befinden, Rinnen aus Silikon (Dirko HT) zum Auffangen der Kondenswassertropfen, die sich an der gekühlten Wand der Brennkammer bilden, angebracht.⁶ Diese Silikonart zeichnet sich durch eine Temperaturbeständigkeit bis zu 250 °C aus. Über jedem der beiden Fenster befinden sich zwei Rinnen, wobei eine der beiden Rinnen nah am Deckel der Brennkammer positioniert wird, um dort erste Tropfen abzufangen. Direkt über den Fenstern befindet sich die zweite Rinne. Da durch diese Veränderungen an

⁶Diese Arbeiten wurden zusammen mit Steffen Schmitt im Rahmen seines Forschungspraktikums durchgeführt.

der Brennkammer auch die Eigenmode dieser Kammer beeinflusst werden kann, muss zu Beginn der Arbeiten mit dieser Brennkammer zunächst ein Frequenzgang zur Charakterisierung der akustischen Eigenschaften durchgeführt werden (vgl. auch [58, 77]). Dadurch wird die Eigenfrequenz der Brennkammer ermittelt, sodass bei der Auswertung der Untersuchung von Strömungen und Flammen beurteilt werden kann, inwiefern das beobachtete Verhalten auch durch die Akustik der Brennkammer beeinflusst wird. Zur Durchführung des Frequenzgangs gibt der Lautsprecher unterschiedliche Frequenzen zwischen 35 Hz und 300 Hz mit einer Amplitude von 0.1 V aus. Die Variation der Frequenz erfolgt in Schritten von 5 Hz. Für jede eingestellte Frequenz werden die Schalldrücke der beiden Mikrofone M1 und M3 für eine Dauer von 10 s anhand der dSPACE box detektiert und gespeichert. Wichtig hierbei ist, dass der Zündeingang verschlossen wird. Die Ergebnisse dieser Messungen können Abschnitt 9.2.1 entnommen werden.

Zur Aufnahme von RGB-Schlierenbildern von laminaren Helium-Luft-Strömungen wird das in Abbildung 5.1 dargestellte Schlierensystem mit der Brennkammer B2 im Strahlengang verwendet. Die Schlierenkante befindet sich, sofern nicht anders angegeben, aufgrund der Strömungsrichtung in horizontaler Ausrichtung. Welche RGBW-LED und Kamera jeweils Einsatz findet, kann Tabelle B.1 entnommen werden. Die verwendeten RGBW-LEDs werden hierbei mit dem kommerziell erhältlichen Gardasoft-Treiber angesteuert. Die Triggerung des Gardasoft-Treibers erfolgt extern mit einem DG535-Pulsgeber, über den die zeitliche Synchronisation der Lichtpulse mit der Auslösung der Kamera erfolgt. Die interne Frequenz der Triggerung des DG535-Pulsgebers beträgt 1 Hz. Außerdem muss jeweils die Kameraverzögerung der verwendeten Kamera berücksichtigt werden, die ebenfalls Tabelle B.1 zu entnehmen ist.

Zunächst werden 10 slm Helium (Linde, 4.6) in die Brennkammer eingeleitet und RGB-Schlierenbilder aufgenommen, bis kein Gradient in den Bildern mehr sichtbar ist. In diesem Fall ist die Brennkammer zu einem großen Teil mit Helium gefüllt. Anschließend wird solange Druckluft mit variablen Flüssen zwischen 30 slm und 50 slm eingeleitet und es werden RGB-Schlierenbilder aufgenommen, bis wiederum kein Gradient mehr zu erkennen ist. Bevor die nächste Messreihe begonnen wird, wird die Kammer für wenige Minuten mit Druckluft gespült. Die Einleitung der Gase erfolgt mithilfe von Masseflussreglern (MFC) der Firma MKS Instruments und sowohl Helium (MFC mit max. Fluss von 20 slm) als auch die Druckluft (MFC mit max. Fluss von 50 slm) werden über den Hauptschlitz des Flammenhalters eingeleitet. Die MFCs werden in allen in diesem Abschnitt beschriebenen Experimenten über einen *Multi Gas Controller* (MKS Instruments, Multi Channel Flow Ration/Pressure Controller Type 647C)

betrieben. Der Fehlerbereich bei der Einstellung der Flüsse liegt bei ± 1 digit [144] im Falle des *Multi Gas Controllers* und für die MFCs beträgt die Genauigkeit ± 1 % des Gesamtflusses [145]. Eine Übersicht über die Strömungsbedingungen ist Tabelle 7.2 zu entnehmen.

Tabelle 7.2: Strömungsbedingungen bei der Untersuchung laminarer Helium-Luft-Strömungen. Mit *Fluss* wird der vorliegende Gesamtfluss bezeichnet und bei *v* handelt es sich um die Strömungsgeschwindigkeit. Mit *Re* wird die Reynolds-Zahl bezeichnet.

	Fluss	Fluss	v	Re
Helium	10 slm	10.77 L/min	24.93 cm/s	8.922
Luft	30 slm	32.31 L/min	74.80 cm/s	198.7
	40 slm	43.08 L/min	99.73 cm/s	264.9
	50 slm	53.86 L/min	124.7 cm/s	331.2

Zur Verbesserung der Sichtbarkeit der Fortbewegung der zu beobachtenden Schlieren erfolgt für einige Messreihen zusätzlich eine akustische Anregung des Systems mithilfe des Lautsprechers, der sich unterhalb des Flammenhalters befindet. Außerdem werden die Signale der Mikrofone für einige Messreihen durch die dSPACE box für eine Dauer von 10 s aufgenommen. Alle für die Messreihen relevanten Parameter sind Tabelle B.1 im Anhang B zu entnehmen. Es werden zahlreiche unterschiedliche Kombinationen an Parametern verwendet, um eine geeignete Konfiguration zur optimalen Untersuchung der laminaren Helium-Luft-Strömung zu ermitteln. Die Messreihen He 5, He 6 sowie He 25 wurden nicht in Tabelle B.1 aufgenommen, da es sich um Testmessreihen handelt, die für eine weitere Auswertung keine Relevanz aufweisen. Für jede Einstellung werden ein Dunkelbild und ein sogenanntes *Pulsdunkelbild* aufgenommen. Hierbei handelt es sich um ein Bild, das die RGB-Pulsfolge, enthält, ohne dass sich ein Schlierenobjekt im Strahlengang befindet. In einigen Fällen werden auch Bilder ohne Schlierenobjekt für jede Farbe der RGB-LED einzeln aufgenommen. Die RGB-Schlierenbilder der laminaren Helium-Luft-Strömung werden in Kapitel 8 zur Entwicklung einer Auswerterroutine zur Berechnung von Geschwindigkeiten ausgehend von Schlierenbildern genutzt. Darüber hinaus erfolgt eine weitergehende Auswertung dieser RGB-Schlierenbilder in Abschnitt 9.2.

7.4 Turbulente Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme

Da die gepulste RGB-Schlierenfotografie als kostengünstige Alternative zu konventionellen Methoden der Hochgeschwindigkeitsfotografie zukünftig Einsatz finden soll, wird ein Untersuchungsobjekt, das eine schnelle Fortbewegung aufweist, benötigt. Hierzu eignet sich die turbulente Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme hervorragend, da sie auf der einen Seite einen hohen Turbulenzgrad aufweist. Auf der anderen Seite können Schlieren aufgrund eines hohen Temperaturunterschiedes im Vergleich zur Umgebungsluft sowie eines von Luft verschiedenen Brechungsindexes deutlich sichtbar ausgebildet werden.

7.4.1 Verwendete Düse

Zur Stabilisierung turbulenter Wasserstoff-Luft-Diffusionsflammen wird die in Abbildung 7.2 a) schematisch dargestellte Messingdüse verwendet, die von Andreas Brockhinke im Rahmen seiner Dissertation verwendet wurde [55] und sich im Schlierenaufbau in Abbildung 5.1 an Position B1 auf einem xyz-Verschiebetisch befindet (Abbildung 7.2 b)). Anhand des xyz-Verschiebetisches wird die Düse so positioniert, dass sie sich in der optischen Achse des Schlierensystems befindet. Die Düse weist einen Durchmesser d von 2 mm auf und befindet sich auf einem 500 mm langen Stahlrohr mit einem Innendurchmesser von 10 mm. Durch dieses Stahlrohr wird der kalte Wasserstoff (Linde) eingeleitet und strömt in die ruhende Außenluft, wo er nach Zündung verbrennt. Der Wasserstoff-Fluss wird anhand eines MFCs (MKS Instruments) mit einem maximalen Fluss von 200 slm geregelt, wobei die Einstellung des gewünschten Flusses mithilfe eines Reduzierventils und nicht über den *Multi Gas Controller* erfolgt. Der innere Verjüngungswinkel der Düse liegt bei 10° , während der äußere Winkel 23° beträgt. Um Rezirkulationszonen vorzubeugen, wurde die Stegbreite am oberen Rand kleiner als 200 μm gewählt. Wird dieser Brenner mit seinem maximalen Durchfluss von 125 slm betrieben, beträgt die thermische Leistung 23 kW und die *lift-off*-Höhe liegt bei 13 mm [55].

7.4.2 Durchgeführte Messungen

Zur Anwendung der gepulsten RGB-Schlierenfotografie auf die turbulente Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme wird der Schlierenaufbau aus Abbildung 5.1 verwendet, wobei sich die Düse an Position B1 im Strahlengang befindet. Es können verschiedene Höhen über der Düse aufgrund der vorhandenen xyz-Verschiebeeinheit untersucht werden, sodass unterschiedliche Sichtbereiche in der *lift-off*-Zone sowie in der Flammenzone

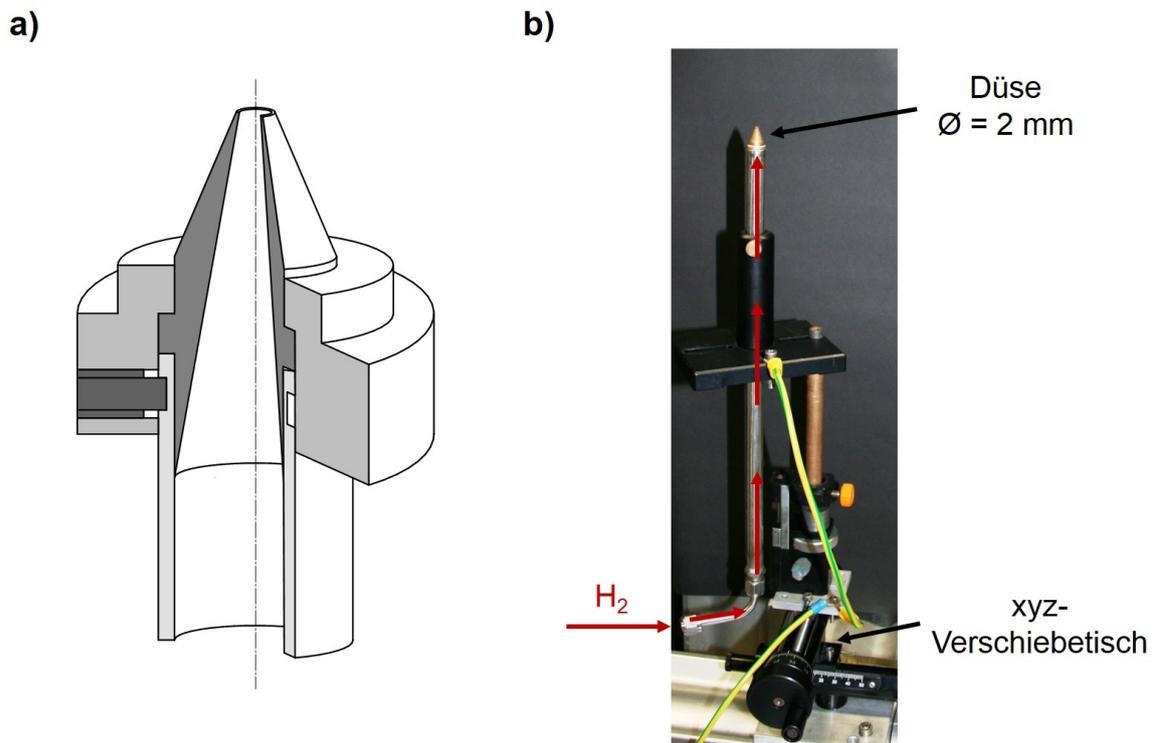


Abbildung 7.2: Darstellung des Aufbaus zur Stabilisierung turbulenter Wasserstoff-Luft-Diffusionsflammen. **a)** Schematische Darstellung der verwendeten Messingdüse mit einem Durchmesser von 2 mm (entnommen aus [55]). **b)** Die Düse wird auf einem xyz-Verschiebetisch montiert und der Wasserstoff wird über ein Stahlrohr eingeleitet und strömt in die ruhende Außenluft, wo er anschließend nach Zündung verbrennt.

zugänglich sind. Zur Angabe der Position über der Düse wird die Höhe x auf den Düsendurchmesser d normiert, sodass der Wert x/D als Angabe der untersuchten Höhe über der Düse dient. Für $x/D = 0$ wird die Düse so platziert, dass sie sich in der optischen Achse befindet. Soll der Wert von x/D erhöht werden, wird die Düse weiter nach unten geschraubt, sodass sie allmählich aus dem Bild verschwindet. Der Wasserstoff-Fluss wird während der Verbrennung variiert und kann die folgenden Werte annehmen: 20 slm, 50 slm, 75 slm, 100 slm, 120 slm. Die Strömungsbedingungen sind Tabelle 7.3 zu entnehmen. Die RGB-LED wird mit dem Gardasoft-Treiber genutzt und die zeitliche Synchronisation zwischen der Kamera sowie der RGB-LED erfolgt mit einer Rate von 1 Hz anhand eines DG535-Pulsgebers, wobei wieder die Kameraverzögerung berücksichtigt werden muss. Die Schlierenkante wird, sofern nicht anders beschrieben, in horizontaler Ausrichtung verwendet. Für jede Messreihe werden ein Dunkelbild, ein Pulsdunkelbild sowie Pulsdunkelbilder der einzelnen Farben der RGB-Leuchtdiode aufgenommen. Eine Übersicht über alle in dieser Messreihe variierten Parameter befindet sich in Tabelle B.2 in Anhang B. Hierbei ist auffällig, dass bei der Verwendung un-

terschiedlicher Kameras zur Aufnahme der Schlierenbilder unterschiedliche Frequenzen und Pulsbreiten zum Einsatz kommen. Dies lässt sich darauf zurückführen, dass die Bildausschnitte dieser Kameras unterschiedlich groß sind und sich somit in ihrer Höhe unterscheiden. In Anlehnung an das Nyquist-Kriterium [38] wird mithilfe des folgenden Zusammenhangs die notwendige Frequenz F für das jeweilige Experiment berechnet.

$$F = \frac{3 \cdot v}{l} \quad (7.1)$$

Bei v handelt es sich um die Strömungsgeschwindigkeit, die im Experiment erwartet wird, und mit l wird die Höhe des Bildausschnitts der jeweiligen Kamera bezeichnet. Die Höhe des Bildausschnittes beträgt für die Kamera DFK41BU02 etwa 38 mm und im Falle der Canon EOS 400D etwa 34 mm. Diese Werte wurden im Laufe des Experiments abgeschätzt. Eine exakte Bestimmung der zugänglichen Sichtbereiche der verwendeten Kameras erfolgt in Abschnitt 8.2.1.

Tabelle 7.3: Strömungsbedingungen bei der Untersuchung turbulenter Wasserstoff-Luft-Diffusionsflammen. *Mit Fluss wird der vorliegende Gesamtfluss bezeichnet und bei v handelt es sich um die Strömungsgeschwindigkeit. Mit Re wird die Reynolds-Zahl bezeichnet.*

	Fluss	Fluss	v	Re
Wasserstoff	20 slm	21.54 L/min	114.3 m/s	2286
	50 slm	53.86 L/min	285.7 m/s	5714
	75 slm	80.78 L/min	428.6 m/s	8571
	100 slm	107.7 L/min	571.4 m/s	11429
	120 slm	129.3 L/min	685.7 m/s	13714

Die Messreihe H_2 1 ist in Tabelle B.2 nicht aufgeführt, da es sich hierbei um die Aufnahme statischer S/W-Schlierenbilder handelt. Hierbei wird eine weiße LED (Cree XM-L LED) als Lichtquelle in Kombination mit einer Lochblende mit einem Durchmesser von 0.5 mm verwendet. Die Bilder werden mit der Kamera DMK41BU02 unter Verwendung einer horizontalen Schlierenkante aufgenommen. Die Belichtungszeit beträgt 0.1 ms bei einer Helligkeit von 63 sowie einer Verstärkung von 501. Es wird eine Blendenzahl von $F/2.8$ verwendet. Es werden alle Flüsse aus Tabelle 7.3 für die Positionen $x/D = 0$, $x/D = 2$ sowie $x/D = 6.5$ untersucht. Die Auswertung der erhaltenen Schlierenbilder erfolgt in Abschnitt 9.1.

7.5 Methan-Luft-Flamme

Da die gepulste RGB-Schlierenfotografie langfristig Anwendung als kostengünstiger Sensor in Regelungsexperimenten zur Stabilisierung instabiler Flammen finden soll, wird ein geeignetes Untersuchungsobjekt zur Demonstration dieses Potenzials benötigt. In dieser Arbeitsgruppe wurden bereits oszillierende Methan-Luft-Flammen als Modellflammen für instabile Verbrennungsprozesse in Gasturbinen erfolgreich eingesetzt und charakterisiert [77]. Da in der Masterarbeit der Autorin [58] gezeigt wurde, dass es bei der Untersuchung von Methan-Luft-Flammen zur Ausbildung von Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten kommt und diese mit Schlierenuntersuchungen charakterisiert werden können, werden Untersuchungsobjekte aus dieser Arbeit [58] verwendet, um die Demonstration als Sensor in Regelungsexperimenten durchführen zu können. Bei Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten handelt es sich um die Wirbelbildung in der Scherschicht von zwei Fluiden, die sich mit unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten fortbewegen. Hierdurch kann sich ein Flammenflackern (*flame flickering*) mit einer Frequenz von 10 Hz bis 20 Hz ausbilden, das anhand von Schlierenuntersuchungen visualisiert werden kann.⁷

7.5.1 Durchgeführte Messungen

Zur Untersuchung von Methan-Luft-Flammen wird die in Abschnitt 7.3.1 beschriebene Brennkammer verwendet. Auf den beiden Lochplatten werden vorgemischte laminaire Methan-Luft-Flammen (Methan: Linde, 2.5) mit einer Stöchiometrie ϕ von 1.20 sowie einem Gesamtfluss von 8 slm stabilisiert. Zur Erzeugung der Kelvin-Helmholtz-Instabilität und dem damit verbundenen Flammenflackern wird ein Luftfluss mit unterschiedlichen Flussgeschwindigkeiten (10 slm, 20 slm, 40 slm, 80 slm, 120 slm) durch den Hauptschlitz über einen MFC mit einem maximalen Fluss von 200 slm (MKS Instruments) eingeleitet, sodass es zu einer Ausbildung einer Scherschicht kommen kann. Die Strömungsbedingungen sind in Tabelle 7.4 zusammengefasst. Darüber hinaus erfolgt eine akustische Anregung des Systems bei einem Luftfluss von 20 slm mit dem Lautsprecher, der sich unterhalb des Flammenhalters befindet. Hierbei werden eine Frequenz von 100 Hz sowie eine Amplitude von 0.5 V für den Betrieb des Lautsprechers ausgewählt. Für jede Messreihe werden für 10 s die Mikrofon- und Chemilumineszenz-Signale mit der dSPACE box aufgenommen und gespeichert.

⁷Details hierzu sind [58] zu entnehmen.

Tabelle 7.4: Strömungsbedingungen bei der Untersuchung von Methan-Luft-Flammen. *Mit Fluss wird der vorliegende Gesamtfluss bezeichnet und bei v handelt es sich um die Strömungsgeschwindigkeit. Mit Re wird die Reynolds-Zahl bezeichnet.*

	Fluss	Fluss	v	Re
Flamme ($\phi = 1.20$)	8 slm	8.658 L/min	52.80 cm/s	132.0
Luft	10 slm	10.77 L/min	24.93 cm/s	66.23
	20 slm	21.54 L/min	49.87 cm/s	132.5
	40 slm	43.08 L/min	99.73 cm/s	264.9
	80 slm	86.17 L/min	199.5 cm/s	529.9
	120 slm	129.3 L/min	299.2 cm/s	794.8

Die Aufnahme der RGB-Schlierenbilder erfolgt mit dem Schlierenaufbau aus Abbildung 5.1 an der Position B2. Die Schlierenkante befindet sich, sofern nicht anders erwähnt, in horizontaler Ausrichtung. Als Kamera wird hierbei die wissenschaftliche CCD-Kamera eingesetzt, da sich diese bereits in Experimenten zur Regelung instabiler Verbrennungsprozesse in dieser Arbeitsgruppe bewährt hat. Die Blendenzahl der Kamera beträgt in diesem Fall $F/2.8$. Als Lichtquelle dient die Saber Z4 RGBW-LED, da diese im Rahmen dieser Dissertation am besten optisch charakterisiert werden konnte und keine Epoxidkuppel oberhalb des Halbleiters aufweist. Die RGBW-LED wird mit dem Gardasoft-Treiber betrieben und die zeitliche Synchronisation zwischen der RGBW-LED und der Kamera wird wieder anhand eines DG535-Pulsgebers ermöglicht, wobei hierbei eine Kameraverzögerung von $50 \mu\text{s}$ verwendet wird und die Frequenz der internen Triggerung 1 Hz beträgt. Für jede verwendete Einstellung erfolgt wiederum die Aufnahme eines Dunkelbildes, eine Pulsdunkelbildes sowie von Pulsdunkelbildern der einzelnen Farben. Eine Übersicht über alle in diesem Experiment variierten Parameter ist Tabelle B.3 in Anhang B zu entnehmen. Die Auswertung der erhaltenen Messdaten erfolgt in Abschnitt 9.3.

8 Bildauswertung

In diesem Kapitel soll ein Vorgehen zur Auswertung der erhaltenen RGB-Schlierenbilder entwickelt werden. Zunächst erfolgt eine digitale Bildverarbeitung, um den größtmöglichen Informationsgehalt aus den Schlierenbildern zu extrahieren (vgl. auch Kapitel 3). Anschließend erfolgt eine Kalibration der Ortsachse im Strahlengang sowie des räumlichen Versatzes der RGB-Lichtpulse im resultierenden Schlierenbild. Die Bestimmung der Geschwindigkeitsvektoren ausgehend von den RGB-Schlierenbildern kann entweder über ein manuelles Vorgehen mithilfe der Programme SUAP [130] und GIMP [70] oder über ein Python-Programm zur Berechnung des optischen Flusses erfolgen.

8.1 Digitale Bildverarbeitung zur Optimierung der Bildqualität

Da Settles in seinem Buch [20] bereits auf den Nutzen einer nachträglichen digitalen Bildverarbeitung zur Verbesserung der Bildqualität der Schlierenbilder verweist, soll in diesem Abschnitt in Anlehnung an die Informationen aus Kapitel 3 eine Routine zur digitalen Bildverarbeitung der RGB-Schlierenbilder entwickelt werden. Ziel soll es hierbei sein, Nachteile durch geringe Lichtintensität auszugleichen und die Sensitivität zu erhöhen. Zur Durchführung der digitalen Bildverarbeitung wird das Grafikprogramm GIMP (Version 2.10) verwendet. Der Vorteil dieses Programms besteht neben seinen umfangreichen Funktionen darin, dass es kostenlos ist und aufgrund umfangreicher Dokumentation (zum Beispiel [70]) leicht zu bedienen ist. Als Arbeitsformat wird in GIMP das XCF-Format mit verlustfreier Kompression verwendet. Sollen Zwischenschritte gespeichert werden, werden die Bilder in das png-Format exportiert, da hierbei keine irreversiblen Verluste an Bildinformation durch Kompression auftreten. Ein weiterer Vorteil von GIMP besteht darin, dass anhand des Plugins *David's Batch Processor (DBP)* eine Stapelverarbeitung mehrerer Bilder möglich ist. Hierbei können grundlegende Operationen wie skalieren, drehen, zuschneiden usw. auf eine große Bildmenge gleichzeitig angewendet werden [70].

8.1.1 Beurteilung der Beleuchtungsqualität durch ein Grauwert histogramm

Wie bereits in Abschnitt 3.1 beschrieben, eignet sich das Grauwert histogramm eines Bildes, um die Beleuchtungsqualität des betrachteten Bildes zu analysieren und zu beurteilen. In Abbildung 8.1 sind die Histogramme für zwei RGB-Schlierenbilder sowohl aus der Messreihe He 13 im jpg-Format (a)) als auch aus He 23 im Rohdatenformat (b)) dargestellt. Die Histogramme gelten für alle Farbkanäle und wurden mithilfe von GIMP erstellt, nachdem das Pulsdunkelbild abgezogen wurde, da diese Bilder als Grundlage für die anschließende digitale Bildverarbeitung und Bildauswertung dienen. Für beide Histogramme wird auf den ersten Blick deutlich, dass unterbelichtete Bilder vorliegen. Die Grauwerte sind deutlich zu niedrigen Werten verschoben und es liegt eine starke Häufung des niedrigsten Grauwerts 0 vor. Darüber hinaus kann anhand des Histogramms festgestellt werden, dass die Bilder eine geringe Dynamik aufweisen, da lediglich wenige der zur Verfügung stehenden Grauwerte in den Bildern genutzt werden. Als Folge weisen diese Bilder ebenfalls einen geringen Kontrast auf, da sich die Grauwerte des Hintergrundes wenig von den Grauwerten des Untersuchungsobjektes unterscheiden. Folglich ist es wichtig, die Qualität der RGB-Schlierenbilder mittels digitaler Bildverarbeitung zu optimieren. Deswegen wird in den folgenden Abschnitten (Abschnitt 8.1.2 und 8.1.3) ein Vorgehen zur Anwendung der digitalen Bildverarbeitung auf RGB-Schlierenbilder sowohl im jpg-Format als auch im Rohdatenformat entwickelt.

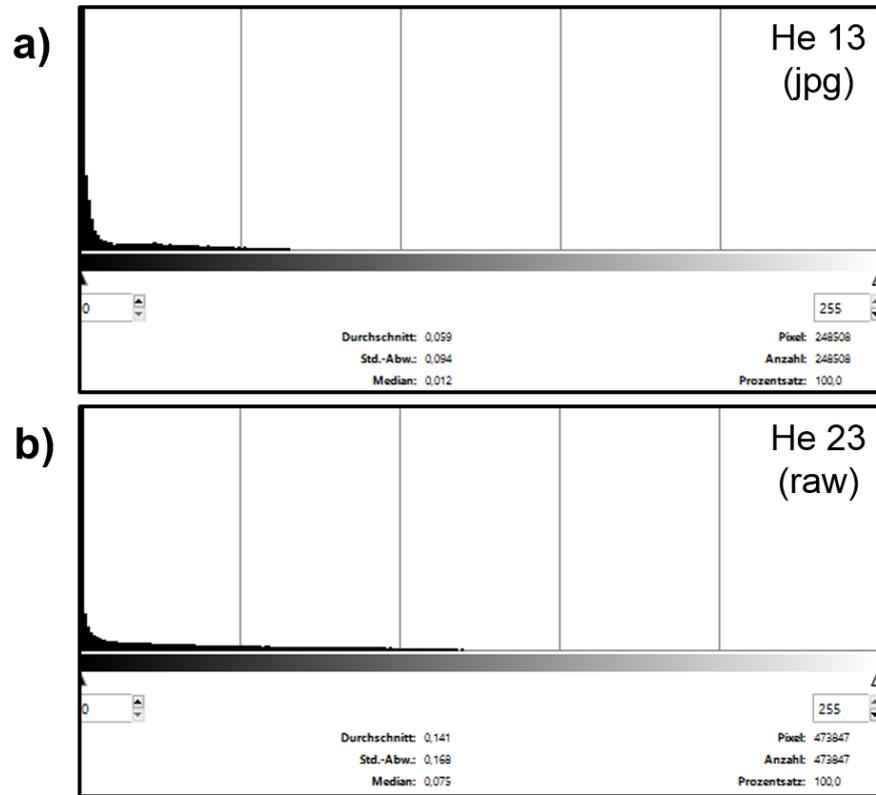


Abbildung 8.1: Beurteilung der Beleuchtungsqualität von RGB-Schlierenbildern anhand von Histogrammen. Die Histogramme wurden anhand von GIMP erstellt und gelten für alle Farbkanäle des Bildes. **a)** Histogramm für ein RGB-Schlierenbild im komprimierten jpg-Format für die Messreihe He 13. **b)** Histogramm für ein RGB-Schlierenbild im Rohdatenformat für die Messreihe He 23. In beiden Histogrammen liegt eine Häufung der niedrigen Grauwerte und vor allem des Grauwertes 0 vor, da die Bilder unterbelichtet sind. Infolgedessen liegen eine geringe Dynamik sowie ein schwacher Kontrast vor.

8.1.2 Bildverarbeitung: RGB-Schlierenbilder im jpg-Format

Im Folgenden werden an einer ausgewählten Messreihe der Helium-Luft-Schlierenbilder (He 13, vgl. Tabelle B.1) unterschiedliche Schritte der digitalen Bildverarbeitung sowohl einzeln als auch in verschiedenen Kombinationen für das komprimierte Bilddatenformat jpg durchgeführt und die erhaltenen Ergebnisse diskutiert. Das jpg-Bildformat wird von beiden Kameras zur Verfügung gestellt und deswegen als erstes betrachtet. Eine Betrachtung von Bildern im Rohdatenformat erfolgt in Abschnitt 8.1.3. Bei der Messreihe He 13 wird die wissenschaftliche CCD-Kamera DFK41BU02 verwendet und die Saber Z4 RGBW-LED sendet eine rot-blau-Pulsfolge aus. Diese Pulsfolge weist den Vorteil auf, dass der blaue und der rote Kanal spektral stark voneinander getrennt sind (vgl. auch Abschnitt 6.3.2), sodass keine gegenseitige Beeinflussung der einzelnen Farbkanäle erwartet und die Auswertung somit erleichtert wird. Eine Übersicht über die angewendeten Operationen der digitalen Bildverarbeitung sowie deren Effekte sind Tabelle C.1 in Anhang C zu entnehmen. Darüber hinaus sind die für die verschiedenen Schritte der digitalen Bildverarbeitung resultierenden Schlierenbilder in den Abbildungen 8.2 sowie 8.3 in Form einer Übersicht dargestellt. Bei den Operationen Nr. 1 bis Nr. 3 handelt es sich um die Subtraktion des Dunkelbildes, des Pulsdunkelbildes sowie beider Dunkelbilder nacheinander, wobei für die RGB-Schlierenbilder im jpg-Format lediglich die Operation Nr. 2 von Bedeutung ist, da bei komprimierten Bildformaten kein Dunkelstrom vorliegt (vgl. auch Abschnitt 6.3.2). Die Subtraktion des Pulsdunkelbildes (Nr. 2) führt dazu, dass der Hintergrund schwarz wird, sodass sich die Schliere deutlicher vom Hintergrund abhebt (Abbildung 8.2 Nr. 2). Die Subtraktion der Dunkelbilder kann in GIMP durchgeführt werden, indem der Ebenenmodus *Abziehen* verwendet wird. Hierbei werden die Pixelwerte der oberen Ebene von der unteren Ebene subtrahiert. Allgemein gilt, dass Bilder in GIMP immer in Form von sogenannten *Ebenen* geöffnet und bearbeitet werden. Eine Ebene kann als durchsichtige Folie angesehen werden, auf die etwas gezeichnet werden kann oder die bereits eine Zeichnung in Form des vorliegenden Bildes enthält. Es können beliebig viele Folien übereinander gelegt werden, sodass aus der Summe aller übereinanderliegenden Folien das Gesamtbild erhalten wird [70]. Alle Operationen der Bildverarbeitung ab Nr. 4 werden basierend auf dem Schlierenbild durchgeführt, bei dem zunächst das Pulsdunkelbild abgezogen und anschließend informationsarme Bereiche abgeschnitten wurden. Dieser zweite Schritt führt häufig zu verbesserten Ergebnissen bei der digitalen Bildverarbeitung und kann in GIMP mithilfe des Werkzeuges *Zuschneiden* realisiert werden. Ab Operation Nr. 17 werden Kombinationen unterschiedlicher Schritte der Bildverarbeitung angewendet. Hierbei erfolgt eine Ausführung der einzelnen Schritte in der Reihenfolge von links nach rechts.

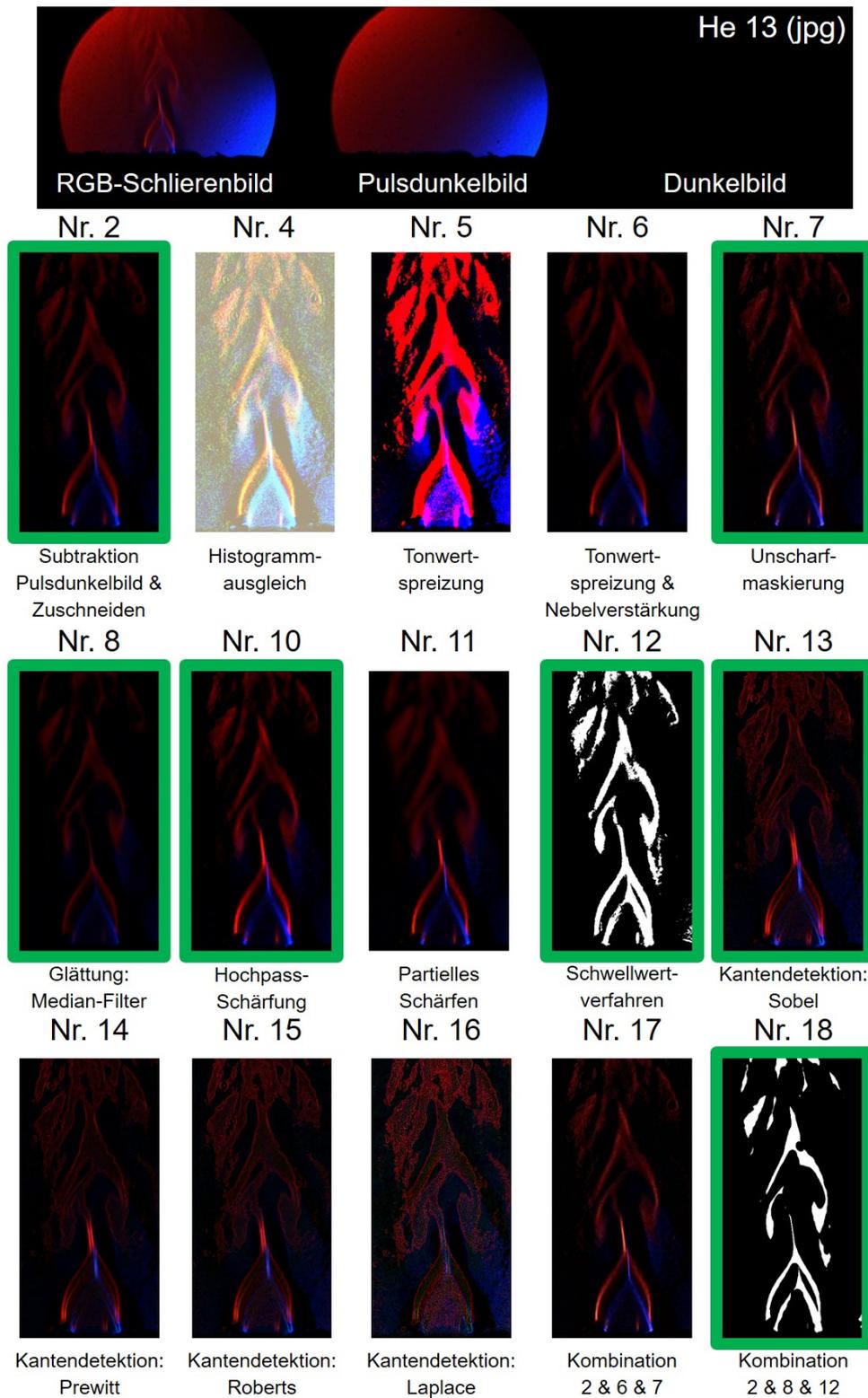


Abbildung 8.2: Übersicht über die Schritte der digitalen Bildverarbeitung an einem RGB-Schlierenbild im jpg-Format (Teil 1). Oben sind das RGB-Schlierenbild (links), das Pulsdunkelbild (Mitte) sowie das Dunkelbild (rechts) der Messreihe He 13 dargestellt. Bei der Operation Nr. 1 handelt es sich um die Subtraktion des Dunkelbildes, die für Bilder im komprimierten jpg-Format keine Relevanz hat und somit nicht durchgeführt wird. Nach Abzug des Pulsdunkelbildes (Nr. 2) werden unterschiedliche Operationen der digitalen Bildverarbeitung sowie deren Kombinationen in den Bildern Nr. 4 bis Nr. 18 dargestellt.

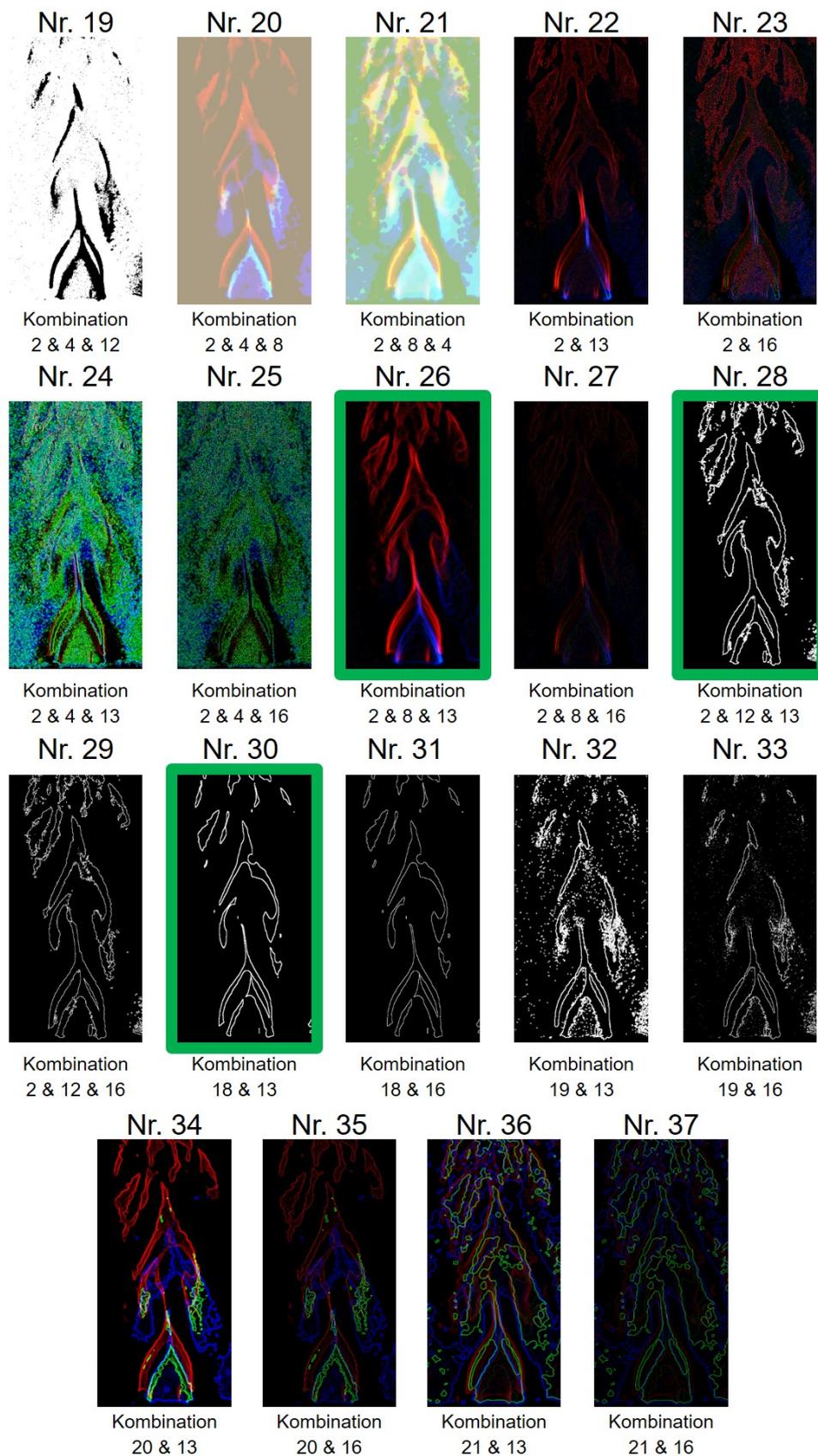


Abbildung 8.3: Übersicht über die Schritte der digitalen Bildverarbeitung an einem RGB-Schlierenbild im jpg-Format (Teil 2). In den Bildern Nr. 19 bis Nr. 37 sind die Effekte verschiedener Kombinationen von Operationen der digitalen Bildverarbeitung auf ein RGB-Schlierenbild der Messreihe He 13 dargestellt.

Der Histogrammausgleich (Nr. 4) kann in GIMP anhand der Funktion *Abgleichen* durchgeführt werden, indem die Helligkeitswerte so eingestellt werden, dass sie möglichst gleich verteilt sind. Allerdings führt dies für das vorliegende RGB-Schlierenbild zu einer starken Verpixelung sowie einer Konturverbreiterung (Abbildung 8.2). Im Falle der Tonwertspreizung (Nr. 5) handelt es sich um eine lineare Kontrastverstärkung bzw. um eine Kontrastspreizung, die für jeden Farbkanal einzeln durchgeführt wird. Diese Operation führt ebenfalls zu einer deutlichen Verbreiterung der Konturen. Wird im Anschluss an die Tonwertpreizung eine weitere Korrektur der Farbkurven (sogenannte Nebelverstärkung, Nr. 6) vorgenommen, werden die Strukturen wieder schmaler. Allerdings wird im diesen Fall wieder das Ausgangsbild Nr. 2 erhalten. Durch Verwendung der Unschärfmaskierung (Nr. 7) wird eine leichte Zunahme der Schärfe beobachtet. In GIMP sollte die Unschärfmaskierung im sogenannten LAB-Farbmodus erfolgen. Dieser Modus zeichnet sich dadurch aus, dass der L-Kanal (*Luminance*) die Helligkeitsinformation unabhängig von der Farbinformation enthält. Der Vorteil bei der Verwendung dieses Modus besteht darin, dass weniger weiße Säume und weniger Farbrauschen entstehen. Außerdem besteht ein weiterer Vorteil darin, dass weniger Artefakte bei der Verarbeitung von Bildern im jpg-Format auftreten [70]. Bei der Einstellung des zur Unschärfmaskierung verwendeten Filters in GIMP wird der Radius auf 5 gesetzt, die Menge auf 1 und der Schwellwert auf 0. Wird zur Glättung ein Median-Filter (Nr. 8) verwendet, werden schmalere Strukturen im unteren Bereich beobachtet, während es zu einem Informationsverlust im oberen Bereich kommt. Die Anwendung des Gauß-Filters führt zu einer Verschmierung des Bildes, sodass der Filter nicht angewendet wird und deswegen in Abbildung 8.2 nicht enthalten ist. Die Hochpass-Schärfung (Nr. 10) weist den Vorteil auf, dass sie lediglich wenig unerwünschte Artefakte erzeugt [70]. Außerdem werden im Falle des vorliegenden RGB-Schlierenbilds die vorliegenden Strukturen besser erkannt. Im Vergleich zum partiellen Schärfen (Nr. 11), bei dem nur einzelne Bildbereiche geschärft werden, werden identische Ergebnisse erhalten. Allerdings ist die Hochpass-Schärfung in GIMP von der Handhabung einfacher, sodass diese Methode zur Bildschärfung bevorzugt verwendet wird. Bei dem Schwellwertverfahren (Nr. 12) handelt es sich um eine vielversprechende Methode der digitalen Bildverarbeitung, um die Strukturen im RGB-Schlierenbild hervorzuheben. Die Strukturen sind nach Anwendung dieser Operation deutlicher zu erkennen, auch wenn eine leichte Verbreiterung der Konturen vorliegt. Da ein S/W-Bild erhalten wird, wird der größte Effekt mit dem Schwellwertverfahren erzielt, wenn das RGB-Schlierenbild zunächst in die einzelnen Farbkanäle zerlegt wird. Um dem Effekt der Verbreiterung der Konturen entgegen wirken zu können, sollte zunächst eine Glättung mit dem Median-Filter erfolgen, bevor das Schwellwertverfahren durchgeführt wird (vgl. Nr. 18). Weiterhin werden verschiedene

Filter zur Kantendetektion getestet. Der Sobel-Filter (Nr. 13) führt dazu, dass die im Bild enthaltenen Strukturen durch Kanten umrundet und Strukturen im oberen Bildbereich besser sichtbar werden. Wird zur Kantendetektion der Prewitt-Filter (Nr. 14) eingesetzt, werden keine Unterschiede im Vergleich zum Sobel-Filter beobachtet. Durch Verwendung des Roberts-Filters (Nr. 15) zur Kantendetektion können die Strukturen im oberen Bereich etwas besser beobachtet werden. Da dieser Effekt nicht so stark ausgeprägt ist, wird im Folgenden in der Regel der Sobel-Filter zur Kantendetektion verwendet. Der Laplace-Filter (Nr. 16) führt zu einer Verpixelung des Bildes und die Kanten sind nicht gut zu erkennen.

Kombinationen Im Folgenden werden unterschiedliche Kombinationen der soeben beschriebenen Schritte zur digitalen Bildverarbeitung getestet. Bei Nr. 17 handelt es sich um eine Kombination der linearen Kontrastverstärkung mit einer Unschärfmaskierung, die Settles im Rahmen seines Buches [20] für die Bildverarbeitung in Schlierenanwendungen empfohlen hat. Für das vorliegende Beispielbild aus der RGB-Schlierenfotografie wird allerdings kein veränderter Effekt im Vergleich zu der Unschärfmaskierung in Nr. 7 beobachtet. Bei den verwendeten Kombinationen erweisen sich lediglich wenige dieser als Verbesserung im Vergleich zu den einzeln ausgeführten Operationen. Die Kombination Nr. 18 wurde bereits im Vergleich zu Nr. 12 im vorangegangenen Abschnitt diskutiert. Als vielversprechend hat sich die Kombination Nr. 26 (Abbildung 8.3) gezeigt, die zunächst eine Glättung mithilfe des Median-Filters durchführt, bevor anschließend eine Kantendetektion mit dem Sobel-Filter erfolgt. Dies führt zu einer guten Sichtbarkeit der Strukturen vor allem im oberen Bildbereich. Darüber hinaus wird im Falle von Kombination Nr. 28 zunächst das Schwellwertverfahren angewendet, bevor wiederum eine Kantendetektion mit dem Sobel-Filter erfolgt. Hierbei werden die Kanten im resultierenden S/W-Bild als sehr schmale Linien dargestellt. Als letzte vielversprechende Kombination ist Nr. 30 zu nennen. Hierbei erfolgt zunächst eine Glättung mit dem Median-Filter, bevor das Schwellwertverfahren und die Kantendetektion mit dem Sobel-Filter angewendet werden. Es resultiert zwar ein Bild, in dem weniger Strukturen sichtbar sind als im Falle von Nr. 29, allerdings sind die enthaltenen Konturen deutlich schmaler.

Fazit digitale Bildverarbeitung Es konnte in diesem Abschnitt gezeigt werden, dass sich unterschiedliche Operationen der digitalen Bildverarbeitung sowie deren Kombinationen unterschiedlich auf die Qualität der RGB-Schlierenbilder auswirken. Die Schritte der Bildverarbeitung, die für die Auswertung der vorliegenden RGB-Schlierenbilder als vielversprechend scheinen, werden noch einmal zusammengefasst. Diese Operationen

der digitalen Bildverarbeitung sind in den Abbildungen 8.2 und 8.3 jeweils mit einem grünen Kasten hervorgehoben.

- Nr. 1 bis Nr. 3: Subtraktion der Dunkelbilder
- Nr. 7: Unschärfmaskierung
- Nr. 8: Glättung durch Median-Filter
- Nr. 10: Hochpass-Schärfung
- Nr. 12: Schwellwertverfahren (besser: Nr. 18 mit vorheriger Glättung durch Median-Filter)
- Nr. 13: Kantendetektion durch Sobel-Filter
- Nr. 26: Glättung durch Median-Filter und Kantendetektion durch Sobel-Filter
- Nr. 28: Schwellwertverfahren und Kantendetektion durch Sobel-Filter
- Nr. 30: Glättung durch Median-Filter, Schwellwertverfahren und Kantendetektion durch Sobel-Filter

8.1.3 Bildverarbeitung: Rohdatenformat

Jeder Kamerahersteller verwendet für sein Rohdatenformat der Kamera unterschiedliche Dateierweiterungen, welche in der Regel nicht miteinander kompatibel sind. Zur Bearbeitung von Bilddaten im Rohdatenformat kann in GIMP das Plugin *UFRaw* installiert werden. Dieses Plugin ist in der Lage Bilddaten mit der Dateierweiterung CR2, die von der Spiegelreflexkamera Canon EOS 400D zur Verfügung gestellt werden, zu öffnen und zu bearbeiten. Außerdem kann das Plugin auch als eigenständiges Programm unabhängig von GIMP verwendet werden [70].

Die Bilder im Rohdatenformat können nun zur Verbesserung der Bildqualität vorverarbeitet werden und bevor eine weitere Bildverarbeitung analog zu Kapitel 8.1.2 erfolgen kann. Der Funktionsumfang bei der Bildverarbeitung von Rohdaten weicht dabei von dem bei der Bildverarbeitung komprimierter Bilddaten ab. Im GIMP-Handbuch von Wolf [70] wird ein Vorgehen zur Bearbeitung von Rohdatenbildern beschrieben, das im Folgenden anhand der Rohdatenbilder aus der Messreihe He 23 getestet werden soll. Hierbei werden Bilder der blau-rot-Pulsfolge der Saber Z4 RGBW-LED mit der Spiegelreflexkamera Canon EOS 400D sowohl im jpg-Format als auch im Rohdatenformat aufgenommen. In Abbildung 8.4 befindet sich eine Übersicht über die einzelnen Schritte

sowie deren Effekte bei der Entwicklung eines Rohdatenbildes nach der Methode von Wolf [70]. Zu Beginn wird festgestellt, dass der große Nachteil der Bildverarbeitung von Rohdatenbildern darin besteht, dass sich die Bilder nach der Verarbeitung nicht mehr im ursprünglichen Rohdatenformat speichern lassen, da es sich bei den jeweiligen Formaten um spezielle Spezifikationen der jeweiligen Kamerahersteller handelt. Deswegen wird zur Speicherung der in *UFRaw* bearbeiteten Bilder das png-Format (24-bit [70]) verwendet, da hier verlustfreie Kompression zum Einsatz kommt. Im Unterschied zu der Bildverarbeitung der Bilder im jpg-Format werden alle im Folgenden beschriebenen Operationen hintereinander durchgeführt, da sie aufeinander aufbauen. Zunächst sollen sowohl das Dunkelbild als auch das Pulsdunkelbild vom RGB-Schlierenbild subtrahiert werden. Hierbei tritt die Problematik auf, dass lediglich ein Dunkelbild in das Programm eingeladen werden kann. Deswegen wird immer lediglich das Pulsdunkelbild abgezogen (Nr. 2), da dies dazu führt, dass die Schliere vor einem schwarzen Hintergrund deutlicher sichtbar ist. Dieser Effekt wurde schon bei der Bildverarbeitung im jpg-Format (Abschnitt 8.1.2) als sehr hilfreich empfunden. Rohdatenbilder weisen zwar ein hohes Dunkelstromlevel auf (vgl. Abbildung 6.18), allerdings behindert dies nicht die Auswertung der Schlierenbilder, da es die Sichtbarkeit der Schlieren nicht signifikant beeinflusst. Im RGB-Schlierenbild, das in Abbildung 8.4 exemplarisch ausgewertet wird, ist die Schliere im blauen Kanal in Bild Nr. 2 kaum sichtbar. Anschließend erfolgt wieder ein Zuschneiden des Bildes (Nr. 2), um informationsarme Bereiche zu entfernen. Als nächster Schritt erfolgt ein Weißabgleich (Nr. 3), indem der Wert *Temperatur* angepasst wird. Hierdurch wird die blaue Struktur deutlich hervorgehoben. Außerdem verschwinden störende Schraffierungen im Randbereich des Bildes. Dieser Schritt ist nicht zwingend notwendig für eine spätere Bildauswertung, allerdings trägt er zu einer Verbesserung des optischen Eindrucks des Bildes bei. Eine Anpassung der Belichtung (Nr. 4) führt dazu, dass sowohl die blaue als auch die rote Struktur noch schärfer werden. Hierzu wird die Histogrammkurve manuell so angepasst, dass die Strukturen im unteren Bereich sehr deutlich sichtbar werden. Eine abschließende Farbkorrektur (Nr. 5) führt zu einer zusätzlichen Hervorhebung der blauen Struktur. Ein Vorteil der Bildbearbeitung in *UFRaw* besteht darin, dass kontinuierlich ein Live-Histogramm vorliegt, das Auskunft darüber gibt, welche Kanäle zu welchem Anteil unter- oder überbelichtet sind, sodass während jedes Bearbeitungsschrittes diese Informationen verfolgt werden können.

Fazit: Digitale Bildverarbeitung an Rohdaten Im Allgemeinen lässt sich Abbildung 8.4 entnehmen, dass die Entwicklung des Rohdatenbildes nach der Methode von Wolf [70] zu einer deutlichen Verbesserung der Sichtbarkeit der Schlieren im roten und vor allem im blauen Farbkanal führt und somit der optische Eindruck des Bildes verbessert wird. Deswegen sollten diese Schritte immer durchgeführt werden, bevor eine weitere Auswertung der Bilder erfolgt. Anschließend erfolgt eine Bildverarbeitung wie in Abschnitt 8.1.2 beschrieben.

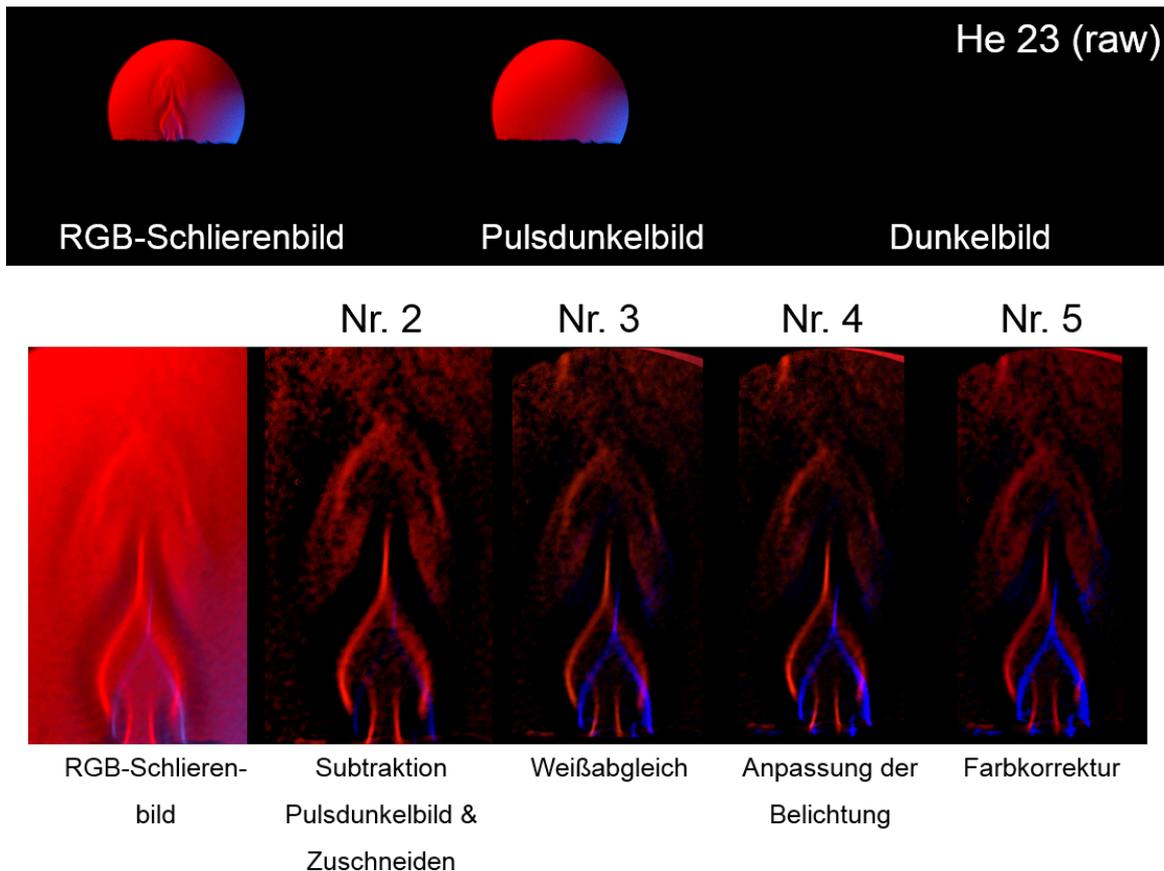


Abbildung 8.4: Übersicht über die Entwicklung eines Rohdatenbildes am Beispiel der Messreihe He 23. Nach der Subtraktion des Dunkelbildes erfolgen alle Schritte aufeinander aufbauend. Es wird deutlich, dass dieses Vorgehen zu einer deutlich verbesserten Sichtbarkeit der Strukturen im roten und vor allem im blauen Kanal des RGB-Schlierenbildes führt.

8.2 Notwendige Kalibrationsmessungen

8.2.1 Kalibration der Ortsachse im Schlierensystem

Zur Kalibration der Ortsachse im RGB-Schlierenexperiment wird das Strichtarget aus Abbildung 5.15 an unterschiedlichen Positionen im Strahlengang (vgl. Tabelle 7.1) in Abbildung 5.1 platziert und mit einer LED beleuchtet (vgl. auch Abschnitt 7.1). Für die beiden Kameras, die im gepulsten RGB-Schlierenexperiment Anwendung finden (DFK41BU02, Canon EOS 400D), werden an jeder Position Bilder vom Strichtarget aufgenommen und wie in Abschnitt 6.3.1 beschrieben ausgewertet. Es erfolgt eine Bestimmung des Umrechnungsfaktors U_F sowie des im Schlierenexperiment vorliegenden Sichtbereichs sowohl in horizontaler als auch in vertikaler Richtung für das komprimierte jpg-Format. Eine Übersicht über alle erhaltenen Ergebnisse ist Tabelle 8.1 zu entnehmen.

Zunächst einmal kann für beide Kameras festgestellt werden, dass das Strichtarget an den unterschiedlichen Positionen im Strahlengang unterschiedlich gut fokussiert werden kann. Im Falle der wissenschaftlichen CCD-Kamera DFK41BU02 ist das Strichtarget an den Positionen 1, 2a, 2 sowie 2b (vgl. Tabelle 7.1) im Strahlengang lediglich sehr unscharf zu erkennen. Die Kanten der einzelnen Linien in den Liniengruppen sind verwaschen und die Linien können kaum voneinander unterschieden werden. Dennoch ist eine Auswertung zur Bestimmung des Umrechnungsfaktors möglich, auch wenn die Lage der Peaks schwieriger identifiziert werden kann. Deswegen sind die Fehler für die erhaltenen Steigungen in Tabelle 8.1 deutlich größer als an den anderen Positionen. Im Falle von Position 3a, 3 und 3b ist das Bild des Strichtargets deutlich schärfer. Allerdings ist immer noch eine leichte Verbreiterung der Kanten der Linien zu erkennen. Dies führt aber zu keinerlei Problemen in der Auswertung der Peakpositionen, was auch anhand der kleineren Fehlern der Steigung deutlich wird. An Position 4 kann das Strichtarget sehr scharf dargestellt werden, sodass die Kanten und Ecken der Linien deutlich zu erkennen sind. Ähnliche Beobachtungen können im Falle der Spiegelreflexkamera Canon EOS 400D gemacht werden. Allerdings besteht hierbei der Unterschied, dass auch an den Positionen 2a, 2 sowie 2b das Strichtarget scharf im Bild zu erkennen ist. Hierbei kommt es wieder zu einer minimalen Verschmierung der Kanten. Diese Beobachtung spiegelt sich auch in den erhaltenen Fehlern der Steigung wider, da für diese Kamera lediglich an Position 1 ein hoher Fehler erhalten wird. Die unterschiedliche Schärfe des Strichtargets an den Positionen 2a, 2 sowie 2b lässt sich auf die Verwendung zweier unterschiedlicher Objektive zurückführen. Die soeben beschriebene Änderung der Schärfe des Bildes des Strichtargets in Abhängigkeit von der Position im Strahlengang hat auf die Aufnahme von RGB-Schlierenbildern keinen signifikanten Einfluss. In Ab-

Abbildung 8.5 ist sowohl ein RGB-Schlierenbild einer Helium-Luft-Strömung sowie einer turbulenten Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme zu sehen. Beide Bilder wurden mit der Spiegelreflexkamera Canon EOS 400D aufgenommen und in beiden Fällen können die Schlieren scharf abgebildet werden. In der *lift-off*-Zone der Wasserstoff-Flamme können deutlich die Strukturen des nachströmenden kalten Wasserstoffes sowie der sich darüber befindlichen Flamme erkannt werden. Bei der Verwendung der DFK41BU02 könnte das Problem an der Position B1 im Strahlengang auftreten, dass die Schlieren verschmiert aufgenommen werden. Allerdings wird für die Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme, die sich an der Position B1 befindet, nahezu ausschließlich die Spiegelreflexkamera Canon EOS 400D verwendet. Für die Aufnahme von RGB-Schlierenbildern von laminaren Helium-Luft-Strömungen an der Position B2 wird in der Regel die wissenschaftliche CCD-Kamera DFK41BU02 genutzt. Da an dieser Position das Strichtarget scharf dargestellt werden kann, ist es auch möglich, die Schlieren scharf abzubilden.

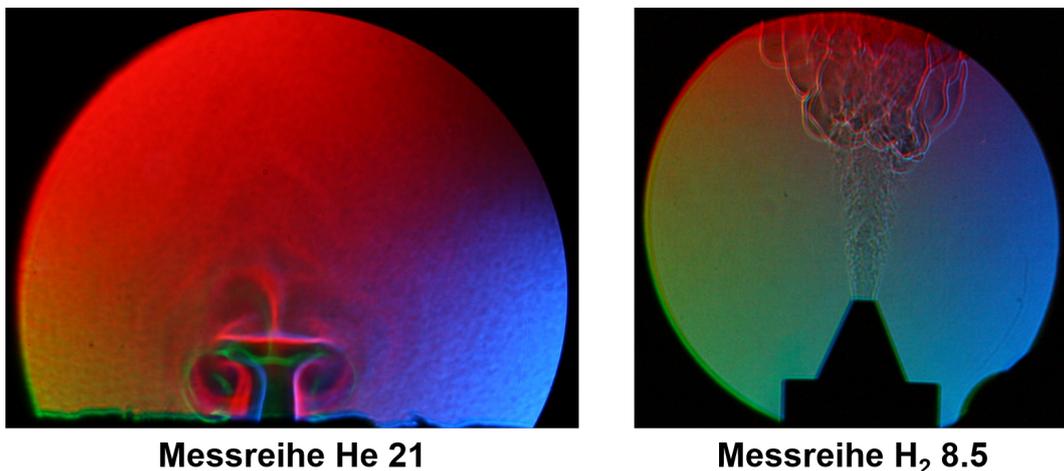


Abbildung 8.5: Einfluss der Position im Strahlengang auf die Schärfe der RGB-Schlierenbilder. Sowohl für laminare Helium-Luft-Schlieren als auch die turbulente Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme, die sich an unterschiedlichen Positionen im Strahlengang befinden, werden scharfe RGB-Schlierenbilder erhalten. Beide Bilder wurden mit der Spiegelreflexkamera Canon EOS 400D aufgenommen.

Fazit: Kalibration der Ortsachse im Strahlengang Für die Kalibration der Ortsachse im Schlierenexperiment wird für die Spiegelreflexkamera Canon EOS 400D ein Umrechnungsfaktor von $33 \mu\text{m}$ pro Pixel und für die wissenschaftliche CCD-Kamera DFK41BU02 von etwa $43 \mu\text{m}$ pro Pixel erhalten. Diese Werte werden bei der Bildauswertung benötigt, um die erhaltenen Abstandsvektoren von einer Pixelskala in eine Längenskala zu überführen.

Tabelle 8.1: Kalibration der Ortsachse an verschiedenen Positionen im Schlierenexperiment für die Kameras DFK41BU02 sowie Canon EOS 400D. Bei $m_{S, hor}$ sowie $m_{S, ver}$ handelt es sich um die Steigungen. Mit $U_{F, hor}$ und $U_{F, ver}$ werden die Faktoren zur Umrechnung der Pixelskala in eine Längenskala bezeichnet. Bei S_{hor} und S_{ver} handelt es sich um die Sichtbereiche der jeweiligen Kameras bei der Aufnahme von RGB-Schlierenbildern. Die Fehler der Steigungen werden aus der linearen Anpassung in OriginPro [132] erhalten. Die Fehler für den Umrechnungsfaktor sowie den Sichtbereich werden anhand von Gauß'scher Fehlerfortpflanzung berechnet. Da der Wert für R^2 für die linearen Anpassungen etwa 1 beträgt, sind die erhaltenen Fehler sehr klein.

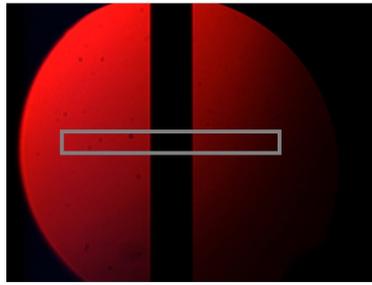
Kamera	$m_{S, hor}$ /px·mm ⁻¹	$U_{F, hor}$ /mm·px ⁻¹	S_{hor}	$m_{S, ver}$ /px·mm ⁻¹	$U_{F, ver}$ /mm·px ⁻¹	S_{ver}
DFK41BU02						
Position 1	23.467 ± 0.847	0.0426 ± 0.0015	993 px (42.3 ± 1.53) mm	21.448 ± 1.739	0.0466 ± 0.0040	960 px (44.7 ± 3.63) mm
Position 2a	23.496 ± 1.083	0.0426 ± 0.0020	1031 px (43.9 ± 2.02) mm	23.444 ± 1.075	0.0427 ± 0.0020	895 px (38.2 ± 1.75) mm
Position 2	23.033 ± 1.160	0.0434 ± 0.0022	1031 px (44.7 ± 2.25) mm	23.502 ± 1.085	0.0425 ± 0.0020	895 px (38.0 ± 1.76) mm
Position 2b	24.078 ± 1.052	0.0415 ± 0.0018	1031 px (42.8 ± 1.87) mm	23.502 ± 1.085	0.0421 ± 0.0020	895 px (37.8 ± 1.76) mm
Position 3a	22.985 ± 0.047	0.0435 ± 9.3 · 10 ⁻⁵	1015 px (44.2 ± 0.09) mm	23.107 ± 0.085	0.0433 ± 1.6 · 10 ⁻⁴	960 px (41.6 ± 0.15) mm
Position 3	23.023 ± 0.027	0.0434 ± 5.3 · 10 ⁻⁵	1015 px (44.1 ± 0.05) mm	23.009 ± 0.039	0.0435 ± 2.8 · 10 ⁻⁵	960 px (41.8 ± 0.07) mm
Position 3b	22.990 ± 0.028	0.0435 ± 5.1 · 10 ⁻⁵	1015 px (44.2 ± 0.05) mm	22.981 ± 0.015	0.0435 ± 7.4 · 10 ⁻⁵	960 px (41.8 ± 0.03) mm
Position 4	24.286 ± 0.014	0.0412 ± 2.4 · 10 ⁻⁵	986 px (40.6 ± 0.02) mm	24.284 ± 0.048	0.0412 ± 8.1 · 10 ⁻⁵	960 px (39.6 ± 0.08) mm

Tabelle 8.1: Kalibration der Ortsachse an verschiedenen Positionen im Schlierenexperiment für die Kameras DFK41BU02 sowie Canon EOS 400D.

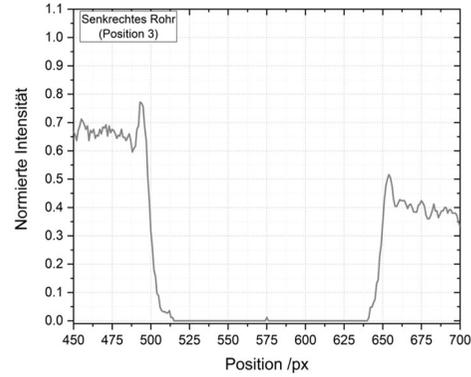
Kamera	$m_{S, \text{ hor}}$ /px·mm ⁻¹	$U_{F, \text{ hor}}$ /mm·px ⁻¹	$S_{\text{ hor}}$	$m_{S, \text{ ver}}$ /px·mm ⁻¹	$U_{F, \text{ ver}}$ /mm·px ⁻¹	$S_{\text{ ver}}$
Canon EOS 400D						
Position 1	38.863 ± 3.045	0.0257 ± 0.0020	1490 px (38.3 ± 3.00) mm	32.654 ± 1.101	0.0306 ± 0.0010	1647 px (50.4 ± 1.70) mm
Position 2a	30.021 ± 0.028	0.0333 ± 3.1 · 10 ⁻⁵	1391 px (46.3 ± 0.04) mm	29.935 ± 0.051	0.0334 ± 5.7 · 10 ⁻⁵	1395 px (46.6 ± 0.08) mm
Position 2	29.958 ± 0.065	0.0334 ± 7.2 · 10 ⁻⁵	1391 px (46.5 ± 0.10) mm	29.922 ± 0.048	0.0334 ± 5.4 · 10 ⁻⁵	1395 px (46.6 ± 0.07) mm
Position 2b	29.998 ± 0.014	0.0333 ± 1.6 · 10 ⁻⁵	1391 px (46.3 ± 0.02) mm	30.100 ± 0.052	0.0332 ± 5.6 · 10 ⁻⁵	1395 px (46.3 ± 0.08) mm
Position 3a	30.061 ± 0.016	0.0333 ± 1.8 · 10 ⁻⁵	1340 px (44.6 ± 0.02) mm	30.109 ± 0.008	0.0332 ± 8.8 · 10 ⁻⁶	1419 px (47.1 ± 0.01) mm
Position 3	30.138 ± 0.003	0.0332 ± 3.3 · 10 ⁻⁶	1340 px (44.5 ± 0.01) mm	30.120 ± 0.052	0.0332 ± 5.7 · 10 ⁻⁵	1419 px (47.1 ± 0.08) mm
Position 3b	30.171 ± 0.006	0.0331 ± 6.6 · 10 ⁻⁶	1340 px (44.4 ± 0.01) mm	30.235 ± 0.007	0.0331 ± 7.7 · 10 ⁻⁶	1419 px (47.0 ± 0.01) mm
Position 4	35.150 ± 0.011	0.0284 ± 8.9 · 10 ⁻⁶	1528 px (43.4 ± 0.01) mm	35.079 ± 0.019	0.0285 ± 1.5 · 10 ⁻⁵	1689 px (48.1 ± 0.03) mm

8.2.2 Kalibration des räumlichen Versatzes (Swagelok-Rohr)

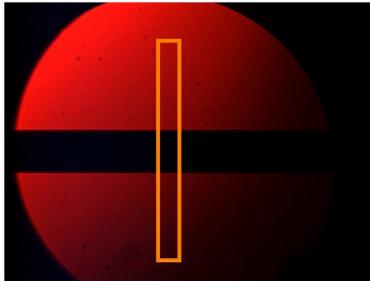
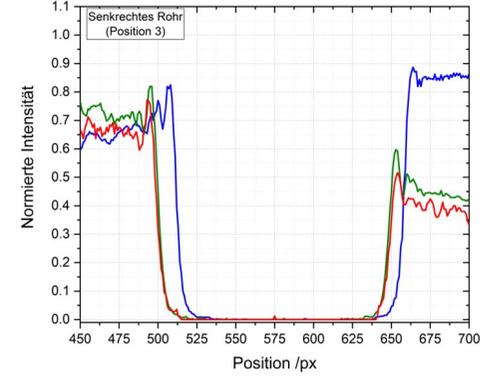
Zur Kalibration des räumlichen Versatzes der drei Lichtpulse im resultierenden RGB-Schlierenbild wird ein Swagelok-Rohr mit einem Durchmesser von 6 mm waagrecht sowie senkrecht an den Positionen 1 bis 4 (vgl. Tabelle 7.1) in den Strahlengang eingebracht (vgl. auch Abschnitt 7.2). Für jede Farbe der RGBW-LED werden mit der wissenschaftlichen CCD-Kamera DFK41BU02 sowie mit der Spiegelreflexkamera Canon EOS 400D Bilder aufgenommen. Die Auswertung dieser Bilder ist in Abbildung 8.6 schematisch dargestellt und wird in diesem Abschnitt für das komprimierte jpg-Format durchgeführt. Befindet sich das Swagelok-Rohr senkrecht im Strahlengang wird in SUAP [130] ein horizontales Profil gezogen. Wird das Swagelok-Rohr waagrecht in den Strahlengang eingebracht, wird ein vertikales Profil gezogen. Dies wird für jede Farbe der RGB-LED durchgeführt und die erhaltenen Profile werden in OriginPro [132] aufgetragen. Anhand der Lage der Profile kann der räumliche Versatz in Pixeln zwischen den einzelnen Farben der Leuchtdioden sowohl in x- als auch in y-Richtung ermittelt werden. Hierbei können am linken und am rechten Profilrand insgesamt zwei Werte für jeden Versatz bestimmt werden. Zur Angabe des räumlichen Versatzes wird der Mittelwert daraus gebildet. Es werden für jede für diese Arbeit relevante Kombination aus RGBW-LED und Kamera Messungen durchgeführt. Alle erhaltenen Ergebnisse sind in Tabelle D.1 im Anhang D aufgeführt. Zunächst wird für die in dieser Arbeit am häufigsten verwendete Kombination aus LED und Kamera (Saber Z4 RGBW-LED mit Canon EOS 400D oder DFK41BU02) untersucht, ob an den beiden Positionen der Brenner im Strahlengang eine Vergrößerung durch die Optik vorliegt. Dazu wird die Breite des Swagelok-Rohres in Pixeln bestimmt und anschließend mit den Werten aus Tabelle 8.1 in eine Längenskala umgerechnet. Für die Canon EOS 400D liegt eine Vergrößerung vor, da an den Positionen B1 und B2 (vgl. auch Abbildung 5.1) ein Durchmesser für das Swagelok-Rohr von 6.9 mm erhalten wird. Somit existiert eine Vergrößerung von 15 % im Vergleich zum tatsächlichen Durchmesser des Swagelok-Rohres von 6 mm. Im Falle der DFK41BU02 liegt die Vergrößerung lediglich zwischen 3 % (B1: 6.2 mm) sowie 5 % (B2: 6.3 mm). Dieser Unterschied in der Vergrößerung der beiden Kameras lässt sich auf die Verwendung unterschiedlicher Objektive zurückführen.



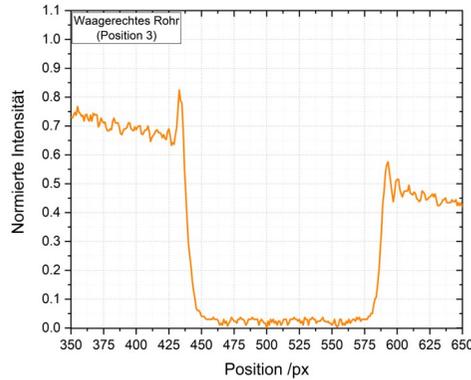
Horizontales Profil



Versatz in x-Richtung



Vertikales Profil



Versatz in y-Richtung

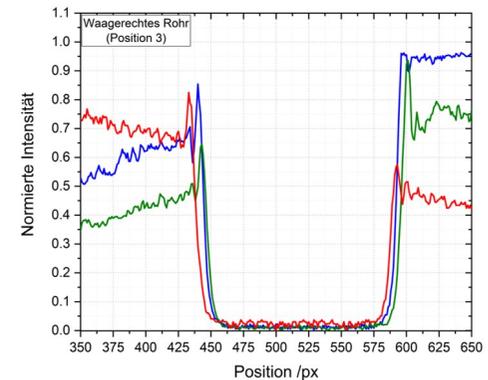


Abbildung 8.6: Kalibration des räumlichen Versatzes der Lichtpulse im RGB-Schlierenbild am Beispiel der Saber Z4 RGBW-LED in Kombination mit der wissenschaftlichen CCD-Kamera DFK41BU02. Hierzu wird ein Swagelok-Rohr waagrecht sowie senkrecht in den Strahlengang eingebracht und es werden entweder vertikale oder horizontale Profile gezogen. Anhand der Lage der Profile der einzelnen Farben der RGB-LED zueinander ist es möglich, sowohl den Versatz in x -Richtung als auch in y -Richtung in Pixeln zu bestimmen. Hierbei entspricht die Profilfarbe in den Auftragungen rechts den einzelnen LED-Farben.

In Abbildung 8.7 sind die erhaltenen Ergebnisse für den räumlichen Versatz der Saber Z4 RGBW-LED in Kombination mit der wissenschaftlichen CCD-Kamera DFK41BU02 gegen den Abstand zur Schlierenlinse 1 (SL1) aufgetragen. Die Fehlerbalken ergeben sich aus dem Ablesefehler bei der Bestimmung des räumlichen Versatzes aus den SUAP-Profilen. Der Fehler beträgt ± 2 px. Zunächst ist auffällig, dass ein linearer Zusammenhang zwischen dem räumlichen Versatz und der Position im Strahlengang zwischen den beiden Schlierenlinsen sichtbar ist. Dies entspricht den Erwartungen und liegt in der Abhängigkeit der Strahlablenkung vom Abstand zu den Linsen aufgrund der Divergenz des Lichtstrahls begründet. Mithilfe einer linearen Anpassung ist es deshalb möglich, den räumlichen Versatz zwischen den drei Lichtpulsen der RGB-LED an jeder beliebigen Position im Strahlengang zu berechnen. Die Ergebnisse der linearen Regression sind Tabelle D.2 im Anhang D zu entnehmen. Bei den Kreisen handelt es sich um den Versatz in x-Richtung und bei den Kästen um den Versatz in y-Richtung. Die Kleinbuchstaben r, g und b bezeichnen die LED-Farben rot, grün und blau. Es wird jeweils der Versatz zwischen den Profilen der unterschiedlichen Farben der LEDs betrachtet. Außerdem befindet sich in Abbildung 8.7 eine schematische Darstellung der Anordnung der einzelnen Farben der LEDs auf dem RGBW-Chip. Bei der Bestimmung des Versatzes in x-Richtung anhand der horizontalen Profile wird für die Differenz des grünen und roten Profils ein Versatz von nahezu 0 px beobachtet. Dies entspricht den Erwartungen, da im Falle der Saber Z4 RGBW-LED kein Versatz in x-Richtung zwischen der grünen und der roten LED vorliegt. Das Gleiche gilt für den Versatz in y-Richtung zwischen der blauen und der grünen LED. Für die blaue LED wird ein räumlicher Versatz im Verhältnis zur grünen sowie zur roten LED beobachtet. Gemäß den Erwartungen müsste der Versatz zu diesen beiden LEDs gleich groß sein. Allerdings lassen sich in Abbildung 8.7 geringe Unterschiede erkennen. Diese Abweichungen befinden sich im Rahmen des Fehlerbereichs, sodass es an dieser Stelle keiner weiteren Diskussion bedarf. Gleiches gilt wiederum für den Versatz in y-Richtung zwischen der roten und der grünen sowie der blauen LED. Somit kann gezeigt werden, dass sich das hier vorgestellte Verfahren unter Verwendung des Swagelok-Rohres hervorragend eignet, um den räumlichen Versatz zwischen den LEDs im resultierenden RGB-Schlierenbild zu kalibrieren. Um die Kalibration des räumlichen Versatzes bei der Bildauswertung vorzunehmen, können die einzelnen Ebenen der RGB-Kanäle anhand der entsprechenden Werte in Pixeln aus Tabelle D.1 gegeneinander verschoben werden.

In Abbildung 8.8 ist der räumliche Versatz der Luxeon Z RGBW-LED in Kombination mit der wissenschaftlichen CCD-Kamera DFK41BU02 dargestellt. Bei dieser RGBW-LED sind die vier Leuchtdioden in einer Reihe angebracht und diese LED wird in horizontaler Ausrichtung verwendet. Dies spiegelt sich auch in den erhaltenen Ergebnissen

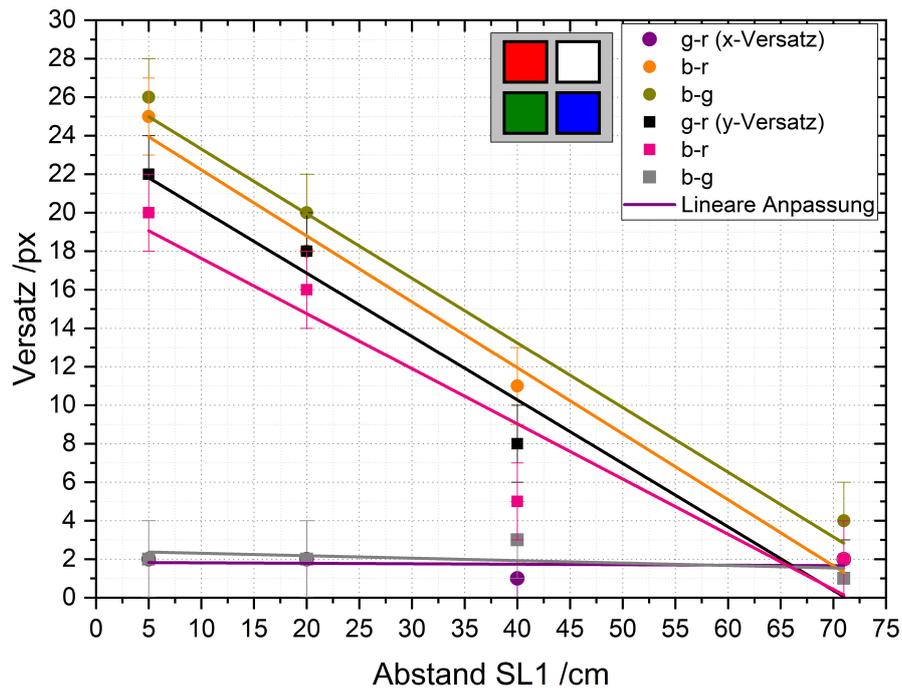


Abbildung 8.7: Räumlicher Versatz der Lichtpulse der Saber Z4 RGBW-LED in Kombination mit der wissenschaftlichen CCD-Kamera DFK41BU02. *Es besteht ein linearer Zusammenhang zwischen dem Wert des räumlichen Versatzes und dem Abstand zur Schlierenlinse 1 (SL1), sodass eine lineare Anpassung vorgenommen werden kann, um den räumlichen Versatz an jeder beliebigen Position zwischen den beiden Schlierenlinsen berechnen zu können. Die Ergebnisse sind Tabelle D.2 im Anhang D zu entnehmen.*

wider, da lediglich ein räumlicher Versatz in x-Richtung beobachtet wird. Darüber hinaus ist auffällig, dass der räumliche Versatz zwischen der roten und der blauen LED doppelt so groß ist wie zwischen der roten und der grünen bzw. der grünen und der blauen LED. Dies entspricht aufgrund der Geometrie der RGBW-LED den Erwartungen und zeigt wiederum, dass die hier vorgestellte Methode sehr gut zur Kalibration des räumlichen Versatzes der Lichtpulse im RGB-Schlierenbild geeignet ist. Der Versatz in x-Richtung zwischen der roten und der grünen bzw. der grünen und der blauen LED ist nahezu identisch, was sich wiederum mit den Erwartungen deckt. Für den Versatz in y-Richtung werden Werte erhalten, die leicht von 0 abweichen. Dies lässt sich darauf zurückführen, dass diese RGBW-LED nicht kommerziell gefertigt wurde und es somit zu leichten Ungenauigkeiten bei der Montage der einzelnen Leuchtdioden gekommen ist. Dennoch sind die Werte für den räumlichen Versatz in y-Richtung im Vergleich zu denen in x-Richtung sehr klein, sodass davon ausgegangen werden kann, dass in y-Richtung kein räumlicher Versatz vorliegt. Werden die soeben beschriebenen RGBW-LEDs mit der Spiegelreflexkamera Canon EOS 400D untersucht, so werden konsistente Ergebnisse erhalten. Es ändern sich lediglich die absoluten Werte für den

räumlichen Versatz aufgrund der unterschiedlichen Sensorarten der beiden Kameras und somit auch die Parameter der linearen Regression. Alle Ergebnisse befinden sich wiederum in den Tabellen D.1 sowie D.2 in Anhang D.

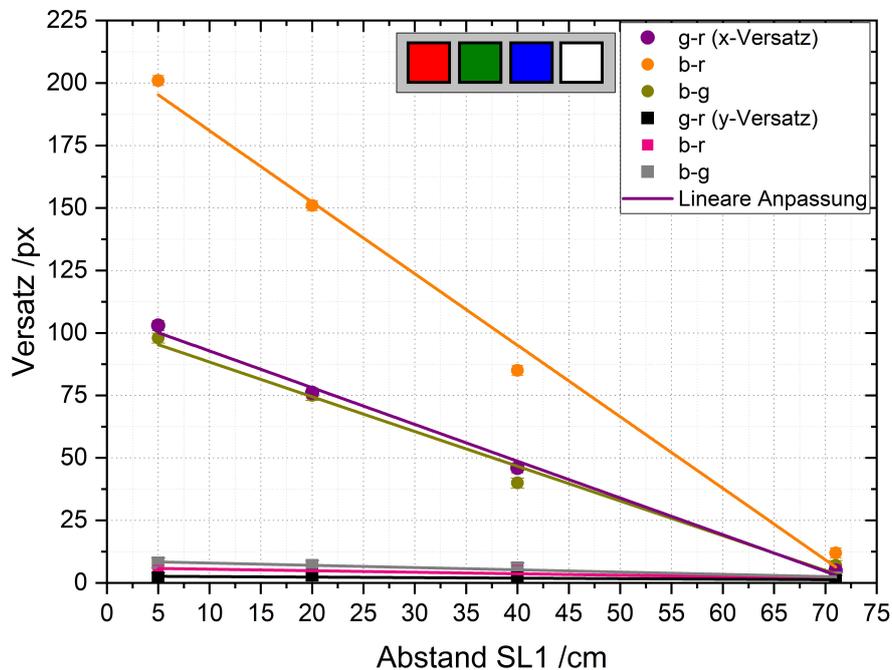


Abbildung 8.8: Räumlicher Versatz der Lichtpulse der Luxeon Z RGBW-LED in horizontaler Anordnung in Kombination mit der wissenschaftlichen CCD-Kamera DFK41BU02. Die Ergebnisse der linearen Regression sind Tabelle D.2 im Anhang D zu entnehmen. Da sich bei dieser RGBW-LED alle Farben in einer horizontalen Reihe befinden, wird lediglich ein Versatz in x -Richtung beobachtet. Die Fehlerbalken sind aufgrund ihrer geringen Größe kaum sichtbar.

In Abbildung 8.9 sind die Ergebnisse für die Cree XM-L Color Line RGBW-LED in Kombination mit der Spiegelreflexkamera Canon EOS 400D aufgetragen. In x -Richtung wird zwischen der grünen und der blauen LED kein räumlicher Versatz erwartet, während dies für den Versatz in y -Richtung für die rote sowie die grüne LED gilt. Im Vergleich zur Saber Z4 RGBW-LED liegen hohe Werte für den räumlichen Versatz für die LEDs vor, bei denen aufgrund der LED-Geometrie kein Versatz erwartet wird. Dennoch sind diese Werte des räumlichen Versatzes deutlich kleiner als jene, bei denen ein räumlicher Versatz zwischen den Lichtpulsen aufgrund der LED-Geometrie erwartet wird. Bei der Verwendung der wissenschaftlichen CCD-Kamera DFK41BU02 werden abweichende Ergebnisse erhalten, die nicht in Einklang mit der Geometrie der RGBW-LED stehen. Im Falle des y -Versatzes werden die erwarteten Ergebnisse erhalten. Jedoch kommt es zu Unregelmäßigkeiten bei der Analyse des Versatzes in x -Richtung, da in diesem Fall nur ein minimaler Versatz zwischen der grünen und der roten LED beobachtet wird, obwohl hierbei ein räumlicher Versatz vorliegt, der in

Abbildung 8.9 sichtbar ist. Ein Fehler im experimentellen Vorgehen sowie in der Datenauswertung konnte ausgeschlossen werden. Da in den meisten Fällen jedoch die Saber Z4 RGBW-LED in dieser Arbeit in der gepulsten RGB-Schlierenfotografie Anwendung findet, führen diese inkonsistenten Beobachtungen zu keinerlei Schwierigkeiten bei der Bildanalyse der untersuchten Strömungen und Flammen in Kapitel 9. Wird das Licht der Saber Z4 RGBW-LED wie in Abschnitt 5.5 und 6.4 beschrieben über eine Ulbrichtkugel in eine optische Faser eingekoppelt, wird eine Punktlichtquelle erhalten, sodass der räumliche Versatz zwischen den einzelnen Lichtpulsen im RGB-Schlierenbild nicht mehr vorhanden ist. Dies wird anhand der Ermittlung des räumlichen Versatzes in x - und y -Richtung deutlich (Abbildung 8.10). Im Vergleich zum räumlichen Versatz der Saber Z4 RGBW-LED wird sowohl nahezu kein x -Versatz (Abbildung 8.10 a) sowie kein y -Versatz (Abbildung 8.10 b) beobachtet. Anhand dieser Messungen kann gezeigt werden, dass das Licht der Saber Z4 RGBW-LED mithilfe einer Ulbrichtkugel sowie einer optischen Faser erfolgreich in eine Punktlichtquelle überführt und der räumliche Versatz der Lichtpulse der RGBW-LED entfernt werden kann.

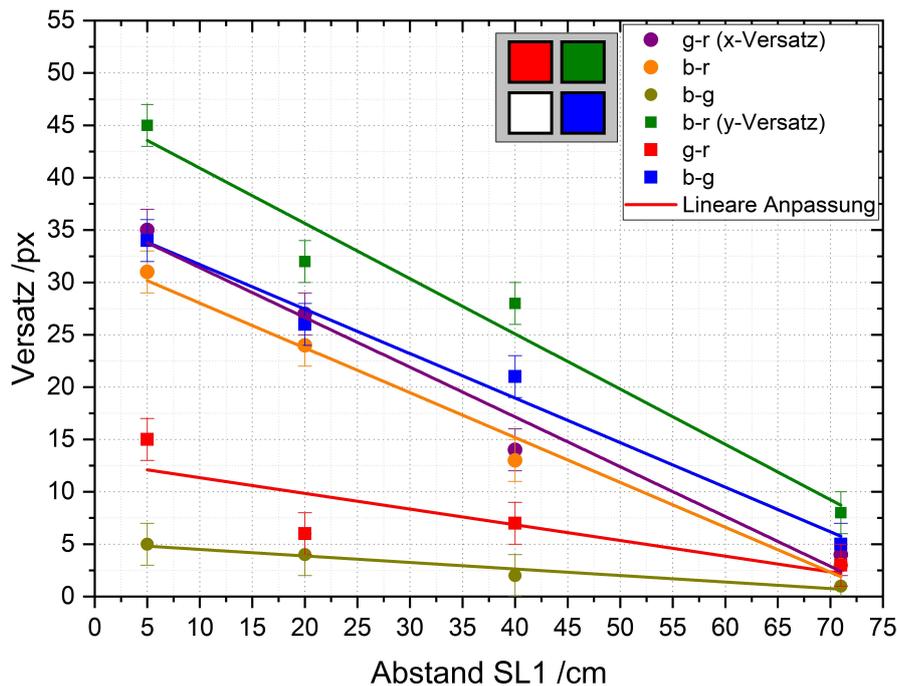


Abbildung 8.9: Räumlicher Versatz der Lichtpulse der Cree XM-L RGBW-LED in Kombination mit der Spiegelreflexkamera Canon EOS 400D. Die Ergebnisse der linearen Regression sind Tabelle D.2 im Anhang D zu entnehmen. Die erhaltenen Ergebnisse für den räumlichen Versatz in x - und in y -Richtung entsprechen den Erwartungen ausgehend von der Geometrie der RGBW-LED.

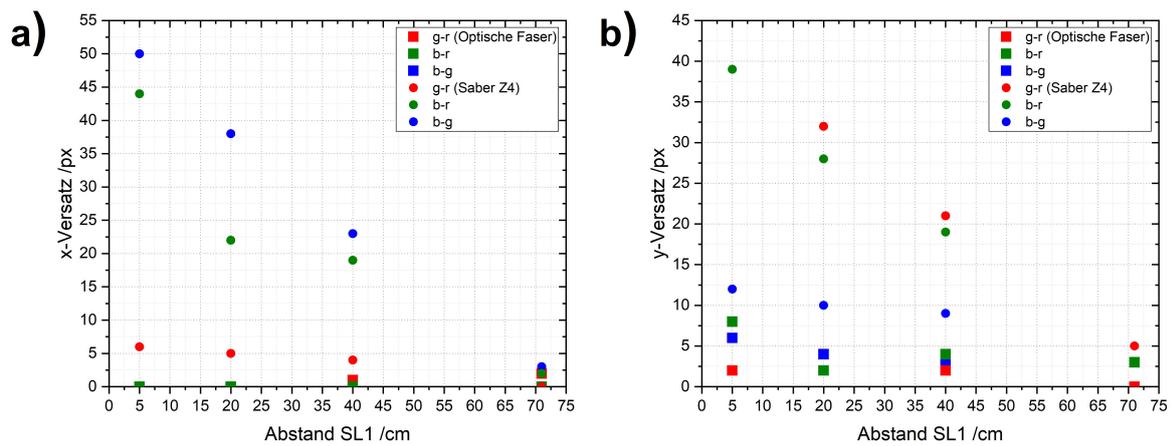


Abbildung 8.10: Räumlicher Versatz der Lichtpulse, wenn das Licht der Saber Z4 RGBW-LED in eine optische Faser eingekoppelt wird, in Kombination mit der Spiegelreflexkamera Canon EOS 400D. Sowohl in x -Richtung (**a**)) als auch in y -Richtung (**b**)) wird der räumliche Versatz der Lichtpulse im Vergleich zur Saber Z4 RGBW-LED sehr klein, sodass die Annahme getroffen werden kann, dass eine Punktlichtquelle vorliegt.

8.3 Ermittlung von Geschwindigkeitsfeldern

8.3.1 Vorgehen

Das Vorgehen zur Extraktion von Geschwindigkeitsfeldern aus den erhaltenen RGB-Schlierenbildern wird im Folgenden exemplarisch dargestellt (Abbildung 8.12) und basiert auf dem Vorgehen, das bereits in Abschnitt 2.5.7 kurz vorgestellt wurde. Für die folgende Auswertung wird das einströmende Helium betrachtet, wobei davon ausgegangen wird, dass sich das Helium lediglich in vertikale und nicht in horizontale Richtung fortbewegt. Diese Annahme kann anhand der vorliegenden Messdaten bestätigt werden. Wird das Beispiel aus der Messreihe He 13 in Abschnitt 8.1.2 betrachtet und der räumliche Versatz der Kanäle für die rote sowie die blaue LED in x-Richtung mithilfe der Ergebnisse aus Abschnitt 8.2.2 korrigiert, ist anschließend kein räumlicher Versatz mehr sichtbar, sodass sich die Helium-Schliere lediglich in vertikale Richtung fortbewegt (Abbildung 8.11).

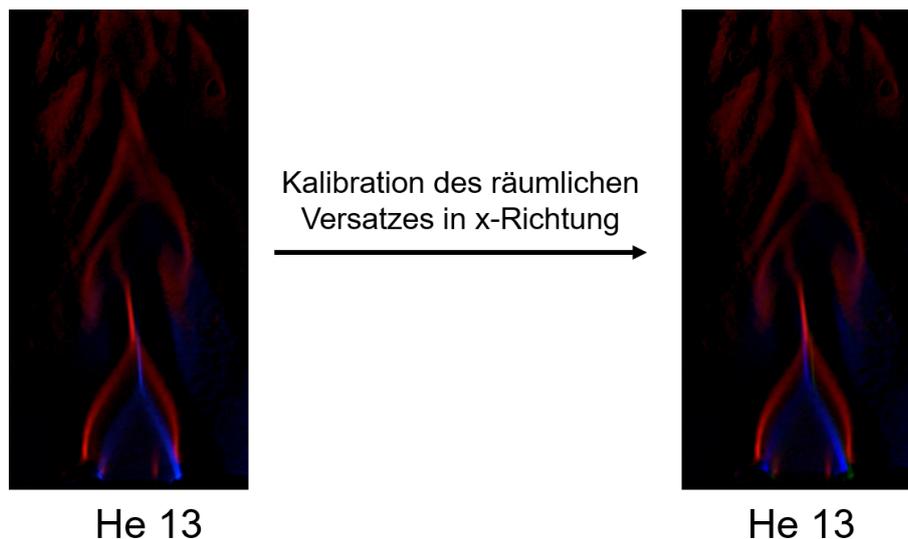


Abbildung 8.11: Kalibration des räumlichen Versatzes in x-Richtung am Beispiel der Messreihe He 13. *Wird der räumliche Versatz der Kanäle der roten und blauen LED in x-Richtung korrigiert, liegt kein horizontaler Versatz mehr vor, sodass die Annahme getroffen werden kann, dass sich die Schliere lediglich in vertikale Richtung fortbewegt.*

Zunächst wird das Pulsdunkelbild mit GIMP vom RGB-Schlierenbild abgezogen, sodass die Schliere vor einem schwarzem Hintergrund deutlich sichtbar wird. Anschließend wird das Bild zugeschnitten, sodass lediglich die Schliere und keine störenden Bildbereiche mehr zu erkennen sind. Anschließend erfolgt ebenfalls in GIMP eine Zerlegung des Bildes in die drei RGB-Farbkanäle. Obwohl in dieser Messreihe eine RGB-Pulsfolge zum Einsatz kommt, wird in diesem Beispiel lediglich die Geschwindigkeit der Fort-

bewegung der Schliere zwischen dem roten und dem grünen Kanal betrachtet, da der blaue Kanal deutlich unterbelichtet und im Bild kaum sichtbar ist. Bevor eine weitere Auswertung erfolgt, wird der räumliche Versatz zwischen den Farbkanälen in GIMP anhand der Werte in Pixeln aus Tabelle D.1 korrigiert, sodass eine Verschiebung der Ebenen zueinander erfolgt. Da die Schlieren im roten und grünen Kanal eine ähnliche Breite aufweisen, wird auf eine digitale Bildverarbeitung verzichtet. Zur Bestimmung der Fortbewegung der Schliere zwischen dem roten und grünen Lichtpuls werden in SUAP [130] sowohl auf der rechten Seite als auch auf der linken Seite der Schliere vertikale Profile mit einer Breite von 1 px gezogen, wobei sich die Höhe der Profile über die gesamte Bildhöhe erstreckt. Pro Seite werden jeweils mindestens 10 Profile gezogen, die sich im Abstand von 5 px befinden. Anschließend kann in OriginPro [132] die Strecke y in Pixeln, die die Schliere zurücklegt, ermittelt werden, indem die Kantenposition der Schliere in den beiden einzelnen Kanälen anhand der vertikalen Profile bestimmt wird.

$$y/\text{px} = \text{Position 2} - \text{Position 1} \quad (8.1)$$

Mithilfe der Umrechnungsfaktoren U_F der Kalibration der Ortsachse im Schlierenexperiment aus dem Abschnitt 8.2.1 wird die Strecke y in Pixeln in eine Längenskala überführt. Hierbei wird der vertikale Umrechnungsfaktor $U_{F, \text{ver}}$ über die drei unterschiedlichen Positionen auf dem Flammenhalter gemittelt.

$$y/\text{mm} = y/\text{px} \cdot U_{F, \text{ver}} \quad (8.2)$$

Abschließend erfolgt eine Division der Strecke durch die Periodendauer $\frac{1}{F}$ der RGBW-LED, sodass die Geschwindigkeit der Fortbewegung der Schliere erhalten wird.

$$v = \frac{y}{\frac{1}{F}} \quad (8.3)$$

Die berechneten Geschwindigkeitsvektoren können anschließend mit dem Schlierenbild, von dem das Pulsdunkelbild subtrahiert wurde und der räumliche Versatz kalibriert ist, überlagert werden, sodass eindrucksvoll die Fortbewegung der Schliere demonstriert werden kann (Abbildung 8.13 a)). Wird die Größe der erhaltenen Geschwindigkeiten in Abhängigkeit der Position betrachtet (Abbildung 8.13 b)) wird eine Ortsabhängigkeit der Geschwindigkeit beobachtet. Es wird ein parabolischer Verlauf der Geschwindigkeit oberhalb des Schlitzes, aus dem die Strömung austritt, beobachtet. Dies entspricht dem erwarteten Strömungsprofil einer Rohrströmung. Je näher sich die untersuchte Position der Strömung in horizontaler Richtung am Schlitz befindet, desto stärker nähert sich die berechnete Geschwindigkeit der Geschwindigkeit an, die für den Fluss des jeweiligen

Gases eingestellt wird. Da im gewählten Beispiel das einströmende Helium betrachtet wird, liegt eine maximale Einströmgeschwindigkeit von 0.249 m/s vor. Durch den Fehler der MFCs sowie der zur Steuerung der MFCs genutzten Kontrolleinheit kann es hierbei zu leichten Abweichungen des tatsächlich vorliegenden Flusses kommen (vgl. auch Abschnitt 8.3.2). An diesem Beispiel kann demonstriert werden, dass es möglich ist, mithilfe von RGB-Schlierenbildern die Geschwindigkeit des Strömungsprofils Helium-Luft-Schlieren erfolgreich zu berechnen. Die Fehlerbalken für die Geschwindigkeit werden über Gaußsche Fehlerfortpflanzung bestimmt (vgl. Abschnitt 8.3.2) und befinden sich für dieses Beispiel im Bereich von maximal 4 %, sodass eine sehr exakte Geschwindigkeitsbestimmung mit der in dieser Arbeit vorgestellten Methode erfolgen kann.

8.3.2 Fehlerbetrachtung

Zur exakten Bestimmung von Geschwindigkeiten aus den RGB-Schlierenbildern ist eine detaillierte Fehlerbetrachtung unerlässlich. Zur Ermittlung der Geschwindigkeit v aus den Schlierenbildern, wie in Abschnitt 8.3.1 beschrieben, können die Gleichungen 8.1 bis 8.3 zu folgender Gesamtgleichung kombiniert werden:

$$v = \frac{(P_2 - P_1) \cdot U_{F, \text{ver}}}{\frac{1}{F}} \quad (8.4)$$

Bei P_1 sowie P_2 handelt es sich um die Position der Schliere im ersten sowie im zweiten Farbkanal. Gemäß Gaußscher Fehlerfortpflanzung ergibt sich folgender Fehler für die Geschwindigkeit Δv :

$$\Delta v = \sqrt{\left(\frac{U_{F, \text{ver}}}{\frac{1}{F}} \cdot \Delta P_2\right)^2 + \left(-\frac{U_{F, \text{ver}}}{\frac{1}{F}} \cdot \Delta P_1\right)^2 + \left(\frac{(P_2 - P_1) \cdot \Delta U_{F, \text{ver}}}{\frac{1}{F}}\right)^2 + \left(-\frac{v}{\frac{1}{F}} \cdot \Delta \frac{1}{F}\right)^2} \quad (8.5)$$

Für die Ablesegenauigkeit der Position der Schliere in den einzelnen Farbkanälen wird ein Fehler von $\Delta P_1 = \Delta P_2 = \pm 3$ px angenommen. Durch diesen hohen Wert wird auch bereits der Fehler durch die Kalibration des räumlichen Versatzes berücksichtigt. Der Fehler der am Gardasoft-Treiber eingestellten Periodendauer $\Delta \frac{1}{F}$ setzt sich aus der Genauigkeit der Pulsbreite sowie der Anschlagzeit der RGB-LED zusammen und beträgt ± 0.25 μ s. Somit liegt eine sehr hohe Genauigkeit in der Zeitaufösung des verwendeten RGB-Schlierenexperiments vor. Der Fehler des verwendeten Umrechnungsfaktors $\Delta U_{F, \text{ver}}$ kann Tabelle 8.1 entnommen werden und ist ebenfalls in der Regel sehr klein. Daraus folgt, dass die letzten beiden Terme lediglich einen sehr geringen Beitrag zum Fehler der Geschwindigkeit leisten und somit der größte Fehler durch die Bestimmung der Position der Schliere in den einzelnen Kanälen hervorgerufen wird. Der

eingestellte Fluss der betrachteten Strömung ist ebenfalls fehlerbehaftet und beträgt $\pm 1\%$ des Gesamtflusses des verwendeten MFCs. Darüber hinaus kommt ein weiterer Fehler von ± 1 digit durch die Steuerungseinheit der MFCs zustande (vgl. auch Kapitel 7). Diese Einflüsse müssen allerdings lediglich betrachtet werden, wenn ein exakter Vergleich der eingestellten Strömungsgeschwindigkeit mit dem beobachteten Strömungsprofil von Interesse ist. Die Genauigkeit der Geschwindigkeitsbestimmung kann weiter erhöht werden, indem eine vollständige RGB-Pulsfolge ausgewertet wird, da in diesem Fall drei Geschwindigkeitsvektoren aus einem Bild extrahiert werden können. Es ist möglich, die Fortbewegung der Schliere vom roten zum grünen, vom grünen zum blauen sowie vom roten zum blauen Kanal zu bestimmen.

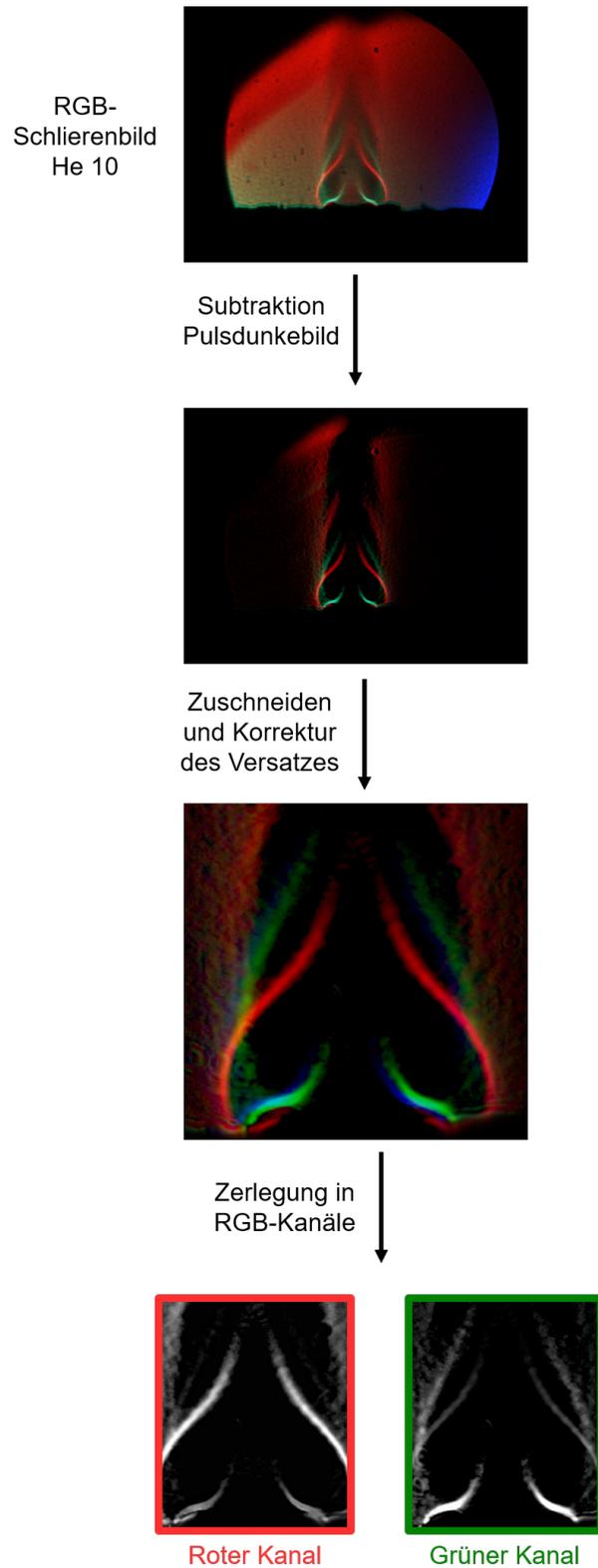


Abbildung 8.12: Schematische Darstellung der Ermittlung von Geschwindigkeitsfeldern aus RGB-Schlierenbildern am Beispiel der Messreihe He 10. *Nach der Subtraktion des Pulsdunkelbildes wird das RGB-Schlierenbild so zugeschnitten, dass alle für die Auswertung störenden Bildbereiche entfernt werden. Nach einer Zerlegung des Bildes in die RGB-Kanäle können mithilfe von SUAP vertikale Profile gezogen und somit die Abstandsvektoren bestimmt werden.*

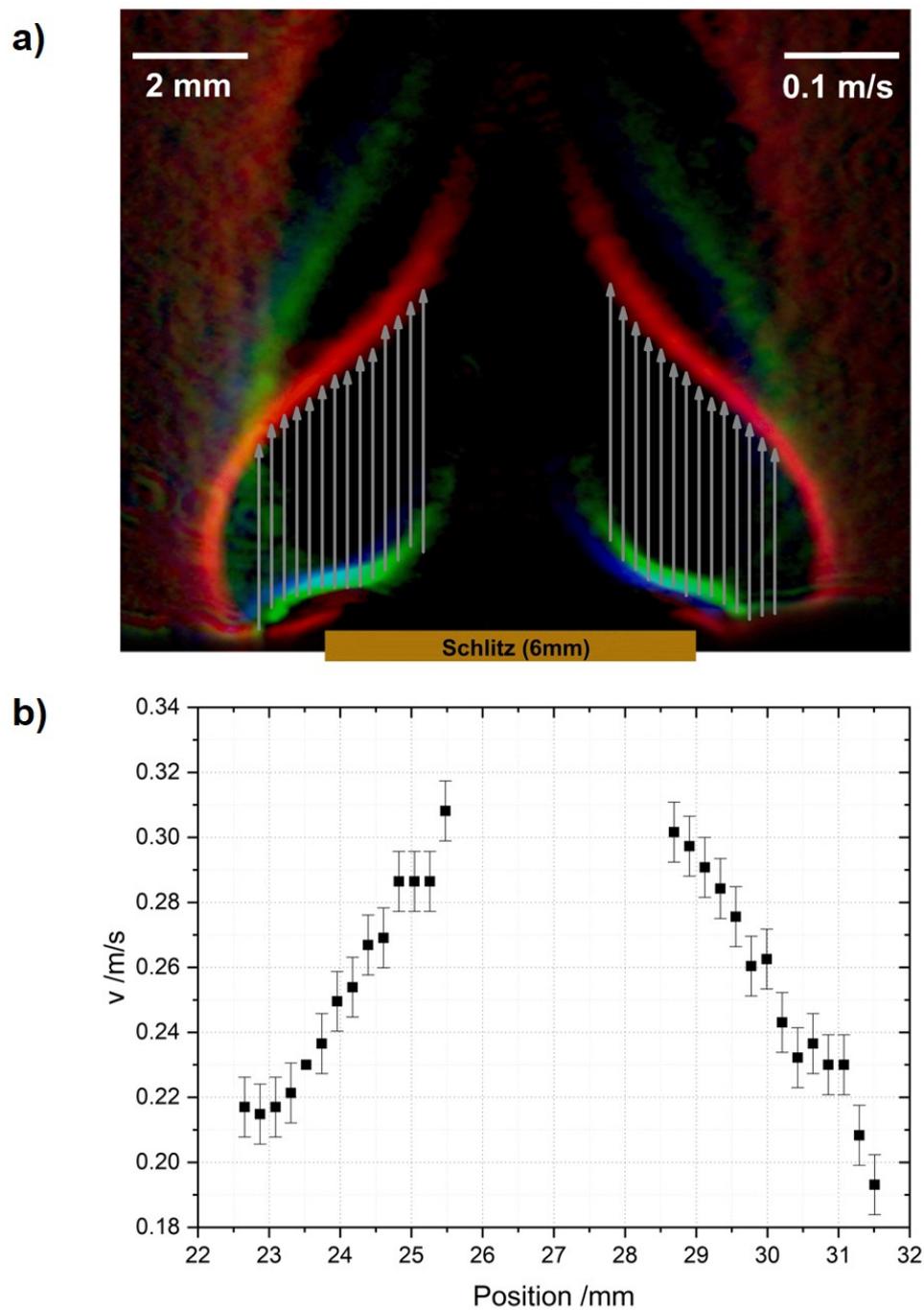


Abbildung 8.13: Ermittlung des Geschwindigkeitsfeldes der Messreihe He 10. **a)** Um die Fortbewegung der Schliere zu visualisieren, erfolgt eine Überlagerung des erhaltenen Geschwindigkeitsfeldes mit dem RGB-Schlierenbild. **b)** Es wird ein parabolisches Geschwindigkeitsprofil beobachtet, wie es für eine Rohrströmung erwartet wird.

8.3.3 Einfluss der digitalen Bildverarbeitung

In Abschnitt 8.1.2 wurden bereits unterschiedliche Operationen der digitalen Bildverarbeitung und deren Effekte auf die Qualität von RGB-Schlierenbildern im komprimierten jpg-Format diskutiert. Dort konnte gezeigt werden, dass die digitale Bildverarbeitung in vielen Fällen hilfreich ist, um die Sichtbarkeit und den optischen Eindruck von Schlierenbildern zu verbessern. Soll dieser Effekt auch genutzt werden, um die Genauigkeit der Geschwindigkeitsbestimmung zu erhöhen, muss darauf geachtet werden, dass die digitale Bildverarbeitung die einzelnen Farbkanäle des Bildes vereinheitlicht und die Strukturen besser sichtbar macht. Hierbei ist besonders darauf zu achten, dass sich die Breite der Schlieren im Bild durch die Nachverarbeitung nicht maßgeblich verändert. Um den Einfluss der digitalen Bildverarbeitung auf die Ergebnisse der Bildauswertung vergleichen zu können, werden einige der Operationen, die sich in Abschnitt 8.1.2 als nützlich erwiesen haben, auf das RGB-Schlierenbild, das in Abschnitt 8.3.1 untersucht wird, auf die Schliere im roten und grünen Kanal angewendet. Anschließend werden vertikale Profile in SUAP [130] gezogen (Abbildung 8.14) und das Aussehen dieser Profile wird miteinander verglichen. Zusätzlich wird als Referenzobjekt das RGB-Schlierenbild verwendet, bei dem lediglich das Pulsdunkelbild subtrahiert wird. Die Nummern bezeichnen die Schritte der digitalen Bildverarbeitung, die in Anhang C in Tabelle C.1 aufgelistet sind. Da die einzelnen Farbkanäle in der Regel eine unterschiedliche Beleuchtungsqualität aufweisen und somit voneinander abweichende Anforderungen an die digitale Bildverarbeitung stellen, erfolgen die Schritte der digitalen Bildverarbeitung separat an den Kanälen, um nahezu identische Beleuchtungs- sowie Kontrastverhältnisse zu schaffen. Auf den ersten Blick wird aus Abbildung 8.14 anhand der Profile deutlich, dass die Anwendung von Operationen der digitalen Bildverarbeitung am Beispielbild entweder zu einer Verbreiterung oder zu einer deutlichen Verschmälerung der Schliere führen. Somit können diese Operationen der digitalen Bildverarbeitung nicht dazu genutzt werden, die Geschwindigkeitsbestimmung aus Abschnitt 8.3.1 zu verbessern. Die Sättigung des Signals bei der Verwendung der Operationen Nr. 18 sowie Nr. 30 lässt sich auf die Verwendung des Schwellwertverfahrens zurückführen. Diese Beobachtungen zeigen, dass die digitale Bildverarbeitung an Bildern im jpg-Format bei der Geschwindigkeitsbestimmung mit Bedacht gewählt und im Wesentlichen dazu genutzt werden sollte, den optischen Eindruck eines Bildes zu verbessern. Allerdings konnte in Abschnitt 8.3.1 gezeigt werden, dass eine erfolgreiche Geschwindigkeitsberechnung auch ohne eine digitale Nachverarbeitung möglich ist. Sofern die digitale Bildverarbeitung angewendet wird, sollte akribisch überprüft werden, inwiefern sich die Bildbearbeitung auf die Größe der beobachteten Strukturen auswirkt. Prinzipiell hängt der Erfolg der digitalen Bildverarbeitung auch von den Eigenschaften des Bildes, die bei der Bild-

aufnahme vorgelegen haben, ab. Im folgenden Abschnitt 8.3.4 kann an einem Bild im jpg-Format eine digitale Bildverarbeitung gemäß der Operation Nr. 30 angewendet werden, ohne dass es zu einer deutlichen Strukturveränderung im Bild kommt.

Um eine optimale digitale Bildverarbeitung für ein RGB-Schlierenbild zu ermitteln, könnte es auch in Betracht gezogen werden, ein RGB-Schlierenbild mit einem Zeitversatz von nahezu 0 aufzunehmen, sodass die Schlierenbewegung eingefroren ist. Dadurch sollten die RGB-Kanäle identisch sein und es kann so lange eine Bildoptimierung erfolgen, bis für alle drei Farbkanäle identische Strukturen der Schlieren erhalten werden. Hierbei handelt es sich dann um das optimale Vorgehen zur digitalen Bildverarbeitung für ein bestimmtes Untersuchungsobjekt.

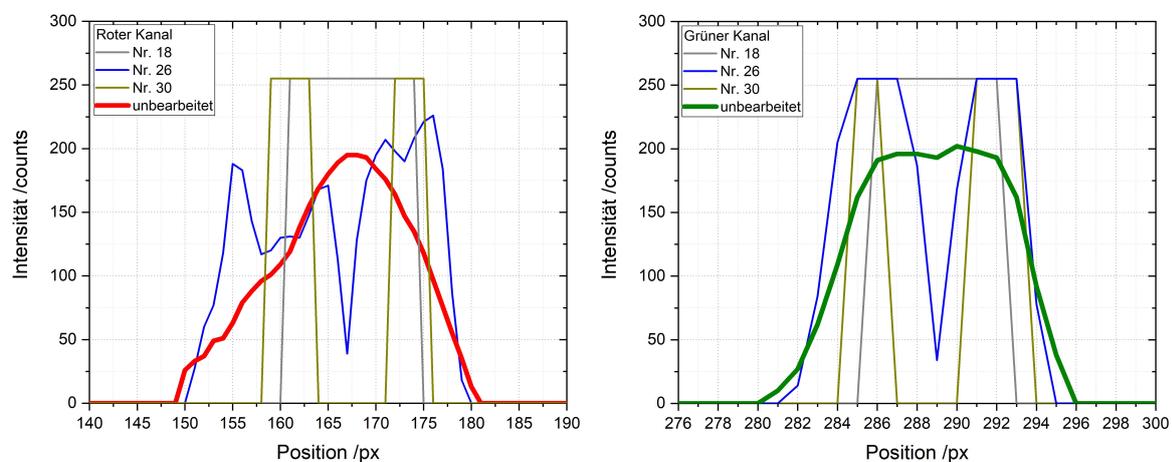


Abbildung 8.14: Einfluss unterschiedlicher Operationen der digitalen Bildverarbeitung auf den roten und grünen Kanal des RGB-Schlierenbildes aus der Messreihe He 10. Dargestellt sind die vertikalen Profile des roten und des grünen Kanals unmittelbar nach der digitalen Bildverarbeitung. Zuvor wird immer das Pulsdunkelbild subtrahiert. Bei den Nummern handelt es sich um die Nummern der Operation der digitalen Bildverarbeitung aus Tabelle C.1. Unbearbeitet bedeutet, dass vom Schlierenbild lediglich das Pulsdunkelbild subtrahiert wird.

8.3.4 Verwendung des Rohdatenformats

Da von der Spiegelreflexkamera Canon EOS 400D auch Bilder im Rohdatenformat zur Verfügung gestellt werden, wird im Folgenden analysiert, ob sich die Verwendung des Rohdatenformats auf die erhaltenen Ergebnisse auswirkt. Dazu wird für das Rohdatenformat das Bild aus Abschnitt 8.1.3 der Messreihe He 23 verwendet und in Abbildung 8.15 mit dem entsprechenden jpg-Bild dieser Messreihe verglichen. In diesen Bildern strömt Luft in eine Helium-Atmosphäre. Von beiden Bildern wird zunächst das Pulsdunkelbild abgezogen und für das Bild im Rohdatenformat erfolgt zusätzlich eine digitale Bildverarbeitung wie in Abschnitt 8.1.3 beschrieben. Außerdem wird der räumliche Versatz mit den Werten aus Tabelle D.1 korrigiert. Nach anschließender Zerlegung des RGB-Schlierenbildes in die RGB-Kanäle erfolgt eine Glättung mit dem Median-Filter, eine Anwendung des Schwellwertverfahrens sowie eine Kantendetektion mit dem Sobel-Filter (Operation Nr. 30). Da lediglich eine blau-rot-Pulsfolge verwendet wird, werden im Folgenden lediglich der blaue und der rote Kanal betrachtet. Auf den ersten Blick sind keine deutlichen Unterschiede zwischen den beiden Bildformaten zu erkennen. Darüber hinaus ist anzumerken, dass die digitale Bildverarbeitung zu keiner deutlichen Strukturänderung in den Schlieren führt und die erhaltenen Bilder somit gut für eine weitere Datenverarbeitung geeignet sind. Im Falle des Rohdatenformats werden im roten und blauen Kanal zwar etwas glattere und schmalere Strukturen als im Vergleich zum jpg-Format beobachtet, allerdings wird im roten Kanal des Rohdatenformats eine Unterbrechung auf der rechten Seite der Schliere erhalten. Darüber hinaus konnte in Abschnitt 8.3.1 bereits erfolgreich die Geschwindigkeitsbestimmung an Bildern im jpg-Format durchgeführt werden. Die Verwendung von Bildern im Rohdatenformat für die Geschwindigkeitsbestimmung ist besonders relevant, wenn ein Übersprechen der Farbkanäle, wie in Abschnitt 8.3.5 beschrieben, durchgeführt werden soll. Diese Korrektur ist an Bildern im komprimierten jpg-Format aufgrund der kamerainternen Nachverarbeitung, vor allem durch den Weißabgleich, nicht möglich. Außerdem ist die Verwendung von Bildern im Rohdatenformat von Interesse, wenn eine numerische Bildanalyse erfolgen soll, da hierbei die größere Dynamik und somit die größere Informationstiefe des Rohdatenformats von Vorteil ist. Da im vorliegenden Beispiel die digitale Bildverarbeitung zu einer deutlichen Verbesserung der Sichtbarkeit der Schliere führt, wird anhand dieser Bilder die typische Breite einer Schliere mit Werten zwischen 0.70 mm sowie 0.90 mm bestimmt.

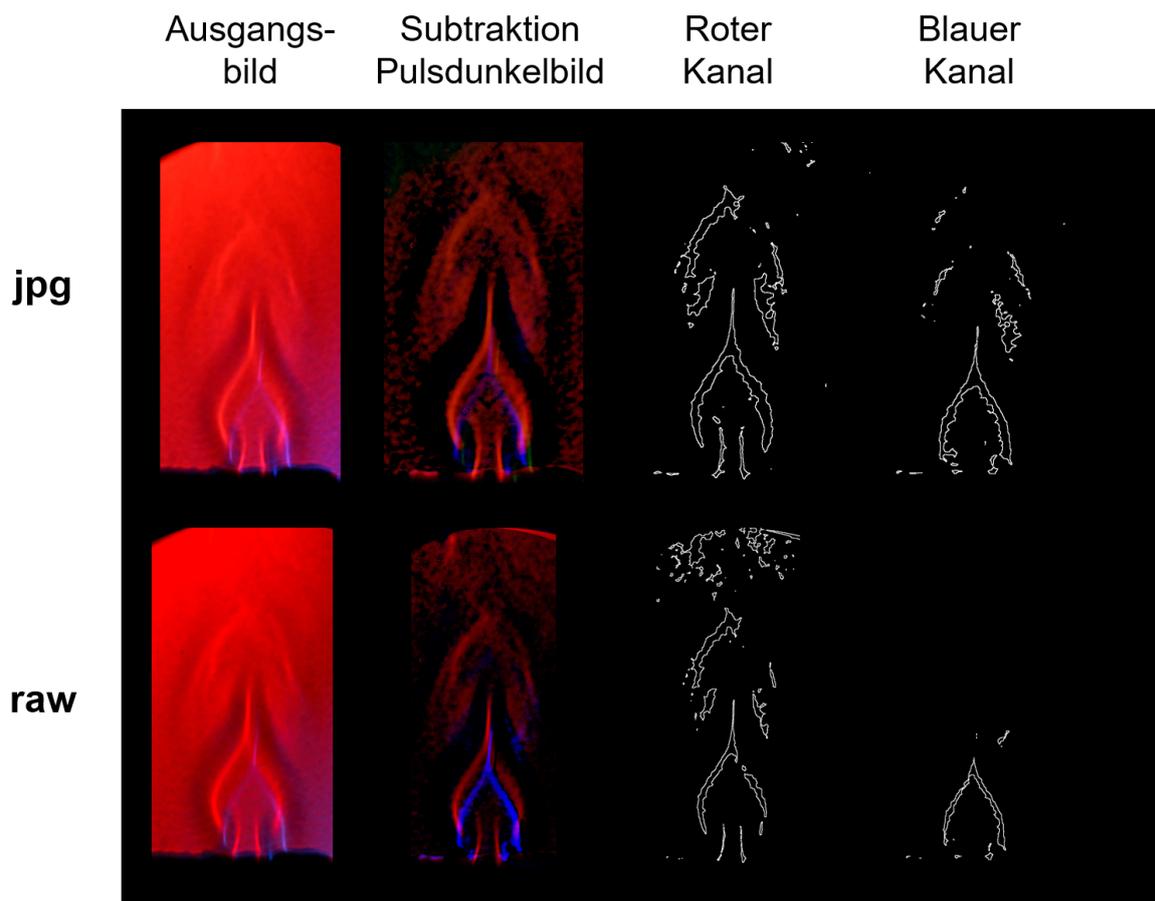


Abbildung 8.15: Vergleich von RGB-Schlierenbildern im komprimierten jpg-Format sowie im Rohdatenformat am Beispiel der Messreihe He 23. Nach Abzug des Pulsdunkelbildes sowie einer Zerlegung in die Farbkanäle erfolgt eine Glättung mit dem Median-Filter, ein Schwellwertfahren sowie eine Kantendetektion mit dem Sobel-Filter. Im Falle des Rohdatenbildes erfolgt zuvor noch eine digitale Bildverarbeitung, wie in Abschnitt 8.1.3 beschrieben. Da eine blau-rot-Pulsfolge verwendet wurde, werden lediglich der rote und der blaue Kanal betrachtet.

8.3.5 Korrektur des Übersprechens der Farbkanäle (Color crosstalk correction)

Wie bereits in Abschnitt 6.3.3 beschrieben, wird im gepulsten RGB-Schlierenexperiment ein sogenanntes Übersprechen der Farbkanäle beobachtet. Dieses Phänomen führt dazu, dass zum Beispiel der blaue Lichtpuls auch im grünen Farbkanal des Sensors der Kamera detektiert werden kann. Dieses Verhalten kann auch in den Rohdaten der Messreihe He 21 beobachtet werden, nachdem das erhaltene RGB-Schlierenbild in die einzelnen Farbkanäle zerlegt wird (Abbildung 8.16 a)). Im grünen Kanal ist die Kante der Schliere, die durch den blauen Lichtpuls belichtet wird, schwach sichtbar. Wird jedoch das Pulsdunkelbild vom Schlierenbild subtrahiert, ist dieser Effekt nach einer erneuten Zerlegung in die RGB-Farbkanäle nicht mehr sichtbar (Abbildung 8.16 b)). Dies lässt sich wahrscheinlich auf die Tatsache zurückführen, dass für die blaue und die grüne LED unterschiedliche Helligkeiten gewählt wurden. Dadurch ist es möglich, den grünen Puls im blauen Bild und umgekehrt deutlich zu identifizieren und später im Rahmen einer möglichen digitalen Bildverarbeitung herauszurechnen. Dieser Ansatz scheint für den Einsatz in der gepulsten RGB-Schlierenfotografie vielversprechend zu sein und bietet gleichzeitig den Vorteil, dass er leicht umzusetzen ist und eine aufwändige Bildkorrektur im Nachhinein nicht notwendig ist.

Soll dennoch der Effekt des Übersprechens der Farbkanäle im resultierenden RGB-Schlierenbild korrigiert werden, kann ein Ansatz aus der Literatur verwendet werden [43]. Hierbei ist zunächst zu beachten, dass diese Korrektur lediglich auf Schlierenbilder, die im Rohdatenformat vorliegen, angewendet werden kann, da bei komprimierten Bildformaten die tatsächliche Sensorinformation bereits durch kamerainterne Algorithmen verändert wurde. Zunächst wird die Antwort des optischen Systems, die sich aus dem Anteil M_{J_i} jeder Farbe der LED am jeweiligen Farbkanal des Kamerasensors des Bildes und dem Einschaltzustand J_{LED} zusammensetzt, benötigt [43]. Bei I_{Bild} handelt es sich um die Intensität der einzelnen Farbkanäle im zu untersuchenden Bild.

$$(I_r I_g I_b)_{Bild} = (J_R I_G I_B)_{LED} \cdot \begin{pmatrix} M_{Rr} & M_{Rg} & M_{Rb} \\ M_{Gr} & M_{Gg} & M_{Gb} \\ M_{Br} & M_{Bg} & M_{Bb} \end{pmatrix} \quad (8.6)$$

Mit den Kleinbuchstaben werden jeweils die Farbkanäle des Sensors der Kamera bezeichnet, während es sich bei den Großbuchstaben um die Farben der LED handelt. Die Werte für J_{LED} betragen entweder 0 oder 1, je nachdem, ob die jeweilige Farbe der LED ein- oder ausgeschaltet ist. Bei der Matrix in Gleichung 8.6 handelt es sich um die sogenannte Transfermatrix M . Diese Matrix kann ermittelt werden, indem die Spektren

der LEDs mit den Kurven der spektralen Sensitivität des Kamerasensors gefaltet werden. Menser et al. [43] konnten jedoch zeigen, dass nahezu genauso exakte Ergebnisse für die Transfermatrix erhalten werden, wenn die Matrixelemente aus Bildpunkten, die jeweils lediglich eine Farbe der RGB-LED aufweisen, bestimmt werden. Hierzu werden für die drei Farben der LED jeweils die Anteile an rotem, grünen und blauen Licht im Bild detektiert und jeweils auf 255 (100 % Farbsättigung) normiert. Dies wurde für die Messreihe He 21 anhand der drei Bilder der Einzelpulse der RGB-LED durchgeführt, sodass folgende Transfermatrix M erhalten wird.

$$M = \begin{pmatrix} 0.392 & 0 & 0 \\ 0 & 0.165 & 0.020 \\ 0.027 & 0.145 & 0.290 \end{pmatrix} \rightarrow M^{-1} = \begin{pmatrix} 2.551 & 0 & 0 \\ 0.031 & 6.452 & -0.445 \\ -0.253 & -3.226 & 3.671 \end{pmatrix} \quad (8.7)$$

Die invertierte Transfermatrix M^{-1} wird auf jedes Pixel im RGB-Schlierenbild angewendet, um das Übersprechen der Farbkanäle zu korrigieren.⁸ Hierdurch soll eine Kontrasterhöhung zwischen den einzelnen Farbkanälen ermöglicht werden [43]. In Abbildung 8.16 c) und d) sind die Ergebnisse dargestellt, die erhalten werden, wenn die invertierte Transfermatrix auf das Rohdatenbild der Messreihe He 21 angewendet wird. In Abbildung 8.16 c) wird das Pulsdunkelbild nicht abgezogen, während die Bilder in Abbildung 8.16 d) um das Pulsdunkelbild, das zuvor ebenfalls mit der invertierten Transfermatrix verrechnet wurde, korrigiert sind. Hierbei ist zunächst für beide Fälle auffällig, dass keine Verbesserung der Bildqualität und auch keine signifikante Erhöhung der Kontrastes erhalten wird. Im vorliegenden Fall liegt eher eine Verschlechterung der Sichtbarkeit der Schlieren vor. Dies widerspricht den Erwartungen aus Abschnitt 6.3.3. Da die invertierte Transfermatrix zum Test ihrer Funktionalität auf die Bilder, die lediglich die einzelnen Farbpulse der LED enthalten angewendet wurde, kann ein Fehler in der Bestimmung der Matrix ausgeschlossen werden. Vielmehr wird bei diesem Test bereits deutlich, dass das Abschneiden der Lichtpulse durch die Lochblende problematisch ist. Da nie alle drei Farbpulse die Lochblende gleich gut passieren können, wird immer ein Teil des Lichtes der jeweiligen Farbe abgeschnitten, was sich auch in den Bildern der einzelnen Lichtpulse in Form von schwarzen Abschattierungen niederschlägt. Außerdem wird das Bild dadurch nicht einheitlich von der jeweiligen LED-Farbe ausgeleuchtet, sodass es hierdurch bereits zu Fehlern bei der Bestimmung der Transfermatrix kommt. Diese Gründe erklären, warum sich die Bildqualität verschlechtert, wenn die inverse Transfermatrix auf das vollständige RGB-Schlierenbild angewendet wird. Eine Verbesserung könnte hierbei erzielt werden, wenn die RGB-LED mithilfe einer opti-

⁸Zur Durchführung dieser Operation wurde von Michael Letzgus-Koppmann ein Python-Programm zur Verfügung gestellt.

schen Faser in eine Punktlichtquelle überführt wird, sodass alle drei LED-Farben das Bild gleichmäßig sowie vollständig ausleuchten. Sofern diese Möglichkeit nicht besteht und eine Korrektur des Übersprechens der Farbkanäle für die Bildauswertung zwingend notwendig ist, muss in diesem Fall eine ortsabhängige Transfermatrix erstellt werden. Allerdings kann hier gezeigt werden, dass die Verwendung unterschiedlicher Helligkeiten für die grüne und blaue LED dazu führt, dass das Übersprechen der Kanäle nach Abzug des Dunkelbildes in den einzelnen Kanälen nicht mehr sichtbar ist. Hierbei handelt es sich um eine einfache Methode, das Übersprechen der Farbkanäle zu minimieren, ohne dass eine aufwändige Bildbearbeitung im Nachhinein notwendig ist. Deswegen wird bei der Auswertung der RGB-Schlierenbilder von Strömungen und Flammen in Kapitel 9 in der Regel auf eine Korrektur des Übersprechens der Farbkanäle anhand der invertierten Transfermatrix verzichtet.

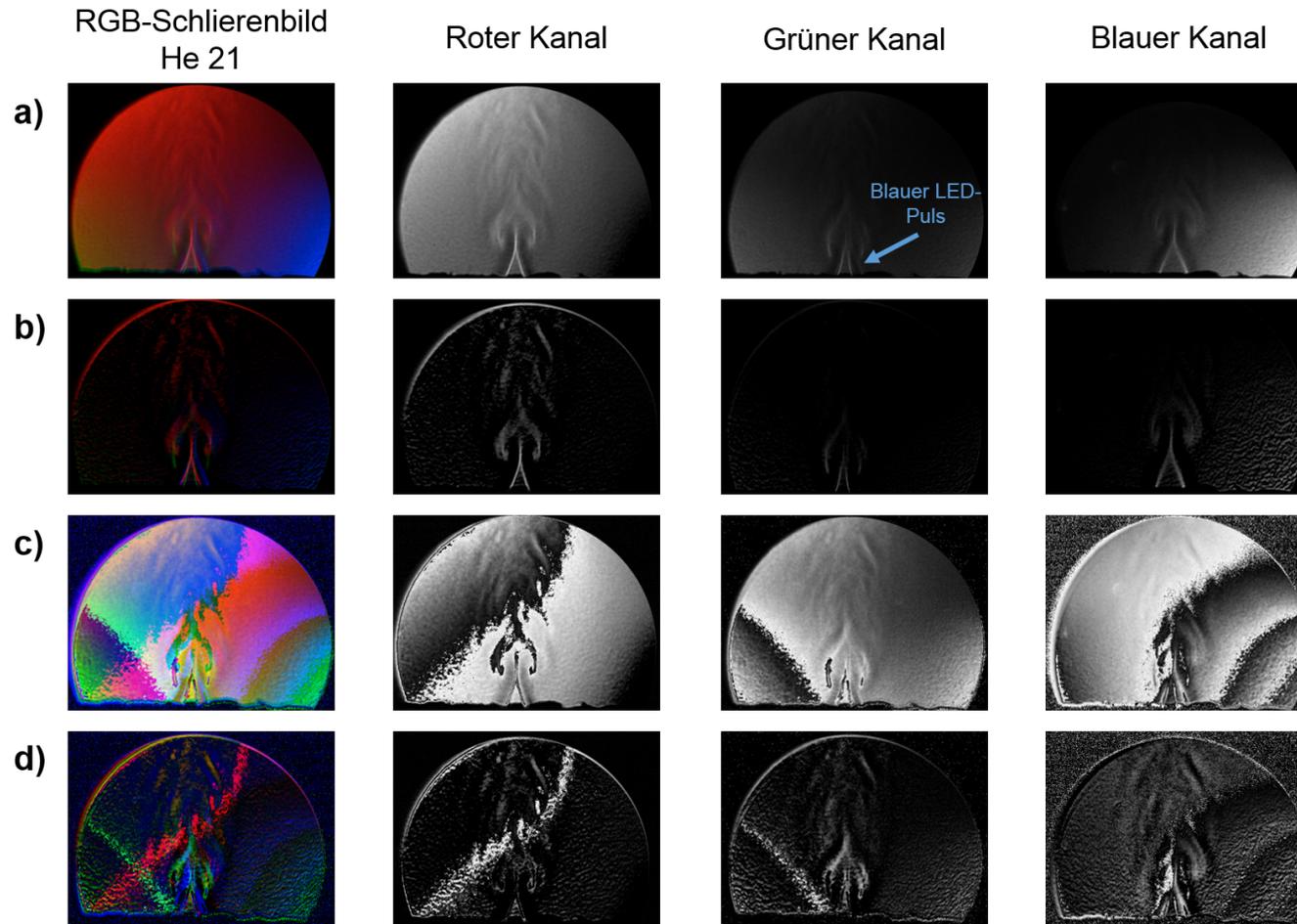


Abbildung 8.16: Übersprechen der Farbkanäle im RGB-Schlierenexperiment am Beispiel der Messreihe He 21. **a)** Wird das RGB-Schlierenbild in die einzelnen Farbkanäle zerlegt, wird aufgrund des Übersprechens der Farbkanäle der blaue Lichtpuls auch im grünen Kanal beobachtet. **b)** Nach Subtraktion des Pulsdunkelbildes ist dieses Übersprechen im grünen Kanal nicht mehr sichtbar. **c)** und **d)** Eine Multiplikation des RGB-Schlierenbildes mit der invertierten Transfermatrix führt zu einer Verschlechterung der Bildqualität. Dies liegt daran, dass die drei Farbpulse der RGB-LED aufgrund der Lochblende das Bild nicht vollständig und gleichmäßig ausleuchten.

8.4 Berechnung von Geschwindigkeiten mithilfe der Methode des optischen Flusses

Wie bereits in Kapitel 3 beschrieben, kann die Methode des optischen Flusses zur Bestimmung von Geschwindigkeiten anhand von RGB-Schlierenbildern genutzt werden. Um die Berechnung des optischen Flusses nach der Methode von Lucas und Kanade durchzuführen, wird ein Python-Programm aus der Literatur [146] entnommen und an die eigenen Bedürfnisse der Bildauswertung angepasst. Der Code dieses Programms befindet sich in Anhang E und wurde in der Python-Version 3.5 implementiert. Das Programm basiert auf der OpenCV-Bibliothek. Hierbei handelt es um eine häufig Anwendung findende Programmbibliothek zur Bildauswertung, die ebenfalls Algorithmen zum maschinellen Sehen beinhaltet. Darüber hinaus enthält die OpenCV-Bibliothek zahlreiche Implementationen zur Berechnung des optischen Flusses aus Bildsequenzen, darunter auch den Algorithmus nach Lucas und Kanade. Um den optischen Fluss ermitteln zu können, werden bestimmte Bildeigenschaften im Laufe der Bildsequenz verfolgt. Hierzu wird die Bewegung von Ecken, die nach der Methode von Shi und Tomasi mithilfe der Funktion `goodFeaturesToTrack()` detektiert werden, beobachtet [146]. Details hierzu sind der Literatur [147] zu entnehmen.

Zunächst wird das RGB-Schlierenbild in die drei Farbkanäle zerlegt, sodass eine Bildsequenz aus drei Bildern zur Berechnung des optischen Flusses vorliegt. Prinzipiell gilt, dass eine vorangegangene digitale Bildverarbeitung zur Vereinheitlichung der Intensität und des Kontrastes in den einzelnen Kanälen des Ursprungsbildes nicht zwingend notwendig ist. Bei Bedarf kann dieser Schritt natürlich vorgenommen werden, bevor die Bilder in das Programm eingeladen werden. Im Allgemeinen müssen die Bilder der zu untersuchenden Bildsequenz mithilfe des OpenCV-Befehls `COLOR_BGR2GRAY` in den Graustufenmodus überführt werden, bevor die Eckendetektion mit `goodFeaturesToTrack()` erfolgen kann. Dieser Schritt entfällt, wenn zuvor eine Zerlegung in die Farbkanäle des Bildes stattgefunden hat. Anschließend wird in allen drei Bildern der Sequenz die Eckendetektion vorgenommen, bevor die Berechnung des optischen Flusses anhand der OpenCV-Funktion `calcOpticalFlowPyrLK()` erfolgt. Hierbei wird der optische Fluss zunächst von Bild 1 zu Bild 2 und anschließend von Bild 2 zu Bild 3 berechnet. Sowohl die Position der detektierten Ecken als auch die resultierenden Abstandsvektoren können in Form einer Textdatei abgespeichert werden, sodass diese Werte für eine weitere Auswertung mit anderen Programmen zur Verfügung stehen. Abschließend wird eine zusammenfassende Übersicht über alle während dieser Auswertung nach der Methode des optischen Flusses erzeugten Bilder erstellt. Diese Übersicht enthält die drei Aus-

gangsbilder sowie die Bilder, in denen die Positionen der detektierten Ecken sichtbar sind. Darüber hinaus werden die Vektoren des optischen Flusses in die Ausgangsbilder eingezeichnet.

Um die Funktionalität dieses Programms zu überprüfen, wird eine Sequenz aus drei Testbildern konstruiert, anhand derer die Abstandsvektoren ermittelt werden sollen (Abbildung 8.17 a)). Diese Testbilder beinhalten einen Kasten, der sich im Laufe der Sequenz fortbewegt. Die Fortbewegung kann anhand der vier Ecken des Kastens im Verlauf der Bildsequenz verfolgt werden (Abbildung 8.18). In Abbildung 8.18 ist die Übersicht enthalten, die am Ende des Durchlaufs des oben beschriebenen Programms erhalten wird. Zunächst werden die drei Bilder der betrachteten Bildsequenz im Graustufenmodus dargestellt (Abbildung 8.18 oben). Anschließend erfolgt eine Ermittlung der Ecken (Abbildung 8.18 Mitte), anhand derer die Abstandsvektoren bestimmt werden (Abbildung 8.18 unten). Um die erhaltenen Ergebnisse validieren zu können, werden die Vektoren auch mithilfe von horizontalen sowie vertikalen Profilen in SUAP [130] bestimmt. Die anhand des Python-Programms erhaltenen Abstandsvektoren werden zum Vergleich mit den Vektoren aus der Auswertung mit SUAP in OriginPro [132] als Vektorfeld aufgetragen (Abbildung 8.17 b)). Werden die beiden Methoden zur Bestimmung der Abstandsvektoren miteinander verglichen, werden identische Ergebnisse erhalten, sodass dieses Python-Programm zur Bestimmung des optischen Flusses gemäß der Methode nach Lucas und Kanade erfolgreich getestet werden konnte.

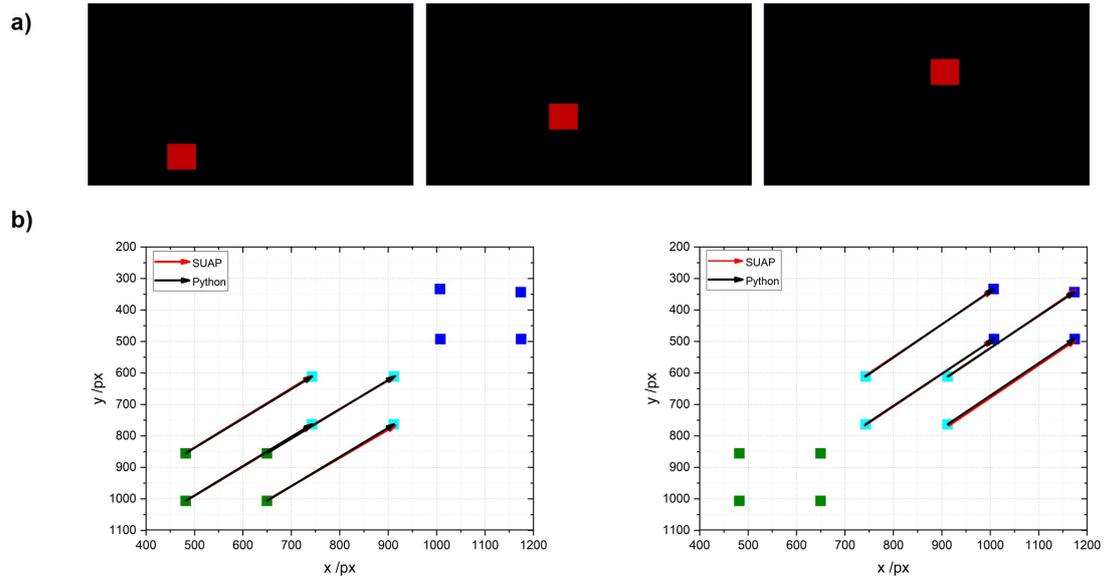


Abbildung 8.17: Funktionalitätstest des Python-Programms zur Berechnung des optischen Flusses nach der Methode von Lucas und Kanade. **a)** Als Testobjekt wird ein Kasten, der sich innerhalb einer Sequenz von drei Bildern bewegt, verwendet. **b)** Anhand eines Vergleichs der Abstandsvektoren, die anhand des Python-Programms erhalten werden, mit denen, die mithilfe von SUAP ermittelt wurden, wird deutlich, dass das Python-Programm zur Bestimmung des optischen Flusses einwandfrei funktioniert.

Optischer Fluss

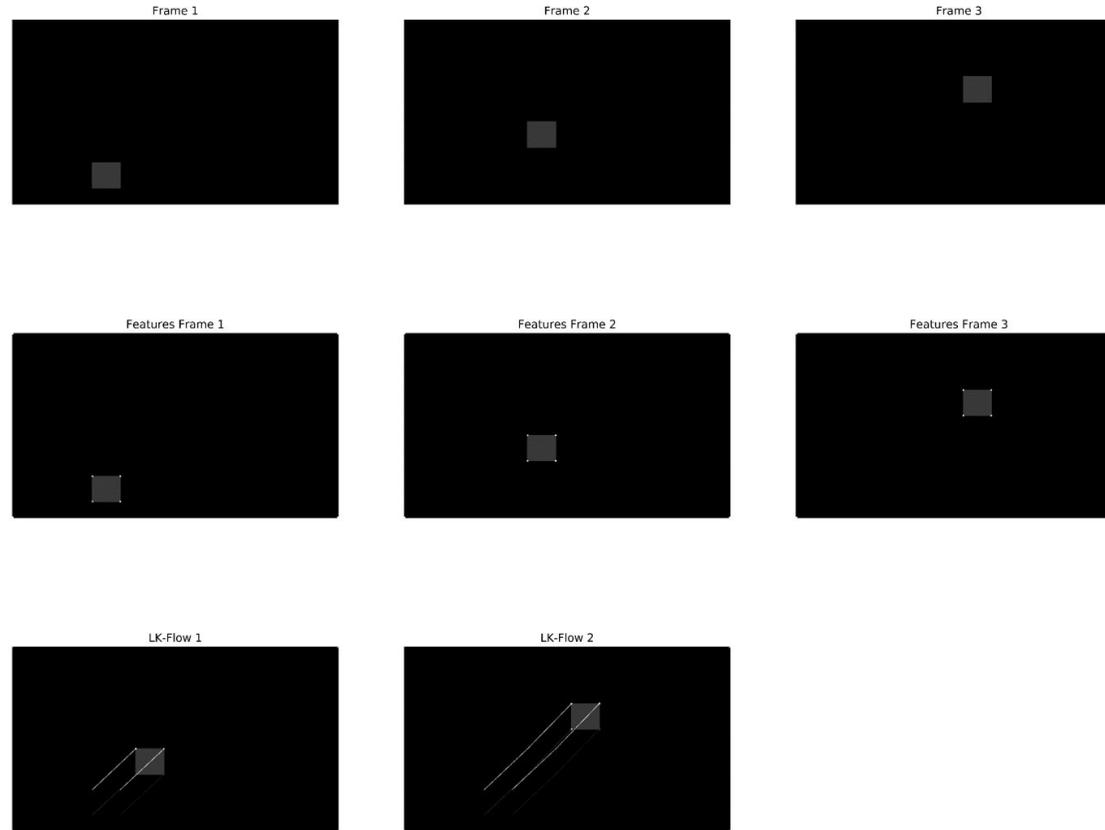


Abbildung 8.18: Übersicht über die wichtigsten Schritte bei der Bestimmung des optischen Flusses nach der Methode von Lucas und Kanade. Zunächst erfolgt eine Umwandlung der in das Programm eingeladenen Bilder in den Graustufenmodus (oben), bevor die Ecken detektiert werden (Mitte). Anhand der detektierten Ecken erfolgt eine Bestimmung der Abstandsvektoren (unten). Diese Übersicht wird nach dem Durchlauf des Python-Programms erhalten.

Nachdem das Python-Programm zur Berechnung des optischen Flusses nach der Methode von Lucas und Kanade erfolgreich getestet werden konnte, sollen nun Geschwindigkeiten von laminaren Helium-Luft-Strömungen ausgehend von RGB-Schlierenbildern berechnet werden. Hierzu wird erneut die Messreihe He 10 verwendet und es wird die Geschwindigkeit der Fortbewegung der Schlieren zwischen dem roten und grünen Kanal untersucht. Zunächst erfolgt wie gewohnt eine Subtraktion des Pulsdunkelbildes, eine Kalibration des räumlichen Versatzes sowie ein Zuschneiden des Schlierenbildes. Nach anschließender Zerlegung in die drei RGB-Kanäle können die resultierenden Einzelbilder der Farbkanäle in das Python-Programm eingelesen werden. Zunächst muss in allen Fällen die Anzahl an maximal zu detektierenden Ecken von 40 auf 5 bzw. 10 herabgesetzt werden, damit das Python-Programm fehlerfrei läuft. Dies liegt daran, dass im Falle der Helium-Luft-Schlieren Bilder mit wenigen Details vorliegen. Erfolgt ein Übergang zu turbulenten Strukturen, sollte es möglich sein, deutlich mehr Bildeigenschaften zur Verfolgung in der Bildsequenz ermitteln zu können. Da die Punkte, die zur Berechnung des optischen Flusses verfolgt werden, Ecken sind, gibt es pro Kanal des Schlierenbildes lediglich wenige Punkte, die von dem Programm detektiert werden können (Abbildung 8.19).

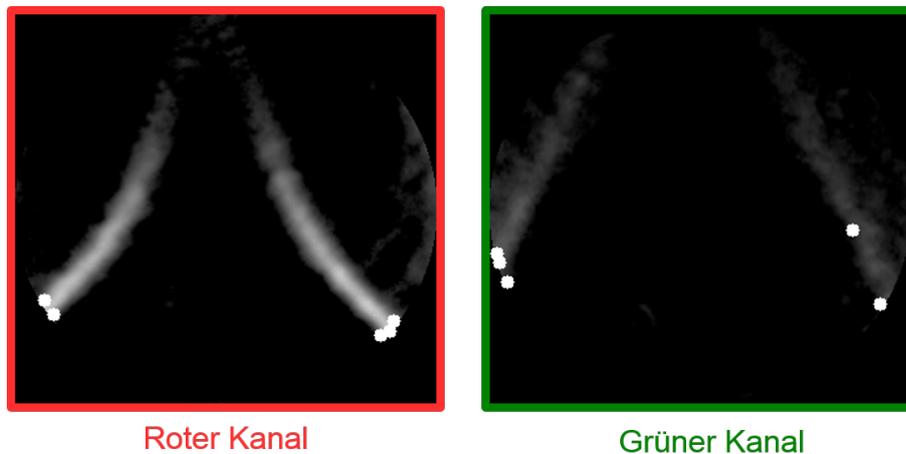


Abbildung 8.19: Ecken, die vom Python-Programm zur Bestimmung des optischen Flusses detektiert werden. *Da es sich bei den Bildeigenschaften, die zur Ermittlung des optischen Flusses in der Bildsequenz verfolgt werden, um Ecken handelt, können im Falle der laminaren Helium-Luft-Strömung lediglich wenige Bildeigenschaften identifiziert werden. Die vom Programm detektierten Ecken sind in Form der hellen Punkte markiert.*

Eine weitere Herausforderung besteht darin, dass die korrelierenden Ecken im folgenden Bild der Sequenz wiedergefunden werden. Dies führt dazu, dass pro untersuchtem RGB-Schlierenbild lediglich ein bis zwei Paare an Bildpunkten ausgewertet werden können. Da zunächst lediglich die Funktionalität zur Ermittlung von Geschwindigkeiten aus

RGB-Schlierenbildern demonstriert werden soll, stellt diese Einschränkung zunächst kein Problem dar. Prinzipiell werden anhand des Python-Programms zur Berechnung des optischen Flusses die Abstandsvektoren erhalten. Durch Verrechnung mit der an der RGB-LED eingestellten Periodendauer wird die Geschwindigkeit der Fortbewegung der Schliere erhalten. Es kann ein Geschwindigkeitswert von 0.237 m/s anhand des Testbildes ermittelt werden. Dieser Wert liegt in dem Bereich der Geschwindigkeiten, die in Abschnitt 8.3.1 mithilfe des manuellen Vorgehens ermittelt werden können, sodass demonstriert werden kann, dass das hier vorgestellte Python-Programm dazu geeignet ist, Geschwindigkeiten ausgehend von RGB-Schlierenbildern zu ermitteln. Allerdings weist das Programm zum momentanen Zeitpunkt noch Optimierungsbedarf auf. Auf der einen Seite gestaltet sich die Detektion der Bildeigenschaften, die zur Berechnung der Abstandsvektoren im Laufe der Bildsequenz verfolgt werden, bisher als schwierig. Da die Ermittlung der Bildeigenschaften auf der Ermittlung von Ecken basiert, können im Falle der laminaren Helium-Luft-Schlieren lediglich wenige Bildeigenschaften detektiert werden, sodass in diesem Fall über die Verfolgung anderer Bildeigenschaften in Zukunft nachgedacht werden sollte. Außerdem ist nicht in jedem Fall gewährleistet, dass die Punkte des ersten Bildes der Sequenz auch im zweiten Bild detektiert werden können. Des Weiteren erfolgen in einigen Fällen Fehler bei der Zuordnung der Punkte zwischen zwei Bildern, sodass der Abstandsvektor von Zeit zu Zeit zwischen zwei Punkten, die nicht miteinander korrelieren, gebildet wird. Ein weiterer Vorteil der Verwendung der Programmiersprache Python zur Bildauswertung besteht darin, dass das Programm zur Berechnung des optischen Flusses um alle im Vorfeld notwendigen Schritte zur digitalen Bildverarbeitung erweitert werden kann. Alle Schritte wie die Subtraktion des Dunkelbildes, die Kalibration des räumlichen Versatzes, Zerlegung in die RGB-Kanäle sowie eine digitale Bildverarbeitung können in dieses Programm implementiert werden, sodass eine vollautomatische Bildauswertung ermöglicht wird. Außerdem kann das Programm dahingehend erweitert werden, dass am Ende des Programmdurchlaufs die Geschwindigkeitsvektoren erhalten werden und diese nach Bedarf auch grafisch visualisiert werden können. Dies ist vor allem bei der Auswertung großer Datenmengen ein unschätzbare Vorteil. Wird zusätzlich noch eine Erweiterung in Form eines Rohdatenmoduls eingebaut, können auch Bilder im Rohdatenformat direkt analysiert werden und ein mögliches Übersprechen der Farbkanäle korrigiert werden.

8.5 Zusammenfassung: Bildauswertung

In Abbildung 8.20 ist eine Übersicht über die Schritte zur Bildauswertung, die in diesem Kapitel erarbeitet und diskutiert werden, dargestellt. Im Allgemeinen werden zwei Wege zur Ermittlung von Geschwindigkeiten aus RGB-Schlierenbildern präsentiert. Auf der einen Seite erfolgt eine manuelle Auswertung mithilfe von vertikalen Profilen in SUAP und auf der anderen Seite kommt ein Python-Programm zur Berechnung des optischen Flusses nach der Methode von Lucas und Kanade zum Einsatz. Unabhängig davon, welche der beiden Methoden zur Ermittlung der Geschwindigkeiten verwendet wird, erfolgen zunächst eine Subtraktion des Pulsdunkelbildes sowie ein Zuschneiden des RGB-Schlierenbildes zur Entfernung informationsarmer Bereiche. An die soeben beschriebenen Schritte zur Vorverarbeitung des RGB-Schlierenbildes schließt sich die Geschwindigkeitsbestimmung aus dem RGB-Schlierenbild an. In Kapitel 9 wird überwiegend die Methode mit SUAP zur Geschwindigkeitsbestimmung in Strömungen und Flammen Anwendung finden, da diese Methode zum jetzigen Zeitpunkt weniger störanfällig ist. Das Python-Programm zur Berechnung des optischen Flusses weist noch Optimierungsbedarf auf, dennoch ist es sehr vielversprechend für eine zukünftige Auswertung großer Datenmengen, da es exakter ist als die manuelle Geschwindigkeitsbestimmung. Des Weiteren werden im Folgenden (Kapitel 9) überwiegend RGB-Schlierenbilder im jpg-Format ausgewertet, da bei dem gewählten Ansatz zur Auswertung keine Verbesserung der Sichtbarkeit der Schlieren durch Verwendung von Bildern im Rohdatenformat beobachtet wird. Durch Verwendung des komprimierten jpg-Formats können die Ergebnisse für die wissenschaftliche CCD-Kamera DFK41BU02 sowie die Spiegelreflexkamera Canon EOS 400D miteinander verglichen werden. Für eine automatisierte Bildauswertung nach der Methode des optischen Flusses sowie eine Korrektur des Übersprechens der Farbkanäle (color crosstalk correction) ist die Verwendung von Bildern im Rohdatenformat sinnvoll und nützlich. Es konnte im Rahmen dieses Kapitels gezeigt werden, dass die in dieser Arbeit präsentierte Methode der gepulsten RGB-Schlierenfotografie zur Bestimmung von Geschwindigkeiten aus Strömungen mit einem geeigneten Gradienten im Brechungsindex exakte Ergebnisse liefert.

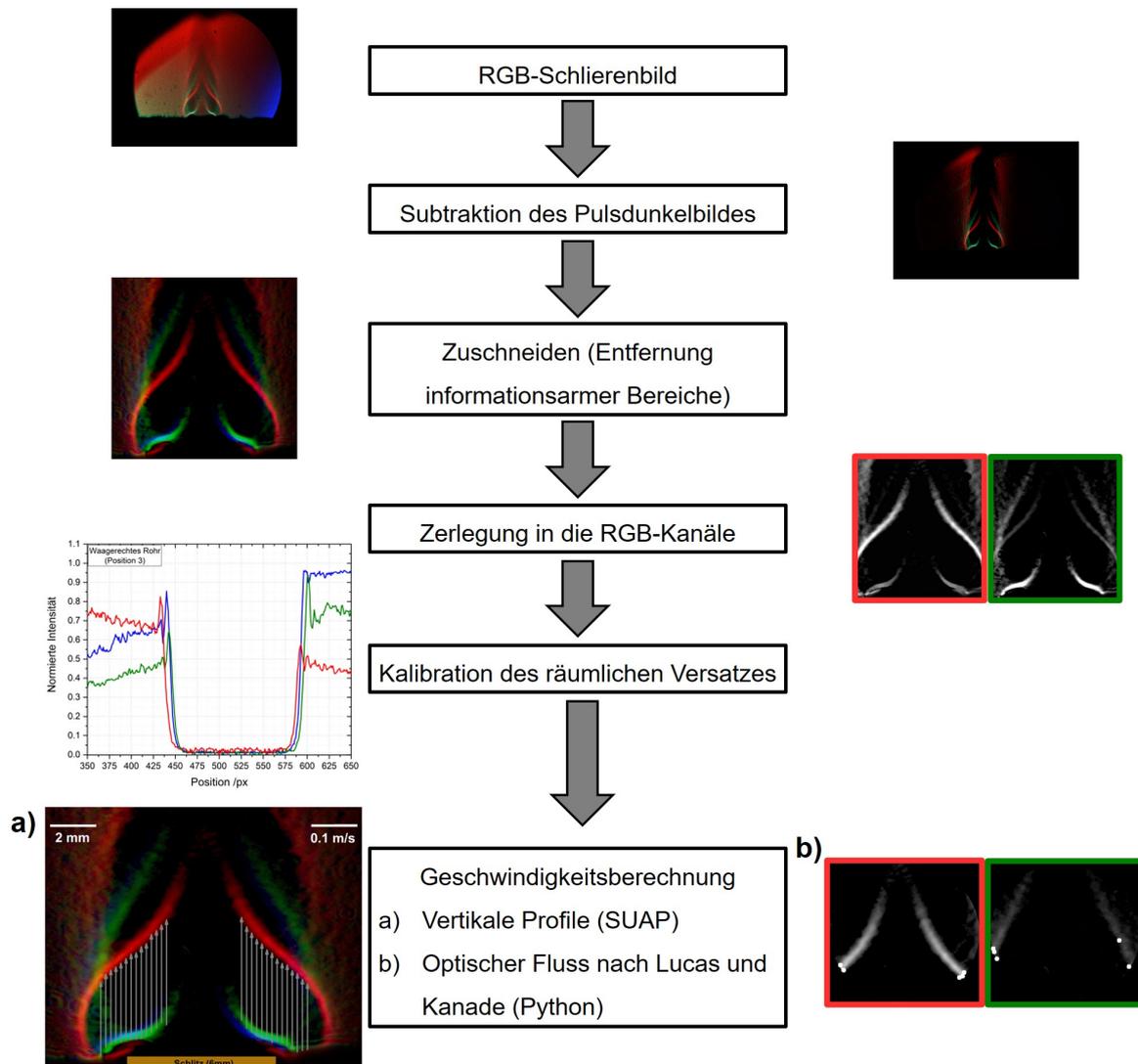


Abbildung 8.20: Übersicht über die notwendigen Schritte zur Berechnung von Geschwindigkeiten ausgehend von RGB-Schlierenbildern am Beispiel der Messreihe He 10. Neben den einzelnen Schritten der Bildauswertung befindet sich exemplarisch immer das jeweilige Ergebnis des jeweiligen Schrittes. Unabhängig davon, ob die Geschwindigkeiten anhand von vertikalen Profilen in SUAP oder mit der Methode des optischen Flusses nach Lucas und Kanade berechnet werden, erfolgen zunächst identische Schritte der Bildvorverarbeitung.

9 Ergebnisse II: Gepulste RGB-Schlierenfotografie an Strömungen und Flammen

Nachdem in Kapitel 8 erfolgreich demonstriert werden konnte, dass sich die gepulste RGB-Schlierenfotografie zur Geschwindigkeitsbestimmung von laminaren Strömungen eignet, sollen abschließend zwei weitere Untersuchungsobjekte mithilfe dieser Methode untersucht werden. Zunächst erfolgt die optische Charakterisierung einer turbulenten Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme mittels der gepulsten RGB-Schlierenfotografie. Anschließend werden die Untersuchungen an den laminaren Helium-Luft-Strömungen dazu genutzt, optimale Messbedingungen für zukünftige Experimente der gepulsten RGB-Schlierenfotografie zu ermitteln. Als letztes Untersuchungsobjekt der vorliegenden Arbeit dient die Methan-Luft-Flamme, die in dieser Arbeitsgruppe bereits häufig zur Untersuchung instationärer Verbrennungsprozesse Anwendung gefunden hat [58, 77].

9.1 Turbulente Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme

Da die Charakterisierung des gepulsten RGB-Schlierensystems in Kapitel 6 zeigt, dass die Zeitaufösung nahe am MHz-Bereich liegt und Strömungen mit Überschallgeschwindigkeit untersucht werden können, soll in diesem Abschnitt analysiert werden, ob es mit diesem System möglich ist, Mischungsprozesse an der Düse in der *lift-off*-Zone von turbulenten Wasserstoff-Luft-Diffusionsflammen zu visualisieren und zu analysieren. Da in Kapitel 8 darüber hinaus erfolgreich demonstriert werden konnte, dass eine Geschwindigkeitsbestimmung anhand der RGB-Schlierenbilder möglich ist, sollen für die turbulente Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme ebenfalls Geschwindigkeitsberechnungen durchgeführt werden. Bisher sind Geschwindigkeitsbestimmungen in solchen turbulenten Systemen lediglich mit kostspieligen laserspektroskopischen Verfahren möglich, bei denen in der Regel Partikel, deren Fortbewegung verfolgt wird, in die Strömung eingebracht werden müssen (LDA, PIV). Im Falle von Strömungen, die sich mit sehr hoher Geschwindigkeit fortbewegen, wie es in turbulenten Flammen zum Beispiel der Fall

ist, kann es passieren, dass diese Partikel diesen Geschwindigkeiten nicht mehr folgen können, sodass eine Art *Leck* im Partikelstrom entsteht und dadurch die Geschwindigkeitsbestimmung versagt.

9.1.1 Analyse der Bildqualität der RGB-Schlierenbilder

Turbulente Wasserstoff-Luft-Diffusionsflammen können zum einen aufgrund des Unterschiedes im Brechungsindex zwischen Luft und Wasserstoff (vgl. auch Tabelle 2.2) mithilfe von Schlierenmessungen untersucht werden. Zum anderen existiert ein deutlicher Temperaturunterschied zwischen der Umgebungsluft und der Flamme, sodass durch die resultierende Dichtemodulation ebenfalls ein Gradient im Brechungsindex hervorgerufen wird. Details der Experimente der gepulsten RGB-Schlierenfotografie an turbulenten Wasserstoff-Luft-Diffusionsflammen sind Abschnitt 7.4 zu entnehmen. Im Allgemeinen strömt Wasserstoff mit unterschiedlichen Flüssen in die ruhende Außenluft und verbrennt dort, während gleichzeitig RGB-Schlierenbilder aufgenommen werden. Die verwendeten Einstellungen während der Messungen sind Tabelle B.2 in Anhang B zu entnehmen.

S/W-Schlierenfotografie Um zu überprüfen, ob die *lift-off*-Zone der turbulenten Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme (vgl. auch Abschnitt 4.4.4) anhand von Schlierenmessungen visualisiert werden kann, werden zunächst S/W-Schlierenbilder aufgenommen. Hierbei handelt es sich um die einfachste Form der Schlierenfotografie und sie ist somit ein sinnvoller Test, um abzuschätzen, ob ein vorliegendes Untersuchungsobjekt anhand von Schlierenmessungen optisch charakterisiert werden kann. In Abbildung 9.1 befinden sich die erhaltenen S/W-Schlierenbilder der turbulenten Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme für unterschiedliche Strömungsgeschwindigkeiten sowie Höhen über der Düse x/D . Der Wasserstoff-Fluss wird zwischen 20 slm und 120 slm variiert. Für einen Fluss von 20 slm kann deutlich die Grenze zwischen der Reaktionszone, also der Flamme, in der die Verbrennung stattfindet, im Vergleich zur Umgebungsluft anhand der scharfen, hellen Grenze erkannt werden. Innerhalb dieser Grenze befindet sich die Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme. An der Grenze zwischen der Flamme und der Umgebungsluft ist der Temperatur- und somit der Brechungsindexgradient am größten, sodass an dieser Stelle die schärfste Struktur beobachtet werden kann. Mittig oberhalb der Düse kann beobachtet werden, wie kalter Wasserstoff in die Reaktionszone strömt. Da der Wasserstoff kälter als die Flamme ist, kann aufgrund des Temperaturgradienten an dieser Stelle ebenfalls eine deutliche Schlierenbildung beobachtet werden. Außerdem kann den S/W-Schlierenbildern entnommen werden, dass bei diesem Fluss eine laminare Strömung vorliegt, da noch keinerlei Wirbelbildung zu erkennen ist. Diese

Beobachtung steht auch in Einklang mit den berechneten Reynolds-Zahlen aus Tabelle 7.3. Erfolgt der Übergang zu einer Strömung mit einem Fluss von 50 slm, liegt gemäß der Reynolds-Zahl bereits eine turbulente Strömung vor. Dies äußert sich auch in einer deutlichen Wirbelbildung innerhalb der Reaktionszone der Flamme. Auch in diesem Fall ist der Grenzbereich der Flamme zur Umgebungsluft aufgrund des Temperaturgradienten immer etwas schärfer bzw. deutlicher zu erkennen als die Wirbel im Inneren der Flamme. Ab einem Fluss von 50 slm wird oberhalb der Düse eine beginnende Einschnürung der Flamme beobachtet und ab einer Flussgeschwindigkeit des Wasserstoffs von 100 slm ist die Flamme abgehoben, sodass es zur Ausbildung der *lift-off*-Zone kommt. In der *lift-off*-Zone ist eine Verwirbelung im aus der Düse nachströmenden unverbrannten Wasserstoff zu erkennen, sodass dieser Bereich mithilfe der Schlierenmethode optisch zugänglich ist. In dieser Mischungszone findet keine Verbrennung statt, sondern lediglich eine turbulente Durchmischung des kalten Gases und somit ebenfalls eine Wirbelbildung. Allerdings können diese Wirbel deutlich schlechter erkannt werden als in der Flamme. Da der Unterschied in den Brechungsindices von Wasserstoff und Luft (vgl. Tabelle 2.2) ausreichend ist, um einen sichtbaren Gradienten zu erzeugen, kann die schlechte Sichtbarkeit der Wirbel in der *lift-off*-Zone auf ein zu geringes Ortsauflösungsvermögen zurückgeführt werden. Dennoch wird beobachtet, dass die Wirbel in der Mischungszone (*lift-off*-Zone) deutlich kleiner sind als in der turbulenten Flamme. Aufgrund des fehlenden Kontrastes in der *lift-off*-Zone kann keine Größenbestimmung erfolgen, während in der Flamme eine Wirbelgröße im Bereich von 2 mm beobachtet wird, was in Einklang mit der Literatur [55] steht. Eigentlich wird erwartet, dass die Strukturen und somit die Wirbel in der Reaktionszone der Flamme mit steigendem Fluss zunehmen. Dieses Verhalten kann durch die S/W-Schlierenbilder aus Abbildung 9.1 nicht bestätigt werden. Diese Beobachtung könnte damit begründet werden, dass an der Grenzfläche der Flamme und der Luft, die durch die Schlierenuntersuchungen im Wesentlichen visualisiert wird, die Geschwindigkeit geringer wird und somit an der Grenzfläche keine Vergrößerung der Wirbel mit steigendem Fluss auftritt. Außerdem werden die Aufnahmen der S/W-Schlierenbilder bei unterschiedlichen Höhen x/D oberhalb der Düse durchgeführt. Hierbei ist auffällig, dass diese Variation der Höhe im vorliegenden Schlierenaufbau aufgrund des großen zugänglichen Sichtbereichs nicht notwendig ist. Bereits bei einer Höhe von $x/D = 0$ oberhalb der Düse ist die *lift-off*-Zone vollständig im Bild sichtbar, sodass im gepulsten RGB-Schlierenexperiment lediglich diese Höhe zum Einsatz kommen wird.

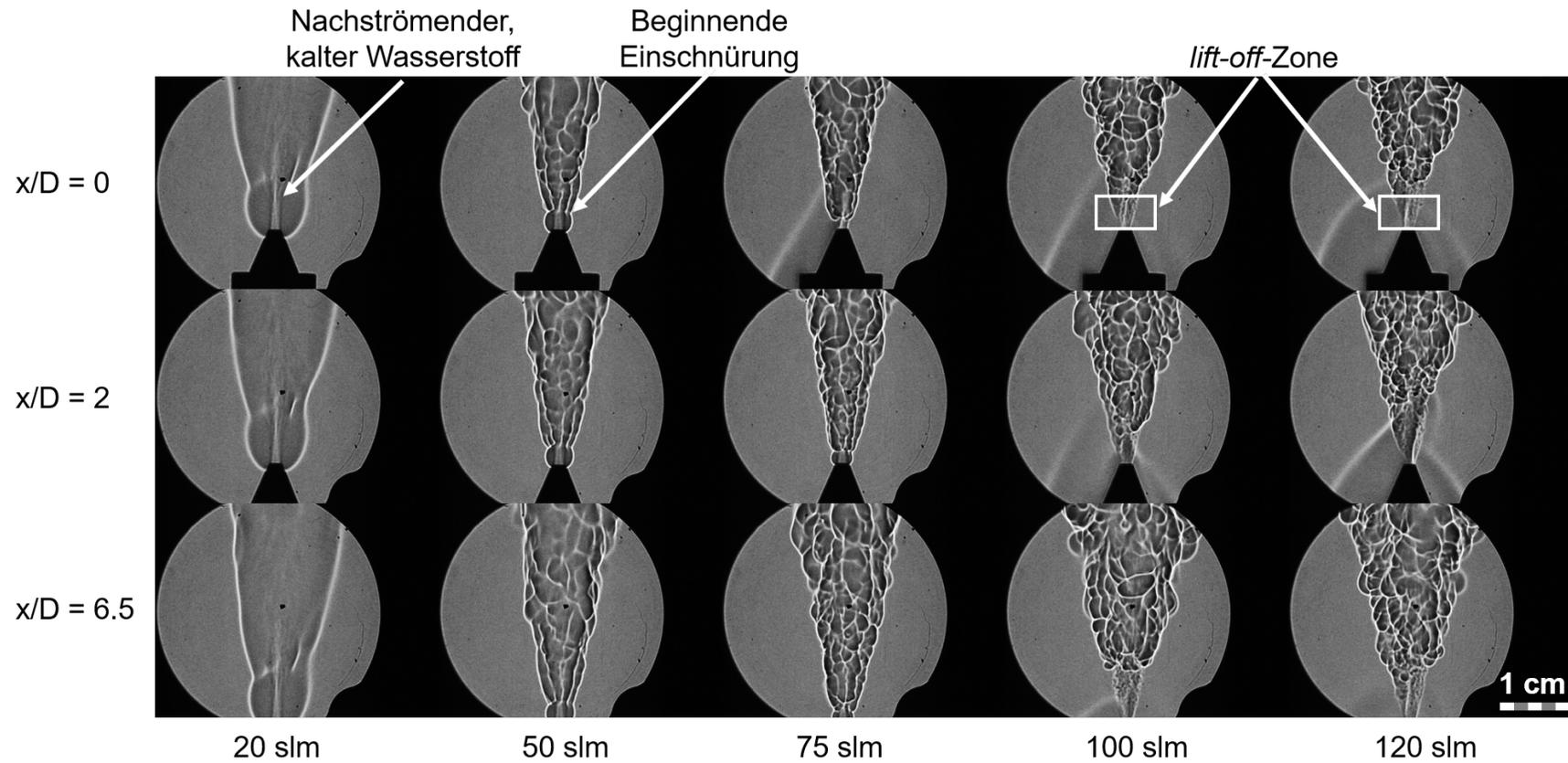


Abbildung 9.1: S/W-Schlierenbilder der turbulenten Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme für unterschiedliche Flüsse sowie Höhen über der Düse x/D . Ab einer Strömungsgeschwindigkeit des Wasserstoffs von 50 slm ist eine Einschnürung der Flamme oberhalb der Düse zu erkennen, bevor bei einem Fluss von 100 slm die turbulente Flamme abhebt, sodass die lift-off-Zone entsteht. Hieran kann demonstriert werden, dass die Schlierenmethode zur optischen Charakterisierung der lift-off-Zone in der turbulenten Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme geeignet ist.

Gepulste RGB-Schlierenfotografie Um die optimalen Messbedingungen für die Untersuchung der turbulenten Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme mithilfe der gepulsten RGB-Schlierenfotografie zu ermitteln, werden Messungen in unterschiedlichen Konfigurationen und Einstellungen durchgeführt (Messreihe H₂ 2 bis H₂ 7). Bei Messreihe H₂ 1 handelt es sich um die S/W-Schlierenfotografie aus dem vorangegangenen Abschnitt. In Abbildung 9.2 ist für jede Messreihe ein RGB-Schlierenbild bei einem Fluss von 50 slm nach Subtraktion des Pulsdunkelbildes dargestellt. Die Subtraktion des Pulsdunkelbildes erfolgt, um die Sichtbarkeit der Schliere durch einen dunklen Hintergrund zu verbessern. Es wird ein Fluss von 50 slm verwendet, damit die benötigten Pulsbreiten der RGB-LED nicht unterhalb der ermittelten Detektionsgrenze der Kamerasensoren aus Abschnitt 6.3.4 liegen. Zunächst werden RGB-Schlierenbilder unter Verwendung der Saber Z4 RGBW-LED in Kombination mit der wissenschaftlichen CCD-Kamera DFK41BU02 aufgenommen (Messreihe H₂ 2). Es kann lediglich an der Grenzfläche zwischen der Flamme und der Umgebungsluft eine scharfe Struktur erkannt werden. Werden diese Bilder mit denen verglichen, die unter Verwendung der gleichen RGBW-LED mit der wissenschaftlichen S/W-CCD-Kamera aufgenommen werden (Messreihe H₂ 3), so sind die Strukturen innerhalb der Flamme deutlich besser zu erkennen als bei H₂ 2. Diese Beobachtung lässt sich anhand der höheren Sensitivität von S/W-Kameras im Vergleich zu Farbkameras erklären. Wird hingegen die Spiegelreflexkamera Canon EOS 400D verwendet (Messreihe H₂ 4), können die Strukturen der Schliere sehr deutlich erkannt werden. Im Vergleich zur wissenschaftlichen Farb-CCD-Kamera DFK41BU02 (Messreihe H₂ 2) liegt eine deutliche Verbesserung der Bildqualität vor und die Strukturen können schärfer beobachtet werden, sodass für die folgenden Untersuchungen der turbulenten Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme die Spiegelreflexkamera Anwendung findet.

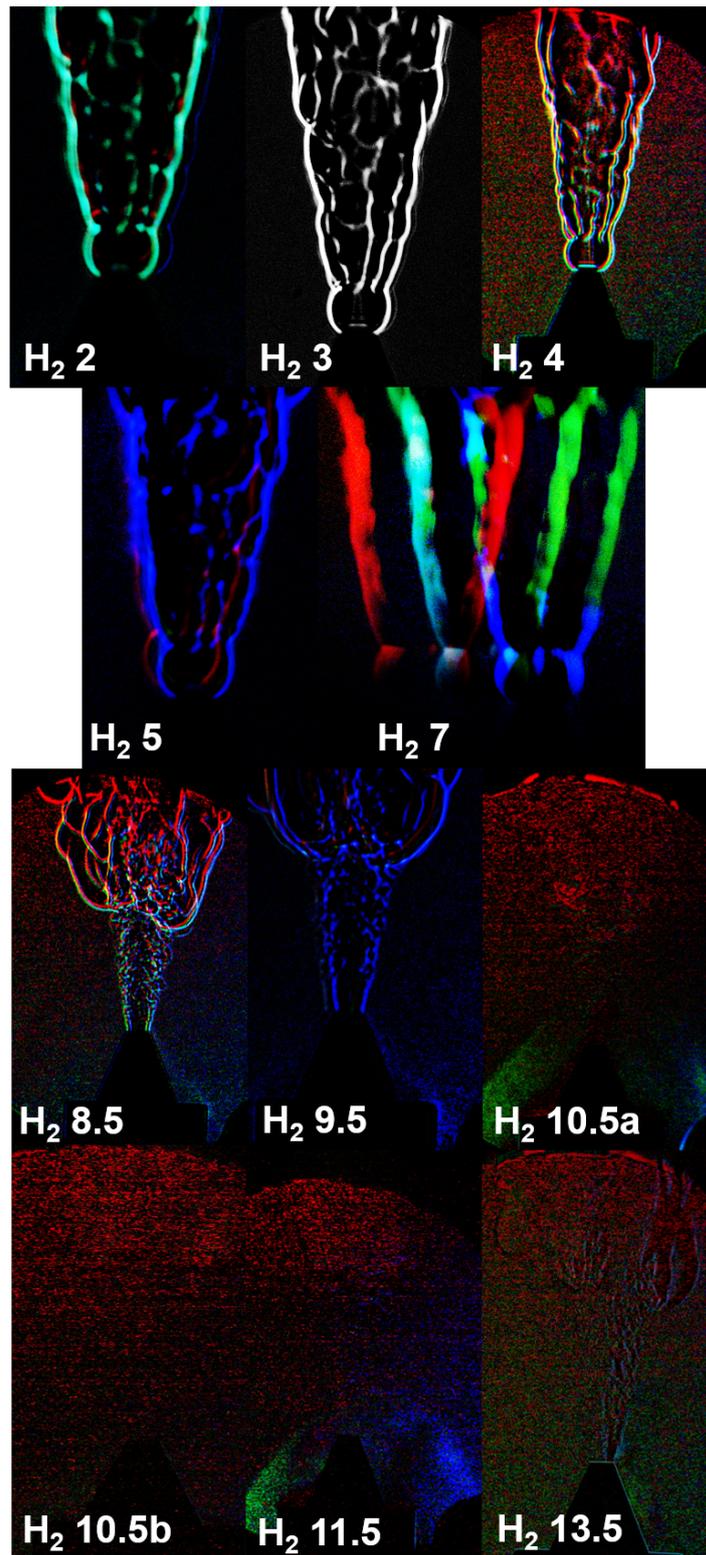


Abbildung 9.2: Übersicht über die Messungen zur Aufnahme von gepulsten RGB-Schlierenbildern von turbulenten Wasserstoff-Luft-Diffusionsflammen. Die Messbedingungen sind Tabelle B.2 in Anhang B zu entnehmen. Für die Messreihen H_2 2 bis H_2 7 wird ein Fluss von 50 slm verwendet, während ab der Messreihe H_2 8.5 ein Fluss von 120 slm vorliegt. Die Messreihe H_2 6 (Optische Faser) und H_2 12.5 ($x/D = 6.5$) fehlen, da sie nicht ausgewertet werden. Es werden Bilder im jpg-Format gezeigt.

Für die bis hier vorgestellten Messreihen sowie die folgenden Untersuchungen an der Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme wird die Saber Z4 RGBW-LED verwendet. Wird die Messreihe H₂ 2 nun mit der Messreihe H₂ 5, in der die Cree XM-L RGBW-LED verwendet wird, verglichen, werden keine nennenswerten Unterschiede beobachtet. Wird die Luxeon Z RGBW-LED in horizontaler Anordnung verwendet (Messreihe H₂ 7), wird eine starke Verwaschung der Strukturen im RGB-Schlierenbild beobachtet, sodass eine mögliche Geschwindigkeitsbestimmung erschwert wird. Die Messreihe H₂ 6 fehlt in dieser Betrachtung, da in diesem Fall das Licht der Saber Z4 RGBW-LED über eine Ulbrichtkugel in eine optische Faser eingekoppelt wird, um eine Punktlichtquelle zu erhalten (vgl. auch Abschnitt 5.5). Allerdings ist die Lichtintensität bei Pulsbreiten im μs -Bereich, wie sie bei der Untersuchung turbulenter Untersuchungsobjekte häufig Einsatz finden, nicht ausreichend, um den Ansatz der Einkopplung des LED-Lichts in eine optische Faser über die Ulbrichtkugel umzusetzen. In Abschnitt 9.2.1 werden Pulsbreiten im ms-Bereich verwendet, sodass in diesem Fall die Wahrscheinlichkeit größer ist, dass die aus der optischen Faser ausgekoppelte Lichtintensität ausreichend ist für die Aufnahme von RGB-Schlierenbildern.

Im Folgenden wird die Bildqualität der RGB-Schlierenbilder der Messreihen H₂ 8.5 bis H₂ 13.5 diskutiert (Abbildung 9.2). Hierbei wird immer die Saber Z4 RGBW-LED in Kombination mit der Spiegelreflexkamera Canon EOS 400D verwendet. Es erfolgt eine Analyse eines Wasserstoff-Flusses von 120 slm, da in diesem Fall die *lift-off*-Zone am stärksten ausgeprägt ist. Durch eine Subtraktion des Pulsdunkelbildes werden die Strukturen in der *lift-off*-Zone deutlicher sichtbar. In der Messreihe H₂ 8.5 können die Strukturen in der Flamme deutlich erkannt werden und auch die *lift-off*-Zone ist sichtbar. Für die beiden Messreihen H₂ 10.5a sowie H₂ 10.5b wird die Helligkeit der RGBW-LED an die spektrale Empfindlichkeit des Kamerasensors angepasst (vgl. auch Abbildung 6.27). Allerdings tritt hierbei das Problem auf, dass die Intensität der LED bei Pulsbreiten unterhalb von 10 μs nicht mehr ausreichend ist, um vom Kamerasensor zufriedenstellend detektiert zu werden (vgl. auch Abschnitt 6.3.4). Für einen Tastgrad von 50 % (Messreihe H₂ 10.5a) können die Lichtpulse zwar im resultierenden RGB-Schlierenbild problemlos identifiziert werden, allerdings sind nahezu keine Schlieren nach Abzug des Pulsdunkelbildes sichtbar. Vor allem im Bereich der *lift-off*-Zone ist der Kontrast sehr gering. Erfolgt der Übergang zu einem Tastgrad von 10 % (Messreihe H₂ 10.5b) können keine Schlieren mehr im Bild identifiziert werden. Somit kann gezeigt werden, dass die minimal notwendige LED-Intensität, die zu einer gut sichtbaren Abbildung der Schlieren führt, im vorliegenden Experiment bei einer Pulsbreite der LED von 10 μs liegt. Selbst bei einer Erhöhung der LED-Helligkeit auf 100 % für

alle Farben der LED wird kein ausreichender Kontrast bei der Abbildung der Schlieren unter Verwendung eines Tastgrades von 10 % erreicht (Messreihe H₂ 11.5). Somit kann dieser Tastgrad im vorliegenden Experiment nicht genutzt werden. Da die Messreihe H₂ 12.5 bei einer Höhe über der Düse von $x/D = 6.5$ aufgenommen wurde, erfolgt keine Analyse dieser Messreihe. Die Verwendung einer vertikalen Schlierenkante (Messreihe H₂ 13.5) führt zu einer Verschlechterung der Sichtbarkeit der Schlieren, sodass weniger Details in den Strukturen zu erkennen sind. Dies entspricht den Erwartungen, da die Strömung der Flamme in vertikale Richtung verläuft und somit die größten Gradienten im Brechungsindex in vertikale Richtung erwartet werden. Deswegen sind die Schlieren in der turbulenten Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme am besten bei der Verwendung einer Schlierenkante in horizontaler Ausrichtung sichtbar. Dies wird auch durch den Vergleich mit dem Bild der Messreihe H₂ 8.5 deutlich, da hierbei, bis auf die Schlierenkante, identische Messbedingungen vorlagen. Durch diesen Vergleich wird eindrucksvoll gezeigt, dass es bei Anwendung der Schlierenfotografie essentiell ist, die Ausrichtung der Schlierenkante in Hinblick auf das Untersuchungsobjekt korrekt zu wählen. In Falle der Untersuchung von Flammen sowie anderen Strömungsprozessen wird die Ausrichtung der Schlierenkante durch die Strömungsrichtung vorgegeben.

9.1.2 Geschwindigkeitsbestimmung

Anhand der Messreihe H₂ 8.5 mit einem Wasserstoff-Fluss von 120 slm soll eine Geschwindigkeitsbestimmung durchgeführt werden. Dazu werden sowohl die Flammenzone als auch die *lift-off*-Zone näher betrachtet (Abbildung 9.3). Zunächst einmal ist im Vergleich zur Bildauswertung der laminaren Helium-Luft-Strömung in Kapitel 8 auffällig, dass es sich aufgrund der im System vorliegenden Turbulenz deutlich schwieriger gestaltet, die Fortbewegung einzelner Strukturen in den einzelnen Farbkanälen zu verfolgen und somit die Geschwindigkeit zu bestimmen. Wird eine Vergrößerung der *lift-off*-Zone betrachtet (Abbildung 9.3), kann zwar eine Wirbelbildung beobachtet werden, allerdings ist die Wirbelgröße zu gering, um eine Geschwindigkeitsbestimmung durchführen zu können. Dieses Problem könnte umgangen werden, in dem die Ortsauflösung in diesem Bereich durch eine Verkleinerung der Abbildung erhöht wird. Darüber hinaus ist die Geschwindigkeit der Veränderung der Strukturen in der *lift-off*-Zone um eine Größenordnung schneller als in der Flamme, sodass möglicherweise die vorliegende Zeitauflösung nicht ausreichend ist, um die Fortbewegung der Wirbel in dieser Zone verfolgen zu können. Um die Zeitauflösung anzupassen, muss für den Betrieb der Leuchtdioden *Overdriving* in Betracht gezogen werden, um eine ausreichende Lichtintensität bei Pulsbreiten der LED im unteren μs -Bereich zu erhalten, sodass die Schlieren mit einem ausreichenden Kontrast abgebildet werden können. Allerdings ist es

möglich, die Geschwindigkeit der Fortbewegung der Flammenfront sowie innerhalb der Wirbel in der Flamme zu berechnen. Dazu eignen sich besonders die Wirbel im unteren Bereich der Flamme nahe der *lift-off*-Zone, da in diesem Bereich der Temperaturgradient besonders stark ausgeprägt ist und die Schliere scharf erkannt werden kann. Nach einer Subtraktion des Dunkelbildes und der Kalibration des räumlichen Versatzes mit den Werten aus Tabelle D.1 in Anhang D in GIMP werden in SUAP wie gewohnt vertikale Profile gezogen. Die Geschwindigkeitsberechnung erfolgt wie in Abschnitt 8.3.1 beschrieben und es wird die Fortbewegung zwischen dem grünen und roten Kanal beobachtet. Für das Bild der Messreihe H₂ 8.5 werden an unterschiedlichen Stellen in der turbulenten Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme Profile gezogen und die Geschwindigkeiten berechnet. Es können Geschwindigkeiten zwischen 30 m/s und 50 m/s ermittelt werden. Wird die erhaltene Geschwindigkeit der Fortbewegung der Flammenfront mit Abbildung 4.4 a) verglichen, liegt die ermittelte Geschwindigkeit genau in dem Wertebereich der Geschwindigkeit, die beim Abheben turbulenter Diffusionsflammen erwartet wird. In der Abbildung beginnt das Abheben der Flamme um einen Geschwindigkeitsbereich von 40 m/s, sodass mithilfe der in dieser Arbeit vorgestellten Methode der gepulsten RGB-Schlierenfotografie auch in turbulenten Verbrennungssystemen eine exakte Geschwindigkeitsbestimmung vorgenommen werden kann. Werden die berechneten Geschwindigkeiten mit der laminaren Flammengeschwindigkeit für Wasserstoff von 2.5 m/s aus Abbildung 4.2 verglichen, liegt eine Zunahme der Geschwindigkeit um einen Faktor 10 bis 20 vor. Dies entspricht auch den Erwartungen, da die turbulente Flammengeschwindigkeit gemäß Gleichung 4.3 größer ist als die laminare Flammengeschwindigkeit. Aufgrund der hohen Ausströmgeschwindigkeit des Wasserstoffes von 120 slm wird jedoch eine höhere Geschwindigkeit der Fortbewegung der Wirbel in der Flamme erwartet. Diese Abweichung der erhaltenen Ergebnisse von den Erwartungen lässt sich darauf zurückführen, dass eine Zunahme der Wirbelgröße bei steigendem Fluss mit dieser Schlierenmethode nicht beobachtet werden kann. Dies konnte bereits an den S/W-Schlierenbildern aus Abbildung 9.1 gezeigt werden. In Kapitel 6 konnte bereits gezeigt werden, dass die Zeitauflösung an dieser Stelle nicht den limitierenden Faktor darstellt. Im Vergleich zur Literatur [55] können in der turbulenten Flamme um einen Faktor 3 höhere Geschwindigkeiten als mit laserspektroskopischen Verfahren ermittelt werden. Dieses Ergebnis demonstriert, dass zukünftig teure und apparativ aufwändige laserspektroskopische Aufbauten durch die kostengünstige sowie apparativ wenig aufwändige gepulste RGB-Schlierenfotografie zur Geschwindigkeitsbestimmung in turbulenten Verbrennungsprozessen ersetzt werden können.

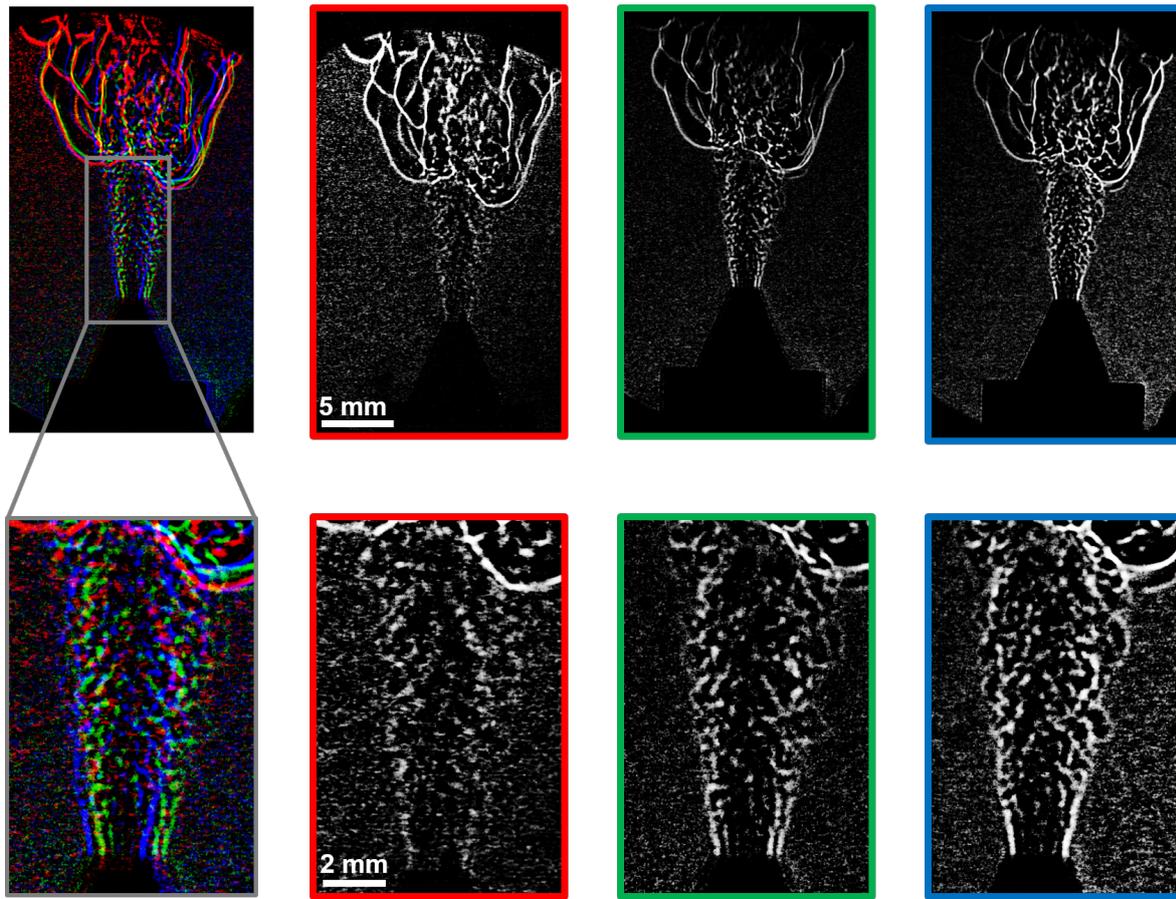


Abbildung 9.3: Zerlegung eines RGB-Schlierenbildes der Messreihe H₂ 8.5 mit einem Fluss von 120 slm in die RGB-Kanäle. Der räumliche Versatz zwischen den einzelnen Farbkanälen im Bild ist bereits korrigiert. Außerdem werden die RGB-Kanäle einer Vergrößerung der lift-off-Zone betrachtet. Besonders anhand des roten Kanals der lift-off-Zone wird deutlich, dass die Ortsauflösung für eine zuverlässige Geschwindigkeitsbestimmung nicht ausreichend ist. Im Grenzbereich zwischen der Flamme und der lift-off-Zone sowie in der Flamme (oberer Teil der Abbildung) kann zufriedenstellend die Geschwindigkeit der Fortbewegung der Flammenfront berechnet werden. Die jeweiligen Linienfarben der Umrandung geben an, um welchen Farbkanal des Bildes es sich handelt.

Anpassung der LED-Helligkeit an die spektrale Sensitivität des Kamerasensors

Da für die RGB-Schlierenuntersuchungen an der turbulenten Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme überwiegend die Spiegelreflexkamera Canon EOS 400D zum Einsatz kommt, ist es möglich, die Helligkeit der einzelnen Farben der RGB-LED an die spektrale Sensitivität des Kamerasensors anzupassen. Um den dadurch erzielten Effekt zu untersuchen, werden die Intensitäten der einzelnen Farbkanäle der Pulsdunkelbilder im Rohdatenformat der Messreihen H₂ 8.1 sowie H₂ 10.1a miteinander verglichen (Abbildung 9.4).

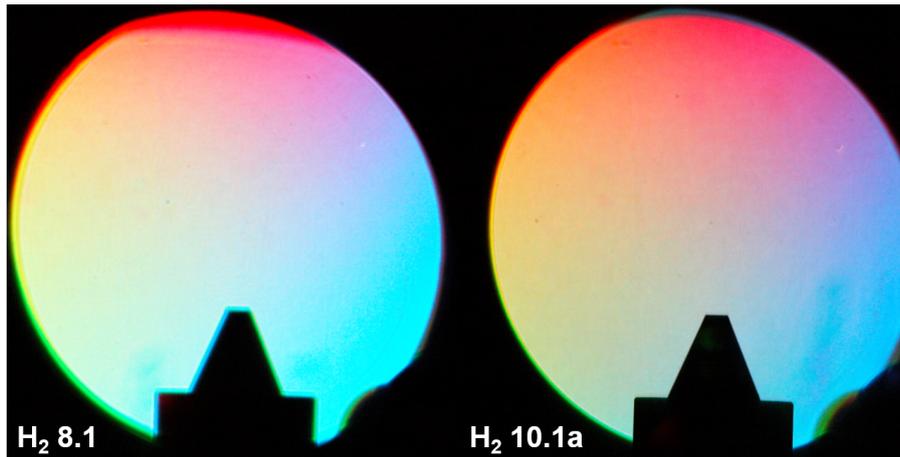


Abbildung 9.4: Anpassung der LED-Helligkeit an die spektrale Sensitivität des Kamerasensors. Um zu überprüfen, ob die RGB-Kanäle nach der Anpassung der LED-Helligkeit eine identische Intensität aufweisen, werden die Intensitäten der RGB-Kanäle der Pulsdunkelbilder der Messreihen H_2 8.1 (ohne Anpassung) sowie H_2 10.1a (mit Anpassung) miteinander verglichen. Auf den ersten Blick ist keine signifikante Veränderung des optischen Eindrucks der beiden Bilder zu erkennen.

Es werden die Pulsdunkelbilder für einen Fluss von 20 slm miteinander verglichen, da sich in diesem Fall die Lichtintensität der LED aufgrund der hohen Pulsbreite nicht an der Detektionsgrenze des Kamerasensors befindet. Im Falle der Messreihe H_2 8.1 weisen alle Farben der RGB-LED eine identische Helligkeit auf, während im Falle von Messreihe H_2 10.1a die LED-Helligkeit an die spektrale Sensitivität des Kamerasensors angepasst wird, sodass die rote LED eine Helligkeit von 100 % aufweist, während für die beiden anderen Farben jeweils eine Helligkeit von 50 % am Gardasoft-Treiber eingestellt wird (vgl. auch Abschnitt 6.5). Ziel dieser Anpassung der LED-Helligkeit an die spektrale Sensitivität des Kamerasensors ist es, dass die drei Farbkanäle im resultierenden RGB-Schlierenbild eine identische Intensität aufweisen. Werden die Intensitäten für beide Messreihen und alle drei Farbkanäle miteinander verglichen, werden lediglich geringe Veränderungen für die beiden Einstellungen beobachtet. Im Falle der Messreihe H_2 8.1 mit identischer LED-Helligkeit wird ein Verhältnis der Intensitäten für den roten, grünen sowie blauen Farbkanal von $0.14 : 1 : 0.62$ beobachtet. Erfolgt eine Anpassung der LED-Helligkeit an die spektrale Sensitivität wird folgendes Verhältnis der Intensität der einzelnen Farbkanäle ermittelt: $0.22 : 1 : 0.58$. Es wird deutlich, dass die drei Farbkanäle nach der Anpassung der LED-Helligkeit keine identische Intensität aufweisen. Eine mögliche Erklärung hierfür ist, dass bei der hier vorgenommenen Anpassung lediglich die von der LED emittierte Photonenzahl aus Abschnitt 6.2.3 sowie die spektrale Sensitivität des Kamerasensors aus Abschnitt 6.3.2 berücksichtigt werden. Allerdings tritt in dem vorliegenden Aufbau zusätzlich das Problem auf, dass

die drei Farben der RGB-LED unterschiedlich gut die Lochblende sowie die Schlierenkante passieren, sodass an dieser Stelle ebenfalls eine Beeinflussung der Intensität der drei Farben der RGB-LED vorliegt. Dieser Einfluss kann zwar anhand von Bildern der Einzelpulse der RGB-LED quantifiziert und somit in die Überlegungen einbezogen werden. Allerdings muss dieser Effekt jedes Mal von neuem quantifiziert werden, wenn ein Umbau des Systems stattgefunden hat. Deswegen sollte die RGB-LED mithilfe einer optischen Faser in eine Punktlichtquelle überführt werden, sodass alle drei Farben gleich gut in die optische Achse des RGB-Schlierensystems eingebracht werden können. Mit diesem Ansatz sollte eine anschließende Anpassung der LED-Helligkeit an die spektrale Sensitivität des Kamerasensors problemlos funktionieren und zu identischen Intensitäten in den drei Farbkanälen des Bildes führen.

Fazit: RGB-Schlierenuntersuchungen an turbulenten Flammen Zusammenfassend lässt sich sagen, dass in diesem Abschnitt erfolgreich demonstriert werden konnte, dass sich das in dieser Arbeit vorgestellte System zur Aufnahme gepulster RGB-Schlierenbilder zur Geschwindigkeitsbestimmung in turbulenten Flammen eignet. Es können Geschwindigkeiten in der turbulenten Flamme zwischen 30 m/s und 50 m/s aus den RGB-Schlierenbildern berechnet werden. Lediglich bei der Visualisierung der *lift-off*-Zone besteht noch Optimierungsbedarf, da die Wirbelbildung zwar prinzipiell in den Schlierenbildern erkannt werden kann, aber die Orts- sowie die Zeitauflösung für eine Geschwindigkeitsbestimmung noch nicht ausreichend ist.

9.2 Laminare Helium-Luft-Strömung

In der laminaren Helium-Luft-Strömung liegen definierte Strömungsbedingungen vor, sodass sich dieses Untersuchungsobjekt sehr gut eignet, um das entwickelte Schlierensystem zur Aufnahme von gepulsten RGB-Schlierenbildern zu testen und die Berechnung von Geschwindigkeiten aus den Schlierenbildern auf ihre Richtigkeit zu überprüfen (vgl. auch Kapitel 8). Da die Schlieren in diesem System aufgrund unterschiedlicher Brechungsindices gut sichtbar sind, werden RGB-Schlierenuntersuchungen an diesem System genutzt, um optimale Betriebsbedingungen für zukünftige Experimente zur optischen Charakterisierung instabiler sowie turbulenter Verbrennungsprozessen zu ermitteln.

9.2.1 Akustische Charakterisierung der Brennkammer

In Abschnitt 7.3.2 wurde bereits erläutert, dass Regenrinnen oberhalb der Fenster der Brennkammer in Abbildung 7.1 angebracht wurden, um einer Verschlechterung der Qualität der RGB-Schlierenbilder durch Kondenswassertropfen vorzubeugen. Große Mengen an Kondenswasser sind vor allem bei langen Brenndauern problematisch. Diese Rinnen sorgen dafür, dass die Kondenswassertropfen an zwei Stellen oberhalb der beiden Fenster zu den Seiten abgeleitet werden, sodass keine Tropfen mehr auf den Fenstern sichtbar sind. Da es möglich ist, dass die Akustik der vorliegenden Brennkammer und somit auch Flammen sowie Strömungen durch die Regenrinnen beeinflusst werden, muss zunächst eine akustische Charakterisierung der Brennkammer vorgenommen werden. Das Vorgehen zur Aufnahme des Frequenzgangs ist Abschnitt 7.3.2 zu entnehmen. Die mithilfe der dSPACE box aufgenommenen Schalldrücke der Mikrofone M1 (Plenum) und M3 (Brennkammer) (vgl. auch Abbildung 7.1) werden anhand einer schnellen Fourier-Transformation (*Fast Fourier Transform* (FFT)) in OriginPro [132], von der Zeit- in die Frequenzdomäne überführt, sodass Frequenzspektren erhalten werden. Mithilfe dieser Frequenzspektren ist es möglich, die Eigenfrequenz der verwendeten Brennkammer zu identifizieren. Die Frequenzspektren, die für die in dieser Arbeit verwendete Brennkammer in Kombination mit den angebrachten Regenrinnen erhalten werden, sind Abbildung 9.5 zu entnehmen. Wird zunächst das Signal von Mikrophon M3 im oberen Teil der Abbildung 9.5 betrachtet, kann ein deutlicher Peak bei einer Frequenz von 55 Hz mit einer Amplitude von 330.5 Pa identifiziert werden. Hierbei handelt es sich um die Eigenfrequenz der Brennkammer, da sich dieses Mikrophon in der Brennkammer befindet (vgl. Abbildung 7.1). Durch einen Vergleich mit den Ergebnissen aus der Masterarbeit der Autorin [58] wird deutlich, dass es zu keiner Beeinflussung der Akustik in der Brennkammer durch das Anbringen der Regenrinnen kommt, da oh-

ne Vorhandensein der Regenrinnen die Eigenfrequenz der Brennkammer ebenfalls mit 55 Hz bestimmt wird [58]. Darüber hinaus kann im oberen Teil der Abbildung 9.5 eine Schulter bei einer Frequenz um 200 Hz beobachtet werden. Dieses Signal wird durch die Eigenfrequenz des Plenums, die anhand des Signals des Mikrofons M1 (unterer Teil in Abbildung 9.5) bei einer Frequenz von 200.0 Hz mit einer Amplitude von 68.2 Pa identifiziert werden kann, erzeugt. Werden die Amplituden, die von Mikrophon M1 sowie M3 detektiert werden, miteinander verglichen, fällt auf, dass das Mikrophon M3 deutlich höhere Werte für die detektierte Amplitude des Schalldrucks aufweist. Diese Beobachtung deckt sich mit denen aus früheren Arbeiten [58, 77] und lässt sich wahrscheinlich darauf zurückführen, dass die durch den Lautsprecher erzeugte stehende Welle im Plenum schwächer ausgeprägt ist als in der Brennkammer. Anhand dieser Ergebnisse des Frequenzgangs wird deutlich, dass die angebrachten Regenrinnen ohne Veränderung der akustischen Eigenschaften der Brennkammer genutzt werden können und somit stellen sie eine Optimierung der Brennkammer in Hinblick auf die Qualität der erhaltenen Schlierenbilder dar.

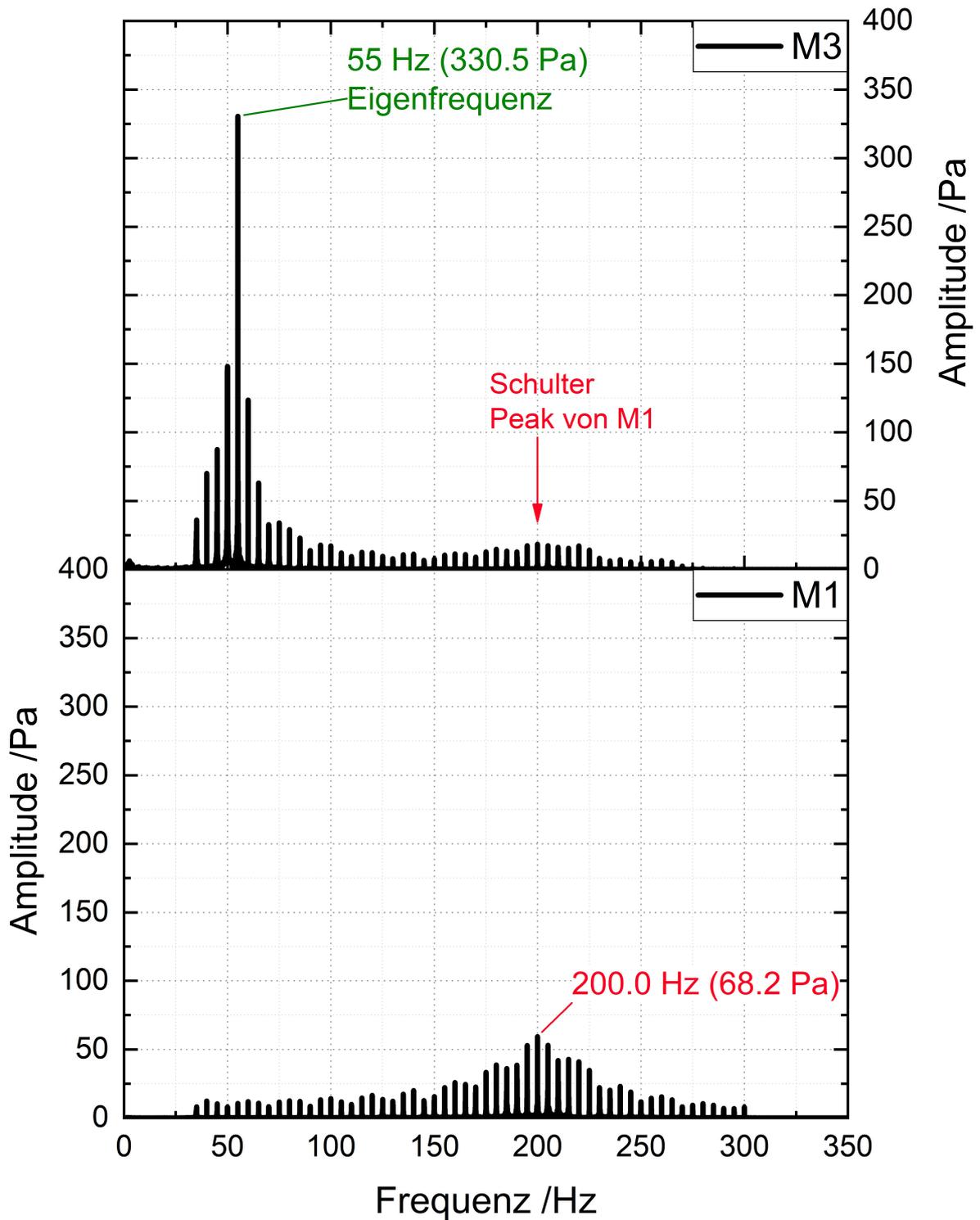


Abbildung 9.5: Ergebnisse des Frequenzgangs zur Analyse der Auswirkung von Regenrinnen auf die Akustik der Brennkammer. *Im oberen Teil der Abbildung wird die von Mikrofon M3 detektierte Amplitude gegen die Frequenz aufgetragen. Die Eigenfrequenz wird mit 55 Hz bestimmt, sodass keine Beeinflussung der Akustik der Brennkammer durch die Regenrinnen hervorgerufen wird. Die Eigenfrequenz des Plenums, die anhand des Signals von Mikrofon M1 ermittelt wird, beträgt 200.0 Hz und ist ebenfalls im Frequenzspektrum von Mikrofon M3 in Form einer Schulter zu erkennen.*

9.2.2 Analyse der RGB-Schlierenbilder

Das Vorgehen zur Aufnahme von gepulsten RGB-Schlierenbildern von laminaren Helium-Luft-Strömungen wird ebenfalls in Abschnitt 7.3.2 beschrieben, wobei die verwendeten Messbedingungen der jeweiligen Messreihe Tabelle B.1 in Anhang B zu entnehmen sind. Im Allgemeinen erfolgt zunächst immer eine Einleitung von Helium in die Brennkammer, bis diese vollständig gefüllt und somit kein Gradient mehr sichtbar ist. Anschließend wird Luft in die Helium-Atmosphäre eingeleitet, bis wiederum kein Gradient mehr sichtbar ist. Darüber hinaus kann eine akustische Anregung sowohl des einströmenden Heliums als auch der einströmenden Luft genutzt werden, um eine Druckwelle, die sich zusammen mit dem Gasstrom nach oben bewegt, zu beobachten. Laminare Helium-Luft-Strömungen sind gut geeignet für Schlierenuntersuchungen, da sich die Brechungsindices von Luft und Helium deutlich voneinander unterscheiden (vgl. auch Tabelle 2.2). Deswegen könnte die gepulste RGB-Schlierenfotografie an laminaren Helium-Luft-Strömungen zukünftig dazu genutzt werden, das Einspritzverhalten in Brennkammern oder Reaktoren zu untersuchen.

Analyse der Mikrofon-Signale Um herauszufinden, ob die untersuchten Helium-Luft-Strömungen lediglich durch die Akustik des Lautsprechers beeinflusst werden, werden die Mikrofon-signale der Mikrofone M1 sowie M3, die mit der dSPACE box aufgenommen wurden, für die Messreihen He 8, He 10 sowie He 11 über eine FFT, wie in Abschnitt 9.2.1 beschrieben, ausgewertet. Diese drei Messreihen wurden bei unterschiedlichen Frequenzen des Lautsprechers aufgenommen. In den Frequenzspektren beider Mikrofone M1 sowie M3 wird lediglich die Frequenz detektiert, die vom Lautsprecher jeweils ausgesendet wird, sodass davon ausgegangen werden kann, dass keine weiteren akustischen Effekte zu einer Beeinflussung des Strömungsverhaltens der laminaren Helium-Luft-Strömungen in diesem Aufbau führen.

Diskussion der Bildqualität Zu Beginn der Diskussion der Bildqualität der RGB-Schlierenbilder von laminaren Helium-Luft-Strömungen in Abhängigkeit von unterschiedlichen Messaufbauten sowie -einstellungen, sei zunächst darauf verwiesen, dass es bei der einströmenden Luft in die Helium-Atmosphäre zu einer Vermischung des Helium-Luft-Stroms mit zunehmendem Abstand zum Flammenhalter kommt. Dadurch nimmt der Gradient im Brechungsindex schnell nach oben hin im Schlierenbild ab, sodass auch der Kontrast und die Sichtbarkeit der zu beobachtenden Schlieren deutlich geringer werden. Wenn die Brennkammer vollständig mit dem Helium-Luft-Gemisch gefüllt ist, ist kein Gradient und somit auch keine Schliere mehr sichtbar. Zur Diskussion der Bildqualität wird im Folgenden immer das erste Bild, bei dem Helium in

die Atmosphäre aus reiner Luft in die Brennkammer einströmt, verwendet, da in der Regel in diesem Fall ein sehr deutlicher Gradient beim Einströmen des Heliums in die Luft-Atmosphäre sichtbar ist (Abbildung 9.6).

Sofern nicht anders in Tabelle B.1 angegeben, werden für die Aufnahme der gepulsten RGB-Schlierenbilder die Saber Z4 RGBW-LED in Kombination mit der wissenschaftlichen CCD-Kamera DFK41BU02 verwendet. Die wissenschaftliche Farb-CCD-Kamera wird verwendet, da sie die Möglichkeiten der externen Triggerung sowie der Steuerung über eine Computersoftware bietet, sodass das einströmende Helium sowie die einströmende Luft jeweils in Echtzeit beobachtet werden können. Dadurch kann schnell erkannt werden, wann kein Gradient mehr sichtbar ist und die Messung beendet werden kann.

Die Bilder der Messreihen He 1 sowie He 2 in Abbildung 9.6 zeigen deutlich, dass ohne eine akustische Anregung keine Fortbewegung der Schliere beobachtet werden kann, da keine Kanten oder Ecken, deren Bewegung verfolgt werden kann, vorliegen. Am Beispiel der Messreihe He 3 wird deutlich, dass ein dunkles Hintergrundbild eine wichtige Voraussetzung darstellt, um Schlieren im Bild sehen zu können. Die LED-Helligkeiten sind mit Werten von 25 % bei einer Pulsbreite von 5 ms so hoch, dass das einströmende Helium nicht beobachtet werden kann. Deswegen sollte bei der Durchführung von RGB-Schlierenexperimenten immer darauf geachtet werden, möglichst kleine Pulsbreiten zu verwenden und nach Bedarf die LED-Helligkeit am Gardasoft-Treiber zu reduzieren. Erfolgt eine Reduktion der LED-Helligkeit auf einen Wert von 10 % (He 4), kann das einströmende Helium zwar beobachtet werden, allerdings ist der Kontrast sehr gering, sodass die Schliere lediglich sehr schlecht identifiziert werden kann. Eine Erhöhung der Lautsprecherfrequenz und eine Reduktion der Pulsbreite der LED führen zu einer Verbesserung der Sichtbarkeit der Schliere (He 7). Wird zusätzlich die Amplitude des Lautsprechers um einen Faktor 5 erhöht (He 8), führt dies zu einer weiteren Zunahme der Sichtbarkeit der Schliere. Im Falle der Messreihe He 9 erfolgte lediglich eine Variation des Flusses. Durch eine Veränderung der Frequenz des Lautsprechers im Falle der Messreihen He 10 sowie He 11 weist die Druckwelle im einströmenden Helium unterschiedliche Fortbewegungsmuster auf. Für die folgenden Untersuchungen wird eine Lautsprecherfrequenz von 100 Hz verwendet, da in diesem Fall auch das Einströmen der Luft in die mit Helium gefüllte Brennkammer besser optisch verfolgt werden kann (vgl. auch Abschnitt 9.2.3). Die Messreihen He 12 bis He 14 enthalten im Gegensatz zu den anderen bisher vorgestellten Bildern lediglich eine blau-rot-Pulsfolge. Diese Pulsfolge wurde verwendet, da der blaue und der rote Kanal der in dieser Arbeit verwendeten Kamerasensoren spektral nicht überlappen (vgl. auch Ab-

schnitt 6.3.2), sodass es zu keiner Beeinflussung der Geschwindigkeitsinformation in den RGB-Schlierenbildern durch das Übersprechen der Farbkanäle kommen kann. Die Messreihen He 12 bis He 14 dienen dazu, zu entscheiden, welche Helligkeiten für die rote sowie die blaue LED gewählt werden sollten. In der Messreihe He 15 wird die LED-Frequenz im Vergleich zu den vorangegangenen Messungen auf 150 Hz erhöht. Dies führte allerdings zu keiner Verbesserung der Sichtbarkeit der Fortbewegung des einströmenden Heliums, sodass wieder zu einer LED-Frequenz von 125 Hz zurückgekehrt wird. Anhand der folgenden Messreihen He 16 bis He 18 wird untersucht, inwiefern es sich auf die RGB-Schlierenbilder und die Geschwindigkeitsbestimmung aus diesen Bildern auswirkt, in welcher Reihenfolge die drei RGB-Pulse ausgesendet werden (vgl. auch Abschnitt 9.2.3). Bei der Verwendung der RGB-Pulsfolge mit drei Lichtpulsen werden für die grüne und die blaue LED unterschiedliche Helligkeiten gewählt, sodass der grüne Lichtpuls im blauen Farbkanal des Kamerasensors (und umgekehrt) deutlich identifiziert werden kann, sodass eine Pulszuordnung zur LED-Farbe problemlos möglich ist und somit das Übersprechen der Farbkanäle (vgl. auch Abschnitt 6.3.3) die Bildauswertung nicht stört. Im Falle der Messreihen He 19 bis He 22 erfolgt ein Übergang zu der Spiegelreflexkamera Canon EOS 400D. Da diese Kamera deutlich mehr Pixel aufweist als die CCD-Kamera DFK41BU02, ist ihre Lichtempfindlichkeit deutlich höher, sodass zunächst eine Reduktion der Lichtempfindlichkeit durch eine Anpassung des ISO-Wertes erfolgen muss (He 19 und He 20). Die Belichtungszeit kann nicht weiter reduziert werden, da ansonsten die RGB-Pulsfolge nicht mehr vollständig im RGB-Schlierenbild enthalten ist. Eine Variation der Pulsreihenfolge der RGB-Pulse (He 21) sowie die Verwendung einer blau-rot-Pulsfolge (He 22 und He 23) führt zu keiner sichtbaren Beeinflussung der Bildqualität. Obwohl die Verwendung hoher Pulsbreiten sowie einer LED-Helligkeit von 100 % zu überbelichteten RGB-Schlierenbildern mit schlechtem Kontrast führt (vgl. zum Beispiel He 3), kann die Saber Z4 RGBW-LED nicht in Form einer Punktlichtquelle durch Einkopplung in eine optische Faser genutzt werden (vgl. auch Abschnitt 5.5). Anhand des Bildes der Messreihe He 24 wird deutlich, dass die Lichtintensität, die aus der optischen Faser ausgekoppelt werden kann, nicht ausreichend ist, um die Schliere zufriedenstellend abzubilden. Es kann ein Ansatz der Schliere im Bild erkannt werden, allerdings sind die Strukturen durch die geringe Lichtintensität verwaschen und somit ist keine Verfolgung der Fortbewegung der Schliere möglich. In den Messreihen He 26 sowie He 27 kommt die Cree XM-L RGBW-LED zum Einsatz, während im Falle von He 28 sowie He 29 die Luxeon Z RGBW-LED in horizontaler Ausrichtung in Kombination mit der schlitzförmigen Lochblende Anwendung findet. Werden die Bilder, die unter Verwendung der Cree XM-L RGBW-LED erhalten werden, mit denen, bei denen die Saber Z4 RGBW-LED zum Einsatz kommt

(zum Beispiel He 15) verglichen, kann festgestellt werden, dass die Schlieren etwas verwaschener erscheinen, wenn die Cree XM-L RGBW-LED verwendet wird. Wird die Luxeon Z RGBW-LED verwendet, muss der Schlitz der schlitzförmigen Lochblende auf eine Höhe von 1 mm reduziert werden, da bei dieser LED-Geometrie alle Farben der RGBW-LED die Lochblende gleich gut passieren können. Dadurch gelangt eine höhere Lichtintensität in das Schlierenexperiment, sodass die LED-Helligkeit deutlich im Vergleich zur Verwendung der anderen LEDs reduziert werden muss. Wird eine LED-Helligkeit von 7 % für die rote sowie die grüne und von 14 % für die blaue LED am Gardasoft-Treiber eingestellt, können die Helligkeiten nicht mehr weiter reduziert werden, da in diesem Fall die LEDs nicht mehr anspringen würden. Um Überbelichtung zu vermeiden, muss nun also der Schlitz der schlitzförmigen Lochblende verkleinert werden. Dennoch sind die erhaltenen RGB-Schlierenbilder recht hell, sodass die Schlieren schlechter erkannt werden können als zum Beispiel bei der Verwendung der Saber Z4 RGBW-LED.

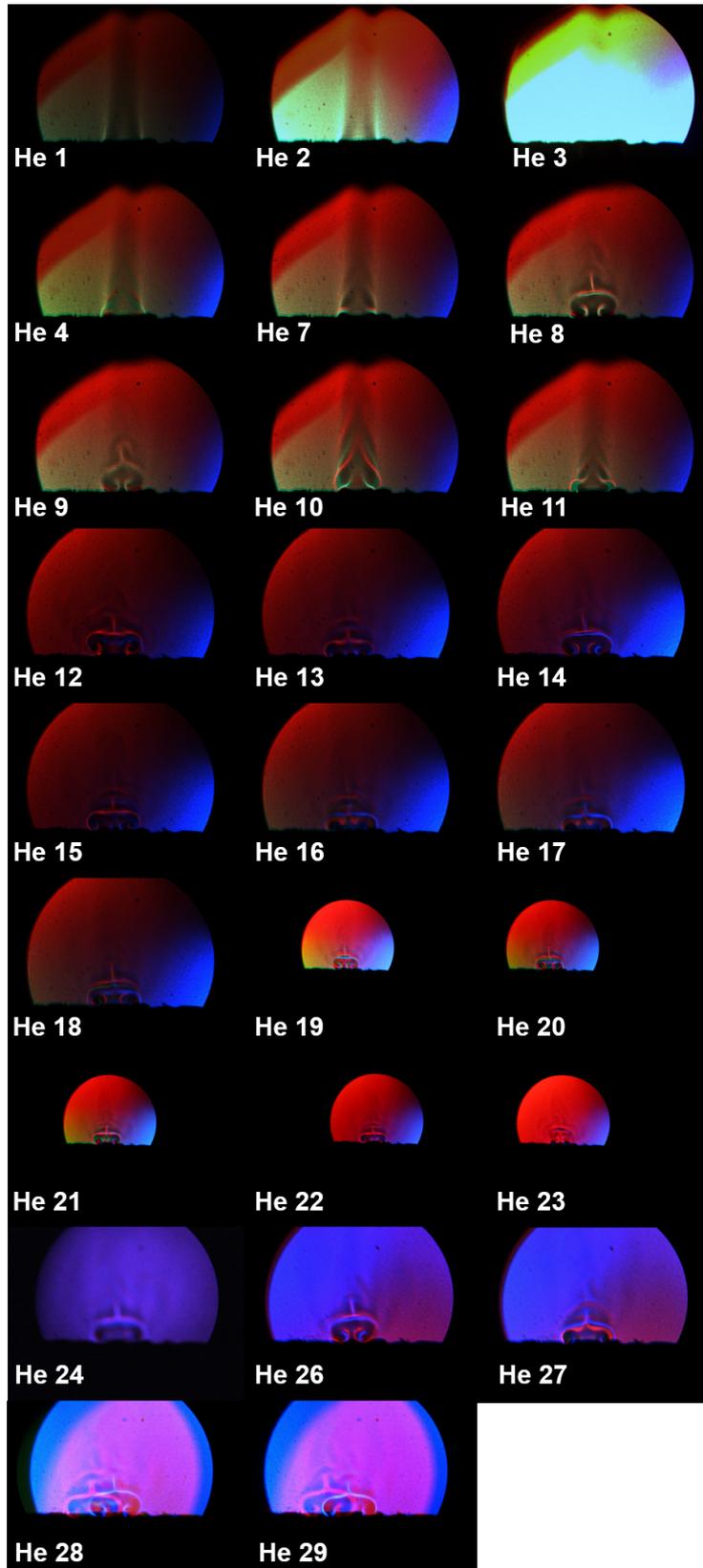


Abbildung 9.6: Übersicht über die durchgeführten Messungen zur Aufnahme von gepulsten RGB-Schlierenbildern von laminaren Helium-Luft-Strömungen. Die Messbedingungen der einzelnen Messreihen sind Tabelle B.1 in Anhang B zu entnehmen, wobei die Messreihen He 5, He 6 sowie He 25 nicht aufgeführt sind, da es sich hierbei um Testmessreihen handelt, die keine Relevanz für die Auswertung haben. Es werden Bilder im jpg-Format gezeigt.

9.2.3 Geschwindigkeitsbestimmung

Um besser diskutieren zu können, inwiefern die verwendete RGB-LED sowie Kamera und die Reihenfolge der RGB-Pulsfolge das gepulste RGB-Schlierenexperiment beeinflussen, werden im Folgenden für einige ausgewählte Messreihen die Geschwindigkeiten mithilfe des in Abschnitt 8.3.1 beschriebenen Vorgehens bestimmt. Hierzu wird jeweils das erste Bild, das aufgenommen wird, wenn Luft in die Helium-Atmosphäre in der Brennkammer strömt, verwendet (Abbildung 9.7) und es wird die Geschwindigkeit am Scheitelpunkt der Schliere bestimmt. Aufgrund des parabolischen Strömungsprofils einer Rohrströmung wird an dieser Stelle der höchste Wert der Geschwindigkeit erwartet, der allerdings nicht den Wert der eingestellten Einströmgeschwindigkeit von Luft von 0.748 m/s (30 slm, vgl. auch Tabelle 7.2) überschreiten kann, sondern lediglich maximal so groß sein wird wie der eingestellte Wert. Da der Gradient im Brechungsindex sehr schnell mit zunehmender Entfernung zum Schlitz, aus dem die Luft ausströmt, verschwindet, wird eine Verfolgung der Fortbewegung der Schliere zunehmend schwieriger. Ab einer Entfernung zum Schlitz von etwa 15 mm können Strukturen lediglich sehr schwach identifiziert werden. Deswegen wird in der Regel jeweils die Geschwindigkeit der nachströmenden Schliere bestimmt, indem die LED-Pulsfrequenz in das Verhältnis zur Frequenz des Lautsprechers gesetzt wird. Die nachströmende Schliere zeichnet sich durch eine sehr gute Sichtbarkeit aus, da am Schlitzausgang nahezu keine Durchmischung und somit ein großer Gradient im Brechungsindex vorliegt. Zunächst erfolgt eine Auswertung der Messreihe He 16, in der eine blau-rot-grün-Pulsfolge durch die Saber Z4 RGBW-LED erzeugt wird und mithilfe der wissenschaftlichen CCD-Kamera DFK41BU02 die RGB-Schlierenbilder aufgenommen werden. Wird zunächst eine digitale Bildverarbeitung angewendet, fällt auf, dass der Effekt des Übersprechens der Farbkanäle durch die Operation Nr. 30 (Glättung mit dem Median-Filter, Schwellwertverfahren und Kantendetektion mit dem Sobel-Filter) nahezu vollständig kompensiert werden kann. Dies ist allerdings nur möglich, wenn deutlich unterschiedliche Helligkeiten für die blaue und grüne LED (zum Beispiel ein Faktor 2 zwischen den beiden Helligkeiten) verwendet werden, da in diesem Fall anhand des Schwellwertverfahrens das Übersprechen aus den jeweiligen Kanälen entfernt werden kann. Der Vorteil einer Dreierpulsfolge besteht darin, dass aus einem RGB-Schlierenbild drei Geschwindigkeiten ermittelt werden können. Es wird eine Geschwindigkeit von 1.03 m/s berechnet und ist somit deutlich größer als der maximal erwartete Wert. Dies kann darauf zurückgeführt werden, dass die Geschwindigkeitsbestimmung durch eine unterschiedliche Breite der Schlieren beeinflusst wird. Um zu untersuchen, ob es einen Einfluss hat, ob eine blau-rot-grün oder eine rot-grün-blau-Pulsfolge verwendet wird, wird zusätzlich die Messreihe He 18 ausgewertet. Abgesehen von der Reihenfolge der drei Lichtpulse sind

alle anderen Parameter sowie Einstellungen im Vergleich zur Messreihe He 16 identisch. Hierbei ist zunächst auffällig, dass das Licht der grünen und der blauen LED jeweils im grünen sowie blauen Farbkanal des Bildes schwer zu unterscheiden ist. Im grünen Farbkanal dominiert der blaue Lichtpuls und die grüne Kante kann nahezu gar nicht mehr identifiziert werden. Deswegen ist es lediglich möglich, die Fortbewegung zwischen dem roten und dem blauen Lichtpuls auszuwerten, sodass der Vorteil der Verwendung einer Dreierpulsfolge verloren geht. Für die Fortbewegung der Schliere zwischen dem roten und blauen Lichtpuls wird eine Geschwindigkeit von 0.434 m/s erhalten, sodass die Geschwindigkeitsbestimmung realistischere Werte als im Falle von He 16 liefert. Dies liegt vermutlich darin begründet, dass die betrachteten Strukturen ähnlich breit sind. Um keine Beeinflussung der Auswertung der erhaltenen RGB-Schlierenbilder durch das Übersprechen der Farbkanäle vorliegen zu haben, wird im Rahmen der Messreihe He 13 lediglich eine rot-blau-Pulsfolge verwendet. Die restlichen Einstellungen und Parameter sind identisch zu den zuvor diskutierten Messreihen. Zunächst kann hervorgehoben werden, dass die Schliere in beiden Kanälen sehr schmal ist und eine ähnliche Breite aufweist, sodass die Auswertung deutlich erleichtert und die Genauigkeit der Geschwindigkeitsbestimmung erhöht wird. Es wird eine Geschwindigkeit von 0.255 m/s berechnet. Um den Einfluss der Verwendung der Spiegelreflexkamera Canon EOS 400D auf die erhaltenen Geschwindigkeiten zu überprüfen, wird die Messreihe He 20 hinsichtlich der Strömungsgeschwindigkeit der Luft ausgewertet. Hierbei liegen ansonsten identische Einstellungen wie im Falle von He 18 vor. Analog zu den Ergebnissen aus Messreihe He 18 liegen der blaue und der grüne Puls übereinander und können nicht sehr gut voneinander unterschieden werden. Wird analog zur Messreihe He 18 die Fortbewegung zwischen dem blauen und dem roten Puls beobachtet, wird eine Geschwindigkeit von 0.863 m/s erhalten. Abschließend soll untersucht werden, wie sich die Verwendung unterschiedlicher RGB-LEDs auf die Geschwindigkeitsbestimmung anhand der RGB-Schlierenbilder auswirkt. Dazu wird zunächst die blau-rot-Pulsfolge der Cree XM-L RGBW-LED der Messreihe He 26 ausgewertet und hierbei wird eine Geschwindigkeit von 0.461 m/s berechnet. Bei der Betrachtung der Messreihe He 29, in der die RGB-LED Luxeon Z in horizontaler Anordnung als Lichtquelle verwendet wird, treten jedoch Probleme bei der Auswertung auf. Obwohl eigentlich eine blau-rot-Pulsfolge verwendet wird, sind nach der Subtraktion des Pulsdunkelbildes ein grüner sowie ein roter Lichtpuls im resultierenden Bild sichtbar. Im blauen Kanal wird lediglich sehr wenig Licht detektiert, während die Schliere im grünen Kanal deutlich sichtbar ist. Dies spricht dafür, dass stattdessen eine rot-grün-Pulsfolge im Experiment zum Einsatz gekommen ist. Dies sollte aber eigentlich einer weiteren Auswertung nicht im Wege stehen. Wird der räumliche Versatz gemäß den Werten aus Tabelle D.1 in Anhang D

kalibriert, liegen die Schlieren in den beiden Farbkanälen jedoch nicht übereinander (vgl. auch Abbildung 9.7). Diese Beobachtung kann wahrscheinlich darauf zurückgeführt werden, dass die RGB-LED leicht nach links oder rechts verkippt war und sich somit die Werte für den räumlichen Versatz im Vergleich zur Kalibrationsmessung verändert haben. Wird nun eine Geschwindigkeitsbestimmung anhand dieses Schlierenbildes vorgenommen, ist zunächst auffällig, dass die Schliere im roten Kanal viel dicker ist als im grünen Kanal, sodass an dieser Stelle bereits eine erste Ungenauigkeit in der Geschwindigkeitsbestimmung vorliegt. Es wird eine Geschwindigkeit von 0.228 m/s berechnet. Da für alle in diesem Abschnitt ausgewerteten Messreihen, bis auf He 16, Geschwindigkeiten unterhalb der Geschwindigkeit der einströmenden Luft erhalten werden und diese in der gleichen Größenordnung liegen, werden keine deutlichen Unterschiede bei der Verwendung unterschiedlicher Messbedingungen beobachtet. Die Abweichungen in den ermittelten Geschwindigkeiten lässt sich darauf zurückführen, dass die Geschwindigkeitsbestimmung in den Bildern nicht immer an der exakt gleichen Stelle in der Schliere erfolgen konnte. Bei der Wahl einer Messbedingung sollte lediglich darauf geachtet werden, dass die Schlieren in allen drei Farbkanälen eine ähnliche Breite aufweisen, um die Genauigkeit der Bestimmung der Abstandsvektoren und somit der Geschwindigkeiten zu erhöhen.

Fazit: Optimaler Messaufbau Die Untersuchung ausgewählter Messreihen der Schlierenfotografie an laminaren Helium-Luft-Strömungen dient zur Ermittlung des optimalen Messaufbaus für die zukünftige Anwendung der gepulsten RGB-Schlierenfotografie zur optischen Charakterisierung von instabilen und turbulenten Verbrennungsprozessen. Die Wahl fällt auf die Saber Z4 RGBW-LED in Kombination mit der wissenschaftliche Farb-CCD-Kamera DFK41BU02. Es sollte immer eine Pulsfolge bestehend aus den drei Farbpulsen der RGB-LED zum Einsatz kommen, da somit drei Geschwindigkeiten aus einem einzelnen RGB-Schlierenbild bestimmt werden können. Hierbei hat sich die Verwendung einer blau-rot-grün-Pulsfolge mit deutlich unterschiedlichen Helligkeiten der blauen und der grünen LED bewährt. Anhand dieser Ergebnisse wird gezeigt, dass die im Rahmen von Kapitel 6 (Abschnitt 6.5) ermittelte optimale technische Konfiguration (Saber Z4 sowie Canon EOS 400D) zumindestens bezüglich der Lichtquelle verifiziert werden kann, während die Wahl der Kamera stark vom Untersuchungsobjekt sowie dem geplanten Einsatzbereich abhängt. Somit sollte immer eine Kombination aus Charakterisierungsmessungen aller beteiligten Komponenten, wie in Kapitel 5 beschrieben, durchgeführt und anschließend an Messungen im realen Experiment der RGB-Schlierenfotografie validiert werden, wenn ein neues System zur gepulsten RGB-Schlierenfotografie entwickelt sowie aufgebaut wird.

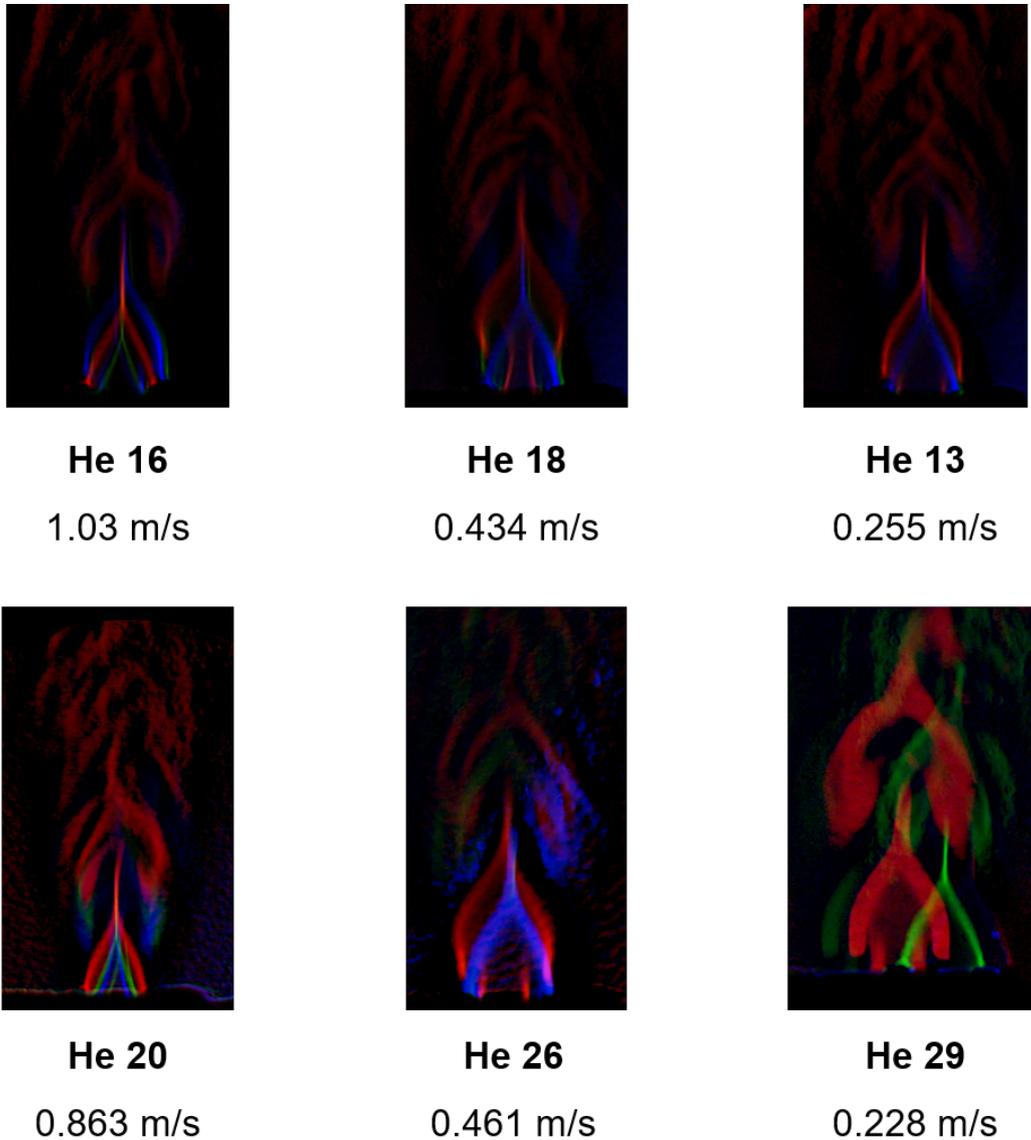


Abbildung 9.7: Geschwindigkeitsbestimmung an ausgewählten Messreihen der laminaren Helium-Luft-Strömung zur Ermittlung des optimalen Messaufbaus. *Es wird die in die Helium-Atmosphäre einströmende Luft betrachtet und die Geschwindigkeit am Scheitelpunkt der Schliere bestimmt. Von jedem RGB-Schlierenbild wird das Pulsdunkelbild subtrahiert und der räumliche Versatz mithilfe der Werte aus Tabelle D.1 in Anhang D in GIMP korrigiert. Es erfolgt eine Angabe der Geschwindigkeit, die aus den Bildern extrahiert werden kann.*

9.3 Methan-Luft-Flamme

Die Methan-Luft-Flamme wurde als Untersuchungsobjekt gewählt, um das mögliche Potential der gepulsten RGB-Schlierenfotografie als Sensor in Experimenten zur Regelung instabiler Verbrennungsprozesse in Gasturbinen zu demonstrieren. Hierzu soll das Flammenflackern, das durch Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten hervorgerufen wird, untersucht werden. Details hierzu sowie zur experimentellen Durchführung der Aufnahme von gepulsten RGB-Schlierenbildern an diesem Untersuchungsobjekt sind Abschnitt 7.5 zu entnehmen. Eine Übersicht über die verwendeten Messbedingungen befindet sich in Tabelle B.3 in Anhang B. Hierbei ist auffällig, dass die LED-Helligkeiten teilweise deutlich unter einem Wert von 50 % liegen, da das durch die Kelvin-Helmholtz-Instabilität erzeugte Flammenflackern mit einer Frequenz von 10 Hz bis 20 Hz ein langsames Untersuchungsobjekt ist und somit teilweise Pulsbreiten im ms-Bereich Anwendung finden. Es liegt ein großer Gradient im Brechungsindex aufgrund des Temperaturunterschiedes zwischen der Flamme und der einströmenden Luft mit Raumtemperatur vor, sodass die Schlieren deutlich erkannt werden können. Darüber hinaus weisen Methan und Luft unterschiedliche Brechungsindices auf (vgl. auch Tabelle 2.2). Es wird die Saber Z4 RGBW-LED in Kombination mit der wissenschaftlichen Farb-CCD-Kamera DFK41BU02 verwendet, da diese Kamera bereits erfolgreich in Experimenten zur Regelung instabiler Verbrennungsprozesse eingesetzt werden konnte (vgl. zum Beispiel [77]).

9.3.1 Analyse des Flammenflackerns

Während der durchgeführten Messungen wurden mithilfe der dSPACE box die Mikrofon- sowie die Chemilumineszenzsignale aufgezeichnet (vgl. auch Abschnitt 7.3.1). Durch eine FFT, wie in Abschnitt 9.2.1 beschrieben, ist es möglich, die im System vorliegenden Frequenzen zu detektieren. Dadurch kann festgestellt werden, ob ein durch eine Kelvin-Helmholtz-Instabilität induziertes Flammenflackern vorliegt. Für alle Luftflüsse (außer 120 slm) wird ein Flammenflackern mit einer Frequenz zwischen 7.2 Hz sowie 8.1 Hz beobachtet. Werden jedoch die erhaltenen RGB-Schlierenbilder betrachtet, die bei einer Frequenz der LED von 15 Hz aufgenommen wurden (Methan 1 bis Methan 3), ist nahezu keine Bewegung des einströmenden Luftflusses, die durch das Flammenflackern erzeugt wird, sichtbar (Abbildung 9.8 links). Wird jedoch die LED-Frequenz auf 125 Hz erhöht, ist eine deutliche Bewegung des Luftflusses zwischen den einzelnen Lichtpulsen zu beobachten. Daraus lässt sich schließen, dass ein weiterer Effekt innerhalb des betrachteten Systems zu einer schnelleren Bewegung des Luftflusses führt, die mit der langsamen Frequenz von 15 Hz nicht aufgelöst werden kann. Somit kann gezeigt werden, dass die gepulste RGB-Schlierenfotografie geeignet ist, in Verbrennungsprozessen

auf tretende Instabilitäten in Echtzeit zu detektieren. Wichtig ist hierbei lediglich, eine geeignete Frequenz zu wählen, um die Instabilitäten in der untersuchten Flamme detektieren zu können.

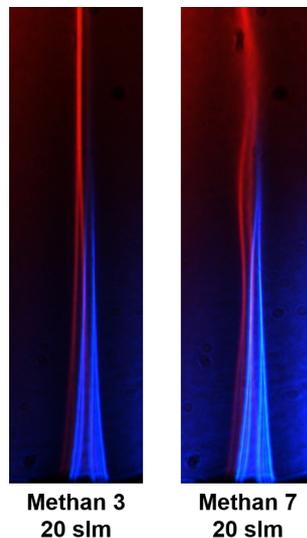


Abbildung 9.8: Identifizierung von Instabilitäten in Methan-Luft-Flammen bei einem Luftfluss von 20 slm. Eine LED-Frequenz von 15 Hz ist nicht ausreichend, um die vorliegende Instabilität im System aufzulösen (Methan 3). Wird die Frequenz erhöht, kann eine Bewegung des Luftflusses und somit eine Instabilität im System beobachtet werden (Methan 7). Der räumliche Versatz zwischen den Lichtpulsen ist nicht kalibriert worden.

9.3.2 Geschwindigkeitsbestimmung

Eine Geschwindigkeitsbestimmung an der Methan-Luft-Flamme ist lediglich möglich, wenn in dem zu untersuchenden Fluss eine Instationarität vorliegt. Diese Instationarität kann entweder durch eine Oszillation der Flamme erzeugt werden oder wie im vorliegenden Fall durch eine akustische Anregung des betrachteten Luftstroms mit einem Lautsprecher. Um keine störenden Effekte bei der Bildauswertung durch ein mögliches Übersprechen der Farbkanäle vorliegen zu haben (vgl. auch Abschnitt 6.3.3) wird die Messreihe Methan 6 ausgewertet, bei der lediglich eine rot-blau Pulsfolge verwendet wird. In Abbildung 9.9 befindet sich das RGB-Schlierenbild nach der Subtraktion des Pulsdunkelbildes sowie nach der Kalibration des räumlichen Versatzes mit den Werten aus Tabelle D.1 in Anhang D. Nachdem das RGB-Schlierenbild in die einzelnen Farbkanäle zerlegt wurde, wird die Operation Nr. 30 der digitalen Bildverarbeitung (Glättung durch den Median-Filter, Schwellwertverfahren, Kantendetektion durch Sobel-Filter) angewendet, wobei keine deutliche Verbreiterung der Strukturen beobachtet wird (Abbildung 9.9). Die Bestimmung der Geschwindigkeit erfolgt analog zu Abschnitt 8.3.1 und es wird die Fortbewegung des Scheitelpunkts der unteren

Schliere im roten Kanal verfolgt. Es kann eine Geschwindigkeit von 62 cm/s ermittelt werden, wobei die zwischen den beiden Pilotflammen einströmende Luft einen Fluss von 20 slm und somit eine Geschwindigkeit von 49.8 cm/s aufweist (vgl. auch Tabelle 7.4). Die Tatsache, dass der berechnete Wert deutlich oberhalb des maximalen Wertes der Geschwindigkeit der Strömung liegt, lässt sich zum einen auf die Verschmierung der Schliere im blauen Kanal und die dadurch erschwerte Bestimmung des Abstandsvektors zurückführen. Zum anderen ist die einströmende Luft von zwei brennstoffreichen Pilotflammen umgeben, sodass es zu einer Erwärmung des Luftflusses und somit auch zu einer Zunahme der Flussgeschwindigkeit kommen kann.



Abbildung 9.9: Geschwindigkeitsbestimmung an der Messreihe Methan 6. Damit eine Geschwindigkeitsbestimmung möglich ist, wird die mit einer Geschwindigkeit von 20 slm einströmende Luft akustisch mit einem Lautsprecher angeregt, sodass die vertikale Fortbewegung einer Druckwelle im Gasstrom möglich ist. Nach der Subtraktion des Pulsdunkelbildes, der Kalibration des räumlichen Versatzes sowie der Zerlegung in die beiden Farbkanäle erfolgt eine digitale Bildverarbeitung (Operation Nr. 30), um die Sichtbarkeit der Kanten der Schlieren zu verbessern. Die Farbe der Umrandung entspricht hierbei wieder dem Farbkanal.

Fazit: Methan-Luft-Flamme Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die gepulste RGB-Schlierenphotografie geeignet ist, um in Methan-Luft-Flammen auftretende Instationaritäten in Echtzeit zu detektieren. Hierbei sei anzumerken, dass dies auch mit nicht-zeitaufgelöster Schlierenphotografie möglich ist [77]. Allerdings besteht der Vorteil der RGB-Schlierenphotografie darin, dass die Geschwindigkeit in einem instationären Verbrennungsprozess bestimmt werden kann. Diese Geschwindigkeitsinformation kann

direkt in den Regelkreis eingespeist werden und ermöglicht somit die Optimierung von Regelungsmodellen. Somit weist die gepulste RGB-Schlierenfotografie ein enormes Potential als kostengünstiger, nichtinvasiver Sensor in Regelungsexperimenten zur Stabilisierung instabiler Verbrennungsprozesse, wie sie bei der Erdgasverbrennung in Gasturbinen häufig auftreten, auf. Aufgrund des geringen apparativen Aufwands könnte diese Sensortechnik leicht in Gasturbinen implementiert werden. Darüber hinaus sind die Betriebskosten sehr gering und es ist einfach sowie kostengünstig durch hohe Temperaturen beschädigte Teile auszutauschen.

9.4 Zusammenfassung: Strömungen und Flammen

In diesem Kapitel konnte die gepulste RGB-Schlierenfotografie erstmalig in dieser Arbeitsgruppe erfolgreich zur Geschwindigkeitsbestimmung an drei unterschiedlichen Systemen getestet und validiert werden. Die Bandbreite der Untersuchungsobjekte reichte von laminaren Strömungen über turbulente Flammen bis hin zu instationären Verbrennungsprozessen, sodass die gepulste RGB-Schlierenfotografie vielseitig Anwendung finden kann. Mögliche Einsatzgebiete hierbei sind die nicht-invasive Überwachung von Verbrennungsprozessen in großtechnischen Anlagen (Gasturbinen, Schiffsmotoren, Müllverbrennung), die Geschwindigkeitsbestimmung in turbulenten Untersuchungsobjekten sowie die Untersuchung des Einspritzverhaltens in Reaktoren und Brennkammern. Hierbei zeichnet sich die gepulste RGB-Schlierenfotografie durch ihren geringen apparativen Aufwand sowie niedrige Anschaffungs- und Betriebskosten vor allem auch im Vergleich zu laserspektroskopischen Methoden aus. Die wichtigsten Ergebnisse aus diesem Kapitel werden in Abbildung 9.10 zusammengefasst.

	H ₂ -Flamme	He-Luft-Strömung	Methan-Luft-Flamme
Strömung	turbulent	laminar	laminar bis leicht-turbulent
Schlieren	✓	✓	✓
Gradient	Temperatur, Brechungsindex <i>lift-off-Zone</i> : Brechungsindex	Brechungsindex	Temperatur, Brechungsindex
Aufbau	Saber Z4 RGBW-LED Canon EOS 400D	Saber Z4 RGBW-LED DFK41BU02	Saber Z4 RGBW-LED DFK41BU02
Geschwindigkeit	✓ <i>lift-off-Zone</i> : ✗	✓	✓
Anwendung	Geschwindigkeitsbestimmung	Systemoptimierung Einspritzverhalten	Nicht-invasiver Sensor (Regelung), Überwachung von Verbrennungsprozessen
Optimierung	<i>lift-off-Zone</i> : Kontrast	✗	✗

Abbildung 9.10: Übersicht über die Untersuchungsobjekte, die im Rahmen dieses Kapitels mittels der gepulsten RGB-Schlierenfotografie untersucht werden. Für jedes System wird angegeben, welche Art der Strömung vorliegt, ob Schlieren sichtbar sind und ob sie durch einen Gradienten im Brechungsindex oder durch einen Temperaturgradienten erzeugt werden. Des Weiteren werden die im Experiment bevorzugt verwendete RGBW-LED sowie Kamera angegeben. Außerdem erfolgen Angaben darüber, ob eine Geschwindigkeit ermittelt werden kann, welches die potentiellen Anwendungsgebiete sind und ob noch Optimierungsbedarf bei der Aufnahme von gepulsten RGB-Schlierenbildern besteht.

Im Falle der turbulenten Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme ist im Bereich der *lift-off*-Zone zwar eine Wirbelbildung sichtbar, allerdings sind die Zeit- sowie die Ortsauflösung zum jetzigen Zeitpunkt nicht ausreichend, um eine Geschwindigkeitsbestimmung in diesem Bereich vorzunehmen. Außerdem muss bei der Geschwindigkeitsbestimmung in turbulenten Systemen das Übersprechen der Farbkanäle korrigiert werden und die Anpassung der LED-Helligkeit an die spektrale Empfindlichkeit des Kamerasensors optimiert werden. Die Untersuchung laminarer Helium-Luft-Strömungen ist aufgrund des großen Gradienten im Brechungsindex und somit deutlich sichtbaren Schlieren sehr gut dazu geeignet, die optimalen Betriebsbedingungen bei dem Aufbau eines neuen Systems zur Aufnahme von gepulsten RGB-Schlierenbildern zu identifizieren. Bei den Untersuchungen an diesem System konnte herausgefunden werden, dass ein Übersprechen der Farbkanäle verringert werden kann, wenn eine blau-rot-grün-Pulsfolge verwendet wird, bei der die grüne und die blaue LED deutlich unterschiedliche Intensitäten aufweisen. Durch eine anschließende digitale Bildverarbeitung unter Verwendung eines Schwellwertverfahrens ist es somit in laminaren Strömungen in der Regel möglich, das Übersprechen der Farbkanäle zu minimieren. Nach Möglichkeit sollte immer eine Pulsfolge bestehend aus drei Pulsen verwendet werden, sodass aus einem einzigen RGB-Schlierenbild drei Geschwindigkeiten extrahiert werden können.

10 Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit konnte ein bestehendes System zur Aufnahme von gepulsten RGB-Schlierenbildern erfolgreich zur experimentellen Reife entwickelt werden. Die Idee der Methode basiert darauf, dass drei Lichtpulse einer RGB-LED in einem einzigen Schlierenbild detektiert werden und durch die Zerlegung des RGB-Schlierenbildes in die drei Farbkanäle die Geschwindigkeit der Fortbewegung der Schliere berechnet werden kann. Durch die Verwendung eines kommerziellen LED-Treibers der Firma Gardasoft kann die RGB-LED bei einem Tastgrad von 50 % mit einer maximalen Frequenz von 500 kHz bei einer minimalen Pulsbreite von 1 μ s betrieben werden, sodass es möglich ist, Geschwindigkeiten bis zu 17 km/s (2 Pulse) durch die LED-Pulsfolge aufzulösen. Um die mit dem System maximal zugängliche Geschwindigkeit zu ermitteln, muss zusätzlich die Empfindlichkeit der verwendeten Kamerasensoren gegenüber Lichtintensitäten der LED bei Pulsbreiten im μ s-Bereich experimentell ermittelt werden. In dieser Arbeit liegt die minimale Detektionsgrenze der Kamerasensoren bei Lichtintensitäten, die bei einer Pulsbreite der LED von 10 μ s ausgesendet werden, sodass die maximal zugängliche Geschwindigkeit des entwickelten gepulsten RGB-Schlierensystems zwischen 0.85 km/s (3 Pulse) sowie 1.7 km/s (2 Pulse) liegt und sich somit deutlich oberhalb der Schallgeschwindigkeit befindet. Hierbei sei besonders hervorzuheben, dass eine enorm hohe Zeitauflösung bei gleichzeitig sehr geringen apparativen Kosten vorliegt. Die Zeitauflösung ist aufgrund des gepulsten Betriebs der RGB-LED unabhängig von der Bildaufnahme rate der Kamera, sodass keine kostspielige Hochgeschwindigkeitskamera verwendet werden muss. Der Preis für die Anschaffung eines System zur Aufnahme von gepulsten RGB-Schlierenbildern, wie es in dieser Arbeit präsentiert wird, liegt im Bereich von 3300 € und zeichnet sich darüber hinausgehend durch sehr geringe Betriebskosten aus.

Um die optimale Konfiguration zur Durchführung erfolgreicher Experimente der gepulsten RGB-Schlierenfotografie zu ermitteln, konnte erstmalig in dieser Arbeitsgruppe eine Kalibrationsroutine entwickelt werden, die vor jeder Inbetriebnahme eines neu aufgebauten gepulsten RGB-Schlierensystems Anwendung finden sollte. Durch eine Messung der LED-Spektren in Kombination mit der spektralen Empfindlichkeit der Kamerasen-

soren kann das erwartete Übersprechen der Farbkanäle (color crosstalk) quantifiziert werden. Darüber hinaus ist es durch die Kombination der spektralen Empfindlichkeit der Sensoren mit der von den einzelnen Farben der RGB-LED emittierten Photonenzahlen möglich, die Helligkeit der einzelnen Farben der RGB-LED an die spektrale Sensitivität anzupassen, sodass im resultierenden RGB-Schlierenbild für alle drei Farbkanäle identische Intensitäten beobachtet werden sollten und somit eine anschließende Bildauswertung erleichtert wird. Dies ist allerdings lediglich möglich, wenn die verwendete Kamera Bilder im Rohdatenformat zur Verfügung stellt. Die Experimente zur Bestimmung der Zeitauflösung, der Empfindlichkeit der Sensoren gegenüber Lichtintensitäten bei Pulsbreiten im μs -Bereich, der spektralen Empfindlichkeit der Kamerasensoren sowie der Bestimmung der absoluten Photonenzahl wurden im Rahmen dieser Arbeit erfolgreich entwickelt und optimiert. Neben den soeben beschriebenen Eigenschaften ist die Kalibration der Ortsachse des Kamerasensors von großem Interesse. Von den in dieser Arbeit untersuchten fünf Kameras eignet sich die Spiegelreflexkamera Canon EOS 400D aufgrund ihres großen Sensors und einem Umrechnungsfaktor zur Kalibration der Ortsachse von $19.7 \mu\text{m}$ pro Pixel besonders für die Aufnahme von RGB-Schlierenbildern. Darüber hinaus stellt sie neben Bildern im komprimierten jpg-Format auch Bilder im Rohdatenformat zur Verfügung. Da es sich bei dieser Kamera allerdings nicht um eine wissenschaftliche Kamera handelt, fehlte zunächst die Möglichkeit zur externen Triggerung. Durch eine Nachrüstung konnte im Rahmen dieser Arbeit eine TTL-Triggerung anhand des Fernauslöseeingangs realisiert werden. Allerdings steht diese Möglichkeit der Triggerung derer von wissenschaftlichen Kameras wie zum Beispiel der DFK41BU02 im Komfort und der Handhabbarkeit im Labor um einiges nach. Außerdem wurde anhand der Kalibrationsmessungen zur Charakterisierung des Systems die Saber Z4 RGBW-LED als die am besten geeignete LED für RGB-Schlierenmessungen identifiziert.

Ein zweiter großer Bestandteil dieser Arbeit bestand in der Entwicklung einer Routine zur Bildauswertung, sodass ausgehend von den RGB-Schlierenbildern Geschwindigkeiten der untersuchten Strömungen und Flammen berechnet werden können. Hierzu wurden laminare Helium-Luft-Strömungen als Untersuchungsobjekte verwendet, da die Schlieren aufgrund des großen Gradienten im Brechungsindex deutlich sichtbar sind und definierte Strömungsbedingungen vorliegen. Zur Bildauswertung erfolgt zunächst eine Subtraktion des Pulsdunkelbildes vom RGB-Schlierenbild sowie ein anschließendes Zuschneiden zur Entfernung informationsarmer Bereiche. Nach einer Zerlegung des Bildes in die drei RGB-Farbkanäle wird der räumliche Versatz der Kanäle mithilfe von Daten aus Referenzmessungen kalibriert. In Abhängigkeit der Bildqualität ist

es auch möglich, eine digitale Bildverarbeitung zur Verbesserung der Sichtbarkeit der Schlieren zu nutzen. Allerdings muss hierbei darauf geachtet werden, dass sich die Breite und das Aussehen der Strukturen durch eine solche Bildbearbeitung im Vergleich zum Ursprungsbild nicht ändern. Es konnte jedoch gezeigt werden, dass die digitale Bildverarbeitung an Schlierenbildern in jedem Fall nützlich ist, wenn eine Verbesserung des optischen Eindrucks eines Schlierenbildes im Fokus steht. Zur anschließenden Geschwindigkeitsberechnung wurden im Rahmen dieser Arbeit zwei unterschiedliche Methoden getestet. Auf der einen Seite erfolgt die Bestimmung der Geschwindigkeit mithilfe von vertikalen Profilen aus dem Programm SUAP. Anhand dieser Profile ist es möglich die Position der Schliere in den einzelnen Farbkanälen zu bestimmen und somit die Abstandsvektoren zwischen den einzelnen Bildkanälen zu berechnen. Durch die Kalibration der Ortsachse im Schlierenexperiment sowie der Kenntnis der Periodendauer der RGB-Pulsfolge ist es abschließend möglich, die Geschwindigkeit zu ermitteln. Ein zweiter Ansatz der Geschwindigkeitsberechnung nutzt die Theorie des optischen Flusses, die auf einer Verfolgung von Helligkeitsmustern in Bildsequenzen basiert. Dazu wurde in Python der Lucas-Kanade-Algorithmus implementiert und erfolgreich an laminaren Helium-Luft-Strömungen getestet. Da diese Methode zum jetzigen Stand der Arbeit noch störanfällig ist, wurde im Rahmen dieser Arbeit in der Regel die Geschwindigkeitsbestimmung anhand der vertikalen Profile durchgeführt. An dieser Stelle sollte noch einmal hervorgehoben werden, dass die Geschwindigkeitsbestimmung über beide Methoden konsistente und zufriedenstellende Ergebnisse liefert.

Abschließend sollte die Geschwindigkeitsbestimmung mithilfe der gepulsten RGB-Schlierenfotografie an drei unterschiedlichen Untersuchungsobjekten demonstriert werden. Bei den Untersuchungsobjekten handelte es sich um eine turbulente Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme, die bereits erwähnte laminare Helium-Luft-Strömung sowie laminare bis leicht-turbulente Methan-Luft-Flammen, sodass die Bandbreite der Anwendbarkeit der Methode eindrucksvoll aufgezeigt werden kann. Für alle drei Systeme konnten ausgehend von den RGB-Schlierenbildern erfolgreich Geschwindigkeiten berechnet werden. Im Falle der turbulenten Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme wurden Geschwindigkeiten mit einem maximalen Wert von 50 m/s ermittelt. Lediglich im Falle der *lift-off*-Zone konnte noch keine Geschwindigkeitsbestimmung erfolgen, da die Orts- sowie die Zeitauflösung in diesem Bereich zum jetzigen Zeitpunkt nicht ausreichend ist. Dennoch kann eine Wirbelbildung auch in diesem Bereich anhand der Schlierenbilder bestätigt werden. Im Vergleich zu der Geschwindigkeitsbestimmung von Menser et al. [43] anhand von RGB-Schattenbildern werden zwar geringere maximale Geschwindigkeiten erhalten, allerdings erfolgte die Geschwindigkeitsbestimmung im Rahmen der vorliegenden

Arbeit erstmalig an sehr komplexen turbulenten Flammen, in denen eine Vielzahl an Strukturen vorliegt. Des Weiteren wurde die laminare Helium-Luft-Strömung dazu genutzt, optimale Bedingungen für zukünftige gepulste RGB-Schlierenuntersuchungen zu ermitteln. Hierbei konnte herausgefunden werden, dass die Verwendung einer blau-rot-grün-Pulsfolge, bei der die blaue und die grüne LED deutlich unterschiedliche Helligkeiten aufweisen in Kombination mit einer anschließenden digitalen Bildverarbeitung unter Verwendung des Schwellwertverfahrens dazu dienen kann, dass Übersprechen der Farbkanäle in laminaren Strömungen im Nachhinein deutlich zu reduzieren. Darüber hinaus sollte immer eine Pulsfolge bestehend aus drei Pulsen Einsatz finden, da es somit möglich ist, drei Geschwindigkeiten aus einem einzigen RGB-Schlierenbild zu extrahieren.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass im Rahmen dieser Arbeit erfolgreich ein gepulstes RGB-Schlierensystem mit einer hohen Geschwindigkeitsauflösung oberhalb des Überschallbereichs in Betrieb genommen und optimiert werden konnte. Des Weiteren konnten erstmalig in Bielefeld Geschwindigkeiten aus RGB-Schlierenbildern für drei unterschiedliche Untersuchungsobjekte mit unterschiedlichen Strömungseigenschaften sowie -geschwindigkeiten berechnet werden. Durch die Verwendung von zwei unterschiedlichen Methoden der Geschwindigkeitsberechnung konnte die Funktionalität zusätzlich validiert werden. Es konnte somit eine kostengünstige Alternative zur zeitaufgelösten Untersuchung instationärer sowie turbulenter Verbrennungsprozesse im Vergleich zu laserspektroskopischen Methoden im Rahmen dieser Arbeit entwickelt werden.

Ausblick In Zukunft sollte eine Optimierung der Einkopplung des Lichts der RGB-LED in eine optische Faser erfolgen, um eine Punktlichtquelle zu erhalten. Hierzu könnte ein Prismenblock, wie in Abschnitt 6.4 beschrieben, verwendet werden. Die Vorteile der Verwendung einer Punktlichtquelle sind vielfältig. Wenn eine Punktlichtquelle vorliegt, wird die Justage des optischen Aufbaus enorm erleichtert und es entfällt die Kalibration des räumlichen Versatzes im Schlierenbild. Darüber hinaus wäre die Korrektur des Übersprechens der Farbkanäle sowie eine Anpassung der LED-Helligkeit an die spektrale Sensitivität des Kamerasensors problemlos möglich. Des Weiteren bestünde dadurch die Möglichkeit, unterschiedliche *cutoffs*, also unterschiedliche Höhen der horizontalen Schlierenkante zu verwenden. Dadurch werden unterschiedliche Grundhelligkeiten im Schlierenbild ermöglicht, sodass der Kontrast der untersuchten Schliere erhöht werden kann. Außerdem könnte eine Kamera mit einer besseren Ortsauflösung verwendet sowie das *Overdriving* der LEDs in Betracht gezogen werden, um auch bei Pulsbreiten unterhalb von 10 μs ausreichende Lichtintensitäten im System vorliegen

zu haben, sodass auch eine Bestimmung der Geschwindigkeit in der *lift-off*-Zone möglich wird. Eine Erhöhung der Lichtempfindlichkeit der Kamera kann weiterhin durch *binning* (Zusammenfassen einzelner Pixel) oder durch Verwendung eines anderen Sensors erreicht werden. Darüber hinaus könnte eine Verkleinerung der Abbildung hilfreich sein, um sowohl die Orts- auch die Zeitauflösung zu erhöhen.

Langfristig kann die in dieser Arbeit vorgestellte Methode der gepulsten RGB-Schlierenfotografie in vielen industriellen Prozessen Anwendung finden, in denen eine Überwachung von Verbrennungsprozessen von außen erforderlich ist. Dies könnte zum Beispiel in der Müllverbrennung, in der Verbrennung in Schiffsmotoren sowie in der Regelung instationärer Verbrennungsprozesse in Gasturbinen der Fall sein. Um diese Anwendung zu realisieren, muss allerdings noch das Simulink-Modell zur Steuerung der RGB-LED sowie der Kamera optimiert werden. Die Verwendung eines Simulink-Modells in Kombination mit einer dSPACE BOX hat sich bereits in der aktiven Regelung von Verbrennungsinstationaritäten bewährt [77, 148]. Ein Vorteil des Einsatzes der RGB-Schlierenfotografie in der Regelung instationärer Verbrennungsprozesse besteht darin, dass die erhaltene Geschwindigkeit direkt in das Regelungsmodell eingespeist und der Regelkreis somit instantan optimiert werden kann. Darüber hinaus sollte zukünftig die Bildauswertung optimiert und automatisiert werden, um große Datenmengen in der industriellen Anwendung verarbeiten zu können. Hierzu sollten in das Programm zur Berechnung des optischen Flusses nach Lucas und Kanade alle Schritte der Bildverarbeitung, die vor der Geschwindigkeitsbestimmung notwendig sind, implementiert werden, sodass eine vollautomatische Auswertung großer Datenmengen erfolgen kann. Mithilfe der gepulsten RGB-Schlierenfotografie an Helium-Luft-Schlieren könnte es auch zukünftig möglich sein, das Einspritzverhalten in Reaktoren und Brennkammern zu untersuchen.

Symbolverzeichnis

a	Resthöhe, die nicht durch Schlierenkante verdeckt wird
A	Fläche
A_1	Fläche der Strahlungsquelle
A_H	Fläche des Halbleiters
A_L	Fläche der Luft
A_{Laut}	Amplitude des Lautsprechers
A_{laminar}	Fläche der gewinkelten laminaren Flammenfront
$A_{\text{turbulent}}$	Fläche der mittleren turbulenten Flammenfront
$A_{\text{Überschwung}}$	Überschwingamplitude
b_{SB}	Breite der Schlitzblende
c	Lichtgeschwindigkeit
c_M	Lichtgeschwindigkeit im Medium
c_0	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
C	Kontrast
d	Durchmesser
D	Düsendurchmesser
Da	Damköhler-Zahl
e	Elementarladung
E	Beleuchtungsstärke
E_B	Bildhelligkeit
$E_{B,t}$	Partielle Ableitung der Bildhelligkeit nach t
$E_{B,x}$	Partielle Ableitung der Bildhelligkeit nach x

$E_{B,y}$	Partielle Ableitung der Bildhelligkeit nach y
E_c^2	Quadrat der Stärke des Geschwindigkeitsgradienten
E_e	Bestrahlungsstärke
E_{Fn}	Fermi-Niveau der n-dotierten Schicht
E_{Fp}	Fermi-Niveau der p-dotierten Schicht
E_g	Energiebetrag der Bandlücke
E_S	Grundhelligkeit des Schlierenbildes
$E(\nu)_{\text{gew}}$	Mit Anteil an Gesamtintensität gewichtete Photonenenergie
E_0	Lichtintensität hinter der ersten Linse
f	Brennweite
$f_{\text{Überschwung}}$	Überschwingfrequenz
f_1	Brennweite der ersten Linse
f_2	Brennweite der zweiten Linse
f_3	Brennweite der dritten Linse
F	Pulsfrequenz
F_{Laut}	Frequenz des Lautsprechers
$1/F$	Periodendauer
g	Faktor für Lichtquelle bei Berechnung des Lambertschen Strahlprofils
h	Plancksches Wirkungsquantum
h_{SB}	Höhe der Schlitzblende
H	Abhebehöhe
H_{LED}	Helligkeit der LED
I	Lichtstärke
I_{Bild}	Intensität der einzelnen Farbkanäle eines Bildes
I_e	Strahlstärke
I_{el}	Elektrische Stromstärke
I_{ges}	Gesamtintensität des Spektrums
I_H	Lichtintensität im Halbleiter

I_L	Lichtintensität in der Luft
I_W	Winkelabhängige Strahlungsintensität
$I_{W, 0}$	Intensität senkrecht zur Lichtquelle
$I(\nu)$	Spektrale Lichtintensität
J_{LED}	Einschaltzustand der LED
k	Boltzmann-Konstante
K_m	Maximalwert des photometrischen Strahlungsäquivalents für Tagsehen
KV	Kameraverzögerung
l	Höhe des Bildausschnittes
L	Leuchtdichte
L_e	Strahldichte
L_S	Ausdehnung der Schliere
m	Vergrößerungsfaktor
m_S	Steigung einer linearen Anpassung
M	Transfermatrix
M^{-1}	Invertierte Transfermatrix
M_{Ji}	Anteil J einer LED-Farbe am jeweiligen Farbkanal i des Kamerasensors
MB	Mischungsbruch
N	Pixelanzahl
$N_{\text{Brennstoff}}$	Stoffmenge des Brennstoffes
N_{Oxidator}	Stoffmenge des Oxidators
N_P	Photonenanzahl
n	Brechungsindex
n_{Epoxid}	Brechungsindex des Epoxids
$n_{\text{Halbleiter}}$	Brechungsindex des Halbleitermaterials
n_{Luft}	Brechungsindex der Luft
n_0	Brechungsindex des umgebenden Mediums
O	Lichtquelle

\emptyset	Durchmesser
p	Druck
PB	Pulsbreite
P_{Austritt}	Optische Leistung, die den Halbleiter verlassen kann
P_{el}	Elektrische Leistung
P_{L}	Optische Leistung, die vom Halbleiter in die Luft emittiert wird
P_{opt}	Optische Leistung
$P_{\text{Opt, UO}}$	Optische Leistung des Untersuchungsobjektes
$P_{\text{Opt, Ref}}$	Optische Leistung der Referenzlichtquelle
P_{Quelle}	Optische Leistung, die von einem Punkt des Halbleiters emittiert wird
P_1	Position der Schliere im ersten Farbkanal
P_2	Position der Schliere im zweiten Farbkanal
Q_{E}	Strahlungsenergie
r	Radius des sphärischen Kegels
R	Fresnelschen Reflexion
Re	Reynolds-Zahl
R_{g}	Spezifische Gaskonstante
s	Abweichung der Position des Schlierenobjekts vom Brennpunkt
S	Sensitivität
SF	Zeitlicher Sicherheitsfaktor
S_{hor}	Sichtbereich einer Kamera in horizontaler Richtung
S_{ver}	Sichtbereich einer Kamera in vertikaler Richtung
t	Zeit
t_{Bel}	Belichtungszeit
T	Temperatur
TG	Tastgrad
Tr	Transmission
T_0	Referenzzeitpunkt

u_g	Erste Komponente des lokalen Geschwindigkeitsvektors
U	Elektrische Spannung
U_F	Umrechnungsfaktor von einer Pixelskala in eine Längenskala
v	Geschwindigkeit
v_g	Zweite Komponente des lokalen Geschwindigkeitsvektors
v_{laminar}	Laminare Flammengeschwindigkeit
v_m	Mittlere Strömungsgeschwindigkeit
v_{max}	Maximal zugängliche Geschwindigkeit
v_{mittel}	Mittlere Geschwindigkeit
v_n	Normale Geschwindigkeit
$v_{\text{turbulent}}$	Turbulente Flammengeschwindigkeit
v_0	Schallgeschwindigkeit eines Mediums
v'	Turbulente Schwankungsgeschwindigkeit
$V(\lambda)$	Spektraler Hellempfindlichkeitsgrad für das Tagsehen
$V'(\lambda)$	Spektraler Hellempfindlichkeitsgrad für das Nachtsehen
w	Fenstergröße
w_B	Bildweite
w_G	Gegenstandsweite
w_O	Abstand der dritten Linse zur Schlierenkante
WA	Winkelauflösung
X	Zeitlicher Versatz
y	Vertikale Fortbewegung der Schliere
α	Einfallswinkel
α_g	Kritischer Grenzwinkel der Totalreflexion
Δa	Strahlablenkung von der ursprünglichen Position
ΔE_S	Helligkeitszunahme in einem Bildpunkt
Δx	Fortbewegung um die Strecke x

$\Delta\lambda$	Halbwertsbreite eines Spektrums
ε	Ablenkwinkel
ε_x	Ablenkwinkel (x-Komponente)
ε_y	Ablenkwinkel (y-Komponente)
η	Wirkungsgrad einer Leuchtdiode
$\eta_{\text{Auskopplung}}$	Auskoppeleffizienz einer Leuchtdiode
η_{ext}	Externe Quanteneffizienz einer Leuchtdiode
η_{int}	Interne Quanteneffizienz einer Leuchtdiode
κ	Gladstone-Dale-Koeffizient
λ	Wellenlänge elektromagnetischer Strahlung
λ_{max}	Emissionsmaximum eines Spektrums
λ_{zentral}	Zentralwellenlänge des Detektionsmonochromators
μ	Viskosität des Fluids
ν	Frequenz elektromagnetischer Strahlung
ν_k	Kinematische Viskosität
ρ	Dichte
ρ_{Gas}	Gasdichte
ϕ	Stöchiometrie einer Flamme
θ	Ausfallwinkel
θ_{max}	Winkel am Punkt maximaler Strahlungsintensität
$\theta_{0.5}$	Halbwertswinkel
$2 \cdot \theta_{0.5}$	Sichtwinkel
ϑ	Beobachtungswinkel
θ_w	Strahlungswinkel
τ_{Abklang}	Abklingzeit
τ_{Anstieg}	Anstiegszeit
τ_{chem}	Zeitskala chemischer Reaktionen
τ_{makro}	Zeitskala des makroskopischen Transports

$\tau_{10} \%$	Amplitude am 10 %-Punkt der Gesamtamplitude
$\tau_{90} \%$	Amplitude am 90 %-Punkt der Gesamtamplitude
Φ	Lichtstrom
Φ_e	Strahlungsfluss
$\Phi_{e\lambda}$	Spektraler Strahlungsfluss
Ω	Raumwinkel
Ω_0	Einheitsraumwinkel

Abkürzungsverzeichnis

Abw.	Abweichung
bit	Binary Digit
bmp	Windows Bitmap (Bildformat)
BNC	Bayonet Neill Concelman, Koaxialstecker-Bauform
B1	Düse für die turbulente Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme
B2	Brennkammer für laminare Methan-Luft-Flammen
ca.	circa
CCD	Charge-Coupled Device, ladungsgekoppeltes Bauteil
CMOS	Complementary Metal-Oxide-Semiconductor, sich ergänzender Metall-Oxid-Halbleiter
DAC	Digital-to-Analog-Converter, Digital-Analog-Wandler
DBP	David's Batch Processor, Plugin zur Stapelverarbeitung in GIMP
EW	Elektronische Werkstatt
fps	frames per second, Bilder pro Sekunde
FFT	Fast Fourier Transform, schnelle Fouriertransformation
FH	Filterhalter
FWHM	Full Width at Half Maximum, Halbwertsbreite
GIMP	GNU Image Manipulation Program, pixelbasiertes Grafikprogramm
H	Helligkeit

hor	horizontal
jpg	Bildformat der Joint Photographic Experts Group
jpeg	Bildformat der Joint Photographic Experts Group
LED	Leuchtdiode, Lichtemittierende Diode
LB	Lochblende
LDA	Laser-Doppler-Anemometrie
LIF	Laserinduzierte Fluoreszenz
LMS	Least-Mean-Square
LS	Lautsprecher
L1	Linse 1
L2	Linse 2
max.	maximal
MFC	Mass Flow Controller, Masseflussregler
MR	Messreihe
MTF	Modulationsübertragungsfunktion
M1	Mikrofon 1
M3	Mikrofon 3
PC	Personal Computer, Einzelplatzrechner
PIV	Particle Imaging Velocimetry
png	Portable Networks Graphics (Bildformat)
PTV	Particle Tracking Velocimetry
px	Pixel
raw	Rohdatenformat von Bildern
Ref	Referenzlichtquelle

RGGB	rot, grün, grün, blau, Farbfilter der Bayer-Matrix
RGB-LED	Rot-Grün-Blau Lichtemittierende Diode
RGBW-LED	Rot-Grün-Blau-Weiß Lichtemittierende Diode
slm	Standard-Liter pro Minute
SK	Schlierenkante
SL1	Schlierenlinse 1
SL2	Schlierenlinse 2
SUAP	Bildauswerteprogramm von Michael Letzgus-Koppmann
S/W	Schwarz-Weiß
S₁	Verstellbarer Spalt 1
S₂	Verstellbarer Spalt 2
S₃	Verstellbarer Spalt 3
tiff	Tagged Image File Format (Bildformat)
TTL	Transistor-Transistor-Logik
UO	Untersuchungsobjekt
V	Verstärkung
ver	vertikal
vgl.	vergleiche
XCF	eXperimental Computing Facility, Arbeitsformat von GIMP

Literaturverzeichnis

- [1] BP, *Statistical Review of World Energy 2018*, **2018**.
URL <https://www.bp.com/content/dam/bp/en/corporate/pdf/energy-economics/statistical-review/bp-stats-review-2018-full-report.pdf>
- [2] Umweltbundesamt, *Wie sehr beeinträchtigt Stickstoffdioxid (NO₂) die Gesundheit der Bevölkerung in Deutschland? Ergebnisse der Studie der Krankheitslast von NO₂ in der Außenluft*, **2018**.
URL https://www.umweltbundesamt.de/sites/default/files/medien/479/publikationen/uba_factsheet_krankheitslasten_no2.pdf
- [3] Janssen, N. A. H., Gerlofs-Nijland, M. E., Lanki, T., Salonen, R. O., Cassee, F., Hoek, G., Fischer, P., Brunekreef, B., Krzyzanowski, M., *Health effects of black carbon*, World Health Organization, **2012**.
URL http://www.euro.who.int/__data/assets/pdf_file/0004/162535/e96541.pdf?ua=1
- [4] Bundesministerium für Umwelt, Naturschutz, Bau und Reaktorsicherheit (BMUB), *Klimaschutz in Zahlen*, **2017**.
URL https://www.bmu.de/fileadmin/Daten_BMU/Pool/Broschueren/klimaschutz_in_zahlen_2017_bf.pdf
- [5] Bundesministerium für Wirtschaft und Energie, *Gesetz zur Einführung von Ausschreibungen für Strom aus erneuerbaren Energien und zu weiteren Änderungen des Rechts der erneuerbaren Energien (Erneuerbare-Energien-Gesetz EEG 2017)*, **2016**.
URL https://www.bgbl.de/xaver/bgbl/start.xav?startbk=Bundesanzeiger_BGBL#_bgbl_%2F%2F*%5B%40attr_id%3D%27bgbl116s2258.pdf%27%5D__1535188918187
- [6] Bundesministerium für Wirtschaft und Energie, *Erneuerbare Energien 2017*, **2017**.
URL <https://www.bmwi.de/Redaktion/DE/Dossier/erneuerbare-energien.html>

- [7] Wullenkord, J., Tran, L.-S., Böttchers, J., Graf, I., Kohse-Höinghaus, K., *A laminar flame study on di-n-butyl ether as a potential biofuel candidate*, Combustion and Flame, **190**, 36–49, **2018**.
- [8] Pieper, J., Hemken, C., Büttgen, R., Graf, I., Hansen, N., Heufer, K. A., Kohse-Höinghaus, K., *A high-temperature study of 2-pentanone oxidation: experiment and kinetic modeling*, Proceedings of the Combustion Institute, **2018**.
- [9] Oßwald, P., Güldenbergl, H., Kohse-Höinghaus, K., Yang, B., Yuan, T., Qi, F., *Combustion of Butanol Isomers - A Detailed Molecular Beam Mass Spectrometry Investigation of Their Flame Chemistry*, Combustion and Flame, **158**, 2–15, **2011**.
- [10] Kasper, T., Oßwald, P., Kamphus, M., Kohse-Höinghaus, K., *Ethanol Flame Structure Investigated by Molecular Beam Mass Spectrometry*, Combustion and Flame, **150**, 220–231, **2007**.
- [11] Zhang, K., Moshhammer, K., Oßwald, P., Kohse-Höinghaus, K., *Experimental Investigation of Partially Premixed, Highly-Diluted Dimethyl Ether Flames at Low Temperatures*, Proceedings of the Combustion Institute, **34**, 763–770, **2013**.
- [12] Schenk, M., Leon, L., Moshhammer, K., Oßwald, P., Zeuch, T., Seidel, L., Mauss, F., Kohse-Höinghaus, K., *Detailed Mass Spectrometric and Modeling Study of Isomeric Butene Flames*, Combustion and Flame, **160**, 487–503, **2013**.
- [13] Lucassen, A., Oßwald, P., Struckmeier, U., Kohse-Höinghaus, K., Kasper, T., Hansen, N., Cool, T. A., Westmoreland, P. R., *Species Identification in a Laminar Premixed Low-Pressure Flame of Morpholine as a Model Substance for Oxygenated Nitrogen-Containing Fuels*, Proceedings of the Combustion Institute, **32 I**, 1269–1276, **2009**.
- [14] Brockhinke, A., Krüger, J., Heusing, M., Letzgus, M., *Measurement and Simulation of Rotationally-Resolved Chemiluminescence Spectra in Flames*, Applied Physics B, **107**, 539–549, **2012**.
- [15] Nau, P., Krüger, J., Lackner, A., Letzgus, M., Brockhinke, A., *On the Quantification of OH*, CH*, and C₂* Chemiluminescence in Flames*, Applied Physics B, **107**, 551–559, **2012**.
- [16] Hanson, R. K., Seitzman, J. M., Paul, P. H., *Planar laser-fluorescence imaging of combustion gases*, Applied Physics B, **50**, 441–454, **1990**.
- [17] Cattolica, R. J., Vosen, S. R., *Two-Dimensional Fluorescence Imaging of a Flame-Vortex Interaction*, Combustion Science and Technology, **48**, 77–87, **1986**.

-
- [18] Wehrmeyer, J. A., Cheng, T. S., Pitz, R. W., *Raman scattering measurements in flames using a tunable KrF excimer laser*, Applied optics, **31**, 1495–1504, **1992**.
- [19] Cheng, T., Wehrmeyer, J., Pitz, R., Jarrett, O., Northam, G., *Raman measurement of mixing and finite-rate chemistry in a supersonic hydrogen-air diffusion flame*, Combustion and Flame, **99**, 157 – 173, **1994**.
- [20] Settles, G. S., *Schlieren and Shadowgraph Techniques – Visualizing Phenomena in Transparent Media*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, **2001**.
- [21] Merzkirch, W., *Flow Visualization*, Academic Press, Orlando, 2. Auflage, **1987**.
- [22] Lim, T. T., Smits, A. J., *Flow visualization: Techniques and examples*, Imperial College Press, London, 2 Auflage, **2012**.
- [23] Settles, G. S., Hargather, M. J., *A review of recent developments in schlieren and shadowgraph techniques*, Measurement Science and Technology, **28**, 042001, **2017**.
- [24] Borghei, S. M., Vaziri, N., Alibabaei, S., *Schlieren flow visualization of helium atmospheric plasma jet and influence of the gas flow rate and applied voltage frequency*, Journal of Physics: Conf. Series, **992**, 012005, **2018**.
- [25] Wang, Q., Gohari Darabkhani, H., Chen, L., Zhang, Y., *Vortex Dynamics and Structures of Methane/Air Jet Diffusion Flames with Air Coflow*, Experimental Thermal and Fluid Science, **37**, 84–90, **2012**.
- [26] Chinnery, P. A., *The Schlieren Image of Two-Dimensional Ultrasonic Fields and Cavity Resonances*, The Journal of the Acoustical Society of America, **101**, 250–256, **1997**.
- [27] Chaloupka, J. L., Woods, M., Aas, J., Hutchins, J., Thistle, J. D., *Color Schlieren Imaging with a Two-Path, Double Knife Edge System*, Optics Express, **22**, 8041–8046, **2014**.
- [28] Albers, B. W., Agrawal, A. K., *Schlieren Analysis of an Oscillating Gas-Jet Diffusion Flame*, Combustion and Flame, **119**, 84–94, **1999**.
- [29] Jens, E. T., Miller, V. A., Cantwell, B. J., *Schlieren and OH* chemiluminescence imaging of combustion in a turbulent boundary layer over a solid fuel*, Experiments in Fluids, **57**, 39, **2016**.
- [30] Shimizu, S., Wakai, K., Sonobe, M., *A Simple Method to Visualize a Transient Flow of Unburnt Gas in a Chamber*, JSME International Journal Series 2, **32**, 121–126, **1989**.

- [31] Oren, D. C., Durrett, R. P., Ferguson, C. R., *Bullseye color schlieren flow visualization*, Experiments in Fluids, **6**, 357–364, **1988**.
- [32] Weinberg, F., Carleton, F., *Ionization and Chemiluminescence during the Progressive Aeriation of Methane Flames*, Combustion and Flame, **156**, 2276–2284, **2009**.
- [33] Childs, P. R. N., Greenwood, J. R., Long, C. A., *Review of Temperature Measurement*, Review of Scientific Instruments, **71**, 2959–2978, **2000**.
- [34] Feikema, D. A., *Quantitative Schlieren Rainbow Deflectometry as a Temperature Diagnostic for Nonsooting Spherical Flames*, Applied Optics, **45**, 4826–4832, **2006**.
- [35] Albeanu, D. F., Soucy, E., Sato, T. F., Meister, M., Murthy, V. N., *LED Arrays as Cost Effective and Efficient Light Sources for Widefield Microscopy*, PLOS ONE, **3**, 1–7, **2008**.
- [36] Dohlus, R., *Lichtquellen*, De Gruyter, Berlin, **2015**.
- [37] Schubert, E. F., *Light-Emitting Diodes*, Cambridge University Press, Cambridge, 2. Auflage, **2006**.
- [38] Versluis, M., *High-speed imaging in fluids*, Experiments in Fluids, **54**, 1–35, **2013**.
- [39] Willert, C., Stasicki, B., Klinner, J., Moessner, S., *Pulsed operation of high-power light emitting diodes for imaging flow velocimetry*, Measurement Science and Technology, **21**, 075402, **2010**.
- [40] Willert, C. E., Mitchell, D. M., Soria, J., *An assessment of high-power light-emitting diodes for high frame rate schlieren imaging*, Experiments in Fluids, **53**, 413–421, **2012**.
- [41] Wilson, S., Gustafson, G., Lincoln, D., Murari, K., Johansen, C., *Performance evaluation of an overdriven LED for high-speed schlieren imaging*, Journal of Visualization, **18**, 35–45, **2015**.
- [42] Weise, C., Menser, J., Kaiser, S. A., Kempf, A., Wlokas, I., *Numerical Investigation of the Process Steps in a Spray Flame Reactor for Nanoparticle Synthesis*, Proceedings of the Combustion Institute, **35**, 2259–2266, **2015**.
- [43] Menser, J., Schneider, F., Dreier, T., Kaiser, S. A., *Multi-pulse shadowgraphic RGB illumination and detection for flow tracking*, Experiments in Fluids, **59**, 90, **2018**.

-
- [44] Adamczyk, A. A., Rimai, L., *2-Dimensional particle tracking velocimetry (PTV): Technique and image processing algorithms*, Experiments in Fluids, **6**, 373–380, **1988**.
- [45] Khalighi, B., *Study of the intake tumble motion by flow visualization and particle tracking velocimetry*, Experiments in Fluids, **10**, 230–236, **1991**.
- [46] Freymuth, P., *Flow visualization in fluid mechanics*, **64**, 1 – 18, **1993**.
- [47] Tropea, C., *Laser Doppler anemometry: recent developments and future challenges*, Measurement Science and Technology, **6**, 605 – 619, **1995**.
- [48] Billoud, G., Galland, M. A., Huynh Huu, C., Cancel E, S., *Adaptive Active Control of Combustion Instabilities*, Combustion Science and Technology, **81**, 257–283, **1992**.
- [49] Keller, J. O., Vaneveld, L., Korschelt, D., Hubbard, G. L., Ghoniem, A. F., Daily, J. W., Oppenheim, A. K., *Mechanism of Instabilities in Turbulent Combustion Leading to Flashback*, AIAA Journal, **20**, 254–262, **1982**.
- [50] Dowling, A. P., Morgans, A. S., *Feedback Control of Combustion Oscillations*, Annual Review of Fluid Mechanics, **37**, 151–182, **2005**.
- [51] Candel, S., Durox, D., Ducruix, S., Birbaud, A.-L., Noiray, N., Schuller, T., *Flame Dynamics and Combustion Noise: Progress and Challenges*, International Journal of Aeroacoustics, **8**, 1–56, **2009**.
- [52] Davis, M. R., Rerkshanandana, P., *Schlieren Measurement of Turbulent Structure in a Diffusion Flame*, Experimental Thermal and Fluid Science, **6**, 402–416, **1993**.
- [53] Barlow, R., Dibble, R. W., Chen, J.-Y., Lucht, R., *Effect of Damkoehler number on superequilibrium OH concentration in turbulent nonpremixed jet flames*, Combustion and Flame, **82**, 235–251, **1990**.
- [54] Barlow, R., Carter, C., *Raman/Rayleigh/LIF measurements of nitric oxide formation in turbulent hydrogen jet flames*, Combustion and Flame, **97**, 261 – 280, **1994**.
- [55] Brockhinke, A., *Analyse der zeitlichen und örtlichen Struktur turbulenter Verbrennungsprozesse mit Hilfe laserspektroskopischer Verfahren*, Dissertation, Universität Bielefeld, **1995**.
- [56] Brockhinke, A., Andresen, P., Kohse-Höinghaus, K., *Quantitative one-dimensional single-pulse multi-species concentration and temperature measure-*

- ment in the lift-off region of a turbulent H_2 /air diffusion flame, Applied Physics B, **61**, 533–545, **1995**.
- [57] Nandula, S. P., Brown, T. M., Pitz, R. W., DeBarber, P. A., *Single-pulse, simultaneous multipoint multispecies Raman measurements in turbulent nonpremixed jet flames*, Optics Letters, **19**, 414–416, **1994**.
- [58] Remmers, M. L., *Aufbau und Inbetriebnahme eines Systems zur Aufnahme von dreifarbigem RGB-Schlierenbildern mit dem Ziel der Visualisierung von Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten*, Masterarbeit, Universität Bielefeld, **2015**.
- [59] Atkins, P. W., de Paula, J., *Physical Chemistry*, Oxford University Press, New York, 7. Auflage, **2002**.
- [60] Commission Internationale de l’Eclairage, *Technical Report: Measurement of LEDs*, Technischer Report, **2007**.
URL http://www.optics.ntut.edu.tw/ezfiles/93/1093/attach/40/pta_13807_8591702_00374.pdf
- [61] Labsphere, *The Radiometry of Light Emitting Diodes*, Technical Guide, **2001**.
URL <https://www.labsphere.com/site/assets/files/2570/the-radiometry-of-light-emitting-diodes-leds.pdf>
- [62] Kuchling, H., *Taschenbuch der Physik*, Fachbuchverl. Leipzig im Carl-Hanser-Verl., München, 20. Auflage, **2011**.
- [63] Schröder, G., *Technische Optik*, Vogel Buchverlag, Würzburg, 8. Auflage, **1998**.
- [64] Holst, G. C., Lomheim, T. S., *CMOS/CCD Sensors and Camera Systems*, SPIE, Bellingham, 2. Auflage, **2011**.
- [65] Schwider, P. M., *CCD- und CMOS-Bildsensoren: Grundbegriffe und Applikationen in der Lasertechnik*, Laser Technik Journal, **3**, 52–55, **2006**.
- [66] Lipinski, K., *Glossar Bildsensoren*, Datacom-Buchverlag GmbH, Dietersburg, **2010**.
- [67] Jari Löytömäki, *JAI Prism Cameras*, JAI Finland, **2014**.
URL https://www.stemmer-imaging.com/media/uploads/jai/SI/SISE-2015_1_5-JAI-Extended-insight-Chrisper-colours-and-spectral-inspection-with-prism-technology.pdf
- [68] Hecht, E., *Optik*, De Gruyter, München, 6. Auflage, **2014**.
- [69] Striewisch, T., *Digitalfotografie für Fortgeschrittene*, humboldt, Hannover, 6. Auflage, **2011**.

-
- [70] Wolf, J., *GIMP 2.6: Das umfassende Handbuch*, Galileo Press, Bonn, 1. Auflage, **2010**.
- [71] Wiggins, R. H., Davidson, H. C., Harnsberger, H. R., Lauman, J. R., Goede, P. A., *Image File Formats: Past, Present, and Future*, Radiographics, **21**, 789–798, **2001**.
- [72] Siemers, C., Sikora, A., *Taschenbuch Digitaltechnik*, Carl Hanser Verlag, München, 3. Auflage, **2014**.
- [73] Miano, J., *Compressed Image File Formats – JPEG, PNG, GIF, XBM, BMP*, Addison-Wesley, Reading, Massachusetts, 2. Auflage, **2000**.
- [74] Koppmann, J., *Aufbau und Charakterisierung eines Schlierentechnikexperimentes*, Forschungsbericht, Universität Bielefeld, **2011**.
- [75] Tipler, P. A., Mosca, G., *Physik: Für Wissenschaftler und Ingenieure*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2. Auflage, **2007**.
- [76] Haynes, W. M., *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, Taylor & Francis, Boca Raton, 94. Auflage, **2013**.
- [77] Noske, R., *Charakterisierung und Regelung von Verbrennungsinstationaritäten mittels Chemilumineszenz*, Dissertation, Universität Bielefeld, **2013**.
- [78] Hoffmann, C., *Representing difference: Ernst Mach and Peter Salcher's ballistic-photographic experiments*, Endeavour, **33**, 18 – 23, **2009**.
- [79] Settles, G. S., Bemis, B. L., *Visualization of liquid metal, arc, and jet interactions in plasma cutting of steel sheet*, Proceedings 8th International Symposium on Flow Visualization, 1–9, **1998**.
- [80] Tang, J. W., Liebner, T. J., Craven, B. A., Settles, G. S., *A schlieren optical study of the human cough with and without wearing masks for aerosol infection control*, Journal of the Royal Society Interface, **6**, S727–S736, **2009**.
- [81] Cossu, G., Khalid, A. M., Choudhury, P., Corsini, R., Ciaramella, E., *3.4 Gbit/s visible optical wireless transmission based on RGB LED*, Optics Express, **20**, B501–B506, **2012**.
- [82] Vučić, J., Kottke, C., Habel, K., Langer, K. D., *803 Mbit/s Visible Light WDM Link based on DMT Modulation of a Single RGB LED Luminary*, 2011 Optical Fiber Communication Conference and Exposition and the National Fiber Optic Engineers Conference, 1–3, **2011**.

- [83] Wu, F. M., Lin, C. T., Wei, C. C., Chen, C. W., Chen, Z. Y., Huang, H. T., Chi, S., *Performance Comparison of OFDM Signal and CAP Signal Over High Capacity RGB-LED-Based WDM Visible Light Communication*, IEEE Photonics Journal, **5**, 7901507, **2013**.
- [84] Veleदार, O., O Byrne, P., Danaher, S., Allen, J., Thompson, L., McMillan, J., *Simple techniques for generating nanosecond blue light pulses from light emitting diodes*, Measurement Science and Technology, **18**, 131–137, **2007**.
- [85] Horn, B. K. P., Schunck, B. G., *Determining Optical Flow*, Artificial Intelligence, **17**, 185–203, **1981**.
- [86] Lucas, B. D., Kanade, T., *An Iterative Image Registration Technique with an Application to Stereo Vision*, Proceedings of the 7th International Joint Conference on Artificial Intelligence (IJCAI), **2**, 674–679, **1981**.
- [87] Erhardt, A., *Einführung in die digitale Bildverarbeitung*, Vieweg + Teubner, Wiesbaden, 1. Auflage, **2008**.
- [88] Jähne, B., *Digitale Bildverarbeitung*, Springer Vieweg, Berlin, Heidelberg, 7. Auflage, **2012**.
- [89] Burger, W., Burge, M. J., *Digitale Bildverarbeitung*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2. Auflage, **2006**.
- [90] Russ, J. C., *The Image Processing Handbook*, CRC Press, Boca Raton, **1992**.
- [91] Aires, K. R. T., Santana, A. M., Medeiros, A. A. D., *Optical Flow Using Color Information: Preliminary Results*, Proceedings of the ACM Symposium on Applied Computing (SAC), 1607–1611, **2008**.
- [92] Singh, A., *Optic Flow Computation*, IEEE Computer Society Press, Washington, **1991**.
- [93] Bruhn, A., Weickert, J., Schnörr, C., *Lucas/Kanade Meets Horn/Schunck: Combining Local and Global Optic Flow Methods*, International Journal of Computer Vision, **61**, 211–231, **2005**.
- [94] Golland, P., Bruckstein, A. M., *Motion from Color*, Computer Vision and Image Understanding, **68**, 346–362, **1997**.
- [95] Ohta, N., *Optical Flow Detection by Color Images*, IEEE International Conference on Image Processing, 801–805, **1989**.
- [96] Fu, S., Wu, Y., *Detection of velocity distribution of a flow field using sequences of Schlieren images*, Optical Engineering, **40**, 1661–1666, **2001**.

-
- [97] Martínez-González, A., Guerrero-Viramontes, J. A., Moreno-Hernández, D., *Measurement of temperature and velocity fields in a convective fluid flow in air using schlieren images*, Applied Optics, **52**, 5562–5569, **2013**.
- [98] Lackner, M., Palotas, A. B., Winter, F., *Combustion: From Basics to Applications*, Wiley-VCH, Weinheim an der Bergstraße, **2013**.
- [99] Gaydon, A. G., *The Spectroscopy of Flames*, Chapman and Hall, London, 2. Auflage, **1974**.
- [100] Lackner, M., *Handbook of Combustion*, Wiley-VCH, Weinheim, **2010**.
- [101] Warnatz, J., Maas, U., Dibble, R. W., *Combustion: Physical and Chemical Fundamentals, Modeling and Simulation, Experiments, Pollutant Formation*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 3. Auflage, **2001**.
- [102] Warnatz, J., Maas, U., *Technische Verbrennung: Physikalisch-chemische Grundlagen, Modellbildung, Schadstoffentstehung*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, **1993**.
- [103] Spurk, J., *Strömungslehre: Einführung in die Theorie der Strömungen*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, **2010**.
- [104] Glassman, I., Yetter, R. A., *Combustion*, Elsevier, Amsterdam, 4. Auflage, **2008**.
- [105] Janicka, J., Kollmann, W., *A Two-Variables Formalism for the Treatment of Chemical Reactions in Turbulent H₂-Air Diffusion Flames*, Seventeenth International Symposium on Combustion, The Combustion Institute, 421–430, **1979**.
- [106] Magre, P., Dibble, R., *Finite Chemical Kinetic Effects in a Subsonic Turbulent Hydrogen Flame*, Combustion and Flame, **73**, 195–206, **1988**.
- [107] Peters, N., *Partially Premixed Diffusion Flamelets in Non-Premixed Turbulent Combustion*, Twentieth International Symposium on Combustion, The Combustion Institute, 353–360, **1984**.
- [108] Lumileds, *Luxeon Z Color Line*, Datenblatt, **2016**.
URL <http://www.lumileds.com/uploads/415/DS105-pdf>
- [109] Lumileds, *Luxeon Z*, Datenblatt, **2015**.
URL <http://www.lumileds.com/uploads/404/DS120-pdf>
- [110] Lumileds, *Luxeon Z: Assembly and Handling Information*, Kurzinformation zur Anwendung, **2017**.
URL <https://www.lumileds.com/uploads/378/AB105-pdf>

- [111] Cree, *Cree XLamp XM-L Color LEDs*, Datenblatt, **2015**.
URL [http://www.cree.com/~media/Files/Cree/LED Components and Modules/XLamp/Data and Binning/XLampXML_Color.pdf](http://www.cree.com/~media/Files/Cree/LED%20Components%20and%20Modules/XLamp/Data%20and%20Binning/XLampXML_Color.pdf)
- [112] Taskar, N. R., Chabra, V., Dorman, D., Herko, S. P., *Light Efficient Packaging Configurations for LED Lamps Using High Refractive Index Encapsulants*, Patent Application Publication United States, **US 2006/0255353 A1**, 1–17, **2006**.
- [113] Laref, A., Altujar, A., Luo, S., *The electronic and optical properties of InGaN-based solar cells alloys: First-principles investigations via mBJLDA approach*, The European Physical Journal B, **86**, 475, **2013**.
- [114] Nakamura, S., Pearton, S. J., Fasol, G., *The blue laser diode*, Springer, Berlin (u.a.), 2. Auflage, **2000**.
- [115] PENTAX Precision Co., *C5028-M*, Datenblatt, **2003**.
URL <http://www.gocctv.ru/sites/gocctv.ru/files/data/go-6380/go6380.pdf>
- [116] TAMRON Co., *SPAF*, Datenblatt, **2017**.
URL http://tamron.cdngc.net/inst/pdf/272eb01inst_1010_de.pdf
- [117] CASIO Exilim, *EX-FH25*, Bedienungsanleitung, **2007**.
URL http://support.casio.com/storage/de/manual/pdf/DE/001/EXFH25_M10_FB_DE.pdf
- [118] The Imaging Source, *DFK41BU02 Farbkamera*, Datenblatt, **2014**.
URL http://s1.dl.theimagingsource.com/api/2.0/packages/publications/factsheets-single/fsdfk41bu02/845afa7228/fsdfk41bu02_20140621.de_DE.pdf
- [119] The Imaging Source, *DMK41BU02 Monochromkamera*, Datenblatt, **2014**.
URL http://s1.dl.theimagingsource.com/api/2.0/packages/publications/factsheets-single/fsdmk41bu02/e23e7a389e/fsdmk41bu02_20140620.de_DE.pdf
- [120] Canon, *EOS 400D*, Bedienungsanleitung, **2006**.
URL http://www.canon.de/support/consumer_products/products/cameras/digital_slr/eos_400d.aspx?type=manuals&language=
- [121] Canon, *EOS 600D*, Bedienungsanleitung, **2012**.
URL http://gd1p01.c-wss.com/gds/2/0300008092/04/EOS_600D_Instruction_Manual_DE.pdf

- [122] SONY, *ICX205AK*, Datenblatt, **2012**.
URL https://s1.dl.theimagingsource.com/api/2.0/packages/publications/sensors-ccd/icx205ak/d0ba6db15d/icx205ak_1.2.en_US.pdf
- [123] SONY, *ICX205AL*, Datenblatt, **2012**.
URL https://s1.dl.theimagingsource.com/api/2.0/packages/publications/sensors-ccd/icx205al/389299c979/icx205al_1.2.en_US.pdf
- [124] Schwabe, M., *Canon EOS 600 D - Die leistungsstarke Kamera für kreative Momente*, Markt+Technik Verlag, München, **2011**.
- [125] Stanford Research Systems, *Model DG535 Digital Delay / Pulse Generator*, Bedienungsanleitung, **2017**.
URL <http://www.thinksrs.com/downloads/PDFs/Manuals/DG535m.pdf>
- [126] MathWorks, *Simulink Help: Pulse Generator*, **Letzter Zugriff: 27.08.2018**.
URL <https://www.mathworks.com/help/simulink/slref/pulsegenerator.html>
- [127] Tektronix Inc., *Digitale Echtzeit-Oszilloskope der Serie TDS 200*, Benutzerhandbuch, **2000**.
URL http://eitidaten.fh-pforzheim.de/daten/labore/ellt/2006/bedienungsanleitungen/TDS210_071040203.pdf
- [128] Reichelt Elektronik GmbH, *2-Kanal-Digital-Oszilloskop UTD 2052 CEL*, Bedienungsanleitung, **2010**.
URL <http://www.farnell.com/datasheets/1769537.pdf>
- [129] Thorlabs, *DET210 - High-Speed Silicon Detector*, Datenblatt, **2005**.
URL https://www.thorlabs.com/drawings/d349c26e9c89c511-07CA0E2C-F934A4F8-197050A1E57F20EE/DET210_M-SpecSheet.pdf
- [130] Letzgus-Koppmann, M., *SUAP (Version vom 23.08.2017)*, Programm zur Bild- und Spektrenauswertung, **2017**.
- [131] Sansonetti, C. J., Salit, M. L., Reader, J., *Wavelengths of Spectral Lines in Mercury Pencil Lamps*, Applied Optics, **35**, 74–77, **1996**.
- [132] OriginLab, *OriginPro*, Programm zur Analyse und grafischen Darstellung von Messdaten, **2015–2018**.
- [133] OSRAM GmbH, *64610 HLX*, Datenblatt, **2016**.
URL https://www.osram.de/pia/ecat/Halogen-Niedervoltlampen%20ohne%20Reflektor-Halogen-Niedervoltlampen-Speziallampen/de/de/GPS01_1028526/PP_EUROPE_DE_eCat/ZMP_1006731/

- [134] Institute of Electrical and Electronics Engineers, *Vision Calibration Targets from Edmund Optics Inc. 1-18, 101.6 x 101.6mm NBS 1963A Positive Target – NT85-274*, **Letzter Zugriff: 27.08.2018**.
URL <https://datasheets.globalspec.com/ps/2708/EdmundOptics/0DFB5C4A-073D-48BC-86A6-AF0F52D76DB2>
- [135] Dolan-Jenner industries, *IUV Type Quartz Light Guides*, Datenblatt, **Letzter Zugriff: 07.07.2018**.
URL <https://www.dolan-jenner.com/hubfs/products/quartz-fiber-optics/industrial-grade-quartz-cables-data-sheet.pdf>
- [136] Agilent Technologies, *Agilent 30-MHz-Funktions-/Arbiträrsignalgeneratoren*, Datenblatt, **2011**.
URL <http://literature.cdn.keysight.com/litweb/pdf/5990-5914DEE.pdf?id=1919803>
- [137] Krüger, J., *Spektroskopische Charakterisierung von Verbrennungsprozessen unter besonderer Berücksichtigung von Chemilumineszenz*, Dissertation, Universität Bielefeld, **2014**.
- [138] Gardasoft Vision Ltd, *RTCC4 LED Lighting Controller Issue 3*, Datenblatt, **2014**.
URL <http://www.gardasoft.com/Downloads/?p=17&sc=1>
- [139] Gardasoft Vision Ltd, *RTCC LED Lighting Controllers Issue 2*, Bedienungsanleitung, **2017**.
URL <http://www.gardasoft.com/Downloads/?p=17&sc=2>
- [140] Gardasoft Vision Ltd, *Application Note APP944 Fast Pulse Shape*, Anwendungshinweis, **2012**.
URL <http://www.gardasoft.com/Downloads/?p=17&sc=1>
- [141] Saleh, B. E. A., Teich, M. C., *Grundlagen der Photonik*, Wiley-VCH, Weinheim, 2. Auflage, **2008**.
- [142] Canon, *Canon EFS Lens EF-S18-55mm f/3.5-5.6 IS II*, Bedienungsanleitung, **2013**.
URL http://gd1p01.c-wss.com/gds/6/0300012306/01/EF-S_18-55mm_F3.5-5.6_IS_II_Instruction_DE.pdf
- [143] Nitto Optical Co., Ltd., *Dichroic Prisms - Philips Type*, Produktinformation, **2018**.
URL https://www.nitto-optical.co.jp/english/products/basic_prism/index.html

- [144] MKS Instruments, *Multi Channel Flow Ratio/Pressure Controller Type 647C*, Bedienungsanleitung, **2012**.
URL https://userweb.jlab.org/brads/Manuals/Hardware/MKS_647C_Mass_Flow_Controller.pdf
- [145] MKS Instruments, *1179C General Purpose Mass Flo[®] Controller*, Datenblatt, **2018**.
URL <https://www.mksinst.com/docs/ur/1179c-DS.pdf>
- [146] Solem, J. E., *Programming Computer Vision with Python*, O'Reilly Media, Sebastopol, Kalifornien, **2012**.
- [147] Shi, J., Tomasi, C., *Good Features to Track*, Proceedings of IEEE Conference on Computer Vision and Pattern Recognition, 593–600, **1994**.
- [148] Shariati, S., Noske, R., Brockhinke, A., Abel, D., *Model predictive control of combustion instabilities using Closed-loop Paradigm with an incorporated Pade approximation of a phase shifter*, European Control Conference, ECC 2015, 551–556, **2015**.

A Messdaten: Charakterisierung der Zeitauflösung des Systems

In diesem Anhang befindet sich einige Ergebnisse, die im Rahmen der Untersuchung der Zeitauflösung des RGB-Schlierensystems in Abschnitt 6.1 erhalten wurden.

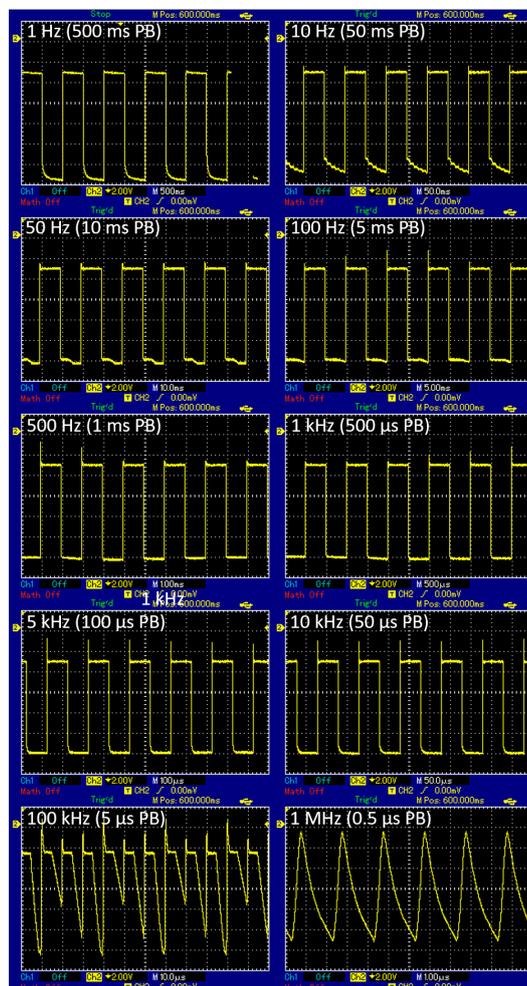


Abbildung A.1: Verlauf des elektrischen Ausgangssignals des 350-mA-Verstärkers in Betrieb mit dem DG535-Pulsgenerator. Die dargestellten Verläufe wurden mit dem Oszilloskop UTD 2052 CEL aufgenommen.

Tabelle A.1: Ermittelte Anschlag- sowie Abklingzeiten für die Saber Z4 RGBW-LED sowie die Cree XM-L RGBW-LED in Kombination mit dem EW-Treiber und dem Agilent-Pulsgeber. Die Ermittlung der Zeitstruktur der RGBW-LEDs erfolgt mithilfe einer Fotodiode und eines Oszilloskops. Die Pulsbreite entspricht der Hälfte der eingestellten Periodendauer. Wenn Werte fehlen, konnten diese nicht anhand der Cursorsmessung am Oszilloskop bestimmt werden.

Frequenz	τ_{Anstieg} (Saber)	τ_{Abklang} (Saber)	τ_{Anstieg} (Cree)	τ_{Abklang} (Cree)
0.1 kHz (5 ms PB)	40 μs	80 μs	108 μs	132 μs
	30 μs	110 μs	15 μs	120 μs
	38 μs	80 μs	88 μs	90 μs
	56 μs	70 μs	28 μs	90 μs
1 kHz (500 μs PB)	5.4 μs	80 μs	28 μs	114 μs
	9.2 μs	36 μs	8.4 μs	96 μs
	9.0 μs	94 μs	16 μs	76 μs
	9.0 μs	72 μs	14 μs	86 μs
10 kHz (50 μs PB)	7.6 μs	32 μs	8.6 μs	31 μs
	10 μs	33 μs	10 μs	34 μs
	9.2 μs	33 μs	7.2 μs	32 μs
	8.4 μs	30 μs	7.6 μs	32 μs
50 kHz (10 μs PB)	6.5 μs	7.8 μs	–	–
	6.8 μs	7.6 μs	–	–
	7.3 μs	8.1 μs	–	–
	6.4 μs	7.6 μs	–	–

Tabelle A.2: Ermittelte Anschlag- sowie Abklingzeiten für die Saber Z4 RGBW-LED sowie die Cree XM-L RGBW-LED in Kombination mit dem Gardasoft-Treiber. Die Ermittlung der Zeitstruktur der RGBW-LEDs erfolgt mithilfe einer Fotodiode und eines Oszilloskops. Es werden nahezu konstante Anstiegszeiten bei unterschiedlichen Pulsbreiten erhalten. Der Fehler bei der Bestimmung der Zeitstruktur mit dem Gardasoft-Treiber beträgt $\pm 0.2 \mu\text{s}$. Als Vergleich werden für die rote LED der Cree XM-L RGBW-LED Messungen unter Verwendung des EW-Treibers durchgeführt.

Pulsbreite	τ_{Anstieg} (Saber)	τ_{Anstieg} (Cree)	τ_{Anstieg} (Cree, EW)
50 ms (10 Hz)	6.0 μs	5.3 μs	—
	8.0 μs	7.6 μs	
	6.0 μs	6.8 μs	
	6.0 μs	6.4 μs	
10 ms (50 Hz)	6.8 μs	5.2 μs	—
	8.8 μs	8.4 μs	
	8.0 μs	6.8 μs	
	6.4 μs	6.4 μs	
5 ms (100 Hz)	6.8 μs	5.8 μs	116 μs
	8.0 μs	9.2 μs	
	8.2 μs	7.0 μs	
	6.4 μs	6.0 μs	
1 ms (500 Hz)	6.6 μs	5.9 μs	104 μs
	8.8 μs	8.4 μs	
	7.6 μs	7.2 μs	
	7.0 μs	6.0 μs	
500 μs (1 kHz)	6.8 μs	6.0 μs	58 μs
	8.4 μs	9.2 μs	
	7.6 μs	6.4 μs	
	6.8 μs	6.6 μs	
100 μs (5 kHz)	6.4 μs	5.2 μs	40 μs
	7.6 μs	8.8 μs	
	6.8 μs	6.8 μs	
	6.0 μs	5.6 μs	
50 μs (10 kHz)	7.6 μs	5.0 μs	23 μs
	9.6 μs	8.4 μs	
	7.2 μs	7.2 μs	
	5.8 μs	6.8 μs	
10 μs (50 kHz)	4.1 μs	4.0 μs	6.8 μs
	6.4 μs	6.6 μs	
	5.2 μs	5.6 μs	
	5.0 μs	5.2 μs	
5 μs (100 kHz)	3.2 μs	3.0 μs	4.4 μs
	3.7 μs	3.4 μs	
	3.2 μs	2.8 μs	
	3.1 μs	3.0 μs	
1 μs (500 kHz)	1.0 μs	1.1 μs	1.0 μs
	1.0 μs	1.3 μs	
	1.3 μs	1.3 μs	
	1.9 μs	1.3 μs	

B Messbedingungen: Gepulste RGB-Schlierenfotografie an Strömungen und Flammen

In diesem Anhang befinden sich alle verwendeten Einstellungen, die bei der Anwendung der gepulsten RGB-Schlierenfotografie auf laminare Helium-Luft-Strömungen, turbulente Wasserstoff-Luft-Diffusionsflammen sowie Methan-Luft-Flammen in Kapitel 7 zum Einsatz gekommen sind.

Tabelle B.1: Übersicht über die verwendeten Messreihen zur Untersuchung laminarer Helium-Luft-Strömungen. Mit MR wird die Messreihe abgekürzt und in der Spalte Luft wird der verwendete Luftfluss angegeben. Bei F_{Laut} sowie A_{Laut} handelt es sich um die Frequenz und die Amplitude des Lautsprechers. Unter LED wird die verwendete RGBW-LED aufgeführt und in den folgenden Spalten erfolgt die Angabe der Pulsfrequenz F , der Pulsbreite PB , des verwendeten Tastgrades TG sowie der Helligkeit H_{LED} der LED. Bei der Angabe der Helligkeit der RGBW-LED wird anhand der Textfarbe kenntlich gemacht, um welche Farbe der RGBW-LED es sich handelt. Wenn der Wert schwarz ist, gilt er für alle drei LED-Farben. Darüber hinaus gibt die Reihenfolge der Leuchtdioden von oben nach unten die Pulsfolge an. Anschließend erfolgt eine Auflistung der Parameter der verwendeten Kamera. Bei t_{Bel} handelt es sich um die Belichtungszeit. Je nach verwendeter Kamera können entweder die Helligkeit sowie die Verstärkung (H/V) oder der ISO-Wert angepasst werden. Des Weiteren werden die verwendete Blende sowie die Kameraverzögerung KV angegeben.

MR	Luft	F_{Laut}	A_{Laut}	LED	F	PB	TG	H_{LED}	Kamera	t_{Bel}	H/V, ISO	Blende	KV
He 1	30 – 50 slm	–	–	Saber	660 Hz	151.5 μ s	10 %	100 %	DFK	5 ms	0/260	F/2.8	50 μ s
He 2	30 – 50 slm	–	–	Saber	660 Hz	800 μ s	50 %	100 %	DFK	5 ms	0/260	F/2.8	50 μ s
He 3	30 – 50 slm	10 Hz	0.1 V	Saber	20 Hz	5 ms	10 %	25 %	DFK	1/6 s	0/260	F/2.8	50 μ s
He 4	30 – 50 slm	10 Hz	0.1 V	Saber	20 Hz	5 ms	10 %	10 %	DFK	1/6 s	0/260	F/2.8	50 μ s
He 7	30 slm	100 Hz	0.1 V	Saber	100 Hz	1 ms	10 %	25 %	DFK	1/30 s	0/260	F/2.8	50 μ s
He 8	30 slm	100 Hz	0.5 V	Saber	100 Hz	1 ms	10 %	25 %	DFK	1/30 s	0/260	F/2.8	50 μ s
He 9	20 slm	100 Hz	0.5 V	Saber	100 Hz	1 ms	10 %	25 %	DFK	1/30 s	0/260	F/2.8	50 μ s
He 10	30 slm	50 Hz	0.5 V	Saber	100 Hz	1 ms	10 %	25 %	DFK	1/30 s	0/260	F/2.8	50 μ s
He 11	30 slm	150 Hz	0.5 V	Saber	100 Hz	1 ms	10 %	25 %	DFK	1/30 s	0/260	F/2.8	50 μ s
He 12	30 slm	100 Hz	0.5 V	Saber	125 Hz	800 μ s	10 %	25 % 25 %	DFK	1/50 s	0/260	F/2.8	50 μ s
He 13	30 slm	100 Hz	0.5 V	Saber	125 Hz	800 μ s	10 %	25 % 50 %	DFK	1/50 s	0/260	F/2.8	50 μ s

Tabelle B.1: Übersicht über die verwendeten Messreihen zur Untersuchung laminarer Helium-Luft-Strömungen.

MR	Luft	F_{Laut}	A_{Laut}	LED	F	PB	TG	H_{LED}	Kamera	t_{Bel}	H/V, ISO	Blende	KV
He 14	30 slm	100 Hz	0.5 V	Saber	125 Hz	800 μ s	10 %	25 % 75 %	DFK	1/50 s	0/260	F/2.8	50 μ s
He 15	30 slm	100 Hz	0.5 V	Saber	150 Hz	670 μ s	10 %	25 % 50 %	DFK	1/65 s	0/260	F/2.8	50 μ s
He 16	30 slm	100 Hz	0.5 V	Saber	125 Hz	800 μ s	10 %	50 % 25 % 25 %	DFK	1/39 s	0/260	F/2.8	50 μ s
He 17	30 slm	100 Hz	0.5 V	Saber	125 Hz	800 μ s	10 %	75 % 25 % 25 %	DFK	1/39 s	0/260	F/2.8	50 μ s
He 18	30 slm	100 Hz	0.5 V	Saber	125 Hz	800 μ s	10 %	25 % 25 % 50 %	DFK	1/39 s	0/260	F/2.8	50 μ s
He 19	30 slm	100 Hz	0.5 V	Saber	125 Hz	800 μ s	10 %	25 % 25 % 50 %	400D	1/40 s	ISO 400	F/2.8	105 ms
He 20	30 slm	100 Hz	0.5 V	Saber	125 Hz	800 μ s	10 %	25 % 25 % 50 %	400D	1/40 s	ISO 200	F/2.8	105 ms
He 21	30 slm	100 Hz	0.5 V	Saber	125 Hz	800 μ s	10 %	50 % 25 % 25 %	400D	1/40 s	ISO 200	F/2.8	105 ms

Tabelle B.1: Übersicht über die verwendeten Messreihen zur Untersuchung laminarer Helium-Luft-Strömungen.

MR	Luft	F_{Laut}	A_{Laut}	LED	F	PB	TG	H_{LED}	Kamera	t_{Bel}	H/V, ISO	Blende	KV
He 22	30 slm	100 Hz	0.5 V	Saber	125 Hz	800 μs	10 %	25 % 25 %	400D	1/50 s	ISO 200	F/2.8	105 ms
He 23	30 slm	100 Hz	0.5 V	Saber	125 Hz	800 μs	10 %	25 % 50 %	400D	1/50 s	ISO 200	F/2.8	105 ms
He 24	30 slm	100 Hz	0.5 V	Fiber	125 Hz	4 ms	50 %	100 % 100 %	DFK	1/39 s	63/1023	F/2.8	50 μs
He 26	30 slm	100 Hz	0.5 V	Cree	125 Hz	800 μs	10 %	50 % 25 %	DFK	1/50 s	0/260	F/2.8	50 μs
He 27	30 slm	100 Hz	0.5 V	Cree	125 Hz	800 μs	10 %	50 % 25 % 25 %	DFK	1/39 s	0/260	F/2.8	50 μs
He 28 ⁹	30 slm	100 Hz	0.5 V	Luxeon	125 Hz	800 μs	10 %	14 % 7 % 7 % ¹⁰	DFK	1/39 s	0/260	F/2.8	50 μs
He 29	30 slm	100 Hz	0.5 V	Luxeon	125 Hz	800 μs	10 %	14 % 7 %	DFK	1/50 s	0/260	F/2.8	50 μs

⁹Bei dieser Messreihe wird die schlitzförmige Lochblende mit einer Höhe von 1 mm verwendet.

¹⁰Geringere Helligkeiten können nicht eingestellt werden, da die LEDs nicht mehr anspringen.

Tabelle B.2: Übersicht über die verwendeten Messreihen zur Untersuchung turbulenter Wasserstoff-Luft-Diffusionsflammen. *Mit MR wird die Bezeichnung der Messreihe abgekürzt und bei x/D handelt es sich um die untersuchte Position oberhalb der Düse. Mit Fluss wird die Flussrate des nachströmenden Wasserstoffes angegeben. Unter LED wird die verwendete RGBW-LED aufgeführt und in den folgenden Spalten erfolgt die Angabe der Pulsfrequenz F , der Pulsbreite PB , des verwendeten Tastgrades TG sowie der Helligkeit H_{LED} der LED. Bei der Angabe der Helligkeit der RGBW-LED wird anhand der Textfarbe kenntlich gemacht, um welche Farbe der RGBW-LED es sich handelt. Wenn der Wert schwarz ist, gilt er für alle drei LED-Farben. Darüber hinaus gibt die Reihenfolge der Leuchtdioden von oben nach unten die Pulsfolge an. Anschließend erfolgt eine Auflistung der Parameter der verwendeten Kamera. Bei t_{Bel} handelt es sich um die Belichtungszeit. Je nach verwendeter Kamera können entweder die Helligkeit sowie die Verstärkung (H/V) oder der ISO-Wert angepasst werden. Des Weiteren werden die verwendete Blende sowie die Kameraverzögerung KV angegeben.*

MR	x/D	Fluss	LED	F	PB	TG	H_{LED}	Kamera	t_{Bel}	H/V, ISO	Blende	KV
H₂ 2	0	50 slm	Saber	25 kHz	20 μ s	50 %	100 %	DFK	1/2000 s	0/501	F/2.8	50 μ s
H₂ 3	0	50 slm	Saber	25 kHz	20 μ s	50 %	100 %	DMK	1/2000 s	0/260	F/2.8	50 μ s
H₂ 4	0	50 slm	Saber	25 kHz	20 μ s	50 %	100 %	Canon	1/200 s	ISO 1600	F/5.6	105 ms
H₂ 5	0	50 slm	Cree	25 kHz	20 μ s	50 %	100 %	DFK	1/2000 s	0/501	F/2.8	50 μ s
H₂ 6	0	50 slm	Fiber	25 kHz	20 μ s	50 %	100 %	DFK	1/2000 s	0/501	F/2.8	50 μ s
H₂ 7¹¹	0	50 slm	Luxeon	25 kHz	20 μ s	50 %	100 %	DFK	1/2000 s	0/260	F/2.8	50 μ s
H₂ 8.1	0	20 slm	Saber	10 kHz	50 μ s	50 %	100 %	Canon	1/200 s	ISO 1600	F/5.6	105 ms
H₂ 8.2	0	50 slm	Saber	25 kHz	20 μ s	50 %	100 %	Canon	1/200 s	ISO 1600	F/5.6	105 ms
H₂ 8.3	0	75 slm	Saber	40 kHz	12.5 μ s	50 %	100 %	Canon	1/200 s	ISO 1600	F/5.6	105 ms
H₂ 8.4	0	100 slm	Saber	50 kHz	10 μ s	50 %	100 %	Canon	1/200 s	ISO 1600	F/5.6	105 ms

¹¹Es wird die schlitzförmige Lochblende mit einer Höhe von 1.5 mm verwendet.

Tabelle B.2: Übersicht über die verwendeten Messreihen zur Untersuchung turbulenter Wasserstoff-Luft-Diffusionsflammen.

MR	x/D	Fluss	LED	F	PB	TG	H _{LED}	Kamera	t _{Bel}	H/V, ISO	Blende	KV
H₂ 8.5	0	120 slm	Saber	61 kHz	8.2 μs	50 %	100 %	Canon	1/200 s	ISO 1600	F/5.6	105 ms
H₂ 9.1	0	20 slm	Saber	10 kHz	50 μs	50 %	100 %	DFK	1/200 s	0/500	F/2.8	50 μs
H₂ 9.2	0	50 slm	Saber	25 kHz	20 μs	50 %	100 %	DFK	1/200 s	0/500	F/2.8	50 μs
H₂ 9.3	0	75 slm	Saber	35 kHz	14.3 μs	50 %	100 %	DFK	1/200 s	0/500	F/2.8	50 μs
H₂ 9.4	0	100 slm	Saber	45 kHz	11.1 μs	50 %	100 %	DFK	1/200 s	0/500	F/2.8	50 μs
H₂ 9.5	0	120 slm	Saber	55 kHz	9.1 μs	50 %	100 %	DFK	1/200 s	0/500	F/2.8	50 μs
H₂ 10.1a	0	20 slm	Saber	10 kHz	50 μs	50 %	100 % 50 % 50 %	Canon	1/200 s	ISO 1600	F/5.6	105 ms
H₂ 10.1b	0	20 slm	Saber	10 kHz	10 μs	10 %	100 % 50 % 50 %	Canon	1/200 s	ISO 1600	F/5.6	105 ms
H₂ 10.2a	0	50 slm	Saber	25 kHz	20 μs	50 %	100 % 50 % 50 %	Canon	1/200 s	ISO 1600	F/5.6	105 ms
H₂ 10.2b	0	50 slm	Saber	25 kHz	4 μs	10 %	100 % 50 % 50 %	Canon	1/200 s	ISO 1600	F/5.6	105 ms

Tabelle B.2: Übersicht über die verwendeten Messreihen zur Untersuchung turbulenter Wasserstoff-Luft-Diffusionsflammen.

MR	x/D	Fluss	LED	F	PB	TG	H _{LED}	Kamera	t _{Bel}	H/V, ISO	Blende	KV
H₂ 10.3a	0	75 slm	Saber	40 kHz	12.5 µs	50 %	100 %	Canon	1/200 s	ISO 1600	F/5.6	105 ms
							50 %					
							50 %					
H₂ 10.3b	0	75 slm	Saber	40 kHz	2.5 µs	10 %	100 %	Canon	1/200 s	ISO 1600	F/5.6	105 ms
							50 %					
							50 %					
H₂ 10.4a	0	100 slm	Saber	50 kHz	10 µs	50 %	100 %	Canon	1/200 s	ISO 1600	F/5.6	105 ms
							50 %					
							50 %					
H₂ 10.4b	0	100 slm	Saber	50 kHz	2 µs	10 %	100 %	Canon	1/200 s	ISO 1600	F/5.6	105 ms
							50 %					
							50 %					
H₂ 10.5a	0	120 slm	Saber	61 kHz	8.2 µs	50 %	100 %	Canon	1/200 s	ISO 1600	F/5.6	105 ms
							50 %					
							50 %					
H₂ 10.5b	0	120 slm	Saber	61 kHz	1.6 µs	10 %	100 %	Canon	1/200 s	ISO 1600	F/5.6	105 ms
							50 %					
							50 %					
H₂ 11.1	0	20 slm	Saber	10 kHz	10 µs	10 %	100 %	Canon	1/200 s	ISO 1600	F/5.6	105 ms
H₂ 11.2	0	50 slm	Saber	25 kHz	4 µs	10 %	100 %	Canon	1/200 s	ISO 1600	F/5.6	105 ms

Tabelle B.2: Übersicht über die verwendeten Messreihen zur Untersuchung turbulenter Wasserstoff-Luft-Diffusionsflammen.

MR	x/D	Fluss	LED	F	PB	TG	H _{LED}	Kamera	t _{Bel}	H/V, ISO	Blende	KV
H₂ 11.3	0	75 slm	Saber	40 kHz	2.5 μs	10 %	100 %	Canon	1/200 s	ISO 1600	F/5.6	105 ms
H₂ 11.4	0	100 slm	Saber	50 kHz	2 μs	10 %	100 %	Canon	1/200 s	ISO 1600	F/5.6	105 ms
H₂ 11.5	0	120 slm	Saber	61 kHz	1.6 μs	10 %	100 %	Canon	1/200 s	ISO 1600	F/5.6	105 ms
H₂ 12.1	6.5	75 slm	Saber	40 kHz	12.5 μs	50 %	100 %	Canon	1/200 s	ISO 1600	F/5.6	105 ms
H₂ 12.2	6.5	100 slm	Saber	50 kHz	10 μs	50 %	100 %	Canon	1/200 s	ISO 1600	F/5.6	105 ms
H₂ 12.3	6.5	120 slm	Saber	61 kHz	8.2 μs	50 %	100 %	Canon	1/200 s	ISO 1600	F/5.6	105 ms
H₂ 13.1 ¹²	0	20 slm	Saber	10 kHz	50 μs	50 %	100 %	Canon	1/200 s	ISO 1600	F/5.6	105 ms
H₂ 13.2	0	50 slm	Saber	25 kHz	20 μs	50 %	100 %	Canon	1/200 s	ISO 1600	F/5.6	105 ms
H₂ 13.3	0	75 slm	Saber	40 kHz	12.5 μs	50 %	100 %	Canon	1/200 s	ISO 1600	F/5.6	105 ms
H₂ 13.4	0	100 slm	Saber	50 kHz	10 μs	50 %	100 %	Canon	1/200 s	ISO 1600	F/5.6	105 ms
H₂ 13.5	0	120 slm	Saber	61 kHz	8.2 μs	50 %	100 %	Canon	1/200 s	ISO 1600	F/5.6	105 ms

¹²Zur Durchführung der Messreihe 13 befindet sich die Schlierenkante in vertikaler Position.

Tabelle B.3: Übersicht über die verwendeten Parameter bei der Aufnahme von RGB-Schlierenbildern von der Methan-Luft-Flamme. Mit *MR* wird die Messreihe bezeichnet. Bei *F* handelt es sich um die Pulsfrequenz der LED und mit *PB* wird die Pulsbreite bezeichnet. Der Tastgrad wird mit der Abkürzung *TG* betitelt. Bei H_{LED} handelt es sich um die Helligkeit der einzelnen Farben der RGBW-LED. Hierbei entsprechen die Farben des Textes der jeweiligen Farbe der Leuchtdiode und die Reihenfolge von oben nach unten stellt die Pulsfolge dar. Mit t_{Bel} werden die Belichtungszeit und mit *H/V* die Helligkeit sowie die Verstärkung der Kamera bezeichnet. Bei *LS* handelt es sich um die Angabe, ob der Lautsprecher zur akustischen Anregung des Systems verwendet wird. Kommt der Lautsprecher zum Einsatz, wird lediglich ein Luftfluss von 20 slm verwendet. Bei allen übrigen Messreihen wird der Luftfluss zwischen 10 slm und 120 slm variiert.

MR	F	PB	TG	H_{LED}	t_{Bel}	H/V	LS?
Methan 1	15 Hz	6.67 ms	10 %	20 % 10 % 10 %	1/5 s	0/260	nein
Methan 2	15 Hz	6.67 ms	10 %	20 % 10 %	1/7 s	0/260	nein
Methan 3	15 Hz	6.67 ms	10 %	5 % 5 %	1/7 s	0/260	nein
Methan 4	125 Hz	800 μ s	10 %	50 % 25 % 25 %	1/39 s	0/260	ja
Methan 5	125 Hz	800 μ s	10 %	50 % 25 % 25 %	1/39 s	0/260	nein
Methan 6	125 Hz	800 μ s	10 %	25 % 50 %	1/50 s	0/260	ja
Methan 7	125 Hz	800 μ s	10 %	25 % 50 %	1/50 s	0/260	nein

C Bildauswertung

In diesem Anhang befindet sich eine Übersicht über alle Schritte der digitalen Bildverarbeitung sowie deren Kombinationen, die auf ein RGB-Schlierenbild der Messreihe He 13 in Abschnitt 8.1.2 angewendet werden. Außerdem werden die Effekte, die durch die jeweilige Operation der digitalen Bildverarbeitung hervorgerufen werden, benannt.

Tabelle C.1: Schritte der digitalen Bildverarbeitung und deren Effekte bei Anwendung auf RGB-Schlierenbilder im jpg-Format am Beispiel der Messreihe He 13 (vgl. auch Abbildungen 8.2 und 8.3). *Zwischen Operation Nr. 3 und Nr. 4 erfolgt ein Zuschneiden des Schlierenbildes, sodass dunkle und somit informationsarme Bereiche entfernt werden. Dies führt häufig zu verbesserten Ergebnissen der Bildverarbeitung. Werden Kombinationen unterschiedlicher Operationen der digitalen Bildverarbeitung angewendet, erfolgt eine Ausführung der Operationen in der Reihenfolge von links nach rechts. Die Kombinationen, die besonders eindrucksvolle Effekte liefern und somit vielversprechend sind, werden rot markiert.*

Nr.	Kombination	Operation	Effekt auf jpg-Format
1	–	Subtraktion Dunkelbild	Kein Effekt
2	–	Subtraktion Pulsdunkelbild	Hintergrund wird schwarz Schliere hebt sich deutlicher ab
3	–	Subtraktion Dunkelbild Subtraktion Pulsdunkelbild	Entfällt bei jpg-Format
4	–	Histogrammausgleich	Starke Verpixelung Starke Konturenverbreiterung
5	–	Tonwertspreizung	Starke Konturenverbreiterung
6	–	Tonwertspreizung & Nebelverstärkung	Kein Effekt
7	–	Unschärfmaskierung	Leichte Zunahme der Schärfe
8	–	Glättung: Median-Filter	Schmale Strukturen unterer Bereich Informationsverlust oberer Bereich

Tabelle C.1: Schritte der digitalen Bildverarbeitung und deren Effekte bei Anwendung auf RGB-Schlierenbilder im jpg-Format am Beispiel der Messreihe He 13.

Nr.	Kombi	Operation	Effekt jpg
9	–	Glättung: Gauß-Filter	Führt zu einer Verschmierung Filter wird nicht angewendet
10	–	Hochpass-Schärfung	Bessere Sichtbarkeit der Strukturen
11	–	Partielles Schärfen	Kein Unterschied im Vgl. zu Nr. 10
12	–	Schwellwertverfahren	Strukturen deutlicher zu erkennen Leichte Konturverbreiterung S/W-Bild
13	–	Kantendetektion: Sobel	Umrandung der Strukturen durch Kanten Gute Sichtbarkeit der Strukturen im oberen Bildbereich
14	–	Kantendetektion: Prewitt	Kein Unterschied im Vgl. zu Nr. 13
15	–	Kantendetektion: Roberts	Etwas bessere Sichtbarkeit der Strukturen im oberen Bereich als bei Nr. 13 und 14
16	–	Kantendetektion: Laplace	Verpixelung Kanten sind nicht gut zu erkennen
17 ¹³	2 & 6 & 7	Subtraktion Pulsdunkelbild Tonwertspreizung Nebelverstärkung Unschärfmaskierung	Kein Unterschied im Vgl. zu Nr. 7
18	2 & 8 & 12	Subtraktion Pulsdunkelbild Glättung: Median-Filter Schwellwertverfahren	Schärfere Strukturen als bei Nr. 12 S/W-Bild
19	2 & 4 & 12	Subtraktion Pulsdunkelbild Histogrammausgleich Schwellwertverfahren	Invertiertes S/W-Bild im Vgl. zu Nr. 18 Strukturen im oberen Bildbereich schlechter zu erkennen als bei Nr. 18

¹³Hierbei handelt es sich um die von Settles [20] empfohlene Kombination.

Tabelle C.1: Schritte der digitalen Bildverarbeitung und deren Effekte bei Anwendung auf RGB-Schlierenbilder im jpg-Format am Beispiel der Messreihe He 13.

Nr.	Kombi	Operation	Effekt jpg
20	2 & 4 & 8	Subtraktion Pulsdunkelbild Histogrammausgleich Glättung: Median-Filter	Grauschleier Strukturen etwas verpixelt
21	2 & 8 & 4	Subtraktion Pulsdunkelbild Glättung: Median-Filter Histogrammausgleich	Grauschleier Strukturen nicht gut zu erkennen
22	2 & 13	Subtraktion Pulsdunkelbild Kantendetektion: Sobel	Kein Unterschied im Vgl. zu Nr. 13
23	2 & 16	Subtraktion Pulsdunkelbild Kantendetektion: Laplace	Kein Unterschied im Vgl. zu Nr. 16
24	2 & 4 & 13	Subtraktion Pulsdunkelbild Histogrammausgleich Kantendetektion: Sobel	Starke Verpixelung Strukturen können sehr schlecht erkannt werden
25	2 & 4 & 16	Subtraktion Pulsdunkelbild Histogrammausgleich Kantendetektion: Laplace	Noch stärkere Verpixelung im Vgl. zu Nr. 24 Strukturen sind kaum zu identifizieren
26	2 & 8 & 13	Subtraktion Pulsdunkelbild Glättung: Median-Filter Kantendetektion: Sobel	Gute Sichtbarkeit der Strukturen v.a. im oberen Bildbereich
27	2 & 8 & 16	Subtraktion Pulsdunkelbild Glättung: Median-Filter Kantendetektion: Laplace	Strukturen nahezu vollständig nicht sichtbar
28	2 & 12 & 13	Subtraktion Pulsdunkelbild Schwellwertverfahren Kantendetektion: Sobel	Kanten werden als sehr schmale Linien dargestellt SW-Bild
29	2 & 12 & 16	Subtraktion Pulsdunkelbild Schwellwertverfahren Kantendetektion: Laplace	Kein signifikanter Unterschied im Vgl. zu Nr. 28

Tabelle C.1: Schritte der digitalen Bildverarbeitung und deren Effekte bei Anwendung auf RGB-Schlierenbilder im jpg-Format am Beispiel der Messreihe He 13.

Nr.	Kombi	Operation	Effekt jpg
30	18 & 13	Subtraktion Pulsdunkelbild Glättung: Median-Filter Schwellwertverfahren Kantendetektion: Sobel	Weniger Strukturen sichtbar als bei Nr. 29 Schmalere Konturen zu erkennen
31	18 & 16	Subtraktion Pulsdunkelbild Glättung: Median-Filter Schwellwertverfahren Kantendetektion: Laplace	Keine signifikante Veränderung im Vgl. zu Nr. 30
32	19 & 13	Subtraktion Pulsdunkelbild Histogrammausgleich Schwellwertverfahren Kantendetektion: Sobel	Gleicher Effekt wie Nr. 30 Viele störende Pixel außerhalb der Strukturen sichtbar
33	19 & 16	Subtraktion Pulsdunkelbild Histogrammausgleich Schwellwertverfahren Kantendetektion: Laplace	Gleicher Effekt wie Nr. 31 Viele störende Pixel außerhalb der Strukturen sichtbar
34	20 & 13	Subtraktion Pulsdunkelbild Histogrammausgleich Glättung: Median-Filter Kantendetektion: Sobel	Strukturen prinzipiell sichtbar Zusätzliche störende Strukturen
35	20 & 16	Subtraktion Pulsdunkelbild Histogrammausgleich Glättung: Median-Filter Kantendetektion: Laplace	Gleicher Effekt wie Nr. 34 Effekt schwächer ausgeprägt als bei Nr. 34
36	21 & 13	Subtraktion Pulsdunkelbild Glättung: Median-Filter Histogrammausgleich Kantendetektion: Sobel	Keine sinnvollen Strukturen zu erkennen

Tabelle C.1: Schritte der digitalen Bildverarbeitung und deren Effekte bei Anwendung auf RGB-Schlierenbilder im jpg-Format am Beispiel der Messreihe He 13.

Nr.	Kombi	Operation	Effekt jpg
37	21 & 16	Subtraktion Pulsdunkelbild Glättung: Median-Filter Histogrammausgleich Kantendetektion: Laplace	Keine sinnvollen Strukturen zu erkennen

D Kalibration des räumlichen Versatzes (Swagelok-Rohr)

In diesem Anhang befinden sich alle Ergebnisse für den räumlichen Versatz der Lichtpulse der RGB-LED an den Positionen 1 bis 4 (vgl. Tabelle 7.1). Diese Werte wurden mithilfe des Swagelok-Rohres in Abschnitt 8.2.2 ermittelt und es wurden die wissenschaftliche CCD-Kamera DFK41BU02 sowie die Spiegelreflexkamera Canon EOS 400D verwendet. Außerdem sind die Ergebnisse der linearen Regressionen, die in Abschnitt 8.2.2 durchgeführt wurden, aufgelistet.

Tabelle D.1: Räumlicher Versatz der Lichtpulse aller in dieser Arbeit verwendeten RGB-LEDs in Kombination mit den Kameras DFK41BU02 sowie Canon EOS 400D. *Der Versatz wurde mithilfe eines Swagelok-Rohrs in vertikaler und horizontaler Ausrichtung an den Positionen 1 bis 4 (vgl. Tabelle 7.1) bestimmt. Bei DFK handelt es sich um die wissenschaftliche CCD-Kamera DFK41BU02. Mit Cree wird die Cree XM-L Color Line RGBW-LED und mit Saber die Saber Z4 RGBW-LED bezeichnet. Bei Luxeon handelt es sich um die Anordnung der RGBW-LEDs in einer Reihe. Außerdem wird das Licht der Saber Z4 mithilfe der Ulbrichtkugel in eine optische Faser eingekoppelt, sodass eine Punktlichtquelle erhalten wird. Der Fehler des experimentell ermittelten räumlichen Versatzes beträgt ± 2 px.*

	x-Versatz			y-Versatz		
	$ \mathbf{b}-\mathbf{g} $	$ \mathbf{g}-\mathbf{r} $	$ \mathbf{b}-\mathbf{r} $	$ \mathbf{b}-\mathbf{g} $	$ \mathbf{g}-\mathbf{r} $	$ \mathbf{b}-\mathbf{r} $
Cree & DFK						
Position 1	10 px	3 px	9 px	12 px	0 px	12 px
Position 2	7 px	3 px	6 px	8 px	2 px	8 px
Position 3	4 px	0 px	1 px	4 px	1 px	5 px
Position 4	0 px					

Tabelle D.1: Räumlicher Versatz der Lichtpulse aller in dieser Arbeit verwendeten RGB-LEDs in Kombination mit den Kameras DFK41BU02 sowie Canon EOS 400D.

	x-Versatz			y-Versatz		
Saber & DFK	b-g	g-r	b-r	b-g	g-r	b-r
Position 1	26 px	2 px	25 px	2 px	22 px	20 px
Position 2	20 px	2 px	18 px	2 px	18 px	16 px
Position 3	11 px	1 px	11 px	3 px	8 px	5 px
Position 4	4 px	2 px	2 px	1 px	1 px	2 px
Luxeon & DFK	b-g	g-r	b-r	b-g	g-r	b-r
Position 1	98 px	103 px	201 px	8 px	2 px	5 px
Position 2	75 px	76 px	151 px	7 px	3 px	5 px
Position 3	40 px	46 px	85 px	6 px	2 px	5 px
Position 4	7 px	5 px	12 px	2 px	1 px	1 px
Faser & DFK	b-g	g-r	b-r	b-g	g-r	b-r
Position 1	9 px	4 px	5 px	12 px	5 px	6 px
Position 2	8 px	3 px	5 px	7 px	2 px	5 px
Position 3	4 px	2 px	3 px	5 px	1 px	4 px
Position 4	1 px	1 px	0 px	2 px	1 px	1 px
Cree & Canon EOS 400D	b-g	g-r	b-r	b-g	g-r	b-r
Position 1	5 px	35 px	24 px	34 px	15 px	45 px
Position 2	4 px	27 px	24 px	26 px	6 px	32 px
Position 3	2 px	14 px	13 px	21 px	7 px	28 px
Position 4	1 px	4 px	3 px	5 px	3 px	8 px
Saber & Canon EOS 400D	b-g	g-r	b-r	b-g	g-r	b-r
Position 1	50 px	6 px	44 px	12 px	39 px	39 px
Position 2	38 px	5 px	22 px	10 px	32 px	28 px
Position 3	23 px	4 px	19 px	9 px	21 px	19 px
Position 4	3 px	0 px	2 px	3 px	5 px	3 px

Tabelle D.1: Räumlicher Versatz der Lichtpulse aller in dieser Arbeit verwendeten RGB-LEDs in Kombination mit den Kameras DFK41BU02 sowie Canon EOS 400D.

	x-Versatz			y-Versatz		
Luxeon & Canon EOS 400D	$ \mathbf{b-g} $	$ \mathbf{g-r} $	$ \mathbf{b-r} $	$ \mathbf{b-g} $	$ \mathbf{g-r} $	$ \mathbf{b-r} $
Position 1	159 px	153 px	312 px	2 px	4 px	5 px
Position 2	121 px	117 px	238 px	1 px	3 px	4 px
Position 3	69 px	69 px	135 px	1 px	5 px	4 px
Position 4	8 px	2 px	10 px	1 px	2 px	1 px
Faser & Canon EOS 400D	$ \mathbf{b-g} $	$ \mathbf{g-r} $	$ \mathbf{b-r} $	$ \mathbf{b-g} $	$ \mathbf{g-r} $	$ \mathbf{b-r} $
Position 1	0 px	0 px	0 px	6 px	2 px	8 px
Position 2	0 px	0 px	0 px	4 px	2 px	2 px
Position 3	1 px	1 px	0 px	3 px	2 px	4 px
Position 4	2 px	2 px	0 px	3 px	0 px	3 px

Tabelle D.2: Ergebnisse der linearen Regression aus Abschnitt 8.2.2. Um den räumlichen Versatz der Lichtpulse an jeder beliebigen Position zwischen den beiden Schlierenlinsen SL1 und SL2 berechnen zu können, wurde eine lineare Regression in OriginPro [132] durchgeführt. Die Fehler für die Steigung und den Achsenabschnitt werden von Origin ausgegeben.

	Steigung / px/cm	y-Achsenabschnitt / px
Cree & DFK		
$ \mathbf{b-g} $ (x-Versatz)	-0.1491 ± 0.0101	10.318 ± 0.422
$ \mathbf{g-r} $	-0.0528 ± 0.0212	3.296 ± 0.8891
$ \mathbf{b-r} $	-0.1388 ± 0.0378	8.720 ± 1.584
$ \mathbf{b-g} $ (y-Versatz)	-0.1785 ± 0.0210	12.070 ± 0.883
$ \mathbf{g-r} $	-0.0090 ± 0.0229	1.056 ± 0.961
$ \mathbf{b-r} $	-0.1761 ± 0.0146	12.237 ± 0.611

Tabelle D.2: Ergebnisse der linearen Regression aus Abschnitt 8.2.2.

	Steigung / px/cm	y-Achsenabschnitt / px
Saber & DFK		
b-g (x-Versatz)	-0.3358 ± 0.0389	26.667 ± 1.636
g-r	-0.0025 ± 0.0120	1.834 ± 0.516
b-r	-0.3428 ± 0.0253	25.654 ± 1.062
b-g (y-Versatz)	-0.0127 ± 0.0181	2.432 ± 0.762
g-r	-0.3297 ± 0.0387	23.458 ± 1.634
b-r	-0.2867 ± 0.0673	20.496 ± 2.827
Luxeon & DFK		
b-g (x-Versatz)	-1.389 ± 0.114	102.24 ± 4.80
g-r	-1.470 ± 0.069	107.48 ± 2.90
b-r	-2.862 ± 0.186	209.56 ± 7.80
b-g (y-Versatz)	-0.0901 ± 0.0138	8.813 ± 0.580
g-r	-0.0209 ± 0.0138	2.710 ± 0.582
b-r	-0.0606 ± 0.0249	6.061 ± 1.047
Cree & Canon EOS 400D		
b-g (x-Versatz)	-0.0622 ± 0.0105	5.116 ± 0.441
g-r	-0.4754 ± 0.0536	36.165 ± 2.252
b-r	-0.4283 ± 0.0371	32.313 ± 1.558
b-g (y-Versatz)	-0.4255 ± 0.0377	35.966 ± 1.584
g-r	-0.1499 ± 0.0700	12.846 ± 2.940
b-r	-0.5279 ± 0.0706	46.197 ± 2.968

Tabelle D.2: Ergebnisse der linearen Regression aus Abschnitt 8.2.2.

	Steigung / px/cm	y-Achsenabschnitt / px
Saber & Canon EOS 400D		
 b-g (x-Versatz)	-0.7097 ± 0.0254	52.629 ± 1.068
 g-r 	-0.0901 ± 0.0138	6.813 ± 0.580
 b-r 	-0.5717 ± 0.1393	41.187 ± 5.853
 b-g (y-Versatz)	-0.1322 ± 0.0216	12.997 ± 0.908
 g-r 	-0.5193 ± 0.0084	41.905 ± 0.353
 b-r 	-0.5315 ± 0.0314	40.322 ± 1.321
Luxeon & Canon EOS 400D		
 b-g (x-Versatz)	-2.291 ± 0.116	167.15 ± 4.88
 g-r 	-2.288 ± 0.046	163.04 ± 1.94
 b-r 	-4.586 ± 0.197	329.69 ± 8.27
 b-g (y-Versatz)	-0.0119 ± 0.0091	1.654 ± 0.383
 g-r 	-0.0221 ± 0.0279	4.252 ± 1.173
 b-r 	-0.0573 ± 0.0141	5.449 ± 0.594

E Python-Code: Berechnung des optischen Flusses

In diesem Kapitel befindet sich der Quellcode des Python-Programms zur Berechnung des optischen Flusses gemäß der Methode nach Lucas und Kanade. Die Grundlage des Programms wurde der Literatur [146] entnommen und an die Anforderungen der eigenen Bildauswertung angepasst.

```
import os
import cv2
import numpy as np
import matplotlib.pyplot as plt
from matplotlib import pylab
from matplotlib import image as mpimg

# Bilder importieren
frame1 = cv2.imread('Bild1.png')
frame2 = cv2.imread('Bild2.png')
frame3 = cv2.imread('Bild3.png')

print(frame1.shape, frame2.shape, frame3.shape)

# Parameter ShiTomasi Ecken-Detektion
feature_params = dict(maxCorners = 40,
                      qualityLevel = 0.3,
                      minDistance = 7,
                      blockSize = 7)

# Parameter Berechnung des optischen Flusses nach dem Lucas-Kanade-Algorithmus
lk_params = dict(winSize = (15,15),
                 maxLevel = 3,
                 criteria = (cv2.TERM_CRITERIA_EPS | cv2.TERM_CRITERIA_COUNT, 10, 0.03),
                 flags = (cv2.OPTFLOW_USE_INITIAL_FLOW))

color = np.random.randint(0,255,(100,3))

# Bilder in Graustufen umwandeln
frame1_g = cv2.cvtColor(frame1, cv2.COLOR_BGR2GRAY)
frame2_g = cv2.cvtColor(frame2, cv2.COLOR_BGR2GRAY)
frame3_g = cv2.cvtColor(frame3, cv2.COLOR_BGR2GRAY)

cv2.imwrite('frame1_grau.png', frame1_g)
cv2.imwrite('frame2_grau.png', frame2_g)
cv2.imwrite('frame3_grau.png', frame3_g)

# Startpunkte im ersten Bild berechnen
p0 = cv2.goodFeaturesToTrack(frame1_g, mask = None, **feature_params)

for i in p0:
    x,y = i.ravel()
    cv2.circle(frame1_g, (x,y), 5, 255, -1)

cv2.imwrite('Features_Frame1.png', frame1_g)
print(p0.shape)

# Neue Punkte im zweiten Bild berechnen
p1 = cv2.goodFeaturesToTrack(frame2_g, mask = None, **feature_params)
```

```
for i in p1:
    x,y = i.ravel()
    cv2.circle(frame2_g,(x,y),5,255,-1)

cv2.imwrite('Features_Frame2.png', frame2_g)
print(p1.shape)

mask = np.zeros_like(frame1_g)

# Neue Punkte im dritten Bild berechnen
p2 = cv2.goodFeaturesToTrack(frame3_g, mask = None, **feature_params)

for i in p2:
    x,y = i.ravel()
    cv2.circle(frame3_g,(x,y),5,255,-1)

cv2.imwrite('Features_Frame3.png', frame3_g)
print(p2.shape)

mask = np.zeros_like(frame2_g)

print('Tracking good features finished!')

# Optischen Fluss von Bild 1 zu Bild 2 berechnen
flow1, st, err = cv2.calcOpticalFlowPyrLK(frame1_g, frame2_g, p0, p1, None, **lk_params)

good_new1 = flow1[st==1]
good_old1 = p0[st==1]

vektor1 = good_old1 - good_new1

np.savetxt('good_new1.txt', good_new1, header='good_new1')
np.savetxt('good_old1.txt', good_old1, header='good_old1')
np.savetxt('vektor1.txt', vektor1, header='vektor2')

for i,(new,old) in enumerate(zip(good_new1,good_old1)):
    a,b = new.ravel()
    c,d = old.ravel()
    mask = cv2.line(mask, (a,b),(c,d), color[i].tolist(), 2)
    frame = cv2.circle(frame2_g,(a,b),5,color[i].tolist(),-1)
img1 = cv2.add(frame, mask)

cv2.imwrite('LKflow1.png', img1)

# Optischen Fluss von Bild 2 zu Bild 3 berechnen
flow2, st, err = cv2.calcOpticalFlowPyrLK(frame2_g, frame3_g, p1, p2, None, **lk_params)

good_new2 = flow2[st==1]
good_old2 = p1[st==1]

vektor2 = good_old2 - good_new2

np.savetxt('good_new2.txt', good_new2, header='good_new2')
np.savetxt('good_old2.txt', good_old2, header='good_old2')
np.savetxt('vektor2.txt', vektor2, header='vektor2')

for i,(new2,old2) in enumerate(zip(good_new2,good_old2)):
    e,f = new2.ravel()
    g,h = old2.ravel()
    mask = cv2.line(mask, (e,f),(g,h), color[i].tolist(), 2)
    frame_ = cv2.circle(frame3_g,(e,f),5,color[i].tolist(),-1)
img2 = cv2.add(frame_, mask)

cv2.imwrite('LKflow2.png', img2)

print('Calculating optical flow finished!')

frame1_g = frame2_g.copy()
p0 = good_new1.reshape(-1,1,2)

frame2_g = frame3_g.copy()
p1 = good_new2.reshape(-1,1,2)
```

```
# Zusammenfassung der Bilder erstellen
frame1_z = cv2.imread('frame1_grau.png')
frame2_z = cv2.imread('frame2_grau.png')
frame3_z = cv2.imread('frame3_grau.png')

features1_z = cv2.imread('Features_Frame1.png')
features2_z = cv2.imread('Features_Frame2.png')
features3_z = cv2.imread('Features_Frame3.png')

flow1_z = cv2.imread('LKflow1.png')
flow2_z = cv2.imread('LKflow2.png')

fig, axes = plt.subplots(nrows=3, ncols=3, figsize=(25,20))
ax0, ax1, ax2, ax3, ax4, ax5, ax6, ax7, ax8 = axes.flat

fig.suptitle('Optischer Fluss', fontsize=18, fontweight='bold')
ax0.imshow(frame1_z)
ax0.set_title('Frame1', fontsize = 14)
ax0.axis('off')

ax1.imshow(frame2_z)
ax1.set_title('Frame2', fontsize = 14)
ax1.axis('off')

ax2.imshow(frame3_z)
ax2.set_title('Frame3', fontsize = 14)
ax2.axis('off')

ax3.imshow(features1_z)
ax3.set_title('Features_Frame1', fontsize = 14)
ax3.axis('off')

ax4.imshow(features2_z)
ax4.set_title('Features_Frame2', fontsize = 14)
ax4.axis('off')

ax5.imshow(features3_z)
ax5.set_title('Features_Frame3', fontsize = 14)
ax5.axis('off')

ax6.imshow(flow1_z)
ax6.set_title('LK-Flow1', fontsize = 14)
ax6.axis('off')

ax7.imshow(flow2_z)
ax7.set_title('LK-Flow2', fontsize = 14)
ax7.axis('off')

pylab.savefig('Uebersicht.png', dpi = 600)
```
