

**Entwicklung einer schnellen Hyperspektralkamera  
auf Basis zirkular variabler Verlaufsfilter**

**ZUR ERLANGUNG DES AKADEMISCHEN GRADES EINES  
Doktors der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)**

**VON DER KIT-FAKULTÄT FÜR MASCHINENBAU DES  
KARLSRUHER INSTITUTS FÜR TECHNOLOGIE (KIT)  
GENEHMIGTE**

**Dissertation**

**VON**

**DIPL.-PHYS. ACHIM SCHREIBER**

**TAG DER MÜNDLICHEN PRÜFUNG: 11.11.2021  
HAUPTREFERENT: PROF. DR.-ING. PETER ELSNER  
KORREFERENT: PROF. DR.-ING. DIMOSTHENIS TRIMIS**



## **Erklärung:**

Hiermit erkläre ich, dass ich die beigefügte Dissertation selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel genutzt habe. Alle wörtlich oder inhaltlich übernommenen Stellen habe ich als solche gekennzeichnet. Zudem habe ich die Satzung des Karlsruher Institut für Technologie (KIT) zur Sicherung guter wissenschaftlicher Praxis beachtet.

Ich versichere außerdem, dass ich die beigefügte Dissertation nur in diesem und keinem anderen Promotionsverfahren eingereicht habe und, dass diesem Promotionsverfahren keine endgültig gescheiterten Promotionsverfahren vorausgegangen sind.

Ort, Datum Unterschrift



# Kurzfassung

Bildgebende Spektrometersysteme werden auch als Hyperspektralkameras bezeichnet. Diese sind ein wichtiges Hilfsmittel zur Analyse der Umsetzung von energetischen Feststoffen, wie Treibstoffen oder pyrotechnischen Sätzen. Im Gegensatz zu vielen anderen Analysemethoden ist die Messung der emittierten optischen Strahlung nicht intrusiv, sodass der Reaktionsprozess durch die Messung nicht beeinflusst wird. Die Messszene wird durch die Pixel der Sensormatrix in einzelne kleine Teilbereiche unterteilt. Für jeden dieser Pixel wird eine zeitliche Folge an Spektren generiert. Die spektralen Daten, vor allem im infraroten Spektralbereich, liefern wichtige Erkenntnisse über Reaktions-Edukte, -Produkte sowie -Zwischenprodukte und deren ablaufende Reaktionsmechanismen. Die lokale Unterteilung der Messszene erlaubt es dabei die ablaufenden Prozesse in einzelnen Zonen zu diskriminieren. So kann zwischen primären und sekundären Reaktionsprozessen unterschieden werden. Das Messszenario zeichnet sich meist durch eine hohe Strahlungsintensität sowie hohen lokalen Intensitätsdynamiken aus. Die Anforderungen an das Messsystem sind dabei eine moderate spektrale und lokale Auflösung, kombiniert mit einer möglichst hohen zeitlichen Auflösung. Zu diesem Zweck wird in dieser Arbeit eine Infrarot-Hyperspektralkamera auf Basis von zirkular variablen Verlaufsfiltern entwickelt. Dazu wird das Messsystem konzipiert, realisiert und eine geeignete Prozedur zur Auswertung der Messdaten vorgestellt. Die Qualität der Messdaten wird im Anschluss anhand von Vergleichsmessungen eines thermischen Kalibrierstrahlers bei unterschiedlichen Temperaturen gezeigt. Als Beispielanwendung wird die Messung eines pyrotechnischen Wirksatzes vorgestellt und dessen gemessene Spektraldaten mit den Ergebnissen von kommerziell erhältlichen Messsystemen verglichen. Als Fazit zeigt sich, dass die entwickelte Hyperspektralkamera auf Basis von zirkular variablen Filtern sehr gut zur Messung von Abgasstrahlen energetischer Feststoffe geeignet ist und die bereits vorhandenen Messmittel sinnvoll ergänzt.



# Inhaltsverzeichnis

<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>v</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>vii</b>
<b>Abkürzungsverzeichnis</b>	<b>ix</b>
<b>Symbolverzeichnis</b>	<b>xi</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Historie der Infrarotspektroskopie . . . . .	1
1.2 Hyperspektrale Bildgebung . . . . .	3
1.3 Stand der Technik . . . . .	5
1.4 Ziel der Arbeit . . . . .	7
<b>2 Grundlagen</b>	<b>9</b>
2.1 Elektromagnetisches Spektrum . . . . .	9
2.1.1 Strahlungsemission von Gasen . . . . .	11
2.1.2 Schwarzer Strahler . . . . .	13
2.1.3 Strahlung realer Körper . . . . .	15
2.1.4 Grauer Strahler . . . . .	15
2.1.5 Atmosphärische Absorption . . . . .	15
2.2 Radiometrische Größen . . . . .	17
2.3 Spektroskopie . . . . .	18
2.3.1 Absorptionsspektroskopie . . . . .	19
2.3.2 Emissionsspektroskopie . . . . .	19
2.3.3 Spektrometerarten . . . . .	19
2.3.4 Spektrale Auflösung . . . . .	21
2.4 Interferenzfilter . . . . .	22
2.5 Geometrische Optik . . . . .	23
2.6 CMOS-Sensoren . . . . .	26
2.7 Kameraparameter . . . . .	26
2.7.1 Integrationszeit . . . . .	26
2.7.2 Bildrate . . . . .	27
2.7.3 Subwindowing . . . . .	27
2.7.4 Dynamikbereich . . . . .	28

<b>3</b>	<b>Software</b>	<b>29</b>
3.1	Dateiformate . . . . .	29
3.1.1	PTW . . . . .	29
3.1.2	HDF5 . . . . .	30
3.2	Cirrus . . . . .	30
3.3	Altair . . . . .	31
3.4	Mathematica . . . . .	31
<b>4</b>	<b>Aufbau der Hyperspektralkamera</b>	<b>33</b>
4.1	Kamerabasissystem . . . . .	33
4.2	Filterradmodul . . . . .	35
4.3	Winkelencoder . . . . .	37
4.4	Optik . . . . .	41
<b>5</b>	<b>Datenaufbereitung</b>	<b>43</b>
5.1	Spektrale Zuordnung . . . . .	45
5.1.1	Einfluss des Filtergradienten . . . . .	49
5.1.2	Einfluss des Inzidenzwinkels . . . . .	51
5.1.3	Einfluss der optischen Brechung . . . . .	53
5.1.4	Zuordnungsmodell . . . . .	55
5.1.5	Überprüfung des Zuordnungsmodells . . . . .	60
5.2	Radiometrische Kalibrierung . . . . .	65
5.3	Nicht-Uniformitätskorrektur (NUC) . . . . .	69
5.4	Ersetzung fehlerhafter Pixel (BPR) . . . . .	74
5.5	Bildtransformation . . . . .	78
5.5.1	Abbildungsversatz durch Änderung der optischen Dichte . . . . .	80
5.5.2	Abbildungsversatz durch Änderung der Filterdicke . . . . .	83
5.5.3	Abbildungsversatz durch Änderung der Filterposition . . . . .	85
5.5.4	Abbildungsversatz durch Verkipfung der Filter . . . . .	86
5.5.5	Berechnung des Abbildungsversatzes . . . . .	89
5.5.6	Prozedur der Bildtransformation . . . . .	91
5.6	Kalibrierte Datenkuben . . . . .	93
<b>6</b>	<b>Systemtest</b>	<b>95</b>
6.1	Variation der Strahlertemperatur . . . . .	95
6.2	Messung eines pyrotechnischen Scheinziels . . . . .	100
6.2.1	Datenauswertung der eingesetzten Messsysteme . . . . .	101
6.2.2	Ortsaufgelöste Spektren zu einem ausgewählten Zeitpunkt . . . . .	101
6.2.3	Summenspektrum zu einem ausgewählten Zeitpunkt . . . . .	104
6.2.4	Zeitlicher Intensitätsverlauf in ausgewählten Spektralbändern . . . . .	106
<b>7</b>	<b>Diskussion der CVF-Hyperspektralkamera</b>	<b>109</b>
7.1	Auflösung des Messsystems . . . . .	109
7.1.1	Spektrale Auflösung . . . . .	109

7.1.2	Lokale Auflösung . . . . .	110
7.1.3	Zeitliche Auflösung . . . . .	110
7.1.4	Radiometrische Auflösung . . . . .	110
7.1.5	Abhängigkeit der Kameraparameter . . . . .	111
7.2	Messunsicherheiten . . . . .	112
7.2.1	Spektrale Messunsicherheit . . . . .	112
7.2.2	Lokale Messunsicherheit . . . . .	113
7.2.3	Zeitliche Messunsicherheit . . . . .	114
7.2.4	Radiometrische Messunsicherheit . . . . .	115
7.3	Vergleich mit einer FTIR-Hyperspektralkamera . . . . .	115
7.4	Fazit . . . . .	120
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>121</b>
<b>9</b>	<b>Ausblick</b>	<b>123</b>
<b>10</b>	<b>Anhang</b>	<b>125</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>131</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>143</b>



# Abbildungsverzeichnis

2.1	Elektromagnetisches Spektrum: UV - VIS - IR . . . . .	11
2.2	Lennard-Jones-Potential . . . . .	12
2.3	Beispiel: Atmosphärisches Transmissionsspektrum . . . . .	16
2.4	Reflexion und Brechung eines einfallenden Lichtstrahls an einer Grenzfläche zweier isotroper Medien . . . . .	24
2.5	Abbildung eines Punkts G durch eine Linse mit der Brennweite f auf den Bildpunkt B . . . . .	25
3.1	Schematische Dateistruktur von .ptw-Dateien . . . . .	29
4.1	Schematischer Aufbau der Hyperspektralkamera . . . . .	33
4.2	Kamerabasissystem . . . . .	34
4.3	Filterradscheibe im Filterradmodul . . . . .	36
4.4	Aufbau des Drehmotors mit Winkelencoder . . . . .	37
4.5	Ausgangssignale des Winkelencoders . . . . .	38
4.6	Schematischer Aufbau der Zählerschaltung mit DAC . . . . .	38
4.7	Messung eines thermischen Kalibrierstrahlers bei 1200 °C . . . . .	39
4.8	Linearität des Drehmotors . . . . .	40
4.9	Messung eines Laserpunkts mit verschiedenen Blenden . . . . .	42
5.1	Schematische Darstellung der Datenaufbereitung . . . . .	44
5.2	Versuchsaufbau zur Messung der Kalibrierfilter . . . . .	46
5.3	Bildmosaik der spektralen Kalibriermessungen von Filter 1 . . . . .	47
5.4	Messung der Kalibrierfilter für Segment I bei festem $x$ -Wert . . . . .	48
5.5	Messung der Kalibrierfilter für Segment II bei festem $x$ -Wert . . . . .	48
5.6	Messung der Kalibrierfilter für Segment III bei festem $x$ -Wert . . . . .	49
5.7	Skizzen des vereinfachten optischen Strahlengangs . . . . .	50
5.8	Berechneter Einfluss des optischen Parallelversatzes . . . . .	54
5.9	Berechnete Werte von $m_1$ und $\alpha_0$ des Zuordnungsmodells . . . . .	56
5.10	Versatz der Lockin-Werte von Segment IIIb zu IIIa . . . . .	58
5.11	Validierung des Zuordnungsmodells mittels eines IR-Lasers . . . . .	62
5.12	Schematische Darstellung des zeitlichen Ablaufs der Videoaufnahme . . . . .	63
5.13	Messung von Filter 4 mit unterschiedlichen Kameraeinstellungen . . . . .	64
5.14	Kurven zur radiometrischen Kalibrierung . . . . .	68
5.15	Einfluss der internen Kamertemperatur auf den Offset-Wert . . . . .	70
5.16	Homogene Beleuchtung des Kamerasensors durch eine Ulbrichtkugel . . . . .	71

5.17	Bestimmung des Ulbrichtkugel-Spektrums . . . . .	72
5.18	Histogramm der gemessenen Standardabweichung aller Pixelintensitäten bei homogener Bestrahlung . . . . .	75
5.19	Grauwertbild der Sensitivität . . . . .	76
5.20	Grauwertbild der Sensitivität mit markierten fehlerhaften Pixeln . . . . .	77
5.21	Messung eines Punktmusters bei verschiedenen Filterradstellungen . . . . .	80
5.22	Skizze: Einfluss unterschiedlicher optischer Dichten . . . . .	81
5.23	Abbildungsversatz: Einfluss unterschiedlicher optischer Dichten . . . . .	83
5.24	Skizze: Einfluss unterschiedlicher Filterdicken . . . . .	84
5.25	Abbildungsversatz: Einfluss unterschiedlicher Filterdicken . . . . .	85
5.26	Skizze: Einfluss unterschiedlicher Filterpositionen . . . . .	85
5.27	Skizze: Einfluss der Filterverkipfung . . . . .	86
5.28	Abbildungsversatz: Einfluss der Filterverkipfung . . . . .	88
5.29	Standardabweichung der Modellfunktionen zur Korrektur des Abbildungsversatzes zu dem gemessenen Punktmuster . . . . .	90
5.30	Skizze zur Intensitätsberechnung eines transformierten Pixels . . . . .	92
5.31	Punktmuster nach Korrektur durch Bildtransformation . . . . .	93
5.32	Darstellung der kalibrierten Datenkuben . . . . .	94
6.1	Messwerte und theoretisch bestimmte spezifische spektrale Strahlstärkekurven des Kalibrierstrahlers bei verschiedenen Temperaturen . . . . .	97
6.2	Prozentuale Abweichung der Messwerte zu den theoretischen Kurven des Kalibrierstrahlers . . . . .	98
6.3	Standardabweichungen der Messwerte zu den theoretischen Kurven des Kalibrierstrahlers . . . . .	99
6.4	Messung eines pyrotechnischen Standard-IR-Scheinziels: Bild bei $\lambda = 2, 10 \mu\text{m}$ und lokales Spektrum am Flammenanfang . . . . .	102
6.5	Messung eines pyrotechnischen Standard-IR-Scheinziels: Bild bei $\lambda = 2, 10 \mu\text{m}$ und lokales Spektrum in der Flammenmitte . . . . .	102
6.6	Messung eines pyrotechnischen Standard-IR-Scheinziels: Bild bei $\lambda = 2, 10 \mu\text{m}$ und lokales Spektrum am Flammenende . . . . .	103
6.7	Messung eines pyrotechnischen Standard-IR-Scheinziels: Bild bei $\lambda = 2, 10 \mu\text{m}$ und lokales Spektrum in der Randzone . . . . .	103
6.8	Messung eines pyrotechnischen Standard-IR-Scheinziels: Spektral gemittelttes Bild und Summenspektrum . . . . .	105
6.9	Messung eines pyrotechnischen Standard-IR-Scheinziels: Zeitlicher Intensitätsverlauf im Spektralband $\alpha$ . . . . .	107
6.10	Messung eines pyrotechnischen Standard-IR-Scheinziels: Zeitlicher Intensitätsverlauf im Spektralband $\beta$ . . . . .	107
7.1	Vergleich: Spektralbilder des Scheinzielabbrands . . . . .	118
7.2	Spektrale Halbwertsbreiten der Messpunkte der Hyperspektralkameras bei den gewählten Messparametern . . . . .	119

# Tabellenverzeichnis

2.1	Einteilung des IR-Bereichs im spektroskopischen Sprachgebrauch . . . .	11
4.1	Sensorparameter . . . . .	35
5.1	Verwendete Kalibrierfilter . . . . .	46
5.2	Ermittelte Parameter des Zuordnungsmodells . . . . .	57
5.3	Geltungsbereich des Zuordnungsmodells . . . . .	60
5.4	Kenndaten des IR-Kalibrierlasers . . . . .	61
5.5	Parameter der Modellfunktionen zum Spektrum der Ulbrichtkugel . . .	73
5.6	Positionen der fehlerhaften Pixel des Sensors . . . . .	77
6.1	Temperaturwerte des Kalibrierstrahlers . . . . .	96
6.2	Ermittelte Werte von $\alpha_0$ für die verwendeten Kameraeinstellungen . . .	96
10.1	Ermittelte Stützstellen des Zuordnungsmodells . . . . .	125



# Abkürzungsverzeichnis

<b>ADC</b>	Analog-Digital-Wandler
<b>AOTF</b>	Acousto Optic Tunable Filter
<b>BP</b>	Bad Pixel (fehlerhafte Pixel)
<b>BPR</b>	Bad Pixel Replacement
<b>CamLink</b>	Camera-Link
<b>CCD</b>	Charge-coupled Device
<b>CMOS</b>	Complementary Metal-Oxide-Semiconductor
<b>CO<sub>2</sub></b>	Kohlenstoffdioxid
<b>CVF</b>	Zirkular variabler Verlaufsfilter
<b>CWL</b>	zentrale Wellenlänge
<b>DAC</b>	Digital-Analog-Wandler
<b>FT</b>	Fourier-Transform
<b>FTIR</b>	Fourier-Transform Infrarot
<b>FPA</b>	Focal Plane Array
<b>FIR</b>	Fernes Infrarot
<b>H<sub>2</sub>O</b>	Wasser
<b>HW</b>	Halbwertsbreite
<b>ICT</b>	Institut für Chemische Technologie

## *Abkürzungsverzeichnis*

<b>InSb</b>	Indium-Antimonid
<b>IR</b>	Infrarot
<b>LCTF</b>	Liquid Crystal Tunable Filter
<b>LWIR</b>	Langwelliges Infrarot
<b>MOSFET</b>	Feldeffekttransistor
<b>MWIR</b>	Mittleres Infrarot
<b>MWEIR</b>	Erweitertes Mittleres Infrarot
<b>NIR</b>	Nahes Infrarot
<b>NUC</b>	Nichtuniformitätskorrektur
<b>SNR</b>	Signal-Rausch-Verhältnis
<b>SWIR</b>	Kurzwelliges Infrarot
<b>UV</b>	Ultraviolett
<b>VIS</b>	sichtbar

# Symbolverzeichnis

$\alpha$	Winkel zwischen Lichtstrahl und optischen Achsen
$\alpha_0$	Modellparameter (Zuordnungsmodell)
$\alpha_a$	Absorptionskoeffizient
$A$	Fläche
$a_1$	Modellparameter (Zuordnungsmodell)
$a_2$	Modellparameter (Zuordnungsmodell)
$a_G$	Modellparameter (Gauß-Kurve)
$\beta$	Winkel zwischen Lichtstrahl im Medium und optischen Achsen
$B$	Bestrahlungsstärke
$B_\lambda$	Spektrale Bestrahlungsstärke
$b_1$	Modellparameter (Zuordnungsmodell)
$b_2$	Modellparameter (Zuordnungsmodell)
$c$	Lichtgeschwindigkeit
$c_0$	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
$c_1$	Modellparameter (Zuordnungsmodell)
$c_2$	Modellparameter (Zuordnungsmodell)
$c_3$	Modellparameter (Zuordnungsmodell)
$c_l$	Modellparameter (lineare Funktion)
$c_G$	Modellparameter (Gauß-Kurve)
$\Delta_1$	Wegstrecke des Teilstrahl 1
$\Delta_2$	Wegstrecke des Teilstrahl 2
$\Delta_\lambda$	Spektrale Messunsicherheit
$\Delta\lambda$	Gangunterschied zweier betrachteter Teilstrahlen
$\Delta_l$	Lockin-Offset
$\Delta_{opt}$	Optische Messunsicherheit
$\Delta_{rad}$	Radiometrische Messunsicherheit

## Symbolverzeichnis

$\Delta_{t,spec}$	Zeitspanne, innerhalb der ein Spektrum gemessen wird
$\Delta_t$	Zeitliche Messunsicherheit
$\Delta x$	Differenz zwischen zwei Positionen auf dem Sensor in $x$ -Richtung
$\Delta y$	Differenz zwischen zwei Positionen auf dem Sensor in $y$ -Richtung
$D$	Digitalwert
$D_{cal}$	Digitalwert der Kalibrierquelle
$D_{corr}$	Nichtuniformitäts-korrigierter Digitalwert
$D_{Offset}$	Digitalwert der Offset-Messung
$D_{UK}$	Digitalwert der Messung der Ulbrichtkugel
$d$	Abstand der Drehachse des Filtrerrads zur optischen Achse
$d_{exit}$	Durchmesser des Exitports der Ulbrichtkugel
$d_I$	Dicke der Interferenzschicht des Filters
$d_{LS}$	Abstand der Lochblende zum Sensor
$d_{Obj.}$	Durchmesser des Kameraobjektivs
$d_S$	Dicke des Filtersubstrats
$d_{UK}$	Durchmesser der Ulbrichtkugel
$\epsilon$	Emissionskoeffizient
$\epsilon_0$	Elektrische Feldkonstante des Vakuums
$\epsilon_{af}$	Kraftkonstante zwischen zwei Atomen
$\epsilon_r$	Relative elektrische Feldkonstante
$E$	Energie
$f$	Bildaufnahmefrequenz des Kamerasystems
$h$	Planck'sche Konstante
$I$	Strahlstärke
$I_0$	Spektrale spezifische Strahlstärke eines Lambert'schen Strahlers bei senkrechter Betrachtung
$I_{\lambda,A}$	Spektrale spezifische Strahlstärke
$I_{\lambda,A,cal}$	Spektrale spezifische Strahlstärke der Kalibrierquelle
$I_{\lambda,A,UK}$	Spektrale spezifische Strahlstärke der Ulbrichtkugel
$K$	Bestrahlungsdichte
$K_\lambda$	Spektrale Bestrahlungsdichte
$k$	Wellenzahl
$k_B$	Boltzmann-Konstante
$\lambda$	Wellenlänge (des Lichts)

$\lambda_0$	Transmittierte Wellenlänge bei senkrechtem Inzidenzwinkel
$\lambda_{I,min}$	Minimale CWL in Filtersegment I
$\lambda_{I,max}$	Maximale CWL in Filtersegment I
$\lambda_{II,min}$	Minimale CWL in Filtersegment II
$\lambda_{II,max}$	Maximale CWL in Filtersegment II
$\lambda_{III,min}$	Minimale CWL in Filtersegment III
$\lambda_{III,max}$	Maximale CWL in Filtersegment III
$L$	Strahldichte
$L_\lambda$	Spektrale Strahldichte
$l$	Digitalwert des Lockin-Eingangs der Kamera
$\mu_0$	Magnetische Feldkonstante des Vakuums
$\mu_G$	Modellparameter (Gauß-Kurve)
$\mu_r$	Relative magnetische Feldkonstante
$M_A$	Spezifische Ausstrahlung
$M_{\lambda,A}$	Spektrale spezifische Ausstrahlung
$m_1$	Modellparameter (Zuordnungsmodell)
$m_2$	Modellparameter (Zuordnungsmodell)
$m_l$	Modellparameter (lineare Funktion)
$\nu$	Frequenz (des Lichts)
$n$	Brechungsindex
$n_{air}$	Brechungsindex der Luft
$n_{eff}$	Effektiver Brechungsindex
$n_S$	Brechungsindex des Filtersubstrats
$\omega$	Drehfrequenz der Filterradscheibe
$\Phi$	Strahlungsleistung
$\pi$	Kreiszahl
$P$	Leistung
$p$	Druck
$Q$	Strahlungsenergie
$q$	Anzahl der Bits zur Speichertiefe
$\rho_{Au}$	Reflexionskoeffizient von Gold
$\rho_\lambda$	Spektrale Auflösung
$\rho_{opt}$	Optische Auflösung

## Symbolverzeichnis

$\rho_{rel}$	Relative Feuchtigkeit
$\rho_t$	Zeitliche Auflösung
$r$	Abstand bzw. Radius
$\sigma$	Standardabweichung
$\sigma_{af}$	Radius eines Atoms
$\sigma_G$	Modellparameter (Gauß-Kurve)
$\sigma_{SB}$	Stefan-Boltzmann-Konstante
$\tau$	Transmissionskoeffizient
$\tau_{atm}$	atmosphärischer Transmissionskoeffizient
$\Theta$	Winkel um die Drehachse der Filterradscheibe
$\theta$	Winkel zur Flächennormalen
$T$	Temperatur
$T_{BB}$	Temperatur des thermischen Kalibrierstrahlers
$t_{Int}$	Integrationszeit (Belichtungszeit)
$t_{Int,cal}$	Integrationszeit der Kalibrieraufnahmen
$t_{tot}$	Totzeit
$U_\nu$	Spektrale Energieverteilung
$V_{LJ}$	Lennard-Jones-Potential
$X$	Anzahl der aktiven Sensorpixel in horizontaler (x-)Richtung
$x$	Positionsangabe auf der Sensorebene in horizontaler (x-)Richtung
$x_0$	x-Wert des Schnittpunkts der optischen Achse mit der Sensorebene
$Y$	Anzahl der aktiven Sensorpixel in vertikaler (y-)Richtung
$y$	Positionsangabe auf der Sensorebene in vertikaler (y-)Richtung
$y_0$	y-Wert des Schnittpunkts der optischen Achse mit der Sensorebene

# 1 Einleitung

Einleitend zu dieser Arbeit soll zunächst ein kurzer geschichtlicher Abriss zu den wichtigsten Meilensteinen auf dem Weg von den Anfängen bis hin zur modernen Spektroskopie gegeben werden. Ermöglicht durch Fortschritte in der Sensortechnologie und der Datenverarbeitung, führt diese dann weiter zu hyperspektralen bildgebenden Systemen, den Hyperspektralkameras. Im Anschluss wird der aktuelle Stand der Technik im Bereich der Hyperspektralkamerasysteme zur Messung der Umsetzung von energetischen Materialien dargestellt. Zum Abschluss des Einleitungskapitels wird das Ziel der Arbeit und deren Struktur vorgestellt.

## 1.1 Historie der Infrarotspektroskopie

Während vor dem 17. Jahrhundert die Meinung vorherrschte, dass die Natur des Lichts weiß sei und die Farben Veränderungen des Lichts seien, veröffentlichte Sir Isaac Newton 1704 in seinem Werk „Opticks“ die Ergebnisse seiner berühmten Prismenversuche und postulierte, dass weißes Licht aus seinen farbigen Anteilen zusammengesetzt ist [1]. Neben seiner Farbtheorie vertrat Newton auch die Ansicht, dass Licht aus Teilchen, den sogenannten Korpuskeln, bestehe. Dies führte zu heftigen Diskussionen mit Christiaan Huygens, der bereits 1678 in seinem Werk „Abhandlung über das Licht“ den Wellencharakter des Lichts aufzeigte [2]. Auch wenn der heutige Teilchenbegriff mit Newtons Korpuskeltheorie nur wenig gemein hat, so kann die heutige Quantenmechanik, deren Grundsteine in der ersten Hälfte des 20. Jahrhunderts gelegt wurden, den Wellen und Teilchencharakter des Lichts vereinen und beschreiben.

Der Anfang der Infrarot (IR)-Spektroskopie kann der Entdeckung der IR-Strahlung im Jahre 1800 von Sir William Herschel zugeordnet werden. In seinem Versuchsaufbau lenkte er Sonnenlicht durch ein Prisma auf ein geschwärztes Thermometer und untersuchte dabei die spektrale Abhängigkeit des Strahlungsflusses [3]. Zu seiner Verwunderung stellte er fest, dass er die höchste Temperaturzunahme nicht in dem für das Auge intensivsten Bereich (gelb-grün), sondern außerhalb des sichtbaren Spektralbereichs gemessen hatte. Daraus folgerte er, dass neben dem sichtbaren Spektrum weitere Strahlungsanteile existieren, die denselben Gesetzen der Optik folgen. Da sich

## 1 Einleitung

die entdeckte Strahlung jenseits des roten Spektralbereichs befindet, wurde sie „Infrarotstrahlung“ genannt.

Bereits 1802 entdeckte William Hyde Wollaston unter Verwendung eines Prismas dunkle Linien im Sonnenspektrum [4]. Unabhängig davon wurden diese ebenso im Jahre 1814 von Joseph von Fraunhofer durch sein von ihm entwickeltes Spektroskop bemerkt [5]. Fraunhofer konnte die Linien zwar nicht erklären, bestimmte aber deren Wellenlängen durch sorgfältige Messungen und dokumentierte über 500 von ihnen. Später wurden die Linien ihm zu Ehren als Fraunhofer-Linien bezeichnet. Einige Jahrzehnte danach, ca. 1860, bemerkten Gustav Robert Kirchhoff und Robert Wilhelm Bunsen, dass sich Flammen beim Verbrennen von chemischen Elementen charakteristisch verfärben [6, 7]. Die Spektroskopie wurde mit dieser Erkenntnis zu einem wichtigen Instrument bei der Analyse von Stoffgemischen.

Zunächst konnte die Existenz der IR-Strahlung mit Thermometern nur qualitativ nachgewiesen werden. Erst mit der Entdeckung von Thermoelementen (Seebeck-Effekt) im Jahre 1821 von Thomas Johann Seebeck [8] und den dadurch von Samuel Pierpont Langley 1880 entwickelten Bolometern [9, 10] gelang es, IR-Strahlung quantitativ zu messen. In den folgenden Jahren wurden schließlich die ersten Quantendetektoren entwickelt, die immer präzisere Messungen erlaubten. Um die spektrale Auflösung zu steigern, mussten neben verbesserten Detektoren auch verbesserte dispersive optische Komponenten entwickelt werden. Ein großer Fortschritt wurde dabei 1910 von Robert Williams Wood durch die Entwicklung des Echelette-Gitters erzielt [11]. Dieses separiert das Spektrum des Lichts durch Interferenzeffekte an einer sägezahnförmigen Oberfläche.

Spektroskopische Messungen bedeuteten anfangs einen hohen zeitlichen Aufwand und sehr sorgfältiges Arbeiten, sodass diese Technik im Wesentlichen den Universitäten und Forschungsanstalten vorbehalten war. Erst mit der Entwicklung des ersten automatischen Spektrometers von Erwin Lehrer im Jahre 1937 [12] erhielt die Spektroskopie schließlich auch Einzug in die industrielle Verwendung. Die Bedeutung der Spektroskopie stieg an und es wurde systematisch begonnen, Absorptionsspektren verschiedenster Substanzen zu messen. Nach der Entwicklung der Charge-coupled Devices (CCDs) im Jahre 1970 durch Willard Sterling Boyle und George Elwood Smith [13] konnten Spektren nun auch digital gemessen und gespeichert werden. Die moderne Spektroskopie war geboren.

## 1.2 Hyperspektrale Bildgebung

Ermöglicht durch die hohe Datenverarbeitungskapazität moderner Computersysteme wird die Spektroskopie in jüngster Zeit hin in Richtung bildgebender Systeme weiterentwickelt. Dabei kommen Bildsensoren, sogenannte Focal Plane Arrays (FPAs) verschiedener Art (CCD, Complementary Metal-Oxide-Semiconductor (CMOS), Mikrobolometer, ... [14, 15]), zum Einsatz. Wegen der Kombination aus lokaler und (meist hoher) spektraler Auflösung werden diese Systeme Hyperspektralkameras genannt.

Die Daten dieser hyperspektralen Kamerasysteme haben eine vierdimensionale Struktur: eine Dimension für die Spektralkanäle, zwei Dimensionen für die Ortskoordinaten und eine Dimension für die zeitliche Entwicklung. Da eine Bildsensormatrix für gewöhnlich nur zwei Dimensionen aufweist, erfolgt die Aufzeichnung der anderen Dimensionen meist über zeitliches Scannen, wobei die zeitliche Dimension natürlich immer über zeitliches Scannen erfolgt. Dazu kommen verschiedene Techniken zum Einsatz [16].

Sogenannte „Pushbroom“-Verfahren nutzen eine Dimension des Bildsensors zur Aufzeichnung der Spektralkanäle des durch dispersive optische Elemente zerlegten Lichts und die zweite Dimension als Ortskoordinate. Die zweite Ortsdimension des Messgegenstands wird über zeilenweises Scannen der Messszene aufgebaut. Die vermutlich erste Hyperspektralkamera wurde nach diesem Prinzip gebaut und diente zur luftgestützten Fernerkundung der Erdoberfläche [17]. Dabei ergibt sich das zeitliche Abscannen der Messszene automatisch durch die Bewegung des Luftfahrzeugs. Bis heute wird dieses Messverfahren stetig weiterentwickelt, wobei moderne Sensoren erlauben, es für unterschiedliche Messaufgaben auf weitere Spektralbereiche mit steigender spektraler und lokaler Auflösung zu erweitern [18–20]. Weiterhin wird dieses Messverfahren intensiv in industriellen Sortieranlagen eingesetzt. Das Messsystem wird dabei über einem Förderband positioniert. Durch Synchronisation der Bildaufnahme mit der Bewegung des Förderbands kann die zweite Ortskoordinate erfasst werden. Die Daten können dann beispielsweise dazu verwendet werden, um verschiedene Kunststoffarten zu identifizieren [21] oder auch zur Qualitätskontrolle von Lebensmitteln [22].

Andere Verfahren wie die Fourier-Transform (FT)-Technik, die Acousto Optic Tunable Filter (AOTF)- [23] oder Liquid Crystal Tunable Filter (LCTF)-Technik [24] sowie die Filtrerrad-Technik nutzen die beiden Sensordimensionen analog einer Fotokamera als Ortskoordinaten. Die spektrale Zerlegung des Lichts geschieht dabei innerhalb eines Zeitintervalls mit einem Michelson-Interferometer, einem akustooptischen Kristall, bzw. mit einer sich drehenden Filtrerradscheibe (siehe auch Kapitel 2.3.3). Daneben gibt es dreidimensionale Sensoren, sogenannte „Sandwich-Detektoren“ [25, 26]. Diese bestehen aus hintereinander gestaffelten Sensormatrizen, wobei jeweils die vordere Schicht für den Spektralbereich der hinteren Schichten transparent sein muss.

## 1 Einleitung

Diese Sensortypen ermöglichen ein gleichzeitiges Messen der Ortskoordinaten sowie der Spektralkanäle, sind jedoch auf sehr wenige Spektralkanäle (meistens zwei) beschränkt. Eine weitere Möglichkeit zur parallelen Messung lokal aufgelöster Spektren bietet der Einsatz von Gitter- oder Filtermatrizen [27]. Durch diese wird je ein Teilbereich der Messszene spektral aufgelöst auf einem Teilbereich des Sensors abgebildet. Im Prinzip wird dadurch der parallele Einsatz von mehreren dispersiven Spektrometern in einem System vereint. Die Anzahl der Sensorpixel beschränkt dabei das Produkt aus lokaler und spektraler Auflösung.

Die enorme Informationsflut, die die Messsysteme durch Auflösung zweier Ortsachsen, einer spektralen Achse sowie des zeitlichen Verlaufs liefern, limitiert auch gleichzeitig die Leistungsfähigkeit der Systeme. Bei allen aktuell verfügbaren Hyperspektralkameras ist zumindest eine dieser Dimensionen nur mit geringer Auflösung möglich. Ein Grund hierfür ist die Begrenzung der maximalen Datenübertragungsrate. Aber auch physikalische Gründe sprechen für eine Limitierung der Auflösung. So können beispielsweise FT-Systeme zwar sehr hochaufgelöste Spektren aufzeichnen, benötigen dazu jedoch relativ viel Zeit je Spektrenkubus, da das Interferometer viele Stützpunkte abtasten muss. Die zeitliche Auflösung kann hingegen gesteigert werden, indem die Abtastpunkte der Interferogramme und damit auch die Auflösung reduziert werden. Alle der genannten unterschiedlichen Messprinzipien bieten Vor- und Nachteile. Die Auswahl eines geeigneten Messsystems hängt stark von der Aufgabenstellung ab.

Die Vielfalt und Flexibilität von Hyperspektralkameras ermöglicht eine Vielzahl von Anwendungsfeldern in Forschung und Industrie. Das Einsatzspektrum überspannt dabei beispielsweise viele Bereiche aus den Disziplinen: Medizin [28–30], Biologie [31,32], Geowissenschaften [33,34], Archäologie [35,36], Astronomie [37,38], Landwirtschaft [39], Forensik [40] sowie wehrtechnische Anwendungsgebiete [41–44].

Zur Analyse der Reaktionsprozesse, die bei der Umsetzung von energetischen Feststoffen, wie beispielsweise von Raketentreibstoffen oder pyrotechnischen Wirksätzen entstehen, können IR-Hyperspektralkameras einen wichtigen Beitrag liefern. Im Gegensatz zu vielen anderen Analysemethoden ist die Messung der emittierten optischen Strahlung nicht intrusiv, sodass der Reaktionsprozess nicht beeinflusst wird. Die emittierte spektrale Strahlungsleistung ist für jeden Reaktionsprozess charakteristisch und gibt Aufschluss über beteiligte Reaktions-Edukte, -Produkte sowie -Zwischenprodukte. Durch die lokale Auflösung des Messsystems lässt sich der komplette Abgasstrahl in verschiedene Reaktionszonen unterteilen. Diese Informationen können einerseits dazu verwendet werden, die Reaktionsprozesse durch Variation der Reaktionsparameter zu optimieren, liefern andererseits aber auch fundamentale Kenntnisse über Detektionsmöglichkeiten des Treibstoffs oder unterstützen die Wirksamkeitsanalyse von pyrotechnischen Scheinzielen. Weiterhin können die lokal aufgelösten Spektren dazu verwendet werden, numerische Simulationen des Abbrands zu überprüfen [45]. Die Anforderungen an das Messsystem sind dabei eine moderate spektrale sowie lokale Auflösung, kombiniert mit einer möglichst hohen zeitlichen Auflösung.

## 1.3 Stand der Technik

Die spektrale Strahlungsleistung, die bei der Umsetzung energetischer Feststoffe im Abgasstrahl emittiert wird, zeichnet sich insbesondere während der Anzündphase durch eine hohe Intensität sowie durch eine hohe Dynamik, abhängig vom betrachteten Spektralbereich, aus. Zur bildgebenden hyperspektralen Messung der emittierten IR-Strahlungsleistung in diesen Szenarios gibt es aktuell keine zufriedenstellenden Messmittel.

Pushbroom-Systeme scannen zum Aufbau der hyperspektralen Datenkuben die Messszene zeilenweise ab. Dieses Verfahren ist zur Messung von Abgasstrahlen eher ungeeignet, da die spektrale Charakteristik sowie die Flammenform einer hohen Dynamik unterliegen. Auch wenn es bereits Ansätze gibt, hohe Scanraten mechanisch zu realisieren [46], sind diese im Vergleich zur Flammendynamik immer noch langsam. Der Einsatz von Pushbroom-Systemen beschränkt sich in den meisten Fällen auf satelliten- oder luftgestütztes Scannen der Erdoberfläche sowie das Scannen linear geführter Güter zur Qualitätskontrolle.

Fourier-Transform Infrarot (FTIR)-Hyperspektralkameras berechnen die spektrale Information aus aufgezeichneten Interferogrammen. Zur korrekten Berechnung des Spektrums mittels Fourier-Transformation muss die spektrale Charakteristik der Messszene während der Aufnahme eines Interferogramms konstant sein, da sonst Artefakte im Spektrum auftreten [47, 48]. Diese Messartefakte wurden in der Literatur bereits für einige Szenarien untersucht und diskutiert.

Kick et al. untersuchten analytisch sowie simulativ den Einfluss von Szenenänderungen auf FT-Spektrometerdaten, die beim luftgestützten Abscannen der Erdoberfläche mit brennenden Gebieten entstehen [49]. Entgegen den Erwartungen werden die ausgewerteten Spektraldaten nur wenig beeinflusst. In ihren betrachteten drei unterschiedlichen Fällen ist die Frequenz der Szenenänderung allerdings sehr klein im Vergleich zur Abtastrate des Messsystems. Daher sind die Ergebnisse nur bedingt auf die Messung von turbulenten Flammen zu übertragen.

Ardouin hat eine Technik zur Messung der emittierten Strahlungsleistung des sehr kurzen (2 – 5 ms) Mündungsblitzes eines Gewehrschusses mit einem FT-Spektrometer vorgestellt [50]. Dabei wurde die Messung mit Variation des Zeitabstands zwischen dem Start des Messgeräts und dem Auftreten des Mündungsblitzes mehrfach wiederholt. Die gemessenen Interferogramme wurden in kleine Teile aufgeteilt und anschließend wieder sortiert nach dem relativen Zeitpunkt zum Auftreten des Mündungsblitzes zusammengefügt. Das fast instantane Interferogramm eines Zeitpunkts besteht damit aus den Daten mehrerer Messungen. Dies setzt voraus, dass die Messungen in hohem Maß reproduzierbar sind. Für bildgebende Systeme kommt erschwerend hinzu, dass die Reproduzierbarkeit für jedes Pixel gegeben sein muss. Bei turbulenten Flammen ist dies nur bedingt erfüllt. Weiterhin stellt die hohe Anzahl an benötigten Versuchen eine nicht zu unterschätzende Hürde dar. Einzelne Versuchsmuster können mitunter

sehr kostspielig sein. Das Verfahren ist daher zur orts aufgelösten Messung der spektralen Strahlungsleistung von energetischen Feststoffen praktisch ungeeignet.

Eine Technik zur Minimierung der auftretenden Messartefakte bei der Messung von turbulenten Abgasstrahlen wurde in mehreren aufeinander aufbauenden Arbeiten dargestellt [51–54]. Bei diesen wird der Abgasstrahl einer Jet-Turbine mit einer FT-Hyperspektralkamera gemessen. Die Turbine verbrennt während der Messung über mehrere Minuten Treibstoff bei konstantem Zufluss. Die Flamme kann daher im Mittel als konstant angenommen werden. In den Arbeiten werden aus vielen gemessenen Interferogramm-Datenkuben die Mittel- und Median-Interferogramme der einzelnen Pixel berechnet. Aus diesen können die orts aufgelösten Spektren des „konstanten“ Abgasstrahls durch Fourier-Transformation bestimmt werden. Für Abbrände von Pyrotechnik oder Festtreibstoffen mit einer Brenndauer von nur wenigen Sekunden ist dieses Verfahren allerdings nicht anwendbar, da der Abbrand einer gewissen Dynamik unterliegt. Stabile Abbrandphasen sind zu kurz, um genügend Datenkuben zur Bildung eines Median-Interferogramms zu erhalten.

Nach eigenen Erfahrungen liefern die Messdaten von FT-Hyperspektralkameras im Bereich der Kernzone der Flamme eines Feststoffabbrands eine gute Datenbasis. Im Bereich der Randzonen, die durch eine hohe Strahlungsdynamik charakterisiert wird, treten jedoch deutliche Artefakte im Spektrum auf. Bei Abbrandzeiten von nur wenigen Sekunden sowie nur bedingter Reproduzierbarkeit der Versuche, gibt es aktuell kein Verfahren, um die Messdaten in diesen Bereichen zu bereinigen.

Bei Hyperspektralkameras auf Basis eines AOTF geschieht die Wellenlängenselektion durch Einbringen akustischer Wellen in den optischen Kristall mittels einem Piezokristall. Die akustischen Wellen im optischen Kristall ändern dessen optische Eigenschaften. Durch geschickte Positionierung des Sensors in Kombination mit weiteren optischen Elementen kann ein Strahlungsspektrum in Abhängigkeit zur akustischen Wellenlänge gemessen werden [55, 56]. Ähnlich verhält es sich bei der Nutzung eines LCTF als selektives Element. Hierbei wird über die angelegte elektrische Spannung die Brechungseigenschaft verändert. Ein Vergleich der Leistungsfähigkeit von zwei kommerziell erhältlichen Filtern der beiden Filtertypen wurde von Abdlaty beschrieben [57]. Mit beiden Techniken können sehr hohe Spektrenfrequenzen erreicht werden, da die Filter elektronisch sehr schnell durchgestimmt werden können. Damit sind diese Techniken prinzipiell gut geeignet zur Messung von turbulenten Flammen. Nachteil der Filter ist allerdings, dass diese maximal eine Oktave ( $\lambda_{max} \leq 2 \cdot \lambda_{min}$ ) im Spektrum umfassen können, da sonst Oberwellen das Spektrum überlagern. Die Verfügbarkeit von kommerziell erhältlichen Hyperspektralkameras auf AOTF bzw. LCTF Basis im mittleren Infrarot (MWIR)-Bereich ist aktuell sehr begrenzt.

Filterradkameras sind in den meisten Fällen als multispektrale Systeme ausgelegt. Die Filterradscheiben können aufgrund ihrer Größe nur eine begrenzte Anzahl von Filtern fassen. Die Anzahl der Bandpassfilter gibt die Anzahl der Stützpunkte im Spektrum vor.

Neben Bandpassfiltern gibt es zirkular variable Verlaufsfilter [58]. Bei diesen variieren die Transmissionseigenschaften linear in zirkularer Filterrichtung. Werden diese Filter in eine Filterradscheibe eingesetzt, so kann mit geeigneter Strahlführung durch Rotation der Scheibe ein Spektrum aufgezeichnet werden. Die spektrale Auflösung der Filterelemente liegt bei 1 % der selektierten Wellenlänge. Während Spektrometersysteme auf Basis dieser Technik relativ weit verbreitet sind, ist aktuell nur eine Hyperspektralkamera („SR-7000“ von „Ci-Systems“ [59]) erhältlich, die derartige Filter zur Zerlegung des Lichts verwendet. Die Spektrenfrequenz dieses Messsystems ist allerdings nach Herstellerangaben mit maximal 0,5 Hz begrenzt.

Einige Hyperspektralkameras (Snapshot-Kameras) bilden sowohl beide Ortsdimensionen als auch die spektrale Dimension simultan auf der Sensormatrix ab. Dies geschieht durch den Einsatz von Gitter- oder Filtermatrizen. Der hyperspektrale Datenkubus wird bei diesen Systemen als 2D-Bild gemessen. Prinzipiell eignet sich diese Technik daher sehr gut zum Messen schneller Vorgänge. Nachteilig ist jedoch, dass die Sensorgröße das Produkt aus räumlicher und spektraler Auflösung beschränkt. Hochaufgelöste Daten in lokaler und spektraler Achse sind damit aktuell nicht möglich.

## 1.4 Ziel der Arbeit

Ziel der Arbeit ist der Aufbau einer schnellen Hyperspektralkamera auf Basis zirkular variabler Verlaufsfilter. Zwar geschieht bei diesem Messprinzip die spektrale Auflösung ebenso wie bei der FT-Technik innerhalb eines zeitlichen Intervalls, jedoch sind die einzelnen Messpunkte (Bilder) voneinander unabhängig. Das Spektrum liegt dabei nicht orthogonal, sondern parallel zur Zeitachse. Dies muss bei der Interpretation der Messdaten berücksichtigt werden. Die Messung selbst ist jedoch physikalisch korrekt. Die entwickelte Hyperspektralkamera soll die bereits vorhandenen Messmittel zur Vermessung der Abgasstrahlen von energetischen Feststoffen sinnvoll ergänzen.

Das Messsystem muss konzipiert und realisiert werden. Weiterhin muss eine geeignete Kalibrierprozedur eruiert werden. Diese ordnet den einzelnen Messwerten die zugehörigen Wellenlängen zu und kalibriert diese radiometrisch zu absoluten Strahlungsintensitäten. Das Konzept der Kalibrierung muss zur automatisierten Datenverarbeitung durch Programmroutinen abgebildet werden. Die ausgewerteten Ergebnisse müssen schließlich noch in geeigneter Form visualisiert werden.

Die korrekte Funktionsfähigkeit des Messsystems und dessen Datenauswertungskonzept soll anschließend durch Vergleichsmessungen an einer geeigneten thermischen Quelle validiert werden. Zudem sollen in einem Feldversuch die Daten der entwickelten Hyperspektralkamera mit den Messdaten kommerziell erhältlicher Messmittel verglichen werden.



## 2 Grundlagen

Im Folgenden werden die wichtigsten Grundlagen erläutert, die zum Verständnis der Arbeit notwendig sind. Dabei werden einige Themengebiete angesprochen, deren ausführliche Betrachtung den Rahmen dieser Arbeit überschreitet. Für einen tiefergehenden Einblick sei auf die entsprechende zahlreiche Literatur verwiesen. Für Optik im Allgemeinen sei dies beispielsweise [60–62], für Grundlagen und Anwendung der Spektroskopie [63–67] und für Grundlagen der Bildverarbeitung und Bildgewinnung [68].

### 2.1 Elektromagnetisches Spektrum

Aus der Elektrodynamik ist bekannt, dass bewegte elektrische Ladungen magnetische Felder induzieren. Umgekehrt induzieren auch sich ändernde magnetische Felder elektrische Felder. Daraus folgt, dass beschleunigte Ladungen elektromagnetische Felder auslösen. Ist die Beschleunigung der Ladung periodisch, wie beispielsweise bei einem harmonischen Oszillator, so werden elektromagnetische Wellen, bzw. elektromagnetische Strahlung erzeugt. Diese breitet sich mit der Lichtgeschwindigkeit  $c$  im Raum aus. Im Gegensatz zu akustischen Wellen benötigen sie kein Trägermedium. Im Vakuum beträgt die Lichtgeschwindigkeit [69]:

$$c_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \cdot \mu_0}} = 299792458 \frac{m}{s} \quad (2.1)$$

Bewegt sich die Welle in einem Medium, so ändert sich die Lichtgeschwindigkeit:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot \mu_0 \cdot \mu_r}} = \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon_r \cdot \mu_r}} \quad (2.2)$$

$\epsilon_0$  und  $\mu_0$  sind dabei die elektrische bzw. magnetische Feldkonstante im Vakuum. Für das Medium Luft sind die relativen Feldkonstanten  $\epsilon_r$  und  $\mu_r$  ungefähr 1, wodurch sich für  $c$  wieder in guter Näherung  $c_0$  ergibt.

Da die Geschwindigkeit der elektromagnetischen Welle in einem Medium konstant ist,

## 2 Grundlagen

besteht ein direkter Zusammenhang zwischen der Wellenlänge  $\lambda$  und der Frequenz  $\nu$ .

$$\lambda = \frac{c}{\nu} \quad (2.3)$$

Häufig wird in der Spektroskopie die Größe Wellenzahl verwendet. Diese ist definiert als:

$$k = \frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c} \quad (2.4)$$

Die Wellenzahl ist damit proportional zur Frequenz und gibt an, wie viele Wellen in eine bestimmte Länge passen.

In der Spektroskopie werden beide Größen, Wellenlänge und Wellenzahl, parallel verwendet. Meist entscheidet die Art des Messsystems, welche Größe bevorzugt verwendet wird. Beispielsweise sind die Messwerte eines FT-Spektrometers äquidistant in der Wellenzahl, während die Messwerte eines dispersiven Spektrometers äquidistant in der Wellenlänge sind (siehe auch Kapitel 2.3). Teilweise ist es von Vorteil, in Wellenzahlen zu sprechen, da die Energie über das Planck'sche Wirkungsquantum  $h$  proportional zur Frequenz und damit auch zur Wellenzahl ist (siehe Formel 2.5), teilweise ist es bequemer, von Wellenlängen zu sprechen, da bei Beugungseffekten und Interferenzeffekten die Weglängendifferenzen der Wellen entscheidend sind.

$$E = h \cdot \nu = h \cdot k \cdot c \quad (2.5)$$

Das elektromagnetische Spektrum wird je nach Strahlungsenergie in verschiedene Bereiche unterteilt. Abbildung 2.1 zeigt die Einteilung der Strahlungsbereiche zwischen dem ultravioletten (UV) über den sichtbaren (VIS) bis hin zum infraroten (IR) Bereich.

Während der sichtbare Spektralbereich gemäß dem menschlichen Farbempfinden in die einzelnen Farbbereiche untergliedert werden kann, werden der UV- und der IR-Bereich in etwas größere Unterbereiche unterteilt. Im UV-Bereich wird zwischen den Bereichen UV-A, UV-B und UV-C unterschieden. Diese Einteilung beruht im Wesentlichen auf der biologischen Wirkung der Strahlung [78]. Für den IR-Bereich koexistieren mehrere verschiedene Einteilungen. Gemäß DIN5031-7 wird dieser Strahlungsbereich in die Bereiche IR-A, IR-B und IR-C, bzw. in die Bereiche NIR (Nahes Infrarot), MIR (Mittleres Infrarot) und FIR (Fernes Infrarot) eingeteilt. In der Spektroskopie ist jedoch die englischsprachige Einteilung gebräuchlicher. Diese Einteilung ist in Tabelle 2.1 gezeigt und

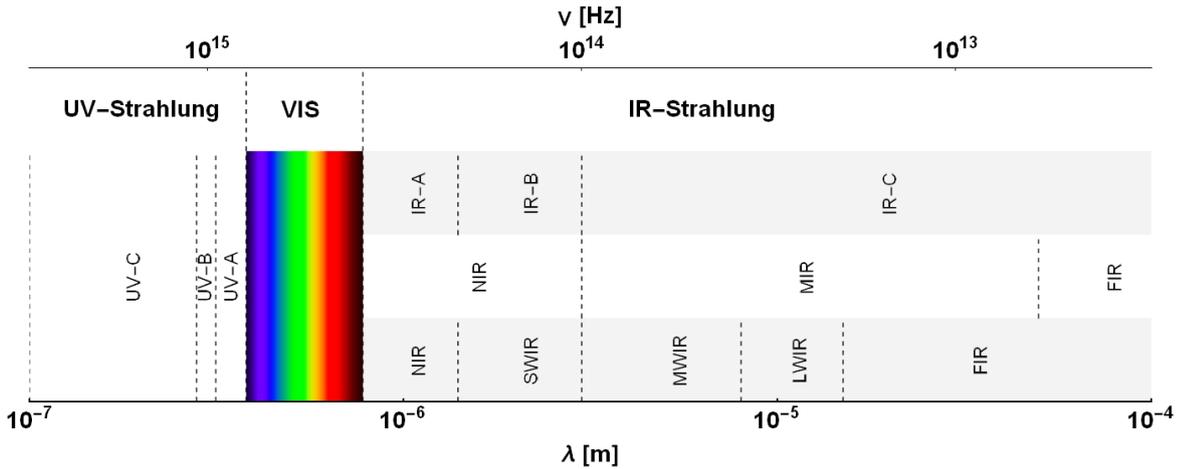


Abbildung 2.1: Elektromagnetisches Spektrum: UV - VIS - IR

wird auch in dieser Arbeit verwendet, wobei der SWIR- und der MWIR-Bereich zum MWEIR (Mid Wave Extended Infrared)-Bereich zusammengefasst werden kann.

Tabelle 2.1: Einteilung des IR-Bereichs im spektroskopischen Sprachgebrauch

Bezeichnung	Abkürzung	Von [ $\mu m$ ]	Bis [ $\mu m$ ]
Near Infrared (Nahes Infrarot)	NIR	0,78	1,50
Short Wave Infrared (Kurzwelliges Infrarot)	SWIR	1,50	3,00
Mid Wave Infrared (Mittelwelliges Infrarot)	MWIR	3,00	8,00
Long Wave Infrared (Langwelliges Infrarot)	LWIR	8,00	15,00
Far Infrared (Fernes Infrarot)	FIR	15,00	1000,00

Die Intention dieser Einteilung liegt in den unterschiedlichen Arten der Molekülschwingungen, die häufig die Quelle der Strahlung in diesen Energiebereichen darstellen.

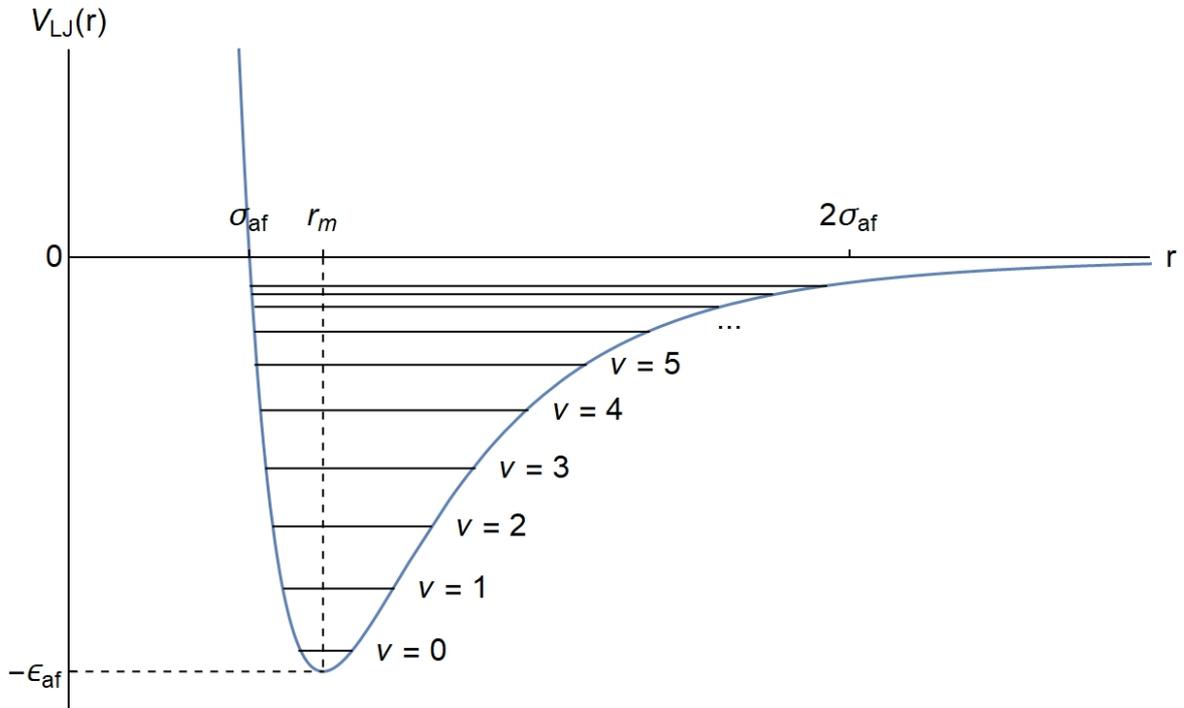
### 2.1.1 Strahlungsemission von Gasen

Wegen ihrer geringen Dichte können Gase als einzelne unabhängige Moleküle betrachtet werden. Die Atome der Moleküle werden durch anziehende Coulomb-Kräfte wie Van-der-Waals-Kräfte, Dipol-Kräfte oder Ionen-Kräfte zusammengehalten. Bei sehr kleinen Atomabständen überwiegen jedoch die abstoßenden Kernkräfte. In Summe ergibt sich dadurch ein Potentialtopf, der auch als Lennard-Jones-Potential bezeichnet und durch Gleichung 2.6 beschrieben wird.  $\epsilon_{af}$  ist dabei eine zwischenatomspezifische Kraftkonstante,  $\sigma_{af}$  beschreibt die Atomgröße. Bei einem Abstand der Atome von  $r = \sigma_{af}$  ergibt sich für das Potential  $V_{LJ}(\sigma_{af}) = 0$ . Der Atomabstand beim Potentialminimum, bei dem die anziehenden gleich den abstoßenden Kräften entsprechen,

## 2 Grundlagen

wird auch als mittlere Bindungslänge  $r_m$  bezeichnet. Das Lennard-Jones-Potential in Abhängigkeit zum Atomabstand  $r$  ist in Abbildung 2.2 dargestellt.

$$V_{LJ}(r) = 4 \cdot \epsilon_{af} \cdot \left( \left( \frac{\sigma_{af}}{r} \right)^{12} - \left( \frac{\sigma_{af}}{r} \right)^6 \right) \quad (2.6)$$



**Abbildung 2.2:** Lennard-Jones-Potential

Die Moleküle sind jedoch keine starren Gebilde, sondern wegen ihrer inneren Energie immer in Bewegung. Sie schwingen und rotieren um verschiedene Ebenen und Achsen. Aus der Quantenmechanik ist bekannt, dass nicht alle beliebigen Schwingungs- und Rotationszustände möglich sind, sondern vielmehr nur einzelne Energiezustände, die durch die Quantenzahlen beschrieben werden. Erlaubte Schwingungszustände  $\nu$  sind beispielhaft in Abbildung 2.2 eingezeichnet. Eine Änderung des Energiezustands kann nur erfolgen, wenn die Energiedifferenz aufgenommen oder abgegeben wird. Dies kann beispielsweise in Form von Photonen geschehen, die dann als elektromagnetische Strahlung absorbiert bzw. emittiert wird. Hierbei ist anzumerken, dass nicht alle Energieübergänge möglich sind. Die Übergänge der Energiezustände folgen den Auswahlregeln der Quantenmechanik. Auch sind nicht alle Energieübergänge strahlungsaktiv, sondern nur diejenigen, bei denen sich das Dipolmoment ändert. Da die Energie der Photonen gemäß Gleichung 2.5 direkt mit der Frequenz der Strahlung verknüpft ist, treten im Absorptions- bzw. Emissionsspektrum sehr schmale Strahlungsbanden auf. Diese Banden sind jedoch nicht unendlich schmal, da die abgegebene Strahlung durch verschiedene natürliche Effekte verbreitert wird [79]. In der Praxis beeinflussen auch

messtechnische Faktoren, wie eine unzureichende spektrale Auflösung, die Qualität der Spektren. Die einzelnen scharfen schmalen Banden verschmieren dann oft zu einigen wenigen groben Banden.

Die Strahlungsbanden von Gasmolekülen liegen häufig im Energiebereich der Infrarotstrahlung. Da unterschiedliche Gase verschiedene charakteristische Banden zeigen, wird der IR-Bereich auch oft als „Fingerprint“-Region benannt [63]. Ausführliche Herleitungen und Erklärungen zur quantenmechanischen Betrachtung der Energiezustände können in der Literatur gefunden werden [80].

Strahlungsbanden im UV- oder VIS-Bereich resultieren hingegen meist aus elektronischen Übergängen der Atome. Diese Frequenz-Bereiche entsprechen den Energien, die benötigt werden, um Elektronen der unteren Schale auf höhere Schalen anzuheben, bzw. von den höheren Schalen auf die untere zu relaxieren. Dieser Sachverhalt wurde schon in zahlreichen Studien, vor allem am Beispiel des Wasserstoff-Atoms, gezeigt.

Gerade bei heißen Gasen, wie sie in exothermen chemischen Reaktionen (beispielsweise bei einer Verbrennung) vorkommen, sind die höheren Energiezustände sehr häufig besetzt. Beim Relaxieren auf niedrigere Energiezustände wird dabei meist intensive elektromagnetische Strahlung emittiert.

### 2.1.2 Schwarzer Strahler

In Festkörpern wechselwirken die einzelnen Atome sehr stark miteinander. Daher können hier die Atome nicht mehr getrennt voneinander betrachtet werden. Das emittierte Strahlungsspektrum unterscheidet sich erheblich von dem der einzelnen Gasmoleküle.

Betrachtet man einen Körper im thermischen Gleichgewicht mit seiner Umgebung, so muss dieser dieselbe Strahlungsenergie emittieren, die er auch absorbiert. Dieser Zusammenhang wird von dem Kirchhoffschen Strahlungssatz widerspiegelt [75].

$$L_{\lambda}(\lambda, \beta, \varphi, T) = \alpha_a(\lambda, \beta, \varphi, T) \cdot L_{\lambda, BB}(\lambda, T) \quad (2.7)$$

Dabei ist  $L_{\lambda}$  die spektrale Strahldichte,  $\alpha_a$  der Absorptionskoeffizient und  $L_{\lambda, BB}$  die spektrale Strahldichte eines schwarzen Strahlers.

Der Begriff „schwarzer Strahler“ wurde im Jahre 1860 von Gustav Robert Kirchhoff eingeführt [70]. Ein schwarzer Strahler oder auch Planck'scher Strahler ist dadurch definiert, dass er alle auftreffende elektromagnetische Strahlung jeglicher Wellenlänge

## 2 Grundlagen

vollständig absorbiert. Für den Absorptionskoeffizient aus Gleichung 2.7 gilt dann:  $\alpha_a = 1$  und damit:

$$L_\lambda(\lambda, \beta, \varphi, T) = L_{\lambda, BB}(\lambda, T) \quad (2.8)$$

Die spektrale Verteilung ist dabei unabhängig von Form und Beschaffenheit des Körpers und hängt einzig von dessen Temperatur ab. Diesen Zusammenhang konnte Boltzmann bereits im Jahre 1884 durch Betrachtung des Strahlungsdrucks auf einen Kolben in einem Zylinder mit Verwendung der Hauptsätze der Thermodynamik und des Kirchhoffschen Satzes herleiten [71, 72]. Er gelangte zu dem Stefan-Boltzmann-Gesetz:

$$P = \sigma_{SB} \cdot A \cdot T^4 \quad (2.9)$$

$P$  ist dabei die Strahlungsleistung aller Wellenlängen,  $\sigma_{SB}$  eine Konstante (Stefan-Boltzmann-Konstante),  $A$  die abstrahlende Fläche und  $T$  die absolute Temperatur des Körpers. Die abgegebene Strahlungsleistung eines Körpers ist also proportional zur vierten Potenz dessen Temperatur.

Einige Jahre später, zu Beginn des 20. Jahrhunderts, entwickelte Planck das bekannte Planck'sche Gesetz zur spektralen Energieverteilung  $U_\nu$  der Strahlung von Festkörpern [74]:

$$U_\nu(\nu, T) \cdot d\nu = \frac{8 \cdot \pi \cdot h \cdot \nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h \cdot \nu}{k_B \cdot T}} - 1} \cdot d\nu \quad (2.10)$$

Dabei ist  $\pi$  die Kreiszahl,  $h$  die Planck'sche Konstante und  $k_B$  die Boltzmann-Konstante. Besonders bemerkenswert ist, dass dieses Gesetz nicht aus der klassischen Physik hergeleitet werden kann, sondern eine Quantelung der Energie voraussetzt [73].

Aus diesem Gesetz abgeleitet, ergibt sich die spektrale spezifische Ausstrahlung  $M_{\lambda, A}$  eines schwarzen Körpers zu:

$$M_{\lambda, A, BB}(\lambda, T) \cdot d\lambda \cdot dA = \frac{2 \cdot \pi \cdot h \cdot c^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h \cdot c}{\lambda \cdot k_B \cdot T}} - 1} \cdot d\lambda \cdot dA \quad (2.11)$$

### 2.1.3 Strahlung realer Körper

In der Realität gibt es keine ideal absorbierenden oder ideal reflektierenden Körper. Hierzu wird nun der Emissionskoeffizient  $\epsilon$  eingeführt. Dieser gibt an, wieviel Strahlung der Körper im Vergleich zu einem schwarzen Strahler abgibt. Für den Emissionskoeffizient gilt:  $0 < \epsilon < 1$ . Im Allgemeinen ist der Emissionskoeffizient abhängig von der betrachteten Wellenlänge  $\lambda$  und der Temperatur  $T$  des Körpers sowie geometrischen Faktoren, wie der Oberflächenbeschaffenheit oder des Betrachtungswinkels.  $\epsilon = \epsilon(\lambda, T, O, \theta)$

Zur genauen experimentellen Bestimmung des Emissionskoeffizienten eines Körpers wären sehr umfangreiche Messungen, die alle genannten Parameter berücksichtigen, notwendig. Daher wird häufig nur entweder der Emissionsgrad in Richtung der Flächennormalen oder der hemisphärische Gesamtemissionsgrad für einige ausgewählte Wellenlängen bestimmt. Die Temperaturabhängigkeit des Emissionsgrades ist gerade für sehr hohe Temperaturen schwer zu bestimmen. Diese wird aber für Rückschlüsse aus Verbrennungsuntersuchungen häufig benötigt. Eine weitere Schwierigkeit ergibt sich in der Oberflächenabhängigkeit, da die Oberfläche oft nur unzureichend charakterisiert ist [75]. Eine theoretische Bestimmung des Emissionsgrades ist zwar möglich, jedoch auf einige einschränkende Voraussetzungen angewiesen [76]. Die berechneten Werte stimmen daher oft nicht mit der Realität überein.

### 2.1.4 Grauer Strahler

In einigen Fällen kann der Emissionskoeffizient von Festkörpern jedoch zumindest über einen betrachteten Parameterbereich als konstant angenähert werden. In diesem Fall spricht man von einem „grauen Strahler“. Die emittierte Strahlung ist dann lediglich temperaturabhängig und entspricht dem Spektrum eines schwarzen Strahlers, das um einen Faktor  $\epsilon$  verringert wird. Moderne thermische Strahler aus speziellen Keramikmaterialien, wie Siliziumcarbid, die zur Kalibrierung von IR-Messsystemen verwendet werden, werden häufig als graue Strahler mit einem Emissionskoeffizienten von  $\epsilon \approx 0,99$  genähert [77].

### 2.1.5 Atmosphärische Absorption

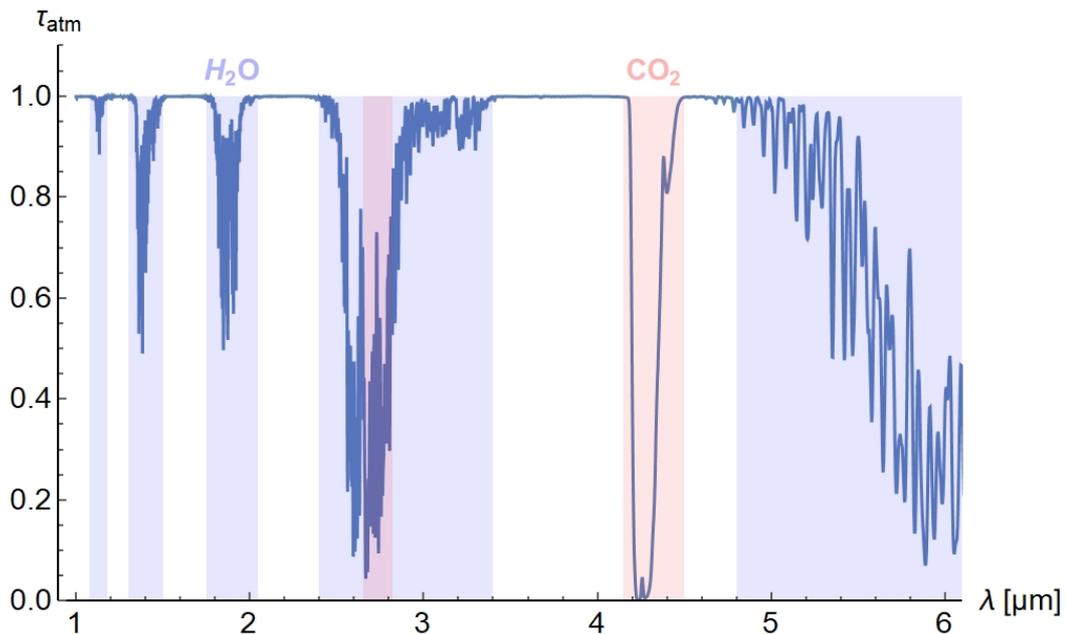
Die Strahlung von einem Messobjekt durchläuft auf ihrem Weg hin zum Messgerät eine Strecke, die Messdistanz. Im Allgemeinen müssen daher bei der Bewertung der gemessenen Strahlungsintensität atmosphärische Effekte wie Streuung, Absorption oder Sekundärstrahlung, die die beobachtete Strahlungsintensität beeinflussen, berücksich-

## 2 Grundlagen

tigt werden, um Rückschlüsse auf die tatsächliche Strahlungsleistung des Messobjekts zu ziehen. Ausnahmen bilden hier Labormessungen, bei denen die atmosphärischen Bedingungen gezielt kontrolliert werden können, oder Messungen im Vakuum (bspw. im Kosmos).

Zur Bestimmung des Einflusses der Erdatmosphäre auf den Strahlungstransport müssen zunächst die Bestandteile der Atmosphäre betrachtet werden. Die Erdatmosphäre besteht hauptsächlich aus Stickstoff (ca. 78 Vol-%) und Sauerstoff (ca. 21 Vol-%). Daneben sind noch einige Edelgase (ca. 1 Vol-%), hauptsächlich Argon, enthalten. Die Konzentration dieser Bestandteile in der Atmosphäre ist über sehr große Zeiträume stabil [81]. Neben diesen gibt es noch weitere Bestandteile, deren Konzentration in der Erdatmosphäre jedoch mehr oder weniger stark schwankt. Dies sind hauptsächlich: Aerosolpartikel, Wasserdampf (ca. 400 ppm), Kohlenstoffdioxid (Stand 2019 [85]: ca. 410 ppm), Methan (ca. 1,7 ppm), Wasserstoff (ca. 0,5 ppm), Ozon (ca. 0,05 – 5 ppm), Lachgas (ca. 0,3 ppm), Stickoxide (ca. 0,01 – 50 ppm) sowie Kohlenstoffmonoxid (ca. 0,1 ppm), Schwefelverbindungen (ca. 0,1 – 100 ppb) und Ammoniak (ca. 1 – 20 ppb).

Hiervon beeinflussen den Strahlungstransport im in dieser Arbeit relevanten Infrarotbereich wesentlich Wasser ( $\text{H}_2\text{O}$ ) und Kohlenstoffdioxid ( $\text{CO}_2$ ) durch Absorption. Die Absorptionseigenschaften sind dabei stark von der Konzentration und Temperatur der Stoffe abhängig, sodass lokale Variationen dieser Parameter einen großen Einfluss auf das Ergebnis haben.



**Abbildung 2.3:** Beispiel: Atmosphärisches Transmissionsspektrum berechnet durch *MODTRAN*<sup>®</sup> (Version 5.2.1)

In der Praxis können Kalibriermessungen für Messdistanzen von mehreren Metern durchgeführt werden. Diese enthalten dann bereits die atmosphärischen Einflüsse, sind jedoch auf Grund der variierenden Atmosphärenbedingungen nur begrenzte Zeit gültig. Alternativ können mit Kenntnis der Atmosphärenkonzentrationen sowie aktuellen Klimadaten die atmosphärischen Einflüsse theoretisch berechnet werden. Hierfür gibt es kommerziell verfügbare Software, wie beispielsweise *MODTRAN*<sup>®</sup> von Spectral Sciences Incorporated. Abbildung 2.3 zeigt beispielhaft ein berechnetes Transmissionsspektrum für eine horizontale atmosphärische Strecke von  $d = 12,5$  m. Zur Berechnung des Spektrums wurde ein atmosphärischer Druck von  $p_{atm} = 1003$  mbar, eine Temperatur von  $T_{atm} = 282,05$  K und eine relative Luftfeuchtigkeit von  $\rho_{rel,atm} = 67\%$  angenommen. Im Spektrum sind die Bereiche der Absorption durch  $H_2O$  und  $CO_2$  farblich hervorgehoben.

## 2.2 Radiometrische Größen

Im Bereich der Radiometrie gibt es eine Menge radiometrischer Größen, die den Charakter der elektromagnetischen Strahlung beschreiben. Dabei ist eine genaue Wortwahl wichtig, um Irritationen zu vermeiden. Nachfolgend sind ohne Anspruch auf Vollständigkeit einige wichtige radiometrische Größen definiert [75], die teilweise bereits im vorangegangenen Kapitel verwendet wurden.

- **Strahlungsenergie:**  $Q$  [ $J$ ]  
Energie, die durch elektromagnetische Strahlung transportiert wird.
- **Strahlungsleistung / Strahlungsfluss:**  $\Phi$  [ $W$ ]  
Energiestrom, der in den Halbraum über dem Oberflächenelement  $dA$  emittiert wird.
- **Strahlstärke / Strahlungsintensität:**  $I$  [ $\frac{W}{sr}$ ]  
Diese beschreibt die emittierte Strahlungsleistung pro Raumwinkel.
- **Strahldichte:**  $L$  [ $\frac{W}{sr \cdot m^2}$ ]  
Diese beschreibt die Richtungsabhängigkeit der bei allen Wellenlängen ausgestrahlten Energie einer Senderfläche.
- **Spektrale Strahldichte:**  $L_\lambda$  [ $\frac{W}{sr \cdot m^2 \cdot m}$ ]  
Diese beschreibt die Verteilung der ausgesandten Strahlungsleistung einer Fläche auf das Wellenlängenspektrum und die Raumwinkel des Halbraums.
- **Spezifische Ausstrahlung:**  $M_A$  [ $\frac{W}{m^2}$ ]  
Diese fasst die bei allen Wellenlängen und in den ganzen Halbraum ausgesandte

Strahlungsleistung einer Fläche zusammen.

- **Spektrale spezifische Ausstrahlung:**  $M_{\lambda,A}$  [ $\frac{W}{m^2 \cdot m}$ ]  
Diese erfasst die Wellenlängenabhängigkeit der in den ganzen Halbraum ausgestrahlten Energie einer Fläche.
- **Bestrahlungsstärke:**  $B$  [ $\frac{W}{m^2}$ ]  
Diese fasst die auf eine Fläche auftreffende Strahlungsleistung aller Richtungen und Wellenlängen zusammen.
- **Spektrale Bestrahlungsstärke:**  $B_\lambda$  [ $\frac{W}{m^2 \cdot m}$ ]  
Diese beschreibt die Wellenlängenverteilung der auf einer Fläche aus dem ganzen Halbraum eingestrahlt Strahlungsleistung.
- **Bestrahlungsdichte:**  $K$  [ $\frac{W}{sr \cdot m^2}$ ]  
Diese beschreibt die Richtungsverteilung der auf einer Fläche auftreffenden Strahlungsleistung.
- **spektrale Bestrahlungsdichte:**  $K_\lambda$  [ $\frac{W}{sr \cdot m^2 \cdot m}$ ]  
Diese beschreibt die Verteilung der auf eine Fläche auftreffenden Strahlungsleistung auf die Raumwinkel und das Spektrum.

## 2.3 Spektroskopie

Der Begriff Spektroskopie fasst alle Methoden zusammen, die das Strahlungsspektrum einer Probe in Abhängigkeit zu einer bestimmten Größe, wie z.B. der Wellenlänge, Frequenz, Energie oder Masse charakterisieren. Ein Spektroskop dient dabei zur visuellen Betrachtung der optischen Spektren, wohingegen ein Spektrometer die Daten aufzeichnet.

Es gibt viele verschiedene Arten der Spektroskopie, die alle auf unterschiedlichen physikalischen Effekten beruhen und oft so komplex sind, dass darüber zahlreiche Bücher veröffentlicht wurden (z.B. [63–65, 82–84]). Das in dieser Arbeit entwickelte Messsystem kann auf Grund des abgedeckten Wellenlängenbereichs der Infrarotspektroskopie zugeordnet werden. In diesem Wellenlängen- bzw. Energiebereich liegen hauptsächlich die Energiedifferenzen, die bei Änderung des Schwingungszustands von Molekülen auftreten. Auch die Planck'sche Strahlung ist, abhängig von der Temperatur des Körpers, sehr gut in diesem Energiebereich vertreten. Grundsätzlich kann je nach Einsatz des Messsystems zwischen Absorptions- und Emissionsspektroskopie unterschieden werden.

### 2.3.1 Absorptionsspektroskopie

Zur Messung eines Absorptionsspektrums wird zunächst das Spektrum einer Quelle, wie beispielsweise eines grauen Strahlers bei bekannter Temperatur, gemessen. In den Strahlengang zwischen Quelle und Messsystem wird die zu vermessende Probe eingebracht. Der Quotient zwischen der Messung ohne Probe und der Messung mit Probe im Strahlengang ergibt dann das Absorptionsspektrum der Probe. Die Lage der Absorptionsbanden im Spektrum ist für viele Materialien charakteristisch und kann zur Identifikation von Substanzen genutzt werden. Die Stärke der Absorptionsbanden hängt wesentlich von der Probendichte bzw. -dicke ab.

### 2.3.2 Emissionsspektroskopie

Das Emissionsspektrum wird direkt durch Messung der Probe erzeugt. Das Messsignal setzt sich dabei aus von der Probe emittierten, von der Umgebung reflektierten sowie, im Fall der Messung von Gasen, vom Hintergrund transmittierten Strahlungsanteilen zusammen. Da die Messung oft nicht im Vakuum erfolgt, müssen atmosphärische Absorptionseinflüsse berücksichtigt werden. Die Kalibrierung der Messung erfolgt häufig durch Messung eines Vergleichsstrahlers. Diese ermöglicht, mit Kenntnis der Sensitivität des Messsystems, die Strahlungswerte als Absolutwerte zu berechnen. Das gemessene Emissionsspektrum hängt stark von der Proben temperatur, dem Probenmaterial sowie der Probendichte ab.

Grundsätzlich eignen sich die Messsysteme in der Infrarotspektroskopie sowohl für Emissions- als auch für Absorptionsmessungen. Meist muss jedoch zumindest die Optik angepasst werden, da beispielsweise die Messung von heißen Gasen bei der Emissionsspektroskopie oft auf größere Messdistanzen erfolgt.

### 2.3.3 Spektrometerarten

Ein optisches Spektrometer besteht im Wesentlichen aus den Basiselementen: Empfangsoptik, Zerlegungseinheit und Detektor. Für ein gutes Messsystem müssen diese drei Basiselemente möglichst ideal aufeinander abgestimmt sein. Die Empfangsoptik sorgt für die optimale Abbildung des Messobjekts auf dem Detektor. Die Zerlegungseinheit separiert das empfangene Licht nach den einzelnen Wellenlängen. Hierzu gibt es viele unterschiedliche Methoden. Der Detektor muss schließlich das empfangene zerlegte Licht einsammeln. Die Komponenten sind meist für den optimalen Betrieb elektronisch miteinander verbunden. Die Steuerung und Datenerfassung erfolgt über einen Computer.

Im Folgenden werden die Prinzipien der gebräuchlichsten Infrarotspektrometer kurz beschrieben.

### **Dispersive Spektrometer:**

Die Zerlegungseinheit von dispersiven Spektrometern besteht aus einem dispersiven Element. Dieses könnte beispielsweise ein Prisma darstellen. Aktuell wird dazu jedoch wegen diverser Vorteile häufig ein optisches Gitter verwendet. Bei manchen dieser Spektrometer lassen sich verschiedene optische Gitter in den Strahlengang einbringen, um so die spektrale Auflösung optimal auf die Messszene und die zu Grunde liegende Fragestellung anzupassen. Das aufgespaltene Licht wird dann auf einem Zeilendetektor abgebildet. Auf jedem Pixel wird dadurch nur ein schmales Wellenlängenband, abhängig vom optischen Gitter, registriert. Moderne Systeme verwenden eine Detektormatrix. In Kombination mit einer passenden Optik können damit parallel mehrere Spektren entlang einer Ortsachse aufgezeichnet werden. Bei dieser Spektrometerart sind die einzelnen Stützpunkte des Spektrums für gewöhnlich äquidistant in der Wellenlänge, weswegen diese hierbei gegenüber der Wellenzahl bevorzugt wird.

### **FTIR-Spektrometer:**

Bei FTIR-Spektrometern ist die Zerlegung des Lichts etwas komplizierter. Bei diesen Systemen wird ein Michelson-Interferometer als Zerlegungseinheit verwendet. Der Detektor erfasst dabei nicht direkt die einzelnen Lichtfarben, sondern die Interferenzen aller gemessenen Lichtwellenlängen, abhängig von der Interferometerstellung. Das Ergebnis ist zunächst ein Interferogramm. Aus diesem kann mit Hilfe der Fourier-Transformation ein Spektrum berechnet werden. Diese Art von Spektrometer setzt hohe Maßstäbe an Elektronik und Mechanik, weswegen sie im Vergleich zu dispersiven Spektrometern oft teuer sind. Gute FTIR-Spektrometer bieten jedoch eine sehr hohe spektrale Auflösung von weit weniger als  $1 \text{ cm}^{-1}$ . Der Vorteil dieser Spektrometer ist, dass sie sehr lichtempfindlich sind, da alle Wellenlängenanteile zum Signal beitragen. Dieser Vorteil bietet jedoch auch den Nachteil, dass der Detektor einen sehr hohen Dynamikbereich benötigt, damit auch kleinere Anteile im Spektrum nicht im Gesamtspektrum untergehen. Weiterhin muss die gemessene Emitterquelle während der Aufzeichnung eines Interferogramms stabil sein, da sonst Artefakte im Spektrum nach der Fourier-Transformation entstehen können. Die Auswertung dieser Spektrometerdaten bedarf einiger Erfahrung. Die Stützpunkte der gewonnenen Spektren sind äquidistant in der Wellenzahl.

### **Filterradspektrometer:**

Das Filterradspektrometer zeichnet die einzelnen Stützpunkte des Spektrums asynchron auf. Die Zerlegungseinheit besteht hierbei aus einer Filterradscheibe, in die verschiedene schmalbandige Bandpassfilter eingesetzt werden. Bei Dre-

hung der Radscheibe alternieren die Filter im Strahlengang vor dem Detektor. Mit passender elektronischer Steuerung kann der Detektor so getriggert werden, dass je Filter ein Messwert aufgezeichnet wird. Aus diesen Messwerten kann das Spektrum zusammengesetzt werden. Die Wahl der Stützpunkte ist hier frei wählbar, da sie von der Charakteristik der eingesetzten Filter abhängt. Nachteilig dabei ist jedoch, dass nur eine begrenzte Anzahl an Filtern auf die Filterradscheibe passt, sodass das Spektrum aus nur wenigen Stützpunkten besteht.

Ein Spezialfall stellt die Verwendung von zirkular variablen Filtern dar. Diese Filter lassen sich als Kreisbogensegmente in die Filterradscheibe einsetzen. Die schmalbandige Transmissioncharakteristik ist dabei ortsabhängig und variiert linear über den Kreisbogen. So sind die Stützpunkte durch Einstellen der Winkelposition innerhalb des Filterbereichs frei wählbar (siehe auch Kapitel 2.4).

### 2.3.4 Spektrale Auflösung

Die spektrale Auflösung eines Messsystems wird durch verschiedene Parameter charakterisiert. Eine hohe Anzahl an Stützpunkten (Kanäle) im Spektrum liefert im Allgemeinen mehr Details als wenige Stützpunkte. Jedoch besitzen auch die Stützpunkte selbst eine endliche Genauigkeit, da nie exakt eine Wellenlänge  $\lambda$  gemessen werden kann, sondern immer ein Wellenlängenbereich  $\lambda + d\lambda$ . Auch dieser Sensitivitätsbereich gleicht aus physikalischen Gründen nie exakt einem Hutprofil. Daher werden häufig die 50 %-Sensitivitätsgrenzen als Kanalgrenzen definiert. Die Kombination aus Anzahl der Stützpunkte und Kanalbreite ist bei guten Spektrometersystemen optimal aufeinander abgestimmt, sodass es zwischen den Kanälen nur wenige Lücken im Spektrum gibt und die Kanäle nicht zu stark überlappen. Je nach Anzahl der Kanäle spricht man häufig von den Adjektiven multispektral und hyperspektral.

#### **Multispektral:**

Als multispektral wird ein Messsystem bezeichnet, das mehrere Spektralkanäle aufzeichnen kann. Die Anzahl der Kanäle kann dabei zwischen drei und einigen Dutzend betragen. Die einzelnen Spektralkanäle müssen dabei nicht aneinander angrenzen und können sich auch ganz oder teilweise überlappen. Nach dieser Definition ist das menschliche Auge mit den drei Farbkanälen rot, grün und blau ein multispektrales Sinnesorgan.

#### **Hyperspektral:**

Hyperspektrale Messsysteme hingegen können deutlich mehr Spektralkanäle aufzeichnen als multispektrale Systeme. Eine genaue Abgrenzung ist jedoch nicht definiert. Im Sprachgebrauch werden Messsysteme z.T. schon ab ca. 20 Spektralkanälen als hyperspektral bezeichnet. Moderne hyperspektrale Messsysteme

können weit über 100 Spektralkanäle aufzeichnen. Das Spektrum im betrachteten Bereich wird dabei von den einzelnen Spektralkanälen lückenlos erfasst.

## 2.4 Interferenzfilter

Als Interferenzfilter wird ein optisches Bauteil bezeichnet, das elektromagnetische Strahlung unter Ausnutzung des Interferenz-Effekts, abhängig von deren Wellenlänge, nur bestimmte Anteile passieren lässt. Derartige Filter bestehen aus einem Substrat, auf das mehrere Schichten von Materialien mit mindestens zwei verschiedenen optischen Dichten aufgedampft werden. Die durch den Filter geleitete Strahlung wird dabei teilweise transmittiert, an den Grenzflächen der Schichten reflektiert, oder (vom Substrat) absorbiert. Die Schichtreihenfolge, die Schichtdicken sowie die optischen Dichten der Schichten, aber auch die Wahl des Substratmaterials, beeinflussen dabei die Transmissionseigenschaften des Filterelements. Interferenzfilter werden je nach Verlauf der spektralen Charakteristik in verschiedene Kategorien eingeteilt:

### Tiefpassfilter:

Ein idealer Tiefpassfilter hat bis zu einer Grenzwellenlänge  $\lambda_{CutOff}$  einen Transmissionskoeffizient von 1. Oberhalb der Grenzwellenlänge ist der Transmissionskoeffizient 0.

$$\tau_{TPF} = \begin{cases} 0 & \text{für } \lambda < \lambda_{CutOn} \\ 1 & \text{für } \lambda \geq \lambda_{CutOn} \end{cases} \quad (2.12)$$

### Hochpassfilter:

Ein idealer Hochpassfilter hat bis zu einer Grenzwellenlänge  $\lambda_{CutOn}$  einen Transmissionskoeffizient von 0. Oberhalb der Grenzwellenlänge ist der Transmissionskoeffizient 1.

$$\tau_{HPF} = \begin{cases} 1 & \text{für } \lambda \leq \lambda_{CutOff} \\ 0 & \text{für } \lambda > \lambda_{CutOff} \end{cases} \quad (2.13)$$

### Bandpassfilter:

Ein idealer Bandpassfilter zeigt ein rechteckiges Hutprofil als Transmissionsverlauf. Unterhalb der Grenzwellenlänge  $\lambda_{CutOn}$  sowie oberhalb der Grenzwellen-

länge  $\lambda_{CutOff}$  ist der Transmissionskoeffizient 0. Dazwischen ist er 1.

$$\tau_{BPF} = \begin{cases} 0 & \text{für } \lambda < \lambda_{CutOn} \\ 1 & \text{für } \lambda_{CutOn} \leq \lambda \leq \lambda_{CutOff} \\ 0 & \text{für } \lambda > \lambda_{CutOff} \end{cases} \quad (2.14)$$

Reale Filter zeigen nie einen idealisierten Verlauf, werden jedoch an diesen angenähert. Abhängig von der Qualität der Filter, weist deren Transmissionsprofil steile Flanken auf sowie einen maximalen Transmissionskoeffizienten  $\tau_{max}$  von nahe 1. Oft ist jedoch die Homogenität des Plateaus im Profil wichtiger, als der maximale Wert. Je nach Steilheit der Flanken sind die Grenzwellenlängen  $\lambda_{CutOn}$  und  $\lambda_{CutOff}$  nicht immer eindeutig, sodass hier oft die Wellenlängen als Grenzen verwendet werden, bei denen die Transmission 50 % oder 5 % der maximalen Transmission erreichen.

### Linear variable Verlaufsfilter:

Ein Spezialfall der Bandpassfilter sind die linear variablen Verlaufsfilter. Bei diesen Filtern entspricht das Transmissionsprofil einem Bandpassfilter, wobei sich die Grenzwellenlängen auf dem Filter linear in einer Ortsrichtung verschieben. Ein solches Filterprofil wird erreicht, indem die Schichtstärken des Filters einen linearen Gradienten aufweisen. Dazu wird das Substrat beim Bedampfen mit den Schichtmaterialien linear abgeschattet.

### Zirkular variable Verlaufsfilter:

Zirkular variable Verlaufsfilter (CVF) ähneln den linear variablen Verlaufsfiltern in ihren Eigenschaften. Bei diesen wird der Schichtstärkengradient jedoch kreisbogenförmig anstatt linear aufgetragen. Diese Filterelemente eignen sich zum Einbau in eine Filterradscheibe.

## 2.5 Geometrische Optik

Während durch den Wellencharakter der elektromagnetischen Strahlung beispielsweise die für die Filter wichtigen Interferenzeffekte erklärt werden können, sind im makroskopischen Bereich für die Strahlführung des Lichts die Strahleneigenschaften des Lichts beherrschend. Auch Beugungseffekte bleiben bei der idealisierten geometrischen Optik außen vor. Diese fallen jedoch umso weniger ins Gewicht, je kleiner die Wellenlänge der betrachteten Strahlung im Vergleich zur Größe des optischen Systems ist. Die optischen Komponenten des in dieser Arbeit entwickelten Messsystems liegen im Bereich zwischen wenigen Millimetern bis einigen Zentimetern. Die Wellenlänge der

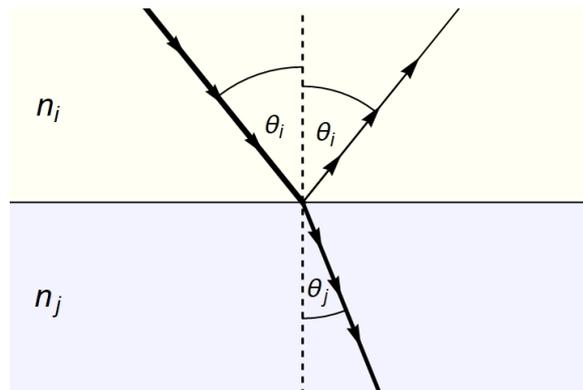
## 2 Grundlagen

Infrarotstrahlung beträgt nur wenige Mikrometer. Daher ist es durchaus akzeptabel, die Strahlführung des Messsystems mit den Werkzeugen der geometrischen Optik zu betrachten.

Die geometrische Optik behandelt Lichtstrahlen in homogenen Materialien als eindimensionale Strahlen. Die Richtung dieser Strahlen kann an Grenzflächen von verschiedenen Medien, sofern die Strahlen nicht absorbiert werden, entweder reflektiert werden, wobei hier gilt, dass der Einfallswinkel zur Flächennormalen gleich dem Ausfallswinkel entspricht, oder gemäß dem Gesetz von Snellius (Gleichung 2.15) gebrochen werden.

$$n_i \cdot \sin \theta_i = n_j \cdot \sin \theta_j \quad (2.15)$$

Dabei wird  $n$  als Brechungsindex bezeichnet. Idealisiert reflektiert ein Spiegel 100 % des einfallenden Lichtstrahls, wohingegen im Fall einer idealen Linse der einfallende Lichtstrahl zu 100 % gebrochen transmittiert wird. Im Realfall wird immer nur ein Teil des Strahls reflektiert und der übrige Anteil transmittiert bzw. auch absorbiert. Der Fall für  $n_i < n_j$  ist in Abbildung 2.4 dargestellt.

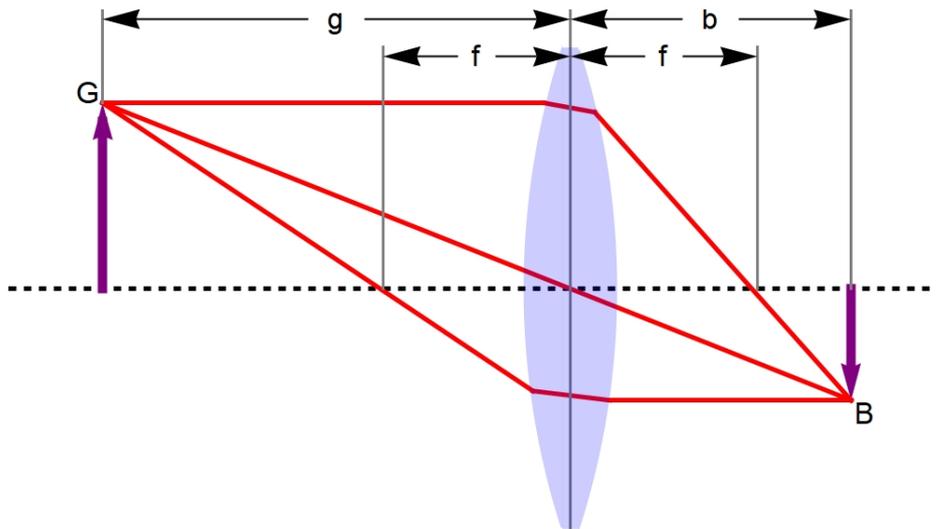


**Abbildung 2.4:** Reflexion und Brechung eines einfallenden Lichtstrahls an einer Grenzfläche zweier isotroper Medien

Das sicherlich meistbenutzte optische Gerät ist die Linse. Neben den Augenlinsen, die dem Menschen ermöglichen, die Umwelt als optisch scharfes Abbild wahrzunehmen, werden auch im technischen Bereich in nahezu allen optischen Messsystemen verschiedenartige Linsen eingesetzt. Durch die gekrümmte Oberfläche sowie den Brechungsindex der Linse ist es möglich, die Strahlung eines Punkts (Gegenstand) an einer anderen Stelle (Bild) abzubilden. Die Linse wird dabei durch die Brennweite  $f$  charakterisiert. Für diese gilt die Linsengleichung 2.16 mit der Gegenstandsweite  $g$  und der Bildweite  $b$ . Abbildung 2.5 zeigt schematisch die Abbildung des Punkts G über die Linse mit der Brennweite  $f$  auf den reellen Bildpunkt B. Als rote Linien sind die

Strahlengänge des Mittenstrahls sowie den beiden zur Linsenebene senkrechten Strahlen dargestellt. Dabei wurden absichtlich keine Pfeilrichtungen der Strahlen markiert, da die Abbildung in beide Richtungen passiert. Punkt B wird genauso auf Punkt G abgebildet.

$$\frac{1}{b} + \frac{1}{g} = \frac{1}{f} \quad (2.16)$$



**Abbildung 2.5:** Abbildung eines Punktes G durch eine Linse mit der Brennweite  $f$  auf den Bildpunkt B

Bei abbildenden Messsystemen, wie beispielsweise Fotokameras, werden Linsen häufig in Kombination mit einer (einstellbaren) Lochblende eingesetzt. Deren Mittelpunkt liegt auf der optischen Achse. Sie dient dazu, die Randstrahlen abzublenken. Der Durchmesser der Blende hat Einfluss auf die Bestrahlungsstärke der Bildebene sowie auf die Tiefenschärfe. Mit kleiner werdendem Blendendurchmesser sinkt die Bestrahlungsstärke, die Tiefenschärfe nimmt jedoch zu. Die Tiefenschärfe ist dabei ein Maß dafür, wie groß der Bereich  $\Delta g$  ist, in dem die Punkte mit der Gegenstandsweite  $g \pm \Delta g$  noch scharf auf der Ebene der Bildweite  $b$  abgebildet werden.

Weiterhin sei an dieser Stelle erwähnt, dass das Linsenmaterial dem zu beobachtenden Spektralbereich angepasst werden muss. Gewöhnliche Quarzglaslinsen sind für den MWEIR-Bereich ungeeignet, da der Transmissionskoeffizient von Quarzglas oberhalb von ca.  $2,5 \mu\text{m}$  deutlich einbricht. Daher sind für den Infrarotbereich spezielle Gläser erforderlich. Geeignete Materialien sind beispielsweise Kalziumfluorid ( $\text{CaF}_2$ ) oder Zinkselenid ( $\text{ZnSe}$ ).

## 2.6 CMOS-Sensoren

CMOS-Bildsensoren sind Halbleiterbauelemente, die aus einem Pixelraster bestehen. Jedes dieser Pixel enthält eine in Sperrrichtung betriebene Fotodiode mit je mehreren Feldeffekttransistoren (MOSFET). Vor jeder Belichtungsphase werden die Dioden des Sensors auf eine definierte Anfangsspannung gesetzt. Bei Belichtung treffen Photonen auf die Fotodiode, die durch den erzeugten Fotostrom die Spannung an der Diode verringern. Dieser Prozess ist linear zur Belichtungszeit sowie zur Bestrahlungsstärke. Nach Ende der Belichtungszeit wird der anliegende Spannungswert durch Schaltung der MOSFETs ausgelesen. Je nach Bauart des Sensors wird der ausgelesene Wert zunächst verstärkt oder direkt an den Analog-Digital-Wandler (ADC) weitergeleitet [86].

Im Gegensatz zu CCD-Sensoren, bei denen die in der Diode gesammelten Ladungen in einer Art „Eimerkette“ durch Schaltung von Potentialtöpfen weitergeleitet werden und nur nacheinander an die Auswertelektronik übergeben werden, ist bei CMOS-Sensoren die Auswertelektronik bereits in jedes einzelne Pixel integriert. Dies hat den Vorteil, dass die Auslesezeiten, und damit die maximale Bildfrequenz, deutlich erhöht sind. Weiterhin kann die aktive Sensorfläche auf definierte Bereiche eingeschränkt werden oder mehrere Pixel durch das sogenannte „Binning“ zusammengefügt werden, um die Ausleserate eines Bildes weiter zu erhöhen. Der Nachteil dabei ist, dass mehr Elektronik pro Pixel verbaut werden muss. Dies verringert die relative fotoaktive Fläche des Sensors, was eine Verringerung der Lichtempfindlichkeit mit sich bringt. Jedoch kann durch Aufbringen von Mikrolinsen dieser Effekt teilweise kompensiert werden [68, 86].

## 2.7 Kameraparameter

Damit die Leistungsfähigkeit eines Kamerasystems optimal genutzt werden kann, müssen die Parameter des Systems bestmöglich auf die Messszene angepasst werden. Im Folgenden sollen die wichtigsten Kameraparameter kurz erläutert werden.

### 2.7.1 Integrationszeit

Die Integrationszeit  $t_{Int}$  entspricht der Belichtungszeit von klassischen Fotokameras mit Verschlussblende. Sie definiert die Zeitspanne, in der Ladungen, die durch einfallende Strahlung in der Fotodiode erzeugt bzw. vernichtet werden, in einem Potentialtopf aufintegriert werden. In belichtungsfreien Zeiten wird die Fotodiode kurzge-

geschlossen. Die dadurch abgeführte Ladung kann als Stromfluss registriert werden. Die gemessene Stromstärke ist dabei ein Maß für die Anzahl der gesammelten Ladungen.

Die Integrationszeit muss so angepasst werden, dass die Strahlstärke der Messszene innerhalb des Dynamikbereichs der Kamera abgebildet werden kann. Wird die Integrationszeit zu hoch gewählt, so kann das Bild ganz oder teilweise übersteuert werden. Die Potentialtöpfe „laufen über“. Wird sie hingegen zu niedrig gewählt, so sind die Messsignale sehr schwach, im Extremfall sind die Signale nicht oder kaum vom Signalrauschen des Bildsensors zu unterscheiden.

### 2.7.2 Bildrate

Die Bildrate oder auch Bildfrequenz  $f$  gibt an, wie viele Bilder pro Sekunde aufgezeichnet werden. Der Wert kann bei vielen Kameras eingestellt werden. Um mit dem menschlichen Auge ein Video als flüssig zu empfinden, sollte die Bildrate mindestens  $f \geq 30$  Hz betragen. Die maximal mögliche Bildrate ist dabei von verschiedenen Faktoren abhängig. Zunächst einmal begrenzt prinzipiell die Ausleserate der Sensorelemente, bzw. die Datenübertragungsrate zum Messrechner die Bildrate. Dieser Grenzwert kann jedoch in gewissem Maß durch Verändern des Dynamikbereichs variiert werden, da dieses die benötigte Bandbreite beeinflusst. Weiterhin begrenzt auch die eingestellte Integrationszeit die Bildrate. Beispielsweise kann bei einer Integrationszeit von  $t_{Int} = 1$  ms die Bildfrequenz nur Werte bis maximal  $f \leq 1000$  Hz erreichen. Im Allgemeinen liegt die maximale Bildfrequenz etwas unterhalb der durch die Integrationszeit eingeschränkten theoretisch möglichen Bildfrequenz, da zwischen der Belichtung zweier aufeinanderfolgender Bilder eine Totzeit  $t_{tot}$  liegt, in der die Sensorelemente ausgelesen, bzw. auf die nächste Bildaufnahme vorbereitet werden.

### 2.7.3 Subwindowing

Unter dem Begriff „Subwindowing“ versteht man das lokale Einschränken der aktiven Sensorfläche. Die inaktiven Pixelelemente werden von der weiteren Auslese- und Verarbeitungskette ausgeschlossen. Der Sensor kann so auf den relevanten Bereich der Messszene angepasst werden. Dies bietet einige Vorteile: Die eingeschränkten Messdaten benötigen weniger Speicherplatz. Durch die Reduzierung der Bilddaten wird die benötigte Bandbreite zur Übertragung der Messdaten auf den Steuerrechner verringert. Je nach Sensortyp kann dadurch die maximal mögliche Bildrate ansteigen. Auch die anschließende Verarbeitung der Rohdaten verbraucht aufgrund der reduzierten Datenmenge weniger Ressourcen. Das lokale Einschränken des Bildbereichs durch den Sensor selbst ist häufig nicht frei einstellbar, sondern auf einige Werte beschränkt

(oft: halbe, viertel, ... Sensorgröße). Selbstverständlich gibt es jedoch immer die Möglichkeit, die aufgezeichneten Rohdaten nachträglich durch Programme zu schneiden. Die benötigte Bandbreite wird dadurch jedoch nicht reduziert.

### 2.7.4 Dynamikbereich

Der Dynamikbereich definiert den Quotienten aus Maximum und Minimum einer physikalischen Größe. Im Fall von digitalen Kamerasystemen wird dieser formal durch die Speichertiefe, der Anzahl  $q$  an Bits, die das Messsignal eines Pixels quantisiert repräsentieren, wiedergegeben. Die Werteskala reicht dabei von 0 bis  $2^q - 1$ . In der Praxis ist der nutzbare Wertebereich jedoch eingeschränkt. Im Allgemeinen ist der angezeigte Digitalwert bei völlig abgedunkeltem Sensor größer als 0 und schwankt, bedingt durch das Sensorrauschen, um seinen Mittelwert. Dieser zeitlich gemittelte Wert wird auch als Dunkelwert oder Dunkelstrom bezeichnet. Um diesen korrekt zu bestimmen, muss die volle Schwankungsbreite auf der Sensordynamik abgebildet werden. Der Dunkelstrom muss daher größer 0 sein. Auch der maximal nutzbare Wert liegt unterhalb des formal möglichen maximalen Werts, da auch hier die zeitliche Schwankung des Signals abgebildet werden muss.

# 3 Software

In diesem Kapitel werden die für die Arbeit verwendeten Dateiformate sowie die genutzten Programme in groben Zügen beschrieben.

## 3.1 Dateiformate

Dateiformate unterscheiden sich durch ihre Definition der Syntax und Semantik der Daten innerhalb einer Datei. Um die gespeicherten Informationen in einer Datei interpretieren zu können, ist es notwendig, deren Struktur genau zu kennen. Die Dateistruktur muss daher für jeden Dateityp genau definiert sein. Im Folgenden sollen die Dateiformate, die verwendet wurden, kurz vorgestellt werden. Die gebräuchlichen Standarddateiformate wie *.xlsx*, *.jpg*, *.bmp*, etc. werden dabei ausgespart. Bei diesen sei auf die entsprechende Literatur verwiesen, wie z. B. [87].

### 3.1.1 PTW

Der Dateityp *.ptw* ist ein proprietäres Datenformat für IR-Kameradaten der Firma „FLIR Systems“. Die schematische Dateistruktur ist in Abbildung 3.1 gezeigt.



Abbildung 3.1: Schematische Dateistruktur von *.ptw*-Dateien

Eine *.ptw*-Datei beginnt mit dem sogenannten „Main Header“. In diesem sind allgemeine Parameter, die für die komplette IR-Videodatei gelten, gespeichert. Überwiegend betreffen diese die Konfiguration des Kamerasystems bei der Messung. Anschließend folgen innerhalb der Datenstruktur die Informationen der einzelnen Videobilder in chronologischer Reihenfolge. Die Videobildinformationen bestehen dabei wiederum aus einem Header und den Bilddaten selbst, die je eine Matrix aus Zahlen entsprechend

dem Dynamikbereich der Kamera darstellen. Der Header beinhaltet unter anderem Informationen zur Bildaufnahmezeit, Temperaturwerten innerhalb des Kamerasystems sowie das am Lockin-Eingang angelegte Spannungssignal.

Eine detaillierte Auflistung der Dateiinhalte kann im Handbuch der FLIR-Software *Altair* nachgeschlagen werden [88].

#### 3.1.2 HDF5

Die Abkürzung HDF steht für „Hierarchical Data Format“ (dt.: hierarchisches Datenformat). Das HDF-Datenformat wurde vom amerikanischen „National Center for Supercomputing Applications“ (NCSA) in Zusammenarbeit mit der Universität Illinois speziell zur Verwaltung von sehr großen Datenmengen entwickelt und wird seit 2006 von der unabhängigen Gesellschaft „The HDF Group“ weiterentwickelt. Aktuell ist es in der Version 5 frei verfügbar. Eine HDF5-Datei kann mehrere verschiedene komplexe Datenobjekte, die hierarchisch in verschachtelten Gruppen angeordnet sein können, sowie eine Vielzahl von Metadaten enthalten. Das Dateiformat ist dabei in Bezug auf Anzahl und Größe der einzelnen Datenobjekte unbeschränkt. Zur Verwendung des Datenformats steht eine Software-Bibliothek für unterschiedliche Programmiersprachen wie *C*, *C++*, *Fortran 90*, *Python* oder auch *Java* zur Verfügung. Die Verwendung der Bibliothek beinhaltet neben der reinen Nutzung der Datenstruktur auch Optimierungen, wie beispielsweise der Zugriffszeiten auf einzelne Datenobjekte oder der Größe des physikalischen Speicherplatzes. Zur schnellen Betrachtung des Inhalts einer HDF5-Datei kann das Programm *HDFView* verwendet werden [89].

HDF5-Dateien sind in der Regel durch die Extension *.h5* gekennzeichnet.

## 3.2 Cirrus

Das Programm *Cirrus* wurde als Schnittstelle zur Kommunikation des Steuerrechners mit der Infrarotkamera entwickelt. Über dieses können kamerainterne Parameter, wie beispielsweise die Bildrate, die Integrationszeit oder auch die Größe der aktiven Sensorfläche gesetzt werden. Zur Installation und Nutzung des Programms wird eine Lizenz der Firma „FLIR Systems“ benötigt. Diese wird für gewöhnlich nur zusammen mit einem Kameraprodukt vergeben [90].

### 3.3 Altair

Das Programm *Altair* von „FLIR Systems“ stellt ein komplettes radiometrisches Programmpaket für die Forschung und Entwicklung dar. Es dient zum Erfassen, Anzeigen und Bearbeiten von Infrarotbildern. In Kombination mit dem Programm *Cirrus* kann damit das für diese Arbeit verwendete Kamerabasisssystem (siehe Kapitel 4.1) angesteuert und Bilddaten aufgezeichnet werden. Da die Weiterverarbeitung der Bilddaten des Hyperspektralkameraaufbaus ein Spezialfall darstellt, wird dieses Programm nur zum Abspeichern der Bilddaten verwendet. Die Daten liegen dabei in dem proprietären Datenformat *.ptw* (siehe Kapitel 3.1.1) vor. Auch zur Installation und Nutzung dieses Programms wird eine Lizenz der Firma „FLIR Systems“ benötigt, die ebenfalls für gewöhnlich zusammen mit einem Kameraprodukt vergeben wird [88].

### 3.4 Mathematica

Zur Verarbeitung der Rohbilddaten wird das Computeralgebrasystem *Mathematica* verwendet. Das Programm wurde von seinen Autoren und Herstellern bei „Wolfram Research Inc.“ im Jahre 1988 erschaffen und wird seitdem stetig weiterentwickelt. Die Intention der Autoren war ein Programm zu schaffen, das alle verschiedenen Aspekte der technischen computergestützten Berechnungen abdeckt. Dazu wurde eine neue symbolische Programmiersprache geschaffen. Neben den algebraischen und analytischen Möglichkeiten unterstützt das Programm auch umfangreiche grafische Darstellungsmöglichkeiten sowie dynamische Manipulationen. Das Programm hat sich in verschiedensten wissenschaftlichen Disziplinen, von Physik über Biologie bis hin zu den Geistes- und Sozialwissenschaften, bei einem breit gestreuten Anwenderkreis in Wissenschaft, Forschung, Lehre und Industrie etabliert und ermöglicht komplexe Auswertungen großer Datenmengen [91, 92].

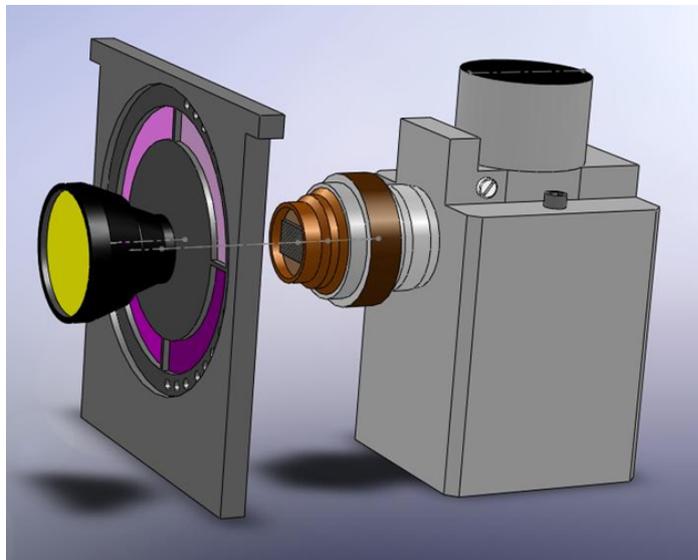
In jüngster Zeit wurde nachgewiesen, dass *Mathematica* bei Berechnungen von sehr großen Zahlen (ca. 10000 Stellen) fehlerbehaftet sein kann [93]. In der Praxis dürften die Anwendungen, in denen eine Genauigkeit in dieser Größenordnung gefordert wird, sehr begrenzt sein.

Im Rahmen dieser Arbeit wird das Softwarepaket *Mathematica* hauptsächlich zur Verarbeitung von Bildmatrizen sowie zur grafischen Darstellung dieser verwendet. *Mathematica* besticht hierbei vor allem durch seine relativ einfache und schnelle Implementierung von Datenmanipulationen. Weiterhin ist es sehr hilfreich, Ergebnisse direkt zu visualisieren, um die angewandte Methodik zeitnah überprüfen zu können.



## 4 Aufbau der Hyperspektralkamera

Der Aufbau der Hyperspektralkamera besteht aus drei verschiedenen Elementen: dem Kamerabasisystem mit Sensor, dem Filterradmodul inklusive Antrieb und Winkelencoder und der Optik. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Die Datenerfassung erfolgt über ein PC-System mit eingebauter Datenerfassungskarte (Framegrabber).



**Abbildung 4.1:** Schematischer Aufbau der Hyperspektralkamera

In den folgenden Unterkapiteln werden diese drei zentralen Elemente und deren Komponenten genauer erläutert.

### 4.1 Kamerabasisystem

Als Basissystem für die Hyperspektralkamera dient eine Hochgeschwindigkeits-Infrarotkamera der Marke „Cedip Infrared Systems“ (heute: „FLIR Systems“). Diese ist eine Spezialanfertigung für das Fraunhofer-Institut für Chemische Technologie (ICT) und

#### 4 Aufbau der Hyperspektralkamera

besteht aus dem Kameramodell „Orion“, wobei der Standardsensor durch einen schnelleren und lichtempfindlicheren Indium-Antimonid (InSb)-Sensor (Blue Fairy [94]) ausgetauscht wurde. Der Sensor wurde von der Firma „SemiConductor Devices“ (SCD) hergestellt und mit den in Tabelle 4.1 aufgeführten Spezifikationen ausgewiesen. Der Hochpassfilter des Sensors wurde entfernt, sodass die Sensitivität des Sensors tatsächlich in einem Bereich zwischen ca.  $1,3 \mu\text{m}$  und  $5,5 \mu\text{m}$  liegt. Das System leistet bei voll genutztem Bildsensor von  $320 \times 256$  Pixel eine Bildrate von 380 Hz. Der aktive Bereich des Sensors kann dabei in mehreren Stufen auf bis zu  $64 \times 8$  Pixel eingeschränkt werden. Die maximale Bildrate steigt dann auf knapp 20 kHz an. Um ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) zu erreichen, muss der Sensor auf einer Temperatur von ca. 77 K stabilisiert werden. Dies wird unter Verwendung eines Stirling-Kühlers erreicht. Zur Digitalisierung der Sensordaten, Steuerung und Regelung der Komponenten sowie zur Zusammenfassung der Signale in ein definiertes Datenformat (siehe Kapitel 3.1.1) ist eine Elektronik, bestehend aus mehreren Platinen, im System integriert. Das Kamerabasisystem ist in Abbildung 4.2 dargestellt.

Das Kameragehäuse bietet die Möglichkeit, neben den Basiskomponenten weitere optionale Komponenten, wie ein Filtrerradmodul und dessen Elektroniksteuerung, zu integrieren.



**Abbildung 4.2:** Kamerabasisystem: ① Sensor, ② Stirling-Kühler, ③ Signalverarbeitung

**Tabelle 4.1:** Sensorparameter [95]

Parameter	Performance
Detector Type	320 × 256 InSb FPA
NETD (@ 50 % well fill)	<19 mK
Waveband	3,6 – 4,9 μm
Integration modes	ITR / IWR
Operability	Better than 99,5 %
Pixel Capacity	20 Me <sup>-</sup> @ ITR 10 Me <sup>-</sup> @ IWR
Uniformity after 2 point correction	0,075 % of full output range
Linearity	5 – 90 % Well Fill
Pixel rate	10 MHz per output
No of Outputs	2
Cold Shield	f/4, 19,4 mm height
Cooler type	Stirling rotary
Cooler model	Ricor K561, 12 VDC Optional Thales Cryogenic RM2
DDC Power consumption (@ 60 fps, 2 outputs @ 5 MHz each, 23 °C ambient)	<5 W
Cool Down Time (@ 23 °C ambient)	<6,5 min
Weight	<400 g

An der Rückseite des Kameragehäuses befinden sich sechs verschiedene Anschlüsse. Die Camera-Link (CamLink)-Schnittstelle dient sowohl der Datenübertragung zum Erfassungsrechner als auch zum Empfang der Steuerparameter. Alternativ können die Parameter über einen USB-Anschluss gesetzt werden, um die Parameterübertragung von der Datenübertragung zu entkoppeln. Die verbleibenden vier Anschlüsse bilden Buchsen für LEMO-Stecker. Diese versorgen das System mit der notwendigen elektrischen Leistung (12 V DC), liefern ein analoges Videosignal, können die Bildaufnahme triggern oder ermöglichen die Übertragung eines Lockin-Signals (0 – 10 V), dessen Spannungswert in einen Digitalwert umgewandelt und in Form von Metadaten zu dem zeitsynchron aufgezeichneten Videobild mitübertragen wird.

## 4.2 Filterradmodul

Das Filterradmodul wurde so konstruiert, dass es in das Kamerabasisssystem zwischen Sensor und vorderer Gehäuseplatte eingeschoben werden kann. Der modulare Aufbau ermöglicht es, die Kamera durch Austausch der Module in den verschiedenen Betriebsmodi Breitbandkamera, Filterradkamera und Hyperspektralkamera zu nutzen.

#### 4 Aufbau der Hyperspektralkamera

Das Modul wird dabei so positioniert, dass sich der Sensor horizontal zur Drehachse befindet. Dadurch durchlaufen die Filter den optischen Strahlengang des Systems in vertikaler Richtung. Der radiale Abstand der optischen Achse zur Drehachse beträgt 42,5 mm.

Kernstück des Filtrerradmoduls ist die Filtrerradscheibe (siehe Abbildung 4.3). Diese hat einen Durchmesser von 120 mm und fasst vier Segmente der zirkularen Verlaufsfilter [58]. Die Segmente sind in ihren Transmissionseigenschaften in zirkularer Richtung in einem Bereich zwischen  $1,3 \mu\text{m}$  und  $14,3 \mu\text{m}$  linear variabel mit einer Halbwertsbreite (HW) der Transmission von ca. 1 % der selektierten Wellenlänge. Da die Sensitivität des InSb-Sensors in einem Bereich zwischen  $1,3 \mu\text{m}$  und  $5,5 \mu\text{m}$  liegt, kann die Kamera lediglich den in Abbildung 4.3 grün markierten Bereich von ca.  $200^\circ$  der Radscheibe nutzen. Die Aufgabenstellungen am Fraunhofer-ICT erfordern die Messung des kompletten Spektralbereichs zwischen  $1,3 \mu\text{m}$  und  $5,5 \mu\text{m}$ , weshalb der Filterbereich nicht auf nur zwei Segmente reduziert werden kann. Dies hätte den Vorteil, dass die zwei vollständig nutzbaren Segmente doppelt in der Radscheibe implementiert werden könnten, um eine Verdopplung der Spektrenrate zu erzielen.



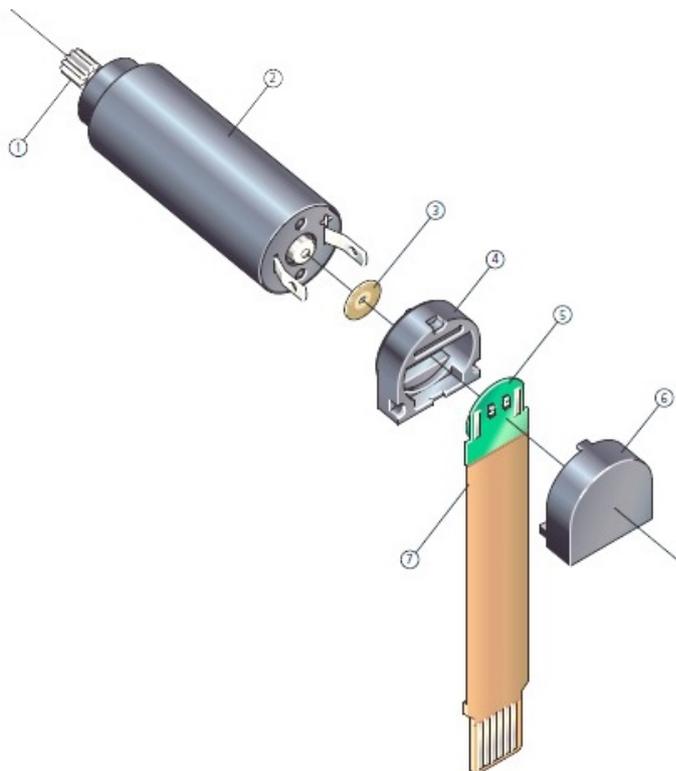
**Abbildung 4.3:** Filtrerradscheibe im Filtrerradmodul

Die Bohrungen am Rand der Filtrerradscheibe dienen zum feinen Ausgleich der Unwucht der Radscheibe, da die Filtersegmente verschiedene Maße sowie verschiedene Massedichten besitzen. Für die vorgesehenen Drehfrequenzen der Radscheibe von bis zu 50 Hz (3000 U/min) ist das Feinwuchten der Scheibe zwingend notwendig.

Die Radscheibe wird mit einem Bürstenlosen DC-Servomotor der Firma „Faulhaber“ (Modell: RS232) angetrieben. Der Motor ist für Drehzahlen zwischen 0,1 Hz und 200 Hz ausgelegt. Zur Ansteuerung des Motors wurde am Fraunhofer-ICT eine Software entwickelt, die die Steuerparameter an den Motor mittels einer seriellen Schnittstelle weiterleitet. Zur Winkelbestimmung der Drehachse ist an die Motorwelle ein Winkelencoder gekoppelt. Dieser wird im folgenden Kapitel 4.3 beschrieben.

### 4.3 Winkelencoder

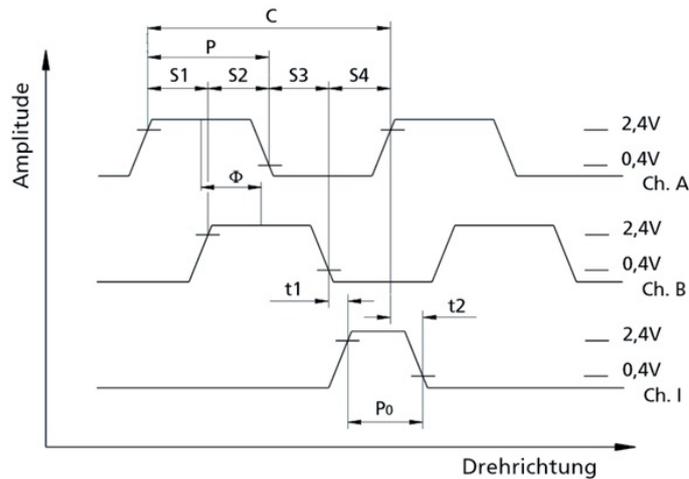
Der Winkelencoder basiert auf einer Metallscheibenblende, durch die im Durchlichtverfahren zwei um  $90^\circ$  phasenverschobene Ausgangssignale erzeugt werden (Kanäle A und B). Ein drittes zusätzliches Signal (Homeimpuls) definiert den Nulldurchgang der Drehung. Der schematische Aufbau des Drehmotors mit Winkelencoder ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Die Ausgangssignale können an den Anschlüssen des Flachbandkabels abgegriffen werden.



**Abbildung 4.4:** Aufbau des Drehmotors mit Winkelencoder [96]: ① Antriebswelle, ② Motor, ③ Kodierscheibe, ④ Adapterflansch, ⑤ Encoderplatine mit Chip, ⑥ Abdeckung, ⑦ Flachbandkabel

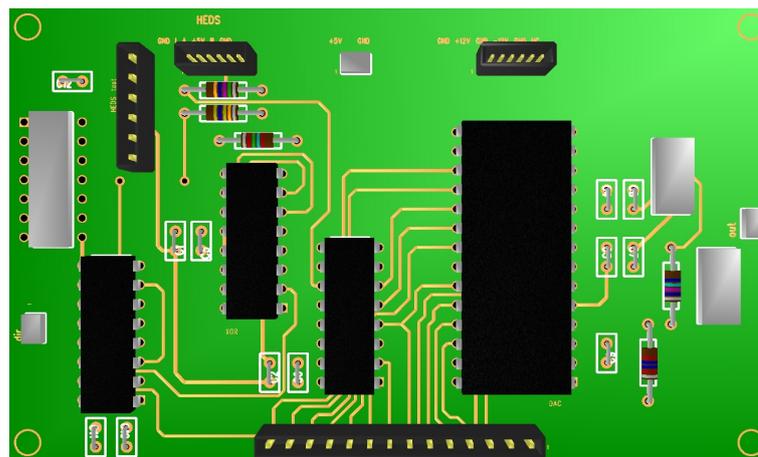
#### 4 Aufbau der Hyperspektralkamera

Durch die erzeugten Spannungsfanken der Ausgangssignale sowie dem Homeimpuls können sowohl Drehgeschwindigkeit, Drehrichtung als auch die Winkelposition bestimmt werden. Die Spannungssignale des Ausgangs sind in Abbildung 4.5 dargestellt.



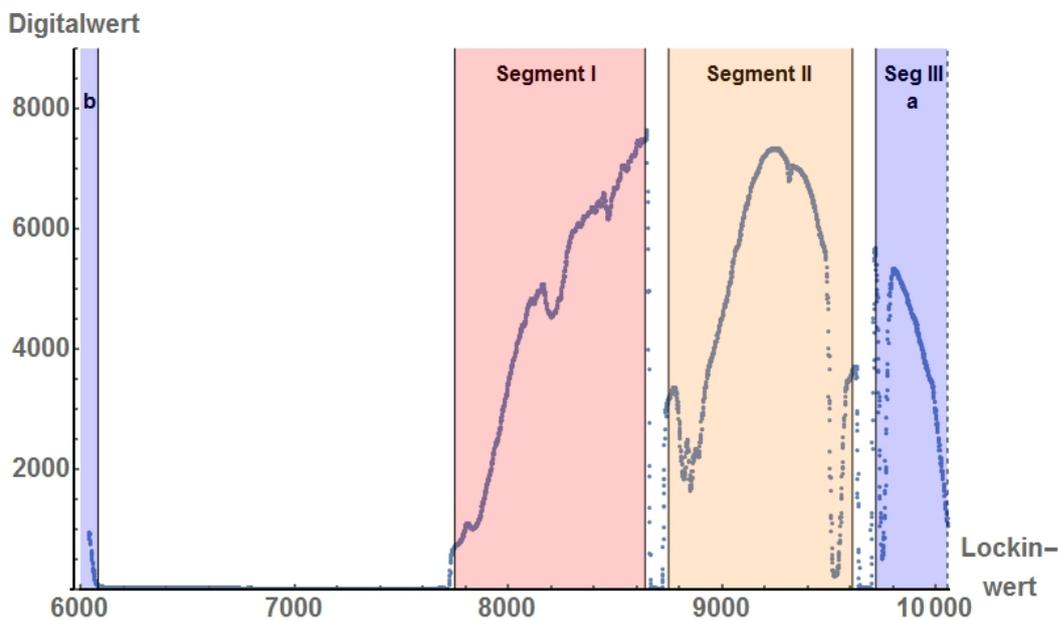
**Abbildung 4.5:** Ausgangssignale des Winkelencoders [97]

Zur Bestimmung der Winkelposition wurde am Fraunhofer-ICT eine Leiterplatte entworfen und gefertigt. Diese addiert die auf- und absteigenden Spannungsfanken der Kanäle A und B und wandelt den Summenwert durch einen Digital-Analog-Wandler (DAC) linear in ein analoges Spannungssignal zwischen 0 V und 5 V um. Die zwei phasenverschobenen Ausgangssignale des Encoders liefern je Umdrehung 2048 Spannungsfanken, was einer Winkelauflösung von  $0,176^\circ$  entspricht. Linear auf 5 V verteilt entspricht dies einem Anstieg des analogen Signals von 2,44 mV je Spannungsfanke. Nach jeder Umdrehung wird das Spannungssignal durch den Homeimpuls wieder auf 0 V zurückgesetzt. Der schematische Aufbau der Leiterplatte ist in Abbildung 4.6 gezeigt.



**Abbildung 4.6:** Schematischer Aufbau der Zählerschaltung mit DAC

Die von der Leiterplatte erzeugte Spannungsrampe wird schließlich auf den Lockin-Eingang des Kamerasystems geschaltet. Der Lockin-Eingang ermöglicht es, das Spannungssignal wiederum in Digitalwerte umzuwandeln, die als Metadaten zu den einzelnen Bildern eines aufgezeichneten Videos mitgespeichert werden. Der Digitalwert kann einer definierten Winkelstellung zugeordnet werden, die wiederum in Abhängigkeit zur Filtercharakteristik einer zentralen Wellenlänge (CWL) zugeordnet werden kann. Abbildung 4.7 zeigt die resultierenden digitalen Intensitätswerte bei der Messung eines grauen Strahlers mit einer Temperatur von 1200 °C. Die Digitalwerte der gemessenen Intensitäten sind über dem Lockin-Signal aufgetragen. Bei der angelegten Spannungsflanke von 0 – 5 V liegen die Lockin-Werte zwischen ca. 6000 und 10060. Die drei relevanten Filterbereiche (siehe Abbildung 4.3) sind anhand des Signals eindeutig erkennbar. Der Homeimpuls liegt im Bereich von Filtersegment 3, sodass hier die Spannungsflanke und damit der Lockin-Wert wieder zurückgesetzt wird.



**Abbildung 4.7:** Messung eines thermischen Kalibrierstrahlers bei 1200 °C

Mit Hilfe des Winkelencoders kann die Linearität des Drehmotors in Kombination mit der Radscheibe ermittelt werden. Dazu wurden bei verschiedenen Filterrad-Frequenzen  $\omega$  je 50.000 Bilder bei einer Aufzeichnungsrate von 1 kHz gemessen. Die aufgezeichneten Lockin-Werte aufgetragen über der Messpunkt Nr. ergeben idealerweise ein Dreieckssignal. Für jede ansteigende Flanke wird zwischen dem ersten und letzten Punkt der Flanke eine Gerade bestimmt. Die Standardabweichung der gemessenen Lockin-Werte gegenüber der Geraden ist ein Maß für die Abweichung zur Linearität der Drehbewegung. Abbildung 4.8 zeigt im oberen Bereich je eine exemplarische Lockin-Flanke und die zugehörige Gerade für zwei verschiedene Drehfrequenzen. In der unteren Grafik der Abbildung ist die Standardabweichung des Lockin-Signals zur Geraden gegenüber der Filterrad-Frequenz  $\omega$  aufgetragen. Die Abweichung zu einer ideal linearen

#### 4 Aufbau der Hyperspektralkamera

Drehbewegung nimmt zwischen 0,2 Hz und 2 Hz deutlich ab und bleibt ab ca. 10 Hz stabil auf einem sehr geringen Niveau. Dieser Grenzwert begründet sich zum einen aus dem statistischen Rauschen des Lockin-Signals und zum anderen aus der ganzzahligen Quantelung der digitalen Lockin-Werte.

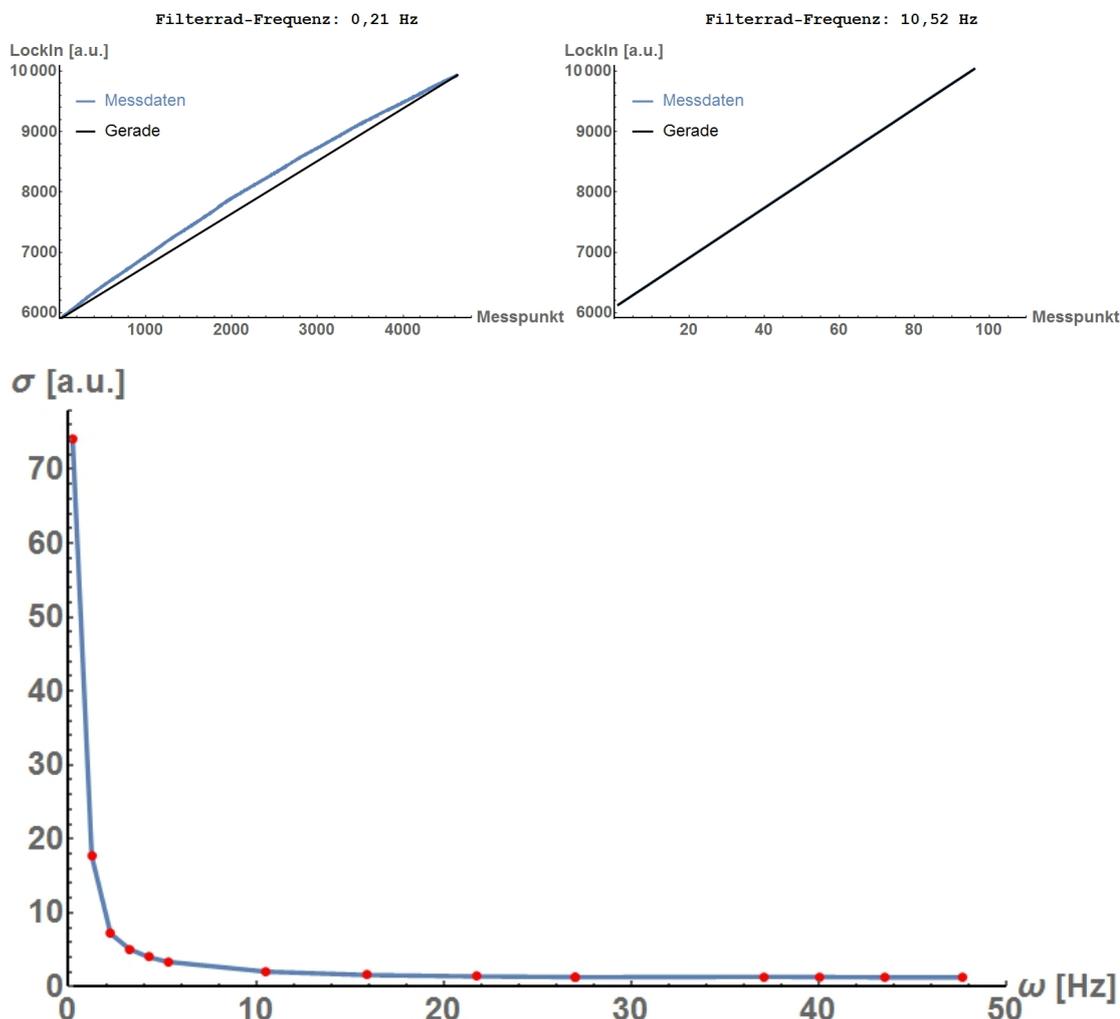


Abbildung 4.8: Linearität des Drehmotors

Die steigende Abweichung zu einer linearen Drehbewegung mit geringer werdender Drehfrequenz ist durch die Art des Antriebs erklärbar. Dieser ist ein elektrischer Antrieb, der die angestrebte Drehfrequenz durch gepulste Beschleunigungsintervalle regelt. Bei niedrigen Drehfrequenzen sind die Pulspausen relativ hoch, was dem System genügend Zeit zum Abbremsen durch Reibung liefert. Mit steigender Drehfrequenz sind die Beschleunigungspulse zeitlich immer enger aneinander, sodass die Drehbewegung linearer wird.

Die Abweichung zu einer linearen Raddrehung, vor allem bei niedrigen Drehfrequenzen von unter 1 Hz, verdeutlicht, dass es bei diesem System wichtig ist, die Radposition

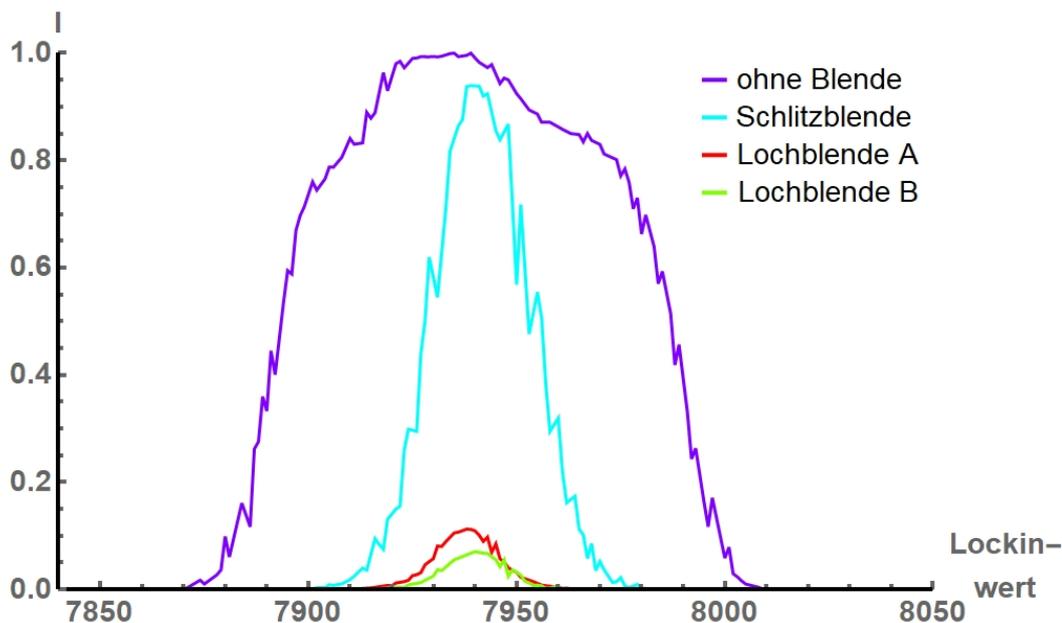
durch den Winkelencoder aufzulösen und nicht nur lediglich die Spanne zwischen zwei Homeimpulsen linear zu interpolieren. Bei höheren Raddrehfrequenzen ist die Winkelpositionsauflösung durch den Encoder ebenso notwendig, da der Homeimpuls im Allgemeinen zwischen zwei aufgezeichneten Bildern liegt. Die Genauigkeit wäre dann auf den Drehwinkel zwischen zwei Bildern beschränkt. Beispielsweise bei einer Raddrehfrequenz von 10 Hz und einer Bildaufnahme rate von 1 kHz ergeben sich 100 Bilder je Umdrehung und damit eine Winkelgenauigkeit von lediglich  $3,6^\circ$ . Die Winkelgenauigkeit des Encoders hingegen liegt bei ca.  $\frac{360^\circ}{2048} = 0,176^\circ$ , unabhängig von der Raddrehfrequenz und der Aufnahme frequenz.

## 4.4 Optik

Auf dem Weg zum Sensor wird die eingehende Strahlung zunächst durch ein für den sensitiven Wellenlängenbereich des Sensors geeignetes Objektiv fokussiert. Das verwendete Objektiv hat eine Brennweite von 100 mm. In Kombination mit der Sensorgröße ergibt sich dadurch im Vollbildmodus ein Sichtfeld von  $5,5^\circ \times 4,4^\circ$ , bzw. von ca. 0,3 mrad je Pixel [98]. Zum Ändern des Sichtbereichs sind für das verwendete Kameramodell weitere Objektive mit unterschiedlichen Brennweiten vorhanden. Auf einen Wechsel des Objektivs wird in dieser Arbeit jedoch verzichtet, da alle Kalibriermessungen (siehe Kapitel 5) bei Änderung der optischen Komponenten ungültig werden.

Zwischen dem Objektiv und der Filtrerradscheibe kann eine Blendscheibe eingesetzt werden. Diese erhöht einerseits die Tiefenschärfe des Systems und verringert andererseits den Bereich auf dem Verlaufsfiter, den die Strahlen auf dem Weg zum Sensor passieren, wodurch die spektrale Auflösung des Messsystems erhöht wird. Nachteil dabei ist jedoch, dass die Lichtempfindlichkeit des Systems sinkt. Daher muss eine geeignete Blendengröße gewählt werden, um eine möglichst günstige Balance zwischen Vor- und Nachteilen zu erhalten. Die Auswirkungen verschiedener Blenden sind im Vorfeld schwierig zu bestimmen und werden daher experimentell getestet.

Zur Überprüfung des Einflusses einer Blende wird monochromatisches Laserlicht auf eine Wand gestrahlt. Der Leuchtfleck wird mit dem Messsystem gemessen. Der Intensitätsverlauf der beleuchteten Pixel in Abhängigkeit zur Filtrerradstellung, die durch den Lockin-Wert repräsentiert wird, erlaubt einen relativen Vergleich der Sensitivitäten und spektralen Auflösungen des Messsystems in verschiedenen Blendenkonfigurationen. Getestet wurden eine Schlitzblende mit einer Öffnung von ca.  $10 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ , eine Lochblende (A) mit einem Durchmesser der Öffnung von ca. 2 mm und eine zweite Lochblende (B) mit einem Durchmesser der Öffnung von ca. 1 mm. Als Referenz wurde außerdem eine Messung ohne Blende durchgeführt. Die gemessenen Intensitätsverläufe sind in Abbildung 4.9 dargestellt.



**Abbildung 4.9:** Messung eines Laserpunkts mit verschiedenen Blenden

Damit die Messwerte optimal innerhalb des Dynamikbereichs der Kamera liegen, wurde für die Messungen ohne Blende und mit Schlitzblende die Integrationszeit der Kamera auf  $t_{Int} = 100 \mu\text{s}$  gesetzt. Für die Messungen der Lochblenden wurde die Integrationszeit auf  $t_{Int} = 500 \mu\text{s}$  erhöht. Zur Vergleichbarkeit der Intensitätswerte wurden diese durch die eingestellte Integrationszeit der Kamera dividiert und auf das Maximum der Messung ohne Blende normiert.

Aus den Intensitätskurven ist ersichtlich, dass die Schlitzblende die maximale Intensität nur geringfügig reduziert. Die Breite des Intensitätspeaks nimmt jedoch deutlich ab, was eine signifikante Erhöhung der spektralen Auflösung des Messsystems bedeutet. Die beiden Lochblenden erhöhen nochmals deutlich die spektrale Auflösung. Vor allem, da beachtet werden muss, dass die Integrationszeiten bei den Messungen in Lochblendenkonfiguration um einen Faktor 5 erhöht wurden. Dies bedeutet, dass während des Belichtungsprozesses die Filterradscheibe den 5-fachen Weg zurücklegt. Dennoch ist die spektrale Auflösung erhöht. Die maximale Intensität fällt jedoch deutlich auf ca. 10 % ab.

Da bei den Messaufgaben, für die dieses Messsystem vorgesehen ist, intensive Strahlungsintensitäten auftreten, wurde entschieden, dass die Erhöhung der spektralen Auflösung wichtiger anzusehen ist, als die Reduktion des Intensitätssignals. Die spektrale Auflösung des Systems ist jedoch durch die Charakteristik der Filtersegmente limitiert. Lochblende B erhöht die spektrale Auflösung nur geringfügig bei weiterem Einbruch der Intensität. Es wurde daher entschieden, dass Lochblende A verwendet wird.

## 5 Datenaufbereitung

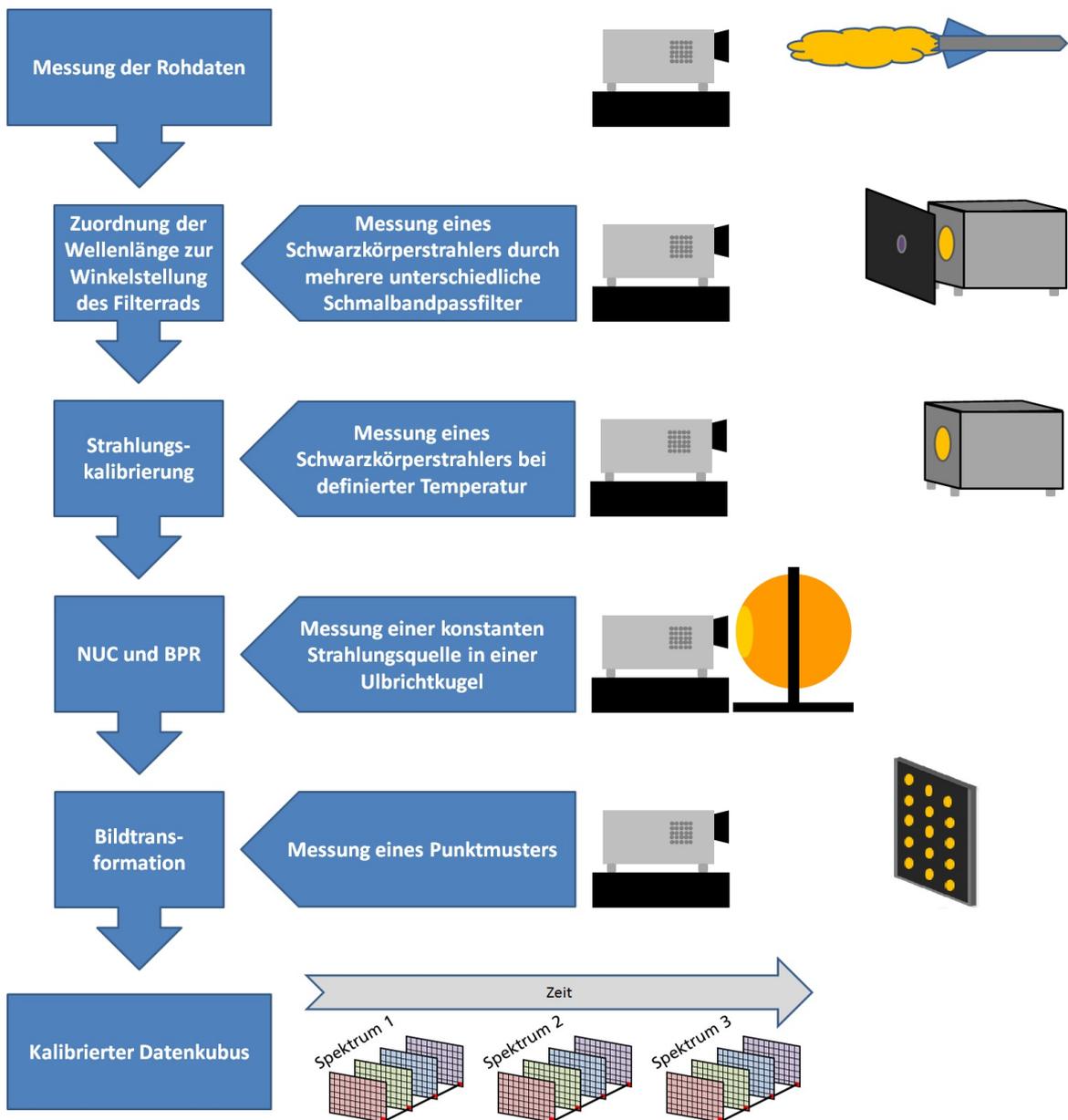
Die Messdaten, die das Kamerasystem aufzeichnet, werden über ein CamLink-Kabel an den Steuerrechner weitergeleitet und in einem spezifischen proprietären Format des Kameraherstellers (siehe Kapitel 3.1) abgespeichert. Die Daten beinhalten die digitalisierten gesammelten Ladungswerte der Sensormatrix sowie die digitalisierten Werte der an den Lockin-Eingang der Kamera angelegten Spannung. Zur Weiterverarbeitung der Messdaten mit dem Computeralgebrasystem *Mathematica* werden diese durch ein Batchprogramm in ein für große Datenmengen gebräuchliches hierarchisches Datenformat (HDF5) umgewandelt. Dieses Datenformat kann von *Mathematica* sowohl importiert, manipuliert als auch exportiert werden.

Damit die aufgezeichneten Rohdaten, die zunächst durch Matrizen aus Digitalwerten dargestellt werden, in die physikalische Größe spektrale Strahlstärke transformiert werden können, müssen mehrere Korrekturen und Kalibrierprozeduren erfolgen. Im ersten Schritt wird dazu die zentrale Wellenlänge (CWL) bestimmt, die die Filterradscheibe abhängig von ihrer Winkelstellung maximal durchlässt. Wegen dem linearen Gradienten und der optischen Dichte der Filtersegmente, hängt die transmittierte CWL gemäß den strahlenoptischen Gesetzen auch von dem Pixelort auf dem Sensor ab. Da das Response-signal des verwendeten InSb-Sensors nahezu über den gesamten Dynamikbereich linear zur einfallenden Strahlstärke ist [94], können anschließend durch Vergleichsmessungen einer Strahlungsquelle, deren Spektrum gut bekannt ist (grauer Strahler), die gemessenen Digitalwerte in Abhängigkeit zur Stellung der Filterradscheibe in die physikalische Einheit spektrale Strahlstärke umgerechnet werden. Leider besitzen geeignete Kalibrierquellen für gewöhnlich nur eine kleine Apertur, was die Abbildung nur auf einem kleinen Ausschnitt des Sensorbereichs erlaubt. Die Ergebnisse können jedoch nicht direkt auf den ganzen Sensorbereich übertragen werden, da zum einen durch die optische Abbildung die Randbereiche im Allgemeinen lichtschwächer sind und zum anderen die Sensitivität der einzelnen Pixel nicht homogen ist. Daher wird anschließend eine großflächige homogene Beleuchtung mit einer Ulbrichtkugel realisiert. Das Strahlungsspektrum der Ulbrichtkugel wird durch die Vergleichsmessung am Kalibrierstrahler bestimmt. Da alle Pixel das gleiche Strahlungsspektrum in der Ulbrichtkugel betrachten, kann dadurch jeder einzelne Pixel individuell kalibriert werden. Mit dieser Vorgehensweise ist die Nichtuniformitätskorrektur (NUC) in den Kalibrierfunktionen enthalten, da jeder einzelne Pixel eine eigene Kalibrierfunktion erhält. Des Weiteren können durch die homogene Beleuchtung defekte Pixel identifiziert und deren Messwerte ggf. durch Messwerte benachbarter Pixel ersetzt werden (Bad

## 5 Datenaufbereitung

Pixel Replacement (BPR)). Im letzten Schritt müssen die Bilder bei unterschiedlichen Radstellungen geometrisch transformiert werden, um denselben Ort auf dem selben Pixel abzubilden. Diese Korrektur ist notwendig, da die Filtersegmente auf Substraten unterschiedlicher Materialien basieren und auch nicht exakt planparallel in die Filtrerradscheibe eingeklebt werden konnten.

Abbildung 5.1 zeigt die einzelnen Datenverarbeitungsschritte in einer Übersicht. Die einzelnen Schritte werden in den folgenden Unterkapiteln detailliert beschrieben.



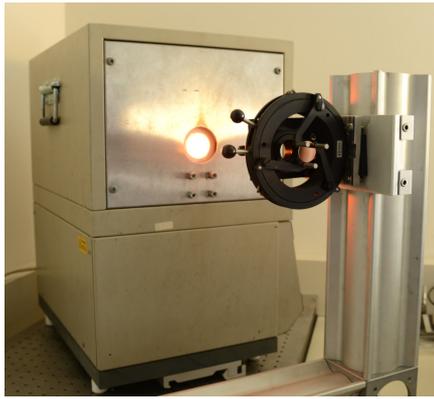
**Abbildung 5.1:** Schematische Darstellung der Datenaufbereitung

## 5.1 Spektrale Zuordnung

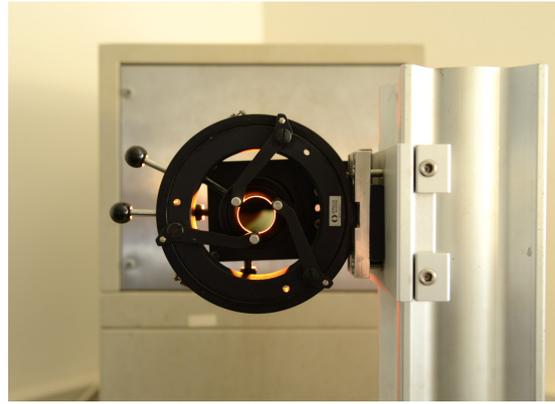
Das Strahlenbündel passiert von der Messszene ausgehend zunächst das Objektiv, anschließend die Lochblende und gelangt schließlich nach Durchstrahlen des zirkularen Verlaufsfilters auf den Sensor. Die Lochblende, die in der optischen Achse liegt, wird in folgender Betrachtung als Punktquelle genähert. Ausgehend von dieser Punktquelle passieren die Strahlenbündel, die auf unterschiedliche Pixel des FPA treffen, den Verlaufsfilter an unterschiedlichen Orten  $x/y$  sowie mit einem unterschiedlichen Durchstrahlwinkel  $\alpha$ . Bei einer konstanten Drehstellung der Filterradscheibe wird daher ein spektraler Gradient auf dem Sensor erwartet.

Als optische Achse wird die gedachte Gerade definiert, die das Objektiv und die Lochblende mittig und das FPA orthogonal durchstößt. Bei Rotation der Filterradscheibe durchqueren die Filtersegmente die optische Achse näherungsweise orthogonal in senkrechter Richtung ( $y$ -Richtung des Sensors). Der Gradient des Filters ist linear in zirkularer Richtung. Dabei liegen die Mittelpunkte der Kreisringsegmente näherungsweise auf der Drehachse der Radscheibe. Nun gilt es festzustellen, bei welcher Wellenlänge das Transmissionsmaximum liegt, abhängig zur Radstellung, die durch den Lockin-Wert repräsentiert wird und zur Pixelposition auf dem Sensor.

Zu diesem Zweck wird das kontinuierliche Spektrum eines grauen Kalibrierstrahlers durch mehrere unterschiedliche schmalbandige (HW zwischen ca. 10 nm und 80 nm) Interferenz-Bandpassfilter an je 45 unterschiedlichen Positionen gemessen. Der Kalibrierstrahler wird dabei auf eine Temperatur von 1200 °C erhitzt, um genügend Strahlungsleistung im gesamten Spektralbereich zwischen 1,3  $\mu\text{m}$  und 5,5  $\mu\text{m}$  zu erzeugen. In ca. 30 cm Abstand zur Strahlungsquelle wird eine Lochblende und kurz dahinter der Filterhalter positioniert (siehe Abbildung 5.2). Die Hyperspektralkamera wird in einem Abstand von ca. 4,70 m zum Kalibrierstrahler auf einem Schwenk-/Neigekopf so montiert, dass die Strahlung von der Quelle auf dem Weg zur Kamera die externe Lochblende und den Filterhalter durchstrahlt. Der Schwenk-/Neigekopf wird genutzt, um die Strahlungsquelle auf den verschiedenen definierten Bereichen auf dem Sensor abzubilden. Als Bandpassfilter werden die Filter aus Tabelle 5.1 verwendet. Diese beinhalten für jedes der drei Filtersegmente mindestens zwei passende Bandpassfilter, d. h. deren CWL liegt im Bereich des Filtersegments. Dies ist ausreichend, da der spektrale Gradient linear zum Drehwinkel der Radscheibe ist. Die 45 definierten Sensorbereiche sind rasterförmig angeordnet und als rote Bereiche in Abbildung 5.3 dargestellt. Abbildung 5.3 zeigt beispielhaft ein Bildmosaik, das aus 45 einzelnen Messungen des Bandpassfilters Nr. 1 zusammengesetzt ist. Die Intensität im Bild entspricht der gemittelten Intensität der einzelnen Messungen im Lockin-Bereich, bei dem Filter Nr. 1 transparent erscheint. Jede Messung wurde mit einer Bildfrequenz von  $f = 350$  Hz, einer Raddrehfrequenz von ca.  $\omega \approx 1$  Hz, einer Integrationszeit von  $t_{Int} = 1000$   $\mu\text{s}$  und einer Bildaufzeichnung von 5000 Bildern durchgeführt. Insgesamt ergibt dies 450 Messungen, bzw. 2.250.000 Bilder, die ausgewertet wurden.



(a) Blickrichtung schräg von der Seite auf den Filter

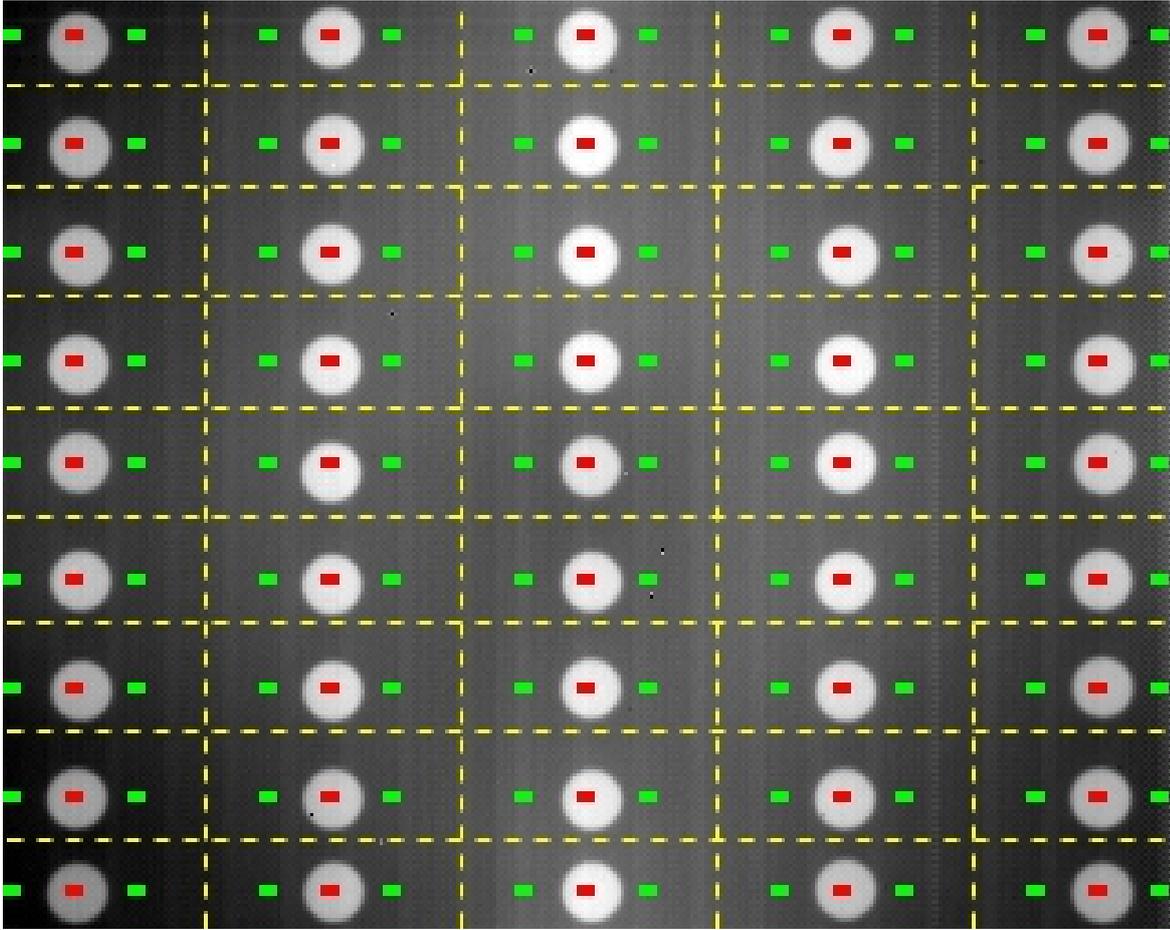


(b) Blickrichtung von der Hyperspektralkamera senkrecht auf den Filter

**Abbildung 5.2:** Versuchsaufbau zur Messung der Kalibrierfilter**Tabelle 5.1:** Verwendete Kalibrierfilter

Filter Nr.	CWL [nm]	HW [nm]	Passend zu
1	1557,41	19,37	Segment I
2	1696,35	9,93	Segment I
3	1809,09	9,22	Segment I
4	2079,78	9,46	Segment I
5	2201,11	10,51	Segment I
6	2715,90	50,63	Segment II
7	3453,88	16,56	Segment II
8	3804,31	41,39	Segment II
9	4516,09	43,54	Segment III
10	5352,25	78,46	Segment III

Die CWL des Filtersegments stimmt mit der des Bandpassfilters überein, wenn auf dem Sensorbereich, auf dem der Bandpassfilter abgebildet wird, die maximale Intensität gemessen wird. Zur Bestimmung der zugehörigen Lockin-Werte wird jeweils von der im roten Bereich gemittelten Intensität (siehe Abbildung 5.3) die gemittelte Intensität in den beiden grünen danebenliegenden Bereichen als Offset subtrahiert. Der Offset wurde dabei absichtlich symmetrisch und horizontal ( $x$ -Richtung) zu dem Filterbereich ermittelt, da der spektrale Gradient in horizontaler Richtung deutlich geringer ist, als in vertikaler Richtung ( $y$ -Richtung). Die offsetkorrigierten Intensitätswerte werden in Abhängigkeit zum gemessenen Lockin-Signal aufgetragen. An diese Messkurven werden unter Verwendung der Software *Mathematica* Gauß-Kurven (Gleichung 5.1) angenähert. Der Parameter  $\mu_G$  definiert dabei den Lockin-Wert des Intensitätsmaximums. Die Messpunkte sowie die zugehörigen approximierten Gauß-Kurven sind beispielhaft für eine feste  $x$ -Position in den Abbildungen 5.4 bis 5.6 dargestellt. Die Verschiebung der Intensitätsmaxima über dem Lockin-Wert abhängig zur  $y$ -Position auf dem Sensor ist gut erkennbar.



**Abbildung 5.3:** Bildmosaik der spektralen Kalibriermessungen von Filter 1

$$D_{x,y}(l) = a_G \cdot e^{-\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{l - \mu_G}{\sigma_G}\right)^2} \quad (5.1)$$

Die vom Ort auf dem Sensor und der CWL des Bandpassfilters abhängigen ermittelten Lockin-Werte (Anhang Tabelle 10.1) dienen als Stützstellen des im Folgenden bestimmten Wellenlängenzuordnungsmodells. Dieses Modell beschreibt die Abhängigkeit der transmittierten CWL zur Position auf dem Sensor und zur Stellung des Filterrads. Es muss unter Berücksichtigung des optischen Strahlengangs erstellt und anschließend verifiziert werden. Zunächst wird dazu der optische Strahlengang zwischen der Lochblende und dem Sensor genauer betrachtet werden. Dieser ist als Schnitt senkrecht zur Drehrichtung der Radscheibe schematisch in Abbildung 5.7a dargestellt. Auf der rechten Seite befindet sich die Lochblende durch deren Zentrum die optische Achse verläuft. Bevor der Strahl auf den Sensor trifft, passiert dieser das Filtersegment, das aus einem Substrat und der Interferenzschicht zusammengesetzt ist. Das Zentrum der Lochblende wird näherungsweise als Punktquelle betrachtet.

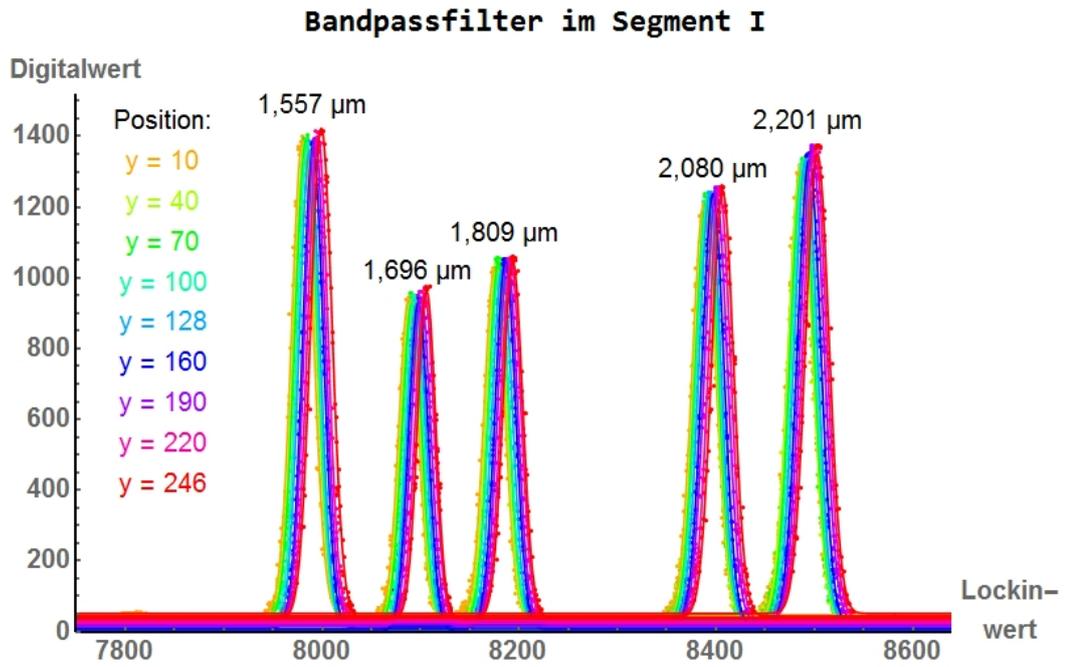


Abbildung 5.4: Messung der Kalibrierfilter für Segment I bei festem  $x$ -Wert

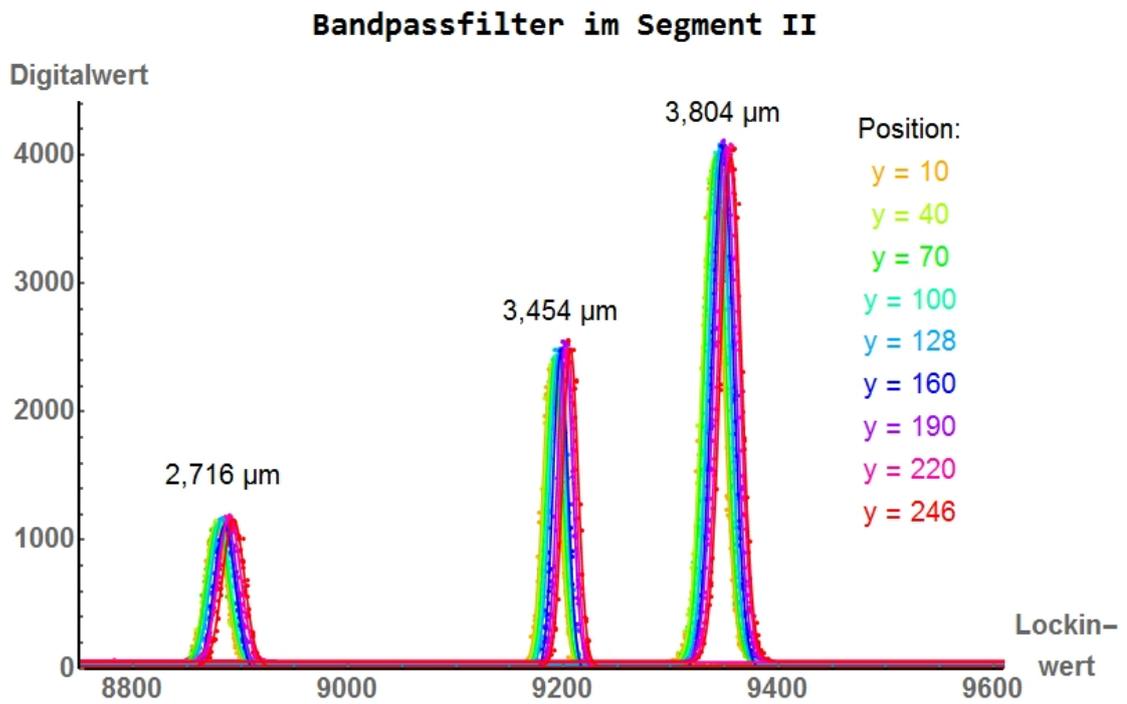
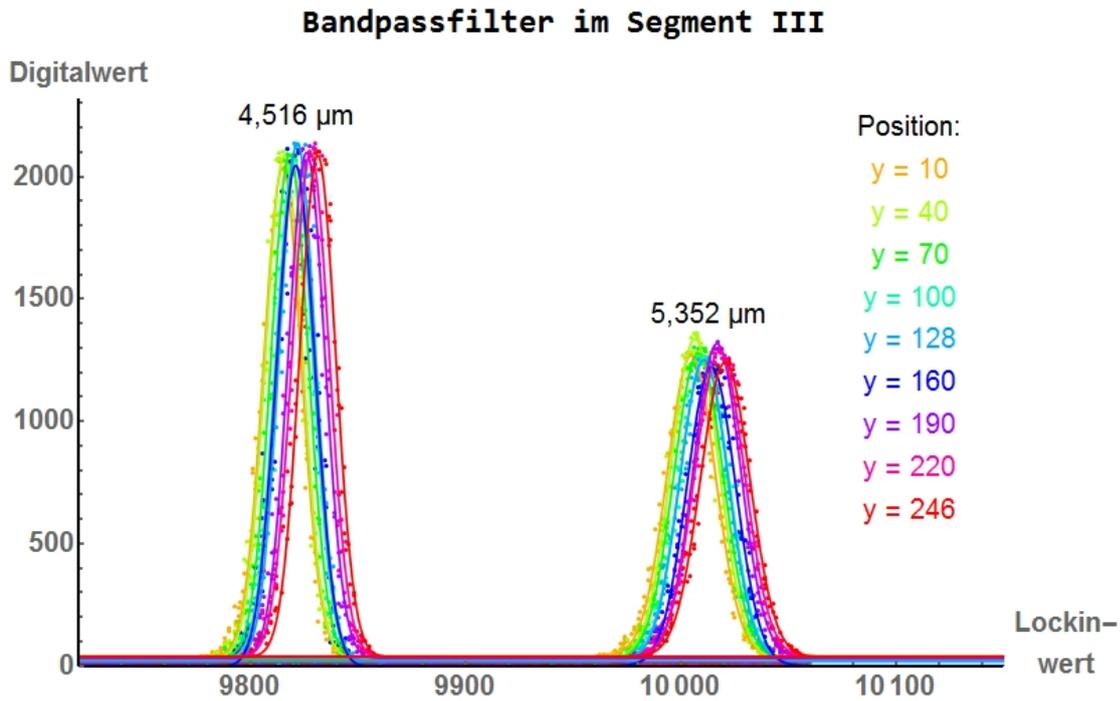


Abbildung 5.5: Messung der Kalibrierfilter für Segment II bei festem  $x$ -Wert



**Abbildung 5.6:** Messung der Kalibrierfilter für Segment III bei festem  $x$ -Wert

Da der spektrale Gradient der Filtersegmente in zirkularer Richtung linear verläuft und die Winkelstellung zum zugehörigen Lockin-Wert  $l$  ebenfalls linear ist, kann ein linearer Zusammenhang der CWL  $\lambda$  innerhalb eines Filtersegments auf der optischen Achse ( $x_0/y_0$ ) zum Lockin-Wert angenommen werden.

$$\lambda_{x_0,y_0}(l) = m_1 \cdot l + \alpha_0 \quad (5.2)$$

### 5.1.1 Einfluss des Filtergradienten

Weicht die Position auf dem Sensor von der optischen Achse ab, passiert der Lichtstrahl das Filtersegment an einer anderen Stelle. Auf Grund des zirkularen Gradienten des Filtersegments ändert sich die transmittierte Wellenlänge linear mit dem Winkel  $\Theta$ , der sich zwischen den Strecken Drehachse zur optischen Achse ( $x_0/y_0$ ) und Drehachse zur Messposition ( $x_i/y_i$ ) aufspannt (siehe Abbildung 5.7b). Obwohl sich das Filtersegment nicht direkt auf der Sensorposition befindet, sondern zwischen dem Sensor

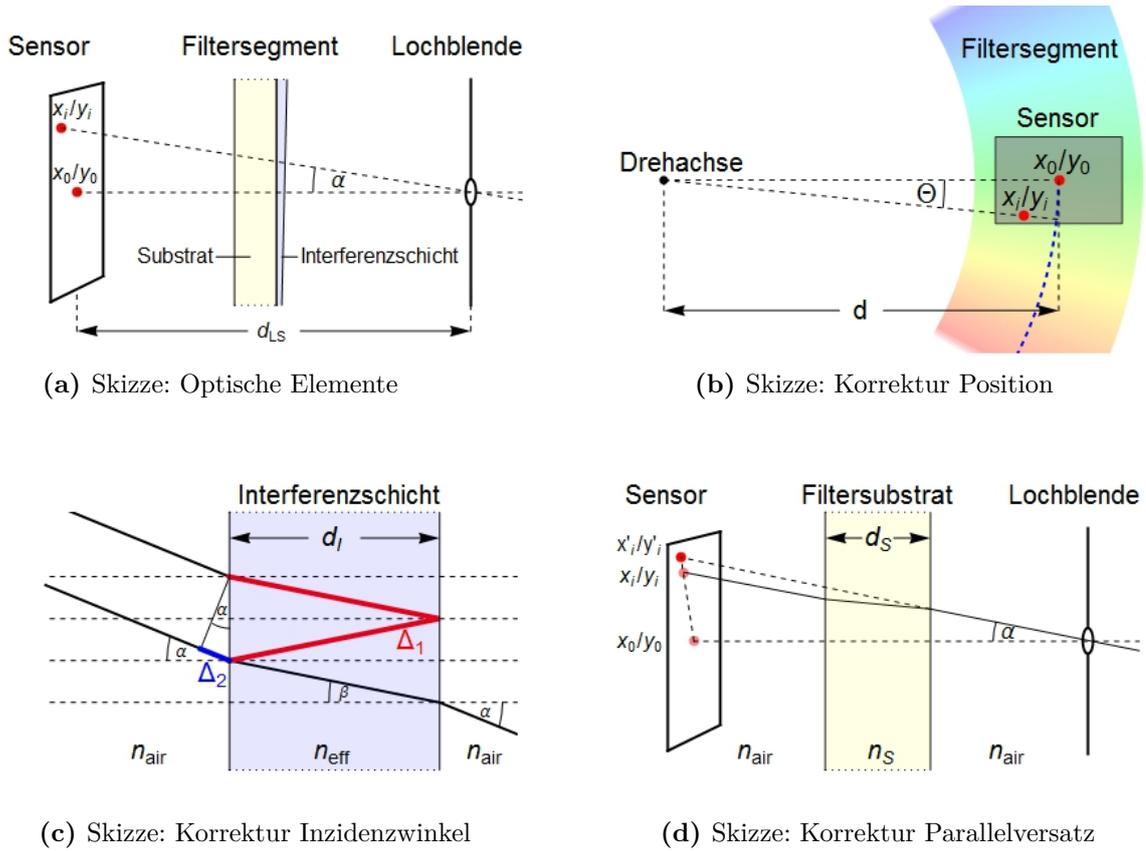


Abbildung 5.7: Skizzen des vereinfachten optischen Strahlengangs

und der Lochblende, bleibt die Abhängigkeit der CWL zum Winkel  $\Theta$  gemäß dem Strahlensatz dennoch linear. Dadurch ergibt sich für das Zuordnungsmodell zunächst Gleichung 5.3. Bei dieser Betrachtung wurde angenommen, dass das Filtersegment in guter Näherung planparallel zum Sensor angeordnet ist. Der Schichtdickengradient der Interferenzschicht kann vernachlässigt werden, da die Interferenzschicht bei Interferenz-Bandpassfiltern für gewöhnlich im Mikrometerbereich liegt [99].

$$\begin{aligned}
 \lambda_{x,y}(l) &= m_1 \cdot l + \alpha_0 + m_2 \cdot \Theta \\
 &= m_1 \cdot l + \alpha_0 + m_2 \cdot \arctan \left[ \frac{\Delta y}{\Delta x} \right] \\
 &= m_1 \cdot l + \alpha_0 + m_2 \cdot \arctan \left[ \frac{y - y_0}{x - x_0 + d} \right]
 \end{aligned} \tag{5.3}$$

### 5.1.2 Einfluss des Inzidenzwinkels

Abhängig von der Pixelposition passiert der Strahl die Interferenzschicht im Allgemeinen nicht senkrecht, sondern schräg mit dem Inzidenzwinkel  $\alpha$ . Damit geht eine Verschiebung des Transmissionsprofils einher. Dieses verschiebt sich mit steigendem Winkel  $\alpha$  in Richtung kürzerer Wellenlängenwerte [100]. Genähert kann die Interferenzschicht, die real aus vielen einzelnen Schichten mit unterschiedlichen optischen Dichten besteht, als ein Material mit dem effektiven Brechungsindex  $n_{eff}$  betrachtet werden. An den Grenzflächen der Interferenzschicht treten dabei Mehrfachreflexionen auf. Der unreflektierte Teilstrahl interferiert auf dem Sensor wieder mit den mehrfachreflektierten Teilstrahlen. Der Versatz der mehrfachreflektierten Teilstrahlen ist im Vergleich zum Abstand des Filters zum Sensor sehr klein, sodass der unreflektierte Strahl und die mehrfachreflektierten Strahlen als parallel zueinander angenommen werden können. Der Strahlengang des unreflektierten und des ersten mehrfachreflektierten Strahls ist in Abbildung 5.7c skizziert. Der Gangunterschied der Strahlen ergibt sich dabei aus der Differenz der blau und rot eingezeichneten Teilstrahlen  $\Delta_1$  und  $\Delta_2$ . Mit Hilfe des Snellius'schen Gesetzes  $n_1 \cdot \sin \alpha = n_2 \cdot \sin \beta$  und der optischen Dichte von Luft  $n_{air} \approx 1$  berechnet sich dieser wie folgt:

$$\begin{aligned}
 \Delta\lambda &= \Delta_1 - \Delta_2 \cdot \frac{1}{n_{eff}} \\
 &= 2 \cdot \frac{d_I}{\cos(\beta)} - 2 \cdot d \cdot \tan(\beta) \cdot \sin(\alpha) \cdot \frac{1}{n_{eff}} \\
 &= 2 \cdot d_I \cdot \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{n_{eff}^2} \cdot (\sin(\alpha))^2}} - \frac{\frac{1}{n_{eff}^2} \cdot (\sin(\alpha))^2}{\sqrt{1 - \frac{1}{n_{eff}^2} \cdot (\sin(\alpha))^2}} \right) \quad (5.4) \\
 &= 2 \cdot d_I \cdot \sqrt{1 - \frac{1}{n_{eff}^2} \cdot (\sin(\alpha))^2}
 \end{aligned}$$

Damit die mehrfachreflektierten Teilstrahlen konstruktiv interferieren muss gelten:  $\Delta\lambda = \lambda$  Bei einem senkrechten Inzidenzwinkel ( $\alpha = 0$ ) ergibt sich:  $\lambda = 2 \cdot d_I = \lambda_0$

Damit wird Gleichung 5.4 zu:

$$\begin{aligned}
 \lambda &= \lambda_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{1}{n_{eff}^2} \cdot (\sin(\alpha))^2} \\
 &= \lambda_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{1}{n_{eff}^2} \cdot \left( \sin \left( \arctan \left( \frac{\sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}}{d_{LS}} \right) \right) \right)^2} \\
 &= \lambda_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{1}{n_{eff}^2} \cdot \left( \frac{\frac{\sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}}{d_{LS}}}{\sqrt{1 + \frac{\Delta x^2 + \Delta y^2}{d_{LS}^2}}} \right)^2} \\
 &= \lambda_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{\Delta x^2 + \Delta y^2}{n_{eff}^2 \cdot (d_{LS}^2 + \Delta x^2 + \Delta y^2)}} \\
 &= \lambda_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{n_{eff}^2 \cdot (d_{LS}^2 + (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2)}}
 \end{aligned} \tag{5.5}$$

Hierbei wurde die Interferenzschicht als ein homogenes Material mit dem Brechungsindex  $n_{eff}$  genähert und das Substrat nicht berücksichtigt. Formel 5.5 gilt daher nur für kleine Winkel  $\alpha \leq 20^\circ$  [100]. Der Abstand zwischen dem Sensor und der Lochblende beträgt ca.  $d_{LS} \approx 41$  mm. Der Pixelabstand des Sensors beträgt  $30 \mu\text{m}$ . Der Sensor besteht aus 256 Pixelzeilen und 320 Pixelspalten. Da nicht auszuschließen ist, dass die optische Achse nicht direkt die Sensormitte durchstößt, wird eine maximale Pixeldifferenz zwischen optischer Achse und Randpixel von 150 bzw. 200 Pixeleinheiten zur Abschätzung des maximalen Winkels  $\alpha$  zugelassen. Der maximal mögliche Winkel  $\alpha$  ergibt sich damit aus:  $\alpha_{max} = \arctan \frac{\sqrt{150^2 + 200^2} \cdot 30 \mu\text{m}}{41 \text{ mm}} \approx 10,4^\circ$  Formel 5.5 ist somit als Näherung zulässig.

Mit Berücksichtigung von Formel 5.5 wird aus dem Modell 5.3 zunächst:

$$\begin{aligned}
 \lambda_{x,y}(l) &= \left( m_1 \cdot l + \alpha_0 + m_2 \cdot \arctan \left[ \frac{y - y_0}{x - x_0 + d} \right] \right) \cdot \\
 &\quad \sqrt{1 - \frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{n_{eff}^2 \cdot (d_{LS}^2 + (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2)}}
 \end{aligned} \tag{5.6}$$

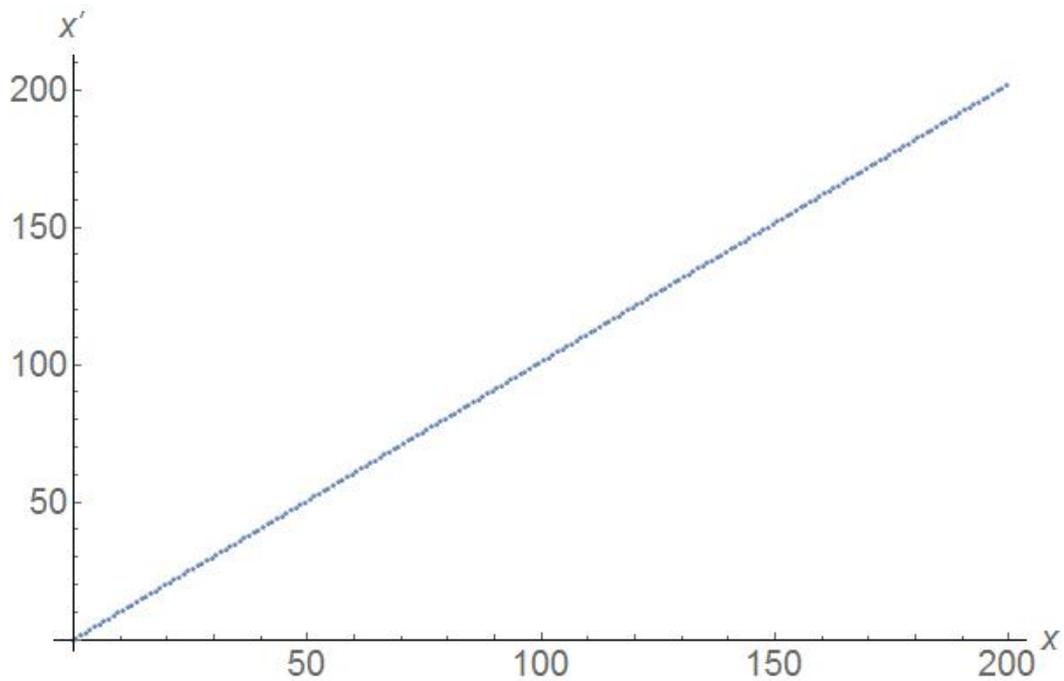
### 5.1.3 Einfluss der optischen Brechung

Eine weitere Korrektur erfordert der Parallelversatz des Strahlengangs, welcher aus der optischen Brechung beim Eintritt in das optisch dichtere Filtersegment und beim Wiederaustritt aus dem Filtersegment resultiert. Da die Dicke der Interferenzschicht im Vergleich zur Gesamtdicke des Filtersegments vernachlässigbar ist, wird im Folgenden nur der Parallelversatz im Filtersubstrat betrachtet (Abbildung 5.7d). Der Parallelversatz entspricht gerade der Differenz der beiden Gegenkatheten der gedachten rechtwinkligen Dreiecke im Filtersubstrat, die als Hypotenuse den gebrochenen Strahl bzw. den fiktiven ungebrochenen Strahl enthalten. Der Positionswert in Gleichung 5.6 muss durch die korrigierte Position  $x'/y'$  ersetzt werden. Dieser Wert kann durch Kenntnis der optischen Dichte der Luft  $n_{air} (\approx 1)$  und des Substrats  $n_{Sub.}$  sowie durch die Substratdicke  $d_{Sub.}$  und dem Abstand zwischen der Lochblende und dem Sensor  $d_{LS}$  unter Verwendung des Snellius'schen Brechungsgesetzes berechnet werden.

$$\begin{aligned}
 x &= x' - ((d_S \cdot \tan(\alpha)) - (d_S \cdot \tan(\beta))) \\
 &= x' - d_S \cdot \left( \frac{x'}{d_{LS}} - \tan \left( \arcsin \left( \frac{1}{n_S} \cdot \sin(\alpha) \right) \right) \right) \\
 &= x' - d_S \cdot \left( \frac{x'}{d_{LS}} - \frac{\frac{1}{n_S} \cdot \sin \left( \arctan \left( \frac{x'}{d_{LS}} \right) \right)}{\sqrt{1 - \frac{1}{n_S^2} \cdot \sin \left( \arctan \left( \frac{x'}{d_{LS}} \right) \right)^2}} \right) \\
 &= x' - d_S \cdot \left( \frac{x'}{d_{LS}} - \frac{\frac{1}{n_S} \cdot \frac{\frac{x'}{d_{LS}}}{\sqrt{1 + \frac{x'^2}{d_{LS}^2}}}}{\sqrt{1 - \frac{1}{n_S^2} \cdot \frac{\frac{x'^2}{d_{LS}^2}}{1 + \frac{x'^2}{d_{LS}^2}}}} \right) \tag{5.7} \\
 &= x' \cdot \left( 1 - \frac{d_S}{d_{LS}} + \frac{d_S}{n_S \cdot d_{LS} \cdot \sqrt{1 + \frac{x'^2}{d_{LS}^2}} \cdot \sqrt{1 - \frac{x'^2}{n_S^2 \cdot d_{LS}^2 \cdot \left(1 + \frac{x'^2}{d_{LS}^2}\right)}}} \right)
 \end{aligned}$$

Gleichung 5.7 gilt analog für die Korrektur der  $y$ -Werte. Leider kann die Gleichung nicht analytisch nach  $x'$  aufgelöst werden. Daher wird ein numerischer Ansatz gewählt. Zunächst werden die konstanten Parameter abgeschätzt. Die Abstände sol-

len in Einheiten von Pixeln angegeben werden. Der Pixelabstand zwischen zwei benachbarten Pixeln beträgt  $30 \mu\text{m}$ . Damit wird die Substratdicke von ca. 1 mm zu  $d_S = \frac{1 \text{ mm}}{30 \mu\text{m}} = 33,33$  und der Abstand zwischen der Lochblende und dem Sensor von ca. 41 mm zu  $d_{LS} = \frac{41 \text{ mm}}{30 \mu\text{m}} = 1366,67$ . Der Brechungsindex vom Substrat (Segmente I und II: Quarz  $n_{\text{Quarz}} \approx 1,50$ , Segment III: Saphir  $n_{\text{Saphir}} \approx 1,77$ ) wird mit  $n_S \approx 1,7$  genähert. Von der Sensormitte ausgehend kann  $x$  maximal die Werte zwischen  $-160$  und  $160$  annehmen. Da sich die optische Achse möglicherweise jedoch nicht exakt in der Mitte des Sensors befindet und die Funktion punktsymmetrisch zum Nullpunkt ist, wird der Bereich zwischen  $x_{\min} = 0$  und  $x_{\max} = 200$  betrachtet. Unter Verwendung des Programms *Mathematica* werden die Werte von  $x'$  zu den ganzzahligen  $x$ -Werten  $(0,1,2,\dots,200)$  bestimmt und in ein Diagramm (Abbildung 5.8) aufgetragen.



**Abbildung 5.8:** Berechneter Einfluss des optischen Parallelversatzes

Bei Betrachtung des Diagramms 5.8 fällt auf, dass der lineare Anteil von Gleichung 5.7 deutlich überwiegt. Um jedoch auch den nichtlinearen Anteil zu berücksichtigen, wird als Näherungsmodell eine quadratische Funktion getestet. Das Modell wird mittels *Mathematica* an die Wertepaare angenähert. Zur Validierung wird die Standardabweichung des Modells mit den durch *Mathematica* angenäherten Parametern zu den Wertepaaren berechnet. Diese beträgt:  $\sigma \approx 3,9 \cdot 10^{-4}$  Pixel. Die Abweichung ist vernachlässigbar gering, sodass eine Korrektur des Zuordnungsmodells auf Grund des Parallelversatzes des Strahlengangs im Substrat durch eine quadratische Funktion legitimiert wird.

### 5.1.4 Zuordnungsmodell

Als Zuordnungsmodell ergibt sich schließlich:

$$\lambda_{x,y}(l) = \left( m_1 \cdot l + \alpha_0 + m_2 \cdot \arctan \left[ \frac{a_1 \cdot y^2 + b_1 \cdot y + c_1}{a_2 \cdot x^2 + b_2 \cdot x + c_2} \right] \right) \cdot \sqrt{1 - \frac{(a_2 \cdot x^2 + b_2 \cdot x + c_3)^2 + (a_1 \cdot y^2 + b_1 \cdot y + c_1)^2}{n_{eff}^2 \cdot (d_{LS}^2 + (a_2 \cdot x^2 + b_2 \cdot x + c_3)^2 + (a_1 \cdot y^2 + b_1 \cdot y + c_1)^2)}} \quad (5.8)$$

Das Zuordnungsmodell beinhaltet für jeden Bereich der drei Filtersegmente mit  $m_1$ ,  $\alpha_0$ ,  $m_2$ ,  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $b_1$ ,  $b_2$ ,  $c_1$ ,  $c_2$ ,  $c_3$ ,  $n_{eff}$  und  $d_{LS}$  12 verschiedene Parameter, die an die zuvor bestimmten Wertepaare (Anhang Tabelle 10.1) der Transmissionsmaxima angepasst werden müssen. Der Näherungsalgorithmus von Mathematica kommt dabei schnell an seine Grenzen, da er beim iterativen Annähern in Nebenminima laufen kann. Daher werden im Folgenden einige der Parameter vorab bestimmt, einige Parameter in ihrem Wertebereich eingeschränkt und für alle mindestens ein Startwert vorgegeben.

Wird eine feste Position  $x_i/y_i$  auf dem Sensor betrachtet, so sind der dritte Summand des ersten Faktors und der zweite Faktor des Zuordnungsmodells konstant. Die Parameter  $m_1$  und  $\alpha_0$  geben dann den linearen Verlauf zur Drehstellung der Radscheibe wieder. Für jede der gemessenen 45 Sensorpositionen kann eine lineare Gerade an die Transmissionsmaxima angenähert werden. Dabei ergeben sich für jedes der drei Filtersegmente 45 geringfügig verschiedene Wertepaare von  $m_1$  und  $\alpha_0$ . Die Unterschiede sind zum einen auf Messungenauigkeiten zurückzuführen, zum anderen aber auch konsistent mit dem Zuordnungsmodell. Der dritte Summand des ersten Faktors entspricht einer ortsabhängigen Variation des Offsetparameters  $\alpha_0$ . Diese Variation ist jedoch linear über dem Drehwinkel der Radscheibe und erreicht den Wert 0 auf der optischen Achse. Die optische Achse wird im mittleren Bereich des Sensors vermutet. Der zweite Faktor ist ortsabhängig und beeinflusst beide Parameter  $m_1$  und  $\alpha_0$  multiplikativ. Jedoch ist dieser nahe bei 1. Betrachtet man die in Abbildung 5.9 dargestellten Ergebnisse für die ermittelten Wertepaare von  $m_1$  und  $\alpha_0$  in Abhängigkeit zur Sensorposition, so fällt auf, dass der Verlauf größtenteils durch Messungenauigkeiten beeinflusst wird. Als Parameter für das Zuordnungsmodell werden daher die Mittelwerte verwendet.

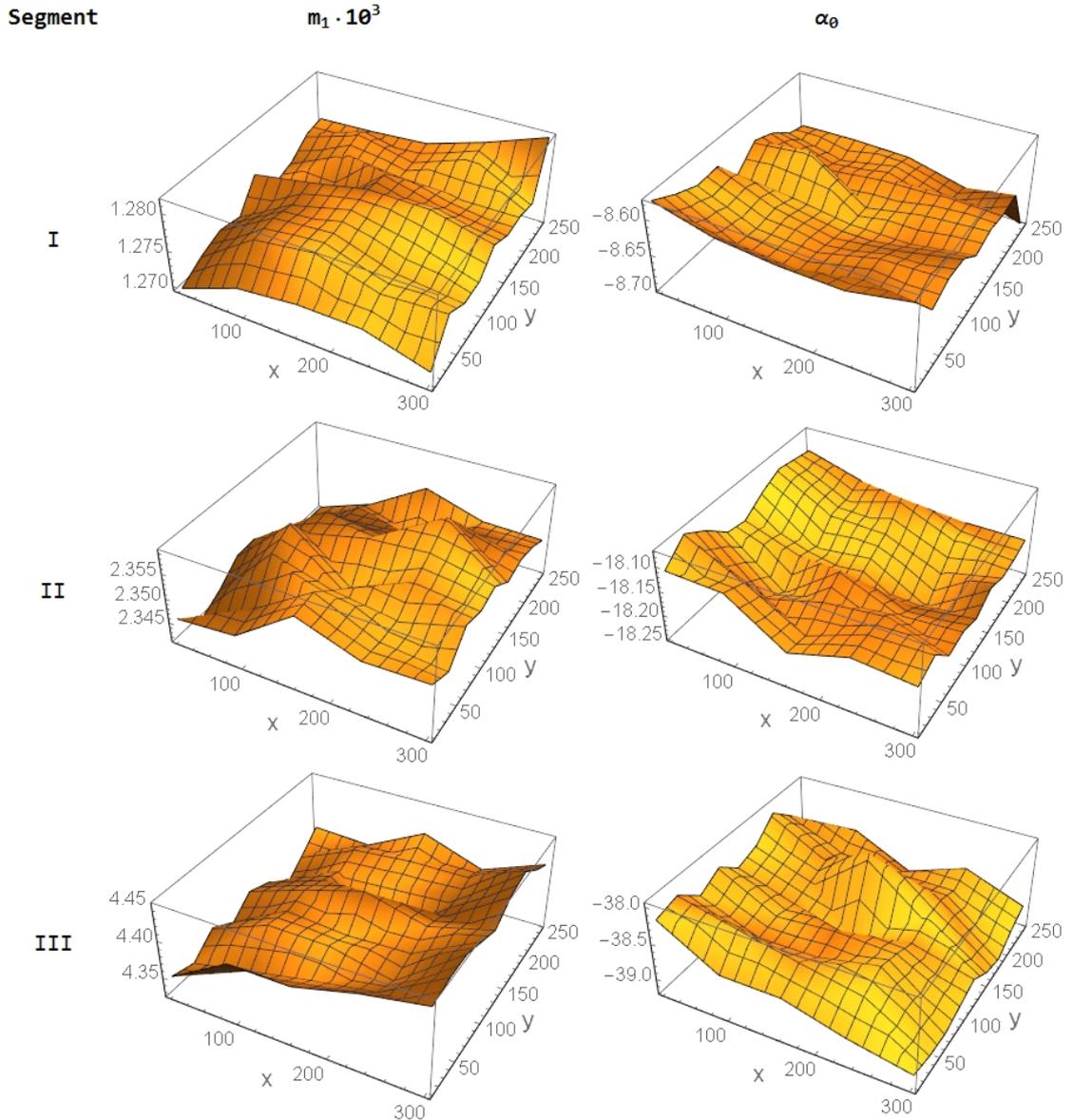


Abbildung 5.9: Berechnete Werte von  $m_1$  und  $\alpha_0$  des Zuordnungsmodells

Der Parameter  $m_2$  entspricht der Steigung des zirkularen Gradienten des jeweiligen Filtersegments. Dieser lässt sich mit Kenntnis von  $m_1$  und der maximalen Änderung des Lockin-Werts für eine komplette Raddrehung berechnen:  $m_2 = m_1 \cdot \frac{\Delta l}{2 \cdot \pi}$

Der effektive Brechungsindex der Interferenzschicht  $n_{eff}$  ist nicht bekannt, liegt jedoch für gewöhnlich in der Gegend von 2 [100]. Daher wird als Nebenbedingung der zulässige Wertebereich für  $n_{eff}$  zwischen 1 und 3 eingeschränkt, wobei der Startwert auf 2 gesetzt wird.

Der Abstand zwischen der Lochblende und dem Sensor  $d_{LS}$  kann durch die Angabe des Abstands zwischen dem Sensor und der Gehäusewand aus dem Datenblatt des Herstellers sowie durch Messung des Abstands zwischen Lochblende und Gehäusewand abgeschätzt werden. Dieser beträgt in Einheiten von Pixeln:  $d_{LS} \approx \frac{41 \text{ mm}}{30 \text{ } \mu\text{m}} \approx 1366,67$ . Dieser Wert wird als Startwert verwendet, wobei eine moderate Messunsicherheit zugelassen wird, indem der erlaubte Wertebereich auf  $d_{LS} = 1366,67 \pm 100$  festgelegt wird.

Für die Parameter  $a_1$  und  $a_2$  wird ein Startwert von  $-10^{-3}$  abgeschätzt, da der quadratische Anteil der Positionskorrektur klein ist. Der lineare Anteil überwiegt und wird in der Größenordnung von 1 vermutet, sodass für die Parameter  $b_1$  und  $b_2$  ein Startwert von  $-1$  bzw. 1 festgelegt wird. Da die Lage der optischen Achse in der Mitte des Sensors erwartet wird, ergibt sich für  $c_1$  ein Startwert von  $-128$  und für  $c_4$  ein Startwert von  $-160$ . Im Parameter  $c_2$  ist der Abstand zwischen der optischen Achse und der Drehachse inkludiert, sodass hierfür ein Startwert von  $\frac{42,5 \text{ mm}}{30 \text{ } \mu\text{m}} - 160 \approx 1257$  angenommen wird.

Das Zuordnungsmodell wird mit Hilfe von *Mathematica* unter Berücksichtigung der aufgeführten Parametereinschränkungen an die Wertepaare der Transmissionsmaxima angepasst. Für die drei verschiedenen Filtersegmente ergeben sich dadurch die in Tabelle 5.2 aufgelisteten Parameterwerte.

**Tabelle 5.2:** Ermittelte Parameter des Zuordnungsmodells

	Segment I	Segment II	Segment III
$m_1$	$1,27553 \times 10^{-3}$	$2,35010 \times 10^{-3}$	$4,39123 \times 10^{-3}$
$\alpha_0$	$-8,6327$	$-18,1631$	$-38,6160$
$m_2$	$0,81645$	$1,50427$	$2,81076$
$a_1$	$-9,33541 \times 10^{-4}$	$-8,09739 \times 10^{-4}$	$-1,18400 \times 10^{-4}$
$b_1$	$-0,271218$	$-0,315287$	$-0,106145$
$c_1$	$67,3761$	$68,8570$	$17,7944$
$a_2$	$-7,31959 \times 10^{-3}$	$-6,52527 \times 10^{-3}$	$-3,66457 \times 10^{-3}$
$b_2$	$2,25253$	$2,19604$	$1,10430$
$c_2$	$4052,53$	$4406,85$	$1248,95$
$c_3$	$-213,123$	$-220,986$	$-137,095$
$n_{eff}$	$2,00612$	$2,00231$	$2,00048$
$d_{LS}$	$1366,67$	$1366,67$	$1366,67$
$\sigma$	$1,41976 \text{ nm}$	$1,43302 \text{ nm}$	$3,33921 \text{ nm}$

Der Nulldurchgang des Winkelencoders liegt bauartbedingt auf einer zufälligen Drehstellung der Filterradscheibe. Dieser befindet sich innerhalb des Bereichs, in welchem der optische Strahlengang das Filtersegment III passiert. Der Lockin-Wert fällt bei einer Umdrehung der Scheibe von ca. 10060 auf ca. 6030 ab (siehe Abbildung 4.7). Der Bereich des dritten Filtersegments muss deshalb in zwei Unterbereiche IIIa und

IIIb eingeteilt werden. Damit das Zuordnungsmodell auch für den Bereich IIIb gilt, muss zu dem Lockin-Signal ein Offset addiert werden. Dieser Lockin-Offset wird nun ermittelt:

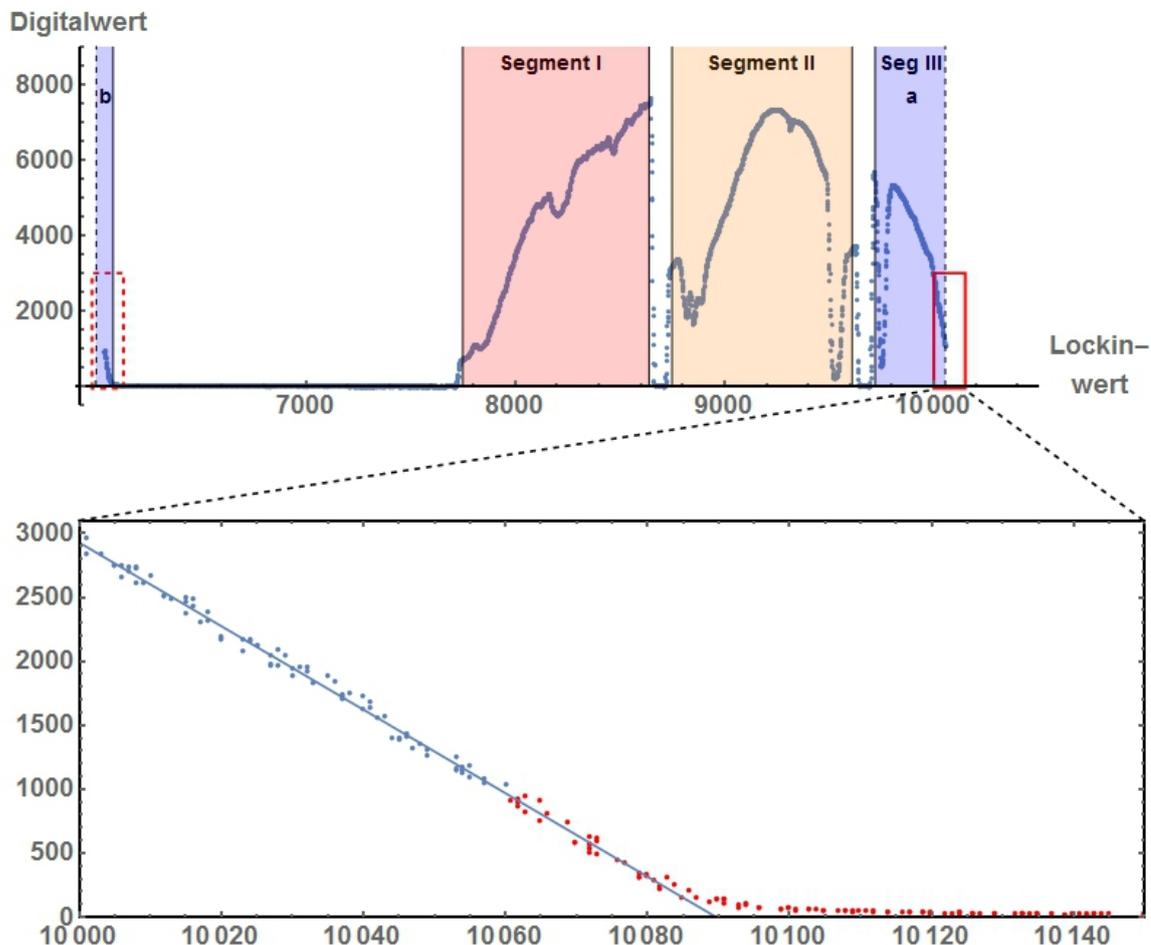


Abbildung 5.10: Versatz der Lockin-Werte von Segment IIIb zu IIIa

Abbildung 5.10 zeigt im oberen Diagramm die resultierenden Digitalwerte bei Messung eines Kalibrierstrahlers mit einer Temperatur von  $1200\text{ °C}$  an der konstanten Sensorposition  $x = 160$ ,  $y = 10$ . Darin ist gut zu erkennen, dass das Filtersegment III durch den Nulldurchgang des Winkelencoders unterbrochen wird. Der Lockin-Wert springt von ca. 10060 auf 6030 zurück. Die in der Abbildung rot markierten Bereiche müssen durch Addition eines Lockin-Offsets  $\Delta_l$  der Werte innerhalb des rot gestrichelt markierten Bereichs zusammengefügt werden. Dabei wird gefordert, dass das Signal stetig und mit gleicher Steigung weitergeführt wird. Hierzu wird eine Gerade der Form  $y = m_l \cdot x + c_l$  an die Messwerte im Bereich von  $10000 \leq l \leq 10060$  angefitet. Anschließend wird eine zweite Gerade mit der identischen Steigung  $m_l$  der ersten Geraden an die Messwerte im Bereich von  $6000 \leq l \leq 6065$  angenähert. Aus der Steigung  $m_l$  und der Differenz der Achsenabschnitte  $c_1$  und  $c_2$  kann der Lockin-Offset berechnet werden. Dieser ergibt sich aus:  $\Delta_l = \frac{c_2 - c_1}{m_l} = 4021,78$ . Die Messwerte im Bereich IIIb

(rote Punkte) zwischen den Lockin-Werten  $6000 \leq l \leq 6150$  werden um diesen Offset verschoben und zusammen mit den Werten von Bereich IIIa (blaue Punkte) und der angefitteten Geraden im unteren Diagramm von Abbildung 5.10 vergrößert dargestellt. Dieser Lockin-Offset entspricht der Lockin-Differenz einer vollständigen Raddrehung und wurde zur Berechnung von Parameter  $m_2$  des Zuordnungsmodells verwendet.

Nachdem das passende Zuordnungsmodell und dessen Parameter bestimmt wurden, müssen nachfolgend die Lockin-Bereiche für die einzelnen Filtersegmente definiert werden. Bei Betrachtung von Abbildung 4.7 fällt auf, dass die Segmentwechsel durch sehr steile Intensitätsflanken gekennzeichnet sind. Zu Beginn von Segment I sowie zum Ende von Segment III treten etwas flachere Flanken auf. Dies liegt an der unterschiedlichen Ursache der Flanken. Während die steilen Signalflanken zwischen den Filtersegmenten durch Abschattung des Sensors durch die Radspeichen entstehen, werden der Anstieg des Signals im Segment I sowie der Signalabfall im Segment III durch die wellenlängenabhängige Sensitivität des Sensors bestimmt.

### Segment I:

Die CWL dieses Filtersegments beginnt gemäß dem Datenblatt des Herstellers bei  $1,255 \mu\text{m}$  und endet bei  $2,450 \mu\text{m}$ . Die Sensitivität des InSb-Sensors nimmt unterhalb von  $1,5 \mu\text{m}$  Wellenlänge deutlich ab. Die minimal messbare CWL wird somit eher durch die Sensitivität des Sensors als durch das Filtersegment selbst begrenzt. Als Grenzwert werden 10 % der Maximalintensität im Filtersegment I bei der Messung des Kalibrierstrahlers aus Abbildung 4.7 gewählt. Diese Grenze ist bei einem Lockin-Wert von ca. 7774 erreicht. Nach dem Zuordnungsmodell entspricht dies einer Wellenlänge von  $\lambda_{I,min} \approx 1,30 \mu\text{m}$ . Die maximal messbare CWL im Filtersegment I wird durch den Rand des Filtersegments begrenzt. Der steile Abfall des Messsignals und damit der Einfluss der Abschattung durch die Speiche beginnt bei einem Lockin-Wert von ca. 8650. Zur Sicherheit wird ein Abstand von zehn Lockin-Werten zur Speiche gewählt. Der Lockin-Wert von 8640 entspricht nach dem Zuordnungsmodell der Wellenlänge von  $\lambda_{I,max} \approx 2,40 \mu\text{m}$ .

### Segment II:

Die Sensitivität des Sensors umfasst den kompletten CWL-Bereich von Segment II. Daher wird der Geltungsbereich des Zuordnungsmodells in diesem Filtersegment durch die Abschattung der Radspeichen beschränkt. Mit einem Abstand von zehn Lockin-Werten zu den Speichen ergeben sich hierbei  $\lambda_{II,min} \approx 2,41 \mu\text{m}$  und  $\lambda_{II,max} \approx 4,47 \mu\text{m}$ .

### Segment III:

Der Beginn von Segment III wird durch eine Radspeiche beschränkt. Da sich die CWL am Ende von Segment II und zu Beginn von Segment III überlappen

(die CO<sub>2</sub>-Absorptionsbande bei ca. 4,23 μm ist in beiden Filtersegmenten in Abbildung 4.7 zu sehen), wird der Beginn von Segment III auf den Endwert von Segment II festgesetzt. ( $\lambda_{III,min} \approx 4,47 \mu\text{m}$ ) Der überlappende Bereich kann in Segment II prinzipiell genauer gemessen werden, da der spektrale Filtergradient des Segments II geringer ist als der des Segments III (vgl. Tabelle 5.2). Die maximal messbare CWL in Segment III wird wiederum durch die Sensitivität des Sensors begrenzt. Analog zur minimal messbaren CWL in Segment I wird auch hier wieder die 10 %-Grenze gewählt. Diese liegt bei einer Wellenlänge von  $\lambda_{III,max} \approx 5,65 \mu\text{m}$ .

Die messbaren CWL-Bereiche der einzelnen Filtersegmente sind in Tabelle 5.3 nochmals kompakt zusammengefasst. Bis auf eine 10 nm breite Lücke im Spektrum zwischen Segment I und Segment II wird der Spektralbereich zwischen 1,3 μm und 5,65 μm vollständig abgedeckt.

**Tabelle 5.3:** Geltungsbereich des Zuordnungsmodells

	Segment I	Segment II	Segment III
$\lambda_{min} [\mu\text{m}]$	1,30	2,41	4,47
$\lambda_{max} [\mu\text{m}]$	2,40	4,47	5,65

### 5.1.5 Überprüfung des Zuordnungsmodells

Die erste Verifizierung des Zuordnungsmodells für jedes Filtersegment erfolgt anhand der Standardabweichung  $\sigma$  der Modelle zu den ermittelten Stützpunkten aus den Bandpassfiltermessungen. Die Standardabweichungen können Tabelle 5.2 entnommen werden. Für alle drei Filtersegmente liegen diese im Bereich von wenigen Nanometern. Da die Filtersegmente eine HW in ihren Transmissionseigenschaften von ca. 1 % der selektierten Wellenlänge (CWL) aufweisen, ist eine Abweichung des Modells bei vorgegebenem Lockin-Wert und Position auf dem Sensor in dieser Größenordnung durchaus akzeptabel.

Die zweite Verifikation des Zuordnungsmodells erfolgt durch eine schmalbandige Laserlichtquelle. Hierbei wird das Modell zwar nur an einer einzigen Wellenlänge überprüft, dafür aber für jedes Pixel auf dem kompletten Sensorbereich. Die wichtigsten Kenndaten der zur Verfügung stehenden regelbaren Laserlichtquelle sind in Tabelle 5.4 zusammengefasst.

**Tabelle 5.4:** Kenndaten des IR-Kalibrierlasers [101]

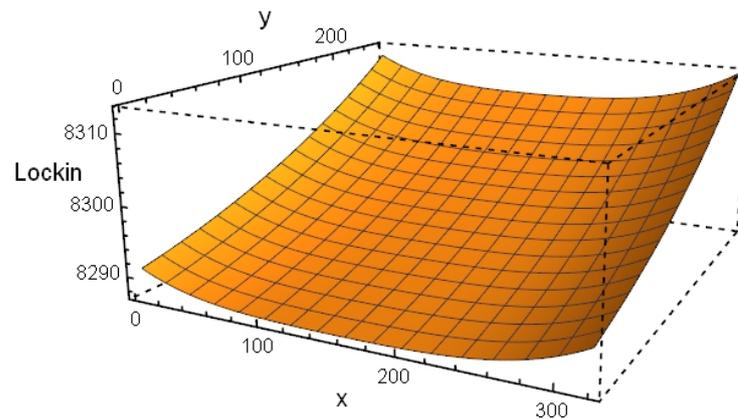
Parameter	Performanz
Typ	regelbarer Dauerstrichlaser
CWL	1949,54 nm
HW	< 1 nm
$P_{max}$	15,17 W
$d_{min}$	8 mm

Um den kompletten Sensor mit dem Laserlicht möglichst homogen auszuleuchten, wird der Laserstrahl durch den Eingangsport in eine geeignete Ulbrichtkugel geleitet. Diese erfüllt zwei Anforderungen: Durch die sandgestrahlte und mit Gold beschichtete Oberfläche reflektiert diese das Laserlicht im Inneren mit einem hohen Reflexionsgrad von  $\rho_{Au}(1949,54 \text{ nm}) \geq 90 \%$  diffus, sodass der Strahlungsverlust nach mehreren Reflexionen möglichst gering ist. Der Kugeldurchmesser ist mit  $d_{UK} = 60 \text{ cm}$  hinreichend groß, damit die Fläche des Ausgangsports von  $d_{exit} = 15 \text{ cm}$  nur wenige Prozent der gesamten Kugelinnenoberfläche beträgt. Dies ist notwendig, um im Durchschnitt hinreichend viele Reflexionen zu gewährleisten, damit eine homogene Strahlungsverteilung auftritt. Der Ausgangsport ist groß genug, damit das Objektiv der Kamera ( $d_{Obj.} = 12 \text{ cm}$ ) und damit der Sensor vollständig beleuchtet werden kann.

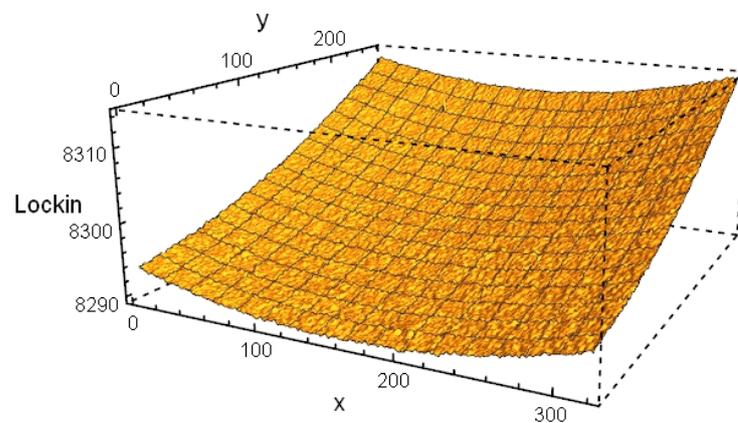
Das Laserlicht in der Ulbrichtkugel wird nun mit den gleichen Einstellparametern wie bei den Kalibriermessungen ( $\omega \approx 1 \text{ Hz}$ ,  $f = 350 \text{ Hz}$ ,  $t_{Int} = 1000 \mu\text{s}$ ) aufgezeichnet. Für jeden der  $320 \times 256$  Pixel wird die gemessene Intensität in Abhängigkeit zum Lockin-Signal aufgetragen. Die Intensitätsspeaks des Laserlichts können bei einem Lockin-Wert von ca. 8300 identifiziert werden. An diese Peaks werden wiederum je eine Gauß-Kurve (Gleichung 5.1) angenähert. Der Parameter  $\mu_G$  definiert dabei den gemessenen Lockin-Wert, der zur CWL des Lasers passt.

Abbildung 5.11a zeigt die berechneten Lockin-Werte, die das Zuordnungsmodell mit den ermittelten Parametern aus Tabelle 5.2 bei der Wellenlänge  $\lambda = 1949,54 \text{ nm}$  ergibt. Die gemessenen Lockin-Werte sind hingegen in Abbildung 5.11b dargestellt. Idealerweise sollten die beiden Diagramme übereinstimmen. In Realität gibt es jedoch eine leichte Diskrepanz. Diese ist in Abbildung 5.11c gezeigt. Hierbei fällt auf, dass die Abweichung  $\Delta l$  fast konstant ist. Die mittlere Abweichung beträgt:  $\overline{\Delta l} = 3,12$ . Dieser Offset des Lockin-Werts entspricht einem Winkelversatz von ca.  $0,3^\circ$  und könnte dem Aus- und Wiedereinbau des Moduls geschuldet sein. Im Zuordnungsmodell bedeutet dieser Offset eine Wellenlängenverschiebung von knapp 4 nm. Neben dem Offset ist eine leicht wellenförmige Struktur erkennbar. Die Standardabweichung der Differenzen zur mittleren Abweichung beträgt jedoch lediglich  $\sigma_{\Delta l} = 0,38$ . Dies entspricht im Zuordnungsmodell weniger als 0,5 nm und kann somit im Hinblick auf die generelle spektrale Auflösung des Systems vernachlässigt werden. Die wenigen einzelnen Ausreißer in den Messdaten sind defekten Pixeln (siehe auch Kapitel 5.4) zuzuordnen.

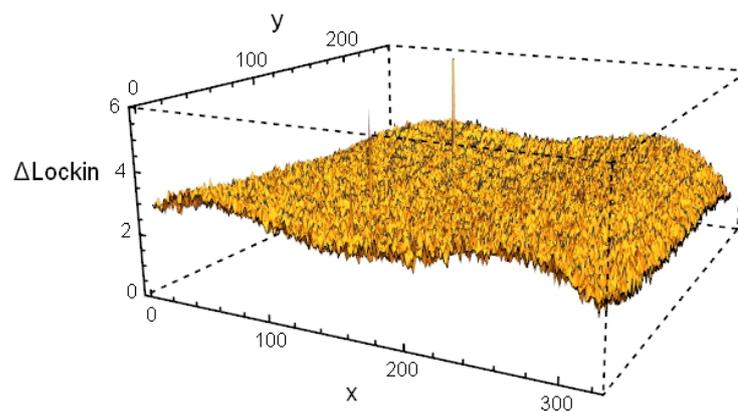
## 5 Datenaufbereitung



(a) Berechnete Lockin-Werte für  $\lambda = 1949,54 \text{ nm}$



(b) Gemessene Lockin-Werte bei  $\lambda = 1949,54 \text{ nm}$

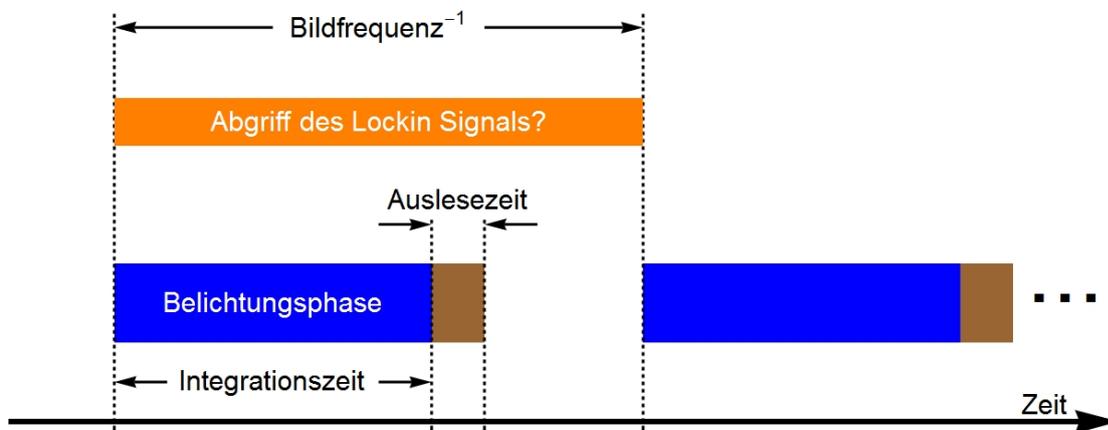


(c) Differenz zwischen berechneten und gemessenen Lockin-Werten bei  $\lambda = 1949,54 \text{ nm}$

**Abbildung 5.11:** Validierung des Zuordnungsmodells mittels eines IR-Lasers

Das Zuordnungsmodell mit den passenden Parametern aus Tabelle 5.2 ist somit sowohl durch die geringe Standardabweichung zu der Lage der Bandpassfiltermessungen als auch durch die geringe Abweichung zu der monochromen Laserlichtquelle verifiziert.

Die ermittelten Parameter  $\alpha_0$  der drei Filtersegmente gelten jedoch nur für die verwendeten Messeinstellungen. Einflussfaktoren auf diesen Parameter bilden die Radrehfrequenz  $\omega$ , die Integrationszeit  $t_{Int}$ , die Bildfrequenz  $f$  sowie die Größe der aktiv genutzten Pixelfläche  $X \times Y$ . Der Grund hierfür liegt zum einen in internen Zeitabläufen der Verarbeitungselektronik der Sensordaten und zum anderen in der Drehung der Filterradscheibe während der Belichtung eines einzelnen Bildes. Abbildung 5.12 zeigt schematisch den vereinfachten zeitlichen Ablauf der Kamera bei Aufnahme eines Films.

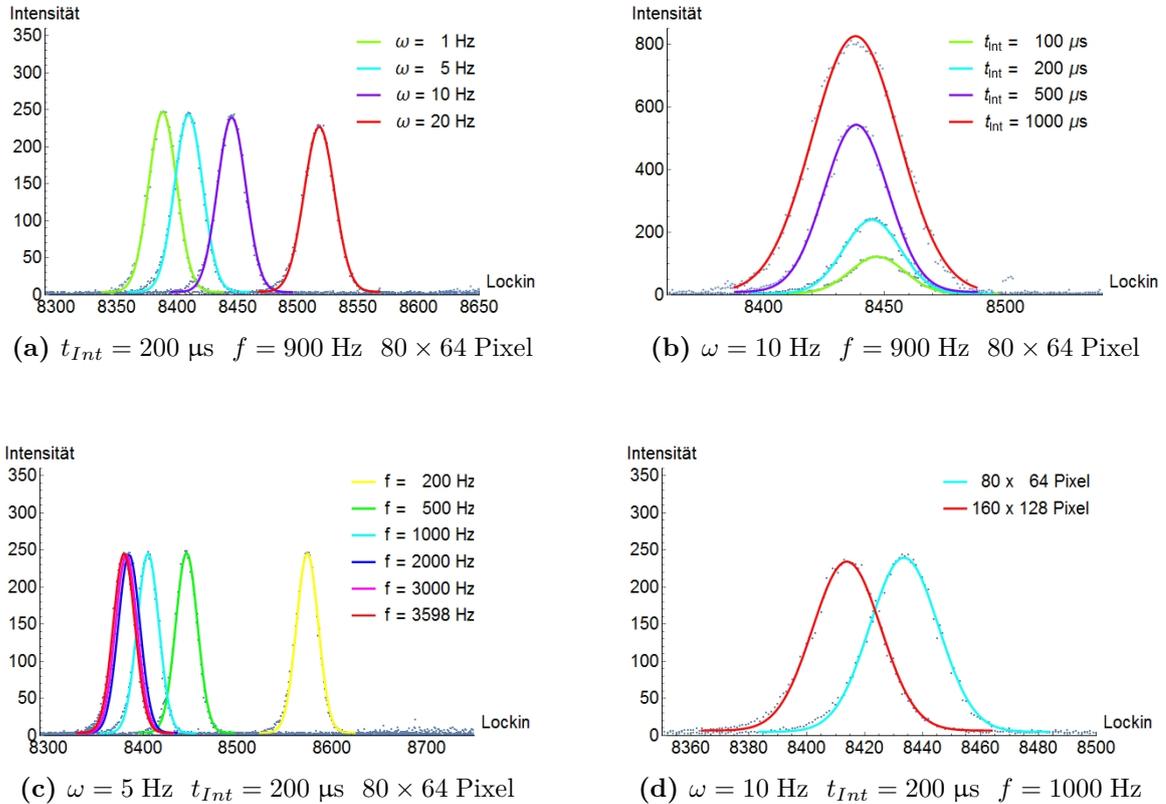


**Abbildung 5.12:** Schematische Darstellung des zeitlichen Ablaufs der Videoaufnahme

Die Integrationszeit definiert die zeitliche Länge der blau dargestellten Belichtungsphase der Sensorelemente. Im Anschluss werden die Spannungswerte der Pixel ausgelesen (siehe auch Kapitel 2.6). Der Zeitpunkt, wann die nächste Belichtungsphase beginnt, wird durch die eingestellte Bildfrequenz geregelt. Dieser Zyklus wird so lange wiederholt, bis eine definierte Anzahl an Bildern generiert wurde. Während eines Zyklus wird parallel das analoge Spannungssignal am Lockin-Eingang der Kamera abgegriffen, digitalisiert und auf das jeweilige Bild in Form von Metadaten abgespeichert. Der genaue Zeitpunkt bzw. der Zeitbereich des Abgriffs dieses Signals ist nicht bekannt. Das Handbuch der Kamera liefert hierzu leider keine Informationen.

Zur Überprüfung der Einflüsse der einzelnen Messeinstellungen auf den Parameter  $\alpha_0$  wurde beispielhaft der Bandpassfilter 4 (siehe Tabelle 5.1) nochmals vor dem Kalibrierstrahler positioniert und mit unterschiedlichen Messeinstellungen vermessen. Dabei wurden jeweils drei der vier genannten Kameraeinstellungen konstant gehalten

und der vierte Parameter variiert. Die gemessenen Intensitätswerte an einer festen Pixelposition, abhängig von dem gespeicherten Lockin-Wert, sind in Abbildung 5.13 dargestellt. Die jeweils an die Messwerte angenäherten Gauß-Kurven sind als farbige Kurven eingezeichnet. Der Lockin-Wert, bei dem das Maximum der Gauß-Kurve (Parameter  $\mu_G$ ) auftritt, kann der CWL des gemessenen Bandpassfilters 4 zugeordnet werden.



**Abbildung 5.13:** Messung von Filter 4 mit unterschiedlichen Kameraeinstellungen

In Abbildung 5.13a sind die Intensitätsverläufe bei Variation der Raddrehfrequenz  $\omega$  gezeigt. Es ist deutlich zu erkennen, dass sich die konstant gemessene Wellenlänge des Bandpassfilters mit steigender Raddrehfrequenz zu größeren Lockin-Werten hin verschiebt. Bei näherer Betrachtung zeigt sich, dass die Verschiebung der Wellenlänge über die Lockin-Werte und damit der Parameter  $\alpha_0$  mit der Raddrehfrequenz  $\omega$  linear ansteigt. Dies ist wenig verwunderlich, da der Bildzyklus der Kamera unabhängig von der Bewegung der vorgesetzten Filtrerradscheibe ist. Lediglich die konstante Zeitverschiebung zwischen Bildaufnahme und Abgriff des Lockin-Signals bewirkt diesen linearen Anstieg.

Der Einfluss der Integrationszeit  $t_{Int}$  auf den Parameter  $\alpha_0$  ist in Abbildung 5.13b gezeigt. Das Maximum der Intensitätskurven und damit die Wellenlänge des Filters wird mit steigender Integrationszeit hin zu kleineren Lockin-Werten verschoben. Diese Verschiebung ist zwar relativ schwach (wenige Lockin-Werte), jedoch auch nicht

linear. Es ist außerdem zu erwarten, dass die Stärke der Verschiebung von der Raddrehfrequenz  $\omega$  abhängt, da die Radscheibe bei höheren Raddrehfrequenzen während der Integrationszeit einen höheren Winkel zurücklegt als bei niedrigen Raddrehfrequenzen und sich somit die mittlere gemessene CWL verschiebt. Die Nichtlinearität der Verschiebung wird auf unbekannte kamerainterne elektronische Verarbeitungsprozesse zurückgeführt.

Abbildung 5.13c zeigt die Verschiebung der gemessenen Wellenlänge bei unterschiedlich eingestellten Bildfrequenzen  $f$ . Die Raddrehfrequenz  $\omega$ , die Integrationszeit  $t_{Int}$  sowie die Größe der aktiven Sensorfläche  $X \times Y$  wurden dabei konstant gehalten. Eine Verschiebung der Wellenlänge nur durch Variation der Bildfrequenz bedeutet, dass der zum aufgezeichneten Bild gespeicherte Lockin-Wert nicht nur von der Belichtungsphase abhängt, sondern von der kompletten Zeitspanne des Bildaufzeichnungszyklus inklusive Leerlaufzeit. Mit steigender Bildfrequenz verschiebt sich die gemessene Wellenlänge zu kleineren Lockin-Werten. Die Messungen weisen deutlich auf einen nicht-linearen Zusammenhang hin.

Neben der Abhängigkeit des Parameters  $\alpha_0$  zu den drei Kameraeinstellungen  $\omega$ ,  $t_{Int}$  und  $f$  geht aus Abbildung 5.13d hervor, dass zudem auch die eingestellte aktive Sensorfläche eine nicht vernachlässigbare Wellenlängenverschiebung hervorruft.

Da mindestens zwei der Kameraeinstellungen einen nichtlinearen Einfluss auf den Parameter  $\alpha_0$  zeigen und vermutet wird, dass die Stärke der Wellenlängenverschiebung durch Änderung der Integrationszeit von der Raddrehfrequenz abhängt, wäre die Bestimmung eines Modells der Abhängigkeiten des Parameters  $\alpha_0$  von den gewählten Kameraeinstellungen sehr aufwändig und hätte einen enormen Messaufwand zur Folge. In der Anwendung wird die entwickelte Hyperspektralkamera sinnvollerweise nur mit wenigen Kombinationen der Kameraeinstellparameter betrieben werden. Daher erweist es sich als praktikabler, die Parameter  $\alpha_0$  der einzelnen Filtersegmente für die gewählten Messeinstellungen experimentell durch Messung je eines Bandpassfilters zu bestimmen. Dazu wird Gleichung 5.8 nach  $\alpha_0$  aufgelöst, für  $\lambda_{x,y}(l)$  die CWL des Bandpassfilters eingesetzt und für  $l$  der Lockin-Wert am Maximum der Intensitätskurve eingesetzt (Parameter  $\mu_G$  der angenäherten Gauß-Kurve).

## 5.2 Radiometrische Kalibrierung

Nachdem durch das Zuordnungsmodell die gemessene CWL für jedes einzelne Pixel bei einer beliebigen Filterradstellung bestimmt werden kann, müssen die gemessenen Intensitätswerte einer strahlungsphysikalischen Größe zugeordnet werden, um diese sinnvoll interpretieren zu können. Diese Zuordnung wird auch als radiometrische Kalibrierung bezeichnet.

Die radiometrische Kalibrierung wird durch Messung einer Referenzquelle mit definiertem Emissionsspektrum realisiert. In dem messbaren Spektralbereich zwischen 1,3  $\mu\text{m}$  und 5,65  $\mu\text{m}$  bietet sich als Referenzquelle ein grauer Strahler an (siehe Kapitel 2.1.4). Bei geeigneter Wahl der Strahlertemperatur liefert diese Quelle genügend Strahlungsenergie kontinuierlich im Spektralbereich der Hyperspektralkamera. Der Messaufbau gleicht damit dem aus Kapitel 5.1, wobei der Bandpassfilter aus dem Strahlengang entfernt wird.

Der graue Strahler wird auf eine stabile Temperatur von  $T_{BB} = 1200 \text{ }^\circ\text{C}$  geregelt. Die spektrale spezifische Ausstrahlung des Strahlers  $M_{\lambda,A}$  kann durch das Planck'sche Strahlungsgesetz (siehe Kapitel 2.1.2) und Kenntnis des Emissionskoeffizienten  $\epsilon$  des Strahlers berechnet werden. Der Emissionskoeffizient des verwendeten Kalibrierstrahlers liegt nach Herstellerangaben bei  $\epsilon \approx 99 \%$ .

$$M_{\lambda,A}(\lambda, T) = \epsilon \cdot \frac{2 \cdot \pi \cdot h \cdot c^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h \cdot c}{\lambda \cdot k_B \cdot T}} - 1} \quad \left[ \frac{W}{m \cdot m^2} \right] \quad (5.9)$$

Die spektrale spezifische Ausstrahlung gibt die Gesamtstrahlungsleistung an, die der Strahler pro Fläche und Wellenlänge ausstrahlt. Auf den Sensor der Hyperspektralkamera wirkt jedoch nur ein Teil dieser Gesamtleistung. Für die Kalibriermessung muss daher die messbare spektrale spezifische Strahlstärke  $I_{\lambda,A}$  der Strahlungsquelle bestimmt werden. Dazu muss beachtet werden, dass die temperierte Oberfläche des Strahlers nicht kugelförmig, sondern plan ist. Die Strahlungsquelle stellt daher einen Lambert'schen Strahler dar [102], bei dem die emittierte spektrale spezifische Strahlstärke abhängig vom Beobachtungswinkel  $\Theta$  ist.

$$I_{\lambda,A}(\Theta) = I_0 \cdot \cos(\Theta) \quad (5.10)$$

Da die plane Strahlungsquelle ihre Strahlungsenergie in den Halbraum abstrahlt, muss die Integration der spektralen spezifischen Strahlstärke über den Halbraum gerade der spektralen spezifischen Ausstrahlung entsprechen.

$$\begin{aligned}
M_{\lambda,A}(\lambda, T) &= \int_{\text{Halbraum}} I_{\lambda,A}(\Theta) \cdot d\Omega \\
&= \int_{\text{Halbraum}} I_0 \cdot \cos(\Theta) \cdot d\Omega \\
&= \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} I_0 \cdot \cos(\Theta) \cdot \sin(\Theta) \cdot d\Theta \cdot d\varphi \\
&= I_0 \cdot 2 \cdot \pi \cdot \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos(\Theta) \cdot \sin(\Theta) \cdot d\Theta \\
&= I_0 \cdot 2 \cdot \pi \cdot \left( \frac{1}{2} \cdot (\sin(\Theta))^2 + \text{const} \right) \Big|_{\Theta=0}^{\Theta=\frac{\pi}{2}} \\
&= I_0 \cdot \pi
\end{aligned} \tag{5.11}$$

Damit ergibt sich für  $I_0$ :

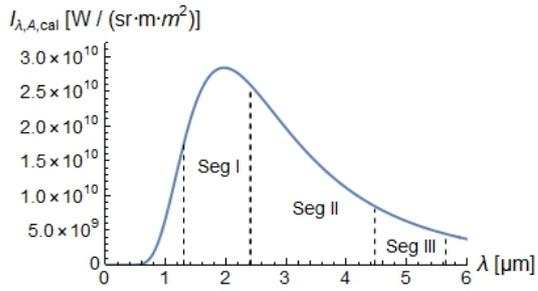
$$I_0 = \frac{M_{\lambda,A}(\lambda, T)}{\pi} = \epsilon \cdot \frac{2 \cdot h \cdot c^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\lambda \cdot \frac{h \cdot c}{k_B \cdot T}} - 1} \quad \left[ \frac{W}{m \cdot m^2 \cdot sr} \right] \tag{5.12}$$

Der Kalibrierstrahler wird in guter Näherung senkrecht zur Oberfläche ( $\Theta_{BB} \approx 0$ ) gemessen. Nach Gleichung 5.10 ergibt sich damit für die gemessene spektrale Strahlstärke als Referenz  $I_{\lambda,A,cal} = I_0$ . Der Verlauf der spektralen Strahlstärke des Kalibrierstrahlers bei einer Temperatur von  $T_{BB} = 1200 \text{ °C}$  ist in Abbildung 5.14a dargestellt.

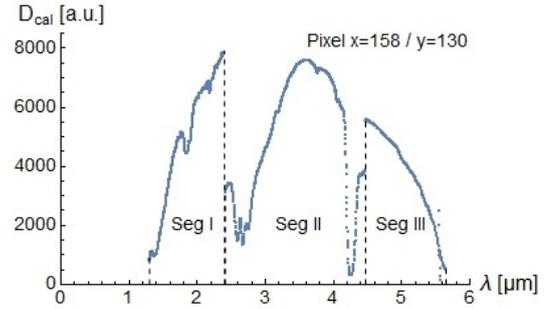
Die Kalibriermessung des Strahlers erfolgt mit den bereits bekannten Einstellparametern ( $\omega \approx 1 \text{ Hz}$ ,  $f = 350 \text{ Hz}$ ,  $t_{Int,cal} = 1000 \text{ }\mu\text{s}$ ). Da der Strahler nur auf einem kleinen Teilausschnitt des Sensors abgebildet wird (vgl. Abbildung 5.3), wird zunächst nur das Pixel  $x = 158 / y = 130$  betrachtet. Dessen Digitalwerte  $D_{cal}(\lambda)$  der Kalibriermessung sind in Abbildung 5.14b dargestellt. Hierbei wurden bereits die Lockin-Werte mit Hilfe des Zuordnungsmodells in die passenden Wellenlängenwerte umgerechnet. Zusätzlich wurde zeitnah ein Dunkelstromsignal durch Abdecken des Objektivs aufgezeichnet und dessen Intensitätsverlauf subtrahiert.

Da das Signal des „Blue Fairy“-Sensors bei konstanter Integrationszeit nahezu linear zur eingestrahnten Strahlungsleistung ist [94], kann eine Kalibrierfunktion  $C(\lambda)$  berechnet werden, indem die berechnete spektrale spezifische Strahlstärke der Kalibrierquelle

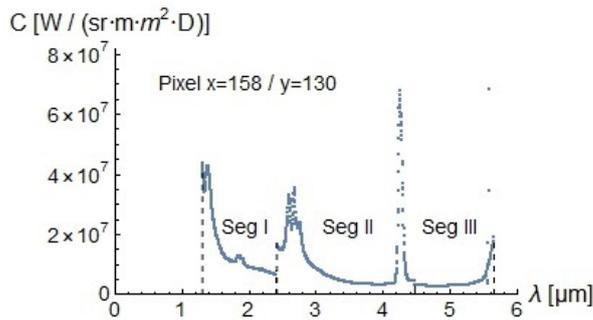
## 5 Datenaufbereitung



(a) Kalibrierstrahlungsspektrum bei  $T_{BB} = 1200 \text{ }^\circ\text{C}$  und  $\Theta_{BB} = 0^\circ$



(b) Gemessene Werte der Kalibrierquelle bei  $x = 158 / y = 130$



(c) Kalibrierkurve bei  $x = 158 / y = 130$

**Abbildung 5.14:** Kurven zur radiometrischen Kalibrierung

aus Abbildung 5.14a durch die gemessenen Digitalwerte aus Abbildung 5.14b dividiert wird. Dieses Kalibrierspektrum ist in Abbildung 5.14c dargestellt. Nun kann die spektrale spezifische Strahlstärke  $I_{\lambda,A}(\lambda)$  einer beliebigen Strahlungsquelle bestimmt werden, indem die gemessenen Digitalwerte  $D(\lambda)$  mit der Kalibrierkurve multipliziert werden. Falls dabei die Messung mit einer zur Kalibrierung unterschiedlichen Integrationszeit erfolgt ist, muss das Ergebnis zusätzlich mit deren Verhältnis  $\frac{t_{Int,cal}}{t_{Int}}$  multipliziert werden.

$$I_{\lambda,A}(\lambda) = D(\lambda) \cdot \frac{I_{\lambda,A,cal}(\lambda)}{D_{cal}(\lambda)} \cdot \frac{t_{Int,cal}}{t_{Int}} \quad (5.13)$$

## 5.3 Nicht-Uniformitätskorrektur (NUC)

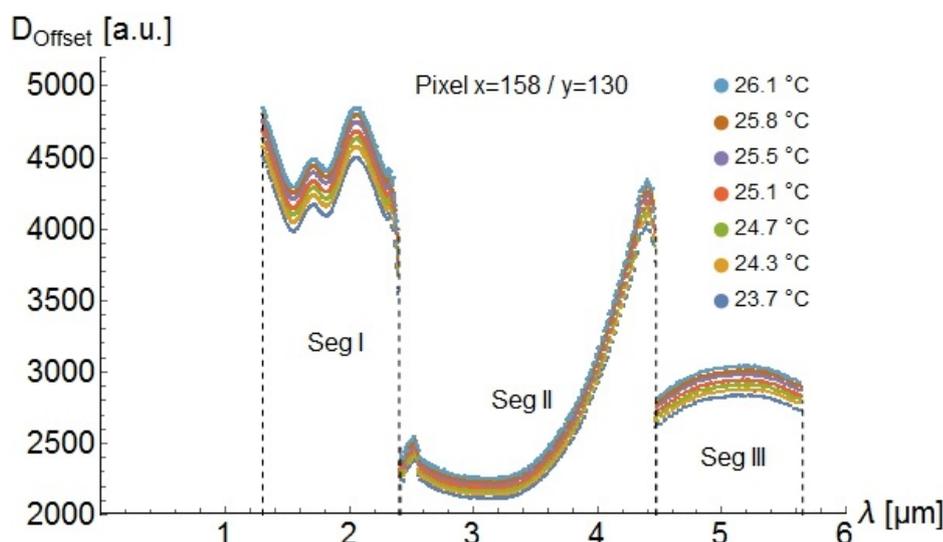
Die in Kapitel 5.2 bestimmte Kalibrierkurve gilt jedoch nur für das Pixel, bei dem die Digitalwerte  $D_{cal}(\lambda)$  gemessen wurden. Bei Messsystemen mit einer Sensormatrix (Kamerasysteme) ist die Kalibrierkurve für jedes Pixel unterschiedlich [103], da die einzelnen Pixel im Allgemeinen selbst bei einer homogenen Bestrahlungsstärke unterschiedliche Intensitätswerte anzeigen. Dies resultiert aus verschiedenen Effekten. Zum einen ist die aktive Fläche der einzelnen Pixel herstellungsbedingt nicht exakt gleich groß, sodass bei gleicher spezifischer Bestrahlungsstärke unterschiedliche Strahlungsleistungen auf unterschiedliche Pixel treffen, zum anderen sind auch die Eigenschaften der elektronischen Schaltungen, die an den einzelnen Pixeln angeschlossen sind, nicht identisch. Auch das Kameraobjektiv führt zu Sensitivitätsinhomogenitäten auf dem Sensor. Meist werden durch dieses die Randbereiche des Sensors bei gleicher Bestrahlungsstärke schwächer ausgeleuchtet. Diese Effekte können jedoch weitgehend linear kompensiert werden, sodass die Digitalwerte der einzelnen Pixel mit einer Korrektur des Dunkelstromsignals (Offset) sowie einer Korrektur der Anstiegsflanke (Gain) homogenisiert werden können. Diese Korrektur der Sensorwerte wird auch als Nicht-uniformitätskorrektur (NUC) bezeichnet.

$$D_{corr}(x, y, \lambda) = D(x, y, \lambda) \cdot Gain(x, y, \lambda) - Offset(x, y, \lambda) \quad (5.14)$$

Sowohl die Offset-Matrix als auch die Gain-Matrix hängen dabei von der Filterradstellung und damit von der gemessenen CWL ab. Der Grund hierfür ist, dass die optischen Beschaffenheiten mit Änderung der Filterradstellung variieren. Weder die Filterrad-scheibe, noch die Filtersegmente in der Radscheibe sind baubedingt exakt planparallel zur Sensorebene positioniert. Dies bedeutet beispielsweise, dass die Filtersegmente bei Drehung der Radscheibe unterschiedliche Orte im Kameragehäuse auf den Sensor teilweise reflektieren. Der Sensor selbst ist auf ca. 77 K heruntergekühlt, andere Bauteile im Inneren des Gehäuses haben Temperaturen im Bereich der Umgebungstemperatur. Gemäß dem Planck'schen Strahlungsgesetz gibt es einen Unterschied, ob und in welchem Anteil der kalte Sensor auf sich selbst abgebildet wird oder die Strahlungsleistung des wärmeren Gehäuses auf den Sensor reflektiert wird. Im Fall der Gain-Matrix werden ebenso drehstellungsabhängige Differenzen erwartet, da der optische Strahlengang und damit vor Allem der Strahlengang durch das Objektiv mit der Orientierung der Filtersegmente zum Sensor variiert.

Die Offset-Matrix kann direkt gemessen werden, indem das Objektiv mit einer möglichst opaken Verschlusskappe abgedeckt wird. Die Abdeckung sollte dabei möglichst

kalt sein, da diese gemäß dem Planck'schen Strahlungsgesetz abhängig von deren Temperatur selbst Strahlung emittiert. Weiterhin ist in der Offset-Messung bereits die Eigenstrahlung des Filterradmoduls, des Objektivs sowie der Einfluss der Strahlung generell innerhalb des Kameragehäuse enthalten. Die Offset-Messung sollte immer sehr zeitnah zur eigentlichen Messung erfolgen, da sich der Offset stark mit Temperaturänderungen des Kamerasystems verändert. Hierbei ist anzumerken, dass der Sensor sensitiv für Strahlung im Spektralbereich zwischen ca.  $1,3 \mu\text{m}$  und  $5,5 \mu\text{m}$  ist. Dies bedeutet, dass er die Eigenstrahlung des Filterradmoduls, bzw. die Reflexionen an diesen, im ganzen Spektralbereich registriert. Von Strahlungsquellen hinter dem Filterradmodul registriert er jedoch nur den schmalen Spektralbandbereich den das Filtermodul abhängig zur Winkelstellung auf den Sensor durchlässt. Die Eigenstrahlung der Verschlusskappe bei Raumtemperatur kann daher weitgehend vernachlässigt werden. Hingegen beeinflussen schon leichte Temperaturänderungen innerhalb des Kameragehäuses und damit auch Temperaturänderungen des Filterradmoduls selbst die Offset-Matrix merklich (siehe Abbildung 5.15).

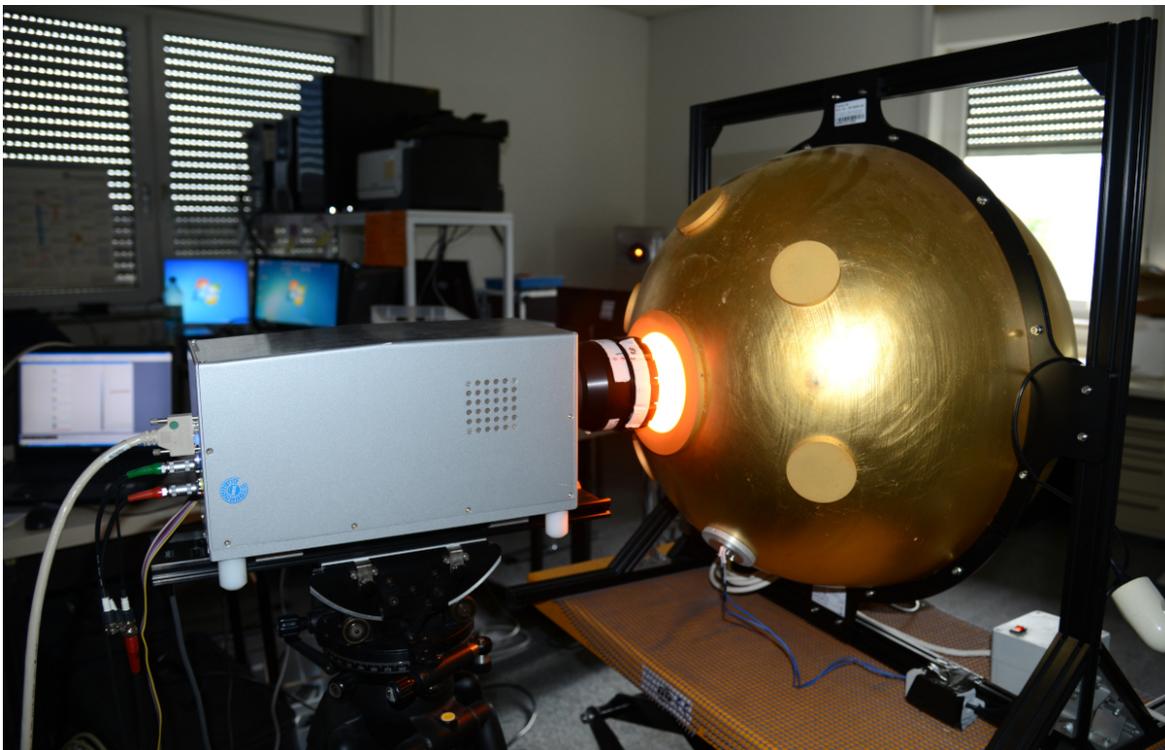


**Abbildung 5.15:** Einfluss der internen Kamertemperatur auf den Offset-Wert bei einer Integrationszeit von  $t_{Int} = 1000 \mu\text{s}$

Zur Bestimmung der Gain-Matrix wird eine flächig homogene Strahlungsquelle verwendet. Die Ausdehnung der Quelle muss dabei mindestens so groß sein, dass sie den Sensor bei Abbildung auf diesem ausfüllt. Häufig kommen hier graue Flächenstrahler zum Einsatz. Je nach Modell haben diese eine Strahlerfläche von ca.  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  bis  $60 \times 60 \text{ cm}^2$ . Der Nachteil dieser großflächigen Strahler ist, dass nur Temperaturen von maximal ca.  $600 \text{ }^\circ\text{C}$  erreicht werden können. Ein Strahler dieser Temperatur liefert jedoch gemäß dem Planck'schen Strahlungsgesetz vor allem im unteren Wellenlängenbereich von  $1,3 \mu\text{m}$  bis  $2,5 \mu\text{m}$  wenig Leistung. Zusätzlich fällt die Sensitivitätskurve von InSb-Sensoren zu kürzeren Wellenlängen hin stark ab. Ein grauer Flächenstrahler

kann daher zum Ermitteln der Gain-Matrix nicht zureichend verwendet werden.

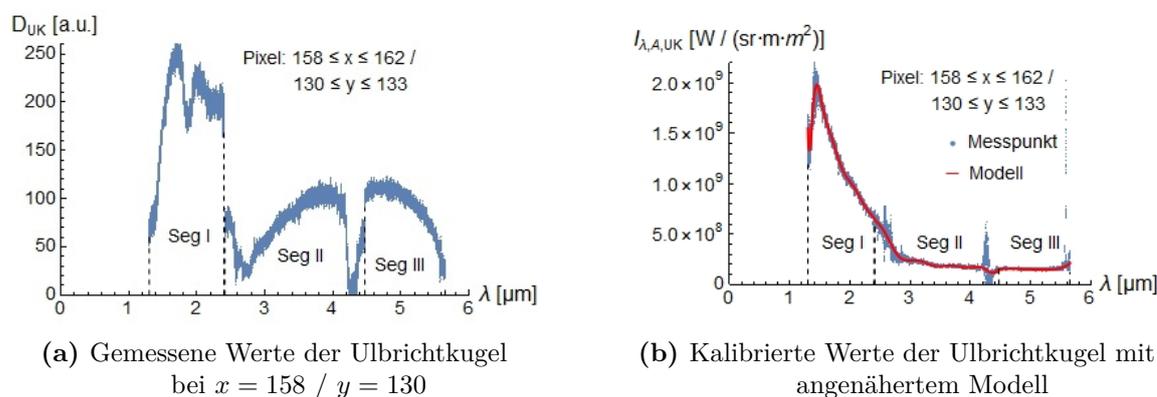
In dieser Arbeit wird zur Realisierung einer homogenen Ausleuchtung des Sensors eine Ulbrichtkugel verwendet (siehe Abbildung 5.16). Diese ist im Inneren sandgestrahlt und mit Gold beschichtet, um eine hohe Homogenität mit hoher Lichtausbeute zu erhalten. Als Quelle dient dabei ein handelsüblicher 150 W-Halogenstrahler. Die Glühwendel wird dabei je nach angelegter Stromleistung über 2000°C heiß. Gemäß dem Planck'schen Strahlungsgesetz wird dadurch im kurzwelligen IR-Bereich genügend Strahlungsleistung emittiert. Die Quarzglasumhausung der Glühwendel absorbiert den Großteil der Strahlungsanteile oberhalb einer Wellenlänge von ca.  $2,8 \mu\text{m}$  [104]. Da sich im Betrieb die Quarzglasumhausung jedoch auf einige 100°C aufheizt, emittiert diese selbst wiederum gemäß dem Planck'schen Strahlungsgesetz hauptsächlich im mittleren Infrarotbereich. Die Strahlungsquelle ist daher in Summe über den gesamten sensitiven Bereich des Sensors verwendbar.



**Abbildung 5.16:** Homogene Beleuchtung des Kamerasensors durch eine Ulbrichtkugel

Zur Ermittlung der Gain-Matrix bei Spektralbandkameras werden die gemessenen Intensitätswerte der homogen ausgeleuchteten Pixel jeweils an den über alle Pixel gemittelten Intensitätswert angepasst. Im Falle der entwickelten Hyperspektralkamera detektieren die Pixel bei gleicher Radstellung jedoch Strahlung mit unterschiedlichen Wellenlängen. Die gemessenen Werte sind somit nicht vergleichbar. Es kann keine mittlere Intensität bestimmt werden und damit auch keine Gain-Matrix berechnet werden.

Die Vorgehensweise ist daher, dass zunächst das Strahlungsspektrum der Ulbrichtkugel bestimmt wird. Bei den Kalibriermessungen aus Kapitel 5.2 wurde bereits die Kalibrierkurve des Pixels  $x = 158 / y = 130$  bestimmt. Um die statistische Genauigkeit zu erhöhen, werden im Folgenden alle Pixel im Bereich  $158 \leq x \leq 162 / 130 \leq y \leq 133$  betrachtet. Auf diesen wurde der Kalibrierstrahler während der vollständigen Drehung der Filterradscheibe abgebildet, wodurch die Kalibrierspektren für jedes dieser Pixel bestimmt werden können. Mit diesen Kalibrierspektren kann dann aus den gemessenen Intensitätswerten der Ulbrichtkugel (Abbildung 5.17a) das Spektrum der Ulbrichtkugel berechnet werden. Das berechnete Spektrum der Ulbrichtkugel ist in Abbildung 5.17b dargestellt.



**Abbildung 5.17:** Bestimmung des Ulbrichtkugel-Spektrums

Es wird angenommen, dass die Ulbrichtkugel alle Pixel auf dem Sensor homogen mit dem berechneten Strahlungsspektrum beleuchtet. Durch die Digitalisierung der Radstellung messen alle Pixel das Spektrum mit unterschiedlichen Stützpunkten. Daher muss an die gemessenen Stützpunkte des Spektrums der Ulbrichtkugel eine Modellfunktion angenähert werden, um die Werte des Spektrums für beliebige Stützpunkte zu bestimmen. Dabei werden für den Wellenlängenbereich der einzelnen Filtersegmente jeweils separat eine Modellfunktion mit Hilfe des Programms *Mathematica* angenähert. Für die Spektralbereiche der Segmente I und II werden Funktionen 12ten Grades (Formel 5.15) verwendet, für den Spektralbereich des Segments III eine Funktion 6ten Grades (Formel 5.16). Beim Annähern der Modellfunktionen werden dabei die Bereiche ausgespart, die durch atmosphärische Absorptionen nicht korrekt kalibriert werden können. Vor Allem gilt dies für die Bereiche um die  $\text{CO}_2$ -Absorptionsbanden bei ca.  $4,2 \mu\text{m}$  sowie für die  $\text{H}_2\text{O}$ -Absorptionsbanden bei ca.  $2,6 \mu\text{m}$ . Der steile Anstieg zu Beginn des Spektrums zwischen  $1,3 \mu\text{m}$  und  $1,5 \mu\text{m}$  ist auf die geringe Sensitivität des Sensors und die damit verbundene beschränkt gültige Kalibrierkurve zurück zu führen. Die Parameter der durch die Software angenäherten Modellfunktionen sind in Tabelle 5.5 aufgeführt. Die ermittelten Modellfunktionen sind in Abbildung 5.17b als

rote Graphen eingezeichnet.

$$I_{UK} = c_{12} \cdot \lambda^{12} + c_{11} \cdot \lambda^{11} + c_{10} \cdot \lambda^{10} + c_9 \cdot \lambda^9 + c_8 \cdot \lambda^8 + c_7 \cdot \lambda^7 + c_6 \cdot \lambda^6 + c_5 \cdot \lambda^5 + c_4 \cdot \lambda^4 + c_3 \cdot \lambda^3 + c_2 \cdot \lambda^2 + c_1 \cdot \lambda + c_0 \quad (5.15)$$

$$I_{UK} = c_6 \cdot \lambda^6 + c_5 \cdot \lambda^5 + c_4 \cdot \lambda^4 + c_3 \cdot \lambda^3 + c_2 \cdot \lambda^2 + c_1 \cdot \lambda + c_0 \quad (5.16)$$

**Tabelle 5.5:** Parameter der Modellfunktionen zum Spektrum der Ulbrichtkugel

	Segment I	Segment II	Segment III
$c_0$	$1,435576960429558 \times 10^{16}$	$-1,077445435876762 \times 10^{16}$	$1,752710418254497 \times 10^{12}$
$c_1$	$-8,986123316390520 \times 10^{16}$	$4,051372883718647 \times 10^{16}$	$-2,482246619498080 \times 10^{12}$
$c_2$	$2,564085251302598 \times 10^{17}$	$-6,942376448467558 \times 10^{16}$	$1,429069835452037 \times 10^{12}$
$c_3$	$-4,410426261313275 \times 10^{17}$	$7,168970057599175 \times 10^{16}$	$-4,306806955256527 \times 10^{11}$
$c_4$	$5,093844107964202 \times 10^{17}$	$-4,968784882683827 \times 10^{16}$	$7,195241382561198 \times 10^{10}$
$c_5$	$-4,162024410472132 \times 10^{17}$	$2,435239349793902 \times 10^{16}$	$-6,336433944183129 \times 10^9$
$c_6$	$2,467129743769954 \times 10^{17}$	$-8,654552430919150 \times 10^{15}$	$2,302791551113052 \times 10^8$
$c_7$	$-1,069139516102403 \times 10^{17}$	$2,247330340384900 \times 10^{15}$	—
$c_8$	$3,362024860460572 \times 10^{16}$	$-4,232146798192126 \times 10^{14}$	—
$c_9$	$-7,482599768846066 \times 10^{15}$	$5,637304571672165 \times 10^{13}$	—
$c_{10}$	$1,118940560270971 \times 10^{15}$	$-5,042000378979012 \times 10^{12}$	—
$c_{11}$	$-1,009553353825271 \times 10^{14}$	$2,718983052750164 \times 10^{11}$	—
$c_{12}$	$4,156597909744627 \times 10^{12}$	$-6,686344606930305 \times 10^9$	—

Durch die Bestimmung des Spektrums der Ulbrichtkugel kann nun für jeden einzelnen Pixel eine separate Kalibrierkurve berechnet werden. Die Gain-Matrix wird dadurch nicht benötigt. Diese ist vielmehr in den einzelnen Kalibrierkurven enthalten. Aus den gemessenen Rohdaten der Hyperspektralkamera lassen sich damit die kalibrierten spektralen Strahlstärkewerte wie folgt berechnen:

$$I_{\lambda,A,x,y}(\lambda) = (D_{raw,x,y} - D_{0,x,y})(\lambda) \cdot \frac{I_{\lambda,UK,x,y}(\lambda)}{D_{UK,x,y}(\lambda)} \cdot \frac{t_{Int,UK}}{t_{Int}} \cdot A_0 \quad (5.17)$$

Das Spektrum der verwendeten Strahlungsquelle innerhalb der Ulbrichtkugel ist nicht exakt reproduzierbar. Dadurch sind die angenäherten Funktionen nicht allgemeingültig, sondern als Beispiel zu werten. Für jeden Kalibriervorgang müssen diese neu bestimmt werden. Alternativ zu den Polynomfunktionen kann das Spektrum auch durch einen Splinefit modelliert werden.

## 5.4 Ersetzung fehlerhafter Pixel (BPR)

Für gewöhnlich enthalten Matrixsensoren immer einen Anteil an Bad Pixel (fehlerhafte Pixel) (BP). Dieser Anteil kann je nach Sensortyp, Sensormaterial, nach Herstellungsprozess oder auch einfach nur zufällig nach Herstellungscharge schwanken. Der Anteil von BP kann zudem mit der Zeit ansteigen, da die natürlich vorkommende ionisierte Strahlung das Halbleitermaterial des Detektors schädigen kann oder sich elektrische Kontakte durch Korrosion verändern. Eine einheitliche Definition von „schlechten Pixeln“ ist wegen der vielfältigen Einsatzanforderungen von optischen Bildsensoren nicht festgelegt. Als BP werden im Folgenden einzelne Sensorelemente bezeichnet, die signifikant in ihrer Empfindlichkeit gegenüber der Mehrheit der Pixel abweichen.

Prinzipiell gibt es unterschiedliche Typen von fehlerhaften Pixeln:

### **Dead Pixel:**

Als Dead Pixel (tote Pixel) werden Sensorelemente bezeichnet, die keinerlei Lichtempfindlichkeit zeigen. Diese können sowohl immer dunkel bleiben, konstant ein helles Niveau ausgeben (stuck pixel) oder auch zufällig zwischen dunkel und hell schwanken (blinker).

### **Cold Pixel:**

Als Cold Pixel (kalte Pixel) werden Sensorelemente bezeichnet, die nur eine geringe Lichtempfindlichkeit zeigen.

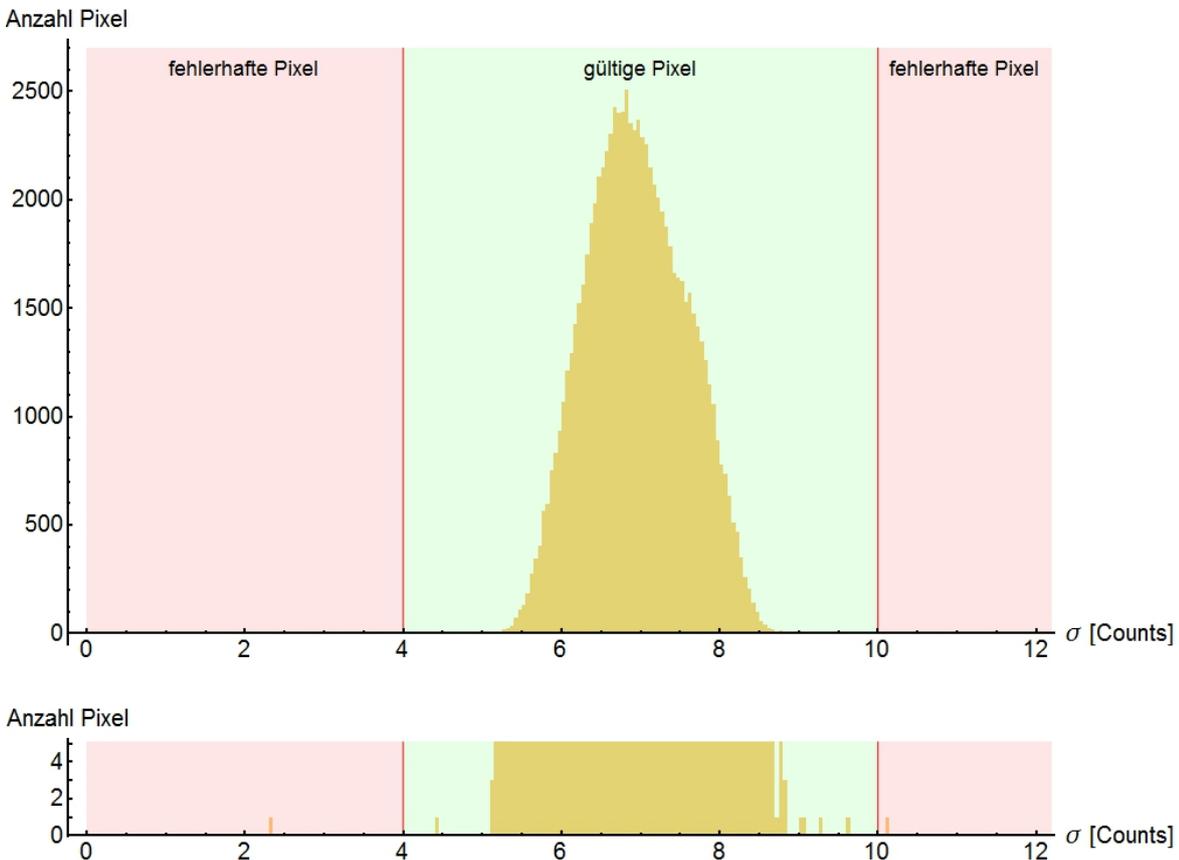
### **Hot Pixel:**

Als Hot Pixel (heiße Pixel) werden Sensorelemente bezeichnet, die eine sehr hohe Lichtempfindlichkeit zeigen.

Zur Ermittlung der BP des in dieser Arbeit verwendeten Sensors wird ein Video bei homogener Pixelbestrahlung mit insgesamt 1000 Bildern aufgezeichnet. Die homogene Beleuchtung wird mit der Ulbrichtkugel realisiert. Das Filterradmodul würde hierbei die Vergleichbarkeit der respondierenden Digitalwerte der einzelnen Pixel durch die Charakteristik der Verlaufsfilter verhindern. Daher wird dieses für die Messung aus dem Kamerasystem herausgenommen. Durch die Entfernung des Filterradmoduls wird das System für jeden Messzeitpunkt im kompletten Spektralbereich zwischen  $1.3 \mu\text{m}$  und  $5.5 \mu\text{m}$  sensitiv. Im Vergleich zu dem Betrieb als Hyperspektralkamera, bei der die Verlaufsfilter immer nur einen schmalen Spektralbereich passieren lassen, müsste die Belichtungszeit daher deutlich reduziert werden, um ähnliche Strahlungsquellen zu messen. Jedoch können die Messparameter, wie die Belichtungszeit, einen

Einfluss haben, ob ein Pixel als fehlerhaft gilt oder nicht. Zur Schaffung vergleichbarer Messparameter wird daher ein Neutraldichtefilter mit einer optischen Dichte von 2 in den Strahlengang eingebracht. Damit kann bei moderater Strahlungsleistung der Lichtquelle in der Ulbrichtkugel mit einer Integrationszeit von  $1000 \mu\text{s}$  eine gute Aussteuerung (ca. 70 % des Dynamikbereichs) erreicht werden.

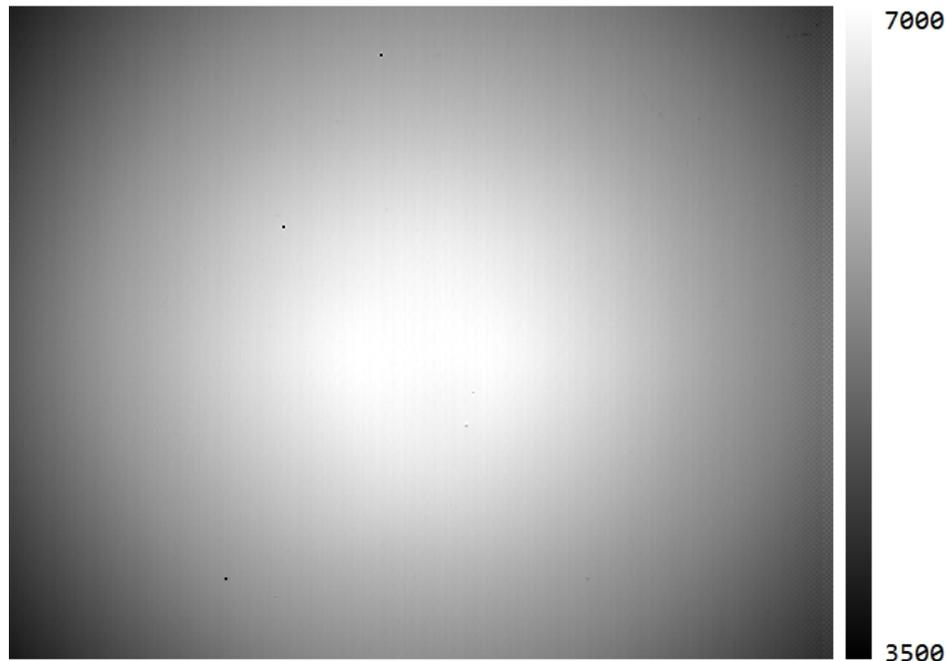
Nun gilt es die fehlerhaften Pixel aus den Aufnahmen zu ermitteln. Tote Pixel zeigen für gewöhnlich entweder kein bzw. kaum Rauschen auf dem Sensorsignal oder ein sehr hohes Rauschen im Falle von Blinkern. Diese Pixel werden identifiziert, indem die Standardabweichung des zeitlichen Verlaufs für jeden Pixel betrachtet wird. Tote Pixel haben dabei entweder einen sehr geringen Wert oder einen deutlich erhöhten. Die Werte der Standardabweichungen aller Pixel sind als Histogramm in Abbildung 5.18 gezeigt. In dieser Arbeit werden alle Pixel, die eine Standardabweichung von  $\sigma_{x,y} \leq 4$  bzw.  $\sigma_{x,y} \geq 10$  in Einheiten von Counts aufweisen, als tote Pixel definiert. Insgesamt werden damit drei tote Pixel ermittelt.



**Abbildung 5.18:** Histogramm der gemessenen Standardabweichung aller Pixelintensitäten bei homogener Bestrahlung

Zur Ermittlung von kalten und heißen Pixeln muss die Lichtempfindlichkeit der Pixel bestimmt werden. Dazu wird eine weitere Videoaufnahme mit 1000 Bildern bei

abgedecktem Objektiv aufgezeichnet. Diese Aufnahme entspricht näherungsweise dem Dunkelstrom mit Überlagerung des Offsets, der durch Eigenstrahlung des Objektivs, des Filters sowie der Strahlung im Inneren des Kameragehäuses hervorgerufen wird. Die Messung wird zeitlich gemittelt und von dem zeitlich gemittelten Videobild der Ulbrichtkugelmessung subtrahiert. Die berechneten Digitalwerte der Pixel entsprechen dann der Strahlungsleistung der Ulbrichtkugel im sensitiven Spektralbereich und sind in Abbildung 5.19 als Grauwertbild veranschaulicht.



**Abbildung 5.19:** Grauwertbild der Sensitivität

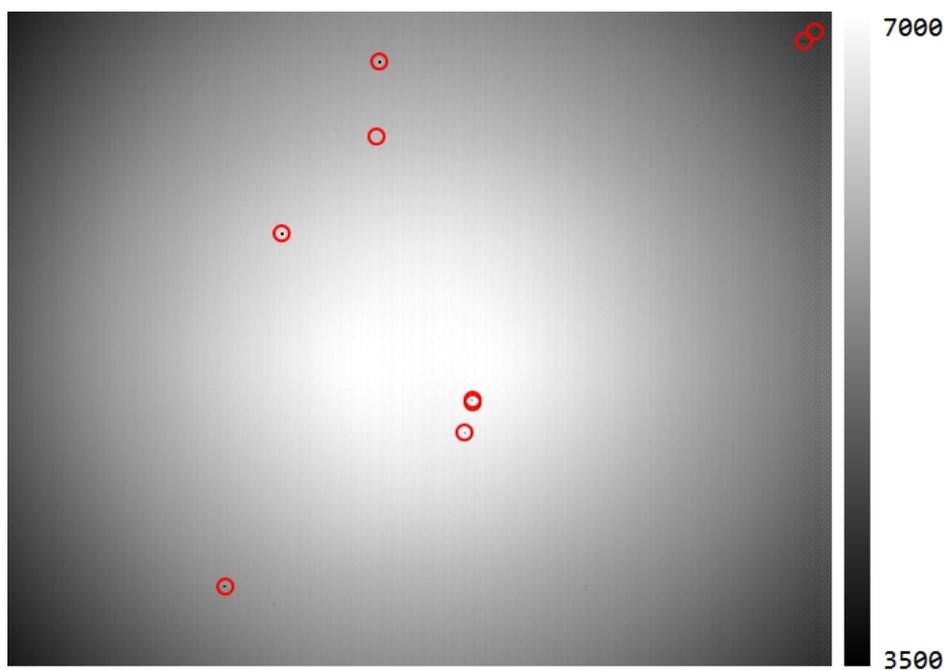
Obwohl die Pixel einheitlich bestrahlt wurden, ist eine deutliche Charakteristik auf dem Bild zu erkennen. Die Intensität und damit die Sensitivität nimmt von der Mitte zu den Rändern hin stark ab. Diese Charakteristik resultiert aus den optischen Eigenschaften des Objektivs des Kamerasystems. Um einzelne Pixel mit stark abweichender Sensitivität zu ermitteln, wird daher die Pixelintensität mit der gemittelten Intensität der Nachbarpixel verglichen. Als direkte Nachbarschaft wird ein Bereich von  $\pm 5$  Pixeln in beide Achsenrichtungen festgelegt, wobei der Bereich von den Rändern der Sensormatrix beschränkt wird. Weiterhin wird zur Berechnung des Mittelwerts dieser Pixelregion von den  $11 \times 11 = 121$  Pixeln die 20 % höchsten und niedrigsten Werte herausgestrichen, um den Mittelwert zu berechnen. Dies soll verhindern, dass einzelne oder mehrere Bad Pixel, die sich in dieser Region befinden könnten, den Mittelwert zu stark verfälschen. Ein Pixel wird nun als fehlerhaft identifiziert, falls die absolute Differenz zwischen seinem Wert und dem Mittelwert der Nachbarregion die Grenze von 5 % seines Werts überschreitet. Aus dem Vorzeichen der Differenz wird dabei erkannt, ob es sich um einen kalten oder heißen Pixel handelt.

Von den insgesamt 81920 Pixeln wurden neun verschiedene Sensorelemente als fehlerhafte Pixel identifiziert. Die ermittelten Pixelpositionen sind in 5.6 aufgeführt.

**Tabelle 5.6:** Positionen der fehlerhaften Pixel des Sensors

Nr.	x	y	Fehlertyp
1	145	20	Dead Pixel
2	144	49	Blinker
3	85	225	Blinker
4	314	8	Cold Pixel
5	310	12	Cold Pixel
6	107	87	Cold Pixel
7	181	152	Cold Pixel
8	178	165	Cold Pixel
9	181	153	Hot Pixel

Die Positionen der fehlerhaften Pixel wurden zur Veranschaulichung in dem Grauwertbild der Sensitivität markiert, wie in Abbildung 5.20 dargestellt ist.



**Abbildung 5.20:** Grauwertbild der Sensitivität mit markierten fehlerhaften Pixeln

Nachdem nun die Positionen der fehlerhaften Pixel festgestellt wurden, müssen diese Pixel korrigiert werden. Dazu gibt es viele unterschiedliche Methoden, die sich jedoch nur geringfügig voneinander unterscheiden. Einige Methoden ersetzen den Pixelwert durch einen Pixelwert in der Nähe des fehlerhaften Pixels, andere ordnen dem fehlerhaften Pixel stets den gemittelten Wert der umgebenden Pixel zu. Im Falle der

Hyperspektralkamera kommt erschwerend hinzu, dass prinzipiell jeder Pixel zum gleichen Zeitpunkt eine unterschiedliche CWL misst. Der spektrale Gradient ist dabei gemäß den Überlegungen aus 5.1 im Allgemeinen in  $x$ -Richtung geringer als in  $y$ -Richtung. Da keine der BP in  $x$ -Richtung miteinander benachbart sind und keiner der BP direkt am Rand des Sensors liegt, wird als Korrekturwert der Mittelwert der beiden horizontal benachbarten Pixel gewählt.

$$D_{x,y,corr} = \frac{D_{x-1,y} + D_{x+2,y}}{2} \quad (5.18)$$

## 5.5 Bildtransformation

Bei den Messungen der Bildmosaik (vgl. Abbildung 5.3) aus Kapitel 5.1 wurde festgestellt, dass die hellen Leuchtpunkte bei Messung unterschiedlicher Filter an unterschiedlichen Orten auf dem Sensor abgebildet werden, obwohl am Messaufbau lediglich der Filter vor der Strahlungsquelle gewechselt wurde, nicht aber die Justage der Kamera oder die Position der Strahlungsquelle. Der einzige Unterschied bei den Messungen verschiedener Filter ist, dass die Strahlungsquelle durch die Charakteristik der Verlaufsfilterelemente nur bei unterschiedlichen Radstellungen gesehen werden kann. Die optische Abbildung ändert sich somit bei Rotation der Radscheibe. Dies legt nahe, dass die Verlaufsfilter nicht exakt planparallel zur Drehrichtung der Radscheibe eingesetzt wurden. Dadurch wird der optische Strahlengang bei Rotation der Radscheibe unterschiedlich stark durch den Verlaufsfilter gebrochen. Weiterhin sind die Substrate der Filtersegmente z.T. aus unterschiedlichen Materialien (vgl. Kapitel 4.2). Dadurch unterscheiden sich die optischen Dichten der Filtersegmente, was zusätzlich zu einer geänderten Abbildung der Messszene auf dem Sensor führt.

Zweck der Hyperspektralkamera ist es, orts aufgelöste Spektren zu generieren. Damit ein Spektrum von einem festen Ort bestimmt werden kann, ist es essentiell, dass die Bilder, in Abhängigkeit zur Filterradstellung, so transformiert werden, damit nach der Transformation alle Pixel die Messszene ortsstabil zeigen.

Um die Abbildungsunterschiede zu detektieren, wird die Detektormatrix zunächst in 30 rasterförmig angeordnete Bereiche unterteilt. Nun wird der Kalibrierstrahler mit rotierender Filterradscheibe wiederholt gemessen, sodass er jeweils möglichst mittig innerhalb der definierten Sensorbereiche abgebildet wird. Bei jeder Messung werden 5000 Bilder mit einer Aufzeichnungsrate von  $f = 250$  Hz aufgezeichnet. Die Integrationszeit wird auf  $t_{Int} = 1000 \mu s$  festgelegt. Die Radscheibe wird dabei mit ei-

ner Frequenz von  $\omega \approx 1$  Hz rotiert. Die einzelnen Messungen innerhalb der definierten Sensorbereiche werden in Abhängigkeit zur Filterradstellung wieder zu einem Gesamtbild hinzugefügt. Die Filterradstellung wird durch den Winkelencoder auf 4101 unterschiedliche Werte aufgelöst (vgl. Kapitel 4.3). Bei 5000 aufgezeichneten Bildern werden so zufällig für einige Winkelpositionen mehrere Bilder oder keine Bilder gemessen. Im Falle von mehreren gemessenen Bildern bei identischer Winkelstellungen werden die entsprechenden Bilder gemittelt. Wenn für eine Winkelstellung kein Bild vorliegt, so wird das Bild der am nächsten zugehörigen Winkelstellung verwendet. Diese Vorgehensweise wird damit begründet, dass sich die optische Abbildung für geringfügig unterschiedliche Winkelstellungen nur marginal ändert.

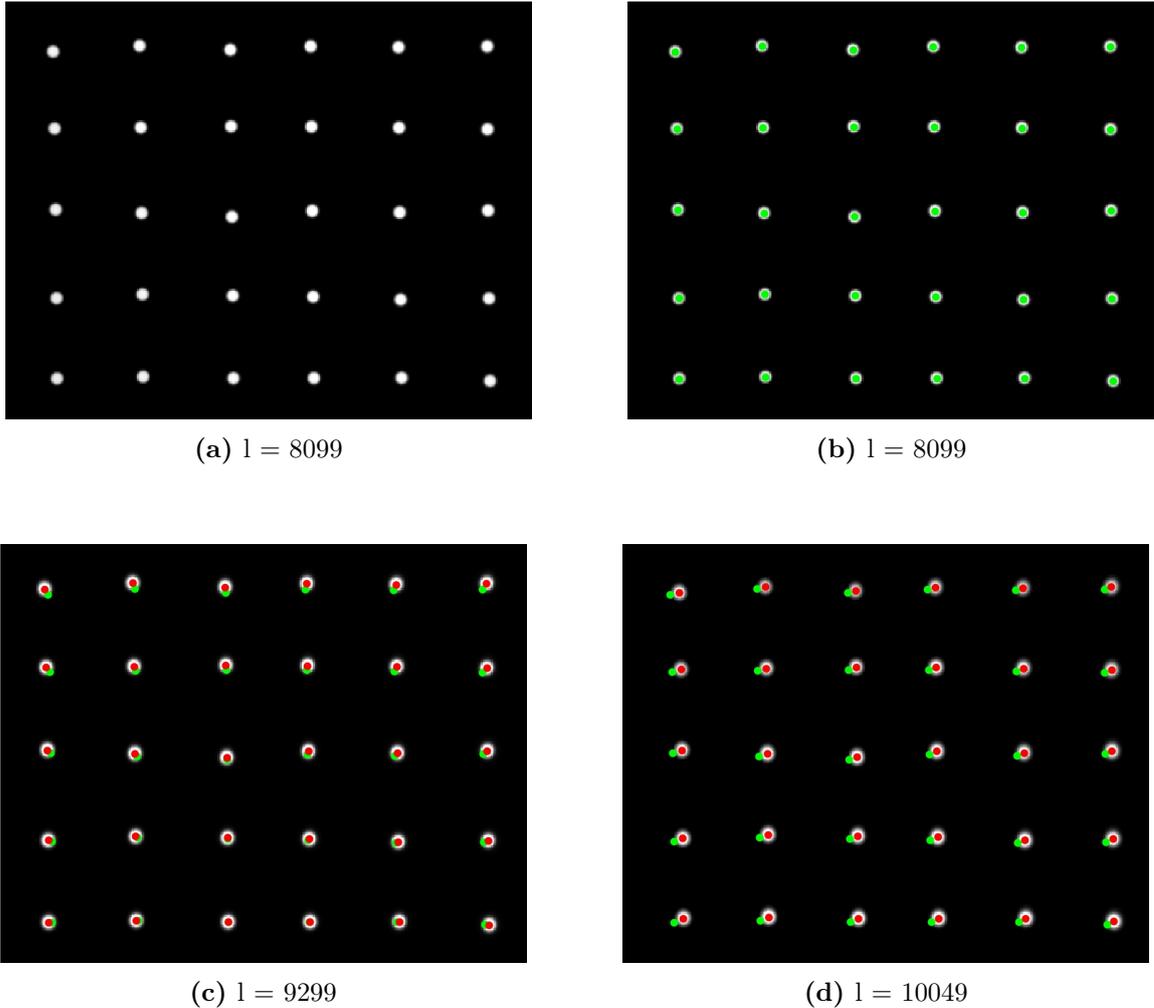
In Abbildung 5.21 sind die zusammengesetzten Bilder der Kalibrierstrahlermessungen bei unterschiedlichen Radstellungen gezeigt. Bei Betrachtung der einzelnen Bilder zeigt sich, dass die Bilder im Bereich des Filtersegments I am ortsstabilsten sind. Daher wird ein Bild in diesem Filterbereich als Referenzbild verwendet. Im Abbildungsteil (a) ist das gewählte Referenzbild bei einem Lockin-Wert von 8099 gezeigt.

Zur Bestimmung der Bildunterschiede müssen zunächst die Positionen Strahlers der einzelnen Messungen in den Bildern definiert werden. Dazu werden für alle der zu den 4101 unterschiedlichen Lockin-Werten ( $6000 \leq l \leq 10100$ ) gehörenden Bilder für jeden Bildsektor eine zweidimensionale Gauß-Kurve der Form von Gleichung 5.19 an die Intensitätswerte der Strahlermessung angenähert. Der Maximalwert der Gauß-Funktion an der Stelle  $x = \mu_{G,x}$  /  $y = \mu_{G,y}$  definiert die Position des Strahlers im Bild.

$$D_{x,y}(l) = c_G + a_G \cdot e^{-\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{x-\mu_{G,x}}{\sigma_{G,x}}\right)^2} \cdot e^{-\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{y-\mu_{G,y}}{\sigma_{G,y}}\right)^2} \quad (5.19)$$

Die ermittelten Strahlerpositionen für das Referenzbild sind in Abbildung 5.21b grün markiert. Abbildungen 5.21c und 5.21d zeigen beispielhaft die ermittelten Strahlerpositionen bei zufälligen Filterradwinkeln für die Filtersegmente II und III. Rot markiert sind hierbei die Strahlerpositionen des aktuellen Bilds. Die grün markierten Stellen sind die Strahlerpositionen des Referenzbilds. Aus dieser Darstellung lässt sich der optische Abbildungsversatz bei unterschiedlichen Filterradstellungen gut erkennen.

Die Abbildungsdifferenzen in Abhängigkeit zur Filterradstellung sind dadurch nur an den 30 einzelnen Positionen erfasst. Um den Abbildungsversatz für jede beliebige Pixelposition zu bestimmen, muss an die gefundenen Werte eine Modellfunktion genähert werden, die den Abbildungsversatz beschreibt. Zur Bestimmung einer Modellfunktion werden zunächst einige Überlegungen zum Strahlengang untersucht, wodurch die optische Abbildung auf dem Sensor bei Drehung der Radscheibe beeinflusst werden



**Abbildung 5.21:** Messung eines Punktmusters bei verschiedenen Filterradstellungen

könnte. Hierbei wird jeweils genähert, dass die Lochblende als punktförmige Quelle angenommen wird, die Stirnflächen der Filterelemente weitgehend zueinander planparallel sind und die Segmente über einen konstanten Brechungsindex  $n$  verfügen. Weiterhin ist es aus Symmetriegründen ausreichend, nur den Abbildungsversatz in einer Achse, in diesem Fall der  $y$ -Achse, zu betrachten. Die Überlegungen gelten analog für den Abbildungsversatz in Richtung der  $x$ -Achse.

### 5.5.1 Abbildungsversatz durch Änderung der optischen Dichte

Abbildung 5.22 zeigt im oberen Bereich die ideale optische Anordnung, die zunächst für die Referenzabbildung angenommen wird. Das Filtersegment befindet sich mittig zwischen der Lochblende und dem Sensor. Die Stirnflächen des Filters sind orthogonal

zur optischen Achse, die den Sensor am Punkt  $y_0$  trifft. Ein Lichtstrahl, der um den Winkel  $\alpha$  von der optischen Achse abweicht, wird abhängig von der optischen Dichte  $n$  im Filtersegment auf den Winkel  $\beta$  gebrochen und erreicht den Sensor schließlich am Punkt  $y_i$ .

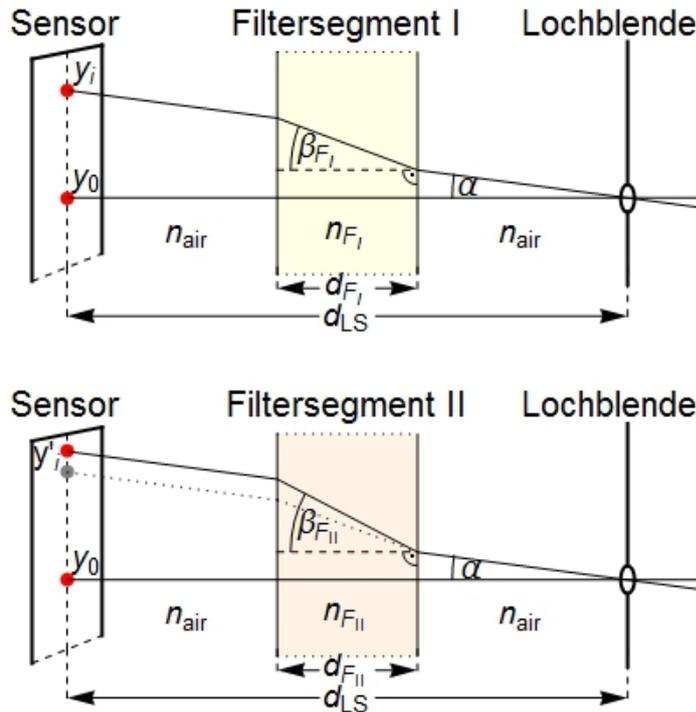


Abbildung 5.22: Skizze: Einfluss unterschiedlicher optischer Dichten

Zunächst ist von den Filtersegmenten bekannt, dass z.T. unterschiedliche Substratmaterialien verwendet wurden. Dadurch unterscheidet sich die optische Dichte der Filter und der optische Strahlengang wird je nach Brechzahl stärker oder schwächer gebrochen. Das Verhalten für den Fall  $n_{F_{II}} > n_{F_I}$  ist im unteren Bereich von Abbildung 5.22 skizziert. Der Skizze ist zu entnehmen, dass ein Parallelversatz im Strahlengang abhängig zum Inzidenzwinkel  $\alpha$  entsteht. Der Strahl trifft nun an der Stelle  $y'_i$  auf den Sensor. Unter der Annahme, dass die Filterdicken identisch sind ( $d_{F_I} = d_{F_{II}} = d_F$ ),

berechnet sich der Strahlenversatz  $\Delta_n y_i$  auf dem Sensor wie folgt:

$$\begin{aligned}
\Delta_n y_i &= y'_i - y_i \\
&= (y_0 + \tan(\alpha) \cdot (d_{LS} - d_{F_{II}}) + \tan(\beta_{F_{II}}) \cdot d_{F_{II}}) \\
&\quad - (y_0 + \tan(\alpha) \cdot (d_{LS} - d_{F_I}) + \tan(\beta_{F_I}) \cdot d_{F_I}) \\
&= d_F \cdot (\tan(\beta_{F_{II}}) - \tan(\beta_{F_I})) \\
&= d_F \cdot \left( \tan\left(\arcsin\left(\frac{n_{air}}{n_{F_{II}}} \cdot \sin(\alpha)\right)\right) - \tan\left(\arcsin\left(\frac{n_{air}}{n_{F_I}} \cdot \sin(\alpha)\right)\right) \right) \\
&= d_F \cdot \left( \frac{n_{air} \cdot \sin(\alpha)}{n_{F_{II}} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{n_{air}}{n_{F_{II}}}\right)^2 \sin^2(\alpha)}} - \frac{n_{air} \cdot \sin(\alpha)}{n_{F_I} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{n_{air}}{n_{F_I}}\right)^2 \sin^2(\alpha)}} \right)
\end{aligned} \tag{5.20}$$

Gleichung 5.20 wird mit Hilfe des Programms *Mathematica* gelöst. Dabei werden die Parameter analog zu Kapitel 5.1 abgeschätzt ( $d_F \approx 1$  mm,  $n_{air} \approx 1$ ,  $n_{F_I} \approx 1,5$ ,  $n_{F_{II}} \approx 1,77$ ). Ebenso wird der maximale Inzidenzwinkel  $\alpha$  nach Gleichung 5.21 zu  $\alpha_{max} = 8,3^\circ$  abgeschätzt.

$$\alpha_{max} = \arctan\left(\frac{y_{max}}{d_{LS}}\right) = \arctan\left(\frac{200 \cdot 30 \mu\text{m}}{41 \text{ mm}}\right) \approx 8,3^\circ \tag{5.21}$$

Die Werte für  $\Delta_n y_i$  werden im Bereich  $-8,3^\circ \leq \alpha \leq 8,3^\circ$  in  $0,5^\circ$ -Schritten berechnet und in einem Diagramm in Abbildung 5.23 eingetragen. Die Wertepaare zeigen einen stark linearen Verlauf. Daher wird mit *Mathematica* eine Gerade der Form von Gleichung 5.22 an die Wertepaare angenähert. Die Standardabweichung der linearen Näherung zu den berechneten Wertepaaren beträgt  $\sigma_n < 0,00035$  Pixel.

$$\Delta_n y_i = b_n \cdot \alpha \tag{5.22}$$

Die geringe Standardabweichung legitimiert eine lineare Approximation von Gleichung 5.20. Der Abbildungsversatz durch unterschiedlich optisch dichte Filtersegmente kann in guter Näherung durch eine lineare Funktion beschrieben werden.

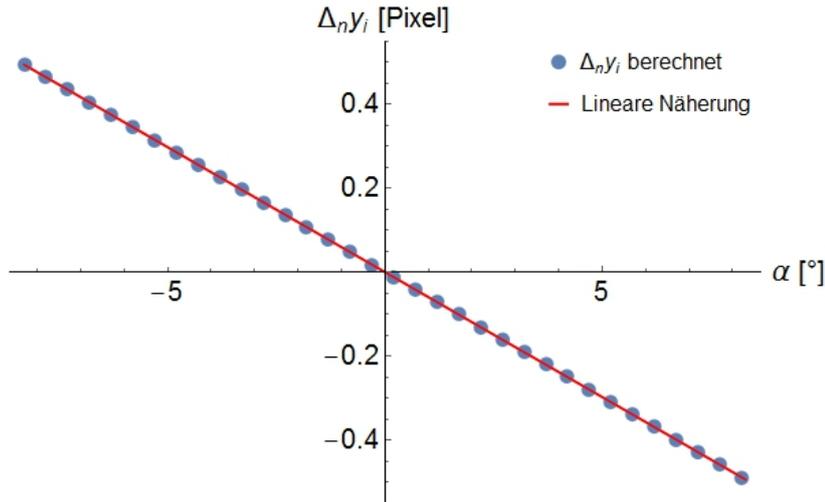


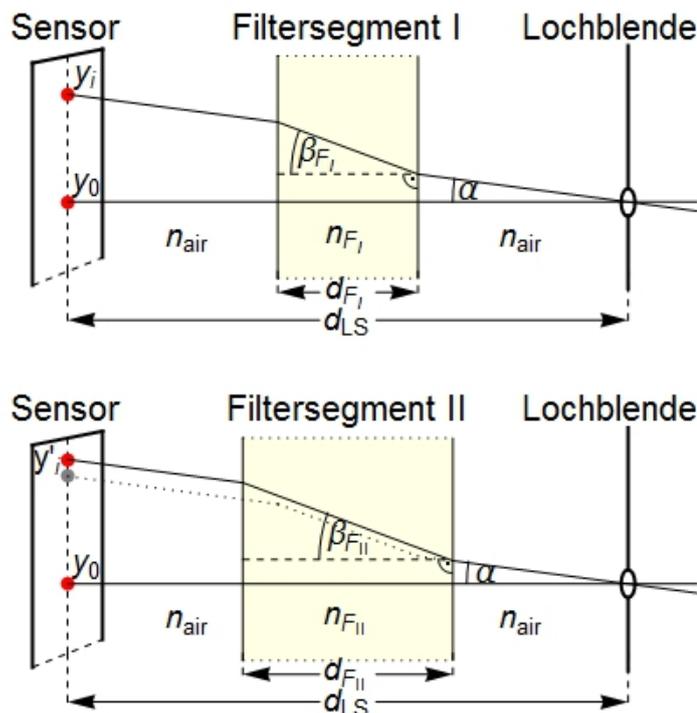
Abbildung 5.23: Abbildungsversatz: Einfluss unterschiedlicher optischer Dichten

### 5.5.2 Abbildungsversatz durch Änderung der Filterdicke

Eine weitere Einflussgröße des optischen Abbildungsversatzes stellt die z.T. unterschiedliche Dicke der Filtersegmente dar. Abbildung 5.24 zeigt beispielhaft das Szenario, dass  $d_{F_{II}} > d_{F_I}$ . Zur Berechnung des resultierenden Abbildungsversatzes wird die optische Dichte konstant gehalten ( $n_{F_{II}} = n_{F_I} = n_F$ ). Da der Winkel  $\beta$  nur vom Inzidenzwinkel  $\alpha$  und der optischen Dichte  $n_F$  abhängt, wird  $\beta$  ebenso konstant ( $\beta_{F_{II}} = \beta_{F_I} = \beta_F$ ). Der Versatz  $\Delta_d y_i$  berechnet sich dadurch zu:

$$\begin{aligned}
 \Delta_d y_i &= y'_i - y_i \\
 &= (y_0 + \tan(\alpha) \cdot (d_{LS} - d_{F_{II}}) + \tan(\beta_{F_{II}}) \cdot d_{F_{II}}) \\
 &\quad - (y_0 + \tan(\alpha) \cdot (d_{LS} - d_{F_I}) + \tan(\beta_{F_I}) \cdot d_{F_I}) \\
 &= \tan(\alpha) \cdot (d_{F_I} - d_{F_{II}}) + (d_{F_{II}} - d_{F_I}) \cdot \tan(\beta_F) \\
 &= (d_{F_I} - d_{F_{II}}) \cdot \left( \tan(\alpha) - \frac{n_{air} \cdot \sin(\alpha)}{n_F \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{n_{air}}{n_F} \cdot \sin(\alpha)\right)^2}} \right)
 \end{aligned} \tag{5.23}$$

Der erste Term in Gleichung 5.23 ist linear zu  $\tan(\alpha)$ . Für kleine Winkel von  $\alpha$  kann dieser gut linear genähert werden. Der zweite Term mit den Sinusfunktionen sowohl im Zähler als auch im Nenner erscheint ähnlich zu den Termen aus Gleichung 5.20, was die Vermutung nach einer linearen Näherung bestärkt. Dennoch soll auch hier durch *Mathematica* überprüft werden, ob eine lineare Näherung für Gleichung 5.23 legitim



**Abbildung 5.24:** Skizze: Einfluss unterschiedlicher Filterdicken

ist. Zur Berechnung von  $\Delta_d y_i$  werden die Parameter analog abgeschätzt ( $d_{F_I} \approx 1$  mm,  $d_{F_{II}} \approx 2$  mm,  $n_{air} \approx 1$ ,  $n_F \approx 1,77$ ). Als relevanter Winkelbereich wird wieder  $-8,3^\circ \leq \alpha \leq 8,3^\circ$  angenommen. Innerhalb dieses Winkelbereichs werden die Wertepaare in  $0,5^\circ$ -Schritten berechnet.

Die berechneten Wertepaare sind im Diagramm in Abbildung 5.25 gezeigt. An diese wird eine lineare Modellfunktion der Form von Gleichung 5.24 durch *Mathematica* angenähert. Die genäherte lineare Funktion ist in Abbildung 5.25 als rote Linie gezeigt. Die Standardabweichung der linearen Näherung zu den berechneten Wertepaaren beträgt dabei  $\sigma_d < 0,003$  Pixel.

$$\Delta_d y_i = b_d \cdot \alpha \quad (5.24)$$

Auch hier legitimiert die geringe Standardabweichung  $\sigma_d$ , dass Gleichung 5.23 durch eine lineare Funktion approximiert werden kann. Der Abbildungsversatz, der durch unterschiedliche Filterdicken hervorgerufen wird, kann somit in guter Näherung durch eine lineare Korrekturfunktion beschrieben werden.

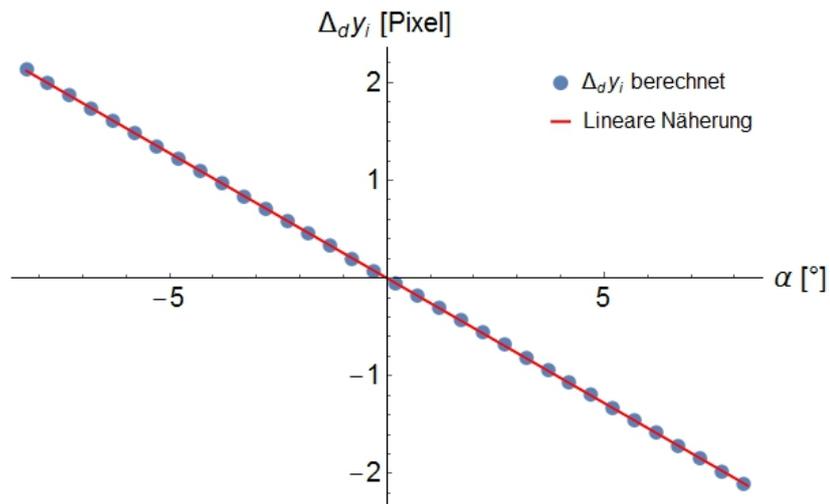


Abbildung 5.25: Abbildungsversatz: Einfluss unterschiedlicher Filterdicken

### 5.5.3 Abbildungsversatz durch Änderung der Filterposition

Ändert sich hingegen nur die Position des Filtersegments zwischen Lochblende und Sensor (vgl. Abbildung 5.27), ergibt sich kein Einfluss der optischen Abbildung, da sowohl  $d_{F_I} = d_{F_{II}} = d_F$  als auch  $n_{F_{II}} = n_{F_I} = n_F$  gilt.

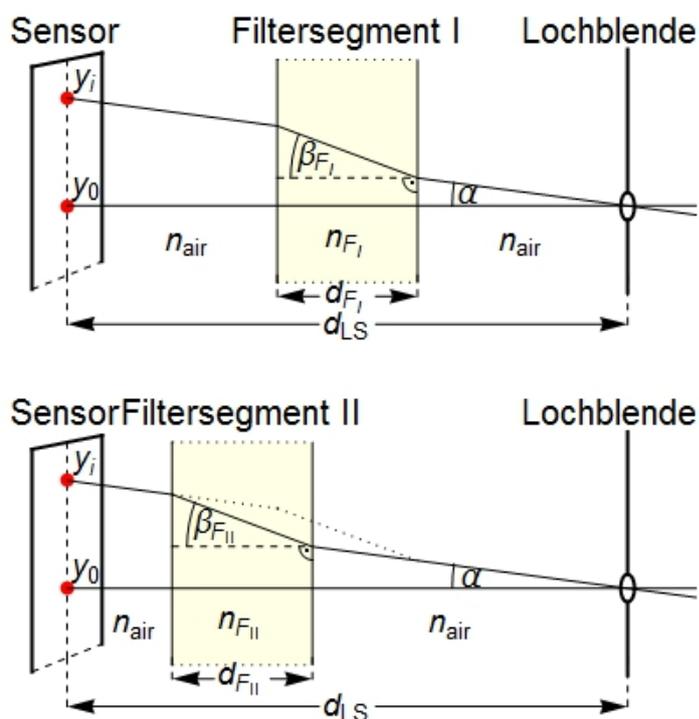


Abbildung 5.26: Skizze: Einfluss unterschiedlicher Filterpositionen

$$\begin{aligned}
 \Delta_P y_i &= y'_i - y_i \\
 &= (y_0 + \tan(\alpha) \cdot (d_{LS} - d_{F_{II}}) + \tan(\beta_{F_{II}}) \cdot d_{F_{II}}) \\
 &\quad - (y_0 + \tan(\alpha) \cdot (d_{LS} - d_{F_I}) + \tan(\beta_{F_I}) \cdot d_{F_I}) \\
 &= 0
 \end{aligned}
 \tag{5.25}$$

### 5.5.4 Abbildungsversatz durch Verkipfung der Filter

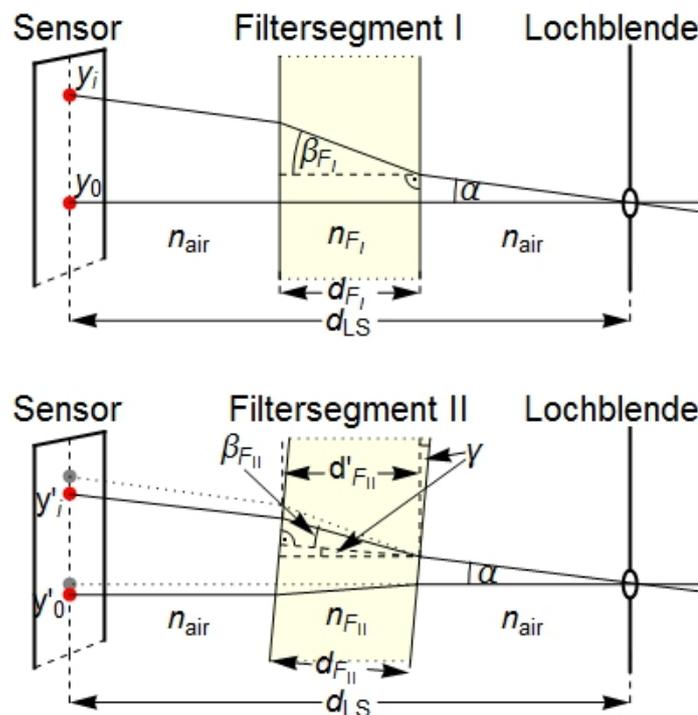


Abbildung 5.27: Skizze: Einfluss der Filterverkipfung

Ein weiterer Einfluss der optischen Abbildung ist die Verkipfung des Filtersegments um den Winkel  $\gamma$ . Es kann nicht davon ausgegangen werden, dass die Filtersegmente exakt senkrecht zur optischen Achse des Systems in der Filterradscheibe fixiert wurden. Der Verkippwinkel  $\gamma$  ändert sich dadurch nicht nur bei einem Wechsel der Filtersegmente, sondern auch innerhalb eines Filtersegments selbst durch die Drehung der Radscheibe. Zwar wird in diesem Fall auch wiederum  $d_{F_I} = d_{F_{II}} = d_F$  sowie  $n_{F_{II}} = n_{F_I} = n_F$  konstant gehalten, jedoch ist nun  $d_{F_{II}}$  nicht mehr parallel zur optischen Achse und zur Berechnung von  $\beta_{F_{II}}$  ändert sich der Inzidenzwinkel in das

Filtersegment zu  $\alpha + \gamma$ . Der Abbildungsversatz durch Verkippung des Filtersegments berechnet sich damit zu:

$$\begin{aligned}
\Delta_\gamma y_i &= y'_i - y_i \\
&= (y_0 + \tan(\alpha) \cdot (d_{LS} - d'_{F_{II}}) + \tan(\beta_{F_{II}} + \gamma) \cdot d'_{F_{II}}) \\
&\quad - (y_0 + \tan(\alpha) \cdot (d_{LS} - d_{F_I}) + \tan(\beta_{F_I}) \cdot d_{F_I}) \\
&= \tan(\alpha) \cdot d_F \cdot \left(1 - \frac{\cos(\beta_{F_{II}} + \gamma)}{\cos(\beta_{F_{II}})}\right) + \tan(\beta_{F_{II}} + \gamma) \cdot d_F \cdot \frac{\cos(\beta_{F_{II}} + \gamma)}{\cos(\beta_{F_{II}})} \\
&\quad - \tan(\beta_{F_I}) \cdot d_F \\
&= d_F \cdot \left(\tan(\alpha) \cdot \left(1 - \frac{\cos(\beta_{F_{II}} + \gamma)}{\cos(\beta_{F_{II}})}\right) + \frac{\sin(\beta_{F_{II}} + \gamma)}{\cos(\beta_{F_{II}})} - \tan(\beta_{F_I})\right) \\
&= d_F \cdot \left(\tan(\alpha) \cdot \left(1 - \frac{\cos(\beta_{F_{II}}) \cdot \cos(\gamma) - \sin(\beta_{F_{II}}) \cdot \sin(\gamma)}{\cos(\beta_{F_{II}})}\right)\right. \\
&\quad \left.+ \frac{\sin(\beta_{F_{II}}) \cdot \cos(\gamma) + \cos(\beta_{F_{II}}) \cdot \sin(\gamma)}{\cos(\beta_{F_{II}})} - \tan(\beta_{F_I})\right) \\
&= d_F \cdot \left(\tan(\alpha) \cdot (1 - \cos(\gamma) - \tan(\beta_{F_{II}}) \cdot \sin(\gamma))\right. \\
&\quad \left.+ \tan(\beta_{F_{II}}) \cdot \cos(\gamma) + \sin(\gamma) - \tan(\beta_{F_I})\right) \\
&= d_F \cdot \left(\tan(\alpha) \cdot \left(1 - \cos(\gamma) - \tan\left(\arcsin\left(\frac{n_{air}}{n_F} \cdot \sin(\alpha + \gamma)\right)\right) \cdot \sin(\gamma)\right)\right. \\
&\quad \left.+ \tan\left(\arcsin\left(\frac{n_{air}}{n_F} \cdot \sin(\alpha + \gamma)\right)\right) \cdot \cos(\gamma) + \sin(\gamma)\right. \\
&\quad \left.- \tan\left(\arcsin\left(\frac{n_{air}}{n_F} \cdot \sin(\alpha)\right)\right)\right) \\
&= d_F \cdot \left(\tan(\alpha) - \tan(\alpha) \cdot \cos(\gamma) - \frac{n_{air} \cdot \sin(\alpha)}{n_F \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{n_{air}}{n_F} \cdot \sin(\alpha)\right)^2}} + \sin(\gamma)\right. \\
&\quad - \frac{n_{air} \cdot (\tan(\alpha) \cdot \sin(\alpha) \cdot \cos(\gamma) + \sin(\alpha) \cdot \sin(\gamma))}{n_F \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{n_{air}}{n_F} \cdot (\sin(\alpha) \cdot \cos(\gamma) + \cos(\alpha) \cdot \sin(\gamma))\right)^2}} \cdot \sin(\gamma) \\
&\quad \left.+ \frac{n_{air} \cdot (\sin(\alpha) \cdot \cos(\gamma) + \cos(\alpha) \cdot \sin(\gamma))}{n_F \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{n_{air}}{n_F} \cdot (\sin(\alpha) \cdot \cos(\gamma) + \cos(\alpha) \cdot \sin(\gamma))\right)^2}} \cdot \cos(\gamma)\right)
\end{aligned} \tag{5.26}$$

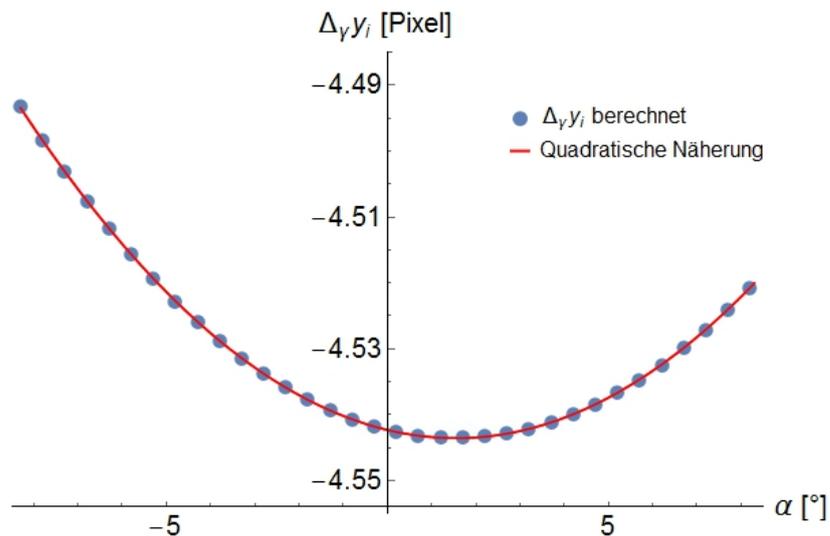
Aus Gleichung 5.26 ist nicht direkt erkennbar, welche Modellfunktion sich für eine Näherung eignet. Daher werden auch hier wieder zunächst die Wertepaare für die  $\Delta_\gamma y_i$  und  $\alpha$  berechnet. Als Parameter werden wieder analog folgende Werte angenommen:  $n_{air} \approx 1$ ,  $n_F \approx 1,77$ ,  $d_F \approx 1$  mm. Als Verkippwinkel wird beispielhaft  $\gamma = -5^\circ$  gewählt.

Die berechneten Wertepaare sind in dem Diagramm von Abbildung 5.28 eingetragen. Die Verteilung erinnert an einen parabolischen Verlauf. Daher wird als Näherung eine quadratische Modellfunktion (Gleichung 5.27) getestet.

$$\Delta_\gamma y_i = a_\gamma \cdot \alpha^2 + b_\gamma \cdot \alpha + c_\gamma \quad (5.27)$$

Die durch *Mathematica* genäherte Modellfunktion ist in Abbildung 5.28 als roter Graph gezeigt. Die Standardabweichung der quadratischen Näherung zu den berechneten Wertepaaren beträgt  $\sigma_\gamma < 0,000025$  Pixel

Die sehr geringe Standardabweichung  $\sigma_\gamma$  legitimiert eine quadratische Näherung des Abbildungsversatzes, der aus der Verkippung der Filtersegmente resultiert.



**Abbildung 5.28:** Abbildungsversatz: Einfluss der Filterverkippung

### 5.5.5 Berechnung des Abbildungsversatzes

Zusammenfassend können alle Einflussfaktoren, die einen Abbildungsversatz hervorrufen, durch eine Funktion zweiter Ordnung genähert werden.

$$\begin{aligned}
 \Delta y_i &= \Delta_n y_i + \Delta_d y_i + \Delta_\gamma y_i \\
 &\approx b_n \cdot \alpha + b_d \cdot \alpha + a_\gamma \cdot \alpha^2 + b_\gamma \cdot \alpha + c_\gamma \\
 &= a' \cdot \alpha^2 + b' \cdot \alpha + c'
 \end{aligned} \tag{5.28}$$

Der Abbildungsversatz soll nun abhängig vom Ort  $y$  auf dem Sensor und nicht abhängig von dem Inzidenzwinkel  $\alpha$  bestimmt werden. Der Ort  $y$  lässt sich näherungsweise aus dem Inzidenzwinkel  $\alpha$  wie folgt berechnen:

$$\begin{aligned}
 y &\approx d_{LS} \cdot \tan(\alpha) \\
 &\approx d_{LS} \cdot \alpha
 \end{aligned} \tag{5.29}$$

Da der Ort  $y$  auf dem Sensor näherungsweise linear zum Inzidenzwinkel  $\alpha$  ist, kann der Abbildungsversatz auf dem Sensor ebenso durch eine quadratische Gleichung in Abhängigkeit zum Sensorort beschrieben werden. Die vorangegangenen Überlegungen und damit auch die Modellfunktion gelten ebenso für die Ortsdimension in  $x$ -Richtung. Zu beachten ist, dass die optische Achse nicht die Pixelposition  $0/0$  durchstößt, sodass für die Modellfunktion ein Offset  $y_0$  bzw.  $x_0$  zugelassen wird. Als Modellfunktionen zur Beschreibung des Abbildungsversatzes ergeben sich damit:

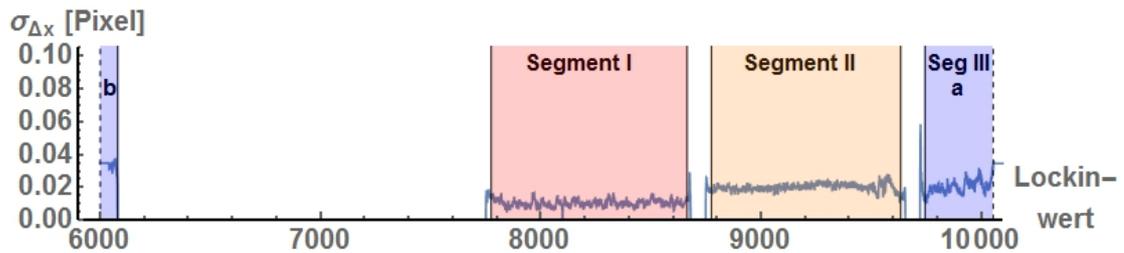
$$\begin{aligned}
 \Delta y &= a_y \cdot (y - y_0)^2 + b_y \cdot (y - y_0) + c_y \\
 \Delta x &= a_x \cdot (x - x_0)^2 + b_x \cdot (x - x_0) + c_x
 \end{aligned} \tag{5.30}$$

Die Parameterpaare  $a_{x,y}$ ,  $b_{x,y}$ ,  $c_{x,y}$  und  $y_0$  bzw.  $x_0$  der quadratischen Modellfunktionen aus den Gleichungen 5.30 werden anschließend für jeden der 4101 Lockin-Werte durch *Mathematica* so angenähert, dass sie möglichst optimal die experimentell ermittelten

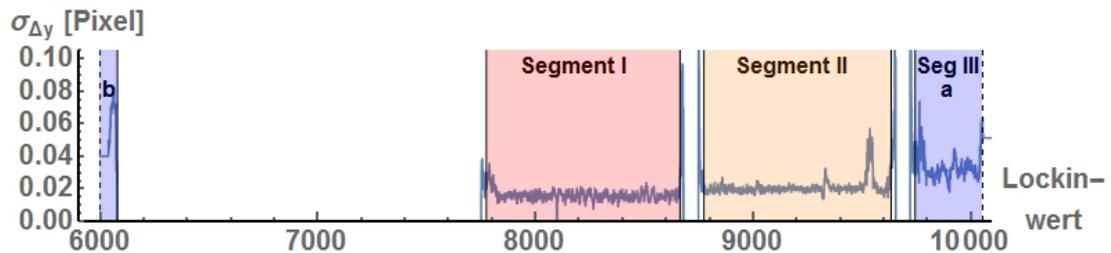
## 5 Datenaufbereitung

Verschiebungswerte (vgl. Abbildung 5.21) abbilden. Dadurch kann der Abbildungsversatz, bezogen auf das Referenzbild ( $l = 8099$ ), für eine beliebige Position  $x/y$  auf dem Sensor bestimmt werden.

Die zu jedem Lockin-Wert ermittelten Modellfunktionen werden validiert, indem die experimentell ermittelten Abbildungsverschiebungen mit den Werten der Modellfunktionen verglichen werden. Die Standardabweichungen der Modellfunktionen zu den bestimmten Werten ist in Abbildung 5.29 dargestellt.



(a) Standardabweichung für  $x$ -Werte



(b) Standardabweichung für  $y$ -Werte

**Abbildung 5.29:** Standardabweichung der Modellfunktionen zur Korrektur des Abbildungsversatzes zu dem gemessenen Punktmuster

Die Standardabweichung der Modellfunktionen zu dem experimentell bestimmten Abbildungsversatz liegt in beiden Ortsdimensionen für nahezu alle Lockin-Werte bei ca. 0,02 Pixel. Lediglich im Bereich der atmosphärischen  $\text{CO}_2$ -Absorptionsbanden, bei einem Lockin-Wert um ca. 9550 bzw. 9750, sowie den Filtergrenzbereichen, ist die Standardabweichung erhöht, liegt jedoch auch in diesen Bereichen unter 0,1 Pixel. Die Konstanz der Standardabweichung innerhalb der einzelnen Filtersegmente könnten auf einen systematischen Modellfehler hindeuten. Dieser ist jedoch sehr klein und wird daher vernachlässigt. Die ermittelten Modellfunktionen werden als validiert betrachtet.

### 5.5.6 Prozedur der Bildtransformation

Nachdem durch die Modellfunktionen der Abbildungsversatz, bezogen auf das Referenzbild, für alle Lockin-Werte und an allen Sensorpositionen bekannt ist, müssen die einzelnen Bilder transformiert werden, sodass nach der Transformation alle Pixel die Messszene ortsstabil abbilden. Hierbei wurde entschieden, auf interne Bildtransformationsfunktionen von *Mathematica* zu verzichten, da diese die Gesamtintensität des Bildes nicht erhalten. Die genaue Verarbeitungsprozedur der internen Funktion in *Mathematica* ist nicht im Detail nachvollziehbar. Die Transformation wird daher durch eigene Matrixoperationen durchgeführt. Die Vorgehensweise wird im Folgenden beschrieben:

Zunächst werden zu jedem Lockin-Wert alle Pixelpositionen durch die Modellfunktionen bestimmt, die die Pixel des Referenzbildes im jeweiligen Bild einnehmen würden.

$$\begin{aligned} y_{ref} &= y - \Delta y && \text{für } y \in [1, 2, 3, \dots, 256] \\ x_{ref} &= x - \Delta x && \text{für } x \in [1, 2, 3, \dots, 320] \end{aligned} \tag{5.31}$$

Diese Werte entsprechen den Mittelpunktspalten der Pixel des Referenzbildes im jeweiligen Bild. Zur Berechnung der Pixelintensitäten müssen die Pixelgrenzen bestimmt werden. Diese werden als mittig zwischen zwei Pixelmittenpunkten definiert. Die damit undefinierten Grenzen der Randpixel werden symmetrisch zum Pixelmittenpunkt gewählt. Dadurch ist die Lage und Fläche aller Pixel des Referenzbildes im Bild eindeutig festgelegt. Die Pixelgrenzen in Abhängigkeit zur Filterradstellung und damit zum anliegenden Lockin-Wert bleiben stabil, solange an den optischen Komponenten nichts verändert wird und können daher als Tabelle abgespeichert werden.

Zur Berechnung der Intensitäten der transformierten Pixel, werden die Intensitäten der Pixel mit den Flächenanteilen der Pixel, die sie abbilden, multipliziert und aufaddiert. Ein Beispiel hierzu ist in Abbildung 5.30 gezeigt. Falls sich die transformierten Pixelpositionen außerhalb der Sensorgrenzen befinden, wird die Sensorfläche um die Anzahl der benötigten Pixel mit fiktiven Pixeln der Intensität 0 erweitert.

Das graue Raster im Hintergrund stellt einen Ausschnitt der Pixelmatrix des Bildes bei einem beliebigen Lockin-Wert dar. Das hellblau überlagerte Raster stellt ein Ausschnitt der Pixel im Referenzbild dar, die an der entsprechenden Position der grauen Matrix abgebildet werden. Die Intensität des grün markierten transformierten Pixels berechnet sich dabei aus der Summe von den Flächenanteilen der überlagerten Pixel

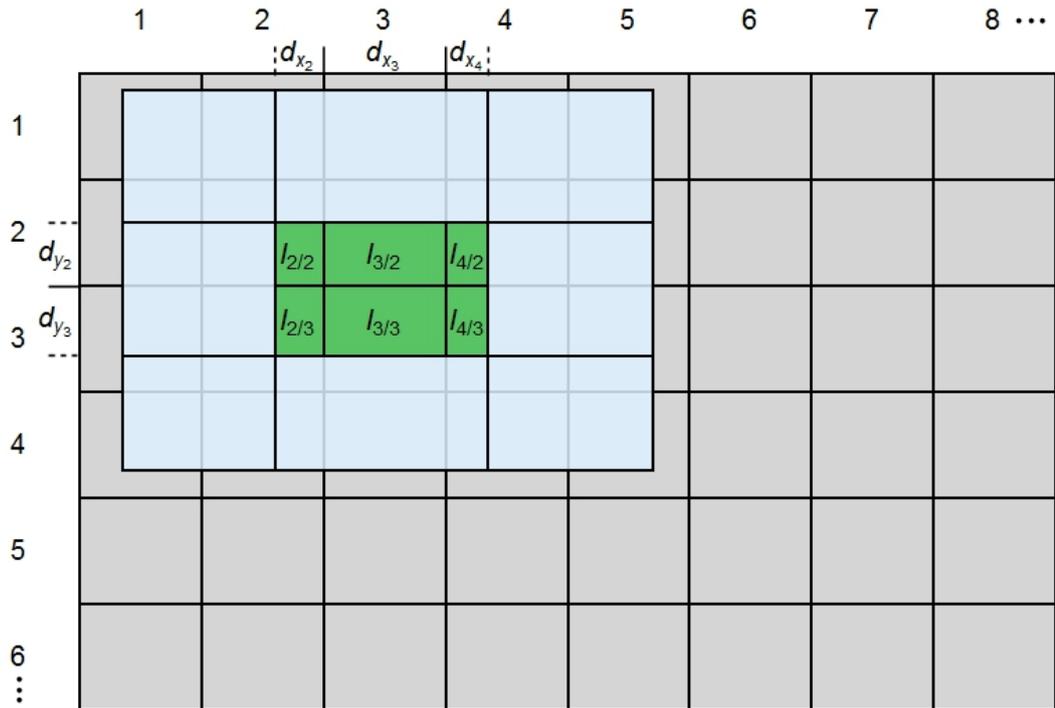


Abbildung 5.30: Skizze zur Intensitätsberechnung eines transformierten Pixels

multipliziert mit deren jeweiligen Intensitäten. Für dieses Beispielpixel gilt:

$$\begin{aligned}
 I'_{2/2} = & I_{2/2} \cdot d_{x_2} \cdot d_{y_2} + I_{3/2} \cdot d_{x_3} \cdot d_{y_2} + I_{4/2} \cdot d_{x_4} \cdot d_{y_2} \\
 & + I_{2/3} \cdot d_{x_2} \cdot d_{y_3} + I_{3/3} \cdot d_{x_3} \cdot d_{y_3} + I_{4/3} \cdot d_{x_4} \cdot d_{y_3}
 \end{aligned} \tag{5.32}$$

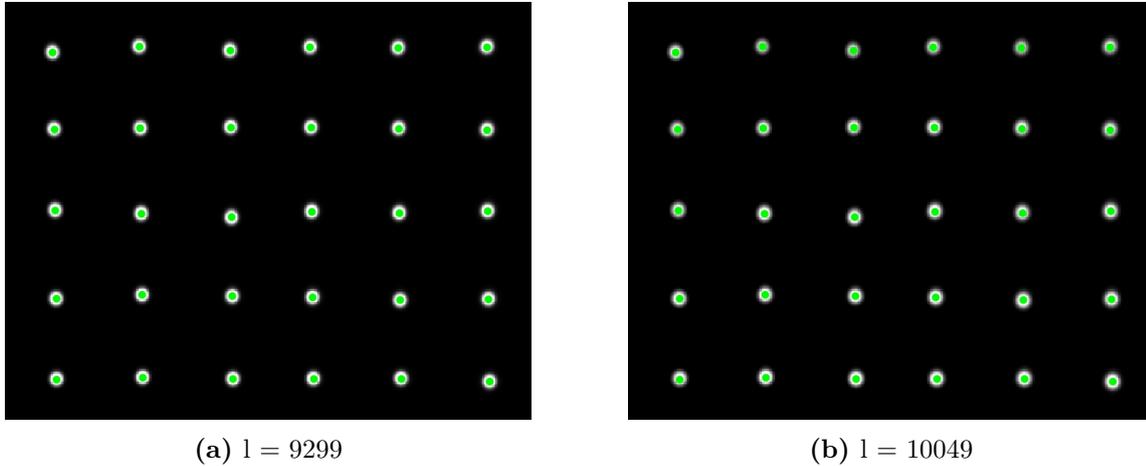
Bei dieser Rechnung ist zu beachten, dass die Pixelkanten des Bildes normiert wurden, sodass im Beispiel gilt:  $d_{x_3} = 1$ .

Analog zu diesem Beispiel können alle Intensitätswerte der Referenzbildpixel für eine beliebige Radstellung nach Gleichung 5.33 berechnet werden.  $i$  und  $j$  sind dabei die Pixelindizes, die das transformierte Pixel  $x/y$  des Referenzbildes abbilden. Bei diesem Verfahren bleibt die Gesamtintensität des Bildes weitgehend erhalten. Lediglich an den Randbereichen, bei denen das Bildfeld der aktuellen Radstellung mehr abbildet als das Bildfeld der Referenzposition, gehen die Randbereiche verloren. Da es sich hier im Allgemeinen jedoch nur um wenige Pixelwerte handelt und für gewöhnlich der Messaufbau bei einer Anwendung so gewählt wird, dass die interessierenden Informationen möglichst mittig im Bildfeld abgebildet werden, stellt dies kein Problem

dar.

$$I'_{x/y,l} = \sum_{i,j} I_{x_i/y_j,l} \cdot d_{x_i,l} \cdot d_{y_j,l} \quad (5.33)$$

Zur visuellen Überprüfung der Transformationsprozedur wird diese auf die Bildmosa-  
 ike der Kalibrierstrahlermessungen angewandt. Das Ergebnis ist beispielhaft für die  
 Radstellungen bei einem Lockin-Wert von  $l = 9299$  bzw.  $l = 10049$  (vgl. Abbildung  
 5.21c und 5.21d) in Abbildung 5.31 gezeigt. Auch hier stellen die grün markierten  
 Positionen in den Bildern wieder die Mittelpunkte des gemessenen Strahlers im Re-  
 ferenzbild dar. Es ist gut zu erkennen, dass diese Punkte nun mit den Mittelpunkten  
 der Strahlerpositionen im jeweiligen Bild bei unterschiedlichen Filtrerradstellungen gut  
 übereinstimmen.



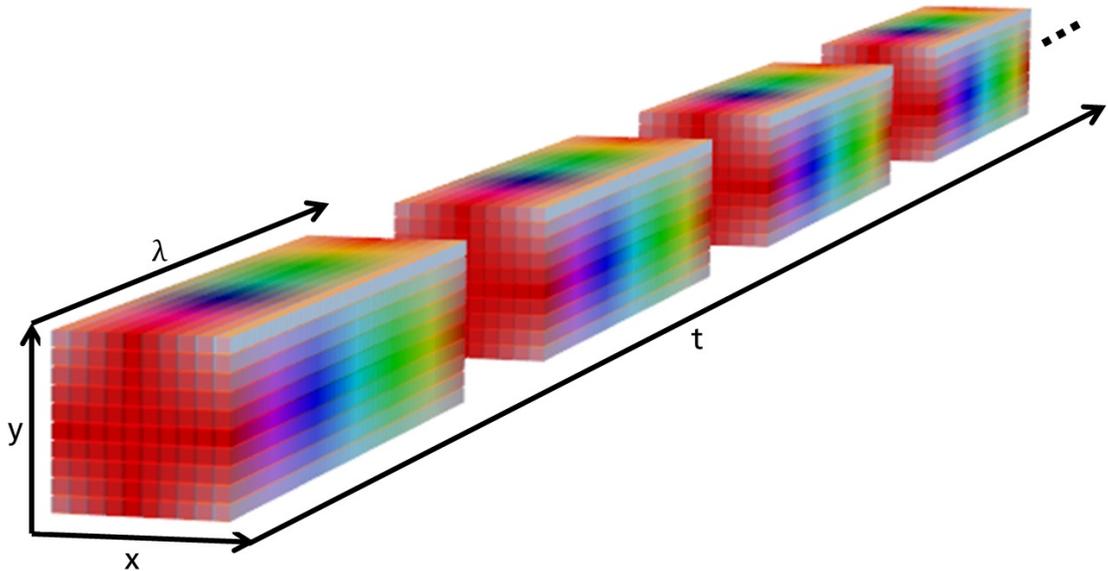
**Abbildung 5.31:** Punktmuster nach Korrektur durch Bildtransformation

Zu beachten ist schließlich noch, dass die Werte des Zuordnungsmodells aus Kapitel  
 5.1, die die CWL in Abhängigkeit zur Pixelposition und zum Lockin-Wert darstellen,  
 ebenfalls neu bestimmt werden müssen, da sonst die Werte mit den transformierten  
 Bildern nicht mehr übereinstimmen. Die neuen Werte ergeben sich aus den transfor-  
 mierten Mittelwertspositionen der Pixel im Referenzbild.

## 5.6 Kalibrierte Datenkuben

Nach Ausführung der Verarbeitungsschritte der vorherigen Kapitel, sind die gemesse-  
 nen Rohdaten kalibriert und interpretierbar. Die Videodaten liegen nun als dreidimen-  
 sionale Datenkuben vor. Die Achsen der Kuben entsprechen zwei Ortsachsen und einer

Zeitachse. Durch Zuordnung der gemessenen Lockin-Werte zur Zeitachse werden mit Hilfe des Zuordnungsmodells die jeweils gemessenen CWL bestimmt. Die kalibrierten Datenkuben sind schematisch in Abbildung 5.32 dargestellt.



**Abbildung 5.32:** Darstellung der kalibrierten Datenkuben

Die Datenkuben können durch Schnitte in unterschiedlichen Ebenen dargestellt werden. Beispielsweise liefert ein Schnitt senkrecht zur Zeitachse das Bild der Messszene zu einem bestimmten Zeitpunkt. Die gemessenen CWL der einzelnen Pixel unterscheiden sich hier jedoch leicht voneinander. Um ein wellenlängenstabiles Bild zu erzeugen, müsste ein Schnitt mit einer gekrümmten Fläche durch den Kubus gelegt werden. Dann sind die Messungen allerdings nicht mehr exakt zeitstabil. Durch das Schneiden von einzelnen Pixeln können die Spektren an dem jeweiligen Ort angezeigt werden.

Die Schwierigkeit der Dateninterpretation liegt generell darin, dass die Spektren für jedes Pixel unterschiedliche Stützstellen haben. Diese können sich auch für ein einzelnes Pixel für nachfolgende Filtrerradumdrehungen unterscheiden, da im Allgemeinen durch die freilaufende Bildaufnahme bei unterschiedlichen Radumdrehungen nicht die gleichen Sequenzen von Lockin-Werten gemessen werden. Weiterhin ist zu beachten, dass die spektrale Achse der Datenkuben parallel zur Zeitachse liegt. Die einzelnen Messpunkte der Spektren liegen zeitlich auseinander. Für statische Messszenen ist dies kein Problem. Bei hochdynamischen Messszenen jedoch muss die Interpretation der Daten diesen Fakt berücksichtigen.

Zur besseren Vergleichbarkeit der einzelnen Pixelspektren können die Spektren interpoliert oder über einen hinreichend großen Bereich integriert werden.

# 6 Systemtest

In diesem Kapitel sollen vollständig aufbereitete Messdaten der entwickelten Hyperspektralkamera auf ihre Korrektheit hin überprüft werden. Hierzu wird zunächst der Kalibrierstrahler bei unterschiedlichen Strahlertemperaturen gemessen. Weiterhin werden die Messdaten eines abbrennenden pyrotechnischen Scheinziels mit den kalibrierten Daten von kommerziellen Messsystemen verglichen. Im Anschluss werden Fehlerquellen für mögliche Abweichungen sowie die Grenzen der Leistungsfähigkeit des Messsystems diskutiert.

## 6.1 Variation der Strahlertemperatur

Ein einfacher aber effektiver Systemtest lässt sich durch die Messung des grauen Strahlers bei unterschiedlichen Strahlertemperaturen realisieren. Die gemessenen Rohdaten werden gemäß Kapitel 5 ausgewertet, wobei eine der Aufzeichnungen als Kalibriermessung (siehe Kapitel 5.2) verwendet wird. Bei diesen Messungen wird die Raddrehfrequenz der Filterradscheibe auf  $\omega = 10$  Hz gesetzt. Die Integrationszeit der Kamera wird auf  $t_{Int} = 500$   $\mu$ s eingestellt. Damit liegen die gemessenen Strahlungsintensitäten aller Temperaturen bis zur maximalen Strahlertemperatur von  $1500^{\circ}\text{C}$  innerhalb des Dynamikbereichs der Kamera. Ein direkter Vergleich wird dadurch ermöglicht. Die aktive Sensorfläche wird auf  $80 \times 64$  Pixel begrenzt. Die Bildfrequenz des Kamerasystems wird auf den für diese Einstellungen maximalen Wert von  $f = 1976$  Hz gesetzt. Für jede Strahlertemperatur erfolgen eine Messung des Strahlers sowie eine Dunkelstrommessung mit je 25000 Bildern. Die Strahlertemperatur soll bei der Messreihe von  $T_{min} = 600^{\circ}\text{C}$  bis  $T_{max} = 1500^{\circ}\text{C}$  in Schritten von 100 K variieren.

Die Solltemperatur des Strahlers kann über ein Anzeigedisplay eingestellt werden. Gemäß der Betriebsanleitung des Strahlers soll für genaue Kalibriermessungen die tatsächliche Temperatur jedoch überprüft werden. Dies erfolgt mit Hilfe eines geeigneten Pyrometers. In Tabelle 6.1 sind die eingestellten Solltemperaturen und die pyrometrisch gemessenen Temperaturen des Strahlers gegenübergestellt. Für die Auswertungen werden als Temperaturwerte die pyrometrisch bestimmten Werte verwendet.

Da die Kameraeinstellungen im Vergleich zu den Einstellungen, bei denen das Zuord-

**Tabelle 6.1:** Temperaturwerte des Kalibrierstrahlers

Solltemperatur [°C]	Gemessen [°C]
1500	1481
1400	1385
1300	1288
1200	1192
1100	1094
1000	995,8
900	897,0
800	797,8
700	700,2
600	601,8

nungsmodell (Gleichung 5.8) erstellt wurde, verändert wurden, müssen zur Auswertung der Daten zunächst die Parameter  $\alpha_0$  für jedes der drei Filtersegmente bestimmt werden. Dies geschieht mit den Bandpassfiltern aus Tabelle 5.1, wie am Ende von Kapitel 5.1 beschrieben. Die ermittelten Werte sind in Tabelle 6.2 gezeigt.

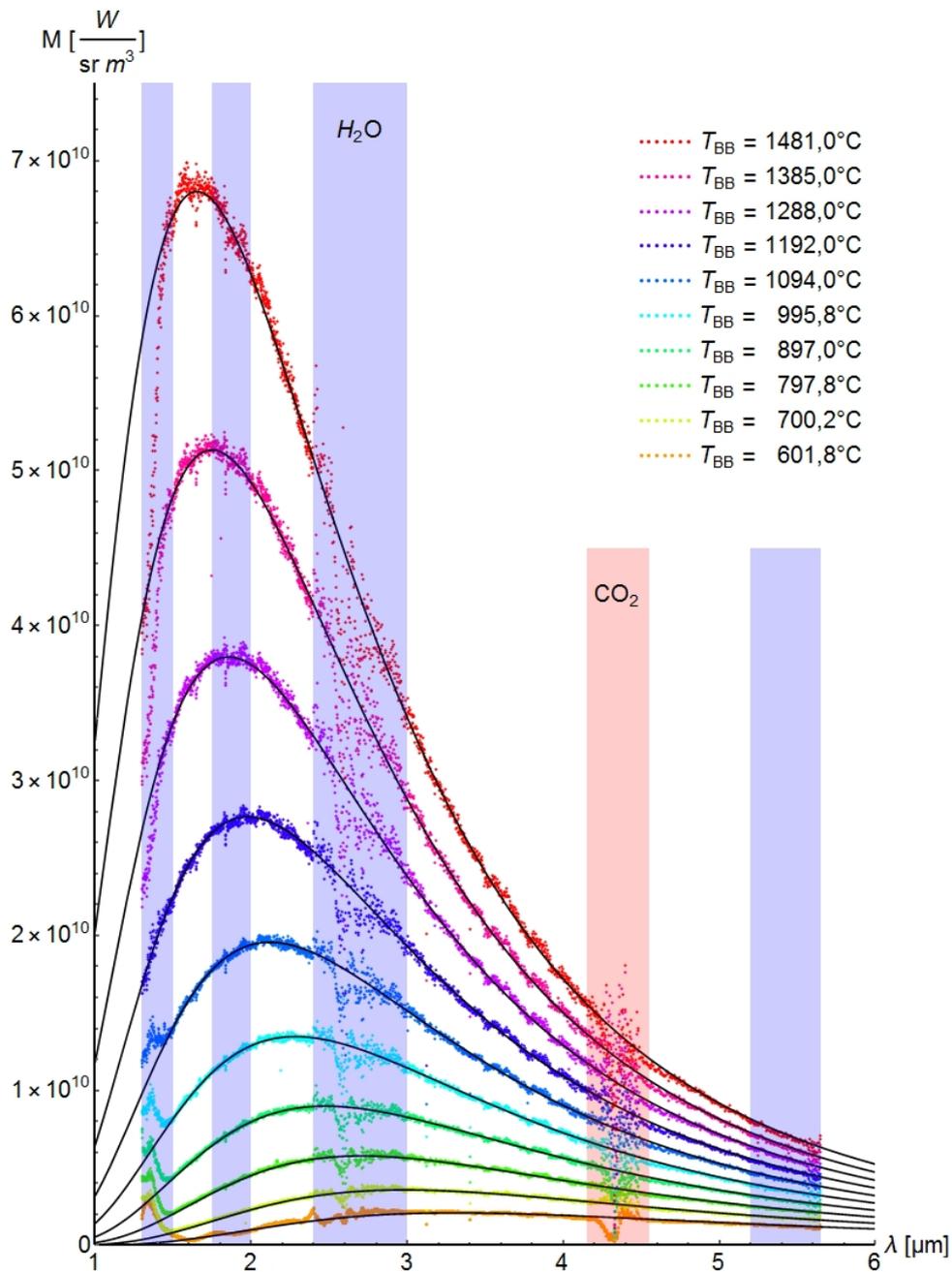
**Tabelle 6.2:** Ermittelte Werte von  $\alpha_0$  für die verwendeten Kameraeinstellungen

	Segment I	Segment II	Segment III
$\alpha_0$	-8,62557	-18,1682	-38,7063

Jede der Strahlermessungen wird zunächst Dunkelstrom-korrigiert. Als Kalibriermessung wird die Messung bei einer Strahlertemperatur von  $T_{cal} = 1192^\circ\text{C}$  ausgewählt. Zur Kalibrierung der aktiven Sensorfläche wird bei gleichen Kameraeinstellungen eine Aufnahme der Ulbrichtkugel, die den Sensor homogen mit einem Halogenstrahler beleuchtet, aufgezeichnet und Dunkelstrom-korrigiert. Zur Bestimmung der spektralen Strahlungsintensität der Ulbrichtkugel werden die Pixel zwischen  $41 \leq x \leq 43$  und  $34 \leq y \leq 36$  der aktiven Sensorfläche ausgewertet. Das Spektrum besteht aus ca.  $4101 \cdot 9$  Stützpunkten, über die zunächst ein gleitender Mittelwert über je 100 Werte angewandt und für Zwischenwerte anschließend linear interpoliert wird. Aus diesem berechneten Spektrum der Ulbrichtkugel werden nun für alle Pixel die Kalibrierfaktoren bestimmt. Mit diesen werden alle Strahlermessungen radiometrisch kalibriert.

Nach der Kalibrierung wird die Bildtransformation, wie sie in Kapitel 5.5 beschrieben ist, durchgeführt. Hierbei ist jedoch zu beachten, dass die Bildtransformation abhängig von der Filterradstellung ist, da diese die optische Abbildung beeinflusst. Die geänderten Werte von  $\alpha_0$  zeigen jedoch, dass die Lockin-Werte nun im Vergleich zu den Messungen aus Kapitel 5.5 leicht geänderte Filterradstellungen repräsentieren. Effektiv stellen die geänderten Werte von  $\alpha_0$  einen Offset der Lockin-Werte dar, der bei der Bildtransformation berücksichtigt wird. Dieser Offset muss ebenso bei der Anwendung des Zuordnungsmodells für die transformierten Bilder berücksichtigt werden.

Schließlich muss beachtet werden, dass die transformierten Pixel nach der nichtlinearen Bildtransformationen eine veränderte Pixelfläche repräsentieren. Die Intensitätswerte müssen durch diesen veränderten Flächenfaktor (siehe Abbildung 5.30) dividiert werden, um miteinander vergleichbar zu sein.



**Abbildung 6.1:** Messwerte und theoretisch bestimmte spezifische spektrale Strahlstärkekurven des Kalibrierstrahlers bei verschiedenen Temperaturen

Die aufbereiteten Messwerte eines zufällig ausgewählten Pixels sind in Abbildung 6.1 dargestellt. Die Messungen bei unterschiedlichen Strahlertemperaturen sind dabei farblich kodiert. Zu jeder Messung ist als schwarzer Graph die theoretische spektrale Strahlungsintensität gemäß der Planck'schen Strahlungsformel eingezeichnet. Die blau und rot dargestellten Bereiche markieren ungefähr die Wellenlängenbereiche, in denen atmosphärische Absorptionen durch  $\text{H}_2\text{O}$ , bzw.  $\text{CO}_2$  stattfinden. In diesen Bereichen ist die Kalibrierung nur bedingt gültig, da die atmosphärischen Bedingungen während der Versuche nicht stabil gehalten werden können und je nach Wellenlängenbereich schon kleine Änderungen der Temperatur oder Konzentration große Änderungen der atmosphärischen Transmission hervorrufen können.

Rein visuell spiegeln die Messwerte die theoretischen Strahlungsverläufe sehr gut wider. Für eine detailliertere Betrachtung werden in Abbildung 6.2 die prozentualen Differenzen der Messwerte zu den theoretischen Werten dargestellt.

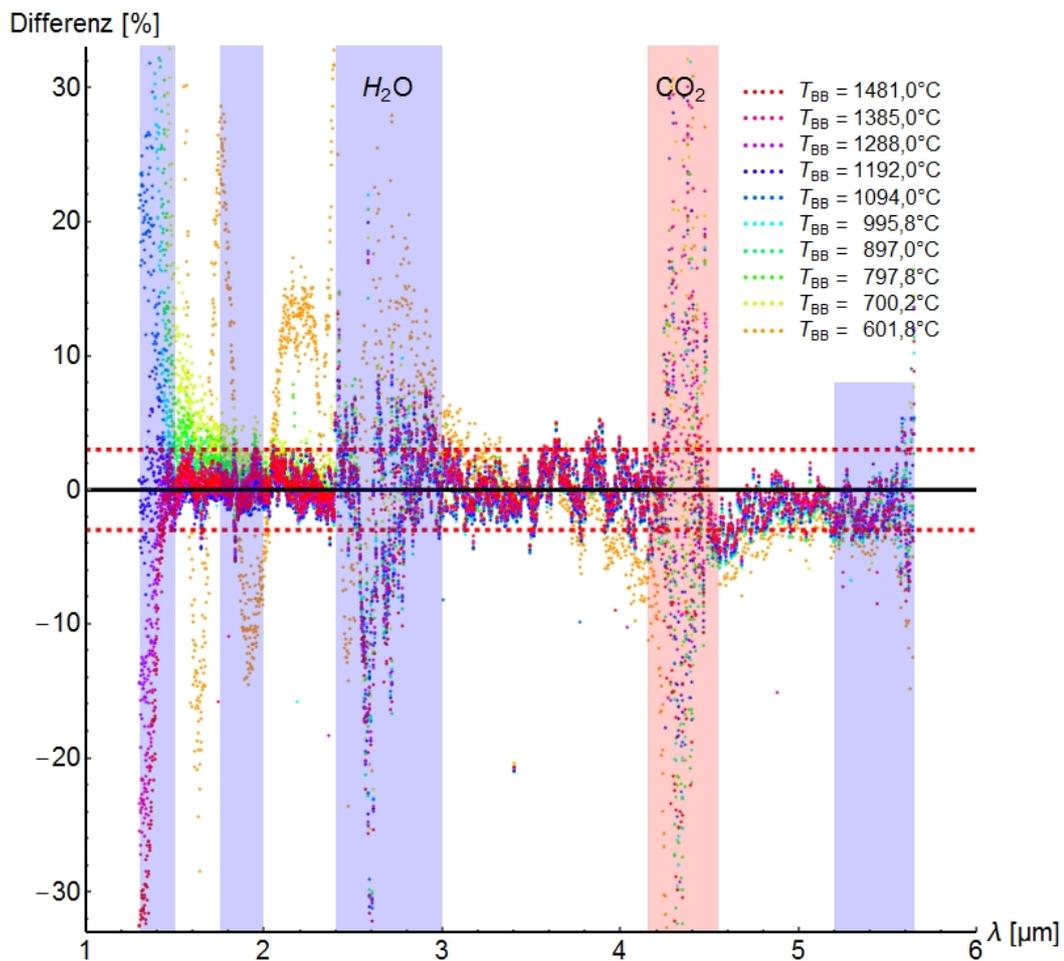
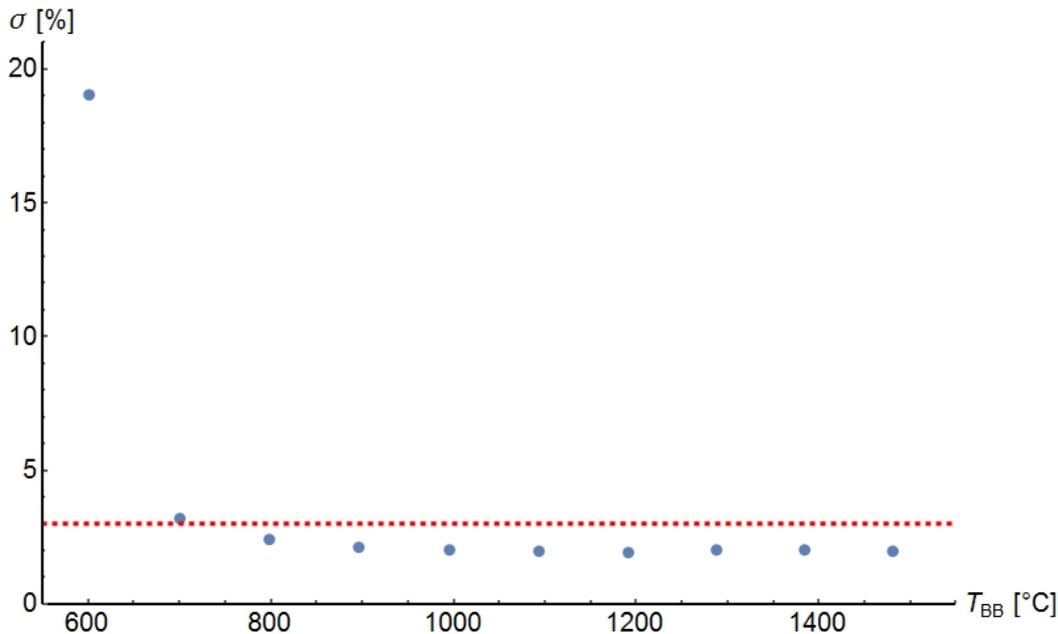


Abbildung 6.2: Prozentuale Abweichung der Messwerte zu den theoretischen Kurven des Kalibrierstrahlers

Es ist gut erkennbar, dass der Großteil der Abweichungen der Messwerte zu den theoretischen Werten außerhalb der atmosphärischen Absorptionsbereiche im Bereich von  $\pm 3\%$  liegt (rot gestrichelte Linien). Die Messungen bei tieferen Strahlertemperaturen und vor Allem die Messung bei  $T_{BB} = 600^\circ\text{C}$  scheinen die größten Abweichungen zu zeigen.

Zur Überprüfung dieses Sachverhalts wird für die Abweichung der Messwerte außerhalb der atmosphärischen Absorptionsbereiche jeweils die Standardabweichung berechnet. Die Werte der Standardabweichung abhängig von der Strahlertemperatur sind in Abbildung 6.3 gezeigt.

Es ist gut erkennbar, dass bei höheren Strahlertemperaturen die Standardabweichung der gemessenen spektralen Strahlungsintensität zu den theoretischen spektralen Strahlungsintensitäten konstant unter  $3\%$  liegt. Erst unterhalb einer Strahlertemperatur von  $800^\circ\text{C}$  steigt die Standardabweichung deutlich an.



**Abbildung 6.3:** Standardabweichungen der Messwerte zu den theoretischen Kurven des Kalibrierstrahlers

Eine plausible Erklärung hierfür liegt in der abnehmenden Strahlungsleistung des Strahlers bei tieferen Temperaturen. Vor allem im unteren Wellenlängenbereich unterhalb  $2,5\ \mu\text{m}$  nimmt die emittierte Strahlungsleistung rapide ab (vgl. Abbildung 6.1). Das Messsignal liegt immer näher an der Detektionsgrenze bzw. am Signal-Rausch-Verhältnis, bedingt durch die festgesetzte Integrationszeit.

## 6.2 Messung eines pyrotechnischen Scheinziels

Der zweite Systemtest erfolgt durch parallele Messung des Abbrands eines pyrotechnischen Standard-IR-Scheinziels mit mehreren unterschiedlichen Messsystemen. Die ausgewerteten Messdaten der in dieser Arbeit entwickelten Hyperspektralkamera werden mit den Messdaten von kommerziell erhältlichen Messsystemen verglichen.

Pyrotechnische Scheinziele werden bereits seit vielen Jahrzehnten zum Schutz von Luftfahrzeugen entwickelt [105]. Im Anwendungsfall werden diese aus einem sich bewegenden Luftfahrzeug ausgestoßen, um der Sensorik von anfliegenden Flugkörpern alternative Ziele zu bieten und so die Bedrohung abzuwehren. Das Scheinziel wird beim Ausstoß einer hohen Luftströmung ausgesetzt. Diese Luftströmung beeinflusst stark die Abbrandcharakteristik. Da Messungen von realen Scheinzielausstößen aus Luftfahrzeugen einen erheblichen Aufwand darstellen, wurde das hier betrachtete Scheinziel auf einem vom Fraunhofer-ICT speziell dafür entwickelten Prüfstand abgebrannt und vermessen. Bei diesem Prüfstand wurde das Scheinziel auf einer Halterung fixiert, sodass die Messung ortsstabil, ohne mechanische Nachführung der Messgeräte, erfolgen konnte. Zur Simulation der realitätsnahen Bedingungen wurde das Scheinziel während des Abbrands durch einen Druckluftspeicher mit Luft angeströmt. Diese Luftströmung bringt zudem den Vorteil, dass die beim Abbrand entstehenden Schwadengase abtransportiert werden und so die Messwerte nicht durch zusätzliche Absorptionseffekte beeinflusst werden.

Bei der Versuchskampagne wurden neben der entwickelten Hyperspektralkamera auf Basis zirkular variabler Verlaufsfilter (CVF-Kamera) unter anderem auch die FTIR-Hyperspektralkamera „HyperCam MWE Fast“ der Firma „Telops“, das FTIR-Spektrometer „OPAG 33“ der Firma „Bruker“ sowie zwei IR-Kameras „Velox 327k SM“ der Firma „Ircam“ eingesetzt. Die Sensitivität der genannten Messsysteme weisen ähnliche spektrale Charakteristiken auf, sodass die Messdaten sehr gut für einen Vergleich geeignet sind. Die eingesetzten Messsysteme wurden sehr nahe beieinander positioniert, damit Unterschiede, bedingt durch den Sichtwinkel auf das Scheinziel, vernachlässigt werden können. Da beim Abbrand des hier betrachteten Scheinziels hauptsächlich heiße Metallpartikel entstehen, wird erwartet, dass die Spektren Planck’schen Kurven ähneln [106].

Die Absolutwerte der kalibrierten Messdaten sind als Verschlussache eingestuft und dürfen im Rahmen dieser Arbeit nicht veröffentlicht werden. Daher sind in den folgenden Abbildungen die Messdaten als relative Werte dargestellt. Sowohl die Zeit- als auch die Intensitätsachsen werden normiert. Damit auf die Absolutwerte keine Rückschlüsse gezogen werden können, wird auf die Nennung der eingestellten Messparameter sowie weiteren versuchstechnischen Informationen an dieser Stelle verzichtet. Ein relativer Vergleich der Messdaten ist jedoch auch ohne Nennung der Absolutwerte möglich.

### 6.2.1 Datenauswertung der eingesetzten Messsysteme

Die Messdaten der CVF-Kamera wurden gemäß Kapitel 5 aufbereitet, wobei die Messungen der Ulbrichtkugel sowie die Vergleichsmessungen am Kalibrierstrahler mit den verwendeten Messeinstellungen wiederholt wurden.

Die Messdaten der FTIR-Kamera wurden zunächst nichtuniformitäts-korrigiert. Anschließend wurden die beidseitigen Interferogramme in je zwei halbseitige Interferogramme gesplittet, um die zeitliche Auflösung bedingt zu erhöhen. Die Fourier-Transformation wurde mit einer Blackman-Harris-Apodisation durchgeführt. Die dadurch erhaltenen Rohspektren wurden durch Vergleichsmessungen am Kalibrierstrahler radiometrisch kalibriert.

Die Messdaten des FTIR-Spektrometers wurden analog zu den Messdaten der FTIR-Kamera aufbereitet. Da dieses System jedoch ein einzelnes Detektorelement verwendet, ist keine Nichtuniformitätskorrektur notwendig. Stattdessen wurde als Offset das über einen Zeitraum von 1,5 s gemittelte Spektrum vor Zündung des Scheinziels verwendet.

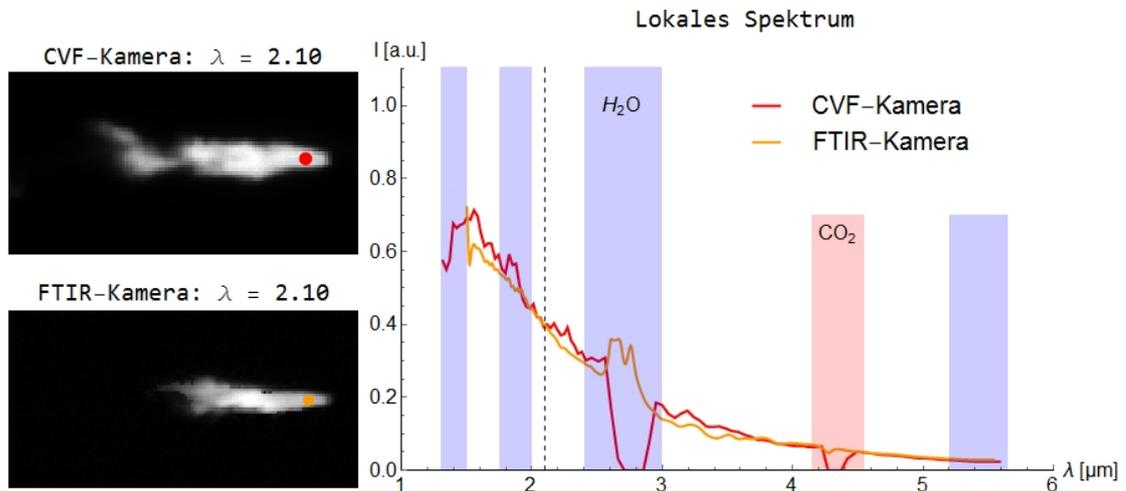
Die Messdaten der IR-Kameras wurden zunächst nichtuniformitäts-korrigiert. Im Anschluss erfolgte die radiometrische Kalibrierung durch Vergleichsmessungen am Kalibrierstrahler.

### 6.2.2 Ortsaufgelöste Spektren zu einem ausgewählten Zeitpunkt

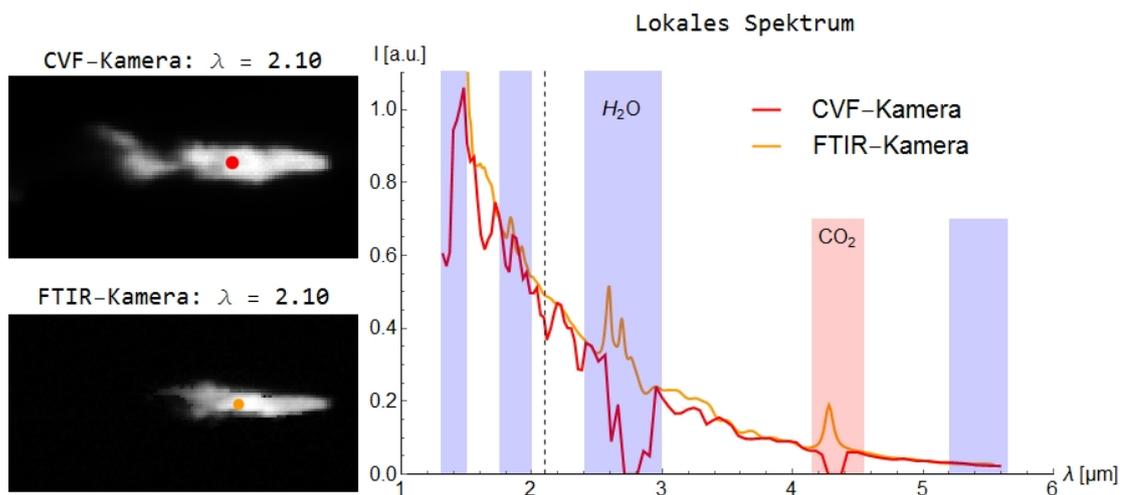
Die IR-Hyperspektralkameras liefern orts- und zeitaufgelöste Spektren der Messszene. Beide eingesetzten Systeme unterscheiden sich jedoch in der örtlichen, zeitlichen und spektralen Auflösung. Außerdem ist zu beachten, dass die Systeme unterschiedliche physikalische Prinzipien nutzen, um das Strahlungsspektrum in die einzelnen Wellenlängenanteile aufzuspalten. Während die spektrale Zerlegung des Lichts bei der entwickelten CVF-Kamera mittels den schmalbandigen Filtern geschieht und die spektralen Messpunkte dadurch unabhängig voneinander über einen Zeitraum aufgezeichnet werden, generiert die FTIR-Kamera einzelne Interferogramme, die durch Fourier-Transformation in Spektren umgerechnet werden können. Auch dabei wird das Spektrum innerhalb eines Zeitintervalls gemessen. Die spektralen Stützstellen sind jedoch nicht unabhängig voneinander, sodass je nach Dynamik der Messszene Artefakte im Spektrum entstehen können.

Die folgenden vier Abbildungen zeigen Momentaufnahmen der Messdaten der beiden Messsysteme zu einem möglichst identischen Zeitpunkt des Scheinzielabbrands. Auf der linken Seite der Abbildungen sind die spektralen Bilder bei einer Wellenlänge von

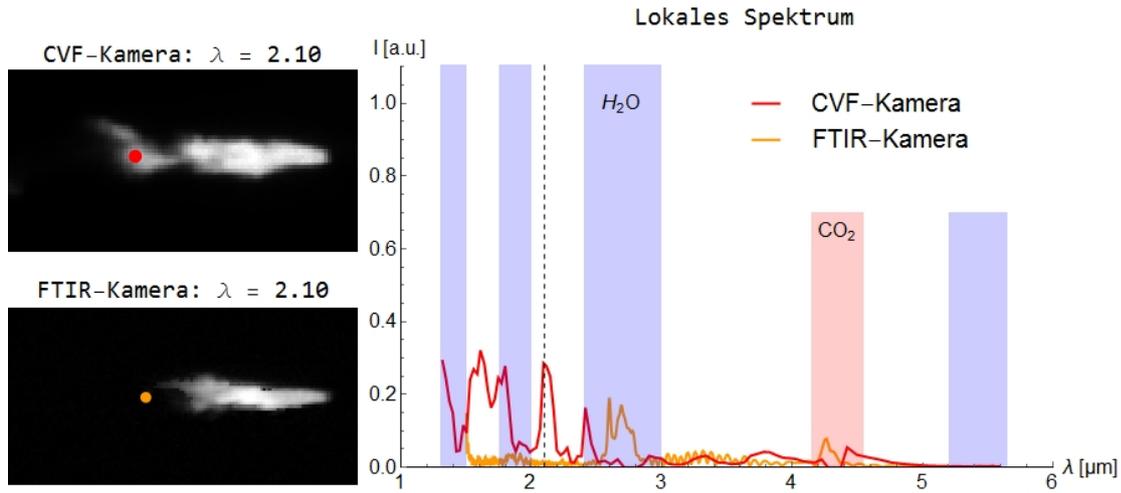
$\lambda = 2.10 \mu\text{m}$  gezeigt. Das Scheinziel wird dabei im Bild von rechts mit Luft angeströmt. Es hat eine längliche Quaderform deren Längsseiten parallel zur Strömungsrichtung orientiert sind. Die Sichtbereiche der Messsysteme wurden so gewählt, dass sich das Scheinziel, und damit die primäre Reaktionszone, rechts im Bild befindet. Die entstehenden Schwadengase werden mit der Luftströmung (nach links) mitgerissen, sodass im mittleren bis linken Bereich des Bildes die hochdynamische Flammenzone liegt.



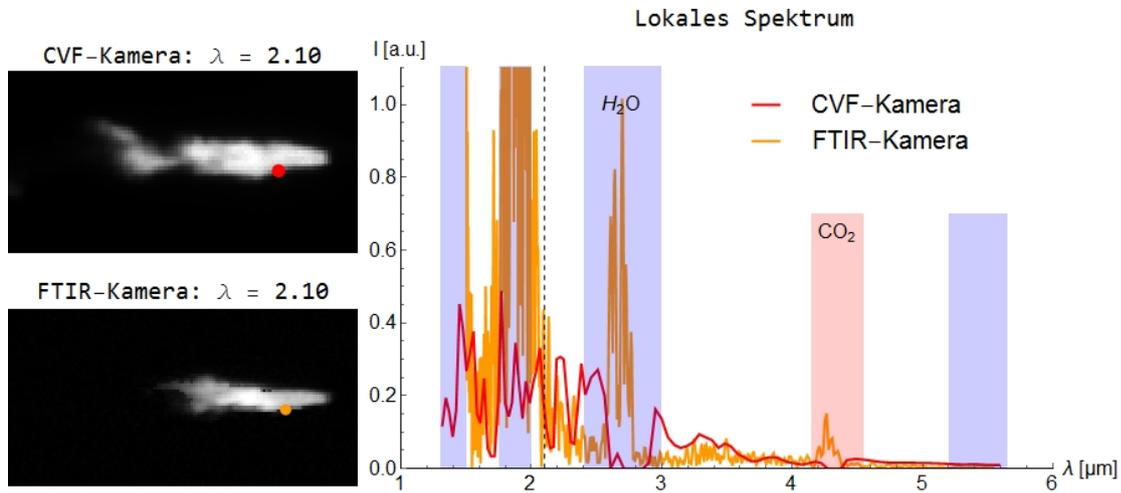
**Abbildung 6.4:** Messung eines pyrotechnischen Standard-IR-Scheinziels:  
Bild bei  $\lambda = 2,10 \mu\text{m}$  und lokales Spektrum am Flammenanfang



**Abbildung 6.5:** Messung eines pyrotechnischen Standard-IR-Scheinziels:  
Bild bei  $\lambda = 2,10 \mu\text{m}$  und lokales Spektrum in der Flammenmitte



**Abbildung 6.6:** Messung eines pyrotechnischen Standard-IR-Scheinziels:  
Bild bei  $\lambda = 2,10 \mu\text{m}$  und lokales Spektrum am Flammenende



**Abbildung 6.7:** Messung eines pyrotechnischen Standard-IR-Scheinziels:  
Bild bei  $\lambda = 2,10 \mu\text{m}$  und lokales Spektrum in der Randzone

Auf der rechten Seite der Abbildungen sind die normierten lokalen Spektren an den in den Bildern farblich markierten Positionen dargestellt. Die Bereiche im Spektrum, die durch atmosphärische Absorptionen beeinflusst werden, sind farblich gekennzeichnet. Die senkrechte gestrichelte Linie markiert die in den Bildern dargestellte Wellenlänge von  $\lambda = 2,10 \mu\text{m}$ . Die Intensitäten der Spektren aus den vier Abbildungen wurden mit dem gleichen Faktor skaliert, sodass sie relativ zueinander vergleichbar bleiben. Die Daten der FTIR-Kamera wurden zusätzlich mit dem Verhältnis aus dem Pixelfeld der CVF-Kamera mit dem Pixelfeld der FTIR-Kamera multipliziert. Dies ermöglicht den direkten Vergleich der lokalen Spektrenintensitäten. Im Fall der CVF-Kamera wurde zur Erzeugung des spektralen Bilds zwischen den einzelnen lokalen

spektralen Stützstellen linear interpoliert, da der spektrale Gradient auf dem Sensor zunächst kein Bild bei einer konstanten Wellenlänge ermöglicht (siehe Kapitel 5.1).

In den Abbildungen 6.4 bis 6.6 sind die lokalen Spektren an drei unterschiedlichen Positionen im Längsschnitt der Flamme gezeigt. Die gemessenen Spektren am Flammenanfang stimmen sehr gut überein und zeigen im Wesentlichen den erwarteten Planck'schen Verlauf. Lediglich in den Bereichen, in denen atmosphärische Absorptionseinflüsse das Messsignal stark beeinflussen, gibt es deutliche Diskrepanzen. Dies liegt vor allem daran, dass diese Stellen im Spektrum nahezu unmöglich korrekt zu kalibrieren sind, da auch das Messsignal des Kalibrierstrahlers an diesen Stellen im Spektrum unterdrückt wird. Änderungen der atmosphärischen Bedingungen beeinflussen die Stärke der Absorption entscheidend.

Die gemessenen lokalen Spektren in der Flammenmitte stimmen ebenso sehr gut überein. Das Spektrum der CVF-Kamera scheint vor allem im kurzwelligen Bereich mit einem höheren Rauschen überlagert zu sein. Dieses Rauschen resultiert jedoch im Wesentlichen aus der Flammendynamik, da die einzelnen gemessenen Spektralpunkte zeitlich hintereinander liegen. Die Messung selbst ist somit physikalisch korrekt. Die Messdaten der FTIR-Kamera zeigen an dieser Stelle einen etwas homogeneren Planck'schen Verlauf. Hierbei liegen die einzelnen Messpunkte des Interferogramms zwar auch zeitlich hintereinander, jedoch wird jede einzelne Stützstelle des Spektrums aus dem gesamten Interferogramm berechnet. Die Flammendynamik bewirkt hier offensichtlich keine bzw. kaum Artefakte im Spektrum.

Am Flammenende ist der Planck'sche Verlauf im Spektrum nicht mehr zu erkennen. Im Falle der CVF-Kamera bildet das Spektrum die starke Flammendynamik ab. Das Spektrum der FTIR-Kamera ergibt hingegen nahezu konstant 0. Die relativ hochfrequente Schwingung auf dem Spektrum ist als Messartefakt zu deuten.

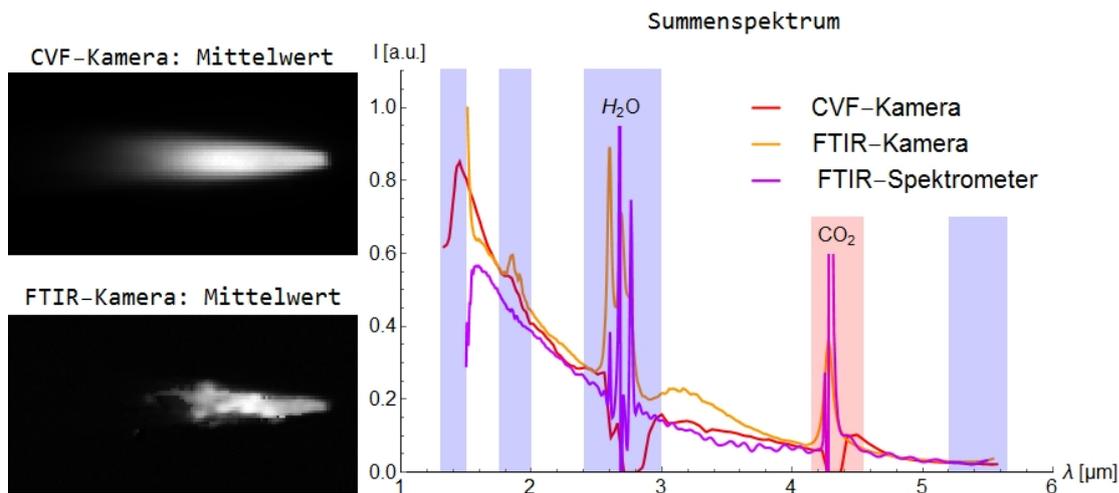
Neben den drei Positionen im Längsschnitt der Flamme sind in Abbildung 6.7 die Spektren am unteren Flammenrand gezeigt. Das Spektrum der CVF-Kamera zeigt wiederum hauptsächlich die Dynamik der Flamme. Mit etwas Fantasie ist sogar ein Planck'scher Verlauf erkennbar. Die Messdaten der FTIR-Kamera zeigen hauptsächlich Artefakte im Spektrum. Diese sind neben einem hochfrequenten Rauschen auch durch sehr hohe Intensitätsspitzen gekennzeichnet.

### 6.2.3 Summenspektrum zu einem ausgewählten Zeitpunkt

Die gesamte spektrale Strahlstärke des abbrennenden Scheinziels ist gleichzusetzen mit dem Summenspektrum, das aus der Summe aller Pixelspektren besteht. Viele Pixel im Bild bilden die Flamme nicht ab und zeigen dennoch geringe Intensitätswerte, bedingt durch das Rauschen des Sensors sowie den nicht exakt bestimmten

Offset der Messung. Diese geringen Werte würden das Summenspektrum jedoch merklich beeinflussen, da die Anzahl dieser Pixel sehr hoch ist. Daher ist es zweckmäßig, ein Schwellwertspektrum zu bestimmen. Nur Intensitätswerte, die diesen Schwellwert überschreiten, werden zum Summenspektrum addiert. Eine praktische Methode zur Bestimmung dieses Schwellwertspektrums liegt darin, die gemessenen Spektren vor der Zündung des Scheinziels zu betrachten. Von diesen wird jeweils der gemittelte spektrale Wert mit einem Sicherheitsabstand von viermal der Standardabweichung als Schwellwert verwendet. Wird eine Normalverteilung der Intensitätswerte um den Mittelwert angenommen, so bedeutet dies, dass die Intensitätswerte der Hintergrundpixel, die die Flamme nicht abbilden, zu mehr als 99,99 % unterhalb des Schwellwerts liegen. Der übrige Anteil beeinflusst das Summenspektrum nur marginal. Das FTIR-Spektrometer besitzt keine lokale Auflösung, sodass das gemessene Spektrum automatisch dem Summenspektrum entspricht, sofern sich die Flamme komplett innerhalb des Sichtbereichs des Spektrometers befindet.

Abbildung 6.8 zeigt auf der linken Seite die über das komplette Spektrum gemittelten Bilder der Hyperspektralkameras zu einem möglichst gleichen Zeitintervall während des Scheinzielabbrands. Auf der rechten Seite der Abbildung sind die Summenspektren der beiden Hyperspektralkameras sowie das Spektrum des FTIR-Spektrometers gezeigt. Bis auf die Spektralbereiche der starken atmosphärischen Absorptionen, stimmen die Messdaten der entwickelten CVF-Kamera sehr gut mit den Messdaten der beiden FTIR-Systeme überein. Die Abweichung im Spektrum der FTIR-Kamera zwischen ca.  $2,9 \mu\text{m}$  und  $3,8 \mu\text{m}$  zu einem Planck'schen Verlauf ist ein kalibriertechnisches Artefakt. Die Fehlerursache wurde in der Verwendung eines speziellen optischen Filters gefunden, der sich nachteilig auf die Kalibriermessungen innerhalb dieses Bereichs auswirkt.



**Abbildung 6.8:** Messung eines pyrotechnischen Standard-IR-Scheinziels:  
Spektral gemitteltes Bild und Summenspektrum

### 6.2.4 Zeitlicher Intensitätsverlauf in ausgewählten Spektralbändern

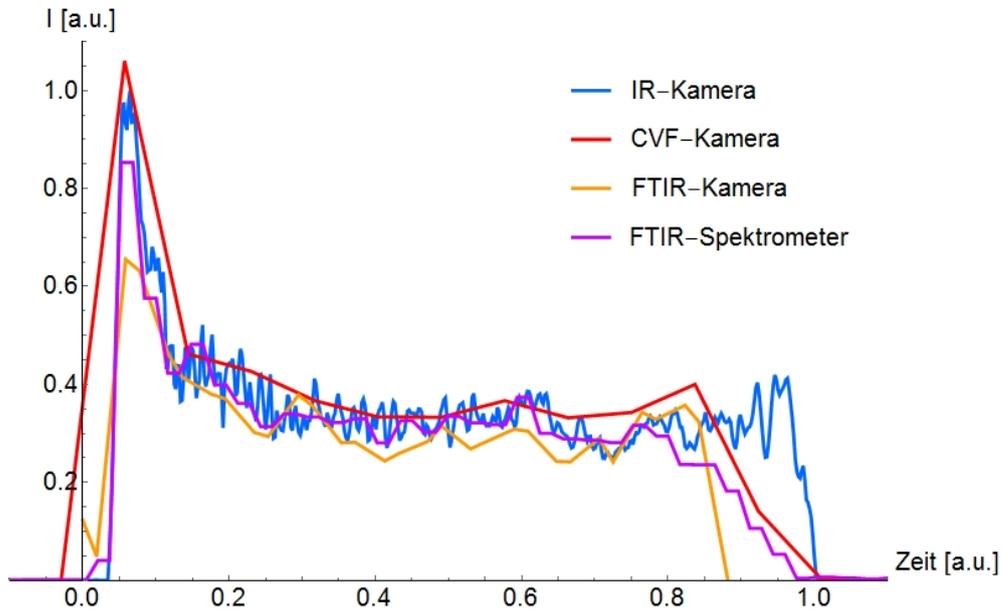
Bei der Analyse von pyrotechnischen Scheinzielen sind zwei Spektralbereiche im infraroten Emissionsspektrum besonders wichtig. Das  $\alpha$ -Band liegt im kurzwelligen Infrarot (SWIR)-Bereich und enthält hauptsächlich Kontinuumsanteile des Emissionsspektrums. Das  $\beta$ -Band liegt im MWIR-Bereich um die CO<sub>2</sub>-Emissionsbanden [107]. Zur Messung des zeitlichen Strahlstärkeverlaufs dieser Bandbereiche wurden die beiden IR-Kameras mit entsprechenden optischen Bandpassfiltern ausgestattet.

Aus den Summenspektren der beiden Hyperspektralkameras sowie den Spektren des FTIR-Spektrometers lassen sich durch Integration über diese Spektralbereiche die Werte der Strahlstärke innerhalb dieser Spektralbänder berechnen. Die Werte können mit den Messdaten der IR-Kameras verglichen werden. Die Pixelwerte der kalibrierten Bilder der IR-Kameras werden dazu nach Anwendung eines Schwellwerts aufsummiert. Durch die zeitliche Folge der Spektren, bzw. die zeitliche Folge der Bilder können die zeitlichen Verläufe der gemessenen Strahlstärken dargestellt werden.

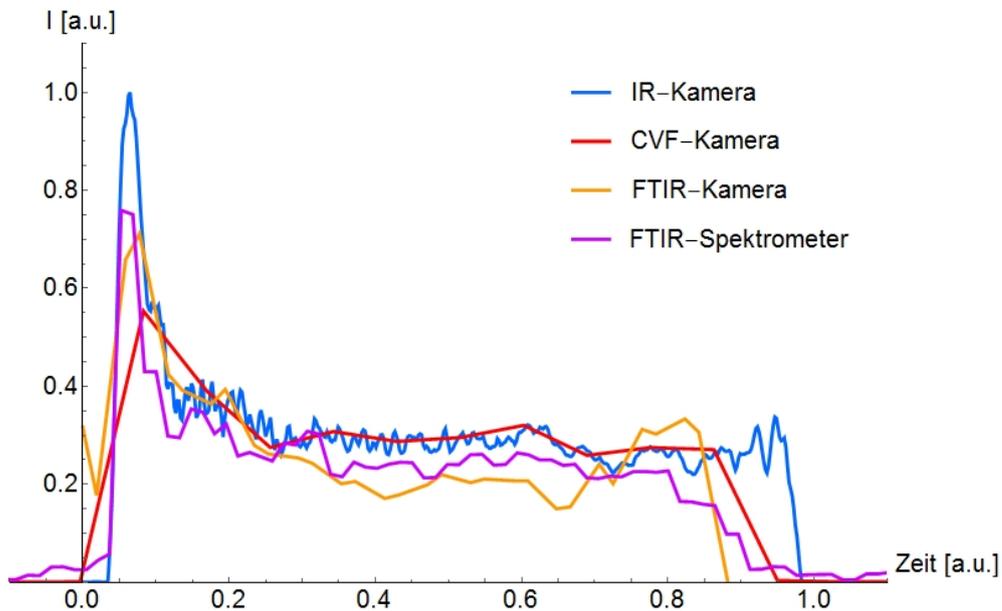
Die mit den unterschiedlichen Messsystemen gemessenen relativen zeitlichen Verläufe der Strahlstärke im  $\alpha$ -Band sind in Abbildung 6.9 gezeigt. Nach der intensiven Anzündphase folgt ein weitgehend strahlungstechnisch homogener Abbrand des Scheinziels. Die abfallenden Intensitätsflanken zum Ende des Abbrands weisen für die einzelnen Messsysteme unterschiedliche Gradienten auf und beginnen zu verschiedenen Zeitpunkten. Dies kann dadurch erklärt werden, dass beim Abbrand des Scheinziels dessen Wirkmasse immer kleiner wird. Gegen Ende des Abbrands können die Haltestifte die Wirkmasse nicht mehr fixieren. Die Wirkmasse löst sich und wird von der Luftströmung mitgerissen. Die restliche brennende Wirkmasse verlässt damit zu unterschiedlichen Zeiten die verschieden großen Sichtbereiche der Messsysteme. Im Falle des FTIR-Spektrometers tritt zudem der Effekt auf, dass Strahlungsanteile im Randbereich des Sichtfelds schwächer detektiert werden.

Die Messdaten der IR-Kameras (blaue Kurve) werden als genaueste Messungen angesehen, da es deren Messfrequenz von  $f \gg 100$  Hz ermöglicht, selbst die relativ kurze Anzündphase sehr gut aufzulösen. Weiterhin wird durch die geringe Integrationszeit von  $t_{int} \ll 100$   $\mu$ s der IR-Kameras der Messwert nahezu instantan aufgezeichnet. Die spektral auflösenden Messsysteme hingegen benötigen deutlich mehr Zeit zum Scannen des Spektralbands. Die Flammendynamik kann dabei die Ergebnisse beeinflussen. Dies ist deutlich in der Anzündphase zu sehen. Die spektral auflösenden Messsysteme können während dieser kurzen Zeitspanne maximal ein bis zwei Spektren je Pixel aufzeichnen. Das Resultat ist im Falle der FTIR-Systeme, vor allem des FTIR-Kamerasystems, deutlich reduzierte gemessene Intensitäten. Die CVF-Kamera hatte bei dieser Messung den glücklichen Umstand, dass ein Messpunkt des  $\alpha$ -Bereichs im Spektrum genau während der Anzündphase aufgezeichnet wurde. Der Intensitätswert

an dieser Stelle liegt sehr nahe an den Ergebnissen der IR-Kamera. Die weitere nahezu stabile Abbrandphase wird von allen drei Messsystemen in guter Übereinstimmung gemessen, wobei die IR-Kamera die Dynamik der Gesamtflamme am genauesten erfassen kann.



**Abbildung 6.9:** Messung eines pyrotechnischen Standard-IR-Scheinziels: Zeitlicher Intensitätsverlauf im Spektralband  $\alpha$



**Abbildung 6.10:** Messung eines pyrotechnischen Standard-IR-Scheinziels: Zeitlicher Intensitätsverlauf im Spektralband  $\beta$

Abbildung 6.10 zeigt die gemessenen relativen zeitlichen Verläufe der Strahlstärke im  $\beta$ -Band. Auch dieses Spektralband ist durch eine intensive Anzündphase und eine relativ stabile Abbrandphase gekennzeichnet. Die intensive Anzündphase wird von den FTIR-Systemen wieder nur teilweise abgebildet. Die CVF-Kamera liefert mangels zeitlicher Auflösung nur einen Messpunkt im Übergang zwischen Anzünd- und Abbrandphase. Dieser Messpunkt stimmt jedoch wieder sehr gut mit den Daten der IR-Kamera überein. Während der stabilen Abbrandphase zeigen sich die Messwerte der CVF-Kamera ebenso sehr konsistent mit den Messdaten der IR-Kamera. Die Intensitätswerte der FTIR-Messdaten hingegen sind signifikant geringer.

# 7 Diskussion der CVF-Hyperspektralkamera

Die in dieser Arbeit entwickelte Hyperspektralkamera auf der Basis von zirkular variablen Verlaufsfiltern zeigt sehr gute Ergebnisse. In den folgenden Unterkapiteln sollen die limitierenden Parameter der Auflösung und die Messgenauigkeit des Messsystems diskutiert werden. Im Anschluss wird das entwickelte System mit der kommerziell verfügbaren FTIR-Hyperspektralkamera verglichen.

## 7.1 Auflösung des Messsystems

Die entwickelte Hyperspektralkamera löst die Messszene spektral, lokal sowie zeitlich auf. Die Auflösungen dieser Dimensionen sind abhängig von der Wahl der Messparameter.

### 7.1.1 Spektrale Auflösung

Die spektrale Auflösung gibt allgemein an wie eng beieinander Spektrallinien gerade noch unterschieden werden können. Sie wird durch die Anzahl der Stützstellen  $n_\lambda$  im Spektrum sowie deren spektrale Halbwertsbreiten  $\rho_\lambda$  charakterisiert. Die Anzahl der Stützstellen ist abhängig von der Bildfrequenz  $f$  der Kamera in Kombination mit der Raddrehfrequenz  $\omega$ . Zu beachten ist, dass die Kamera wegen der Radspeichen und des spektralen Sensitivitätsbereichs nur etwa die halbe Radumdrehung zur Beobachtung der Messszene nutzen kann (siehe Abbildung 4.3). Die Anzahl der Stützpunkte im Spektrum ergibt sich dann im Mittel zu:

$$n_\lambda \approx 0,5 \cdot \frac{f}{\omega} \quad (7.1)$$

Die spektrale Halbwertsbreite  $\rho_\lambda$  eines Messpunkts des Messsystems ist zunächst prinzipiell durch die Transmissionseigenschaften der verwendeten CVF beschränkt. Diese

besitzen nach Herstellerangaben eine Halbwertsbreite von 1 % der selektierten Wellenlänge. Hinzu kommt, dass die Filtrerradscheibe während der Messung eines Messpunkts um einen Winkel von  $\omega \cdot t_{int}$  rotiert. Dadurch verschmiert effektiv der Messpunkt im Spektrum. Diese Verschlechterung der Auflösung kann näherungsweise durch  $\omega \cdot t_{int} \cdot m_1$  bestimmt werden. Als spektrale Halbwertsbreite eines Messpunkts ergibt sich damit abhängig von der Wellenlänge  $\lambda$ :

$$\rho_\lambda \approx 0,01 \cdot \lambda + \omega \cdot t_{int} \cdot m_1 \quad (7.2)$$

### 7.1.2 Lokale Auflösung

Die Ortsauflösung  $\rho_{opt}$  des Messsystems ist abhängig von der installierten Optik. In dieser Arbeit wurde ein 100 mm-IR-Objektiv verwendet. Durch den Abstand zum Sensor und der Pixelgröße ergibt sich ein Sichtfeld je Pixel in beiden Ortsdimensionen von:

$$\rho_{opt} = 0,3 \text{ mrad} \quad (7.3)$$

Die Größe des gesamten Sichtfelds ist abhängig von der Anzahl der aktiven Pixel.

### 7.1.3 Zeitliche Auflösung

Die zeitliche Auflösung  $\rho_t$  des Messsystems bzw. die Spektrenfrequenz ergibt sich direkt aus der Raddrehfrequenz  $\omega$ , da je Filtrerradumdrehung ein Spektrum aufgezeichnet wird.

$$\rho_t = \frac{1}{\omega} \quad (7.4)$$

### 7.1.4 Radiometrische Auflösung

Die radiometrische Auflösung des Messsystems ist stark von der Wahl der Kameraparameter abhängig, insbesondere der Integrationszeit. Die Digitalwerte der einzelnen Pixel umfassen einen Dynamikbereich von 14 bit. Dies entspricht einer Auflösung in  $2^{14} = 16.384$  unterschiedliche Intensitätslevel. Der volle Dynamikbereich wird jedoch

durch das Dunkelstromsignal bzw. das Offset-Spektrum vermindert. Dieses ist zum einen abhängig von der Integrationszeit, zum anderen aber auch abhängig von der internen Kamertemperatur. Das Offset-Spektrum eines Pixels, in Abhängigkeit zur internen Kamertemperatur bei einer Integrationszeit von  $t_{int} = 1$  ms, ist in Abbildung 5.15 gezeigt. Höhere Integrationszeiten werden vermutlich selten verwendet, da das Messsystem sonst zu langsam wird. Die in der Abbildung gemessenen Offset-Spektren können somit als Obergrenze betrachtet werden. Wird zudem bedacht, dass der lineare Bereich des Sensors laut Datenblatt bei etwa 90 % [95] der maximalen Dynamik endet, so kann der nutzbare Dynamikbereich des Sensors auf ca. 10.000 nutzbare Intensitätslevel abgeschätzt werden. Die Höhe dieser einzelnen Quantisierungsstufen unterscheidet sich leicht von Pixel zu Pixel. Sie hängt von der Wellenlänge und der Integrationszeit der Kamera ab und kann direkt aus der Kalibrierkurve abgelesen werden (siehe beispielsweise Abbildung 5.14c).

### 7.1.5 Abhängigkeit der Kameraparameter

Da sich die Kameraparameter gegenseitig beeinflussen, können die erzielten Auflösungen nicht beliebig gesteigert werden. Vor allem die maximal erreichbare Bildfrequenz  $f$  der Kamera unterliegt mehreren limitierenden Faktoren:

Zunächst ist diese prinzipiell durch die Wahl der Integrationszeit  $t_{int}$  begrenzt. Dabei gilt:

$$f < \frac{1}{t_{int}} \quad (7.5)$$

Daneben wird die maximal mögliche Bildfrequenz auch von der maximal möglichen Datenübertragungsrate begrenzt. Die verwendete Datenschnittstelle CamLink (Base) ermöglicht eine maximale Datenübertragungsrate von  $255 \frac{\text{MB}}{\text{s}}$ . Der Dynamikbereich je Pixel liegt bei 14 Bit. Damit ergibt sich eine maximale Bildfrequenz abhängig von der aktiven Sensorfläche  $X \times Y$  von:

$$f < \frac{255 \cdot 8 \cdot 10^6}{14 \cdot X \cdot Y} \quad (7.6)$$

Das Kleiner-als-Zeichen resultiert daraus, dass zu jedem Bild noch einige Bits als Frameheader übertragen werden. Weiterhin wird die maximale Bildrate durch die Datenausleserate des Sensors bzw. die Geschwindigkeit der anschließenden Analog-Digital-Wandler limitiert. Diese ist nicht linear zur aktiven Sensorfläche  $X \times Y$ , sondern hängt stufenweise von dieser ab, bestimmt durch die interne Schaltlogik des Sensors.

Die Raddrehfrequenz  $\omega$  unterliegt mechanischen Grenzen. Im aktuellen Aufbau des Messsystems sollte diese 100 Hz nicht überschreiten.

Die Wahl der Parameter ist stark von der zu betrachtenden Messszene abhängig. Die gewählten Parameter aus Kapitel 6.1 stellen jedoch eine realistische Parameterwahl dar. Für diese beispielhaft gewählten Messparameter von  $f = 1976$  Hz,  $t_{Int} = 500$   $\mu$ s,  $\omega = 10$  Hz und  $X \times Y = 80 \times 64$  Pixel ergeben sich folgende Auflösungen:

$$\begin{aligned} n_\lambda &\approx 100 \\ 40 \text{ nm} &\leq \rho_\lambda \leq 144 \text{ nm} \\ \rho_{opt} &= 0.3 \text{ mrad} \\ \rho_t &= 100 \text{ ms} \end{aligned} \tag{7.7}$$

## 7.2 Messunsicherheiten

Die Messunsicherheiten der unterschiedlichen Dimensionen werden in den folgenden Unterkapiteln separat voneinander betrachtet.

### 7.2.1 Spektrale Messunsicherheit

Die Zuordnung der gemessenen CWL zum Ort auf dem Sensor und in Abhängigkeit der Filterradstellung wurde in Kapitel 5.1 vorgenommen. Das durch die vereinfachte Betrachtung des optischen Strahlengangs erarbeitete Zuordnungsmodell in Kombination mit den angenäherten Modellparametern zeigt eine Standardabweichung zu den gemessenen Stützpunkten (Tabelle 10.1) von ca.  $\sigma_{I/II} \approx 1,4$  nm bzw.  $\sigma_{III} \approx 3,3$  nm (siehe Tabelle 5.2). Die anschließende Überprüfung durch die Messung einer Laserlichtquelle ergab eine mittlere Abweichung für alle Pixel von ca. 4 nm. Die Standardabweichung der Schwankungen um diesen Mittelwert war weniger als 0,5 nm. Die korrekte Beschreibung der Ortsabhängigkeit des Zuordnungsmodells wird dadurch bestätigt. Da die mittlere Abweichung die Standardabweichung  $\sigma_I$  um fast das Dreifache übersteigt, wird vermutet, dass das Aus- und Wiedereinbauen der Filterradkomponenten den Offset, der durch den Modellparameter  $\alpha_0$  charakterisiert wird, verändert hat. Weiterhin wurde festgestellt, dass dieser Offset-Parameter stark von den Messeinstellungen der Kamera abhängt und nach Möglichkeit durch Messung der Bandpassfilter an einer festen Sensorposition nachjustiert werden muss.

Neben den Unsicherheiten des Zuordnungsmodells, gibt es auch eine prinzipielle Unsicherheit der Wellenlängenzuordnung durch die Quantelung der Filterradstellung. Der

Winkelencoder löst die komplette Umdrehung der Filterradscheibe in 2048 Schritten auf (siehe Kapitel 4.3). Jeder Schritt des Winkelencoders entspricht dabei ca. zwei Lockin-Werten am Signaleingang der Kamera. Durch zusätzliche Unsicherheiten des Digital-Analog-Wandlers und anschließenden Analog-Digital-Wandlers wird als spektrale Unsicherheit eine Spanne von vier Lockin-Werten abgeschätzt. Die spektrale Messunsicherheit kann dann näherungsweise durch den Parameter  $m_1$  des Zuordnungsmodells bestimmt werden. Für die Segmente ergibt dies:

$$\begin{aligned}\Delta_{\lambda,I} &= 4 \text{ lockin} \cdot 1,27553 \frac{\text{nm}}{\text{lockin}} \approx 5,1 \text{ nm} \\ \Delta_{\lambda,II} &= 4 \text{ lockin} \cdot 2,35010 \frac{\text{nm}}{\text{lockin}} \approx 9,4 \text{ nm} \\ \Delta_{\lambda,III} &= 4 \text{ lockin} \cdot 4,39123 \frac{\text{nm}}{\text{lockin}} \approx 17,6 \text{ nm}\end{aligned}\tag{7.8}$$

Zusammenfassend zeigen die Betrachtungen, dass die spektralen Messunsicherheiten abhängig vom Filtersegment bei ca. 5 nm, 10 nm bzw. 20 nm liegen, sofern der Offset-Parameter nachbestimmt wird.

### 7.2.2 Lokale Messunsicherheit

Bedingt durch die unterschiedlichen optischen Eigenschaften der drei verwendeten Filtersegmente sowie der Rotation der Filterradscheibe, bilden die einzelnen Pixel während der Aufzeichnung eines Spektrums die Messszene nicht ortsstabil ab. Es wurden vielmehr Verschiebungen im Bild um zum Teil mehrere Pixel festgestellt. Zur Ortsstabilisierung der Messszene auf dem Sensor werden die gemessenen Bilder einer Bildtransformation, abhängig zur Filterradsstellung, unterzogen (siehe Kapitel 5.5). Nach Durchführung der Bildtransformationen wurde die Standardabweichung der Mittelpunkte der gemessenen Leuchtflecken zu den Mittelpunkten der Leuchtflecken zur Referenz-Radsstellung bestimmt. Die Werte lagen konstant für alle drei Filtersegmente bei ca. 0,02 Pixeln (siehe Abbildung 5.29). Dies entspricht einer optischen Abbildungsunsicherheit von ca.:

$$\Delta_{opt} = 0,3 \frac{\text{mrad}}{\text{Pixel}} \cdot 0,02 \text{ Pixel} = 6 \text{ } \mu\text{rad}\tag{7.9}$$

### 7.2.3 Zeitliche Messunsicherheit

Die Antwort zu einer zeitlichen Messunsicherheit kann pauschal nicht gegeben werden. Die Zeitspanne, innerhalb der ein Spektrum aufgezeichnet wird, entspricht ca. der Zeit einer halben Umdrehung der Filterradscheibe. Diese berechnet sich damit zu:

$$\Delta_{t,spec} = \frac{1}{2 \cdot \omega} \quad (7.10)$$

Bei der Interpretation der Spektren muss dies berücksichtigt werden. Gerade bei der Messung von Abbränden ist die Dynamik der Flammen geringeren Zeitskalen zuzuordnen.

Die Kamera speichert zu jedem aufgezeichneten Bild im Frameheader der Daten einen relativen Zeitstempel ab. Die Zeitstempel der Bilder untereinander stimmen sehr gut ( $< \pm 1 \mu\text{s}$ ) mit der eingestellten Messfrequenz überein. Wird die Unsicherheit des internen Zeitgebers der Kamera vernachlässigt, liegt die Messunsicherheit des relativen Zeitverlaufs der Messdaten bei:

$$\Delta_{t,rel} < 1 \mu\text{s} \quad (7.11)$$

Eine absolute Zeitangabe liefert die Kamera mangels eines IRIG-B Signal-Eingangs nicht. Zwar lässt sich die Messung über ein externes Triggersignal automatisiert starten, jedoch wird das Triggersignal dem Messrechner zugeführt, der dann wiederum einen Startbefehl an die Kamera weiterleitet. Dies ergibt eine mehr oder weniger zufällige Zeitverzögerung im Bereich von wenigen bis einigen 10 ms. Eine Möglichkeit diese Unsicherheit zu reduzieren ist das manuelle Addieren eines Zeit-Offsets. Dieser Zeit-Offset kann durch den Vergleich mit zeitlich genaueren hardware-getriggerten Messsystemen anhand von charakteristischen Ereignissen im Messsignal (beispielsweise: der Anzündblitz) bestimmt werden. Eine andere Möglichkeit ist die Nutzung eines weiteren Lockin-Eingangs der Kamera. Zu einem definierten Zeitpunkt während der Messung kann ein zusätzliches Stufensignal einem separaten Lockin-Eingang zugeführt werden. Dieser sprunghafte Anstieg des Lockin-Werts lässt sich auf zwei aufeinanderfolgenden Bildern der Messequenz ermitteln. Die zeitliche Genauigkeit zur Registrierung des Stufensignals ist damit abhängig von der Bildfrequenz  $f$ . Diese liegt typischerweise im Bereich von  $> 1 \text{ kHz}$ , sodass die absolute zeitliche Ungenauigkeit abgeschätzt werden kann:

$$\Delta_{t,abs} < 1 \text{ ms} \quad (7.12)$$

### 7.2.4 Radiometrische Messunsicherheit

Die radiometrische Messunsicherheit wird aus den Messungen des Kalibrierstrahlers mit variierender Strahlertemperatur, die in Kapitel 6.1 beschrieben sind, ersichtlich. Die Temperatur des Strahlers variiert dabei in zehn Schritten über einen relativ großen Bereich zwischen ca. 600°C und 1500°C (siehe Abbildung 6.1). Da die Messparameter während dieser Versuchsreihe konstant gehalten wurden, gelten die Messergebnisse für einen großen Dynamikbereich des Sensors. Die Messung bei einer Strahlertemperatur von  $T_{BB} = 1192^\circ\text{C}$  dient dabei als Referenzmessung zur radiometrischen Kalibrierung. Zur Berechnung der theoretisch emittierten spektralen spezifischen Strahlstärke des Kalibrierstrahlers wurde dieser als idealer schwarzer Strahler genähert. Sofern der Emissionskoeffizient des Kalibrierstrahlers über dem betrachteten Temperaturbereich konstant bleibt, fällt die Abweichung zu einem idealen schwarzen Strahler nicht ins Gewicht, da der Faktor sowohl bei der Referenzmessung als auch den Messungen mit variierender Temperatur auftritt. Die Abweichungen der Messdaten zu den theoretisch berechneten Planck'schen Kurven spiegeln die radiometrische Messunsicherheit gut wider.

Außerhalb der Bereiche der starken atmosphärischen Absorptionen liegt die Standardabweichung der Messdaten zu den berechneten Planck'schen Kurven stabil bei deutlich unter 3 % (siehe Abbildungen 6.2 und 6.3). Die höheren Standardabweichungen bei den niedrigsten beiden gemessenen Strahlertemperaturen sind dadurch zu erklären, dass das Messsignal für die gewählten Messparameter sehr schwach ist und sich somit immer weiter an die Detektionsgrenze bzw. dem Signal-Rausch-Verhältnis annähert.

Die Versuche zeigen damit eine radiometrische Messunsicherheit über einen weiten Dynamikbereich des Sensors von:

$$\Delta_{rad} < 3 \% \quad (7.13)$$

## 7.3 Vergleich mit einer FTIR-Hyperspektralkamera

Die vorgestellte Messung des pyrotechnischen Scheinziels in Kapitel 6.2 wurde parallel mit der in dieser Arbeit entwickelten CVF-Hyperspektralkamera und mit einer kommerziell erhältlichen FTIR-Hyperspektralkamera durchgeführt. Die Ergebnisse lassen sich direkt miteinander vergleichen.

Die Abbildungen 6.4 bis 6.7 zeigen lokal gemessene Spektren an unterschiedlichen Positionen der Flamme zu einem möglichst identischen Zeitpunkt während des Scheinzie labbrands. Zur Vergleichbarkeit der lokalen Spektren wurden die Spektren der FTIR-Kamera mit dem Verhältnis aus dem Pixelfeld der CVF-Kamera mit dem Pixelfeld der FTIR-Kamera multipliziert.

An den Positionen des Flammenanfangs und der Flammenmitte zeigen die lokalen Spektren beider Messsysteme eine sehr gute Übereinstimmung. Lediglich in Spektralbereichen, in denen starke atmosphärische Absorptionen stattfinden, unterscheiden sich die gemessenen spektralen Intensitäten zum Teil erheblich. Dies wird durch prinzipielle kalibriertechnische Probleme begründet. Die atmosphärischen Bedingungen sind zu den Zeitpunkten der Kalibrierung und der Versuchsmessung nicht identisch.

Die gemessenen Spektren in den Randzonen der Flamme unterscheiden sich deutlich voneinander. Die Spektren der FTIR-Kamera weisen teilweise starke Messartefakte auf. Diese werden dadurch begründet, dass die Flammendynamik in den Randzonen der Flamme besonders hoch ist, wodurch während der Aufnahme der Interferogramme keine stabilen Strahlungsverhältnisse herrschen. Diese wären jedoch notwendig zur Berechnung der korrekten Spektren mittels Fouriertransformation. Besonders die Flammenintensität zu dem Zeitpunkt, an dem die Maxima der Interferogramme gemessen werden, beeinflussen die lokalen Spektren sehr stark. Die CVF-Kamera hingegen zeigt an den Randzonen die physikalisch korrekten Messwerte. Das starke vermeintliche Rauschen im Spektrum beruht auf der Dynamik der Flammenform. Es muss nämlich beachtet werden, dass die Spektren innerhalb eines zeitlichen Vorgangs (Drehung der Radscheibe) aufgebaut werden. Während diesem ändert sich die Flammenform. Die einzelnen Messpunkte weisen jedoch keine prinzipiellen Artefakte auf.

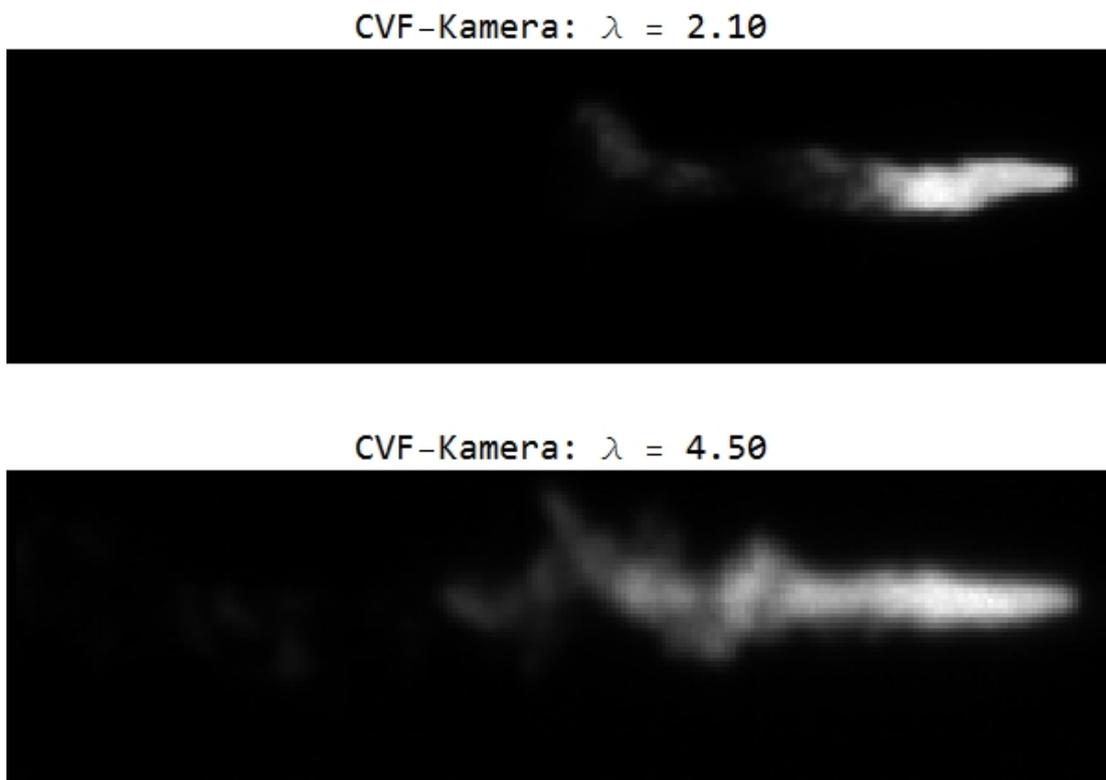
Die über die komplette Messszene summierten Spektren der Messsysteme zu dem in Abbildung 6.8 gewählten Zeitpunkt innerhalb des Abbrands stimmen qualitativ gut überein. Im Bereich zwischen  $2,9 \mu\text{m}$  und  $3,8 \mu\text{m}$  weichen die Messdaten der FTIR-Kamera signifikant von dem erwarteten Planck'schen Verlauf ab. Die Ursache konnte im Nachhinein auf ein kalibriertechnisches Problem zurückgeführt werden. Ein spezieller optischer Filter, der zur Homogenisierung der spektralen Sensitivität eingesetzt wurde, verschiebt auf Grund inhomogener Brechungseigenschaften einen Teil der Strahlungsleistung des kleinflächigen Kalibrierstrahlers auf benachbarte Sensorbereiche. Dadurch wird in diesem Spektralbereich der berechnete Kalibrierfaktor erhöht. Wegen der unterschiedlichen Zeitbasen der Messsysteme sind quantitative Vergleiche der Summenspektren zudem nur bedingt aussagekräftig.

Jedoch können die zeitlichen Verläufe der Intensitäten innerhalb der ausgewählten Spektralbänder  $\alpha$  und  $\beta$ , die in den Abbildungen 6.9 und 6.10 dargestellt sind, verglichen werden. Die Messdaten der IR-Kameras liefern hier auf Grund der höchsten zeitlichen Auflösung und der nahezu instantanen ( $t_{Int} \ll 100 \mu\text{s}$ ) Messpunkte die exaktesten Messwerte und können als Referenz betrachtet werden. Für beide Hyper-

spektralkameras ist es auf Grund der geringeren Spektrenfrequenz schwierig, die hochdynamische Anzündungsphase des Abbrands korrekt zu messen. Bei der Messung des  $\alpha$ -Spektralbands liegt ein Messwert der CVF-Kamera zufällig genau in dieser Phase. Der gemessene Intensitätswert ist in guter Übereinstimmung mit den Messdaten der IR-Kamera. Die FTIR-Kamera liefert hier deutlich geringere Intensitätswerte (ca 65 %). Der Intensitätsverlauf während der stabilen Abbrandphase wird von beiden Hyperspektralkameras mit nur leichten Abweichungen wiedergegeben. Die größeren Abweichungen gegen Ende des Abbrands ab ca. 0,8 s sind eine Folge der unterschiedlichen Sichtfelder der Messsysteme. Während des Abbrands, wird die Masse des Scheinziels immer kleiner, sodass diese ab einem gewissen Zeitpunkt nicht mehr mechanisch auf der Halterung fixiert werden kann und mit der Luftströmung davongerissen wird. Die noch brennende Wirkmasse verlässt zu unterschiedlichen Zeiten die einzelnen Sichtfelder der Messsysteme.

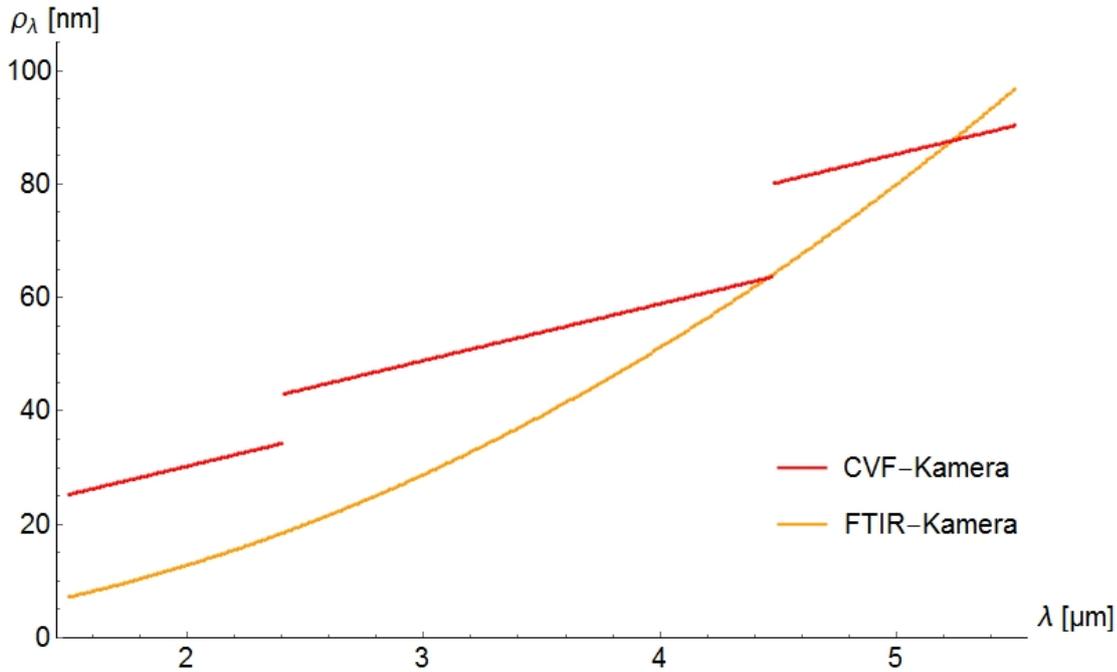
Die Messdaten der CVF-Kamera im  $\beta$ -Band haben im Vergleich zu den Messdaten im  $\alpha$ -Band eine zeitlich verschobene Basis, da dieser Spektralbereich jeweils erst im weiteren Verlauf der Filterdrehung gemessen wird. Die intensive Anzündphase wird in diesem Spektralband nicht aufgelöst. Der Messpunkt am Übergang zur stabilen Abbrandphase ist aber in sehr guter Übereinstimmung mit den Messdaten der IR-Kamera. Auch die FTIR-Kamera kann die Anzündphase nur ungenügend wiedergeben. Der maximal gemessene Wert liegt mit ca 70 % deutlich unterhalb des gemessenen Wertes der IR-Kamera. Werden die Messdaten der IR-Kamera als Referenz betrachtet, stimmen die Messwerte der CVF-Kamera in der stabilen Abbrandphase deutlich besser mit dieser überein als die Messwerte der FTIR-Kamera. Ein möglicher Grund hierfür könnte sein, dass die strahlende Flamme des heißen  $\text{CO}_2$ , die hauptsächlich im  $\beta$ -Band gemessen wird, deutlich größer ist als die Flamme, die durch Strahlung von heißen Feststoffpartikeln (Kontinuumsanteil) hervorgerufen wird. Ein hoher Anteil der Gesamtintensität im  $\beta$ -Band resultiert daher aus dem hochdynamischen Bereich der Flamme, der von der FTIR-Hyperspektralkamera nicht korrekt gemessen werden kann. Zur Veranschaulichung sind in Abbildung 7.1 zwei Spektralbilder während der Abbrandphase, die innerhalb des  $\alpha$ - bzw. des  $\beta$ -Bands liegen, gegenübergestellt. Im hinteren Flammenbereich in der Mitte der Bilder ist die Flammenform in den Messdaten der CVF-Kamera sehr gut erkennbar. Die Messdaten der FTIR-Kamera hingegen zeigen an den Flammenrändern starke Artefakte (Vergleiche Abbildungen 6.6 und 6.7). Die CVF-Kamera spielt in diesem hochdynamischen Bereich klar ihre Stärken aus.

Beim Vergleich der spektralen Auflösung der Messsysteme ist die CVF-Kamera der FTIR-Kamera auf den ersten Blick unterlegen. Die Anzahl der Stützstellen im Spektrum ist abhängig von der Raddrehfrequenz  $\omega$  und der Bildfrequenz  $f$  (siehe Gleichung 7.1). Mit den Messparametern, die bei der Messung des pyrotechnischen Scheinziels verwendet wurden, liefert das System ca. 100 Stützstellen im Spektrum. Die spektrale Halbwertsbreite der Messpunkte von mehreren 10 nm ist vergleichsweise moderat und kann die Grenze von 1 % der selektierten Wellenlänge, limitiert durch die optischen Eigenschaften der zirkular variablen Filter, nicht unterschreiten.



**Abbildung 7.1:** Vergleich: Spektralbilder des Scheinzielabbrands

Die hier verwendete FTIR-Kamera kann wesentlich höhere spektrale Auflösungen von bis zu  $0,25 \text{ cm}^{-1}$  erzielen. Allerdings fällt mit dieser Parameterwahl die Spektrenfrequenz abhängig von der Wahl der aktiven Sensorfläche auf deutlich unter  $1 \text{ Hz}$ , da dann das Interferometer eine weite Strecke abtasten muss. Zur Messung von Abbränden, bei denen eine Spektrenfrequenz von mindestens  $10 \text{ Hz}$  erzielt werden sollte, ist die spektrale Auflösung der beiden Kamerasysteme durchaus vergleichbar. Bei der FTIR-Kamera wird für derartige Messungen häufig eine spektrale Auflösung von  $32 \text{ cm}^{-1}$  gewählt. Dieser Wert charakterisiert dabei die spektrale Auflösung und kann mit der spektralen Halbwertsbreite eines Messpunkts verglichen werden. Die Anzahl der Stützpunkte im Spektrum kann durch anfügen von Nullen im Interferogramm prinzipiell beliebig erhöht werden. Das Spektrum wird dadurch jedoch nur geschönt. Die reale spektrale Auflösung wird nicht erhöht. Als Vergleichswert wird daher der messbare Spektralbereich zwischen  $1,5 \mu\text{m}$  und  $5,5 \mu\text{m}$  durch die spektrale Auflösung von  $32 \text{ cm}^{-1}$  dividiert, wodurch sich ca. 150 Stützpunkte ergeben. In Abbildung 7.2 sind die spektralen Halbwertsbreiten  $\rho_\lambda$  der beiden Messsysteme in Abhängigkeit zur Wellenlänge  $\lambda$  dargestellt. Während die spektrale Halbwertsbreite bei der CVF-Kamera innerhalb der einzelnen Filtersegmentbereiche linear zur selektierten Wellenlänge steigt, steigt diese bei der FTIR-Kamera mit steigender Wellenlänge immer steiler an. Die Werte beider Systeme liegen in der gleichen Größenordnung.



**Abbildung 7.2:** Spektrale Halbwertsbreiten der Messpunkte der Hyperspektralkameras bei den gewählten Messparametern

Die lokale Auflösung wird über die Wahl der Optik sowie der aktiv genutzten Sensorelemente, der Pixel, bestimmt. Die Anzahl der Sensorelemente beträgt bei beiden Messsystemen  $320 \times 256$  Pixel. Durch die bei der CVF-Kamera verwendete 100 mm-Optik ist der Sichtbereich eines einzelnen Pixels mit 0,3 mrad in der gleichen Größenordnung wie der Sichtbereich eines Pixels der FTIR-Kamera (0,35 mrad). Die erforderliche optische Auflösung hängt im Einzelfall von der Aufgabenstellung ab. Das Ändern des Sichtbereichs eines Pixels bei konstanter Messdistanz kann bei der CVF-Kamera durch einfaches Wechseln des IR-Objektivs erfolgen. Diese sind mit Brennweiten zwischen 25 mm und 200 mm kommerziell verfügbar. Bei der Datenauswertung ist allerdings zu beachten, dass sich die Parameter des Zuordnungsmodells ändern. Diese müssen für jede optische Konfiguration gemäß Kapitel 5.1 neu bestimmt werden. Bei der FTIR-Kamera müssen zum Verändern des Sichtfelds spezielle Vorschaltoptiken des Herstellers verwendet werden. Zum Teil sind diese in Form eines Cassagrain-Teleskops realisiert. Die damit verbundene große Empfangsfläche von ca. 0,5 m Durchmesser bietet zwar eine sehr gute Lichtempfindlichkeit, macht das Messsystem jedoch auch unhandlich und erschwert die Auswerteprozeduren, da zur Nichtuniformitätskorrektur (NUC) ein intensiver homogener Strahler mit großer Senderfläche benötigt wird. Dieser ist jedoch schwierig in der Praxis zu realisieren. Die Prozeduren zur Datenauswertung einschließlich NUC- und radiometrische Kalibrierung müssen auch hier der Optik angepasst werden.

Die zeitliche Auflösung wird primär durch die Spektrenrate charakterisiert. Moderne

IR-Hyperspektralkameras wie die hier getesteten Modelle erreichen Werte über 10 Hz bei moderater spektraler und lokaler Auflösung. Die maximal mögliche Spektrenrate der verwendeten FTIR-Hyperspektralkamera liegt bei ca. 30 Hz. Zum Erreichen diesen Werts muss die lokale und spektrale Auflösung allerdings weiter stark eingeschränkt werden. Die CVF-Kamera kann aktuell Werte bis über 50 Hz Spektrenrate erreichen. Höhere Spektrenraten wären denkbar, wobei die Filterradscheibe dann nochmals auf Unwuchten überprüft werden sollte. Generell ist eine Erhöhung der Drehgeschwindigkeit einfacher umzusetzen als eine erhöhte Linearbewegung des Interferometers. Bei minimaler aktiver Pixelanzahl des Sensors von  $32 \times 8$  Pixeln leistet die CVF-Kamera eine Bildfrequenz von ca. 18 kHz. Damit wäre eine moderate Anzahl an Stützpunkten je Spektrum auch bei hohen Spektrenfrequenzen möglich. Die höchste Bildrate von 18 kHz setzt jedoch voraus, dass die Integrationszeit einen Wert von etwa  $50 \mu\text{s}$  nicht überschreiten kann und wäre daher nur für sehr strahlungsintensive Messszenen geeignet.

Ein großer Vorteil der CVF-Kamera gegenüber der FT-Technik ist, dass die einzelnen Messpunkte im Spektrum voneinander unabhängig sind. Die spektralen Messpunkte der FTIR-Kamera werden aus dem vollständigen, mindestens halbseitigem, Interferogramm berechnet. Die Messung des Interferogramms benötigt im Vergleich zur Aufnahme eines einzelnen Messpunkts viel Zeit. Ändern sich während dieser Zeitspanne die Strahlungsverhältnisse der Messszene, sind Artefakte im resultierenden Spektrum nicht zu vermeiden. Vor allem bei Hyperspektralkameras, bei denen die Messszene in viele kleine Bereiche, den Pixeln, eingeteilt wird, sind konstante Strahlungsverhältnisse häufig nicht gegeben. Hierbei zeigt die CVF-Kamera klar ihre Stärken.

## 7.4 Fazit

Die in dieser Arbeit entwickelte Hyperspektralkamera auf Basis von zirkular variablen Verlaufsfiltern zeigt sehr gute Ergebnisse und hält dem Vergleich mit einer hochmodernen kommerziell erhältlichen FTIR-Hyperspektralkamera stand.

Die Testmessungen an einem Kalibrierstrahler und in einem realen Feldversuch stellen die korrekte Funktionsfähigkeit des Messsystems unter Beweis. Das Konzept des Messsystems zur Erzeugung von orts aufgelösten Spektren eignet sich sehr gut zur Messung von strahlungsintensiven Messszenen. Die ausgewerteten Messdaten zeigen eine hohe Übereinstimmung mit den Messdaten bereits etablierter Messmittel. Dabei leistet das Messsystem eine für Hyperspektralkameras vergleichsweise hohe Spektrenfrequenz von  $\omega > 10 \text{ Hz}$  und überzeugt vor allem bei der Messung intensiver dynamischer Strahlungsquellen wie beispielsweise Flammen.

## 8 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde eine Hyperspektralkamera auf Basis von zirkular variablen Verlaufsfiltern (CVF) im erweiterten mittleren Infrarotbereich (MWEIR) entwickelt. Das Messsystem ist vorrangig zur Messung von Abbränden energetischer Materialien vorgesehen.

Zunächst wurde das Messsystem konzipiert und physisch realisiert. Als Kamerabasis-system wird dazu die modifizierte Infrarotkamera „Orion“ der Firma „Cedip Infrared Systems“ verwendet. Der verbaute InSb-Sensor der Kamera ermöglicht die Messung der Strahlung innerhalb des Spektralbereich zwischen ca.  $1,5 \mu\text{m}$  und  $5,5 \mu\text{m}$ . Der Sensor besteht aus einer  $320 \times 256$  Pixelmatrix, wobei der aktive Messbereich zu Gunsten der Bildrate in mehreren Stufen eingeschränkt werden kann. Das Filterradmodul zur spektralen Zerlegung des Lichts mit integriertem Winkelencoder wurde so konzipiert, dass es in die Kamera von oben eingeschoben werden kann. Dadurch kann die Kamera bei Bedarf mit geringem Aufwand wieder zur Bandpasskamera umgerüstet werden. Die Transmissionseigenschaften der Verlaufsfilter beschränken die maximal mögliche spektrale Auflösung eines Messpunkts im Spektrum zu 1 % der selektierten Wellenlänge. Real wird diese abhängig von dem Verhältnis zwischen der Integrationszeit der Kamera und der Drehfrequenz der Filterradscheibe etwas verringert. Der Winkelencoder wandelt die Winkelstellung der Filterradscheibe in eine Spannungsflanke um, die wiederum dem Lockin-Eingang des Kamerabasisystems zugeführt wird. Dadurch wird auf jedes gemessene Bild die Winkelstellung mitgespeichert. Die Winkelstellung wiederum wird durch das hergeleitete Zuordnungsmodell in die gemessene zentrale Wellenlänge (CWL) übersetzt. Als Optik wird ein 100 mm-IR-Objektiv verwendet. Damit ergibt sich eine optische Auflösung von  $0,3 \text{ mrad}$  je Pixel. Eine Lochblende zwischen Objektiv und Filterradscheibe verringert die Fläche durch die das einfallende Strahlenbündel den Verlaufsfilter passiert und erlaubt zur Bestimmung des Zuordnungsmodells die Quelle als Punktquelle zu nähern.

Wegen der Besonderheit des spektralen Gradienten innerhalb eines gemessenen Bilds können etablierte Bildauswerteroutinen nicht verwendet werden. Ein wesentlicher Arbeitspunkt lag daher in der Entwicklung passender Kalibrier- und Datenverarbeitungsprozeduren. Zunächst müssen die gemessenen Wellenlängen, abhängig von der Position des Sensors und der Winkelstellung der Filterradscheibe, ermittelt werden. Dazu wurden zehn unterschiedliche schmalbandige Bandpassfilter an 45 unterschiedlichen Positionen auf dem Sensor gemessen. Durch eine genäherte Betrachtung der optischen

Strahlengänge konnte zur Wellenlängenzuordnung ein Modell entwickelt, angenähert und validiert werden. Anschließend wurde ein Verfahren zur radiometrischen Kalibrierung unter Berücksichtigung der Nichtuniformität der Sensormatrix des kompletten Sensors beschrieben. Hierzu kam ein thermischer Vergleichsstrahler und eine mit Gold beschichtete Ulbrichtkugel zum Einsatz. Da die Filtersegmente, abhängig von der Filterradstellung, den optischen Strahlengang beeinflussen, müssen die spektralen Bilder anschließend eine Bildtransformation durchlaufen. Durch Betrachtungen des optischen Strahlengangs wurden hierzu näherungsweise quadratische Funktionen für beide Ortsdimensionen ermittelt. Die Parameter der Transformationsfunktionen konnten durch Messung eines synthetischen Punktmusters angenähert werden. Durch diese wird die abgebildete Messszene auf dem Sensor sehr gut stabilisiert. Die kalibrierten Datenkuben müssen anschließend zur Analyse in geeigneter Form visualisiert werden.

Das entwickelte Messsystem wurde anhand einer Messserie eines Kalibrierstrahlers mit Variation der Strahlertemperatur getestet. Dieser Test ergab eine geringe radiometrische Messunsicherheit von  $< 3\%$ . Weiterhin wurde das Messsystem erfolgreich zur Messung eines pyrotechnischen IR-Scheinziels als Beispielanwendung zusammen mit weiteren kommerziell erhältlichen Messsystemen eingesetzt. Diese Messungen erlauben einen direkten Vergleich der Messdaten unterschiedlicher Systeme. Die ausgewerteten Messdaten der entwickelten Hyperspektralkamera konnten dadurch validiert werden. Die Auflösung des Messsystems in den unterschiedlichen Dimensionen sowie deren Messunsicherheiten wurden diskutiert. Bei der Interpretation der Messdaten ist es wichtig, das Zeitintervall zu beachten, das zur Generierung der spektralen Daten benötigt wird.

Das entwickelte Messsystem ist die bisher weltweit einzige Hyperspektralkamera auf Basis zirkular variabler Verlaufsfilter für den erweiterten mittleren Infrarotbereich mit einer hohen Spektrenrate von  $\geq 10$  Hz. Kommerziell erhältliche Messsysteme mit ähnlichen Eigenschaften sind fast ausschließlich Systeme auf Basis von Interferometern. Im Vergleich mit einer modernen FTIR-Hyperspektralkamera konnten die Stärken des entwickelten Messsystems herausgestellt werden. Diese liegen vor allem bei der physikalisch korrekten Messung von dynamischen Messszenen, die beispielsweise beim Abbrand von energetischen Materialien vorherrschen. Im Gegensatz zu der FTIR-Kamera treten bei dem in dieser Arbeit entwickelten Messsystem hierbei keine Messartefakte an den hochdynamischen Flammenrandzonen auf. Die Hyperspektralkamera ergänzt die Ausstattung an vorhandenen Messmittel des Fraunhofer-ICT sinnvoll und wird in künftigen Messkampagnen die Datenbasis erweitern.

## 9 Ausblick

Auch wenn die in dieser Arbeit entwickelte Hyperspektralkamera bereits qualitativ hochwertige Messergebnisse zeigt, ist das volle Potential dieser Messtechnik noch nicht ausgeschöpft.

Die in dieser Arbeit verwendete Kamerabasis wurde im Jahr 2006 beschafft und repräsentiert daher nicht mehr den aktuellen Stand der Technik. Moderne Kamerasysteme im mittleren Infrarotbereich namhafter Hersteller erreichen etwa um einen Faktor zehn höhere Pixelausleseraten [108,109]. Dadurch kann die Bildfrequenz, und damit die Anzahl der spektralen Stützpunkte, bei gleicher Pixelanzahl deutlich gesteigert werden. Zudem gibt es mittlerweile auch Sensoren mit einer erhöhten Anzahl an Pixeln. Diese ermöglichen eine höhere optische Auflösung der Messszene.

Auch die zirkular variablen Filtersegmente bieten Verbesserungspotential. Im aktuellen Aufbau kann nur etwas mehr als die halbe Filterradscheibe genutzt werden (siehe Abbildung 4.3). Dadurch kann nahezu die Hälfte der Messdaten nicht verwendet werden. Es wäre von großem Vorteil, die Filtergradienten so anzupassen, dass der nutzbare Spektralbereich über die komplette Filterradscheibe verteilt wird. Leider sind bis heute kommerziell nur diese verwendeten zirkular variablen Verlaufsfilter im mittleren Infrarot verfügbar. Bisherige Bestrebungen, potentielle Hersteller zur Entwicklung angepasster Filtersegmente zu motivieren, blieben erfolglos.

Weiterhin könnte die Zuordnung der Filterradstellung zu einem gemessenen Bild eleganter erfolgen. Der Umweg das Digitalsignal des Winkelencoders über eine Zähler-schaltung in ein analoges Spannungssignal umzuwandeln und dieses anschließend in die Kamera einzuspeisen, die es wiederum digitalisiert, birgt eine Fehlerquelle. Auch ist nicht bekannt, wann genau die Kamera das Spannungssignal am Eingang relativ zum Start der Bildaufnahme abgreift. Diese Problematik wurde bereits in Kapitel 5.1 angesprochen. Modernere Kameras bieten die Möglichkeit, digitale Eingangs-Signale zu verarbeiten. Möglicherweise ergibt sich hier eine robustere Lösung der Zuordnung der Winkelstellung.

Die Wahl, als Blende eine Lochblende zu verwenden, erscheint im Nachhinein nicht für jede Messszene als optimal (siehe Kapitel 4.4). Zur Messung von weniger intensiven Flammen muss die Integrationszeit der Kamera relativ hoch eingestellt werden, um den Dynamikbereich des Sensors gut auszunutzen. Dies limitiert die maximal mögliche

Bildfrequenz und damit die Anzahl der Stützstellen im Spektrum. Die Verwendung einer Schlitzblende könnte die notwendige Belichtungszeit deutlich reduzieren. Allerdings muss dann beachtet werden, dass zur Entwicklung des Zuordnungsmodells der Ausgangspunkt des Strahlengangs nicht mehr als Punktquelle genähert werden kann. Hier wären weiterführende Arbeiten notwendig.

Die verwendeten Datenverarbeitungsprozeduren sind aktuell in dem Computeralgebra-system *Mathematica* umgesetzt und in einem stetigen Prozess gewachsen. Diese Prozeduren können in Bezug auf Geschwindigkeit optimiert werden. Dazu könnten die Funktionalitäten der Verarbeitungsschritte in maschinennäheren Programmiersprachen wie beispielsweise *Python* oder *C++* geschrieben werden.

Das Konzept der entwickelten Hyperspektralkamera kann zudem auf weitere Spektralbereiche übertragen werden. Der Hersteller der CVF bietet insgesamt sieben unterschiedliche Filtersegmente an, die den Bereich zwischen 400 nm und 14,3  $\mu\text{m}$  lückenlos abdecken [110].

# 10 Anhang

**Tabelle 10.1:** Ermittelte Stützstellen des Zuordnungsmodells

CWL [nm]	y [px]	x [px]	Lockin [counts]	CWL [nm]	y [px]	x [px]	Lockin [counts]
1557,41	10	20	7982,678669	1696,35	10	20	8090,243648
1557,41	40	20	7983,597682	1696,35	40	20	8092,418766
1557,41	70	20	7985,954981	1696,35	70	20	8094,038825
1557,41	100	20	7987,878632	1696,35	100	20	8094,889654
1557,41	128	20	7990,569308	1696,35	128	20	8097,914298
1557,41	160	20	7991,624972	1696,35	160	20	8099,700005
1557,41	190	20	7994,686020	1696,35	190	20	8102,095285
1557,41	220	20	7998,330055	1696,35	220	20	8106,253608
1557,41	246	20	8000,741468	1696,35	246	20	8108,375440
1557,41	10	90	7980,176664	1696,35	10	90	8088,358477
1557,41	40	90	7983,205594	1696,35	40	90	8090,478098
1557,41	70	90	7983,761284	1696,35	70	90	8092,181215
1557,41	100	90	7985,167625	1696,35	100	90	8093,326672
1557,41	128	90	7988,135859	1696,35	128	90	8095,374694
1557,41	160	90	7986,808021	1696,35	160	90	8097,501076
1557,41	190	90	7993,240163	1696,35	190	90	8100,820576
1557,41	220	90	7996,114276	1696,35	220	90	8104,144212
1557,41	246	90	7998,832353	1696,35	246	90	8106,779154
1557,41	10	160	7980,141382	1696,35	10	160	8087,987877
1557,41	40	160	7982,351971	1696,35	40	160	8089,735962
1557,41	70	160	7983,721135	1696,35	70	160	8091,177124
1557,41	100	160	7985,156654	1696,35	100	160	8093,297147
1557,41	128	160	7987,259891	1696,35	128	160	8095,497019
1557,41	160	160	7990,706844	1696,35	160	160	8097,765944
1557,41	190	160	7992,629469	1696,35	190	160	8100,391707
1557,41	220	160	7995,476556	1696,35	220	160	8103,922733
1557,41	246	160	7999,123684	1696,35	246	160	8105,991405
1557,41	10	230	7981,533842	1696,35	10	230	8089,079591
1557,41	40	230	7982,730452	1696,35	40	230	8090,729213
1557,41	70	230	7984,165308	1696,35	70	230	8091,240247
1557,41	100	230	7986,812275	1696,35	100	230	8094,119833

1557,41	128	230	7989,397898
1557,41	160	230	7990,907359
1557,41	190	230	7993,243019
1557,41	220	230	7997,171004
1557,41	246	230	8000,297886
1557,41	10	300	7982,405491
1557,41	40	300	7984,940890
1557,41	70	300	7986,563181
1557,41	100	300	7987,735956
1557,41	128	300	7990,503463
1557,41	160	300	7993,501146
1557,41	190	300	7995,910846
1557,41	220	300	7998,203848
1557,41	246	300	8002,160776

1696,35	128	230	8095,400819
1696,35	160	230	8098,874736
1696,35	190	230	8101,465107
1696,35	220	230	8104,500210
1696,35	246	230	8106,969397
1696,35	10	300	8090,761572
1696,35	40	300	8092,849294
1696,35	70	300	8094,147819
1696,35	100	300	8096,092660
1696,35	128	300	8098,378850
1696,35	160	300	8101,709332
1696,35	190	300	8104,077352
1696,35	220	300	8106,699157
1696,35	246	300	8117,385887

CWL [nm]	y [px]	x [px]	Lockin [counts]
1809,09	10	20	8178,469725
1809,09	40	20	8180,177581
1809,09	70	20	8181,266057
1809,09	100	20	8183,651018
1809,09	128	20	8185,275617
1809,09	160	20	8188,691294
1809,09	190	20	8191,144751
1809,09	220	20	8193,512684
1809,09	246	20	8196,956030
1809,09	10	90	8172,609245
1809,09	40	90	8177,288303
1809,09	70	90	8179,320339
1809,09	100	90	8181,030922
1809,09	128	90	8183,268027
1809,09	160	90	8186,718673
1809,09	190	90	8188,999743
1809,09	220	90	8192,417599
1809,09	246	90	8194,979641
1809,09	10	160	8175,210108
1809,09	40	160	8176,959083
1809,09	70	160	8179,181789
1809,09	100	160	8180,004970
1809,09	128	160	8182,921269
1809,09	160	160	8186,085647
1809,09	190	160	8188,445490
1809,09	220	160	8191,634075
1809,09	246	160	8193,688086

CWL [nm]	y [px]	x [px]	Lockin [counts]
2079,78	10	20	8392,742277
2079,78	40	20	8394,148718
2079,78	70	20	8395,456018
2079,78	100	20	8397,196332
2079,78	128	20	8398,580231
2079,78	160	20	8401,390094
2079,78	190	20	8404,206854
2079,78	220	20	8406,602857
2079,78	246	20	8408,753757
2079,78	10	90	8388,150392
2079,78	40	90	8389,849426
2079,78	70	90	8391,582640
2079,78	100	90	8392,697314
2079,78	128	90	8395,038592
2079,78	160	90	8397,740799
2079,78	190	90	8400,604967
2079,78	220	90	8403,805351
2079,78	246	90	8406,460374
2079,78	10	160	8387,985076
2079,78	40	160	8389,447632
2079,78	70	160	8390,767276
2079,78	100	160	8391,923946
2079,78	128	160	8393,920009
2079,78	160	160	8396,981328
2079,78	190	160	8400,089980
2079,78	220	160	8403,578518
2079,78	246	160	8406,714642

1809,09	10	230	8176,582558
1809,09	40	230	8178,115003
1809,09	70	230	8178,886998
1809,09	100	230	8182,415261
1809,09	128	230	8183,637949
1809,09	160	230	8186,967974
1809,09	190	230	8189,556570
1809,09	220	230	8192,838997
1809,09	246	230	8195,597523
1809,09	10	300	8178,166382
1809,09	40	300	8180,833944
1809,09	70	300	8182,913005
1809,09	100	300	8184,830463
1809,09	128	300	8186,483087
1809,09	160	300	8188,805917
1809,09	190	300	8192,337374
1809,09	220	300	8195,049704
1809,09	246	300	8198,279272

2079,78	10	230	8389,586614
2079,78	40	230	8390,356833
2079,78	70	230	8392,132500
2079,78	100	230	8394,391790
2079,78	128	230	8396,028522
2079,78	160	230	8399,017174
2079,78	190	230	8401,663090
2079,78	220	230	8404,655577
2079,78	246	230	8407,283661
2079,78	10	300	8392,088516
2079,78	40	300	8393,252184
2079,78	70	300	8394,856614
2079,78	100	300	8396,366050
2079,78	128	300	8398,757087
2079,78	160	300	8401,418724
2079,78	190	300	8404,483918
2079,78	220	300	8406,803529
2079,78	246	300	8410,520485

CWL [nm]	y [px]	x [px]	Lockin [counts]
2201,11	10	20	8489,133066
2201,11	40	20	8489,605674
2201,11	70	20	8491,366213
2201,11	100	20	8493,259463
2201,11	128	20	8494,705569
2201,11	160	20	8497,415493
2201,11	190	20	8499,686029
2201,11	220	20	8503,059608
2201,11	246	20	8505,418175
2201,11	10	90	8485,954841
2201,11	40	90	8487,594758
2201,11	70	90	8488,099554
2201,11	100	90	8489,955007
2201,11	128	90	8492,303869
2201,11	160	90	8493,949166
2201,11	190	90	8497,680280
2201,11	220	90	8500,208202
2201,11	246	90	8503,777062
2201,11	10	160	8485,883344
2201,11	40	160	8486,060664
2201,11	70	160	8487,686391
2201,11	100	160	8489,198238
2201,11	128	160	8491,385012

CWL [nm]	y [px]	x [px]	Lockin [counts]
2715,90	10	20	8878,441533
2715,90	40	20	8879,042649
2715,90	70	20	8880,783529
2715,90	100	20	8883,074180
2715,90	128	20	8884,865162
2715,90	160	20	8887,300548
2715,90	190	20	8889,434192
2715,90	220	20	8892,054070
2715,90	246	20	8894,398240
2715,90	10	90	8876,117883
2715,90	40	90	8877,921887
2715,90	70	90	8880,034797
2715,90	100	90	8882,009117
2715,90	128	90	8883,536395
2715,90	160	90	8885,681405
2715,90	190	90	8887,855285
2715,90	220	90	8890,924966
2715,90	246	90	8893,214114
2715,90	10	160	8876,485281
2715,90	40	160	8877,601455
2715,90	70	160	8878,363032
2715,90	100	160	8880,381266
2715,90	128	160	8882,877486

10 Anhang

2201,11	160	160	8494,611655	2715,90	160	160	8884,946974
2201,11	190	160	8497,652289	2715,90	190	160	8887,009326
2201,11	220	160	8500,460653	2715,90	220	160	8889,391909
2201,11	246	160	8502,994522	2715,90	246	160	8893,071688
2201,11	10	230	8486,996566	2715,90	10	230	8875,775308
2201,11	40	230	8487,828682	2715,90	40	230	8877,476769
2201,11	70	230	8488,614561	2715,90	70	230	8878,589735
2201,11	100	230	8490,954492	2715,90	100	230	8881,466645
2201,11	128	230	8492,191319	2715,90	128	230	8883,093546
2201,11	160	230	8495,344605	2715,90	160	230	8886,105843
2201,11	190	230	8498,172829	2715,90	190	230	8888,441951
2201,11	220	230	8500,384489	2715,90	220	230	8890,738641
2201,11	246	230	8503,319240	2715,90	246	230	8893,116519
2201,11	10	300	8488,633899	2715,90	10	300	8877,692722
2201,11	40	300	8489,371169	2715,90	40	300	8878,900473
2201,11	70	300	8491,833698	2715,90	70	300	8880,831757
2201,11	100	300	8493,313724	2715,90	100	300	8882,821427
2201,11	128	300	8494,608709	2715,90	128	300	8884,865824
2201,11	160	300	8498,633353	2715,90	160	300	8886,987081
2201,11	190	300	8500,736685	2715,90	190	300	8889,913332
2201,11	220	300	8503,661746	2715,90	220	300	8892,233601
2201,11	246	300	8507,252513	2715,90	246	300	8895,130704

CWL [nm]	y [px]	x [px]	Lockin [counts]	CWL [nm]	y [px]	x [px]	Lockin [counts]
3453,88	10	20	9192,100761	3804,31	10	20	9342,702130
3453,88	40	20	9193,852840	3804,31	40	20	9344,027609
3453,88	70	20	9195,507682	3804,31	70	20	9345,183245
3453,88	100	20	9197,097841	3804,31	100	20	9346,819285
3453,88	128	20	9198,693103	3804,31	128	20	9348,594852
3453,88	160	20	9201,673026	3804,31	160	20	9351,769242
3453,88	190	20	9203,232656	3804,31	190	20	9354,667588
3453,88	220	20	9206,554248	3804,31	220	20	9357,080163
3453,88	246	20	9208,962626	3804,31	246	20	9359,386521
3453,88	10	90	9189,142558	3804,31	10	90	9340,296279
3453,88	40	90	9191,278264	3804,31	40	90	9341,687311
3453,88	70	90	9192,306919	3804,31	70	90	9342,370600
3453,88	100	90	9194,501988	3804,31	100	90	9343,728178
3453,88	128	90	9196,202846	3804,31	128	90	9346,433047
3453,88	160	90	9198,916427	3804,31	160	90	9348,192094
3453,88	190	90	9201,628945	3804,31	190	90	9351,344251
3453,88	220	90	9204,108915	3804,31	220	90	9354,792686
3453,88	246	90	9206,961051	3804,31	246	90	9357,439803
3453,88	10	160	9188,547821	3804,31	10	160	9338,945772

3453,88	40	160	9189,844770	3804,31	40	160	9339,890945
3453,88	70	160	9191,689859	3804,31	70	160	9341,225762
3453,88	100	160	9193,620543	3804,31	100	160	9344,043044
3453,88	128	160	9195,330072	3804,31	128	160	9345,211623
3453,88	160	160	9197,278500	3804,31	160	160	9347,994526
3453,88	190	160	9201,413359	3804,31	190	160	9350,159226
3453,88	220	160	9203,820877	3804,31	220	160	9353,733584
3453,88	246	160	9206,391993	3804,31	246	160	9355,799366
3453,88	10	230	9189,086238	3804,31	10	230	9338,876013
3453,88	40	230	9190,617916	3804,31	40	230	9340,782958
3453,88	70	230	9191,556292	3804,31	70	230	9341,934429
3453,88	100	230	9194,304549	3804,31	100	230	9344,005634
3453,88	128	230	9195,788486	3804,31	128	230	9345,155737
3453,88	160	230	9198,745798	3804,31	160	230	9347,437516
3453,88	190	230	9201,671168	3804,31	190	230	9350,718076
3453,88	220	230	9203,707181	3804,31	220	230	9354,208484
3453,88	246	230	9207,240614	3804,31	246	230	9356,499465
3453,88	10	300	9190,792384	3804,31	10	300	9340,743924
3453,88	40	300	9192,307504	3804,31	40	300	9342,384944
3453,88	70	300	9193,714270	3804,31	70	300	9343,364444
3453,88	100	300	9195,826406	3804,31	100	300	9345,647209
3453,88	128	300	9197,565246	3804,31	128	300	9347,522682
3453,88	160	300	9200,730065	3804,31	160	300	9350,118062
3453,88	190	300	9203,583545	3804,31	190	300	9352,844872
3453,88	220	300	9205,874481	3804,31	220	300	9355,411010
3453,88	246	300	9209,145181	3804,31	246	300	9358,623730

CWL [nm]	y [px]	x [px]	Lockin [counts]
4516,09	10	20	9813,868157
4516,09	40	20	9814,935730
4516,09	70	20	9817,689744
4516,09	100	20	9819,457206
4516,09	128	20	9821,587676
4516,09	160	20	9823,803626
4516,09	190	20	9825,469282
4516,09	220	20	9828,154812
4516,09	246	20	9830,768631
4516,09	10	90	9814,973780
4516,09	40	90	9815,477817
4516,09	70	90	9818,622324
4516,09	100	90	9820,492485
4516,09	128	90	9821,741284
4516,09	160	90	9823,845101

CWL [nm]	y [px]	x [px]	Lockin [counts]
5352,25	10	20	10006,06135
5352,25	40	20	10007,52495
5352,25	70	20	10009,23165
5352,25	100	20	10011,76253
5352,25	128	20	10012,93969
5352,25	160	20	10015,64499
5352,25	190	20	10018,46561
5352,25	220	20	10020,14120
5352,25	246	20	10021,79000
5352,25	10	90	10005,10275
5352,25	40	90	10007,25093
5352,25	70	90	10008,74313
5352,25	100	90	10010,91993
5352,25	128	90	10011,90260
5352,25	160	90	10014,46430

10 Anhang

4516,09	190	90	9825,872766	5352,25	190	90	10016,94130
4516,09	220	90	9828,182744	5352,25	220	90	10018,70591
4516,09	246	90	9829,542799	5352,25	246	90	10020,74827
4516,09	10	160	9814,559892	5352,25	10	160	10004,66916
4516,09	40	160	9815,352401	5352,25	40	160	10006,36753
4516,09	70	160	9817,895303	5352,25	70	160	10008,03588
4516,09	100	160	9819,967363	5352,25	100	160	10010,67073
4516,09	128	160	9821,434555	5352,25	128	160	10010,58924
4516,09	160	160	9820,678327	5352,25	160	160	10013,98943
4516,09	190	160	9825,769992	5352,25	190	160	10016,61191
4516,09	220	160	9827,650684	5352,25	220	160	10017,86657
4516,09	246	160	9830,903601	5352,25	246	160	10020,42298
4516,09	10	230	9815,712505	5352,25	10	230	10004,86109
4516,09	40	230	9816,120233	5352,25	40	230	10006,46440
4516,09	70	230	9817,153718	5352,25	70	230	10008,06508
4516,09	100	230	9819,865566	5352,25	100	230	10010,39355
4516,09	128	230	9822,096973	5352,25	128	230	10012,14373
4516,09	160	230	9823,978121	5352,25	160	230	10014,53493
4516,09	190	230	9825,900849	5352,25	190	230	10016,50824
4516,09	220	230	9828,517223	5352,25	220	230	10018,71901
4516,09	246	230	9830,244524	5352,25	246	230	10020,98392
4516,09	10	300	9816,007061	5352,25	10	300	10004,47718
4516,09	40	300	9818,505821	5352,25	40	300	10006,72956
4516,09	70	300	9819,920269	5352,25	70	300	10008,10991
4516,09	100	300	9821,765520	5352,25	100	300	10010,42183
4516,09	128	300	9823,106564	5352,25	128	300	10012,20508
4516,09	160	300	9825,908244	5352,25	160	300	10014,17452
4516,09	190	300	9828,464499	5352,25	190	300	10016,46371
4516,09	220	300	9830,430284	5352,25	220	300	10019,29054
4516,09	246	300	9832,055595	5352,25	246	300	10021,45504

# Literaturverzeichnis

- [1] I. Newton: *Opticks, or a treatise of the Reflections, Refractions, Inflections and Colours of light*, printed for William Innys at the West-End of St. Paul's, London, The fourth edition, 1730
- [2] Ch. Huygens: *Abhandlung über das Licht*, (Herausgeber: E. Lommel, Verlag von Wilhelm Engelmann, Leipzig, 1890), 1678
- [3] W. Herschel: *Experiments on the Reftangibility of the Invisible Rays of the Sun*, Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Vol. 90, p. 284-292, 1800
- [4] W. H. Wollaston: *A Method of Examining Refractive and Dispersive Powers, by Prismatic Reflection*, Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Vol. 92, p. 365-380, 1802
- [5] J. Fraunhofer: *Bestimmung des Brechungs- und Farbzerstreuungsvermögens verschiedener Glasarten, in Bezug auf die Vervollkommnung achromatischer Fernröhre*, Denkschriften der Akademie der Wissenschaften München, Vol. 05, p. 175-192, 1814-1815
- [6] G. Kirchhoff, R. Bunsen: *Chemische Analyse durch Spektralbeobachtungen*, Annalen der Physik, Vol. 186, Issue 6, p. 161-189, 1860
- [7] G. Kirchhoff, R. Bunsen: *Chemische Analyse durch Spektralbeobachtungen, Zweite Abhandlung*, Annalen der Physik, Vol. 189, Issue 7, p. 337-381, 1861
- [8] T. J. Seebeck: *Über den Magnetismus der galvanischen Kette*, Abhandlungen der physikalischen Klasse der Königlich-Preußischen Akademie der Wissenschaften aus den Jahren 1820-1821, p. 289-346, 1822
- [9] S. P. Langley: *The actinic balance*, American Journal of Science, Series 3, Vol. 21, p. 187-198, 1881

- [10] S. P. Langley: *The Bolometer*, Nature, Vol. 57, Number 1487, p. 620, 1898
- [11] R. W. Wood: *LXXXV. The echelette grating for the infra-red*, Philosophical Magazine, Vol. 20, p. 770-778, 1910
- [12] E. Lehrer: *Ein Ultrarotspektrograph mit neuartiger Registrierung der Wärmestrahlung*, Zeitschrift für Technische Physik, 18. Jahrgang, p. 393-396, 1937
- [13] W. S. Boyle, G. E. Smith: *Charge Coupled Semiconductor Devices*, Bell System Technical Journal, Vol. 49, Issue 4, p. 587-593, 1970
- [14] A. Rogalski: *Infrared detectors: an overview*, Infrared Physics & Technology, Vol. 43, Issue 3-5, p. 187-210, 2002
- [15] O. Neshet, P.C. Klipstein: *High-performance IR detectors at SCD present and future*, Opto-Electronics Review, Vol. 14, p. 59-68, 2006
- [16] Fraunhofer-Allianz Vision: *Leitfaden zur hyperspektralen Bildverarbeitung*, Vision Leitfaden 19, Fraunhofer Verlag, Stuttgart, 2019
- [17] G. Vane, A. F. H. Götz, J. B. Wellman: *Airborne Imaging Spectrometer: A New Tool for Remote Sensing*, IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, Vol. GE-22, No. 6, p. 546-549, 1984
- [18] A. F. H. Götz: *Three decades of hyperspectral remote sensing of the Earth: A personal view*, Remote Sensing Environment, Vol. 113, Supplement 1, p. 5-16, 2009
- [19] R. Pu: *Hyperspectral Remote Sensing: Fundamentals and Practices*, CRC Press, Boca Raton (Florida), 2017
- [20] Y. Zhong, X. Wang, Y. Xu, S. Wang, T. Jia, X. Hu, J. Zhao, L. Wei, L. Zhang: *Mini-UAV-Borne Hyperspectral Remote Sensing: From Observation and Processing to Applications*, IEEE Geoscience and Remote Sensing, Vol. 6, No. 4, p. 46-62, 2018
- [21] S. Serranti, A. Gargiulo, G. Bonifazi: *Hyperspectral Imaging for process and quality control in recycling plants of polyolefin flakes*, Journal of Near Infrared Spectroscopy, Vol. 20, Issue 5, p. 573-581, 2012
- [22] Y. Liu, H. Pu, D.-W. Sun: *Hyperspectral imaging technique for evaluating food quality and safety during various processes: A review on*

- recent applications*, Trends in Food Science and Technology, Vol. 69, Part A, p. 25-35, 2017
- [23] W. H. Smith, W. V. Schempp, C. P. Conner, P. Katzka: *Spectral imagery with an acousto-optic tunable filter*, Astronomical Society of the Pacific, Vol. 99, p. 1337-1343, 1987
- [24] H. J. Masterson, G. D. Sharp, K. M. Johnson: *Ferroelectric liquid-crystal tunable filter*, Optics Letters, Vol. 14, Issue 22, p. 1249-1251, 1989
- [25] R. W. Yanka, M. L. Noble: *A Dual Band IR Sensor having two monolithically integrated staring detector arrays for simultaneous, coincident image readout*, United States Patent, Patent Number 5,512,750, 1996
- [26] O. Schreer, C. Peppermüller, U. Schmidt, M. López: *DUAL-Band-QWIP IR-Kamera „Geminis 110k ML“ Kameratechnik und Einsatzbeispiele*, Deutsche Gesellschaft für zerstörungsfreie Prüfung e.V., Thermografie-Kolloquium, Vortrag 05, Stuttgart, 2007
- [27] S. Livens, K. Pauly, P. Baeck, J. Blommaert, D. Nuyts, J. Zender, B. Delauré: *A spatio-spectral camera for high resolution hyperspectral imaging*, ISPRS - International Archives of the Photogrammetry, Remote Sensing and Spatial Information Sciences, Vol. XLII-2/W6, Bonn, 2017
- [28] G. Lu, B. Fei: *Medical hyperspectral imaging: a review*, Journal of Biomedical Optics, Vol. 19, Issue 1, 2014
- [29] H. Akbari, K. Uto, Y. Kosugi, K. Kojima, N. Tanak: *Cancer detection using infrared hyperspectral imaging*, Cancer Science, Vol. 102, Issue 4, p. 852-857, 2011
- [30] I. Gockel, B. Jansen-Winkel, N. Holfert, N. Rayes, R. Thieme, M. Maktabi, R. Sucher, D. Seehofer, M. Barberio, M. Diana, S. M. Rabe, M. Mehdorn, Y. Moulla, S. Niebisch, D. Branzan, K. Rehmet, J. P. Takoh, T. O. Petersen, T. Neumuth, A. Melzer, C. Chalopin, H. Köhler: *Möglichkeiten und Perspektiven der Hyperspektralbildgebung in der Viszeralchirurgie*, Der Chirurg, Vol. 91, Issue 2, p. 150-159, 2020
- [31] M. d. P. S. Peña, A. Gottipati, S. Tahiliani, N. M. Neu-Baker, M. D. Frame, A. J. Friedmann, S. A. Brenner: *Hyperspectral imaging of*

- nanoparticles in biological samples: Simultaneous visualization and elemental identification* Microscopy Research and Technique, Vol. 79, Issue 5, p. 349-358, 2016
- [32] A. A. Gowen, Y. Feng, E. Gaston, V. Valdramidis: *Recent applications of hyperspectral imaging in microbiology*, Talanta, Vol. 137, p. 43-54, 2015
- [33] F. D. van der Meer, H. M. A. van der Werff, F. J. A. van Ruitenbeek, C. A. Hecker, W. H. Bakker, M. F. Noomen, M. van der Meijde, E. J. M. Carranza, J. Boudewijn de Smeth, T. Woldai: *Multi- and hyperspectral geologic remote sensing: A review*, International Journal of Applied Earth Observation and Geoinformation, Vol. 14, Issue 1, p. 112-128, 2012
- [34] J. J. Cipar, G. P. Anderson, T. W. Cooley: *Temperature and Power Output of the Lava Lake in Halema'uma'u Crater, Hawaii, Using a Space-Based Hyperspectral Imager*, IEEE Journal of Selected Topics in Applied Earth Observations and Remote Sensing, Vol. 5, Issue 2, p. 617-624, 2012
- [35] H. Liang: *Advances in multispectral and hyperspectral imaging for archaeology and art conservation*, Applied Physics A (Materials Science & Processing), Vol. 106, p.309-323, 2012
- [36] Ø. Ødegård, A. A. Mogstad, G. Johnsen, A. J. Sørensen, M. Ludvigsen: *Underwater hyperspectral imaging: a new tool for marine archaeology*, Applied Optics, Vol. 57, Issue 12, p. 3214-3223, 2018
- [37] E. K. Hedge, D. O'Connell, W. Johnson, S. Basty, E. L. Dereniak: *Hyperspectral imaging for astronomy and space surveillance*, Proceedings SPIE, Vol. 5159, Imaging Spectrometry IX, San Diego, 2004
- [38] J. Kalirai: *Scientific discovery with the James Webb Space Telescope*, Contemporary Physics, Vol. 59, Issue 3, p. 251-290, 2018
- [39] L. M. Dale, A. Thewis, C. Boudry, I. Rotar, P. Dardenne, V. Baeten, J. A. F. Pierna: *Hyperspectral Imaging Applications in Agriculture and Agro-Food Product Quality and Safety Control: A review*, Applied Spectroscopy Reviews, Vol. 48, Issue 2, p. 142-159, 2013
- [40] G. J. Edelman, E. Gaston, T. G. van Leeuwen, P. J. Cullen, M. C. G. Aalders: *Hyperspectral imaging for non-contact analysis of forensic*

- traces*, Forensic science international, Vol. 223, Issue 1-3, p. 28-39, 2012
- [41] I. Makki, R. Younes, C. Francis, T. Bianchi, M. Zucchetti: *A survey of landmine detection using hyperspectral imaging*, ISPRS Journal of Photogrammetry and Remote Sensing, Vol. 124, p. 40-53, 2017
- [42] M. Shimoni, R. Haelterman, C. Perneel: *Hyperspectral Imaging for Military and Security Applications: Combining Myriad Processing and Sensing Techniques*, IEEE Geoscience and Remote Sensing Magazine, Vol. 7, No. 2, p. 101-117, 2019
- [43] Y. Montembeault, P. Lagueux, V. Farley, A. Villemaire, K. C. Gross: *Hyper-Cam: Hyperspectral IR imaging applications in defence innovative research*, 2nd Workshop on Hyperspectral Image and Signal Processing: Evolution in Remote Sensing, Reykjavik, p. 1-4, 2010
- [44] T. A. Blake, J. F. Kelly, N. B. Gallagher, P. L. Gassman, T. J. Johnson: *Passive standoff detection of RDX residues on metal surfaces via infrared hyperspectral imaging*, Analytical and Bioanalytical Chemistry, Vol. 395, Issue 2, p. 337–348, 2009
- [45] A. D. Tiranov, V. L. Filippov: *Calculating the spectral density of the radiant intensity of the plumes of solid-fuel rocket engines*, Journal of Optical Technology, Vol. 79, Issue 3, p. 184-188, 2012
- [46] R. Arablouei, E. Goan, S. Gensemer, B. Kusy: *Fast and robust pushbroom hyperspectral imaging via DMD-based scanning*, Proceedings SPIE, 9948, Novel Optical Systems Design and Optimization XIX, 99480A, San Diego, 2016
- [47] C. L. Bennett, M. R. Carter, D. J. Fields, J. A. Moreno Hernandez: *Imaging Fourier transform spectrometer*, Proceedings SPIE, Vol. 1937, Imaging Spectrometry of the Terrestrial Environment, Orlando, 1993
- [48] H. J. Mitchell, T. H. Hemmer, P. E. Lewis, C. Salvaggio: *Effects of temporally changing sources on Fourier transform spectrometers*, Proceedings SPIE, Vol. 4381, Algorithms for Multispectral, Hyperspectral, and Ultraspectral Imagery VII, Orlando, 2001
- [49] H. Kick, V. Tank, E. Lindermeir: *Impact of scene changes during data acquisition in Fourier spectroscopy*, Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer, Vol. 92, Issue 4, p. 447-455, 2005

- [50] J.-P. Ardouin: *Correction techniques for Fourier transform spectrometer measurements of short infrared pulses*, Proceedings SPIE, Vol. 4087, Applications of Photonic Technology 4, Quebec City, 2000
- [51] K. C. Bradley, S. Bowen, K. C. Gross, M. A. Marciniak, G. P. Perram: *Imaging Fourier transform spectrometry of jet engine exhaust with the telops FIRST-MWE*, IEEE Aerospace conference, Big Sky, MT, USA, p. 1-8, 2009
- [52] E. A. Moore, K. C. Gross, S. J. Bowen, G. P. Perram, M. Chamberland, V. Farley, J.-P. Gagnon, P. Lagueux, A. Villemaire: *Characterizing and overcoming spectral artifacts in imaging Fouriertransform spectroscopy of turbulent exhaust plumes*, Proceedings SPIE, Vol. 7304, Chemical, Biological, Radiological, Nuclear, and Explosives (CBRNE) Sensing X, 730416, Orlando, 2009
- [53] P. Tremblay, K. C. Gross, V. Farley, M. Chamberland, A. Villemaire, G. P. Perram: *Understanding and Overcoming Scene-Change Artifacts in Imaging Fourier-Transform Spectroscopy of Turbulent Jet Engine Exhaust*, Proceedings SPIE, Vol. 7457, Imaging Spectrometry XIV, 74570F, San Diego, 2009
- [54] K. C. Gross, P. Tremblay, M. Chamberland: *IFTS for Turbulent Flow Field Diagnostics*, Imaging and Applied Optics, Optical Society of America Technical Digest, Toronto, 2011
- [55] N. Gupta, R. Dahmani, M. S. Gottlieb, L. J. Denes, B. Kaminsky, P. Metes: *Hyperspectral imaging using acousto-optic tunable filters*, Proceedings SPIE, Vol. 3718, Automatic Target Recognition IX, Orlando, 1999
- [56] J. Kutrašnik, M. Bürmen, F. Pernuš, B. Likar: *Spectral characterization and calibration of AOTF spectrometers and hyper-spectral imaging systems*, Chemometrics and Intelligent Laboratory Systems, Vol. 101, Issue 1, p. 23-29, 2010
- [57] R. Abdlaty, S. Sahli, J. Hayward, Q. Fang: *Hyperspectral imaging: comparison of acousto-optic and liquid crystal tunable filters*, Proceedings SPIE, Vol. 10573, Medical Imaging 2018: Physics of Medical Imaging, 105732P, Houston, 2018
- [58] D. Cabib, M. Lavi, H. Orr: *Revival of circular variable filters*, Proceedings SPIE, Vol. 7835, Electro-Optical Remote Sensing, Photonic Technologies, and Applications IV, 78350O, Toulouse, 2010

- [59] CI-Systems: *SR-7000 Hyperspectral Camera*, Datenblatt, [https://www.polytec.com/fileadmin/d/Photonik/Optische\\_Systeme/kameras-und-kamerasysteme/PH\\_WL\\_CI\\_SR-7000\\_Hyperpectral\\_Camera.pdf](https://www.polytec.com/fileadmin/d/Photonik/Optische_Systeme/kameras-und-kamerasysteme/PH_WL_CI_SR-7000_Hyperpectral_Camera.pdf), zuletzt abgerufen am 01.07.2020
- [60] E. Hecht: *Optik*, Oldenbourg Verlag, München, 5. Auflage, 2009
- [61] U. Zinth, W. Zinth: *Optik: Lichtstrahlen - Wellen - Photonen*, Oldenburg Wissenschaftsverlag, 4. Auflage, 2013
- [62] H. Schilling: *Optik und Spektroskopie*, Verlag Harri Deutsch, Thun und Frankfurt a. M., 1980
- [63] H. Günzler, H. M. Heise: *IR Spektroskopie, Eine Einführung*, Wiley-VCH Verlag, Weinheim, 3. Auflage, 1996
- [64] W. Gottwald, G. Wachter: *IR-Spektroskopie für Anwender*, Wiley-VCH Verlag, Weinheim, 1. Auflage, 1997
- [65] H. W. Siesler, Y. Ozaki, S. Kawata, H. M. Heise: *Near-Infrared Spectroscopy, Principles, Instruments, Applications*, Wiley-VCH Verlag, Weinheim, 2001
- [66] G. Gauglitz, T. Vo-Dinh: *Handbook of Spectroscopy*, Wiley-VCH Verlag, Weinheim, 2003
- [67] W. Schmidt: *Optische Spektroskopie*, VCH Verlag, Weinheim, 1994
- [68] B. Jähne: *Digitale Bildverarbeitung*, Springer Vieweg Verlag, Berlin Heidelberg, 7. Auflage, 2012
- [69] National Institutes of Standards and Technology: <https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?c>, abgerufen 01.07.2020
- [70] G. Kirchhoff: *Ueber das Verhältniss zwischen dem Emissionsvermögen und dem Absorptionsvermögen der Körper für Wärme und Licht*, Annalen der Physik, Vol. 185, Issue 2, p. 275-301, 1860
- [71] J. V. Stefan: *Ueber die Beziehung zwischen der Wärmestrahlung und der Temperatur (Sur la relation entre le rayonnement calorifique et la température)*, Sitzungsberichte der Königlichen Akademie der Wissenschaften in Wien, p. 84, J. Phys. Theor. Appl. 10, 317-319, 1881
- [72] L. Boltzmann: *Ableitung des Stefan'schen Gesetzes, betreffend die*

- Abhängigkeit der Wärmestrahlung von der Temperatur aus der electromagnetischen Lichttheorie*, Annalen der Physik und Chemie, Band 22, p. 291-294, 1884
- [73] M. Planck: *Zur Theorie des Gesetzes der Energieverteilung im Normalspectrum*, Faksimile aus den Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 2, p. 237, 1900, in *Physikalische Blätter*, Vol. 4, Issue 4, p. 146-151, 1948
- [74] M. Planck: *Ueber das Gesetz der Energieverteilung im Normalspectrum*, Annalen der Physik, Vol. 309, Issue 3, p. 553-563, 1901
- [75] H. D. Baehr, K. Stephan: *Wärme- und Stoffübertragung*, Springer Vieweg, Berlin, 10. Auflage, 2019
- [76] R. Siegel, J. R. Howell, J. Lohregel: *Wärmeübertragung durch Strahlung, Teil 1 Grundlagen und Materialeigenschaften*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1. Auflage, 1988
- [77] Dias Infrared Systems: *Produktdatenblatt zu: Pyrotherm CS 1500*, [http://www.dias-infrared.de/pdf/pyrotherm\\_cs1500\\_ger.pdf](http://www.dias-infrared.de/pdf/pyrotherm_cs1500_ger.pdf), zuletzt abgerufen am 01.07.2020
- [78] B. Meffert, H. Meffert: *Optische Strahlung und ihre Wirkungen auf der Haut*, Biomedizinische Technik, Band 45/4, p. 98-104, 2000
- [79] C. B. Ludwig, W. Malkmus, J. E. Reardon, J. A. L. Thomson: *Handbook of infrared radiation from combustion gases*, Scientific and Technical Information Office, National Aeronautics and Space Administration, Washington DC, 1973
- [80] P. W. Atkins, J. De Paula: *Atkins' Physical Chemistry* Oxford Univ. Press, Oxford, 10. Auflage, 2014
- [81] W. Roedel, T. Wagner: *Physik unserer Umwelt: Die Atmosphäre*, Springer Spektrum, Berlin, 5. Auflage, 2017
- [82] W. Gottwald, K. H. Heinrich: *UV/VIS-Spektroskopie für Anwender*, Wiley-VCH, Weinheim, 1. Auflage, 2010
- [83] H. Friebolin: *Ein- und zweidimensionale NMR-Spektroskopie*, Wiley-VCH, Weinheim, 5. Auflage, 2013

- [84] J. H. Gross: *Mass Spectrometry*, Springer, Cham (Schweiz), 3. Auflage, 2017
- [85] NOAA Earth System Research Laboratory (ESRL): [ftp://aftp.cmdl.noaa.gov/products/trends/co2/co2\\_annmean\\_gl.txt](ftp://aftp.cmdl.noaa.gov/products/trends/co2/co2_annmean_gl.txt), abgerufen am 01.07.2020
- [86] G. C. Holst, T. S. Lomheim: *CMOS/CCD Sensors and Camera Systems*, SPIE Press, Bellingham, 2. Auflage, 2011
- [87] M. Matzer: *Dateiformate: RTF, DOC, TIF, EPS, WAV, etc. Bedeutung, Einsatz und Konvertierung*, Deutscher Taschenbuch Verlag, München, 1. Auflage, 2000
- [88] FLIR Systems: *ALTAIR User Manual*, DL001U-Q
- [89] The HDF Group. Hierarchical Data Format, Version 5, 1997-2017, <http://www.hdfgroup.org/HDF5/>, zuletzt abgerufen am 01.07.2020
- [90] FLIR Systems: *CIRRUS User Manual*, DL004U-P
- [91] S. Wolfram: *Das Mathematica Buch*, Addison-Wesley Verlag, Bonn, 3. Auflage, 1997
- [92] M. Kofler: *Mathematica. Einführung, Anwendung, Referenz*, Addison-Wesley, Bonn, 4. Auflage, 2002
- [93] A. J. Duran, M. Perez, J. L. Varona, *The Misfortunes of a Trio of Mathematicians Using Computer Algebra Systems. Can We Trust in Them?*, Notices of the American Mathematical Society, Vol. 61-10, p. 1249-1252, 2014
- [94] O. Neshet, S. Elkind, A. Adin, U. Pally, O. Pelleg, E. Jacobsohn, T. Markovitz, I. Szafrank, Z. Calahorra, J. Oikinine Schlesinger: *Performance of BF Focal Plane Array 320x256 InSb Detectors*, Proceedings SPIE, Vol. 4820, Infrared Technology and Application XXVIII, Seattle, 2003
- [95] SemiConductorDevices USA LLC, Blue Fairy, <http://www.scdusa-ir.com/wp-content/uploads/2015/03/Blue-Fairy.pdf>, zuletzt abgerufen am 18.04.2015
- [96] F. Faulhaber GmbH & Co KG, Technische Informationen, 6. Auflage

- 2015, [https://fmcc.faulhaber.com/resources/img/DE\\_TECHNICAL\\_INFORMATION.PDF](https://fmcc.faulhaber.com/resources/img/DE_TECHNICAL_INFORMATION.PDF), zuletzt abgerufen am 22.09.2015
- [97] F. Faulhaber GmbH & Co KG, Encoder, Serie HEDS5540, Edition 2015, [https://fmcc.faulhaber.com/resources/img/DE\\_HEDS-5540\\_DFF.PDF](https://fmcc.faulhaber.com/resources/img/DE_HEDS-5540_DFF.PDF), zuletzt abgerufen am 22.09.2015
- [98] FLIR Systems: *Lens specification sheet SC7000 / ORION SC7000 SWB 100 mm F/3.0 L0604*
- [99] W. L. Wolfe, G. J. Zissis: *The Infrared Handbook*, p. 7-118, Washington: The Office of Naval Research, 1978
- [100] P. W. Baumeister: *Optical Coating technology*, Kapitel 1.6.4.1 und 2.5.2.2, SPIE Press, Bellingham, Washington 2004
- [101] AdValue Photonics: *Product Delivery Data Sheet*, DOC: 05-2004001, (Datenblatt zu 2  $\mu\text{m}$  CW Faserlaser: AP-CW1-MOD-15-RP), 2017
- [102] J. H. Lambert, E. Anding (Hrsg.): *Lamberts Photometrie*, Verlag von Wilhelm Engelmann, Leipzig, 1892
- [103] F. Marcotte, P. Tremblay, V. Farley: *Infrared camera NUC and calibration: comparison of advanced methods*, Proceedings SPIE, Vol. 8706, Infrared Imaging Systems: Design, Analysis, Modeling, and Testing XXIV, 870603, Baltimore, 2013
- [104] W. W. Coblenz: *Absorption, reflection, and dispersion constants of quartz*, Bulletin of the Bureau of Standards, Band 11, Ausgabe 3, Govt. Print. Off., University of Michigan, 1915
- [105] B. E. Douda: *Genesis of Infrared Decoy Flares: The Early Years from 1950 into the 1970s*, NAVAIR Public Release YY-09-003, Crane (Indiana), First Edition, 2009
- [106] E.-C. Koch, A. Dochnahl: *IR Emission Behaviour of Magnesium/Teflon/Viton (MTV) Compositions*, Propellants, Explosives, Pyrotechnics, Vol. 25, p. 37-40, Karlsruhe, 2000
- [107] S. Elbasuney, A. Elsaidy, M. Kassem, H. Tantawy, R. Sadek, A. Fahd: *Infrared Spectra of Customized Magnesium/Teflon/Viton Decoy Flares*, Combustion, Explosion and Shock Waves, Vol. 55, Issue 5, p. 599–605, 2019

- [108] Telops: <https://www.telops.com/products/high-speed-cameras/mwir-cameras>, zuletzt abgerufen am 30.06.2020
  
- [109] FLIR Systems: <https://www.flir.de/products/x8500sc-mwir/>, zuletzt abgerufen am 30.06.2020
  
- [110] CI Systems: <https://www.ci-systems.com/circular-variable-filter>, zuletzt abgerufen am 30.06.2020



# Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fraunhofer-Institut für Chemische Technologie (ICT). Neben der hervorragenden technischen Ausstattung des Instituts, die Voraussetzung für das Gelingen der Arbeit war, gibt es selbstverständlich eine Vielzahl an Personen, die mich bei der Anfertigung meiner Dissertation unterstützt haben. Diesen allen möchte ich danken.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Peter Elsner für die ausgezeichnete Betreuung der gesamten Arbeit.

Weiter möchte ich Herrn Prof. Dr. Dimosthenis Trimis für die Übernahme des Korreferats sehr herzlich danken.

Als Begleiter und Unterstützer meiner täglichen Arbeit möchte ich mich darüber hinaus bei meiner gesamten Arbeitsgruppe bedanken, in der stets eine freundschaftliche Arbeitsatmosphäre mit professioneller Arbeitsweise zu finden ist.

Ausdrücklich möchte ich mich bei Herrn Dr. Lukas Deimling für seine fachliche sowie persönliche Unterstützung bedanken. Sein kollegialer Umgang war und wird mir stets ein Vorbild sein.

Weiter möchte ich mich bei Herrn Dr. Thorsten Klahn für die fachlichen sowie nicht-fachlichen anregenden Gespräche, die Durchsicht und Diskussion der Arbeit und nicht zuletzt für den ein oder anderen Kaffee bedanken.

Herrn Mischa Carl sowie unserem ehemaligen Mitarbeiter Herrn Andreas Zilly danke ich für die Unterstützung und Beratung beim Programmieren.

Für elektronische und mechanische Arbeiten möchte ich mich bei den Herren Gregor Billeb und Philipp Lüthin bedanken.

Weiterhin möchte ich auch die Hilfe von Frau Margit Liehmann, Herrn Bernhard Scheidt sowie Herrn Manuel Kraus bei den aufwändigen Messkampagnen nicht unerwähnt lassen und spreche Ihnen hiermit meinen Dank aus.

Die größte moralische Unterstützung fand ich bei meiner Familie. Ich möchte mich bei meiner Frau, Dr. Anne Schreiber, und meinen beiden Kindern, Nora und Lukas, für ihre Liebe sowie ihr Verständnis in allen Phasen der Arbeit herzlich bedanken. Meinen Eltern, Klaus und Christiane Schreiber, danke ich für die mir mitgegeben Wertevorstellungen und die Unterstützung auf meinem gesamten Lebensweg, der mich bis hierhin geführt hat.

