

DISSERTATION ZUR ERLANGUNG DES GRADES DES
DOKTORS DER INGENIEURWISSENSCHAFTEN DER
NATURWISSENSCHAFTLICH-TECHNISCHEN FAKULTÄT DER
UNIVERSITÄT DES SAARLANDES

**Multispektraler Ansatz zur
Verbesserung der thermografischen
Prüfbarkeit von Werkstoffverbunden**

von

Steven Quirin

Saarbrücken

2020

Tag des Kolloquiums: 23.02.2021

Dekan: Prof. Dr. Jörn Erik Walter

Berichterstatter: Prof. Dr.-Ing. Hans-Georg Herrmann
Prof. Dr.-Ing. Gisela Lanza

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. Michael Vielhaber

Akad. Mitarbeiter: Dr.-Ing. Dominik Britz

Could it be that someplace out there in the
computational universe we might find our
physical universe?

Stephen Wolfram

Danksagung

Die Dissertation wurde erarbeitet am Lehrstuhl für Leichtbausysteme von Prof. Dr.-Ing. Hans-Georg Herrmann. Sie ist das Ergebnis von Untersuchungen, die aus den Fragestellungen vieler verschiedener Anwendungsbereiche inspiriert wurden. Ersten intensiven Kontakt mit der Thematik verdanke ich der Bachelor-Arbeit am Lehrstuhl für Funktionswerkstoffe von Prof. Dr.-Ing. Frank Mücklich, was sich im Nachhinein als prägend für meine weitere wissenschaftliche Ausrichtung und Arbeit herausgestellt hat. Die Notwendigkeit einer Lösung, wie sie diese Arbeit anbietet, wurde später in der Projektarbeit am ZeMA – Zentrum für Mechatronik und Automatisierungstechnik gGmbH zusammen mit dem Fraunhofer-Institut für Zerstörungsfreie Prüfverfahren IZFP offenbar.

Besonderer Dank gilt meinem Doktorvater Prof. Dr.-Ing. Hans-Georg Herrmann, der mich seit dem Beginn meiner Masterarbeit begleitet und unterstützt und es mir ermöglicht hat, das Thema an seinem Lehrstuhl zu vertiefen. Dank gilt daher auch seinem Bemühen und der Bewilligung der Förderung durch die Europäische Union aus dem Europäischen Fonds für regionale Entwicklung, die mir eine Finanzierung der Versuche wie auch meines Lebensunterhalts in der Zeit ermöglicht haben. Ebenso danke ich der Zweitgutachterin Prof. Gisela Lanza und meinem wissenschaftlichen Begleiter Prof. Christian Motz.

Ich danke dem Fraunhofer IZFP für die Bereitstellung wertvoller Forschungsausrüstung. Dank gebührt allen Kollegen, die mein Vorhaben unterstützt und mit denen ich viel Zeit im Austausch über Projekte verbracht habe.

Darüber hinaus möchte ich meinen betreuten Hilfskräften, Bacheloranden und Masteranden für ihren Input danken. Besonders möchte ich meine ersten Studenten Ulrike Schwabe, Michael Hort und Selina Neuhaus herausheben, die mir zu Beginn meiner Forschungsarbeit sehr geholfen und eine hervorragende Arbeit geleistet haben. Ebenso ein besonderer Dank gilt Mathias Schwarz für die bahnbrechenden Versuche mit ihm.

Insgesamt danke ich den Kolleginnen und Kollegen des Lehrstuhls für die lockere Arbeitsatmosphäre und die hohe Motivationskurve, insbesondere meinem Bürokollegen Stephan Bechtel für die stets angenehme Zusammenarbeit.

Nicht unerwähnt bleiben dürfen meine Freunde aus Studienzeiten, die mich seit fast zwölf Jahren geduldig auf Reisen oder in die Mensa begleiten.

Schließlich und ganz besonders danke ich meiner Freundin Marlene, deren Denkanstöße sich auch in dieser Arbeit wiederfinden. Ohne dich hätte ich die Achterbahnfahrt der guten wie der schwierigen Zeiten dieses Lebens nur mit halb so viel Freude durchgestanden.

Kurzfassung / Abstract

deutsch

Die Thermografie ist ein berührungsloses technisches Verfahren, mit dem Temperaturverläufe durch Wärmequellen und -senken beobachtet werden. In der zerstörungsfreien Prüfung nutzt man dieses Verfahren, um strukturelle Fehler unter der Bauteiloberfläche zu erkennen. Dabei ergeben sich Schwierigkeiten dadurch, dass die Temperatur nicht direkt gemessen wird, sondern die von der Oberfläche abgestrahlte Infrarot-Strahlung. Nach dem Strahlungsgesetz spielt der Oberflächenzustand bezüglich Material und Rauheit eine große Rolle, ebenso Reflexionen der Umgebung. Die Dissertation arbeitet einen multispektralen Ansatz aus, mit dem sich diese Einflüsse in Thermografiebildern nach Bedarf verstärken oder dämpfen lassen. Speziell an Materialverbunden können damit Störungen einfacher identifiziert und Aufnahmen besser interpretiert werden. Mit einer Simulation der Bildgebung wird gezeigt, dass im Idealfall eine vollständige Trennung der Einflüsse möglich ist. Die Simulation wurde derart konzipiert, dass sie ein anwendungsnahes Tool zur Auslegung von multispektralen thermografischen Messsystemen darstellt. Hierzu wurde eine spezielle mathematische Beschreibung der Strahlungsbilanz gewählt, die von konventionellen Ansätzen abweicht und die physikalischen Randbedingungen in relevanten Bereichen der Thermografie besser wiedergibt. Darüber hinaus wurde eine vereinfachte Prozedur zur Kalibrierung der Infrarotkamera entwickelt.

english

Thermography is a contactless testing procedure to observe temperature gradients caused by heat sources and sinks. The method is used in non-destructive testing to detect structural defects beneath the surface of components. Difficulties arise from the fact that the temperature is not measured directly, but rather the infrared radiation emitted by the surface. According to the law of radiation, the surface condition in terms of material and roughness plays a major role, but so does reflection from the environment. The thesis works out a multispectral approach able to intensify or suppress these influences in thermographic images as required. This makes it easier to identify faults, especially on composite materials, and interpret recordings better. With a simulation of the imaging it can be shown for the ideal case that a complete separation of the influencing factors is possible. The simulation was designed to represent an application-oriented tool for the design of multispectral thermographic measuring systems. For this purpose, a special mathematical description of the radiation balance was chosen. It differs from conventional approaches and better reflects the physical boundary conditions in relevant fields of thermography. In addition, a simplified procedure for calibrating the infrared camera has been developed.

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung / Abstract	vii
Liste der verwendeten Symbole	xi
Liste verwendeter Abkürzungen	xiii
1 Motivation	1
2 Grundlagen	5
2.1 Die Thermografie in der zerstörungsfreien Prüfung	5
2.1.1 Thermische Detektoren	6
2.1.2 Quantendetektoren	7
2.1.3 Filter	9
2.2 Detektion der spektralen Strahldichte	10
2.3 Der reale Strahler	14
2.4 Kalibrierung und Korrekturverfahren	16
2.4.1 Kalibrierung mittels Referenzstrahler	17
2.4.2 Non-uniformity correction (NUC)	17
2.4.3 Zeitlicher Drift	19
2.5 Quotientenpyrometer und Spektralverhältnis	19
2.6 Multi- und Hyperspektrale Bildgebung	25
3 Experimente	31
3.1 Kalibrierung der Kamera	31
3.2 Spektralverhältnis	36
3.3 Erste Diskussion	38
4 Simulation	41
4.1 Überblick	41
4.2 Generieren der Prüfsituation	42
4.3 Monte-Carlo-Simulation	43
4.4 Ermitteln der Materialeigenschaften	43
4.5 Simulation der Bildgebung	45
4.5.1 Berechnung der Schwarzkörper-Strahldichte	46
4.5.2 Berechnung der realen Strahldichte	50
4.5.3 Rauscheinfluss	55
4.6 Bildverarbeitung	61

5	Bildbewertung und Analyse	65
5.1	Signal-Rausch-Verhältnis	65
5.2	Strukturelle Ähnlichkeit	66
5.3	Ergebnis für die Simulation	67
5.4	Allgemeiner Vergleich der Kennzahlen	68
6	Vergleich verschiedener Materialsysteme	71
6.1	Aluminium verschiedener Rauheit	73
6.1.1	Generische Simulation	73
6.2	Aluminium verschiedener Rauheit mit Verunreinigung	84
6.2.1	Experiment	84
6.2.2	Erstellen des Materialmodells	85
6.2.3	Simulation	89
6.3	CFK	92
6.3.1	Erstellen des Materialmodells	92
6.3.2	Simulation	94
6.3.3	Generische Simulation	102
6.3.4	Lernender Algorithmus	106
6.4	Kunststoffe	108
6.4.1	Experiment	108
6.5	Zusammenfassung der Simulationen und Experimente	112
7	Diskussion	115
7.1	Fehlerbetrachtung	115
7.1.1	Vergleich der Kalibrierung	115
7.1.2	Messunsicherheiten	116
7.1.3	Laufzeitgewinn	118
7.2	Relevanz und Ausblick	120
7.3	Lösungsansätze	123
7.3.1	Erstellen des Materialmodells an einem Spektrometer	123
7.3.2	Kalibrierung in der Praxis	124
8	Zusammenfassung	127
	Literaturverzeichnis	131
	Anhang	137

Liste der verwendeten Symbole

Zeichen	Bedeutung	Größe, Einheit
#	Anzahl, Objekte der Menge	1, 2, ...
α	Absorptionsgrad	$0 \leq \alpha \leq 1$
β	Polarwinkel	rad
c	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum [57]	299 792 458 m/s
c_1	Erste Strahlungskonstante für spezifische Ausstrahlung M	$2\pi hc^2 \approx 3,741 \cdot 10^{-16} \text{ W m}^2$
c_{1L}	Erste Strahlungskonstante für Strahldichte L	$c_1/\pi \approx 1,191 \cdot 10^{-16} \text{ W m}^2 \text{ sr}^{-1}$
c_2	Zweite Strahlungskonstante	$hc/k \approx 0,014 388 \text{ m K}$
ε	Emissionsgrad (englisch <i>emissivity</i>)	$0 \leq \varepsilon \leq 1$
h	Plancksches Wirkungsquantum [57]	$6,626 070 15 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$
k	Boltzmann-Konstante [57]	$1,380 649 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$
λ	Wellenlänge	m
L	Strahldichte (englisch <i>radiance</i>)	$\text{W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$
L_λ	Spektrale Strahldichte (englisch <i>spectral radiance</i>)	$\text{W m}^{-3} \text{ sr}^{-1}$
M	Spezifische Ausstrahlung (englisch <i>radiant exitance</i>)	W m^{-2}
Ω	Raumwinkel (Steradian)	sr
p	Zahl der Reihenglieder im Algorithmus	$p \geq 0$
P	(Spektrale) Strahlungsleistung (auch: Strahlungsfluss)	W oder W m^{-1}
R^2	Bestimmtheitsmaß einer Regression	$R^2 \leq 1$
R_D	Relative Empfindlichkeit des Messsystems (Ansprechvermögen, englisch <i>responsivity</i>)	$0 \leq R_D \leq 1$
ρ	Reflexionsgrad	$0 \leq \rho \leq 1$

Zeichen	Bedeutung	Größe, Einheit
σ	Stefan-Boltzmann-Konstante	$(2\pi^5 k^4)/(15h^3 c^2)$ $\approx 5,670 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$
σ	Standardabweichung	[]
T	Temperatur	K
T_a	Temperatur der reflektierten Umgebung (englisch <i>ambient temperature</i>)	K
T_{am}	Mittlere Temperatur der Umgebung (englisch <i>mean ambient temperature</i>)	K
τ	Transmissionsgrad	$0 \leq \tau \leq 1$

Liste verwendeter Abkürzungen

Abkürzung	Bedeutung
ASTM	American Society for Testing and Materials
CFK	Carbonfaserverstärkte Kunststoffe
CWL	Zentralwellenlänge (engl. <i>center wavelength</i>)
DL	engl. <i>digital level</i> , digitalisiertes Ausgabesignal des Bildsensors
DO	Spektraldifferenz (engl. <i>difference operator</i>)
ESA	Europäische Weltraumorganisation (engl. <i>European Space Agency</i>)
IR	Infrarot-Strahlung
ISO	International Organization for Standardization
JCGM	Joint Committee for Guides in Metrology
FPA	engl. <i>focal plane array</i> , Bezeichnung für den Bildsensor
FTIR	Fourier-Transformations-Infrarotspektroskopie (engl. <i>Fourier-transform infrared spectroscopy</i>)
FWHM	Halbwertsbreite (engl. <i>Full width at half maximum</i>)
LWIR	engl. <i>long-wavelength infrared</i> (ca. 8 – 14 μm Wellenlänge)
MCT	Quecksilber-Cadmium-Tellurid (engl. <i>mercury cadmium tellurid</i>), Halbleitermaterial für Infrarotsensoren
MWIR	engl. <i>mid-wavelength infrared</i> (ca. 3 – 5 μm Wellenlänge)
NaN	engl. <i>Not a Number</i> , numerischer Wert
NASA	engl. <i>National Aeronautics and Space Administration</i> , US-Bundesbehörde für Raumfahrt
NSE	Spektrale Emissivität in Normalenrichtung (engl. <i>Normal Spectral Emittance</i>)
NSR	Spektrale Reflektivität in Normalenrichtung (engl. <i>Normal Spectral Reflectance</i>)
NETD	Rauschäquivalente Temperaturdifferenz (engl. <i>Noise Equivalent Temperature Difference</i>)
NIR	Nahes Infrarot (ca. 0,78 – 3 μm Wellenlänge)

Abkürzung Bedeutung

NUC	Inhomogenitätskorrektur (engl. <i>non-uniformity correction</i>)
PSNR	Spitzen-Signal-Rausch-Verhältnis (engl. <i>peak signal-to-noise ratio</i>)
PTB	Physikalisch-Technische Bundesanstalt, nationales Metrologie-Institut der Bundesrepublik Deutschland
QWIP	Quantentopf-Infrarot-Fotodetektoren (engl. <i>Quantum well infrared photodetector</i>)
RO	Spektralverhältnis (engl. <i>ratio operator</i>)
SLS	engl. <i>strained layer type II superlattice</i> , neues Material für Infrarot-detektoren
SNR	Signal-Rausch-Verhältnis (engl. <i>signal-to-noise ratio</i>)
SSIM	Strukturelle Ähnlichkeit (engl. <i>structural similarity</i>)
SWIR	engl. <i>short-wavelength infrared</i> (ca. 1 – 3 μm Wellenlänge)
VDI/VDE	Verein Deutscher Ingenieure e.V. / Verband der Elektrotechnik Elektronik Informationstechnik e.V.
VIS	Visuelles Spektrum (380 – 780 nm Wellenlänge)
ZfP	Zerstörungsfreie Prüfung

Kapitel 1

Motivation

Die Thermografie ist das bildgebende Verfahren zur Darstellung der Infrarot-Strahlung (IR), die von einem Objekt ausgeht. Die Intensität der Strahlung wird bei der passiven Thermografie meist zur Bestimmung der Oberflächentemperatur oder zur Ortung von Wärmequellen herangezogen. Bei den aktiven Verfahren wird eine Änderung der Objekttemperatur angeregt, wodurch es zu instationärer Wärmeleitung kommt. Da sich im Objekt befindliche Fehler und Schädigungen störend auf die Wärmeausbreitung auswirken, kommt es zu einem zeitlichen und örtlichen Verlauf der Oberflächentemperatur, aus dem man auf Größe und Tiefe der Defekte schließen kann. Der größte Vorteil der Thermografie ist, dass diese Prüfung aus einiger Entfernung durchgeführt werden kann, weshalb sie ein etabliertes Verfahren der zerstörungsfreien Prüfung (ZfP) darstellt. Ihr größter Nachteil ist die Tatsache, dass die Oberfläche einen starken Einfluss auf die detektierte Intensität der Strahlung hat. Sie bestimmt, wie sehr der Bildkontrast der Wärmeverteilung beeinträchtigt wird. Inhomogenitäten führen zu einer lokalen Änderung der Eigenemission, außerdem werden Reflexionen unterschiedlich stark dargestellt. Die Überlagerung dieser Effekte kann zu Fehlinterpretationen der Objekteigenschaften führen. Zur Homogenisierung der Oberfläche und Unterdrückung von Reflexionen wird in der Praxis häufig schwarzer Lack auf den Prüfling aufgetragen. Dies ist bisher insbesondere bei metallisch glänzenden Oberflächen unverzichtbar. Zusätzlich werden die Prüfungen in abgeschirmten Bereichen durchgeführt.

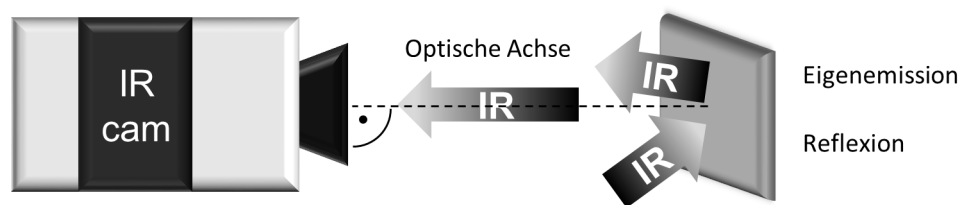
Beliebte Einsatzorte der Thermografie sind Laborexperimente und sich wiederholende Inline-Prüfungen. Ihnen ist gemeinsam, dass sie unter bekannten oder kontrollierten, wiederkehrenden Bedingungen stattfinden können. Im Labor können Prüflinge und ihre Umgebung, wie oben erwähnt, aufwendig präpariert werden. In der Qualitätssicherung der Massenfertigung sind die Produkte vergleichbar und Umgebungseinflüsse lassen sich durch das Design der Prüfanlage oder rechnerisch eliminieren. Betrachtet man jedoch Prüfbedingungen, die unbekannt, häufig einmalig und unbeschränkt sind, so ergeben sich beim Einsatz von Thermografie zur Zeit Schwierigkeiten. Es kann zunächst lediglich darum gehen, dass ein Prüfdienstleister eine Messung auf Anforderung auf unbekanntem Gelände durchführen muss. Die Kontrolle der Prüfbedingungen und Interpretation der Ergebnisse wird unter Zeit- und Kostendruck zur Herausforderung. Diese Probleme treten ebenso in der Produktion mit einer großen Variantenvielfalt bis hin zur Losgröße 1 auf, wenn die Prüfbilder von Bauteilen untereinander nicht direkt verglichen werden können. In einem *Condition Monitoring Setup*, der Zustands-

überwachung von Bauwerken, Anlagen und Bauteilen durch permanente Messung und Analyse physikalischer Größen, ergeben sich schließlich mannigfaltige Umwelteffekte in unklimateisierten Bereichen oder im Freien [58].

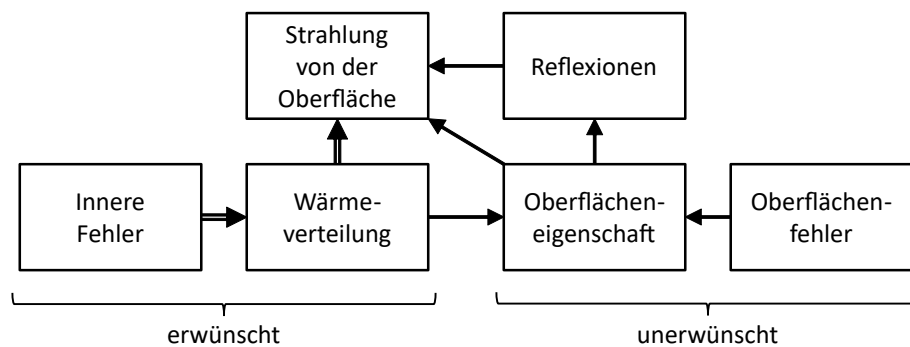
Eine Prüfung unter diesen Umständen scheint sich nur zu vereinfachen, wenn die Bauteile bereits mit einer prüfgerechten schwarzen Lackierung versehen sind. Da sich dies aus praktischen wie auch optischen Gründen oft verbietet, stellt sich die grundsätzliche Frage, wie sich das Lackieren vermeiden lässt [63]. Die Aufgabenstellung lautet, aus dem Prüfprozess die sich überlagernden Informationen über die Wärmeverteilung und andere auffindbare Einflüsse zu extrahieren und diese unterschiedlich zu behandeln. Die vorliegende Arbeit setzt hierzu am Prüfverfahren an und zeigt eine Lösungsmöglichkeit durch multispektrale Bildgebung auf. Sie schließt in einem zeitlichen Abstand an die Arbeiten von Abuhamad [1] und Eisler [16] an, die den Einsatz multispektraler Thermografie zur Materialunterscheidung demonstriert haben. Ihre erarbeiteten Grundlagen werden aufgegriffen, aber von Grund auf methodisch erweitert, um die Anwendungsbreite zu verbessern bzw. die Umsetzbarkeit in der beschriebenen Prüfpraxis erst zu ermöglichen. Auf die gängigen Vereinfachungen der Strahlungsbilanz muss dazu verzichtet werden. Insbesondere wird durchgehend die reflektierte Umgebungsstrahlung berücksichtigt. Eisler hatte einen Einfluss der Umgebungsstrahlung nicht nur bei Messungen nahe Raumtemperatur, sondern auch bei 150 °C Oberflächentemperatur festgestellt [16]. Zur korrekten Darstellung der Strahlungsbilanz ist bisher der Einsatz numerischer Gleichungslöser üblich. Aufgrund der Vielzahl bildgebender Pixel ergibt sich ein hoher Rechenaufwand, zusätzlich ist das Lösungsverfahren schwierig zu parallelisieren. Eine Berechnung nahe Echtzeit ist somit nicht durchführbar. Erst durch eine neue mathematische Beschreibung wäre es möglich, eine pixelweise Simulation umzusetzen, die sich aufgrund ihrer geringen Rechenzeit neben Parameterstudien auch als Trainingsmodell für KI-Methoden oder als Ansatz zur parametrischen Rekonstruktion der physikalischen Unbekannten eignen kann. Eine parametrische Rekonstruktion bietet sich an bei guter Kenntnis und Berechenbarkeit des Vorwärtsmodells [49]. Die Berechnung wird mit verschiedenen Parametern durchgeführt und mit dem Messergebnis verglichen. Anhand des Residuums werden die Parameter angepasst. Notwendig ist dazu eine Kalibrierung der Kamera, die heute ebenfalls einigen Aufwand erfordert. Die metrologische Rückführung auf das SI-Einheitensystem ermöglicht darüber hinaus vergleichbare und reproduzierbare Messergebnisse, was für die Informationsfusion – dem Zusammenführen der Daten verschiedener Sensoren – von steigendem Interesse ist.

In der Arbeit werden folgende wissenschaftlichen Thesen adressiert:

1. Es existiert eine mathematische Beschreibung der Strahlungsbilanz, zwischen den üblichen Vereinfachungen und der numerischen Lösung, die in der Folge hinsichtlich Genauigkeit und Rechenaufwand praktikabel für die Thermografie ist.
2. Multispektrale Thermografie ermöglicht den Verzicht auf eine prüfgerechte Oberflächenbehandlung.
3. Die Trennung der Einflussfaktoren auf das Thermografiebild ist mit vier oder weniger Spektralbanden möglich. Der Einsatz hyperspektraler und dadurch teurer Bildgebungssysteme ist zur Kontrastierung von teilabsorbierenden Stoffen und Schichten somit nicht zwingend notwendig.



(a) Eine Infrarot-Kamera registriert die von dem Objekt emittierte und reflektierte IR-Strahlung in Richtung ihrer optischen Achse. Die optische Achse verläuft orthogonal durch Linsen und Detektor der Kamera.



(b) In der zerstörungsfreien Prüfung mit Thermografie sind die Informationen über die Defektstruktur im Objektinneren interessant. Oberflächeneinflüsse stören dabei.

Abb. 1.1: Die Darstellung skizziert die Grundlage der Thermografie in der Bauteilprüfung: die optische Abbildung der Strahlung von der Oberfläche, in der sich die Objekteigenschaften überlagern.

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Die Thermografie in der zerstörungsfreien Prüfung

Der für die Thermografie nutzbare Bereich des elektromagnetischen Spektrums erstreckt sich von der Grenze des sichtbaren Bereiches ab $0,78\text{ }\mu\text{m}$ Wellenlänge über das nahe Infrarot (NIR, $0,78 - 3\text{ }\mu\text{m}$) und das mittlere Infrarot (MIR, $3 - 50\text{ }\mu\text{m}$) nach ISO 20473:2007¹. Aufgrund der starken Absorption der Atmosphäre hat der Bereich ab $15\text{ }\mu\text{m}$, der insbesondere das ferne Infrarot (FIR, $50 - 1000\text{ }\mu\text{m}$) umfasst, eine untergeordnete Bedeutung für die Fernerkundung. Zur Erhöhung des Signal-Rausch-Verhältnisses sind Neuentwicklungen in der Detektortechnik und die Nutzung von gerichteten Strahlungsquellen notwendig – beispielsweise zur Durchstrahlungsprüfung von Objekten im Terahertz-Bereich [41]. Dahingegen profitiert die Gerätetechnik für den NIR-Bereich von ihrer Verwandtschaft zu Systemen im angrenzenden sichtbaren Bereich, die sich in Masse und kostengünstig herstellen lassen. Allerdings ist die erfassbare Strahlungsintensität auch von der Objekttemperatur abhängig wie in Abb. 2.1 für eine Temperatur von 27°C eingezeichnet. Im NIR-Bereich wird bei dieser Temperatur keine Strahlung ausgesendet, weshalb häufig nur der Bereich ab $3\text{ }\mu\text{m}$ als thermisches Infrarot bezeichnet wird. Die Kurve verschiebt sich aber bei höheren Temperaturen nach rechts, weshalb der NIR-Bereich insbesondere zur Überwachung von Hochtemperaturprozessen in der Metall- und Glasherstellung eingesetzt wird. Außerdem kann in reflektierender Anordnung z. B. die Reflexion von Sonnenstrahlung gemessen werden.

Die Benennung und Begrenzung der Infrarotbereiche folgt international und je nach Arbeitsgebiet keinen einheitlichen Konventionen, im angloamerikanischen Raum ist aber eine Definition aus der Praxis und Gerätetechnik verbreitet, die im Folgenden verwendet wird. Die Bereiche ergeben sich aus den verschiedenen, insbesondere durch die Absorption von Wasser begrenzten atmosphärischen Fenstern, die sich mit unterschiedlicher Gerätetechnik nutzen lassen:

- Short-wavelength infrared (SWIR): $1 - 3\text{ }\mu\text{m}$
- Mid-wavelength infrared (MWIR): $3 - 5\text{ }\mu\text{m}$
- Long-wavelength infrared (LWIR): $8 - 14\text{ }\mu\text{m}$

¹Titel: *Optics and photonics – Spectral bands*

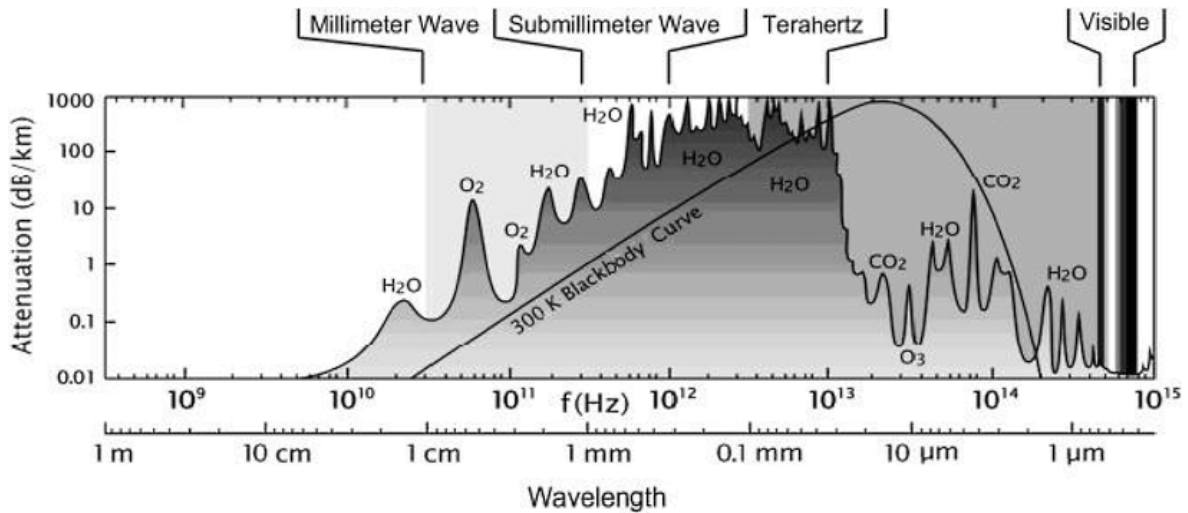


Abb. 2.1: Absorption in der Atmosphäre für verschiedene Teile des elektromagnetischen Spektrums und Strahlungsleistung eines Schwarzen Strahlers bei Raumtemperatur (ohne Skala, qualitativer Verlauf in doppelt logarithmischer Auftragung). Quelle: NRC [41]

2.1.1 Thermische Detektoren

Jeder Infrarotdetektor absorbiert die Energie der einfallenden IR-Strahlung. Thermische Detektoren messen die in Folge der Erwärmung entstandene Temperaturänderung des Sensormaterials. „Aufgrund dieses Wirkprinzips sind thermische Empfänger im wesentlichen wellenlängenunabhängig“ (Schuster u. Kolobrodov, Kap. 6.2 [50]). Das bedeutet, die relative spektrale Empfindlichkeit $R_D(\lambda)$ kann – im Vergleich zu Quantendetektoren – als konstant vorausgesetzt werden (vgl. Abb. 2.2 1-3). Der Arbeitsbereich wird allerdings durch die Materialwahl der Kameraoptiken und Abschlussfenster – der letzten Optik als Schutz nach außen – eingeschränkt. Diese sind auf die atmosphärischen Fenster abgestimmt. Hauptsächlich werden Mikrobolometer-Arrays eingesetzt, die einen Arbeitsbereich von $7,5 - 14 \mu\text{m}$ besitzen. Die am häufigsten verwendeten Sensormaterialien sind amorphes Silizium (a-Si) und Vanadiumoxid (VOx). Vereinzelt gibt es Wide-Band-Kameras mit Detektoren aus a-Si [66] oder VOx [68] mit einem erweiterten Arbeitsbereich von $3 - 14 \mu\text{m}$. Das Sensormaterial ist in Form einer Absorberschicht an Elektroden über dem Siliziumsubstrat im Vakuum aufgehängt. Dadurch wird eine thermische Isolierung gewährleistet und die Temperaturänderung durch die einfallende Strahlung kann gemessen werden. Hierzu wird die Änderung des elektrischen Widerstands der Absorberschicht mit der Temperatur ausgelesen.

Jedes Mikrobolometer besteht somit aus einem IR-sensitiven Sensormaterial und Standard Siliziumkomponenten als Ausleseschaltungen, die miteinander verbunden (gebondet) sind. Die Pixel werden in Form von Multiplexern oder *readout integrated circuits (ROIC)* ausgewertet. Dieses komplexe Zusammenspiel in einer Baugruppe wird als *focal plane array (FPA)* bezeichnet. Die technischen Randbedingungen und Toleranzen im Fertigungsprozess führen dazu, dass der Detektor ein deutlich ausgeprägteres Rauschverhalten als Kamerachips für den sichtbaren Bereich aufweist, was eigene Korrekturverfahren erfordert, wie in Kapitel 2.4 dargelegt wird.

Thermische Detektoren können Temperatur-stabilisiert sein, werden aber nicht gekühlt wie Quantendetektoren.

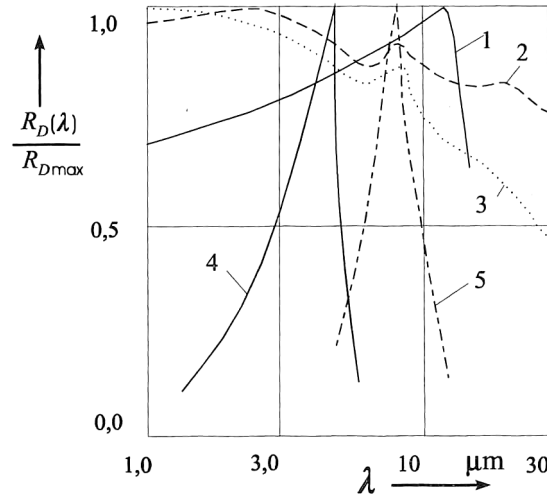


Abb. 2.2: Typische relative Empfindlichkeiten unterschiedlicher Infrarotempfänger in Abhängigkeit von der Wellenlänge: 1 LiNbO_3 pyroelektrisch, 2 TGS pyroelektrisch, 3 Bolometer, 4 InSb bei 77 K, 5 $\text{Hg}_{0,6}\text{Cd}_{0,4}\text{Te}$ bei 77 K. Quelle: Schuster u. Kolobrodov, S. 146 [50]

2.1.2 Quantendetektoren

IR-Quantendetektoren werden mit den Eigenschaften schnell, empfindlich und rauscharm in Verbindung gebracht. Sie erreichen dies aber praktisch nur bei sehr tiefen Temperaturen um 77 K, da ansonsten das wärmeinduzierte Eigenrauschen zu groß wird (siehe Schuster u. Kolobrodov, Kap. 6 [50]). Diese Temperaturen werden durch Kryokühler auf Basis des Prinzips des Stirlingmotors (sog. Pulsröhrenkühler) realisiert, was die Kameras komplexer, größer und teurer macht als Kameras mit thermischen Detektoren. Auch die Zahl der Betriebsstunden ist durch die beweglichen Teile des Kühlers begrenzt.

Die Quantendetektoren fungieren als Photonen-zähler. Ihre Halbleitermaterialien bilden bei Bestrahlung ungebundene Elektronen-Loch-Paare, durch die sich die elektrische Leitfähigkeit erhöht (innerer fotoelektrischer Effekt). Die Energie der einfallenden Photonen muss die Valenzelektronen in das Leitungsband heben. Diese Schwelle entspricht der Bandlücke des Halbleiters und ist somit abhängig von dessen Zusammensetzung. Die am häufigsten verwendeten Sensormaterialien für die jeweiligen Wellenlängenbereiche sind aktuell je nach Zusammensetzung:

- Indium-Gallium-Arsenid (InGaAs): SWIR
- Indiumantimonid (InSb): MWIR
- Quecksilber-Cadmium-Tellurid (MCT bzw. $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$): MWIR, LWIR
- Strained Layer Superlattice (SLS) Typ II: LWIR

Bei den SLS-Detektoren handelt es sich um eine Weiterentwicklung der schon seit zwei Jahrzehnten verfügbaren Quantentopf-Infrarot-Fotodetektoren (engl. *Quantum well infrared photodetector*, *QWIP*). QWIP stellen eine Sonderform der Halbleiterdetektoren dar und absorbieren Infrarotstrahlen mittels Quantentöpfen wie sie auch beim Quantenkaskadenlaser genutzt werden. Quantentöpfe bilden sich durch alternierende dünne

Tabelle 2.1: Betriebstemperatur verschiedener ausgewählter Quantendetektoren

Detektor	Betriebs-tempera-tur	Multi-spektral	Spektral-bereich [μm]	Einsatzort u. a.	ab Jahr
QWIP	43 K	2 Filter	9,5 – 12,8	Satelliten Landsat 8, 9 [34]	2013, vsl. 2020
QWIP	60 K	Dual-Band	4,4 – 5,2 7,8 – 8,8	Fraunhofer IZFP Saarbrücken (Tabelle 3.1)	2009
SLS	81 K	Dual-Band	2,2 – 5,4 2,2 – 10,5	Internationale Raumstation ISS [34]	2019

Schichten von III-V-Halbleitern mit unterschiedlichen Bandabständen. Aufgrund der im natürlichen Zustand ähnlichen Kristallstruktur wurde bisher eine GaAs/AlGaAs-Abfolge eingesetzt. Ihre Quanteneffizienz, d. h. wie viele Elektronen als Signal durch die einfallenden Photonen generiert werden, blieb jedoch sehr gering im Vergleich zu MCTs [53], weshalb sie bei deutlich geringeren Temperaturen um 40 K betrieben werden mussten [34, 53]. Der Vorteil der schmalbandigen Empfindlichkeit wurde in Gaskameras (z. B. FLIR Systems, Inc. FLIR GF306 zur Detektion von SF_6) und zur Fernerkundung (z. B. im Landsat 8 Satellit [34]) genutzt. Auch die in dieser Arbeit verwendete Dual-Band-Kamera (vgl. Tabelle 2.1 und Abb. 2.4a) beruht auf diesem Prinzip.

Als strained layer type II superlattice (SLS) sind neue Materialsysteme dabei, bisherige Detektoren komplett zu verdrängen [21, 34, 53]. Werden InAs/InGaSb-Layer durch das Einbringen zusätzlicher Aluminium-haltiger Schichten in ihrer Bandstruktur modifiziert, lassen sich Detektoren mit deutlich höherer Quantenausbeute und zudem zu geringeren Kosten bauen. Die höhere Arbeitstemperatur vermindert die Komplexität des Kühlsystems, was zukünftigen Satellitenmissionen zu Gute kommt [34]. Seit kurzer Zeit werden die Detektoren stark am Markt platziert, die Vorteile sind einer Mitteilung von FLIR Systems, Inc. vom 3. Oktober 2016 zu entnehmen:

„ „SLS funktioniert sowohl im langwelligen als auch im mittleren Infrarotbereich. Die größten Leistungsvorteile ergeben sich mit entsprechender Filterung im LWIR-Band. [...] LWIR-MCT-Detektoren leiden generell unter geringer Uniformität und Stabilität. Deshalb muss nach jedem Einschalten einer LWIR-MCT-Kamera die letzte Uniformitätskorrektur erneuert werden [...] SLS-Kameras sind teurer als vergleichbare MWIR-InSb-Modelle, aber 40 Prozent günstiger als vergleichbare LWIR-MCT-Kameras. Wenn eine Anwendung also kürzere Belichtungszeiten, größere Temperaturbereiche oder spektrale Signaturen benötigt, die nur mit gekühlten LWIR-Detektor-Kameras realisiert werden können, bieten SLS-Kameras klare Kosten- und Uniformitätsvorteile im Vergleich zu derzeit verfügbaren LWIR-MCT-Detektor-Produkten.“ [21]

Die erwähnte Uniformität lässt sich wie bei den thermischen Detektoren durch Korrekturverfahren verbessern (siehe Kapitel 2.4). Quantendetektoren stellen ebenso eine Baugruppe in Form eines *focal plane array (FPA)* dar. Da sich die notwendigen Materialien für die Konstruktion von Quantenempfängern nicht zur Realisierung von weiteren Schaltungskomponenten eignen, werden sie mit Standard Siliziumkomponenten hybridisiert. Bei der Verbindung der Empfänger-Halbleiter mit den Schaltkreisen

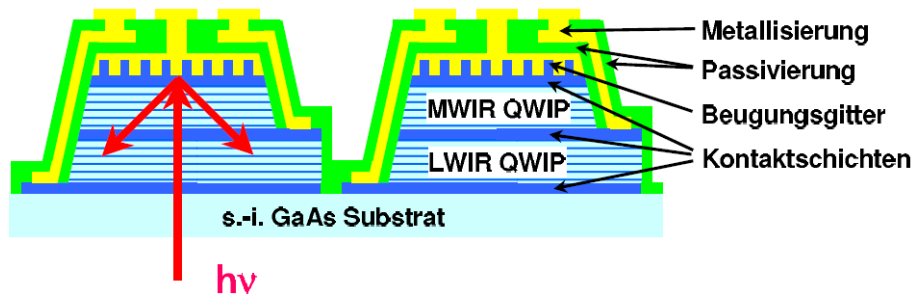


Abb. 2.3: Schematischer Aufbau von Bildpunkten einer Zwei-Farben-Bildfeldmatrix (Dual-Band). Die einzelnen QWIP-Stapel sind in verschiedenen Spektralbereichen empfindlich. Quelle: Maier [37]

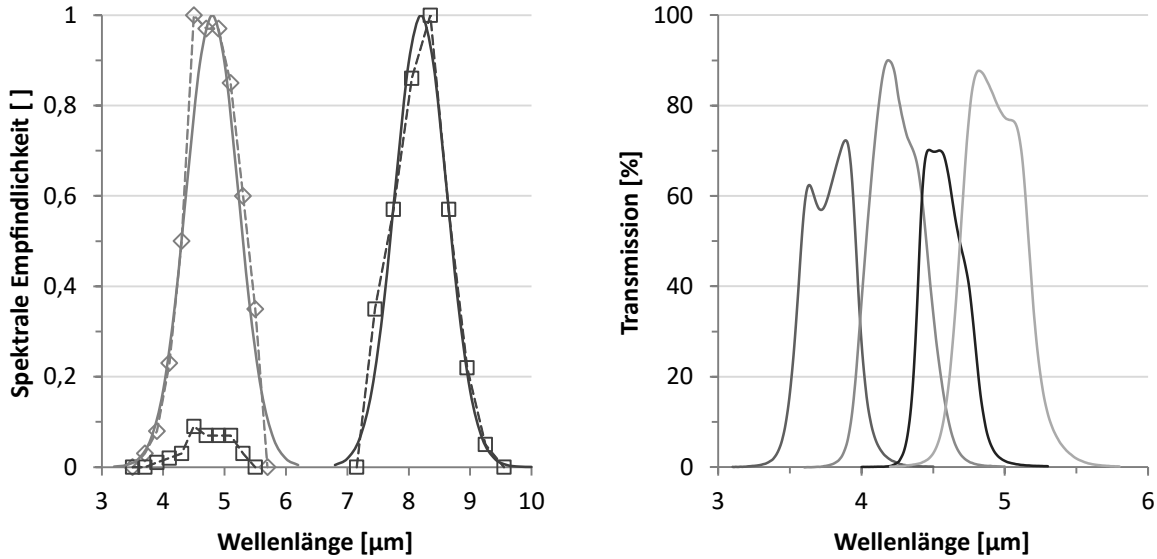
aus Silizium (ROIC) müssen deren unterschiedliche Wärmeausdehnungskoeffizienten kompensiert werden. Dazu werden Indium-Kügelchen (engl. *indium bump bonding*) an jedem Pixel als Verbindung zu den ROIC eingesetzt, die die im Detektor produzierten Ladungen sammeln und auswerten (digitalisieren) (Kap. 6.3 [50] und [53]). Nichtsdestotrotz kann der Unterschied von 200 K zwischen Lager- und Betriebstemperatur zu Ausfällen der Verbindung eines Pixels führen.

Eine besondere Form des Detektors entsteht, wenn Photodetektoren zu einer Sandwich-Struktur gestapelt werden. Die Bilder können damit pixelgenau einander zugeordnet werden. Die Realisierung dieser Struktur kann wie in Abb. 2.3 dargestellt aussehen. Zwei verschiedene Stapel alternierender Schichten bilden die beiden Detektoren, die zwischen drei hochdotierten Kontaktschichten eingebettet sind. Zur Kontaktierung mit einem Ausleseschaltkreis stellt jeder Bildpunkt auf der Oberseite Anschlüsse an alle drei Ebenen zur Verfügung. Es werden aber auch andere Stapelanordnungen genutzt, die effektiv einen Schaltkreis ergeben, bei dem das Auslesen der beiden Detektoren durch elektrisches Umschalten geschieht [30, 34]. Die Entwicklung von Dual-Band-Detektoren wird, nachdem sie vorrangig in den 2000er-Jahren stattgefunden hat [1, 37], durch das Aufkommen der SLS-Detektorarrays wieder verstärkt vorangetrieben [30, 34].

In Abb. 2.4a ist die relative spektrale Empfindlichkeit der verwendeten Dual-Band-Kamera dargestellt. Man erkennt, dass der LWIR-Detektor auch zu einem kleinen Teil im MWIR-Bereich empfindlich ist. Eine Beschränkung mittels Filter ist in diesem Fall nicht möglich, da auch der MWIR-Detektor im Strahlengang liegt. Die kommerzielle Umsetzung von QWIPs mit mehr als zwei Stapeln ist nicht bekannt. Stattdessen kann das Array wie bei einer Digitalkamera aus nebeneinander angeordneten Subpixeln realisiert werden, was allerdings die räumliche Auflösung stark begrenzt und daher keine praktische Anwendung gefunden hat [1]. Erst mit der zwischenzeitlich stark gestiegenen Auflösung wird diese Idee wieder aufgegriffen, indem Filter präzise auf die Oberfläche des Detektors aufgebracht werden [34].

2.1.3 Filter

Filter dienen zum einen dazu, die Bestrahlung des Detektors bei Hochtemperaturanwendungen abzuschwächen als auch dazu, die Abhängigkeit von der Konzentration der Infrarot-aktiven Gase H_2O und CO_2 zu verringern (vgl. Abb. 2.1). Sie finden sich dadurch an fast jeder IR-Kamera, meist in Form von Beschichtungen. Filter kommen



(a) QWIP Dualband. Messpunkte angenähert durch eine Gauß-Kurve mit Halbwertsbreite (FWHM) von 4,3–5,3 μm bzw. 7,7–8,7 μm

(b) Verschiedene Bandpass-Filter im MWIR-Bereich. Deren Verlauf folgt ebenfalls näherungsweise einer Gauß-Kurve.

Abb. 2.4: Relative spektrale Empfindlichkeit $R_D(\lambda)$ bzw. Transmissionsgrad τ verwendeter Geräte (Messung laut Hersteller, vgl. [1, 3])

ebenso zum Einsatz, um spektrale oder multispektrale Auswertungen mit konventionellen IR-Detektoren zu ermöglichen. In seltenen Fällen wird, wie im vorangegangenen Kapitel beschrieben, ein anwendungsspezifischer Filter fest am Detektor angebracht. Flexibler sind Filterräder, die den sequenziellen Einsatz verschiedener Filter im Strahlengang ermöglichen. Ein schrittweiser Wechsel der Filter verursacht einen deutlichen zeitlichen Versatz der aufgenommenen Bilder und bei Selbsteinbau der Filter können Verkipfungseffekte auftreten [1], die die einfache Überlagerung der Pixel erschweren. Im Rotationsbetrieb sind Aufnahme Frequenzen von 100 Hz möglich [33, 54], wenn Aufnahme und Filterrad gut synchronisiert sind. Dual-Band-Detektoren übertreffen diese Aufnahme Frequenzen, zumindest laut Datenblatt, nicht [33]. Der Einsatz von rotierenden Filtern ist jedoch immer fehleranfälliger, da sie selbst zueinander und zur Umgebung eine andere Eigentemperatur aufweisen können. Im Rotationsbetrieb können Bewegungsartefakte auftreten. Außerdem verringern sie die Photonen ausbeute, weil ihre Transmission kleiner 100 % liegt (siehe Abb. 2.4b). Die Empfindlichkeit von Bandpassfiltern folgt üblicherweise einer Gauß-Kurve.

2.2 Detektion der spektralen Strahldichte

Der Verlauf der in Abb. 2.1 eingezeichneten Strahlungsleistung entspricht der maximalen Strahlungsleistung, die ein Körper der angegebenen Temperatur abstrahlen kann. Ein solcher Körper wird Schwarzer Strahler genannt. Der Verlauf dieser Funktion ist durch das Plancksche Strahlungsgesetz bekannt. Die Oberflächeneigenschaften eines realen Objektes können die tatsächlich emittierte Strahlung verringern. Zur Beschreibung bedient man sich eines Korrekturfaktors, der Emissivität ε . Sie beschreibt das Verhältnis aus der tatsächlich abgestrahlten zu der von einem Schwarzen Strahler

emittierten Strahlung bei gleichen Messbedingungen.

$$\varepsilon = \frac{\text{Reale Abstrahlung}}{\text{Schwarzkörperstrahlung}} \quad (2.1)$$

Das Plancksche Strahlungsgesetz gibt die Verteilung der abgestrahlten elektromagnetischen Energie eines Schwarzen Strahlers der Temperatur T bezüglich der Wellenlänge λ der Strahlung an. In der Notation der spektralen Strahldichte L_λ lautet es:

$$L_\lambda(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1} \quad (2.2)$$

Die spektrale Strahldichte beschreibt die Leistung, die ein Punkt einer Oberfläche pro Wellenlängeneinheit in eine Richtung abstrahlt (SI-Einheit $\text{W m}^{-2} \text{m}^{-1} \text{sr}^{-1}$). Integriert man die Strahldichte über den Halbraum, in den der Punkt als Flächenelement abstrahlt, erhält man die spezifische Ausstrahlung. Sie beschreibt die durch Strahlung abgegebene Wärmestromdichte. In der Notation der spektralen spezifischen Ausstrahlung M_λ (SI-Einheit $\text{W m}^{-2} \text{m}^{-1}$) lautet das Plancksche Strahlungsgesetz:

$$M_\lambda(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1} \quad (2.3)$$

Die Gleichungen lassen sich mit der ersten (c_1 bzw. c_{1L}) und zweiten Strahlungskonstanten (c_2) vereinfachen. Die Strahlungskonstanten können aus den festen Werten [57] der Naturkonstanten Lichtgeschwindigkeit c , Plancksches Wirkungsquantum h und Boltzmann-Konstante k exakt berechnet werden.

$$c_1 = 2\pi hc^2 \quad (2.4)$$

$$c_{1L} = \frac{c_1}{\pi} = 2hc^2 \quad (2.5)$$

$$c_2 = \frac{hc}{k} \quad (2.6)$$

Bei dem Zusammenhang

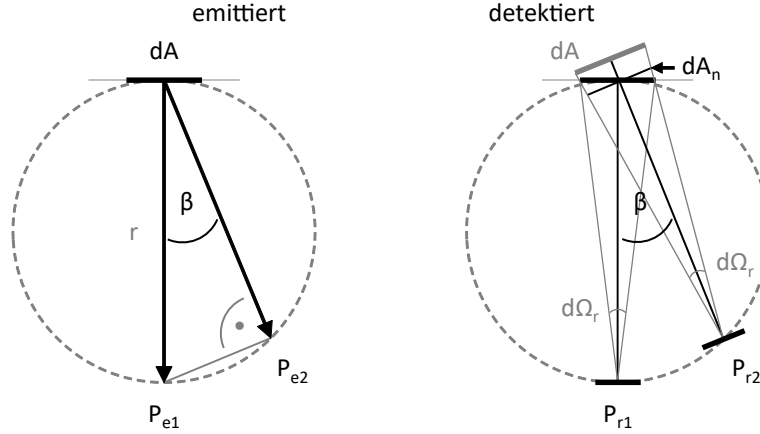
$$M_\lambda(\lambda, T) = \pi \cdot L_\lambda(\lambda, T) \quad (2.7)$$

muss man beachten, dass für M_λ die Annahme eines Lambertschen Strahlers und die Anwendung des Lambertschen Kosinusgesetzes zugrunde liegen. Diese gehen davon aus, dass sich die emittierte Leistung mit steigendem Betrachtungswinkel mit dem Kosinus des Winkels verringert (siehe Abb. 2.5 links). Das Gesetz trägt der Beobachtung Rechnung, dass warme Flächen unter flachem Winkel deutlich weniger wärmende Wirkung haben als in senkrechter Stellung. Durch die perspektivische Verzerrung bleibt die Strahldichte dabei aber in alle Raumrichtungen konstant. Dieser Zusammenhang wird anhand Abb. 2.5 hergeleitet:

Die emittierten Photonen werden auf den Detektor abgebildet, d. h. die emittierte spektrale Strahlungsleistung P (SI-Einheit W m^{-1}) im Sichtbereich des Detektors werde vollständig erfasst. Aus der Definition des Lambertschen Kosinusgesetzes sind

$$P_{e1} = L_\lambda \, d\Omega \, dA \quad (2.8a)$$

$$P_{e2} = L_\lambda \cos \beta \, d\Omega \, dA \quad (2.8b)$$

Abb. 2.5: Lambert-Strahler unter Betrachtungswinkel β

Die detektierten Strahlungsleistungen sind

$$P_{r1} = L_{\lambda,r1} d\Omega_r dA \quad (2.9a)$$

$$P_{r2} = L_{\lambda,r2} d\Omega_r dA_n \quad (2.9b)$$

wobei Ω den dreidimensionalen Raumwinkel (Steradian) darstellt, der an einer Kugel mit Radius r definiert ist als

$$\Omega = \frac{A}{r^2} \quad (2.10)$$

Für den dargestellten zweidimensionalen Schnitt folgt bei Änderung des Betrachtungsabstandes von P_{-1} nach P_{-2} für P_{-2} am gleichschenkligen Dreieck

$$d\Omega_r = \text{const.} \quad \Rightarrow \quad \frac{dA}{r} = \frac{dA_n}{r \cdot \cos \beta} \quad (2.11)$$

$$\Leftrightarrow dA_n = \cos \beta dA \quad (2.12)$$

Damit ergibt sich

$$\begin{aligned} P_{r1} &= P_{e1} & P_{r2} &= P_{e2} \\ \Leftrightarrow L_{\lambda,r1} d\Omega_r dA &= L_{\lambda} d\Omega dA & L_{\lambda,r2} d\Omega_r dA_n &= L_{\lambda} \cos \beta d\Omega dA \\ \Leftrightarrow L_{\lambda,r1} &= \frac{L_{\lambda} d\Omega dA}{d\Omega_r dA} & L_{\lambda,r2} &= \frac{L_{\lambda} \cos \beta d\Omega dA}{d\Omega_r \cos \beta dA} \\ \Rightarrow L_{\lambda,r1} &= & L_{\lambda,r2} & \quad q. e. d. \end{aligned} \quad (2.13)$$

Die Beziehung der genannten Strahlungsgrößen ergibt sich durch Integration über den Halbraum, die hier nicht weiter erläutert wird. M_{λ} ist somit eine hemisphärische Größe, L_{λ} eine gerichtete Größe.

$$P_{\text{Halbraum}} = M_{\lambda} dA = \int L_{\lambda} \cos \beta d\Omega dA \quad (2.14)$$

Der Vorteil der Thermografie gegenüber der reinen Betrachtung des Strahlungsaustausch zwischen den zwei Flächen Emittor und Detektor ist, dass es sich um eine optische Abbildung handelt. Das Prinzip der IR-Kamera zieht wie das menschliche Auge



(a) Infrarotbilder im MWIR- (oben) und LWIR-Bereich (unten)

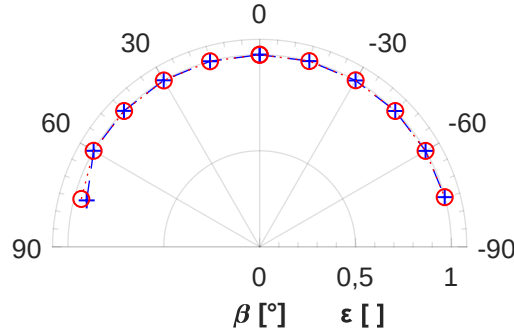
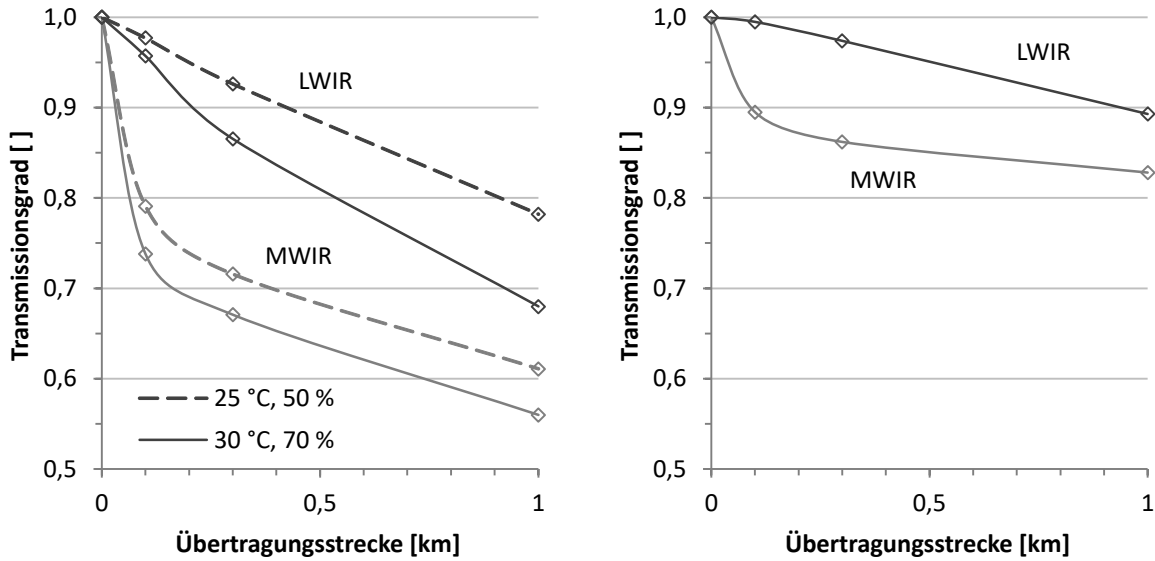
(b) Polarplot der Emissivität ε über den Polarwinkel β im MWIR- (+) und LWIR-Bereich (o)

Abb. 2.6: Kalibrierstrahler mit 35 °C bei 24 °C Umgebungstemperatur aufgenommen unter verschiedenen Betrachtungswinkeln ($\angle$ 75, 60, 45, 30, 15, 0, -15, -30, -45, -60 und -75°) mit QWIP Dualband (MWIR u. LWIR vgl. Tabelle 3.1)

die Strahldichte zur Messung heran, sodass die betrachtete Fläche unter jedem Winkel gleich hell erscheint. Dies lässt sich an einem Versuch mit einem Schwarzen Strahler, der per Definition ein Lambertscher Strahler ist, überprüfen (Abb. 2.6). Bis zu einem Beobachtungswinkel von 60° ist die reale Oberfläche eines flächigen Kalibrierstrahlers hierzu ausreichend winkelunabhängig [29]. Zur Vereinfachung der physikalischen Gegebenheiten lässt sich nun mit der Strahlenoptik rechnen und auf die Strahldichte L_λ zurückgreifen:

$$L_\lambda(\lambda, T) = \frac{c_{1L}}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right) - 1} \quad (2.15)$$

Das Plancksche Strahlungsgesetz gilt in obiger Notation mit c_{1L} und c_2 bei Verwendung der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Durchläuft die elektromagnetische Strahlung ein Medium, ergibt sich die wahre Lichtgeschwindigkeit aus dem Quotienten aus Vakuumlichtgeschwindigkeit und Brechungsindex. Der Einfluss des Brechungsindex in Luft wird in dieser Arbeit nicht berücksichtigt, da er unter allen Versuchsbedingungen annähernd 1 ist [40]. Die Messabweichung ist, wie die Fehlerbetrachtung in Kapitel 7.1.2 zeigt, nicht signifikant. Ebenso vernachlässigbar ist die Streuung der IR-Strahlung: Der Transmissionsgrad infolge Streuung bei guter Sicht beträgt im gesamten betrachteten Bereich von 1 – 14 μm mehr als 0,98 bei einer Distanz von weniger als 100 m (siehe Schuster u. Kolobrodov, Kap. 4.4 [50]). Der Transmissionsgrad steigt mit zunehmender Wellenlänge und mit abnehmender Distanz. Einen deutlich größeren Einfluss auf die detektierte Strahlung haben die Absorptionseffekte der Infrarot-aktiven Gase H_2O und CO_2 . Der MWIR-Bereich ist aufgrund der Lage der Absorptionsbanden hiervon am stärksten betroffen (siehe Abb. 2.7). Betrachtet man sich den Einfluss auf den Wegstrecken im Labormaßstab von wenigen Metern, relativieren sich die Größenordnungen schnell. Zudem können im Labor die aufgenommenen Strahlungswerte regelmäßig ka-



(a) Transmission infolge des in der Luft gelösten Wasserdampfes, abhängig von der Temperatur und der relativen Luftfeuchte

(b) Transmission infolge des in der Luft vorhandenen Kohlendioxids bei 0,03 Vol.% CO₂-Konzentration

Abb. 2.7: Berechnungen des Transmissionsgrades für ausgewählte Spektralbereiche nach Schuster u. Kolobrodov, (a) Kap. 4.1 und (b) Kap. 4.2 [50]

libriert werden, sodass lediglich die Änderungen der Umgebungsbedingungen während des Experiments zu Abweichungen führen. Hinsichtlich eines *Condition Monitoring* über größere Distanzen bei wechselnden Wetterbedingungen müssen diese Vereinfachungen zukünftig noch einmal überdacht werden, da hier keine Kalibrierung bei der jeweiligen Messbedingung möglich ist.

2.3 Der reale Strahler

Reale Körper werden wie bereits erwähnt über die Emissivität (auch Emissionsgrad genannt) mit dem Modell des Schwarzen Strahlers in Verbindung gesetzt. Der Emissionsgrad ist materialabhängig und hängt entscheidend von der Oberflächenbeschaffenheit ab. Er muss daher in Versuchen ermittelt werden. Er ist jedoch außerdem abhängig von der Abstrahlrichtung, der Temperatur und dem betrachteten Spektralbereich, weshalb solche Versuchsreihen mit einigem Aufwand verbunden sind, sollen sie verschiedene Versuchsparameter abdecken. Hinsichtlich der Temperaturabhängigkeit kann man im Vergleich in guter Näherung annehmen, dass der Einfluss vernachlässigbar ist, solange keine chemische Änderung der Oberfläche stattfindet [25]. Die Emissivitätsänderung beispielsweise durch Oxidation ist deutlich (siehe Schuster u. Kolobrodov, Kap. 3.5.1 [50], siehe auch [46, 59]). Für den gerichteten spektralen Emissionsgrad einer flachen Oberfläche gilt somit bei Betrachtung unter dem Polarwinkel β

$$\varepsilon(\beta, \lambda) = \frac{L_{\lambda, \text{real}}}{L_{\lambda}(\lambda, T)} \quad (2.16)$$

Es ist jedoch nicht möglich $L_{\lambda, \text{real}}$ mit der gemessenen Strahlung von der Oberfläche gleichzusetzen, da der reflektierte Umgebungsanteil zu berücksichtigen ist. Aus der

Energieerhaltung folgt, dass der absorbierte, reflektierte und transmittierte Strahlungsanteil in Summe gleich der eingestrahlten Strahlung sein müssen. Somit sind Absorptionsgrad α , Reflexionsgrad ρ und Transmissionsgrad τ zusammen

$$\alpha(\beta, \lambda) + \rho(\beta, \lambda) + \tau(\beta, \lambda) = 1 \quad (2.17)$$

Bei einem für Strahlung undurchlässigen Körper gilt dann

$$\rho(\beta, \lambda) = 1 - \alpha(\beta, \lambda) \quad (2.18)$$

Aus dem thermischen Gleichgewicht eines Körpers mit ihn umgebender Hohlraumstrahlung leitete Kirchhoff 1860 das nach ihm benannte Kirchhoffsche Strahlungsgesetz her:

$$\alpha(\beta, \lambda) = \varepsilon(\beta, \lambda) \quad (2.19)$$

„ „Ein beliebiger Körper mit gegebener Temperatur T emittiert in jedes Raumwinkelement und in jedem Wellenlängenintervall soviel Strahlungsleistung, wie er dort von der Strahlung eines Schwarzen Körpers (=Hohlraumstrahlung) der gleichen Temperatur absorbiert“ (entnommen Baehr u. Stephan, Kap. 5 [4]).

Aus der geometrischen Optik folgt für die reflektierte spektrale Strahldichte nach einer optisch wirksamen Fläche

$$L_{\lambda, refl} = \rho(\beta, \lambda) \cdot L_{\lambda, eingestrahlt} = \rho(\beta, \lambda) \cdot \varepsilon_a \cdot L_{\lambda}(\lambda, T_a) \quad (2.20)$$

Reflektiert wird die Strahlung einer festen Strahlquelle nach dem Reflexionsgesetz oder allgemein die Umgebungsstrahlung, für die man meist den Emissionsgrad $\varepsilon_a = 1$ annimmt. Es ergibt sich zusammengefasst für die messbare spektrale Strahldichte des Realen Strahlers bei einer Umgebung der Temperatur T_a , bestehend aus emittiertem und reflektiertem Anteil

$$L_{\lambda, mess}(\lambda, \beta, T, T_a) = \varepsilon(\beta, \lambda) \cdot L_{\lambda}(\lambda, T) + (1 - \varepsilon(\beta, \lambda)) \cdot L_{\lambda}(\lambda, T_a) \quad (2.21)$$

Man findet in der Literatur werkstoffspezifische Werte der gemessenen Emissivität ε bei denen ebenso zu beachten ist, ob sie sich auf den Halbraum oder eine Richtung beziehen. Nur für den ideal diffusen Strahler nach Lambert gilt Gleichheit der hemisphärischen (engl. *hemispherical*), winkelabhängigen (engl. *angular*) und senkrechten (engl. *normal*) Emissivität (Notation nach TPRC, Kap. 7a [59]):

$$\varepsilon(2\pi) = \varepsilon(\beta, \Omega) = \varepsilon(0, \Omega) \quad (2.22)$$

Eine umfassende Quelle für den hemisphärischen und senkrechten spektralen Emissionsgrad stellt die Datensammlung des *Thermophysical Properties Research Center* (TPRC) dar [59, 61, 60]. Maschinenlesbar sind die Daten kostenpflichtig in einer aktualisierten Form online erhältlich [12]. Deutlich weniger Daten gibt es zum gerichteten spektralen Emissionsgrad unter verschiedenen Winkeln. Darstellungen wie Abb. 2.8 gehen nicht auf die Änderung je nach Wellenlänge ein. Sie weisen jedoch darauf hin, dass die Annahme des Lambert-Strahlers mit $L_{\lambda, real}(\beta) = const.$ für viele Materialien in einem großen Winkelbereich, insbesondere bis 45° anwendbar ist. Im Folgenden wird daher die Abhängigkeit von β nicht weiter dargestellt.

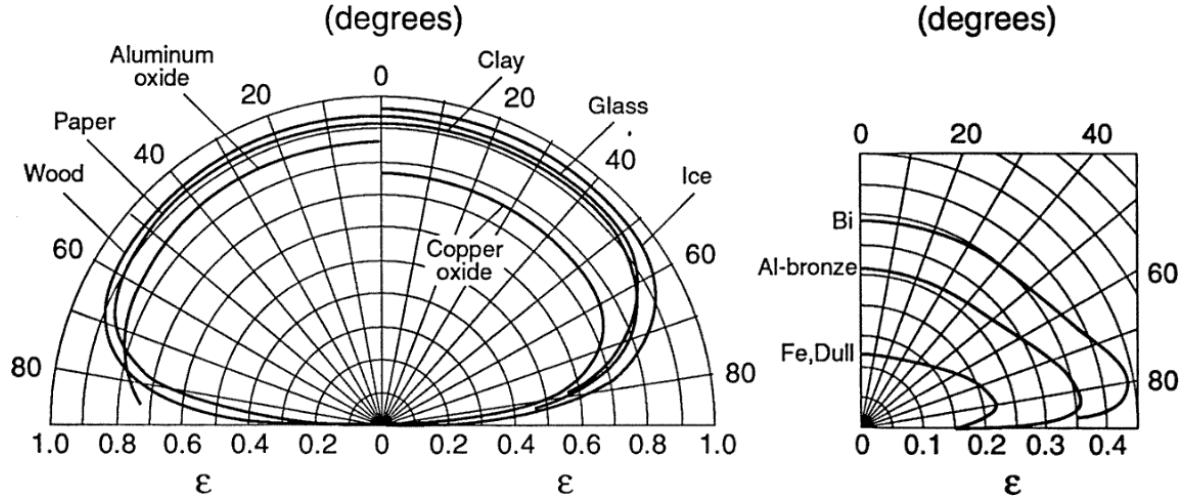


Abb. 2.8: Polardiagramme der Infrarot-Emissivität ε einer Anzahl von nichtmetallischen (linke Grafik) und metallischen Materialien (rechte Grafik) über den Polarwinkel β . Quelle: Maldague, S. 301 [38]

Die Strahlungsempfänger in IR-Kameras sind breitbandige Detektoren, weshalb die spektrale Strahldichte über den entsprechenden Wellenlängenbereich integriert werden muss. Thermische Detektoren (Bolometer u. a.) haben dabei eine relativ konstante Empfindlichkeit über der Wellenlänge und Quantendetektoren eine spektral stark veränderliche Empfindlichkeit (vgl. Abb. 2.2). Die spektrale Empfindlichkeit $R_D(\lambda)$ beschreibt die Fähigkeit, die eingehende Strahlung in ein elektrisches Signal umzuwandeln und somit das Ansprechvermögen des Detektors. Sie wird bei eingesetzten Bandpassfiltern von deren Transmissionsvermögen, einer Gauß-förmigen Kurve, überlagert (vgl. Kapitel 2.1.3 und 4.5.2). Zusätzlich wirken auch die Fenster und Optiken der Kamera als spektrale Filter. Als für das Messgerät wirksame Strahldichte L (SI-Einheit $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$) ergibt sich dann die thermische Strahlungsgleichung

$$L(\varepsilon, T, T_a) = \int_{\lambda_-}^{\lambda_+} R_D(\lambda) \cdot (\varepsilon(\lambda) \cdot L_\lambda(\lambda, T) + (1 - \varepsilon(\lambda)) \cdot L_\lambda(\lambda, T_a)) \, d\lambda \quad (2.23)$$

2.4 Kalibrierung und Korrekturverfahren

Das Ausgabesignal des Kameradetektors ist eine elektrische Größe, die digitalisiert meist in der Form einer natürlichen Zahl von 12 oder 14 bit (*digital level*) – für Forschungszwecke auch 16 bit [66] – ausgegeben wird. Um den vollen Dynamikbereich sichern zu können, reicht es augenfällig nicht aus, ein verbreitetes 8 bit Datenformat wie JPEG für den Export zu nutzen, sondern es muss auf ein oft proprietäres Rohdatenformat des Kameraherstellers zurückgegriffen werden. Auf diese Daten lassen sich dann Algorithmen zur Kalibrierung und Korrekturverfahren anwenden, wie sie auch der Kamerahersteller, aber in meist undokumentierter Art und für den eigenen Bedarf teilweise unzureichend [1, 63], implementiert hat.

2.4.1 Kalibrierung mittels Referenzstrahler

Die digitale Anzeige in Form der *digital level* weist im Idealfall über einen weiten Bereich eine Proportionalität zu einer der gewünschten Messgrößen auf. Um die Verknüpfung von Kameraausgabe und Messgröße mathematisch beschreiben zu können, ist eine Kalibrierung notwendig. Wird ein Kalibrierstrahler als metrologisch rückführbares Normal eingesetzt, erhält man eine physikalische Messgröße in SI-Einheiten. Quantendetektoren sammeln und zählen die eintreffenden Photonen und weisen daher eine zur Strahlungsdichte proportionale Kennlinie auf (vgl. Abb. 3.1). Thermische Detektoren wie Bolometer sprechen stärker proportional zur Temperaturänderung des Messobjektes an, da die Infrarot-Strahlung eine Temperaturerhöhung des Sensors verursacht. Zunächst müssen die Photonen an den Mikrobolometern jedoch absorbiert werden, weshalb sich zur Strahlungsdichte proportionale Kennlinien ergeben können (Abb. 2.9).

Aufgrund der Größenbeschränkung eingesetzter Kalibrierstrahler ist es meist unmöglich, den vollen Sichtbereich der Kamera (engl. *field of view*, *FOV*) mit einem Strahler in der Messdistanz abzudecken. Möchte man den Strahler nicht schrittweise über den Sichtbereich verschieben, muss er näher an die Kamera platziert werden. Die Transmissionsverluste der Strahlung in Luft über die Distanz können dann durch die Kalibrierung nicht vollständig eliminiert werden. In dieser Hinsicht stellen große, flächige Kalibrierstrahler einen Vorteil gegenüber Hohlraumstrahlern mit kleiner Blendenöffnung dar. Ihr Nachteil besteht darin, dass die abgestrahlte Leistung stark von ihrer Oberfläche und deren Qualität abhängt. Sie weisen daher eine geringere effektiv wirkende Emissivität und größere Unsicherheiten als Hohlraumstrahler auf. Die Emissivität eines Hohlraumstrahlers ist im Allgemeinen größer als 0,999 und nahezu unabhängig von der Wellenlänge [29]. Bei flächigen Kalibrierstrahlern mit lackierter Oberfläche liegt die Emissivität gewöhnlich nicht höher als 0,97, bei zusätzlich strukturierter Oberfläche evtl. höher, und es kann nicht von perfekter Homogenität ausgegangen werden [29].

Der Strahler selbst ist radiometrisch oder thermometrisch mit Hilfe verschiedener Referenzen kalibriert. Bei der thermometrischen Kalibrierung nimmt der Strahler die eingestellte Temperatur an. Es ist die wellenlängenabhängige Emissivitätskurve des Strahlers zu berücksichtigen, die sich zwischen 0,93 und 0,98 bewegen kann (vgl. Tabelle 3.2 und [29]). Radiometrische Kalibrierung bedeutet, obwohl der Strahler keine tatsächliche Emissivität von 1 hat, ist seine Kennlinie so vorgegeben, dass er wie ein Schwarzer Strahler abstrahlt. Die tatsächliche Temperatur des Strahlers liegt also immer etwas höher als die eingestellte, um den Leistungsverlust in der Abstrahlung zu kompensieren.

2.4.2 Non-uniformity correction (NUC)

Die Charakteristik des Detektors verursacht durch strukturiertes Rauschen eine Inhomogenität des Bildes, die durch Korrekturverfahren (engl. *Non-uniformity correction*, *NUC*) entfernt werden, da sie die gewünschte Bildinformation verschleiern können. Strukturiertes Rauschen kann in Form von defekten und dadurch quasi-statisch weißen oder schwarzen Pixeln auftreten (engl. *salt-and-pepper noise*). Bei IR-Detektoren finden sich weitere signifikante Rauscheinflüsse:

- Temperaturverläufe über die Chipfläche, die der thermischen Kopplung des Chips an seine Umgebung geschuldet sind

- Lokale Temperaturschwankungen aufgrund der Verbindungen innerhalb des Pixel-Arrays
- Periodisches Rauschen in Form von Streifen, die sich entlang der Pixelzeilen und -spalten des Detektors erstrecken
- Fertigungstoleranzen und Alterung einzelner Pixel

Sie sind den physikalischen Randbedingungen und der komplexen Kombination von Materialien und Fertigungstechniken geschuldet (vgl. Kapitel 2.1), die dazu führt, dass sich nicht nur das örtliche Ansprechverhalten der Pixel auf Photonen, sondern auch deren Auslesung unterscheidet. So weisen auch die funktionierenden Pixel untereinander stark unterschiedliche Kennlinien auf (vgl. Abb. 3.3b). Strukturiertes Rauschen lässt sich in Ansätzen modellieren [44].

Rauschen tritt darüber hinaus zufällig auf. Zufälliges Rauschen lässt sich als additives weißes gaußsches Rauschen beschreiben. Es lässt sich durch zeitliche Mittelung aufeinanderfolgender Bilder eliminieren, wenn langsame Prozesse beobachtet werden. Dies drückt der sogenannte kameraspezifische Erhaltungssatz aus [14]:

$$\text{Thermische Auflösung} \cdot \sqrt{\text{Zeitauflösung}} \cdot \text{Ortsauflösung} = \text{const.} \quad (2.24)$$

Ansonsten ist zufälliges Rauschen ständiger Begleiter thermografischer Aufnahmen und wird daher – wie in Kapitel 4.5.3 beschrieben – in Form der rauschäquivalenten Temperaturdifferenz (engl. *Noise Equivalent Temperature Difference, NETD*) spezifiziert.

Wird die Kalibrierung mittels Referenzstrahler pixelweise durchgeführt, d. h. wird eine eigene Kennlinie für jeden Pixel ermittelt und hinterlegt, so führt diese Methode automatisch auch zu einer Korrektur der Inhomogenität des Bildes in vielen Bereichen. Dies wird als *calibration-based NUC* bezeichnet. Da sich das strukturierte Rauschen auch in kurzer Zeit ändern kann und es in der Anwendung schwierig ist, regelmäßig einen Kalibrierstrahler einzusetzen, greift man häufig auf eine Ein-Punkt-Korrektur in Form eines Shutters zurück. Der Shutter besteht aus einem möglichst schwarzen Material, das motorisiert in den Strahlengang gebracht wird. Anhand der Näherung, dass das Material eine homogene Temperaturverteilung aufweist, kann die Rauschtextur des FPA in Form eines Offsets korrigiert werden. Die Korrektur wirkt bei vergleichbaren Temperaturen von Shutter und Prüfzene, solange sich die Detektortemperatur nicht ändert. Da Shutter nahe am Detektor positioniert werden, lassen sich Inhomogenitäten aufgrund der Dämpfung (eingebrachte Filter, Verschmutzungen etc.) und Änderung des optischen Pfades (Vignettierung, Ringe u. a. nach Fokussierung) nicht korrigieren. In dem seltenen Fall, dass die Temperatur des Shutters durch eine Messung bekannt ist, kann der Shutter als Referenz einer radiometrischen Kalibrierung dienen.

Je mehr Korrekturpunkte verwendet werden, desto besser kann die ungleichförmig über das Detektor-Array verteilte Empfindlichkeit auch bei abweichenden Strahlertemperaturen homogenisiert werden. Ziel sollte sein, die durch das strukturierte Rauschen verursachte Abweichung in der gemessenen Temperatur (inhomogenitätsäquivalente Temperaturdifferenz) unter die NETD zu verringern. Dies gelingt mit einer reinen Ein-Punkt-Korrektur nicht. Gute Werte in der Größenordnung der NETD können mit einer linearen oder quadratischen Korrektur erreicht werden (vgl. Handbuch, Tab. 14.12 [7]).

Andere Korrekturmethode werden als szenenbasiert (engl. *scene-based NUC*) bezeichnet. Es existieren Algorithmen auf Basis statistischer Methoden und neuronaler Netze, wie die *constant-statistics (CS)* und *retina-like Least Mean-Squared (LMS) Neural Network* Methoden [44]. Sie stellen einen Kompromiss dar, wenn Kalibriermöglichkeiten nicht verfügbar sind, benötigen aber große Datensätze, d. h. lange Aufnahmen oder viele Trainingsdaten.

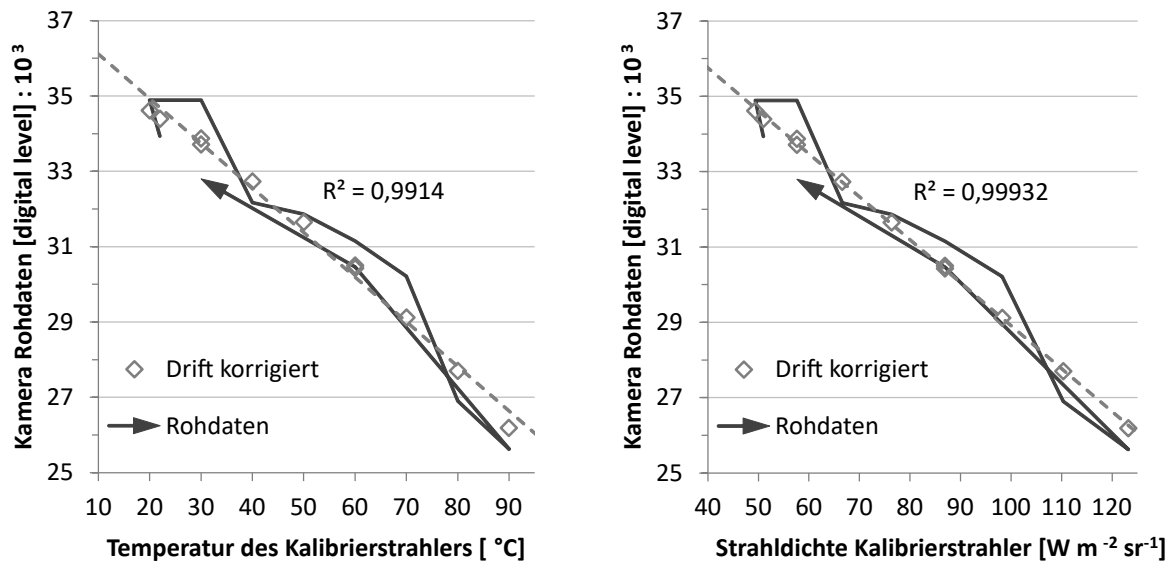
2.4.3 Zeitlicher Drift

Nahezu alle Kameras haben eine manuell oder vom Hersteller hinterlegte Kalibrierung, mit der sie die Rohdaten in eine Temperaturanzeige umrechnen. Dies ist nicht nur hinderlich, möchte man die Strahlungswerte für weitere Rechnungen nutzen, da die Rückrechnung rechenintensiv oder nur unzureichend genau [63] ist. Es verleitet auch dazu, die Kalibrierung als allgemeingültig anzusehen, obwohl sie für die eigenen Zwecke unzureichend sein kann. Für die verwendete QWIP Dualband wurde dies bereits von Abuhamad festgestellt [1]. So kann der implementierte Algorithmus zur Kalibrierung und NUC von anderen Anforderungen ausgehen, insbesondere ist aber zu beachten, dass der Detektor sensibel auf seine Eigentemperatur reagiert. Bei gekühlten Kameras beeinflusst der Abstand zwischen Einschalten der Kamera und Messung und somit die Kühlzeit die Reaktion des Detektors. Erst nach längerer Betriebsdauer wird im thermischen Gleichgewicht ein Plateau erreicht (siehe Abb. 2.10). Von einem thermischen Gleichgewicht kann bei wechselnden Umgebungsbedingungen aber nicht ausgegangen werden, da die Kühlleistung stark abhängig von der Temperatur des Gehäuses ist, das als Wärmetauscher genutzt wird. Eine Änderung der Gehäusetemperatur von 28 auf 41 °C im Klimaschrank kann bei der QWIP Dualband bei konstanter Objekttemperatur von 60 °C bereits zu einer Änderung des Messsignals von 1000 *digital level* führen [1]. Die drastischen Auswirkungen können in Abb. 3.1 nachvollzogen werden. Bei ungekühlten Kameras muss man ständig von einem zeitlichen Drift, abhängig von der Eigenerwärmung und der Umgebungstemperatur ausgehen (siehe Abb. 2.9). In dieser Arbeit tritt ein vernachlässigbarer zeitlicher Drift auf, da die Kalibrierung und NUC zeitnah zu den Messungen durchgeführt werden. Ansätze zur Korrektur werden in Kapitel 7.3.2 diskutiert.

2.5 Quotientenpyrometer und Spektralverhältnis

Ausgangspunkt für die Untersuchungen in dieser Arbeit ist eine aus der Pyrometrie bekannte Methode zur Ermittlung der von einem Strahlungsthermometer (Pyrometer) gemessenen Temperatur. Ein Bandstrahlungspyrometer arbeitet wie jedes Pixel einer IR-Kamera nach Gleichung (2.23), d. h. ein unbekannter Emissionsgrad kann die Messung stark verfälschen. Einfachere Gleichungen können nur gefunden werden, wenn das Strahlungsgesetz angenähert. Nach dem Stand der Technik [19] wird für Pyrometer eine der Gleichungen von Sakuma und Hattori vorgeschlagen. Für viele Pyrometer passt die Sakuma–Hattori Planck III Form

$$S(T) = \frac{C}{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda_{\text{eff}} T}\right) - 1} \quad (2.25)$$



(a) Die Kennlinie der Kamera ist näherungsweise linear zur eingestellten Temperatur des Strahlers.

(b) Die Kennlinie der Kamera ist linear zur über 8–14 μm berechneten Strahldichte des Strahlers.

Abb. 2.9: Antwortsignal des Detektors einer ungekühlten LWIR-Kamera (Bolometer [66]) auf eine mittels Kalibrierstrahler umgesetzte Temperaturrampe. Die Umgebungstemperatur blieb während der Versuchsdauer von fast einer Stunde konstant auf 23,5 °C. Der Kameradrift verursacht eine deutliche Hysterese. Durch eine Drift-Korrektur ergeben sich lineare Kennlinien.

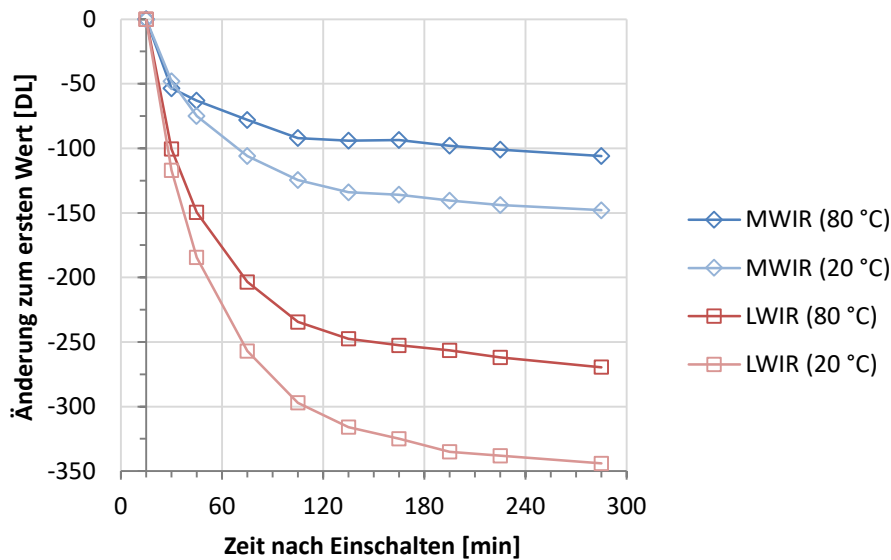


Abb. 2.10: Messwertverlauf eines gekühlten Kamerasystems (QWIP Dualband) mit zwei verschiedenen Kalibrierstrahlern im Bild (Temperatur in °C) bei fortgeschrittenem Alter des Stirling-Kühlers. Die Auswirkungen lassen sich mit Abb. 3.1 nachvollziehen. Die Umgebungstemperatur stieg im Laufe des Versuches von 25 auf 27 °C.

mit

$$\lambda_{\text{eff}} = A + \frac{B}{T} \quad (2.26)$$

Diese Gleichung wird an aufgenommene Temperatur-Signal-Punkte $S(T)$ mittels der Konstanten A , B und C angefitet, es sind also mindestens drei Kalibrierpunkte notwendig. Im LWIR-Bereich weist die Gleichung die Problematik auf, dass die effektive Wellenlänge λ_{eff} signifikant mit der betrachteten Temperatur variiert [19]. Dies lässt sich auch bei anderen Gleichungen mit Effektivwerten dadurch erklären, dass versucht wird, das Integral durch einen mittleren Funktionswert zu ersetzen, was solange funktionieren kann, wie die Plancksche Strahlungskurve streng monoton ist. Im LWIR-Bereich findet sich bei moderaten Temperaturen jedoch deren Maximum (vgl. Abb. 2.1) und ein Effektivwert kann nicht eindeutig bestimmt werden.

Im Folgenden werden physikalisch abgeleitete Pyrometergleichungen betrachtet, die an die Bedingung

$$\lambda \cdot T < 2898 \mu\text{m K} \quad (2.27)$$

geknüpft sind, die die Werte links des Maximums der Planckschen Strahlungskurve beschreibt, bei denen das Modell von Wien (Wiensches Strahlungsgesetz) ohne großen Fehler anwendbar ist (siehe Kapitel 4.5.1, Abb. 4.5 u. a.). Da Pyrometer meist zur Messung bei hohen Objekttemperaturen zum Einsatz kommen, wird auch der von der Umgebungstemperatur abhängige Reflexionsterm häufig vernachlässigt (Handbuch, Kap. 13.3 f. [31]). Unter Einsatz schmalbandiger Detektoren oder der Umrechnung der Bänder in effektive Wellenlängen $\lambda = \lambda_{\text{eff}}$ erhält man aus Gleichung (2.21) aufgrund der Vernachlässigung der Umgebungsstrahlung und der Wienschen Näherung:

$$T_{\text{mess}} = c_2 \cdot \left(\lambda \cdot \ln \frac{c_{1L}}{\varepsilon_\lambda \cdot K_\lambda \cdot L_\lambda \cdot \lambda^5} \right)^{-1} \quad (2.28)$$

Der Term $K_\lambda \cdot L_\lambda$ ist die Ausgangsgröße des Strahlungsthermometers, dessen Kennlinie durch den Faktor K_λ angepasst wird. Hier wird von einer Proportionalität der Ausgangsgröße zur empfangenen spektralen Strahldichte L_λ ausgegangen. Die Kennlinie kann in beliebiger Form an einem Schwarzen Strahler ermittelt werden.

Die Einflüsse des Emissionsgrades auf die emittierte Strahlung werden nach dem Stand der Technik durch nachträglich eingeführte Korrekturen in der Pyrometergleichung berücksichtigt [25, 31]. Ist die im ersten Schritt ermittelte Temperatur T_{mess} deutlich größer als die Umgebungstemperatur, nimmt man

$$T = \left(\frac{1}{T_{\text{mess}}} + \frac{\lambda}{c_2} \cdot \ln \varepsilon \right)^{-1} \quad (2.29)$$

Die Ermittlung des absoluten Emissionsgrades von Messobjekten ist mit erheblichen Unsicherheiten verbunden [31, 64]. Dem großen Nachteil der Abhängigkeit von Emissionsgradmessungen begegnete man früh in der ersten Hälfte des 20. Jahrhunderts mit der Entwicklung des Quotientenpyrometer, auch Verhältnispyrometer oder 2-Farben-Pyrometer genannt. Es misst die Strahlungsintensität in zwei verschiedenen Spektralbereichen und bildet den Quotienten RO, um die Temperatur berechnen zu können:

$$\text{RO}_{ij} = \frac{L_i}{L_j} \quad (2.30)$$

RO_{ij} wird an einem Schwarzen Strahler in Abhängigkeit von dessen Temperatur kalibriert. Die angezeigte Temperatur T_{mess} kann in die Temperatur T des Messobjektes folgendermaßen umgerechnet werden – unter Vernachlässigung der Umgebungsstrahlung [25, 31]:

$$T = \left(\frac{1}{T_{\text{mess}}} + \frac{1}{c_2} \cdot \frac{\lambda_i \lambda_j}{\lambda_j - \lambda_i} \cdot \ln \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_j} \right)^{-1} \quad (2.31)$$

Im besten Fall ist das Verhältnis $\varepsilon_1/\varepsilon_2$ bekannt. Dies ist für verschiedene Materialien mit geringerer Fehleranfälligkeit anzugeben als absolute Werte des Emissionsgrades [65]. Beispielsweise bei der Metallverarbeitung findet man Wellenlängenbereiche, in denen die Emissionsgrade während des Fertigungsprozesses feste und bekannte Verhältnisse beibehalten. Dies konnte auch in einem Versuch nachvollzogen werden (vgl. Abb. 6.18a). Ansonsten wird bei der Lösung angenommen, dass die Emissivität konstant über die Wellenlänge bleibt ($\varepsilon_1/\varepsilon_2 \rightarrow 1$), was man allgemein als Grauer Strahler bezeichnet. Diese Näherung können nur wenige Materialien erfüllen.

„ „ Die Bedingungen eines Grauen Strahlers „werden im Allgemeinen umso besser erfüllt, je geringer der Abstand zwischen beiden Wellenlängenbereichen ist. Abweichungen dieses Emissionsgrad-Verhältnisses [...] von 1 führen zu Messfehlern. Die Temperaturmessunsicherheit infolge der Messunsicherheit der beiden Strahldichten steigt aber mit geringer werdendem Wellenlängenverhältnis.“ (Handbuch, Kap. 13.4.4 [31])

Gulyaev und Dolmatov stellen mit dem Autor übereinstimmend fest, dass häufig irrtümlich kolportiert wird, die beiden Wellenlängenbereiche sollten so nahe wie möglich beieinander liegen, obwohl wegen $\lambda_1 \rightarrow \lambda_2$ der Differenzenquotient überprüft werden müsste [25].

Der Vorteil des Quotientenpyrometers liegt heute hauptsächlich darin, korrekte Temperaturmessungen durch verschmutzte Scheiben, Dampf, Rauch und Staub durchführen zu können. Verursachen diese eine wellenlängenunabhängige Signalschwächung, bleibt der Quotient und damit die angezeigte Temperatur trotzdem konstant. Um einen Freiheitsgrad zu gewinnen, z. B. wenn in der Grundstoffindustrie und Metallurgie während des Fertigungsprozesses Oxidation, unterschiedliche Oberflächenstrukturen oder Verschmutzungen auftreten, können Mehrkanal-Strahlungsthermometer eingesetzt werden. Bereits 1958 findet man den Vorschlag, das 2-Farben- auf ein 3-Farben-Pyrometer zu erweitern [10]. Die Referenz enthält einen Vorzeichenfehler, der sich in die betrachtete Gleichung zieht (Handbuch, Gl. (13.94) f. und (13.104) [31]). Sie lautet für drei Wellenlängen, bei denen die Quotienten RO_{21} und RO_{32} ins Verhältnis gesetzt werden, wie in [10] nachvollziehbar:

$$T = c_2 \cdot \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{2}{\lambda_2} + \frac{1}{\lambda_3} \right) \cdot \frac{1}{5 \ln \frac{\lambda_2^2}{\lambda_1 \lambda_3} + \ln \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_3}{\varepsilon_2^2} + \ln \frac{RO_{21}}{RO_{32}}} \quad (2.32)$$

Die Annahme

$$\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_3} \quad (2.33)$$

erlaubt eine Variation des Emissionsgrades über die Wellenlänge, z. B. einen fallenden oder steigenden Verlauf was dem Verhalten vieler Materialien entspricht (vgl.

Tabelle 2.2: Temperaturabweichung in Kelvin eines einfachen Pyrometers, Quotienten- und unkalibrierten 3-Farben-Pyrometers bei Einsatz der Pyrometergleichung gegenüber der Strahlungsgleichung (2.21). Die angenommene Emissivität entspricht der realen oder weicht durch Ungenauigkeit von der realen ab. Randbedingungen: Objekt 100 °C, Umgebung 20 °C

Wellenlänge [μm]			Emissivität angenommen []				Abweichung Pyrometer [K]						
λ ₁	λ ₂	λ ₃		ε ₁	ε ₂	ε ₃	Einfaches			Quotienten-		3-Farb-	
							λ ₁	λ ₂	λ ₃	λ _{1,2}	λ _{2,3}	λ _{1,3}	λ _{1,2,3}
3,8	4,2	4,5	real	0,68	0,59	0,54	1,1	2,3	3,5	-9,8	-14	-11	-2,4
3,8	4,2	4,5	ungenau	0,76	0,67	0,62	-3,2	-2,9	-2,3	-6,1	-10	-7,6	0,8
3,8	4,2	4,5	grau	0,60	0,60	0,60	5,6	1,3	-1,4	51	44	48	63
4,2	4,5	4,9	real	0,59	0,54	0,59	2,3	3,5	3,7	-14	0,5	-6,4	147
4,2	4,5	4,9	ungenau	0,67	0,62	0,67	-2,9	-2,3	-2,3	-10	-3,2	-6,4	53

Abb. 4.3b, S. 45). Der methodische Fehler kann dadurch reduziert werden, jedoch lässt sich die wahre Temperatur bei diesen Mehrfarb-Ansätzen nicht nachvollziehen und es sollten stattdessen Photospektrometer eingesetzt werden [25].

In Tabelle 2.2 wird ein Vergleich der verschiedenen Pyrometer für eine hypothetische Konfiguration im MWIR durchgeführt. Die Emissivitäten sind einer Kurve von Stahl (Abb. 4.3b) entnommen. Die Tabelle zeigt, dass der Einfluss der Umgebungsstrahlung nicht ausreichend berücksichtigt wird, weshalb die Abweichungen zur tatsächlichen Objekttemperatur signifikant ausfallen. Das Quotientenpyrometer weist eine höhere Präzision $|real - ungenau|$ auf, solange die Emissionsgradverhältnisse einigermaßen genau bekannt und konstant sind. Die mit „ungenau“ gekennzeichneten Emissionsgrade wurden aus den realen über $\varepsilon_{real} \cdot 1,05 + 0,05$ abgeleitet. Die Annahme eines Grauen Strahlers, obwohl das Material eine charakteristische Steigung im Emissivitätsverlauf hat, führt zu drastischen Abweichungen. Der verbreitete Einsatz dieser Annahme muss daher kritisch gesehen werden und sollte immer für den jeweiligen Einzelfall validiert werden. Die Genauigkeit des 3-Farben-Pyrometers ist stark situationsabhängig, was zu einer schlechten Reproduzierbarkeit führt, wie schon 1958 festgestellt wurde [10]. Auch bei multispektralen Messungen (engl. *multiwavelength pyrometry*) mit 6 und mehr Spektralbereichen mittels Regressionsanalyse nach Methode der kleinsten Quadrate zeigte sich keine Vorhersagbarkeit der Abweichungen [15]. Für die multispektralen Messungen wird daher in dieser Arbeit nur auf die Quotientenmethode (d. h. das Spektralverhältnis) zurückgegriffen oder es werden eigene Ansätze entwickelt.

Naheliegender als die Anwendung physikalischer Vereinfachungen ist der Ansatz, das Pyrometer auf die gegebenen Einsatzbedingungen zu kalibrieren. Die von Abuhamad als „Ansatz von Del Grande“ [1] bezeichnete Kalibrierung einer IR-Kamera nach der bekannten Kennliniengleichung für Spektral-Strahlungsthermometer (Bandbreite 0,02 – 0,25 μm) an einem schwarzen Strahler

$$L_\lambda \propto T^x \quad (2.34)$$

mit dem Exponenten

$$x = \frac{c_2}{\lambda \cdot T} \quad (2.35)$$

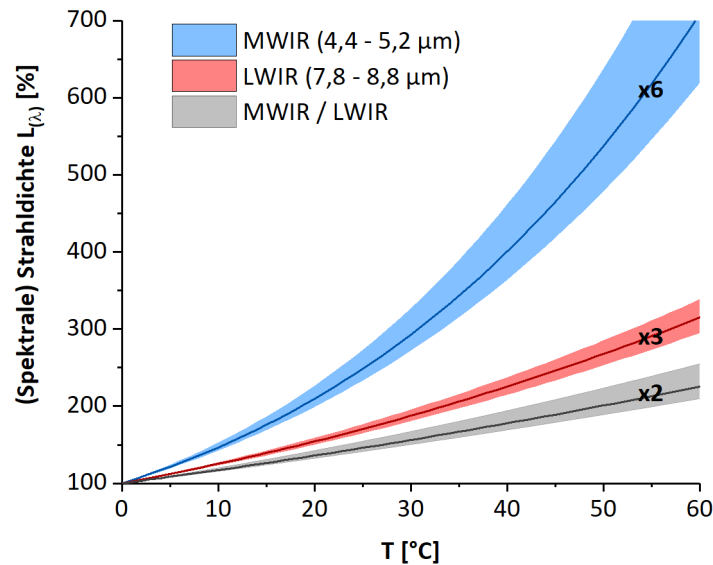


Abb. 2.11: Strahldichte (Linie) bzw. spektrale Strahldichte (Band über den Wellenlängenbereich) bei verschiedenen Temperaturen, normiert auf den Wert bei 0 °C. Während sich die Werte für den MWIR- und LWIR-Bereich mit steigender Temperatur vervielfachen, ändert sich der Quotient aus beiden Werten weniger stark.

gestaltet sich jedoch aufwendig, da für jeden Spektralbereich eine Kalibrierreihe bei mehreren Temperaturen durchgeführt werden muss, um den Exponenten x anzufitten. Eine Vorhersage nach der genannten Gleichung ist für breitbandige IR-Kameras nicht möglich, der Exponent nimmt stattdessen beliebig große Werte an [1]. Durch Quotientenbildung kann auf einfache Weise ein Spektralverhältnis berechnet werden. Eine Kontraststeigerung ergibt sich aber nur mit durchwachsenem Ergebnis [1].

In der Bildgebung geht es oft nicht um genaue Messungen, sondern die Objekterkennung oder Segmentierung von Bildbereichen. Eine Kontraständerung kann auch ohne Kalibrierung erreicht werden, wenn die Histogramme multispektraler Bilder aneinander angepasst und sodann das Verhältnis oder die Differenz der Bilder berechnet werden [3]. Die Auswirkungen sind dann jedoch nicht vorhersehbar und nachvollziehbar.

Von Watson wird die Eigenschaft des Spektralverhältnis wie folgt beschrieben [65]:

„ „The spectral ratio method is based on the concept that although the spectral radiances are very sensitive to small changes in temperature the ratios are not.“

Dies wird in Abb. 2.11 deutlich, in der die Verläufe der Strahldichte mit steigender Temperatur dargestellt sind. Große Temperaturänderungen führen im Spektralverhältnis zu den geringsten Änderungen. Dadurch ist es möglich, das Emissivitätsverhältnis relativ genau zu bestimmen, auch wenn die angesetzte Temperatur relativ ungenau ist [65]. Man kann daraus folgern, dass sich mit der Methode Kontraste durch Temperaturänderungen in einem Bild unterdrücken lassen. Andererseits zeigt der Einsatz des Spektralverhältnis bei Pyrometern, dass Temperatur- gegenüber Materialänderungen hervortreten können. Dieses situationsabhängige Bild wird sich in den durchgeführten Experimenten nachvollziehen lassen.

Bei der Betrachtung der Pyrometergleichungen fällt zusammenfassend auf, dass einige Vereinfachungen der Strahlungsbilanz vorgenommen werden, die für die Thermo-

grafie in der ZfP zumindest im allgemeinen Fall als nicht zutreffend bezeichnet werden können:

- Schmalbandige Detektoren: Verzicht auf Integralbildung,
Breitbandige Detektoren: Effektive Wellenlängen statt Integralbildung
- Hohe Objekttemperaturen: Vernachlässigen der reflektierten Umgebung
- Kleine Wellenlängen: Wiensche Näherung

Die häufig zur passiven und aktiven Thermografie eingesetzten LWIR-Kameras verletzen in der breiten Anwendung alle drei Annahmen, sodass von signifikanten Modellfehlern ausgegangen werden kann. Für die Thermografie ist es daher notwendig, die Strahlungsbilanz mit höherer Genauigkeit zu betrachten. Dabei besteht der Nachteil, dass aufgrund der Vielzahl bildgebender Pixel ein um Größenordnungen höherer Berechnungsaufwand anfällt. In der Praxis wird dem gegenüber auch die Verarbeitung von Live-Bildern mit 30 Bildern pro Sekunde in Echtzeit gewünscht. Aus diesem Grund wurden bisher mindestens eine der Näherungen für schnelle Ergebnisse oder rein numerische Verfahren für korrekte Lösungen eingesetzt [1, 16].

Im Bereich der hyperspektralen Bildgebung können aus den schmalen, nahe beieinander liegenden Spektralbändern eine Vielzahl von Spektralverhältnissen mit Hilfe der Pyrometergleichungen gebildet werden. Dies wird vom Technologieführer Telops genutzt, um mittels Optimierungsalgorithmen eine Trennung von Temperatur- und Emissivitätseffekten zu erreichen (engl. *temperature-emissivity separation*, *TES*). Die Übertragung dieser Methode auf MWIR-Kameras mit 8 oder weniger Spektralfiltern ist noch in der Validierung (Quelle: Online-Vorträge der Firma Telops [54], Stand Mitte 2020).

2.6 Multi- und Hyperspektrale Bildgebung

Multispektrale Bildgebung ist die Grundlage der Fernerkundung. Jedes digital aufgenommene Farbfoto ist eine Komposition aus mindestens drei Wellenlängenbereichen, meist rot, grün und blau (RGB). Diese trichromatische Sensorik imitiert die Farbwahrnehmung des Menschen, der drei verschiedene Arten von Zapfen als Farbrezeptoren in der Netzhaut besitzt. Darüber hinaus haben andere Lebewesen zusätzliche Fotorezeptoren [56] beispielsweise für ultra-violettes Licht (Tetrachromaten) oder zusätzliche Infrarotsensoriken (Fledermäuse, Schlangen u. a.). Technisch ist der nahe Infrarotbereich NIR mit vergleichbarer Technik wie der visuelle Bereich zugänglich und wurde daher auch im ersten zivilen Erdbeobachtungssatelliten NASA Landsat 1 (Launch 1972) genutzt. Damit konnten bereits multispektrale Auswertungen simuliert und durchgeführt werden, z. B. als Indikator für grüne Vegetation oder kahlen Boden [39]. Größere Wellenlängen im NIR (SWIR) und ein Band im thermischen Infrarot wurden mit Landsat 4 (Launch 1982) hinzugefügt. Die Sensoren waren opto-mechanische Scanner, wie sie heute weiterhin bei Hyperspektralkameras, die Bilder von sehr vielen, eng beieinanderliegenden Wellenlängen aufzeichnen, zum Einsatz kommen (siehe Abb. 2.12). Ein QWIP FPA mit zwei Filtern zur Multispektral-Auswertung wurde in Landsat 8 (Launch 2013) eingebaut, ein Dual-Band SLS FPA wird auf der Internationalen Raumstation getestet (vgl. Tabelle 2.1). Multispektral-Aufnahmen für die Laboranwendung

Tabelle 2.3: Kosteneinschätzung für multi- und hyperspektrale Kamerasysteme nach einem Marktüberblick ([8, 33, 54, 66, 68] u. a.) in Tausend Euro

Wellenlängen		VIS + NIR	MWIR	LWIR
Multispektral	High End	4 TEUR	150 TEUR	
	Budget	<1 TEUR	50 TEUR	20 TEUR
Hyperspektral	Scannend	10 TEUR	500–700 TEUR	600–800 TEUR

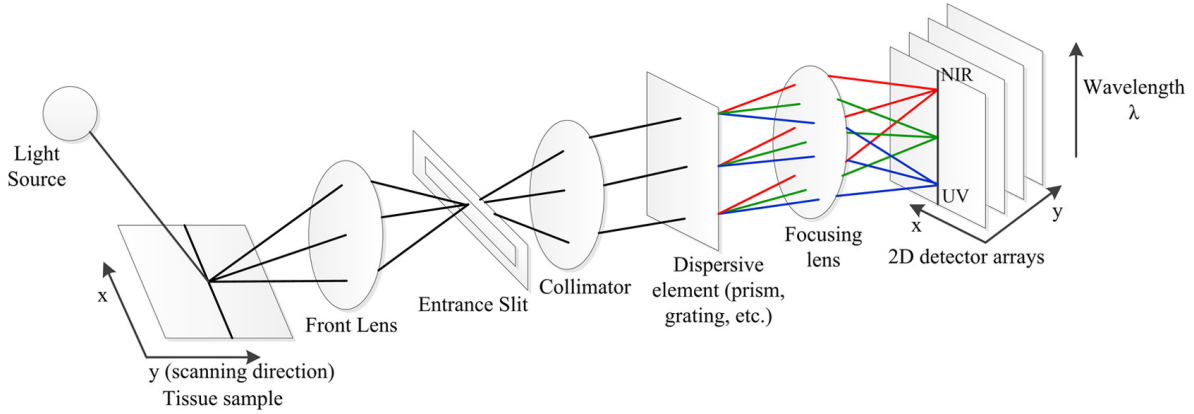
werden fast ausschließlich mit Filterrädern vor konventionellen IR-Detektoren realisiert. Es werden lediglich in geringer Auswahl Dual-Band- oder Dual-Color-Kameras angeboten (IRCAM Geminis [33]), die zwei Wellenlängenbereiche gleichzeitig erfassen (siehe auch Kapitel 2.1.2).

Bei der multi- und hyperspektralen Bildgebung entstehen multidimensionale Datensätze. Sie unterscheiden sich in der Zahl der aufgenommenen Wellenlängen, wobei keine scharfe Trennung der Namensgebung erfolgt. Als multispektral bezeichnet man die Kamerasysteme, die 2 bis 8 verschiedene Bereiche mittels Filterrädern aufnehmen [54]. Für jedes Pixel lässt sich eine diskrete Verteilung der aufgenommenen Intensität gegenüber der Wellenlänge ermitteln. Bei der hyperspektralen Bildgebung wird eine Vielzahl von Wellenlängen abgetastet, sodass die spektrale Signatur einem kontinuierlichen Verlauf folgt (siehe Abb. 2.12). Die Zahl der Wellenlängen bewegt sich dann im Bereich 100 bis 200 [24] und es entstehen riesige dreidimensionale Datensätze (*hyperspectral cubes*).

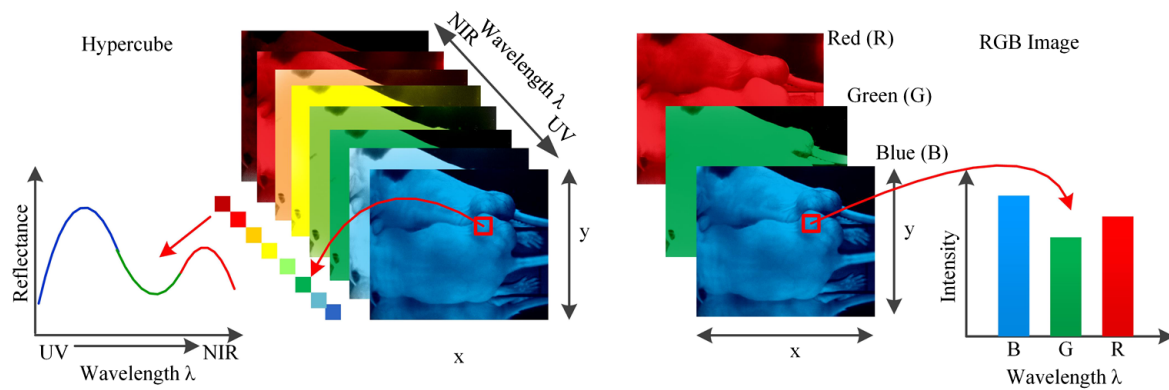
Die NASA betreibt seit 1983 flugzeuggetragene Hyperspektralkameras, die sich aktuell vom sichtbaren Wellenlängenbereich bis zum SWIR erstrecken [24]. Somit ist keine kontinuierliche Datensammlung wie bei Satelliten möglich. Ein Hindernis in der Umsetzung ergibt sich aus der notwendigen Speicher- und Übertragungskapazität der Datensätze. Ebenso ist zur Auswertung oder Vorverarbeitung signifikante Rechenleistung notwendig. Der Einsatz im All wurde bisher nur in einer erweiterten Testmission durchgeführt [48] und ist mittlerweile abgeschaltet. Mit diesen Geräten ist es u. a. gelungen, einzelne Methangas-Lecks am Boden sichtbar zu machen [11]. Die bevorstehenden Entwicklungen werden in Kapitel 7.2 ausgeführt. Die Nutzung spektraler Bildgebung in der Industrie wurde in den 2000er-Jahren für Sortieranlagen übernommen, dieser Markt stellt auch den umsatzstärksten dar [8]. Die Nutzung dort [26] wie auch die Nutzung in der Medizin [36] beschränkt sich auf den Bereich bis zum SWIR und damit außerhalb des thermischen Infrarot.

Hyperspektralkameras, die auch jenseits einer Wellenlänge von 1 μm operieren, benötigen um ein vielfaches teurere Detektoren. Die geringen Fertigungsvolumen in Verbindung mit den Exportbeschränkungen der USA für hochauflösende Infrarot-Systeme haben zu Preisen weit über eine Million Dollar für solche Systeme geführt [24], was deren kaum erkennbaren Einsatz im vergangenen Jahrzehnt erklärt. Heute lassen sich für die Hälfte spezielle Systeme am Markt finden (Telops Hyper-Cam [54]), die entweder im MWIR oder im LWIR operieren.

Da Hyperspektral-Kameras für den Infrarotbereich weiterhin scannende Systeme sind, ist die Geschwindigkeit des aufzunehmenden Prozesses besonders zu beachten, da er die Auflösung verringern kann. Sie eignen sich aus diesem Grund unter Um-



(a) Schematische Darstellung eines HIS (*hyperspectral imaging system*) in Form eines Linien-Scanners



(b) Vergleich zwischen hyperspektralem Datensatz und RGB-Bild. Bei der hyperspektralen Bildgebung ergibt sich eine eindeutige spektrale Signatur.

Abb. 2.12: Multi- und Hyperspektrale Bildgebung. Grafiken aus „Medical hyperspectral imaging: a review“ von Lu und Fei [36].

ständen grundsätzlich nicht, wenn signifikante instationäre Wärmeleitung auftritt. Für ZfP-Aufgaben werden aktuell gerne leistungsfähige Infrarotkameras mit hoher Aufnahme Frequenz eingesetzt. Sind Aufnahme und Filterrad gut synchronisiert, sind bei Multispektralsystemen Aufnahme Frequenzen von 100 Hz je Filter möglich [54]. Die Aufnahme Frequenz der Hyperspektralkameras liegt weit darunter, sodass sie oft nicht genannt wird. Man kann von einem bis wenigen Frames pro Sekunde ausgehen, was aber immerhin die Darstellung in Videos ermöglicht [25, 54]. Andererseits vermutet man bei einzelnen Spezies im Tierreich, dass der hyperspektrale Ansatz zu einer schnellen und robusten Farbwahrnehmung bei geringen Anforderungen an das Nervensystem – ergo wenig Rechenleistung – führen kann, obwohl es sich um ein scannendes System handelt. Damit ist es nach Untersuchungen von Thoen et al. entsprechend ausgestatteten höheren Krebsen möglich, Farben zu erkennen, allerdings nicht in dem Maße wie aufgrund der Zahl von 12 Farbrezeptoren zuvor vermutet worden war [56]. Der Mensch nimmt Farben dahingegen mit Rezeptoren für nur drei verschiedene Wellenlängenbereiche wahr, besitzt aber ein dahinterliegendes Farbmodell und hohe Rechenleistung, die zu einer feiner abgestuften Farbwahrnehmung führen [56] – wenn auch anfällig für optische Täuschungen.

Zwei getrennte Wissensstrukturkarten (engl. *knowledge maps*) in Abb. 2.13 visualisieren den semantischen Zusammenhang aktueller Forschungsberichte zu multi- und hyperspektraler Bildgebung. Dazu wählte die Suchmaschine [43, 42] zum jeweiligen Suchbegriff ihre 100 Favoriten anhand der jeweiligen Abstracts aus. Die Größe der Blasen spiegelt die Zahl der zugeordneten Paper wieder. Je näher zwei Blasen zueinander abgebildet sind, desto näher stehen die Themen einander.

Für multispektrale Daten verschiedener Sensoren existieren aus dem Sicherheits- und Verteidigungsbereich umfangreiche Simulationsumgebungen [35]. Es ist dem Autor keine erschwingliche Lösung für den Prüf- und Industriegebrauch bekannt.

Abb. 2.13: Knowledge Map, oben: *hyperspectral imaging*, unten: *multispectral infrared* [43, 42]

Kapitel 3

Experimente

In diesem Kapitel werden die in der Veröffentlichung [47] des Autors gezeigten Experimente zur radiometrischen Kalibrierung und der Bildung des Spektralverhältnis aufgegriffen. Die eingesetzte Kamera ist die Thermosensorik QWIP 384 Dualband, deren Bauart bis heute ein Alleinstellungsmerkmal im Bereich der Thermografie darstellt [33]. Eine Übersicht der Daten lässt sich Tabelle 3.1 entnehmen. Zur Bildverarbeitung wurde die Software Matlab und ImageJ eingesetzt. Die Datenauswertung und Diagramme entstanden mit den Programmen Microsoft Office und OriginLab Origin, später auch mit Matlab.

Die Kamera wurde und wird in Veröffentlichungen des Fraunhofer IZFP und des Lehrstuhl für Leichtbausysteme Saarbrücken für die zerstörungsfreie Prüfung mittels aktiver Thermografie – d. h. bei der thermischen Anregung mittels Blitzlicht, Induktion u. a. – verwendet. Hierbei wurden auch die Möglichkeiten zur Datenfusion mit Ultraschallverfahren betrachtet [51]. Im Anschluss an die Arbeit von Abuhamad [1] wurde die Datenfusion der Spektralbereiche untereinander jedoch noch nicht weiterentwickelt, wodurch die Spektralbereiche nur zur Gegenüberstellung oder als Freiheitsgrad in der Versuchsführung genutzt wurden.

3.1 Kalibrierung der Kamera

Zur Anwendung der Methode des Spektralverhältnis (engl. *spectral ratio*) müssen die Aufnahmen der Infrarot-Kamera auf physikalisch sinnvolle Einheiten kalibriert sein. Zur Umgehung zeitlicher Drift-Effekte, wird die Kalibrierung zu den jeweiligen Messungen zeitnah und eigenhändig durchgeführt. Hierzu wird ein Schwarzer Strahler in Form eines flächigen Kalibrierstrahlers (vgl. Tabelle 3.2) so vor der Kamera positioniert,

Tabelle 3.1: Eigenschaften der Thermosensorik QWIP 384 Dualband laut Datenblatt. Die Empfindlichkeitskurve ist in Abb. 2.4a dargestellt. Die Integrationszeit beträgt standardmäßig 3,676 ms, die maximale Bildrate 146 fps.

Detektor	Bildformat	Bildauflösung	Spektralbereich	NETD	Gekühlte Blende
MWIR	384 x 288 px	14 bit	4,4 – 5,2 μm	< 25 mK	F/2,0
LWIR	384 x 288 px	14 bit	7,8 – 8,8 μm	< 40 mK	F/2,0

dass die für die Messung relevante Fläche vollständig abgedeckt wird. Aufgrund der Größenbeschränkung des eingesetzten Kalibrierstrahlers muss er in einem Abstand von ca. 12 cm platziert werden, um den vollständigen Sichtbereich der Kamera abzudecken. Die Transmissionsverluste der Strahlung in Luft über eine größere Messdistanz können dann durch die Kalibrierung nicht vollständig eliminiert werden. Sie werden allerdings im Labormaßstab vernachlässigt. Wichtig ist, dass die Fokussierung auf die spätere Messdistanz eingestellt ist. Änderungen der Fokussierung nach einer Kalibrierung wirken sich in Form von Ringen bzw. einer Vignettierung des Bildes aus. Vignettierung bezeichnet eine Verringerung der Helligkeit zu den Rändern hin (Randlichtabfall). Dies begründet sich in Streustrahlung, die den Detektor erreicht. Streustrahlung wird in gekühlten Kameras durch eine ebenso gekühlte Blende (engl. *cold stop*) am Detektor vermieden. Beim Fokussieren ändert sich die Blendenzahl der Optik, da sich die Linse verschiebt während die gekühlte Blende mit dem Detektor unbeweglich im Vakuumgehäuse sitzt. Ist die Blendenzahl der Optik größer als die des Detektors, erreicht Eigenstrahlung der Optik den Detektor.

Der Vorgang des Kalibrierens gestaltet sich je einfacher, desto weniger Temperaturpunkte mit dem Strahler angefahren werden müssen. Zur Abbildung der einfachsten Kennlinie – einer Geraden – sind zwei Kalibrierpunkte notwendig. Man kann sich dabei zu Nutze machen, dass die Infrarot-Detektoren in weiten Bereichen lineare Kennlinien abhängig von ihrem Messprinzip aufweisen (siehe Kapitel 2.4). Quantendetektoren wie in der eingesetzten Kamera weisen eine zur Strahlungsdichte proportionale Kennlinie auf. Die Temperaturen des Strahlers werden in diesem Fall mit der in Listing 4.1, S. 58 dargestellten Funktion auf Grundlage des Planckschen Strahlungsgesetzes numerisch in Strahlungswerte umgerechnet. Konstante Korrekturfaktoren zur Berücksichtigung des Ansprechvermögens des Messsystems wie sie in Kapitel 4.5.2 eingeführt werden, haben an dieser Stelle keine Relevanz, da sie sich aus der Geradengleichung herauskürzen lassen.

Bei der Kalibrierung wird die Kennlinie jedes einzelnen Pixels bestimmt, da aufgrund verschiedener, in Kapitel 2.1 beschriebener Einflüsse jeder Pixel als eigenständiger Sensor anzusehen ist. Die Geradengleichung in Hauptform und in Zwei-Punkte-Form durch die Kalibrierpunkte $(x_1|y_1)$ und $(x_2|y_2)$ lautet

$$y(x) = m \cdot x + b \quad (3.1a)$$

$$y(x) = \frac{y_2 - y_1}{x_2 - x_1}(x - x_1) + y_1 \quad (3.1b)$$

$$m = \frac{y_2 - y_1}{x_2 - x_1} \quad (3.1c)$$

$$b = y_1 - m \cdot x_1 \quad (3.1d)$$

In die Funktion zur Kalibrierung (siehe Listing 3.1, S. 40) werden neben dem Messbereich der Kamera `lambda` (`lambda = [4.3 5.3]*1e-6`) und dem Detektortyp `mtype` (`mtype = 'L'`) der zu kalibrierende Bilderstapel `images`, die Kalibrieraufnahmen `imagesCal` und die zugehörigen Temperaturwerte `TCal` eingegeben. Meist liegt nur ein Temperaturwert je Kalibrierpunkt vor, wie z. B. die eingestellte Temperatur des Kalibrierstrahlers. Ideal ist es, die tatsächliche Temperatur und damit die Inhomogenität des Kalibrierstrahlers ist in jedem Pixel bekannt [29].

Die wellenlängenabhängige Emissivitätskurve des Strahlers bewegt sich bei dem

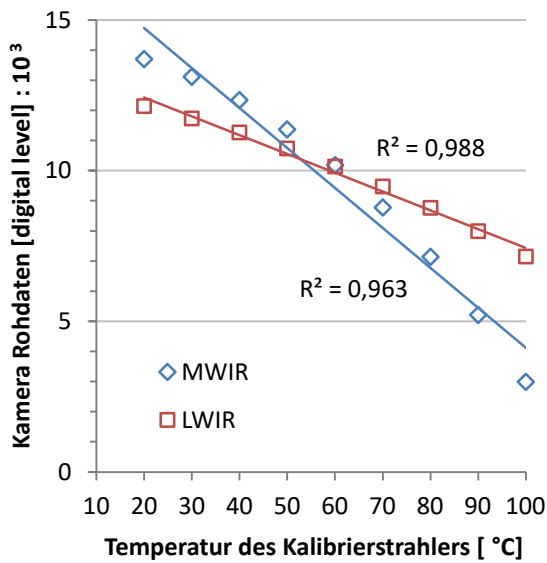
Tabelle 3.2: Modelleigenschaften des Schwarzkörper Kalibrierstrahlers laut Datenblatt, Genauigkeit der radiometrischen Kalibrierung laut Kalibrierzertifikat, im Bereich 20 bis 100 °C

Modell	Fläche	Homogenität	Emissivität	Kalibrierung	Genauigkeit
Mikron	4"x4"	$\pm 0,15$ bis 0,6 K	0,93–0,98	Radiometrisch	0,0 bis $-0,3$ K
M345X4	$(10,2 \text{ cm})^2$	über die Fläche	(1–14 μm)	(8–14 μm , 23 °C)	geg. Pyrometer

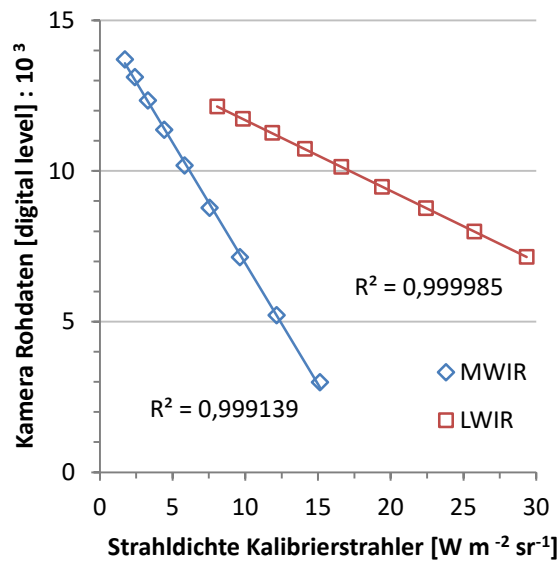
verwendeten Gerät (Tabelle 3.2) wie bei allen Flächenstrahlern deutlich unter eins. Die radiometrisch eingestellte Kennlinie des Strahlers vereinfacht die Kalibrierung gegenüber dem Vorgehen in der Veröffentlichung [47], da die spektrale Emissivität des Strahlers und die Reflexionen am Strahler in Form der Umgebungstemperatur nicht in die Berechnung einfließen. Die Ergebnisse sind qualitativ gleichwertig, weshalb sich die Abbildung *Fig. 1* der Veröffentlichung [47] und Abb. 3.2a entsprechen. Prinzipbedingt ist die radiometrische Kalibrierung auf einen vorgegebenen Wellenlängenbereich, in diesem Fall 8 – 14 μm und eine Umgebungstemperatur, in diesem Fall 23 °C, festgelegt. Die Dual-Band IR-Kamera hat einen Detektionsbereich von 4,4 – 5,2 μm und 7,8 – 8,8 μm laut Datenblatt. Die Berechnungen wurden mit leicht abweichenden Werten von 4,3 – 5,3 μm (bezeichnet als MWIR) und 7,7 – 8,7 μm (bezeichnet als LWIR) durchgeführt, da diese die Halbwertsbreite der Gauß-Kurve in Abb. 2.4a besser wiedergeben und zu leicht besseren Werten bei der Linearität der Kennlinien führen. Betrachtet man den Temperaturbereich von 20 bis 100 °C, so ergeben sich trotz der guten Linearität der Kennlinien merkbare Abweichungen, insbesondere wenn niedrigere Temperaturen als der kalibrierte Bereich zu messen sind (siehe Abb. 3.2a). Eine Extrapolation zu höheren Temperaturen liefert geringere Abweichungen. Das spricht dafür, dass die Annahmen hinsichtlich Reflexion der Umgebungsstrahlung, die zu verschiedenen Zeitpunkten bei radiometrischer wie auch thermometrischer Kalibrierung des Strahlers getroffen werden müssen, die Realität der Messung nahe Umgebungstemperatur – durch die abweichenden Detektionsbereiche – nicht gut genug wiedergeben. Wird ein Punkt zur Kalibrierung der Kamera an dieser Stelle gewählt, werden diese Abweichungen korrigiert. Bei höheren Strahlertemperaturen spielt Umgebungsstrahlung dann keine Rolle mehr.

Um eine eigene Kalibrierung durchführen zu können, muss meist auf die Rohdaten der Kamera zurückgegriffen werden, in denen das Auftreten fehlerhafter Pixel (engl. *bad pixel*) noch nicht korrigiert ist. Deshalb lässt sich in den Algorithmus außerdem eine Karte *badPixel* der fehlerhaften Pixel in Form eines logischen Arrays eingeben. Die fehlerhaften Pixel werden darin mit *true* markiert und vom Algorithmus durch den Median der 3×3-Nachbarschaft ersetzt. Ebenso wird mit NaN-Werten verfahren, die beim Teilen durch null entstehen, wenn Pixel in den beiden Kalibrieraufnahmen ihren Wert exakt beibehalten.

Betrachtet man lediglich die Rohdaten der gewählten Kamera, so erkennt man in den Histogrammen (Abb. 3.3a) die große Streuung der Pixelwerte, die dazu führt, dass sich selbst bei stark veränderten Strahlertemperaturen die Streubereiche überlappen. Die ungleichförmige Verteilung des Ansprechvermögens wird auch in der Ausprägung der Kennlinien der Pixel sichtbar (Abb. 3.3b). Deutlich erkennbar sind unveränderliche Pixel (engl. *dead / stuck pixel*). Darüber hinaus wirken sich aber physikalische und fertigungsbedingte Gründe wie eine ungleichmäßige Temperierung, Toleranzen und die

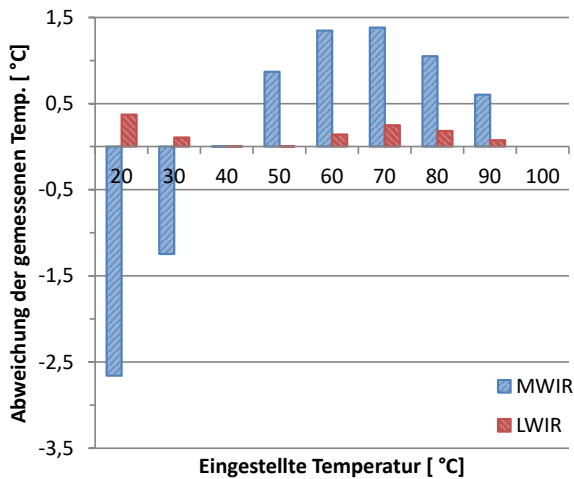


(a) Die Kennlinie der Kamera ist nicht linear zur eingestellten Temperatur des Strahlers. Die Temperaturen müssen somit umgerechnet werden.

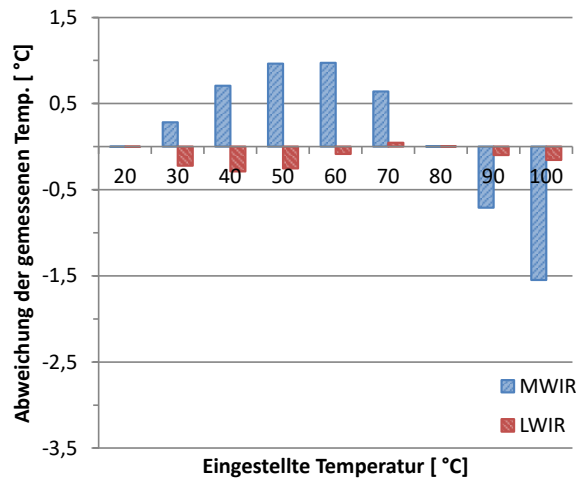


(b) Die Kennlinie der Kamera ist linear zur über 4,3–5,3 μm („MWIR“) und 7,7–8,7 μm („LWIR“) berechneten Strahldichte des Strahlers.

Abb. 3.1: Antwortsignal des Detektors bei der verwendeten QWIP Dualband. Die Begriffe MWIR und LWIR beziehen sich auf die Detektionsbereiche der Kamera.

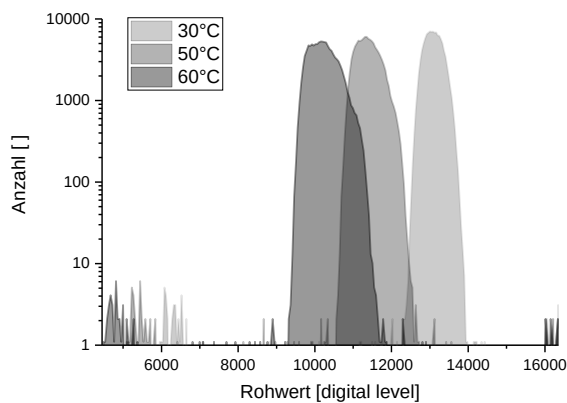


(a) Kalibrierung bei 40 und 100 $^{\circ}\text{C}$: Mittlere Abweichung 1,0 (MWIR) bzw. 0,1 $^{\circ}\text{C}$ (LWIR).

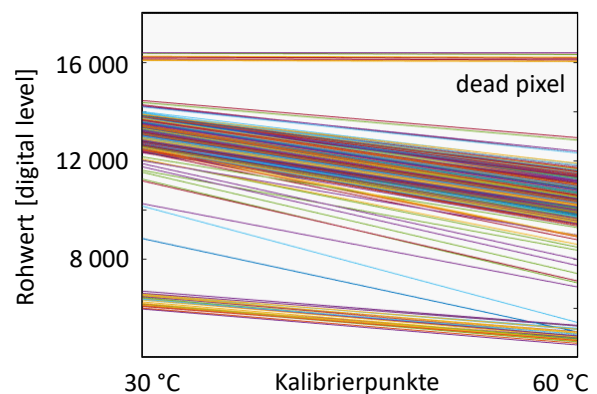


(b) Kalibrierung bei 20 und 80 $^{\circ}\text{C}$: Mittlere Abweichung 0,6 (MWIR) bzw. 0,1 $^{\circ}\text{C}$ (LWIR).

Abb. 3.2: Genauigkeit der Kalibriermethode bei der verwendeten QWIP Dualband. Die gemessene Strahldichte wurde numerisch in eine Temperatur zurückgerechnet, um mit der Strahlertemperatur verglichen werden zu können. Die Begriffe MWIR und LWIR beziehen sich auf die Detektionsbereiche der Kamera.

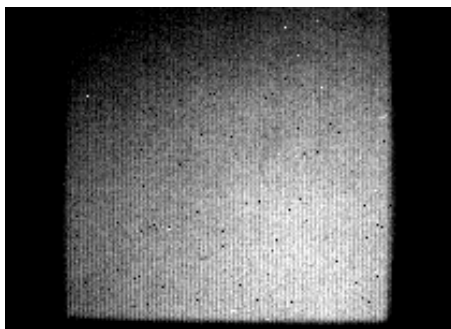


(a) Anzahl der Pixel eines bestimmten ganzzahligen Rohwertes (Histogramm)

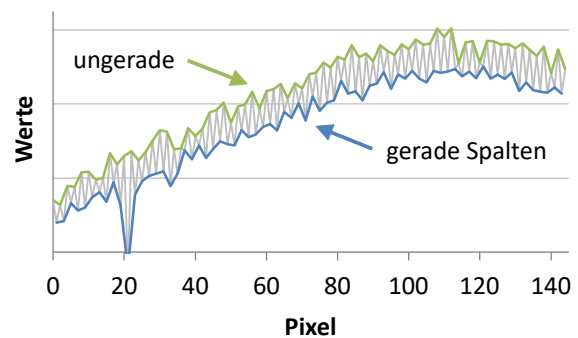


(b) Kennlinien aller rund 110 Tsd. Kamerapixel bei zwei Kalibrierpunkten

Abb. 3.3: Änderung der detektierten Rohwerte bei verschiedenen Strahlertemperaturen



(a) Änderung über den Bildbereich



(b) Werte der Pixel entlang der Horizontalen

Abb. 3.4: Verlauf der Rohwerte bei Vergleich der Aufnahme bei 50 mit 60 °C Strahlertemperatur. Das lokale Ansprechvermögen des Detektors weist einen Hintergrundverlauf, eine regelmäßige vertikale Zeilenstruktur und ausreißende Pixel auf.

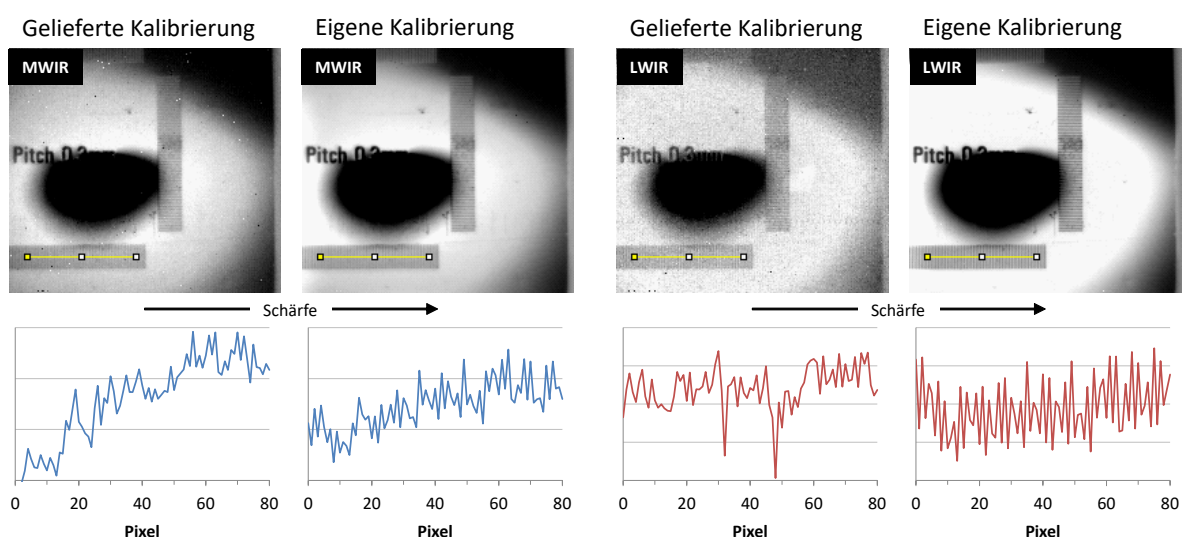
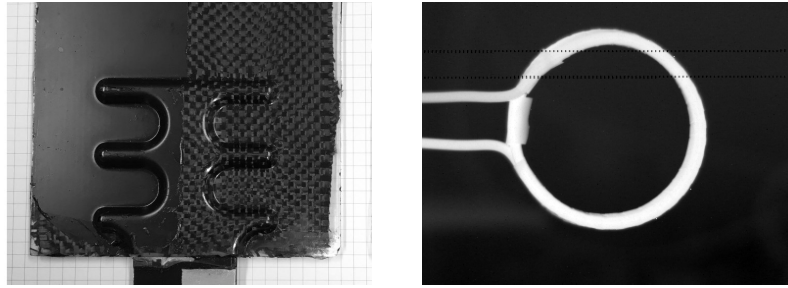
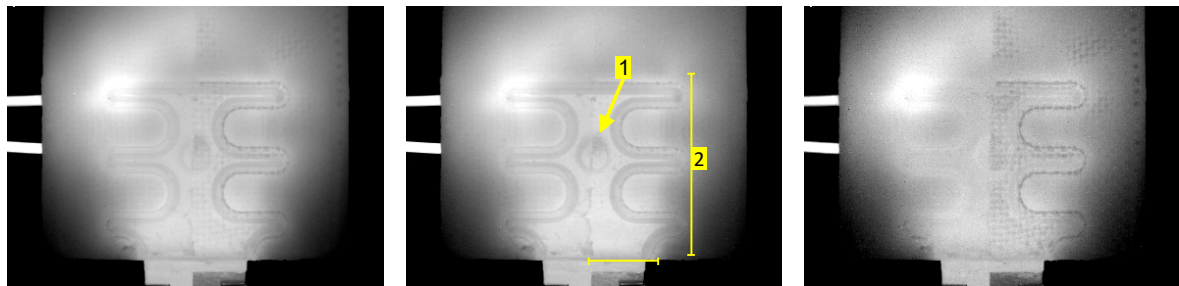


Abb. 3.5: Vergleich einer implementierten, älteren Kalibrierung mit der eigenen Kalibrierung an einem Prüfblech mit 0,3 mm Gitterabstand



(a) Links: Vorderseite CFK-Probe, halbseitig lackiert. Rechts: Thermografische Aufnahme der Spule für die Induktionsthermografie.



(b) Thermografische Aufnahmen: MWIR, LWIR, Spektralverhältnis (v. l. n. r.)

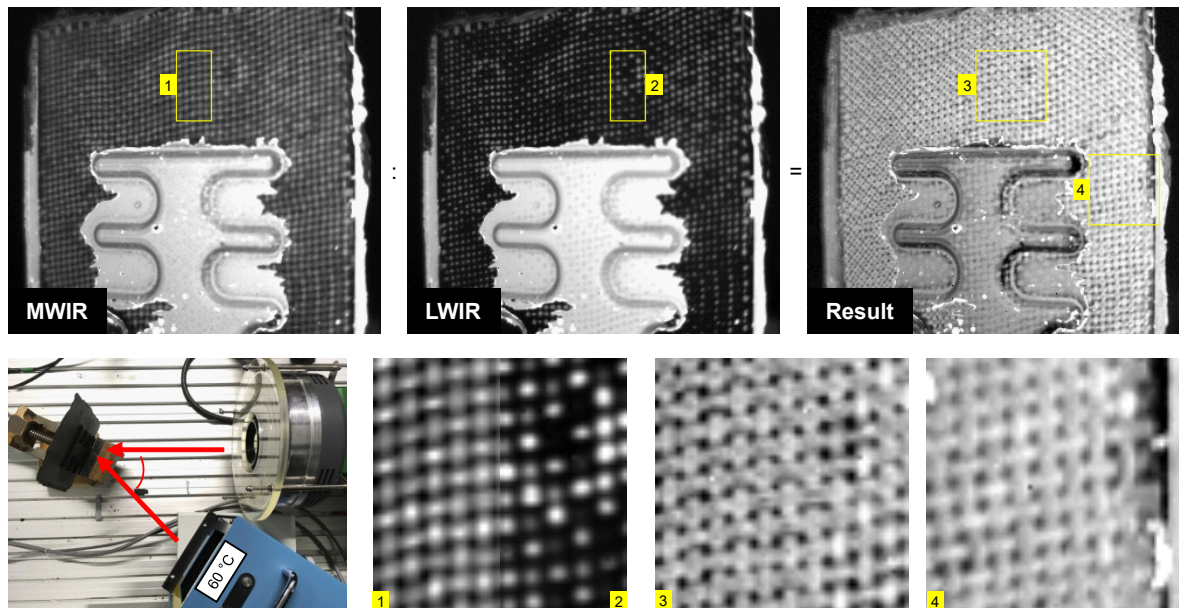
Abb. 3.6: Alternative Darstellung des Versuchs zur Induktionsthermografie mit zyklischer Anregung *Fig. 2 f. [47]*. 1) Narcissus-Effekt, 2) Reflexion des warmen Kameragehäuses.

Zeilenstruktur des Detektors viel stärker auf den Bildeindruck aus (Abb. 3.4). Durch die gewählte Form der pixelweisen Kalibrierung wird eine Korrektur des uneinheitlichen Ansprechvermögens des Detektors erreicht (NUC), die den Kontrast im Gegensatz zu einer veralteten Kalibrierung signifikant verbessert (Abb. 3.5). Das verbleibende Rauschen wird dann durch das Eigenrauschen des Detektors und die Photonenstatistik verursacht und als NETD beschrieben.

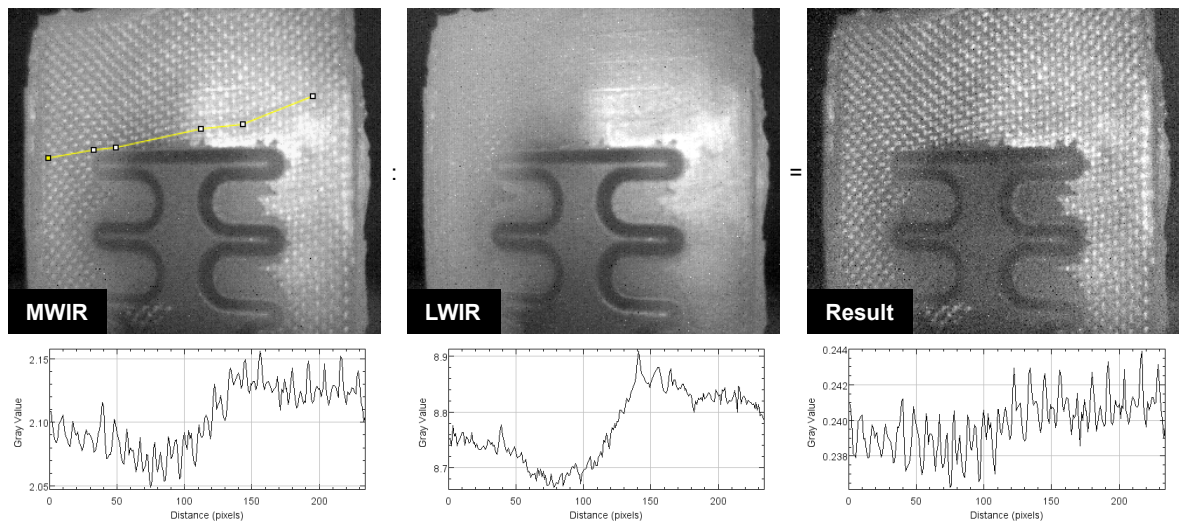
3.2 Spektralverhältnis

Die dargestellten Versuche sind der Veröffentlichung des Autors entnommen [47]. Neben den Aufnahmen des MWIR und LWIR wird ein Fusionsbild der beiden Aufnahmen berechnet. Dazu wird das Spektralverhältnis (*Result*) durch Division der beiden Aufnahmen gebildet. Die Werte werden aufsteigend von schwarz nach weiß in Graustufen dargestellt. Die Messdistanz der folgenden Versuche zur Induktions- und Blitzthermografie liegt bei 25 cm. Die Probe ist ein 2,5-dimensionaler CFK-Hybrid, bestehend aus einem Metall-Polymer-Einleger, der zwischen den Karbonfaser-Schichten während des RTM-Prozess (engl. *Resin Transfer Moulding*) platziert wird [6].

Bei der Induktionsthermografie wird eine Spule hinter der Probe platziert, um sie periodisch aufzuwärmen (Abb. 3.6). Die verwendete Probe ist halbseitig mit schwarzer Sprühfolie lackiert. Es wird deutlich, dass die rechte, unlackierte Seite ein höheres Reflexionsvermögen aufweist. Auf dieser Seite sind im MWIR und LWIR die Reflexionen der IR-Kamera in der Bildmitte erkennbar. Dazu gehört ein kalter Fleck durch den gekühlten Infrarotdetektor (sog. Narcissus-Effekt) und das warme Kameragehäuse (ca.



(a) Aufnahme während des Auslösen des Blitz mit einer Leistung von 3,2 kJ, Bildrate 146 fps. Ein hoher globaler Kontrast zwischen der lackierten Mitte und dem umgebenden unlackierten Bereich wird nach der Verarbeitung zu einem hohen lokalen Kontrast. Das resultierende Bild des Fasergewebes wirkt sehr plastisch (3,4).



(b) Aufnahme nachdem die dissipierte Wärme des Blitzes sich verteilt hat, sodass die Probe über die gesamte Fläche leicht erwärmt ist. Die Reflexion der Infrarotquelle ist deutlich sichtbar in den Aufnahmen. Die Reflexion wird nach der Verarbeitung unterdrückt und der lokale Kontrast erhöht. Der Pfad folgt einer Faser durch das Gewebe.

Abb. 3.7: Versuch zur Blitzthermografie Fig. 4 f. [47]

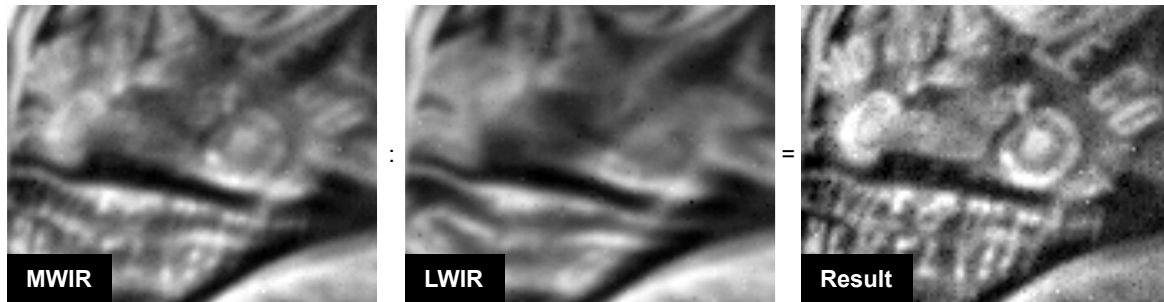


Abb. 3.8: Ein T-Shirt Aufdruck aufgenommen mittels passiver Thermografie. Der Kontrast konnte durch die Kombination der beiden Aufnahmen erhöht und Details sichtbar gemacht werden. *Fig. 7* [47]

40 °C), was die thermografische Prüfung stören kann [63]. Beide Reflexionen werden im Spektralverhältnis unterdrückt, ebenso wie die 3D-Struktur der Probe.

Die Blitzthermografie wurde in einer Weise durchgeführt, die eine schwierige Feldmessung nachempfinden soll, bei der sich Reflexionen der Umgebung auf der Probenoberfläche zeigen (Abb. 3.7). Die Probe ist geneigt zur optischen Achse der Kamera mit Ringblitz und zu einer IR-Strahlungsquelle in Form des Kalibrierstrahlers. Die Probe war lackiert, der Sprühfilm ist um den Metall-Polymer-Einleger wieder entfernt worden.

In beiden gezeigten Fällen konnte der lokale Kontrast durch das Spektralverhältnis erhöht werden. Prägnante Ergebnisse können sich auch aus Alltagsaufnahmen ergeben. In Abb. 3.8 ist ein solcher Ausschnitt dargestellt.

3.3 Erste Diskussion

Die angewandte Methode zur Kalibrierung der Kamera verwendet zwei Referenzbilder vor einem schwarzen Strahler und führt zu positiven Ergebnissen bei der Verrechnung der Bilder in den beiden Spektralbereichen. Der Aufwand der Kalibrierung wird dadurch auf ein Minimum reduziert und kann im Labor in zeitlicher Nähe zur Messung durchgeführt werden. Im Gegensatz dazu haben Abuhamad und Eisler ihre Kalibrierkurven aus einem Dutzend Messpunkten bestimmt und abschnittsweise linear [1] bzw. durch ein Polynom 4. Grades [16] mit der entsprechenden Zahl Parameter gefittet.

Aufnahmen von Textilien und einem CFK-Verbund konnten mit Hilfe des Spektralverhältnis hinsichtlich eines hohen Dynamikumfangs verbessert werden, der Details in den Lichtern und Schatten erhält. Die Methode wirkte wie eine Hintergrundkorrektur, aber ohne notwendige a priori Informationen über die Strukturgröße, wie sie bei gewöhnlichen Bildverbesserungsmethoden wie dem Unschärf-Maskieren notwendig sind. Reflexionen konnten dadurch unterdrückt und der lokale Kontrast erhöht werden. In diesem Zusammenhang stellt der Autor die Vermutung auf, dass aus thermodynamischen Gründen der lokale Kontrast der Materialstruktur (d. h. der Emissivität) durch das Spektralverhältnis normalerweise erhöht werden sollte [47]. Während benachbarte Pixel aufgrund der kontinuierlichen Wärmediffusion nahezu die gleiche Temperatur aufweisen, können Material- und Oberflächeneigenschaften oft abrupt innerhalb einer Distanz von 2 px wechseln.

Die Aufnahme Abb. 3.8 ist vergleichbar mit der von Adomeit und Ebert veröf-

fentlichten Aufnahme einer Fahrzeugbeschriftung (wahrscheinlich in Form einer Folierung), die mit dem gleichen Kameramodell aufgenommen wurde [3]. Das dort dargestellte Fusionsbild entspricht der Differenz der scheinbaren Temperatur (engl. *apparent temperature*) beider Aufnahmen. Diese Temperaturen wurden durch eine aufwendige Übertragungsfunktion des Kamerasignals (engl. *System Transfer Function*) – 16 Kalibriermessungen in jedem Spektralband – ermittelt. Eine Nutzung des Strahlungsgesetz und der Strahldichte fand somit nicht statt. Es wurde zudem nur eine gemeinsame – und nicht pixelweise wie in der vorliegenden Arbeit – Übertragungsfunktion angewendet, über alle Pixel gemittelt. Die Beobachtung lässt sich jedoch sinngemäß auf die Versuche des Autors übertragen:

„ „Whereas the two single band images showed nothing special, the fused image reveals writing on the rear window.“ [3]

Weitere Versuche aus der eigenen Veröffentlichung sind in Kapitel 6.3, S. 99 f. dargestellt. Dort wird zusätzlich zu dem Spektralverhältnis auf die Bildung der Strahlungsdifferenz eingegangen. Zusammenfassend konnte die erste Reihe an Experimenten zeigen, dass mit Hilfe des Spektralverhältnis Details in Bildern komplexer Oberflächenstrukturen sichtbar gemacht werden können, was durch konventionelle Bildverarbeitungsmethoden schwierig zu erreichen ist. Die durch die Kamera vorgegebenen Spektralbereiche schienen für die Darstellung von Textilien und einem CFK-Verbund vorteilhaft. Jedoch war es nicht möglich, die Temperaturverteilung in der Probe besonders hervorzuheben, wie es für die thermografische Prüfung innen liegender Defekte gewünscht wäre. Darüber hinaus ließen sich die Ergebnisse nicht auf Stichproben-artig ausgewählte andere Materialien, u. a. metallische, übertragen. Es lag die Vermutung nahe, dass die Wellenlängenbereiche zur Prüfsituation passend zu wählen sind. Vor diesem Hintergrund entstand die Notwendigkeit virtueller Tests durch eine Simulation, die in der Folge in Matlab entwickelt wurde.

Listing 3.1: Matlab-Algorithmus zur Kalibrierung einer Kamera mit Messbereich lambda (z. B. lambda = [3 5]*1e-6; mtype = 'L') mit Hilfe von zwei Kalibrierpunkten

```

1 function images = f_CalibrateIRImages(images,lambda,imagesCal,TCal,
   mtype,badPixel)
2
3 if isrow(TCal)
4     % Ein Temperaturwert je Kalibrierpunkt
5     if mtype == 'L'
6         cal(1,1,1:2) = f_L(TCal,lambda,0);           % T in L
7     else
8         cal(1,1,1:2) = TCal;
9     end
10 else
11     % Temperaturwert in versch. Regionen / jedem Pixel bekannt
12     cal = zeros([size(images,1) size(images,2) 2]);
13     if mtype == 'L'
14         for i = 1:2
15             cal(:, :, i) = f_L(TCal(:, :, i),lambda,0); % T in L
16         end
17     else
18         cal = TCal;
19     end
20 end
21
22 % Bestimmung der linearen Kennlinie jedes Pixels
23 m = (cal(:, :, 2) - cal(:, :, 1)) ./ (imagesCal(:, :, 2) - imagesCal
   (:, :, 1));
24 b = cal(:, :, 1) - imagesCal(:, :, 1) .* m;
25
26 for i = 1:size(images,3)
27     images(:, :, i) = m .* images(:, :, i) + b;       % Bildkalibrierung
28 end
29
30 % Bad pixel Korrektur aus Nachbarwerten
31 for i = 1:size(images,3)
32     badPixel(isnan(images(:, :, i))) = true;
33     % Gleiche Pixel in beiden imagesCal f"uhren zum Teilen durch 0
   mit Ergebnis NaN
34     if any(badPixel(:))
35         image = images(:, :, i);
36         image(badPixel) = 0;                         % Ersetze NaN-Werte f"ur
   Filter
37         image_ftd = medfilt2(image,'symmetric');     % Median Filter
38         image_ftd = badPixel .* image_ftd;
39         image = ~badPixel .* image;
40         images(:, :, i) = image + image_ftd; % Ersetze bad pixel
41     end
42 end
43 end

```

Kapitel 4

Simulation

4.1 Überblick

Die vorangegangenen Versuche haben gezeigt, dass aus der Kombination von radiometrisch kalibrierten Aufnahmen verschiedener Wellenlängenbereiche neue Informationen über die Aufnahmesituation gewonnen werden können. Gewünschte Informationen einer thermografischen Prüfsituation sind wie in Kapitel 2.1 beschrieben grundsätzlich die

- Tatsächliche Wärmeverteilung T in Kelvin
- Änderungen in den Material- und Oberflächeneigenschaften ε
- Reflexionen T_a auf der Objektoberfläche

Es handelt sich hierbei um die Unbekannten aus der thermischen Strahlungsgleichung (2.23). Ziel der Simulation ist, Versuchs- und Berechnungsparameter zu finden, bei denen einzelne Unbekannte hervorgehoben oder unterdrückt werden können. Aus den resultierenden Aufnahmen soll sich eine eindeutigere Interpretation der Prüfsituation vornehmen lassen, als es bei der Überlagerung der drei Einflüsse in einem Bild möglich wäre. Zu den variablen Parametern der Simulation bei gegebener Prüfsituation zählen

- Anzahl und Grenzen der Wellenlängenbereiche der Detektion
(z. B. zwei Wellenlängenbereiche, je einer im MWIR und LWIR)
- Operatoren zur Verrechnung der detektierten Bilder
(z. B. Quotientenbildung für das Spektralverhältnis)
- Statistische Unterschiede der detektierten Bilder zueinander
(z. B. durch Rauschen des Kameradetektors (NETD), lokale Variation der Ausgangsgrößen)
- Näherungen in der Berechnung der Simulation

Hierbei ist zu beachten, dass die Emissionseigenschaften eines Materials Wellenlängenabhängig sind und daher je nach Wellenlängenbereich der Detektion gewählt werden müssen (ε_λ). Des Weiteren denkbare Einflüsse wie die Detektorempfindlichkeit und Einflüsse der Optik sowie die Atmosphäre in jedem Wellenlängenbereich werden für alle Simulationen als gleich angenommen.

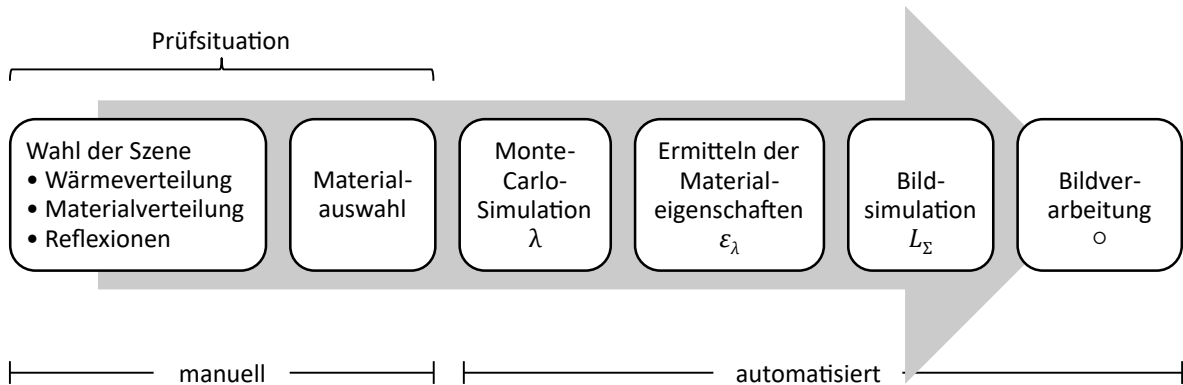


Abb. 4.1: Überblick über den Ablauf der Simulation. In einem weiteren Schritt werden die Bilder bewertet und verglichen (siehe Kapitel 5).

4.2 Generieren der Prüfsituation

Die Ausgangssituation der zerstörungsfreien Prüfung muss händisch modelliert werden. Zum Aufbau der Szene werden für die Wärmeverteilung, die Reflexionen und die Änderungen in den Material- und Oberflächeneigenschaften Rastergrafiken in Graustufen erstellt. Hierzu kann beliebige Grafiksoftware verwendet werden. Man hat außerdem die Möglichkeit, vom Computer prozedurale Texturen generieren zu lassen. Ein gerne verwendetes Verfahren ist der Noise-Algorithmus von Perlin [45]. Er wurde für computergenerierte Science-Fiction-Filme entwickelt. Das Verfahren liefert ein gradientenbasiertes Rauschen, das ein fleckiges oder wolkiges Aussehen annehmen kann. In dieser Arbeit wurde zur Realitätssteigerung erstellter Rastergrafiken ein eigenes, energiebasiertes Verfahren genutzt, welches zwischen festgelegten oder zufallsgenerierten Punkten mittels der Wärmeleitungsgleichung ein anisotropes Muster generieren kann und das hier nicht weiter beschrieben wird (vgl. Abb. 6.26, S. 95). Die beste Verknüpfung mit der Prozesssimulation erhält man, wenn man Simulationsergebnisse aus anderen Programmen, wie z. B. einer Finite-Elemente-Simulation der Wärmeverteilung, nutzen kann.

Die Zahl der Pixel wird entsprechend der zu simulierenden Kameraauflösung gewählt. Den Farben schwarz und weiß wird ein Extremwert zugewiesen. Alle Graustufen dazwischen führen zu einer linearen Interpolation der Werte. Für T und T_a können bereits an dieser Stelle physikalische Größen einfließen. Im Falle der Material- und Oberflächeneigenschaften ε_λ werden sie in Abhängigkeit von λ aus einer Datenbank zu einem späteren Zeitpunkt ermittelt. Den Farben schwarz und weiß wird lediglich eine Materialkennung zugeordnet. Die Simulation erlaubt folglich nur die Berücksichtigung von zwei Materialien. Die Graustufen dazwischen werden als Mischung der beiden Materialien interpretiert, was dazu führt, dass auch der Emissionsgrad ε_λ dort linear interpoliert wird.

Die begrenzte Zahl diskreter Werte bei Verwendung von 8 bit Rastergrafiken führt dazu, dass sich an den interpolierten Graustufen nicht die exakten Temperatur-Zwischenwerte wie angegeben darstellen lassen. Es ergeben sich daher an diesen Stellen in der Simulation leichte Abweichungen (kleiner 0,04 %) im Vergleich zu manuellen Berechnungen mit den angegebenen Zwischenwerten.

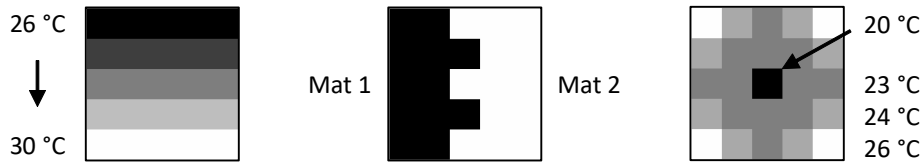


Abb. 4.2: Generieren der Prüfsituation: Zuweisen von Werten zu den Graustufen einer Rastergrafik für Wärmeverteilung, Materialverteilung und Reflexionen (v.l. n. r.)

4.3 Monte-Carlo-Simulation

Die Eigenschaften des simulierten Messsystems bestimmt insbesondere der Detektionsbereich abhängig von verwendeten Detektoren und Filtern. Die Grenzen der Wellenlängenbereiche sind aufgrund der Vielzahl an Möglichkeiten nicht in eine überschaubare Anzahl diskretisierbar. Sie werden daher in einer Monte-Carlo-Simulation variiert, die dann ihrerseits eine Simulation der Bildgebung aufruft.

Der Monte-Carlo-Algorithmus füllt den Lösungsraum der Simulation durch einzelne Punkte. Nach dem Gesetz der großen Zahlen bildet diese Punktwolke mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit den gesamten Lösungsraum ab. Je mehr Durchläufe durchgeführt werden, desto eher findet man z. B. die Wellenlängenbereiche, die die besten Bildergebnisse liefern. Es handelt sich somit um die numerische Lösung eines Suchproblems.

Der Algorithmus zieht dazu gleichverteilte Zufallszahlen r zwischen 0 und 1. Die Zufallszahlen werden paarweise auf den maximalen Wellenlängenbereich $[\lambda_-, \lambda_+]$ skaliert, der sich aus der Vorgabe der Simulation ergibt.

$$\lambda_i = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \cdot \lambda_- + \begin{pmatrix} r_- \\ r_+ \end{pmatrix} \cdot (\lambda_+ - \lambda_-) \quad (4.1)$$

Die Vorgabe wird als erstes Wertepaar $\{\lambda_-, \lambda_+\}$ beibehalten. Alle anderen Wertepaare werden für die Simulation sinnvoll angeordnet, indem zunächst λ_- , λ_+ und dann $\lambda_1 \dots \lambda_i$ aufsteigend sortiert werden (vgl. Tabelle 4.1). Die minimale Bandbreite für einen Wellenlängenbereich wird auf $0,05 \mu\text{m}$ begrenzt, was der kleinsten Halbwertsbreite für Filter entspricht. Dazu wird die rechte Grenze im Falle geringerer Bandbreite um $0,05 \mu\text{m}$ erhöht. Anhand des niedrigsten Wertes werden die Simulationsläufe geordnet, um später in der Visualisierung Muster besser erkennen zu können.

Monte-Carlo-Simulationen sind geeignet zur Analyse multispektraler Systeme [39] und werden im betrachteten Themenbereich ebenso zum Raytracing [62] und der Berechnung der Emissivität von Hohlraumstrahlern eingesetzt [29]. Sie dienen in der Fehleranalyse nach JCGM 100:2008 und JCGM 101:2008 auch zur Berechnung des Einfluss von Messunsicherheiten bei nicht-linearen Modellgleichungen (siehe Kapitel 7.1.2).

4.4 Ermitteln der Materialeigenschaften

Da die Emissionseigenschaften eines Materials Wellenlängen-abhängig sind, muss für die jeweils gewählten Wellenlängenbereiche der Detektion die Emissivität ε_λ aus einer Materialdatenbank errechnet werden. In Vorgriff auf die weiteren Ausführungen in diesem Kapitel wird die Emissivität im entsprechenden Wellenlängenbereich gemittelt. Für wenige Materialien ließen sich maschinenlesbare Werte aus dem öffentlichen Teil

Tabelle 4.1: Wellenlängenbereiche $\lambda_- - \lambda_+$ [μm] nach Monte-Carlo-Methode (gezogene Zufallszahlen) und Sortierung zur Durchführung der Simulation bei zwei Bereichen λ_1, λ_2

Zufallszahlen		1	2	3	4	5	6 ...
unsortiert	λ_1	3–5	9.15–4.11	12.22–8.27	10.08–13.15	6.59–13.7	10.07–6.56
	λ_2	8–14	12.23–10.88	6.04–8.37	8.08–10.55	12.5–8.65	10.46–10.49
sortiert	λ_1	3–5	4.11–9.15	6.04–8.37	8.08–10.55	6.59–13.7	6.56–10.07
	λ_2	8–14	10.88–12.23	8.27–12.22	10.08–13.15	8.65–12.5	10.46–10.54
Simulationslauf		1	2	3	6	5	4 ...

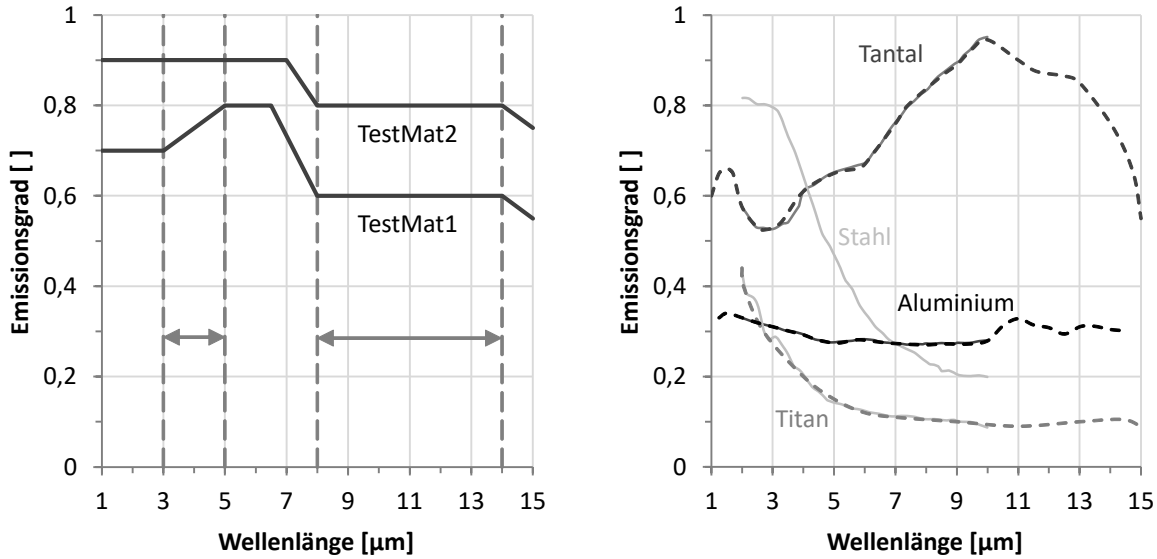
einer Datenbank übernehmen [12]. Weitere Kurven wurden aus den Scans der zugrunde liegenden Veröffentlichung in Buchform [59, 61, 60] digitalisiert. Neue Materialien wie carbonfaserverstärkte Kunststoffe (CFK) finden sich in aktuellen Veröffentlichungen [2], die z. B. aus Arbeiten der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) hervorgehen.

Aufgrund der in Kapitel 2.3 erläuterten vielfältigen Einflüsse auf den spektralen Emissionsgrad ist die Datenlage dünn und reduziert sich häufig auf die oben genannten Quellen. Bei Abbildungen, die in der Literatur verwendet werden, sind diese Primärdatenquellen teilweise schwierig zurückzuverfolgen. Im *Handbook of Optics* sind die wesentlichen Referenzen falsch nummeriert (z. B. S. 35.54 f. [5]). Das Handbuch der technischen Temperaturmessung [31] verweist für die in Abb. 4.3b übernommene Darstellung verschiedener Metalle auf Duvaut et al. [15]. Durch einen Fehler ist dort nicht direkt ersichtlich, dass diese Daten nicht selbst aufgenommen wurden. Sie entstammen der viel älteren Datenquelle [59], was im Vergleich mit passenden Kurven deutlich wird (siehe gestrichelte Linien): Aluminium: Al M1 2-3 [12], Tantal: 203-3 S. 676 [59], Titan: 223-9 S. 734 [59]. Verbleibende Abweichungen der Sekundärquellen stellen Übertragungsfehler bei der Digitalisierung dar, die durch eine falsche Linienverfolgung an Kreuzungspunkten mit anderen Kurven der Primärquelle aufgetreten sind.

Die Emissionseigenschaften sind neben dem Grundwerkstoff stark von der Oberfläche abhängig. Da die meisten Werte bezüglich der optischen Eigenschaften in Normalenrichtung vorliegen, beschränkt sich die Simulation auf Versuche, bei denen die Kamera senkrecht eine ebene Probenoberfläche sieht. Passende Kurven werden darüber hinaus für verschiedene Rauheiten benötigt. Im Englischen ändert man hierbei teilweise die Nomenklatur der physikalischen Größen:

„ „Das Suffix *-ivity* gibt die Eigenschaften eines idealen Materials an – optisch glatt und gleichförmig. Für metallische Materialien, die nicht glatt oder gleichförmig sind, sind die Strahlungsparameter keine eindeutigen Eigenschaften des Bulk-Materials, sondern sind vielmehr Eigenschaften der Oberfläche. In diesen zahlreicheren Fällen werden die Eigenschaften durch das Suffix *-ance* angegeben“ (übersetzt aus Kap. 6 der Datenquelle [59]).

Lassen sich in den angegebenen umfangreichen Datensätzen die benötigten Werte für die spektrale Emissivität in Normalenrichtung (als *Normal Spectral Emittance*, *NSE* bezeichnet) nicht auffinden, so können mittels der Strahlungsgesetze (siehe Kapitel



(a) Materialkurven zum Test der Simulation. Der Emissionsgrad beträgt in den beiden Bereichen gemittelt 0,75 und 0,6 bzw. 0,9 und 0,8.

(b) Emissionsgrad (NSE) verschiedener Metalle. Durchgezogene Linie: Sekundärquelle [15, 31]. Gestrichelte Linie: Materialdatenbank [12, 59]

Abb. 4.3: Spektraler Emissionsgrad für verschiedene Materialien

2.3) auch andere Messungen, insbesondere der Reflektivität (als *Normal Spectral Reflectance*, *NSR* bezeichnet) hinzugezogen werden (vgl. Abb. 6.1a, S. 74). Teilweise liegen solche Umrechnungen auch bereits den Daten zugrunde, da sich die Eigenemission von metallisch blanken Oberflächen nur bei erhöhten Temperaturen zuverlässig messen lässt. Die Reflektivität kann dahingegen bei Raumtemperatur bestimmt werden.

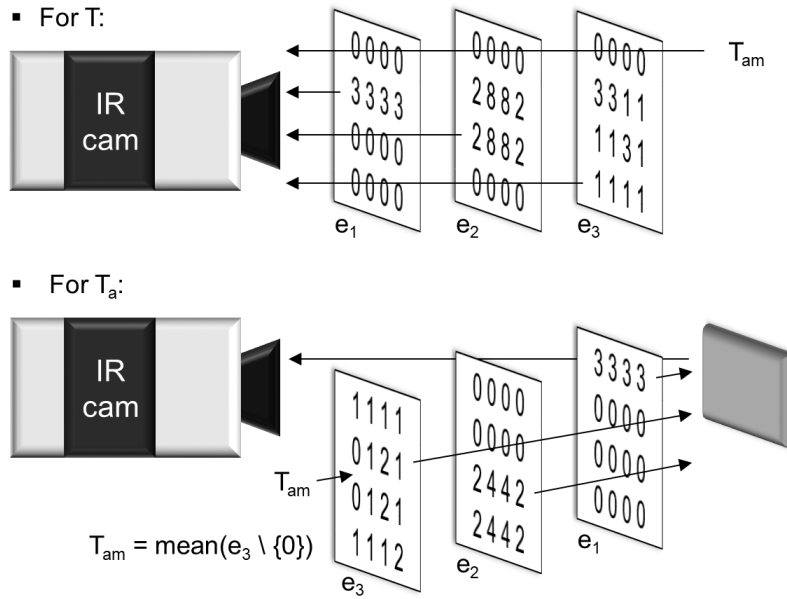
In Kapitel 6 wird darüber hinaus eine Möglichkeit aufgezeigt, die benötigten spektralen Eigenschaften durch Messungen mittels Thermografie oder Infrarot-Spektroskopie am vorliegenden Material abzuschätzen oder zu verifizieren.

Zur Veranschaulichung der Berechnungen in der Simulation werden zwei erdachte Materialien verwendet, aus deren Emissivitätskurve sich der mittlere Emissionsgrad einfach ablesen lässt. Dieser wird der Materialverteilung entsprechend Kapitel 4.2 zugewiesen.

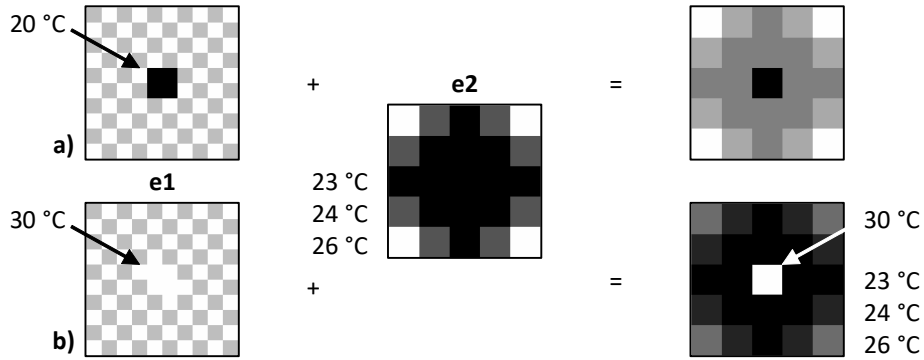
4.5 Simulation der Bildgebung

Hierzu wird die Bildgebung auf Grundlage der thermischen Strahlungsgleichung (2.23) in einer Simulation nachgestellt, die eine perfekte optische Abbildung der gewählten Szene auf den Kameradetektor annimmt. Das bedeutet, dass jeder Punkt (Pixel) auf dem Detektor genau einen Objektpunkt darstellt, von dessen Strahl er getroffen wurde. Abbildungsfehler werden nicht berücksichtigt. Die Simulation stellt somit die einfachste Form der Strahlverfolgung (*Raytracing*) dar. Verschiedene Objekte oder Strukturen lassen sich durch Ebenen (*Layer*) berücksichtigen. Die Verdeckungsanalyse erfolgt auf Pixelbasis – ohne Berücksichtigung einer auf der Distanz der Ebenen beruhenden perspektivischen Verzerrung zueinander. Die genannten Einschränkungen könnten durch professionelle Raytracer [62] aufgehoben werden.

Um die Strahldichte zu ermitteln, die der simulierte Detektor misst, müsste für



(a) Ein Set von 2D Ebenen wird überlagert, beginnend von der Kamera (für T) bzw. der beobachteten Oberfläche (für T_a) Richtung Hintergrund. Eine Ebene ist transparent, wo ihre Werte null sind (in Kelvin). Die letzte Ebene von T_a definiert die mittlere Umgebungstemperatur T_{am} .



(b) Beispiel T_a : Durch den einfachen Austausch der Ebene e1 von a) zu b) kann eine neue Szene bzgl. der Reflexionen generiert werden.

Abb. 4.4: Simulation der Bildgebung: Strahlverfolgung mit Verdeckungsanalyse

jedes Bild das komplizierte Integral (2.23) numerisch in jedem Pixel gelöst werden, was bei der Vielzahl an zu berechnenden Bildern in Verbindung mit der Monte-Carlo-Simulation einen erheblichen Zeitbedarf darstellt. Es werden daher verschiedene mathematische Näherungen durchgeführt, um die Berechnung zu vereinfachen. Alle Näherungen stützen sich auf die im Folgenden beschriebene Erkenntnis, dass eine analytische Approximation der Strahldichte des Schwarzen Strahlers (Integral über das Plancksche Strahlungsgesetz) gefunden werden kann.

4.5.1 Berechnung der Schwarzkörper-Strahldichte

Die Infrarot-Strahlung wird bei der Detektion in einem Wellenlängenband erfasst (vgl. Kapitel 2.1). Hierzu wird zunächst ein Schwarzer Strahler und ein Rechteckfenster in den Grenzen $[\lambda_-, \lambda_+]$ angenommen. Folglich ist die Strahldichte L das Integral über

die spektrale Strahldichte L_λ nach Gleichung (2.15):

$$L(T) = \int_{\lambda_-}^{\lambda_+} \frac{c_{1L}}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right) - 1} d\lambda \quad (4.2)$$

Nach Substitution $x = \frac{c_2}{\lambda \cdot T} \Leftrightarrow \lambda = \frac{a}{x} \quad \text{mit} \quad a = \frac{c_2}{T}$ (4.3)

$$\frac{d\lambda}{dx} = -\frac{a}{x^2} \quad (4.4)$$

ergibt sich

$$\begin{aligned} L &= \int_{x_1}^{x_2} \frac{c_{1L}}{\left(\frac{a}{x}\right)^5 \cdot (\exp(x) - 1)} \cdot \left(-\frac{a}{x^2}\right) dx \\ &= -\frac{c_{1L}}{a^4} \cdot \int_{x_1}^{x_2} \frac{x^3}{\exp(x) - 1} dx \end{aligned} \quad (4.5)$$

Eine Reihenentwicklung von $\frac{1}{x-1}$ in einer Laurent-Reihe mit dem Entwicklungspunkt ∞ ergibt $\frac{1}{x-1} = \frac{1}{x} + \frac{1}{x^2} + \frac{1}{x^3} + \dots$, nachprüfbar mit Wolfram|Alpha [69], und somit folgt für n Reihenglieder (mit $n \geq 1$)

$$\begin{aligned} L &= -\frac{c_{1L}}{a^4} \cdot \int_{x_1}^{x_2} x^3 \cdot \sum_n \frac{1}{\exp(x)^n} dx \\ &= -\frac{c_{1L}}{a^4} \cdot \sum_n \int_{x_1}^{x_2} x^3 \cdot \exp(-nx) dx \end{aligned} \quad (4.6)$$

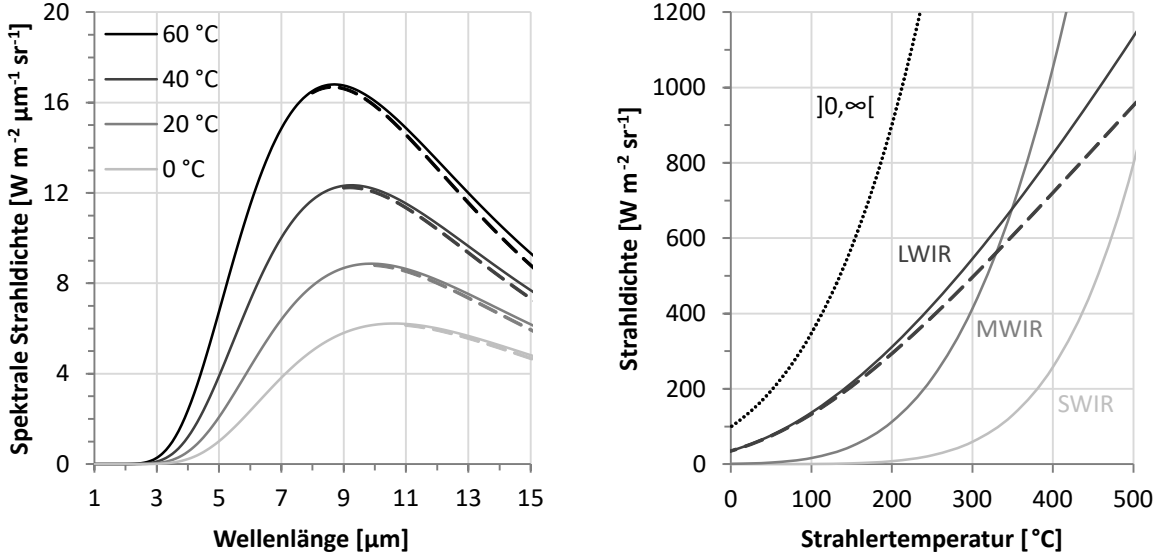
Aufgrund der Linearität der Integralrechnung ist es lediglich notwendig, einmal die Stammfunktion des Summanden zu berechnen. Man findet dazu die analytische Lösung, nachprüfbar mit Wolfram|Alpha [69],

$$\int_{x_1}^{x_2} x^3 \cdot \exp(-nx) dx = \left[-\exp(-nx) \cdot \frac{n^3 x^3 + 3n^2 x^2 + 6nx + 6}{n^4} \right]_{x_1}^{x_2} \quad (4.7)$$

Einsetzen und Rücksubstitution ergibt

$$\begin{aligned} L &= \frac{c_{1L}}{a^4} \cdot \sum_n \left[\exp(-nx) \cdot \frac{n^3 x^3 + 3n^2 x^2 + 6nx + 6}{n^4} \right]_{x_1}^{x_2} \\ &= \frac{c_{1L} \cdot T^4}{c_2^4} \cdot \sum_n \left[\exp\left(-n \cdot \frac{c_2}{\lambda T}\right) \cdot \frac{n^3 \cdot \left(\frac{c_2}{\lambda T}\right)^3 + 3n^2 \cdot \left(\frac{c_2}{\lambda T}\right)^2 + 6n \cdot \frac{c_2}{\lambda T} + 6}{n^4} \right]_{\lambda_-}^{\lambda_+} \end{aligned} \quad (4.8)$$

An dieser Stelle auffällig ist der Faktor vor der Summe, der mit einer Proportionalität zu T^4 Ähnlichkeit zum Stefan-Boltzmann-Gesetz aufweist. Betrachtet man das komplette elektromagnetische Spektrum $\lambda_\infty =]0, \infty[$, muss die Summe also gegen einen festen Wert streben, der unabhängig von der Temperatur T ist. Bildet man die Grenzwerte, so verschwindet der Summenteil für λ_- aufgrund der Dominanz der Exponentialfunktion komplett und für λ_+ verschwinden alle Terme bis auf $6/n^4$. Die verbleibende



(a) Plancksche und Wiensche Strahlungskurve L_λ für verschiedene Temperaturen

(b) Das Ergebnis für die Strahlendichte L nach Wien weicht nur im LWIR-Bereich erkennbar ab.

Abb. 4.5: Berechnung der (spektralen) Strahlendichte nach dem Modell von Planck (1900). Gestrichelt ist zum Vergleich das Modell von Wien (1896) dargestellt, das mathematisch der Reihennäherung bei Abbruch nach dem ersten Glied entspricht. Gepunktet ist das Stefan-Boltzmann-Gesetz dargestellt.

Dirichlet-Reihe besteht aus der Riemannschen ζ -Funktion und lässt sich mit den Erkenntnissen von Euler lösen [17]. Es ergibt sich das Stefan-Boltzmann-Gesetz mit der Stefan-Boltzmann-Konstanten σ :

$$\begin{aligned}
 \lim_{\lambda_+ \rightarrow \infty} \lim_{\lambda_- \rightarrow 0} L &= \frac{c_{1L} \cdot T^4}{c_2^4} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \left(\exp(-0) \cdot \frac{0^3 + 0^2 + 0 + 6}{n^4} - 0 \right) \\
 &= \frac{c_{1L} \cdot T^4}{c_2^4} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{6}{n^4} \quad \text{mit} \quad \zeta(4) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^4} = \frac{\pi^4}{90} \\
 &= \frac{2hc^2 \cdot T^4}{\left(\frac{hc}{k}\right)^4} \cdot \frac{\pi^4}{15} = \frac{2\pi^4 k^4}{15h^3 c^2} \cdot T^4 = \frac{\sigma}{\pi} \cdot T^4 \quad q. e. d. \quad (4.9)
 \end{aligned}$$

Die Reihennäherung kann in folgender Art auf Funktionen aufgeteilt werden:

$$L = \frac{c_{1L}}{a^4} \cdot (f_{Lapp}(a/\lambda_+, p) - f_{Lapp}(a/\lambda_-, p)) \quad (4.10a)$$

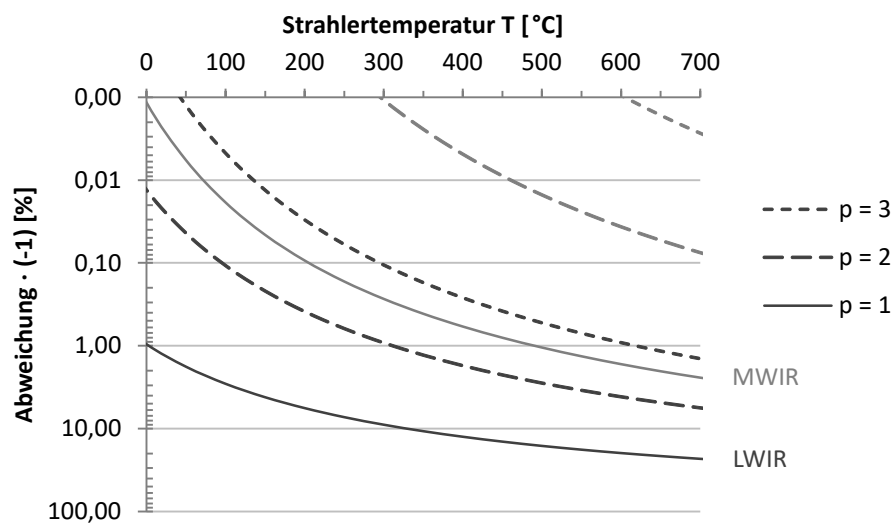
$$\text{mit} \quad f_{Lapp}(x, n) = \sum_{n=1}^p \exp(-nx) \cdot \frac{(nx)^3 + 3 \cdot (nx)^2 + 6nx + 6}{n^4} \quad (4.10b)$$

$$\text{und} \quad a = c_2/T \quad (4.10c)$$

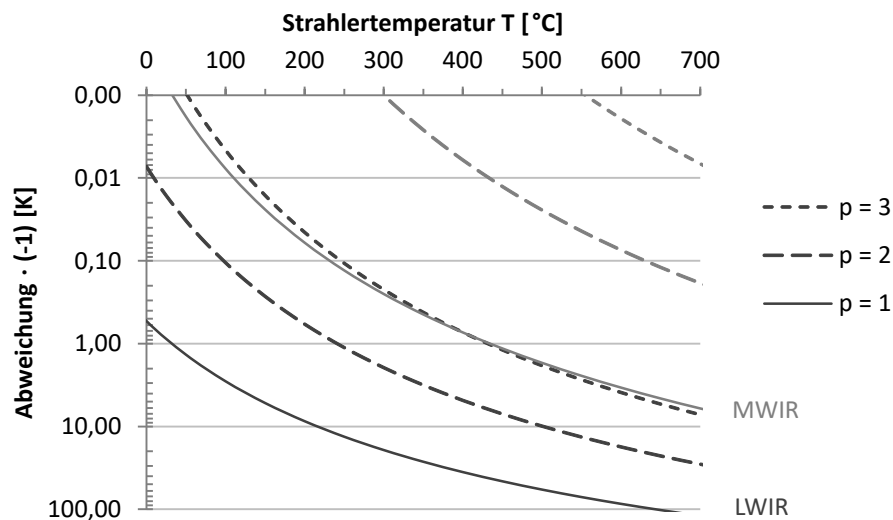
In Listing 4.1, S. 58 ist die Implementierung in Matlab dargestellt. Die relative Fehlertoleranz für die vergleichende numerische Berechnung (integral(), Z. 24) in Matlab beträgt 10^{-6} [55]. Man erhält für Strahlertemperaturen unter 190°C bereits mit Abbruch nach dem zweiten Glied ($p=2$) eine Grenzabweichung besser als die der meisten Thermoelemente von $0,5^\circ\text{C}$ (vgl. Abb. 4.6). Wie schon in Abb. 4.5 erkennbar, sind

Tabelle 4.2: Numerisch berechnete Werte (relative Fehlertoleranz 10^{-6} , gerundet). Bis auf die letzte Zeile ergibt diese Werte auch die Reihennäherung bei Abbruch nach dem 6. Glied.

		Strahldichte L in $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$							
Wellenlänge in μm		Strahlertemperatur T							
λ_-	λ_+	0 °C	10 °C	20 °C	30 °C	40 °C	100 °C	250 °C	500 °C
1	3	0,0024	0,0046	0,0085	0,0152	0,0262	0,3814	23,550	798,92
3	5	0,6443	0,9787	1,4475	2,0895	2,9509	16,248	228,72	2141,6
8	14	35,152	41,891	49,373	57,610	66,613	136,78	422,07	1136,1
1	14	45,015	55,029	66,575	79,790	94,814	231,22	1116,3	5992,1
0	∞	100,48	116,02	133,30	152,44	173,57	349,94	1352,0	6449,4



(a) Abweichung in Prozent gegenüber der wahren Strahldichte



(b) Abweichung in Kelvin (nach Rückrechnung) gegenüber der wahren Strahldichte

Abb. 4.6: Abweichung der berechneten Strahldichte bei Reihennäherung mit Abbruch nach dem p -ten Glied gegenüber der numerischen Berechnung $p=0$.

zusätzliche Reihenglieder für die Bereiche SWIR und MWIR bei vielen Temperaturen verzichtbar. Obwohl die Reihennäherung für diskrete Spektralbänder bereits 1976 von Widger et al. beschrieben wurde [67], werden in der Literatur bis in die heutige Zeit exponentielle oder polynomielle Fitfunktionen [19, 63] und Ersatzgrößen (effektive Wellenlänge [19, 31], Schwerpunktwellenlänge [28] u. a.) verwendet und zur Verwendung empfohlen (vgl. Kapitel 2.5). Abuhamad und Eisler haben in ihren Arbeiten auf die numerische Berechnung des Integrals zurückgegriffen [1, 16]. Als einen Grund ließe sich anführen, dass das Ansprechvermögen der Kamera nach Gleichung (2.23) die wirksame Strahldichte deutlich verändert, sodass das Plancksche Strahlungsgesetz nicht mehr abgebildet wird (Abb. 4.7b) und somit auch jegliche Näherung für das Integral seine Relevanz verliert. Man findet jedoch, dass sich das Integral bei einem Ansprechvermögen in Form der Gaußschen Glockenkurve auf einfache Weise berechnen lässt.

4.5.2 Berechnung der realen Strahldichte

In der Realität entsprechen die angegebenen Grenzen des Wellenlängenbereichs der Detektion nur bei thermischen Detektoren (Bolometer etc.) näherungsweise einem Rechteckfenster. Bei allen anderen Detektoren ist das Ansprechvermögen von der Wellenlänge abhängig: Bei Quantendetektoren wie auch bei Filtern folgt die relative spektrale Empfindlichkeit $R_D(\lambda)$ der Form einer Gaußschen Glockenkurve $g(x)$ mit Amplitude A , Erwartungswert x_0 und Standardabweichung σ (vgl. Kapitel 2.1).

$$g(x) = A \cdot \exp\left(-\frac{(x - x_0)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (4.11)$$

An dieser Stelle soll nun das Integral über diese Gauß-Kurve mit der Fläche des Rechtecks über die Halbwertsbreite (engl. *full width at half maximum*, *FWHM*) verglichen werden (Abb. 4.7a).

$$L = \int_{-\infty}^{\infty} A \cdot \exp\left(-\frac{(x - x_0)^2}{2\sigma^2}\right) dx = A \cdot \sqrt{2\pi}\sigma \quad (4.12)$$

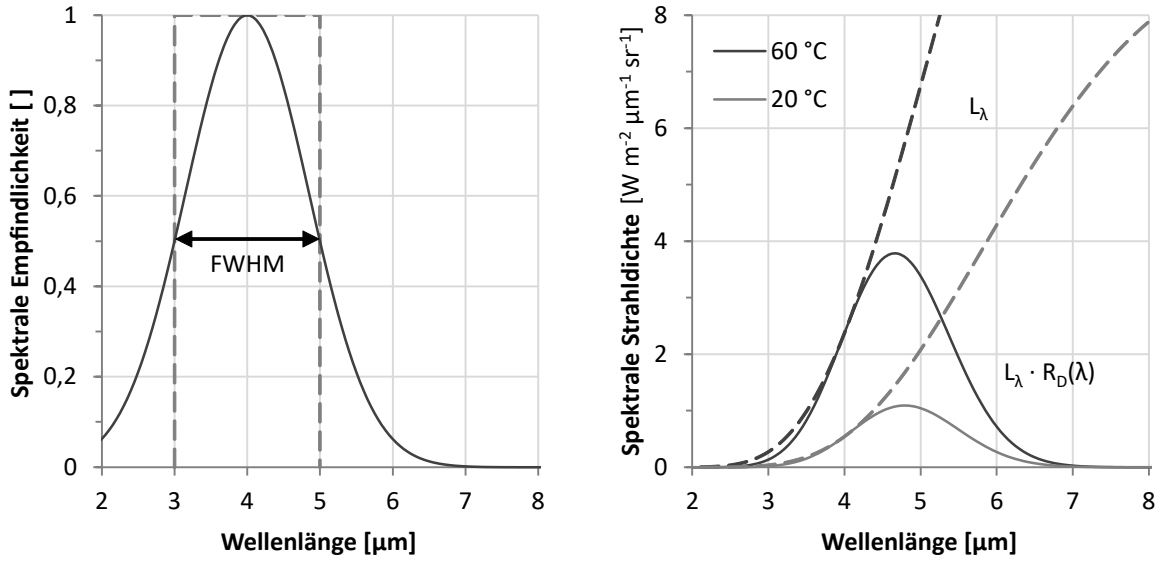
$$L_{\square} = \int^{\text{FWHM}} A dx = A \cdot \text{FWHM} = A \cdot 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma \quad (4.13)$$

Das Integral über eine Gaußsche Glockenkurve $g(x)$ lässt sich somit durch Kenntnis der Halbwertsbreite $\text{FWHM} = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma$ berechnen.

$$L = \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{\ln 2}} \cdot L_{\square} \approx 1,064 \cdot L_{\square} \quad (4.14)$$

Die Halbwertsbreiten werden häufig als Detektionsgrenzen von Detektoren und Filtern angegeben bzw. sind wie die Zentralwellenlänge (engl. *center wavelength*, *CWL*) x_0 in den Datenblättern zu finden. Es stellt sich die Frage, was bei der Multiplikation der Glockenkurve mit einer Funktion gilt. Für lineare Funktionen berechnet man die Fläche $L_{\square}$ mit $h = \text{FWHM}/2$ zu

$$\begin{aligned} L_{\square} &= \int^{\text{FWHM}} mx + n dx = \left[\frac{m}{2} x^2 + nx \right]_{x_0-h}^{x_0+h} \\ &= \frac{m}{2} (x_0 + h)^2 + n(x_0 + h) - \left(\frac{m}{2} (x_0 - h)^2 + n(x_0 - h) \right) \\ &= 2h \cdot (mx_0 + n) \end{aligned} \quad (4.15)$$



(a) Relative spektrale Empfindlichkeit $R_D(\lambda)$ des Detektors

(b) Wirksame spektrale Strahldichte $L_\lambda \cdot R_D(\lambda)$ am Detektor bei einem Schwarzen Strahler L_λ

Abb. 4.7: Detektion mit Ansprechvermögen in Form einer Gauß-Kurve am Beispiel einer Halbwertsbreite (FWHM) von $2\mu\text{m}$ um eine Zentralwellenlänge (CWL) von $4\mu\text{m}$.

Man erhält rechnerisch den Zusammenhang $L/L_\square \approx 1,064 \cdot A$, sodass gelten sollte

$$L = \int_{-\infty}^{\infty} (mx + n) \cdot g(x) dx = \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{\ln 2}} \cdot A \cdot L_\square \quad (4.16)$$

Mathematisch lässt sich dies wie folgt beweisen:

Aufgrund der Linearität der Integralrechnung gilt

$$\int_{-\infty}^{\infty} (mx + n) \cdot g(x) dx = m \cdot \int_{-\infty}^{\infty} x \cdot g(x) dx + n \cdot \int_{-\infty}^{\infty} g(x) dx \quad (4.17)$$

Die Definition des Erwartungswertes einer stetigen Dichtefunktion $f(x)$, z. B. der Normalverteilung, lautet

$$x_0 = \int_{-\infty}^{\infty} x \cdot f(x) dx \quad \text{mit} \quad \int_{-\infty}^{\infty} f(x) dx = 1 \quad (4.18)$$

Setzt man für $f(x)$ die Normalverteilung ein und ersetzt dann mit $g(x)$ ergibt sich

$$\begin{aligned} x_0 &= \int_{-\infty}^{\infty} x \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}\right) dx \\ \Leftrightarrow A \cdot \sqrt{2\pi}\sigma \cdot x_0 &= \int_{-\infty}^{\infty} x \cdot g(x) dx \end{aligned} \quad (4.19)$$

Dieses Ergebnis löst zusammen mit Gleichung (4.12) die Gleichung (4.17):

$$\begin{aligned} L &= \int_{-\infty}^{\infty} (mx + n) \cdot g(x) dx = m \cdot A \cdot \sqrt{2\pi}\sigma \cdot x_0 + n \cdot A \cdot \sqrt{2\pi}\sigma \\ &= A \cdot \sqrt{2\pi}\sigma \cdot (mx_0 + n) \end{aligned} \quad (4.20)$$

Es folgt

$$\frac{L}{L_{\square}} = \frac{A \cdot \sqrt{2\pi}\sigma \cdot (mx_0 + n)}{\text{FWHM} \cdot (mx_0 + n)} = \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{\ln 2}} \cdot A \quad q. e. d. \quad (4.21)$$

Diese Berechnung wird nun für mehrere Fälle breit- und schmalbandiger Wellenlängenbereiche durchgeführt. Mittels numerischer Integration in Matlab werden die tatsächlichen Integrale mit der jeweiligen Berechnungsvorschrift verglichen. Nach der Richtlinie VDI/VDE 5585 Blatt 1¹ wird der Spektralbereich für IR-Kameras immer in Form der Grenzen der Halbwertsbreite (FWHM) angegeben [23]. Daraus lässt sich jedoch nicht auf ein Gauß-förmiges Ansprechverhalten des Detektors schließen, beispielsweise im Fall von Bolometern (vgl. Abb. 2.2). Andererseits wird das reale Ansprechverhalten einer Kamera zusätzlich zum Detektor vom wellenlängenabhängigen Transmissionsgrad der Optiken und begrenzenden Filter bestimmt. Diese können ein Gauß-förmiges Verhalten aufweisen (vgl. Abb. 2.4b). Nimmt man dieses Verhalten in der Berechnung an, erhält man im LWIR ein besseres Ergebnis bei Tabelle 4.3 gegenüber Tabelle 4.4. Die Filter auf breite atmosphärische Fenster wie im LWIR können auch wie eine Hochpass-Tiefpass-Kombination ein rechteckiges Transmissionsverhalten aufweisen. Aus diesen Gründen ist es empfehlenswert, für Bolometer im Bereich 8 – 14 μm die Integration über ein Rechteckfenster nach Gleichung (4.2) durchzuführen. In allen anderen Fällen erweist sich die einfache Multiplikation der Konstanten nach Gleichung (4.16) als zweckmäßig, die Abweichung von der numerischen Integration zu senken.

Wie sich Tabelle 4.4 entnehmen lässt, funktioniert diese Berechnungsvorschrift für Bandpassfilter sehr gut. Die Bereiche, in denen übliche Detektoren des MWIR und LWIR liegen, können weniger gut abgebildet werden. Man kann in Abb. 4.7b erkennen, dass die Annahme einer linearen Funktion, die der Berechnung zugrunde liegt, für L_{λ} für weite Bereiche gegeben ist, aber nicht im Bereich von 2 – 4 μm . Gleiches gilt für den LWIR-Bereich dort wo sich das Maximum der Planck-Kurve befindet (vgl. Abb. 4.5a).

Hierbei ist zu beachten, dass es sich um die Vorhersage der absoluten Strahlungsgrößen handelt. Die Modellgüte ist auch im MWIR und LWIR hoch und kann in Abb. 4.8 besser beurteilt werden. Auffällig ist, dass die Modellgüte durch Einführung eines einzelnen weiteren Faktors $1 + k$ mit $|k| \ll 1$ erneut gesteigert werden könnte. Den Faktor findet man in dieser Form, betrachtet man statt einer linearen Funktion ein Polynom 2. Grades, das mit der Glockenkurve multipliziert wird. Der Autor konnte jedoch keine Möglichkeit finden, den Term k aus den gegebenen Größen zu beschreiben. Bei praktischen Messungen können jegliche verbleibenden konstanten oder linearen Anteile der Abweichung durch eine Kalibrierung eliminiert werden.

In der Simulation wird zur Vermeidung verschiedener Berechnungsschleifen die Konstante $\frac{L}{L_{\square}}$ bei **allen** Wellenlängenbereichen hinzugerechnet. Zur Berechnung der Konstanten wird durchgängig von einer Gaußschen Glockenkurve ausgegangen, da bei Wahl der Wellenlängenbereiche nach Monte-Carlo-Methode zunächst keine realen Entsprechungen an optischen Elementen mit bekanntem Ansprechvermögen herangezogen werden können.

¹Titel: *Technische Temperaturmessung – Temperaturmessung mit Thermografiekameras – Messtechnische Charakterisierung*

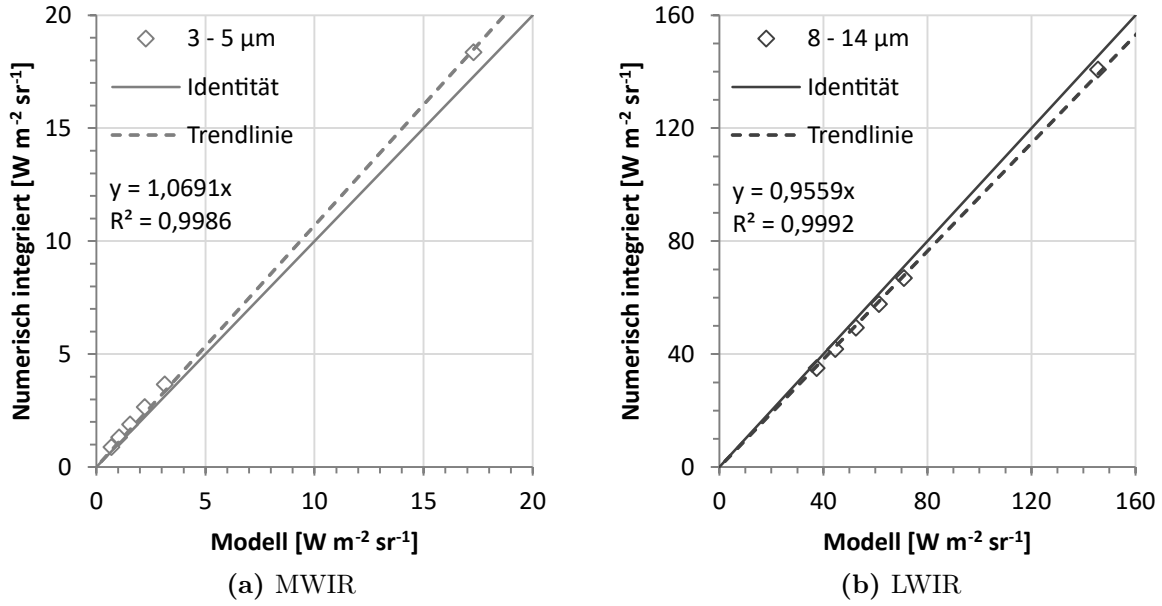


Abb. 4.8: Modellgüte der Berechnung wie Tabelle 4.4 für 0 °C bis 100 °C und Bestimmtheitsmaß R^2 bei Einführung eines zusätzlichen Faktors k

Der Emissionsgrad von Materialien ist von der Wellenlänge abhängig und müsste daher ebenfalls Teil der Integralberechnung nach Gleichung (2.23) sein. Entsprechende Emissivitätskurven verlaufen in beliebiger Weise (vgl. Abb. 4.3b und Kapitel 6), was die Berechnung des Integrals deutlich verkomplizieren würde, da die bisherigen analytischen Approximationen hinfällig würden.

„ „ Wie von Schuster u. Kolobrodov beschrieben, zwingt die Vielfalt von Abhängigkeiten des Emissionsgrades „immer wieder zu Approximationen, die unter bestimmten Bedingungen gelten. Wenn im interessierenden Spektralbereich idealisierte Emissionsgradcharakteristiken wie Linearität oder Konstanz annehmbar sind, reduziert sich die Lösung des Integrals [...] auf die Integration der Planckschen Strahlungskurve“ (Kap. 3.5 [50]).

Für die Simulation wird der Emissionsgrad als Konstante im entsprechenden Wellenlängenbereich angenähert. Dies entspricht dem praktischen Vorgehen bei Emissionsgradmessungen. Es sei bereits hier angemerkt, dass Emissivitätskurven so stark von den jeweiligen Material- und Oberflächeneigenschaften abhängen, dass sich eher eine unpassende Datenbasis als diese Näherung auf die simulierten Ergebnisse für eine Prüfsituation auswirken werden (vgl. Kapitel 6). Die Materialeigenschaften werden wie in Kapitel 4.4 beschrieben ermittelt. Die Gleichung (2.23) vereinfacht sich mit

$$\text{mean}(\varepsilon(\lambda))_{\lambda_-}^{\lambda_+} = \bar{\varepsilon}_\lambda \quad (4.22)$$

und Amplitude des Ansprechvermögens $A = 1$ somit zu

$$L(\varepsilon, T, T_a) = \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{\ln 2}} \cdot \left(\bar{\varepsilon}_\lambda \cdot \int_{\lambda_-}^{\lambda_+} L_\lambda(\lambda, T) \, d\lambda + (1 - \bar{\varepsilon}_\lambda) \cdot \int_{\lambda_-}^{\lambda_+} L_\lambda(\lambda, T_a) \, d\lambda \right) \quad (4.23)$$

Tabelle 4.3: Abweichung der Schwarzkörper Strahlung nach Gleichung (4.2) vom Integral $L(T) = \int_0^\infty L_\lambda(\lambda, T) \cdot g(\lambda) d\lambda$ mit $A = 1$.

Abweichung von L vom numerischen Integral in %										
Wellenlänge in μm		Strahlertemperatur T								Mittlerer Betrag
λ_-	λ_+	0 °C	10 °C	20 °C	30 °C	40 °C	100 °C	250 °C	500 °C	
3	5	-27,6	-25,3	-23,3	-21,3	-19,6	-11,50	-2,42	-0,70	16,46
8	14	0,38	0,23	0,03	-0,22	-0,51	-2,80	-9,58	-18,7	4,06
4,4	5,2	-8,23	-7,82	-7,46	-7,15	-6,88	-5,86	-5,33	-5,84	6,82
7,8	8,8	-5,68	-5,67	-5,67	-5,67	-5,68	-5,78	-6,11	-6,51	5,85
3,22	3,38	-7,10	-6,98	-6,87	-6,78	-6,69	-6,35	-6,05	-5,99	6,60
3,71	3,90	-6,68	-6,60	-6,53	-6,46	-6,41	-6,18	-6,01	-6,00	6,36
4,68	4,92	-6,27	-6,23	-6,19	-6,16	-6,13	-6,04	-5,99	-6,04	6,13
8,29	8,71	-5,99	-5,99	-5,99	-5,99	-5,99	-6,01	-6,07	-6,14	6,02
9,26	9,74	-5,99	-5,99	-6,00	-6,00	-6,00	-6,03	-6,09	-6,15	6,03

Tabelle 4.4: Abweichung der Schwarzkörper Strahlung nach Gleichung (4.16) vom Integral $L(T) = \int_0^\infty L_\lambda(\lambda, T) \cdot g(\lambda) d\lambda$ mit $A = 1$.

Abweichung von L vom numerischen Integral in %										
Wellenlänge in μm		Strahlertemperatur T								Mittlerer Betrag
λ_-	λ_+	0 °C	10 °C	20 °C	30 °C	40 °C	100 °C	250 °C	500 °C	
3	5	-22,9	-20,5	-18,3	-16,3	-14,4	-5,79	3,87	5,70	13,47
8	14	6,85	6,69	6,48	6,21	5,90	3,46	-3,75	-13,5	6,61
4,4	5,2	-2,31	-1,88	-1,50	-1,17	-0,88	0,21	0,78	0,24	1,12
7,8	8,8	0,40	0,41	0,41	0,41	0,40	0,29	-0,06	-0,48	0,36
3,22	3,38	-1,11	-0,98	-0,87	-0,77	-0,68	-0,32	0,01	0,07	0,60
3,71	3,90	-0,67	-0,58	-0,50	-0,43	-0,37	-0,14	0,05	0,06	0,35
4,68	4,92	-0,23	-0,18	-0,14	-0,11	-0,08	0,02	0,07	0,02	0,11
8,29	8,71	0,07	0,07	0,07	0,07	0,07	0,05	-0,02	-0,09	0,06
9,26	9,74	0,07	0,07	0,06	0,06	0,06	0,03	-0,04	-0,10	0,06

Tabelle 4.5: Eingaben zum Test der Simulation

Wellenlängen				Emissionsgrad		Parameter	
Bezeichnung	λ_-	λ_+		Material 1	Material 2	Bezeichnung	Wert
λ_1	MWIR	3	5	0,75	0,9	Rauschen	–
λ_2	LWIR	8	14	0,6	0,8	Reihennäherung	2

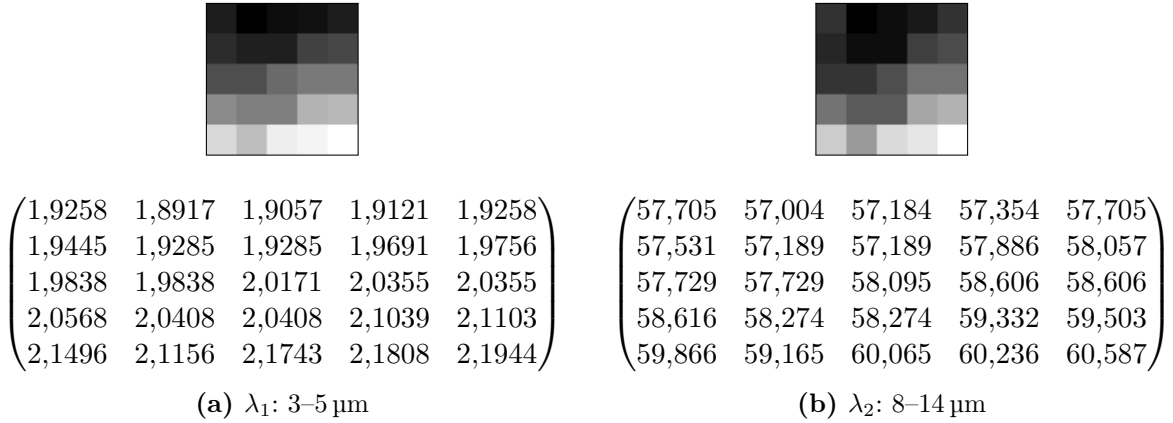


Abb. 4.9: Ergebnisse der Simulation für die Eingaben aus Tabelle 4.5 nach Gleichung (4.23) in $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$. Abweichungen können sich durch die Interpolation der Eingabedaten der Szene ergeben (siehe Kapitel 4.2).

4.5.3 Rauscheinfluss

Die Simulation liefert bis hierhin eine perfekt orts aufgelöste Datengrundlage. Dies entspricht jedoch nicht der technischen Realität. Es werden daher verschiedene Arten des Rauschens über die Daten gelegt, um ihre Qualität und Aussagekraft der Realität anzupassen. Auf diese Weise wird die Robustheit der Datenanalyse in die Betrachtung mit einbezogen.

Der Einfluss des zufälligen Eigenrauschens der elektronischen Baugruppen, insbesondere des Detektors, auf die Bildqualität kann mittels der rauschäquivalenten Temperaturdifferenz (engl. *Noise Equivalent Temperature Difference*, *NETD*) berücksichtigt werden. Die NETD ist als Schlüsselkennzahl für die Detektivität in den Datenblättern jeder IR-Kamera zu finden. Sie stellt die Temperaturdifferenz dar, die ein Signal in Höhe des Rauschens der Kamera verursachen würde ($\text{SNR} = 1$). SNR (engl. *signal-to-noise ratio*) bezeichnet das Signal-Rausch-Verhältnis, das sich aus der mittleren Nutzsignalamplitude $\bar{A}_{\text{signal}}$ und der Standardabweichung des Rauschens σ_{noise} (teilweise bezeichnet als engl. *root mean square*, RMS) ergibt.

$$\text{NETD} = \frac{\Delta T}{\text{SNR}} \quad \text{mit} \quad \text{SNR} = \frac{\bar{A}_{\text{signal}}}{\sigma_{\text{noise}}} \quad (4.24)$$

Die Messung der NETD ist in den entsprechenden Handlungsempfehlungen (Handbuch der Technischen Temperaturmessung, Kap. 14.5 [7], DGZfP-Merkblatt [14], Schuster u. Kolobrodov, Kap. 11.1 [50] u. a.) wie folgt beschrieben: Statt die Größen dem zeitlichen Signalverlauf eines Pixels zu entnehmen, lässt sich das zeitliche Rauschen auch aus dem örtlichen Rauschen gleich stark bestrahlter Pixel in einem Einzelbild bestimmen. Gemessen wird an einem möglichst schwarzen Strahler, indem zwischen zwei Temperaturen eine lineare Kennlinie des Ausgabesignals des Detektors berechnet wird. Der Strahler könnte dazu nacheinander auf die beiden Temperaturen gefahren werden, es reicht jedoch aus, ein Testobjekt mit breit geöffnetem Spalt oder Kreisöffnung vor dem Strahler zu verwenden und die sichtbare Strahlerfläche mit einer Referenzfläche außerhalb zu vergleichen. Der Rauschanteil des Signals (in Form der Standardabweichung σ_{noise}) wird dann durch die Steigung der Kennlinie ($\bar{A}_{\text{signal}}/\Delta T$ in *digital level* pro Kel-

vin) geteilt. An der Messung der NETD ist somit nur ein Bruchteil des Bildfeldes, jedoch mindestens 30 % beteiligt. Vergleichbare Werte sind an bestimmte Betriebsbedingungen geknüpft, weshalb nach ASTM E 1543-93² bei 22 und 30 °C Strahlertemperatur gemessen wird. Die NETD ist somit bei Messungen nahe Raumtemperatur relevant, aber wird nicht auf höhere Temperaturen skaliert. Der Rauscheinfluss verschwindet rechnerisch bei hohen Objekttemperaturen im Untergrund, was der Praxiserfahrung entspricht. Die neuere Richtlinie VDI/VDE 5585 Blatt 1 (2018) spezifiziert die Vorgehensweise zur Messung anhand des zeitlichen Signalverlaufs jedes Pixels für zwei (Differenzbild) oder mindestens 100 (bevorzugte Methode) aufeinanderfolgende Aufnahmen unter Angabe der Messbedingungen [23]. Treten zeitliche Drifts auf, müssen diese korrigiert werden (vgl. [66]).

Um die NETD bei beliebigen simulierten Szenen berücksichtigen zu können, muss ihr Einfluss zur detektierten Strahlung aus Gleichung (4.23) hinzugerechnet werden. Da es sich bei multispektralen Messungen entweder um zeitlich versetzte Messungen (Filterwechsel) oder Messungen mit mehreren Detektoren handelt, wird das Rauschen für jeden Wellenlängenbereich unabhängig voneinander berechnet. Geht man davon aus, dass auch die Pixel untereinander unabhängig voneinander sind, so ist das räumliche Rauschen im Bild ebenso Gauß-verteilt wie das zeitliche Rauschen eines Pixels. Es wird für jeden Pixel ein Zufallswert T_{noise} aus der Normalverteilung mit Erwartungswert 0 und Standardabweichung NETD berechnet. Um den Wert in eine Strahldichte umrechnen zu können, muss es sich um eine absolute Temperatur handeln, weshalb als Offset die gemittelte Umgebungstemperatur T_{am} addiert wird.

$$L_{\Sigma}(\varepsilon, T, T_a) = \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{\ln 2}} \cdot (\bar{\varepsilon}_{\lambda} \cdot L(T) + (1 - \bar{\varepsilon}_{\lambda}) \cdot L(T_a)) + L_{cn}(\text{NETD}) \quad (4.25a)$$

$$\text{mit} \quad L_{cn}(\text{NETD}) = L(T_{am} + T_{noise}) - L(T_{am}) \quad (4.25b)$$

Dabei darf jedoch nicht unerwähnt bleiben, dass das implementierte Rauschen eine ausreichende Belichtung des Detektors voraussetzt, da bei zu geringer Zahl der gemessenen Photonen die Rauschverteilung einer Poisson-Verteilung entspricht (Schrot-rauschen, engl. *shot noise*). Erst für größere Zahlen nähert sich die Poisson- einer Gauß-Verteilung an.

Strukturiertes Rauschen des Detektors könnte anhand von Modellen wie von Pérez et al. [44] an dieser Stelle ebenfalls implementiert werden. Es wird für die Simulationen in dieser Arbeit aber nicht berücksichtigt, stattdessen wird davon ausgegangen, dass das strukturierte Rauschen durch eine adäquate NUC vollständig eliminiert werden kann.

Den größten Rauscheinfluss stellen Inhomogenitäten der betrachteten Oberfläche und des Temperaturverlaufes des Objektes dar. Ihr realer Wert ist schwierig in absoluten Zahlen zu ermessen, kann aber beim Generieren der Prüfsituation (Kapitel 4.2) in beliebiger Höhe berücksichtigt werden. Neben der Rauschamplitude spielt hier die Form des Rauschens eine besondere Rolle. Pixel-feine Strukturen werden durch statistisch verteiltes Gaußsches Rauschen wie bei der NETD unkenntlich. Eine ebensolche Verteilung wird auch bei der Oberflächeninhomogenität aufgrund von chemischer

²Titel: *Standard Test Method for Noise Equivalent Temperature Difference of Thermal Imaging Systems*

Oxidation und Verschmutzung für die lokale Emissivität angenommen. Größere Materialunterschiede müssen bereits in der Texturierung berücksichtigt werden. Während Material- oder Oberflächeneigenschaften in Infrarotbildern oft abrupt über eine Distanz von 2 Pixeln wechseln, haben benachbarte Pixel aus thermodynamischen Gründen annähernd die gleiche Temperatur. Die Wärme diffundiert kontinuierlich und sorgt für ein Verwischen des Temperaturkontrastes in Form von Gradientenfeldern. Stehen keine realistischen Daten oder Wärme-Simulationsergebnisse zur Verfügung, eignen sich gradientenbasierte Rauschalgorithmen zur künstlichen Erzeugung.

Listing 4.1: Algorithmus zur Berechnung der Schwarzkörper-Strahldichte für verschiedene Wellenlängenbereiche $\lambda = [\lambda_- \lambda_+]$ (z. B. $\lambda = [3 \ 5; 8 \ 14] \cdot 10^{-6}$) in Matlab

```

1  function L = f_L(T,lambda,p)
2
3  numerical = true;           % Standard (default)
4  if p > 0
5      numerical = false;      % Reihenentwicklung mit p Summanden
6  end
7
8  % Planck-Konstanten (Festlegung nach CODATA 2018)
9  c1 = 2 * 6.62607015e-34 * 299792458^2;           % c1L = 2*h*c^2
10 c2 = 6.62607015e-34 * 299792458 / 1.380649e-23; % c2 = h*c/k
11
12 sizeOfLambda = size(lambda,1); % Eine Zeile je Wellenlängenbereich
13 sizeOfT = size(T);
14 L = zeros(sizeOfT(1),sizeOfT(2),sizeOfLambda);
15 for n = 1:sizeOfLambda
16     x1 = lambda(n,1);           % lambda_-
17     x2 = lambda(n,2);           % lambda_+
18     if x1 == x2
19         % Plancksches Strahlungsgesetz
20         L(:, :, n) = c1./((x1.^5).*(exp(c2./(x1.*T))-1));
21     elseif numerical
22         % Numerische Lösung
23         func = @(x) c1./((x.^5).*(exp(c2./(x.*T))-1));
24         L(:, :, n) = integral(func, x1, x2, 'ArrayValued', true);
25     else
26         % Analytische Approximation durch Reihenentwicklung des
27         % Planckschen Strahlungsgesetz und anschließende
28         % Integration
29         a = c2./T;
30         L(:, :, n) = c1./a.^4 .* (f_Lapp(a./x2,p) - f_Lapp(a./x1,p));
31     end
32 end
33 end
34
35 function Lapp = f_Lapp(x,p)
36 % Stammfunktion bei Abbruch der Reihenentwicklung nach dem Glied p
37 Lapp = 0;
38 for n = 1:p
39     nx = n*x;
40     Lapp = exp(-nx) .* (nx.^3 + 3*nx.^2 + 6*nx + 6) / n^4 + Lapp;
41 end
42 end

```

Listing 4.2: Algorithmus zur Simulation der Bildgebung für verschiedene Wellenlängenbereiche (z. B. $\lambda = [3 \ 5; 8 \ 14] \cdot 10^{-6}$) in Matlab

```

1 function L_total = f_SimulateIRImage(T, epsilon ,T_a, lambda , noise , p)
2
3 factor = p.factor; % factor to include gaussian detector
   responsivity
4 f_L_p = p.f_L; % analytical approximation to speed up calculation
5
6 %% —— Initialization and Checkups ——
7 imageSize = [ size(T,1) , size(T,2) ];
8 if isscalar(T_a)
9     T_a = repmat(T_a, imageSize); % convert scalar to image
10 end
11 if ~isequal(imageSize , [ size(T_a,1) , size(T_a,2) ] , [ size(epsilon ,1) ,
   size(epsilon ,2) ])
12     error( 'Image_sizes_of_T, _epsilon_and_T_a_are_not_equal.' );
13 end
14
15 sizeOfLambda = size(lambda,1); % lambda is cell of size Nx2
16 if ~isequal(sizeOfLambda , size(epsilon ,3) )
17     error( 'An_epsilon_distribution_is_needed_for_each_lambda_range.'
   ');
18 end
19
20 if noise.camera && ~isequal(sizeOfLambda , size(noise.camera ,2) )
21     if isscalar(noise.camera)
22         % convert scalar to array for each lambda
23         noise.camera = repmat(noise.camera , sizeOfLambda);
24     else
25         error( 'A_noise.camera_value_is_needed_for_every_lambda_
   range.' );
26     end
27 end
28
29 %% —— Main calculation ——
30 % Combine layers
31
32 % Get mean ambient temperature from last layer
33 T_temp = T_a(: , : , end);
34 T_temp(T_temp==0) = NaN; % set zero to NaN for mean calculation
35 T_am = mean(T_temp(:) , 'omitnan');
36
37 % Heat distribution
38 heat = T(: , : , 1);
39 for n = 2: size(T,3)
40     layer = ~logical(heat) .* T(: , : , n); % 0 = transparency of the
   pixel
41     heat = heat + layer;
42 end

```

```

43 heat(heat==0) = T_am; % set to ambient temperature where
    transparency remains in last layer
44
45 % Reflection
46 reflections = T_a(:, :, 1);
47 for n = 2:size(T_a,3)
48     layer = ~logical(reflections) .* T_a(:, :, n); % 0 =
        transparency of the pixel
49     reflections = reflections + layer;
50 end
51 reflections(reflections==0) = T_am; % set to ambient temperature
    where transparency remains in last layer
52
53 % Camera (detector) noise
54 L_cameraNoise = zeros(imageSize(1), imageSize(2), sizeOfLambda);
55 if noise.camera
56     T_cameraNoise = zeros(size(L_cameraNoise));
57     L_am = f_L(T_am, lambda, f_L_p);
58     for n = 1:sizeOfLambda
59         L_cameraNoise(:, :, n) = L_cameraNoise(:, :, n) + L_am(n); %
            add constant to zero array
60         % randn: Normally distributed random numbers
61         % y = a * randn(A) + b, a: standard deviation, b: mean
62         T_cameraNoise(:, :, n) = noise.camera(n) * randn(imageSize) +
            T_am;
63         L_cameraNoise(:, :, n) = f_L(T_cameraNoise(:, :, n), lambda(n, :),
            f_L_p) - L_cameraNoise(:, :, n);
64     end
65 end
66
67 % Physics
68 % Detected radiation for inputs (temperature and material
    distribution, reflections)
69 L_T = f_L(heat, lambda, f_L_p); % blackbody emission of the
    object
70 L_T_a = f_L(reflections, lambda, f_L_p); % blackbody emission of the
    environment
71 L_total = epsilon .* L_T + (1-epsilon) .* L_T_a;
72 if factor
73     % include gaussian detector responsivity
74     L_total = realsqrt(pi)/(2*realsqrt(log(2))) * L_total;
75 end
76 L_total = L_total + L_cameraNoise; % add camera noise
77
78 end

```

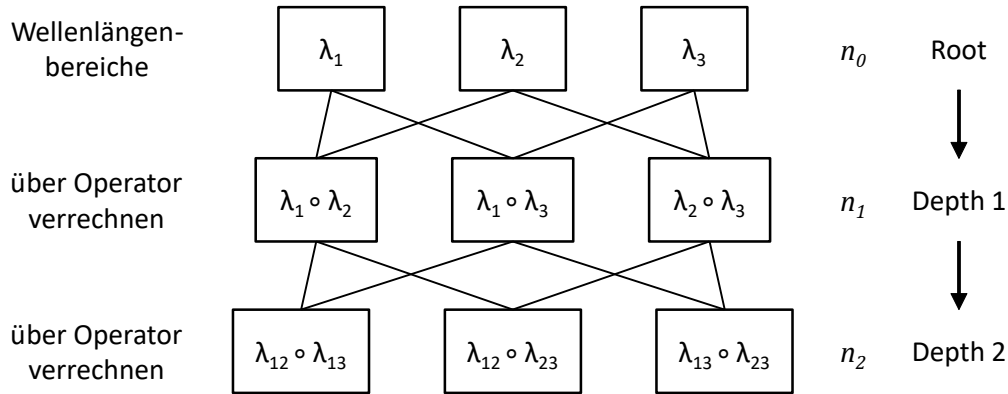


Abb. 4.10: Graph der Kombinationen bei Verrechnung von jeweils zwei Bildern. Die Wurzel (engl. *root*) stellen die aufgenommenen Wellenlängenbereiche n_0 (hier 3) dar.

Tabelle 4.6: Anzahl der Bildkombinationen je Stufe bei n_0 Ausgangsbildern

n_0	2	3	4	8
$n_1 = \binom{n_0}{2}$	1	3	6	28
$n_2 = \binom{n_1}{2}$	-	3	15	378

4.6 Bildverarbeitung

Die gewonnenen Aufnahmen verschiedener Wellenlängenbereiche werden miteinander verrechnet, um durch ein geändertes Kontrastverhältnis neue Bildinformationen zu erhalten. Die Kombinationsmöglichkeiten der Bilder errechnen sich aus den Binomialkoeffizienten

$$\binom{n}{k} = \frac{n!}{k! \cdot (n - k)!} \quad (4.26)$$

Aus n Bildern werden jeweils zwei miteinander verrechnet ($k = 2$). Daraus ergeben sich die in Tabelle 4.6 errechneten Möglichkeiten. Es sind beliebige Operationen denkbar, abgeleitet von dem Spektralverhältnis bei Pyrometern (vgl. Kapitel 2.5) wird an dieser Stelle der elementweise Quotient aus beiden Bildern berechnet (Operator 1 für n_1 : RO). Das Ergebnis stellt wieder eine Bildmatrix dar. Außerdem wird das Differenzbild gebildet (Operator 2 für n_1 : DO). Der physikalische Bezug der Aufnahmen zueinander bleibt erhalten. In einem nächsten Schritt kann man daher die Ergebnisse erneut kombinieren. Möchte man die Operationen Division oder Subtraktion in der nächsten Tiefenstufe n_2 anwenden, so generiert man nur neue Informationen, wenn der Operator nicht ebenso bereits in der vorangegangenen Stufe zum Einsatz kam. Anderenfalls löschen sich die Wurzelemente teilweise aus und man erhält das Ergebnis eines anderen Pärchens i, j aus der vorangegangenen Stufe. Eine Kombination der Ergebnisse DO und RO erscheint nicht sinnvoll, da DO noch die physikalische Einheit der Messung enthält, RO durch Quotientenbildung hingegen nicht und die Skalierung somit unpassend zueinander ist. DO kann abwechselnd kleine negative und positive Werte um null enthalten, womit ein solcher Nenner bei DO/DO zu extremen Sprüngen durch Vorzeichenwechsel und Grenzwerte führen würde. Diese Verarbeitung erwies sich als problematisch bei der Ermittlung der Qualitätskennzahlen.



Abb. 4.11: Ergebnisse der Bildverarbeitung für die Simulationsergebnisse (vgl. Abb. 4.9)

Aus der theoretischen Betrachtung und den Vorversuchen ist bekannt, dass durch die Bildverarbeitung der ersten Stufe Informationen unterdrückt oder verstärkt werden können. Wünschenswert wäre, eine Lösung zu allen drei Unbekannten aus Gleichung (4.23) zu erhalten. Es wird daher versucht, in der nächsten Tiefenstufe die Daten so zu verarbeiten, dass sich im Vergleich zur ersten Stufe komplementäre oder gänzlich neue Informationen ergeben. Wurde konkret die Wärmeverteilung in der ersten Stufe verstärkt, so kann die zweite Stufe diese Information nutzen, um ein Bild mit Materialverteilung und/oder Reflexionen zu berechnen. Es wird daher der Ansatz gewählt, die Kontrastinformation aus der ersten Stufe in die zweite zu übergeben. Das bedeutet, Bilder für die Tiefenstufe n_2 werden jeweils auf einen Bereich von 0 bis 1 skaliert. In der Benennung wird dies mit runden Klammern verdeutlicht. Ein Weiterrechnen ist dann mit beliebigen Operatoren möglich, der physikalische Bezug zueinander geht allerdings verloren. Da Divisionen durch null häufig auftreten würden, werden nur Subtraktionen durchgeführt.

Es ergeben sich folgende Operatoren für die Stufe n_1

$$\text{RO}_{ij} = \frac{L_i}{L_j} \quad (4.27a)$$

$$\text{DO}_{ij} = L_i - L_j \quad (4.27b)$$

und die Stufe n_2

$$\text{RO-RO}_{ijkl} = \text{RO}_{ij} - \text{RO}_{kl} \quad (4.28a)$$

$$(\text{RO})(\text{RO})_{ijkl} = \text{rescale}(\text{RO}_{ij}, [0 \ 1]) - \text{rescale}(\text{RO}_{kl}, [0 \ 1]) \quad (4.28b)$$

$$(\text{DO})(\text{DO})_{ijkl} = \text{rescale}(\text{DO}_{ij}, [0 \ 1]) - \text{rescale}(\text{DO}_{kl}, [0 \ 1]) \quad (4.28c)$$

$$(\text{DO})(\text{RO})_{ijkl} = \text{rescale}(\text{DO}_{ij}, [0 \ 1]) - \text{rescale}(\text{RO}_{kl}, [0 \ 1]) \quad (4.28d)$$

Im Listing 4.3 ist die Implementierung für die ersten drei Operatoren gezeigt. Liegen lediglich Messungen für zwei Wellenlängenbereiche vor, so lassen sich nur die Operatoren der ersten Stufe anwenden. Zum Erreichen der zweiten Stufe müssten z. B. die Eingaben aus Tabelle 4.5 mindestens um einen Bereich λ_3 erweitert werden. Betrachtet man sich die voneinander unabhängigen Gleichungssysteme und Unbekannten, so ist es nicht möglich, mit den vier generierten Bildern bei zwei Wellenlängen – λ_1 , λ_2 , RO_{12} , DO_{12} – eine Trennung der Einflussfaktoren Wärmeverteilung, Materialverteilung und Reflexionen erhalten zu können. Bei Experimenten mit der Dual-Band Kamera wird sich deshalb darauf fokussiert, die Trennung von zwei der Einflussfaktoren zu erreichen.

Listing 4.3: Auszug des Algorithmus zur Bildverarbeitung in Matlab (*Multispectral approach to generate images: Calculation*)

```

1 function result = f_MagiCal(images)
2
3 imageSize = [size(images,1) size(images,2)];
4 sizeOfLambda = size(images,3);
5
6 result(1).name = 'Sim';           % Simulated images
7 result(1).lambdaN = [];
8 result(1).img = images;
9
10 if sizeOfLambda > 1
11     % Graph structure: Depth 1
12     lambdaN = nchoosek(1:1:sizeOfLambda,2);
13     % all possible combinations of the elements of vector [1 2 ...]
14     % taken two at a time
15     result(2).lambdaN = lambdaN;
16     result(2).img = zeros([imageSize size(lambdaN,1)]);
17
18     result(2).name = 'RO';         % Spectral ratio
19     for n = 1:size(lambdaN,1)
20         result(2).img(:,:,n) = images(:,:,lambdaN(n,1)) ./ images
21             (:,:,lambdaN(n,2));    % L(lambda1)/L(lambda2), etc.
22     end
23
24     result(3) = result(2);
25     result(3).name = 'DO';         % Spectral subtraction
26     for n = 1:size(lambdaN,1)
27         result(3).img(:,:,n) = images(:,:,lambdaN(n,1)) - images
28             (:,:,lambdaN(n,2));    % L(lambda1)-L(lambda2), etc.
29     end
30 end
31
32 if sizeOfLambda > 2
33     % Graph structure: Depth 2
34     lambdaN = nchoosek(1:1:size(lambdaN,1),2);
35     result(4).lambdaN = lambdaN;
36     result(4).img = zeros([imageSize size(lambdaN,1)]);
37
38     result(4).name = 'RO-RO';      % Subtraction of spectral ratios
39     M = result(2).img;             % RO
40     for n = 1:size(lambdaN,1)
41         result(4).img(:,:,n) = M(:,:,lambdaN(n,1)) - M(:,:,lambdaN(
42             n,2));    % ratio1-ratio2, etc.
43     end
44
45     % [...]
46 end
47 end

```


Kapitel 5

Bildbewertung und Analyse

Zur Analyse der Simulationsergebnisse und der Operatoren der Bildverarbeitung werden die generierten Bilder einer automatischen Bewertung unterzogen. Sie werden dazu mit der Eingabe, der Prüfsituation, verglichen. Zur Erinnerung, die Prüfsituation stellt die getrennten Größen Wärmeverteilung, Materialverteilung und Reflexionen dar (Abb. 4.2). Diese wurden gemeinsam von der simulierten Kamera erfasst und durch Operatoren in verschiedene Ergebnismatrizen aufgeteilt. Ein Vergleich prüft, wie gut die Inhalte dieser Matrizen mit den gesuchten Größen Wärmeverteilung, Materialverteilung und Reflexionen übereinstimmen. Dazu werden die Matrizen in Graustufenbilder umgewandelt, die wie zur Darstellung einen Wertebereich zwischen *schwarz* und *weiß* abdecken. Da die Referenz aus der Eingabe für die Simulation bekannt ist, wird die Bildbewertung engl. *Full-reference Image Quality Assessment*, *FR IQA* genannt. Sie ergibt für jede Kombination aus Referenz und Ergebnismatrix eine Kennzahl, die die Übereinstimmung quantifiziert. Die Methoden sind in den folgenden Kapiteln beschrieben.

5.1 Signal-Rausch-Verhältnis

Das Signal-Rausch-Verhältnis (engl. *Signal-to-noise ratio*, *SNR*) wird in allen Bereichen der Signalverarbeitung als Qualitätskennzahl herangezogen. Für bildgebende Systeme wird das Verhältnis der Intensität als mittlere Nutzsignalamplitude und der Standardabweichung des Rauschens berechnet (siehe auch Kapitel 4.5.3). In der Norm ISO 12232:2006¹ stehen SNR ab 10:1 für eine „akzeptable“ und ab 40:1 für eine „exzellente“ Bildqualität – unter der Randbedingung, dass einzelne Pixel auf dem Ausdruck bzw. Ausgabegerät gerade nicht mehr wahrnehmbar sind. Normiert man das SNR auf den maximal erreichbaren Wert, erhält man das Spitzen-Signal-Rausch-Verhältnis (engl. *peak signal-to-noise ratio*). Das PSNR (in logarithmischer Dezibelskala) ist definiert als

$$\text{PSNR} = 20 \cdot \log_{10} \left(\frac{\max}{\sqrt{\text{MSE}}} \right) \text{ dB} \quad (5.1)$$

¹Titel: *Photography – Digital still cameras – Determination of exposure index, ISO speed ratings, standard output sensitivity, and recommended exposure index*

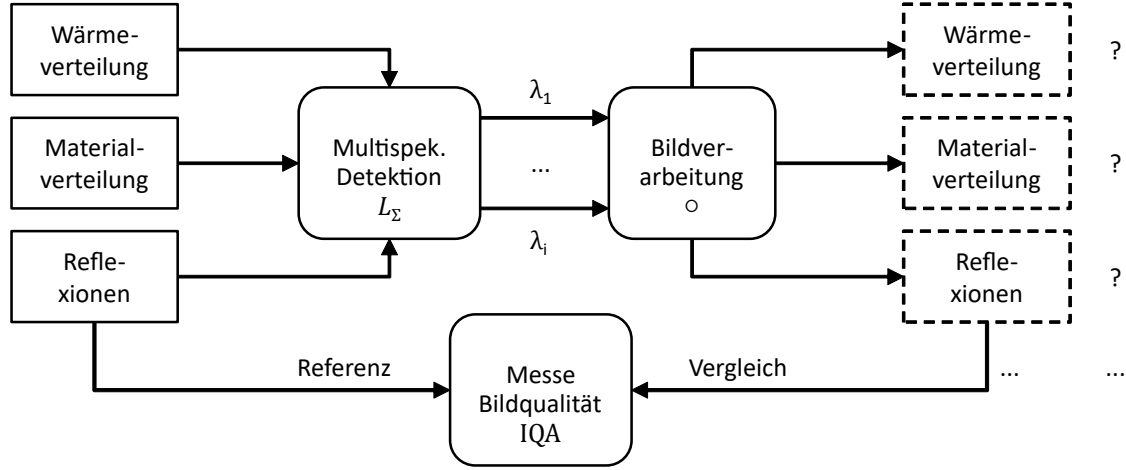


Abb. 5.1: Analyse der Simulationsergebnisse mittels Referenzvergleich (engl. *Full-reference Image Quality Assessment, FR IQA*)

mit der mittleren quadratischen Abweichung (engl. *mean squared error, MSE*) der Pixel x, y zwischen dem Ergebnis E und der Referenz R

$$\text{MSE} = \frac{1}{m \cdot n} \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n [E(x, y) - R(x, y)]^2 \quad (5.2)$$

In Gleitkomma-Datenformat sind die Bilder E und R auf einen Wertebereich von 0 bis 1 skaliert und folglich ist $\max = 1$.

Das PSNR kann ein Indikator für automatisierte Auswertungen sein, aber hat seine Schwächen im Vergleich mit der menschlichen Auffassung von Bildqualität [55].

5.2 Strukturelle Ähnlichkeit

Subjektiv wird die Einschätzung von Bildqualität stark durch das menschliche Wahrnehmungssystem beeinflusst, das gut in der Erkennung von Strukturen und Mustern ist. Der SSIM (engl. *structural similarity*) Index kombiniert daher lokale Bildstruktur, Helligkeit (engl. *luminance*) und Kontrast zu einer einzelnen Qualitätskennzahl. Als Referenz dient ein störungsfreies Bild. Beträgt der SSIM 0, haben die zwei Bilder keine strukturelle Übereinstimmung. Bei einem Wert von 1 ist es exakt dasselbe Bild. Sind im Bild invertierte Strukturen im Vergleich zum Bild, mit dem es verglichen wird, kann der SSIM auch einen negativen Wert annehmen. Dies ist allerdings kein sicheres Maß für eine Invertierung, weshalb in der durchgeführten Bildbewertung auch das invertierte Bild mit der Referenz verglichen wird. Für die Analyse wird die bessere Bewertung als maßgeblich herangezogen.

Der SSIM-Index wird durch den Vergleich verschieden gefensterter Bildbereiche berechnet. x und y beschreiben daher zwei Flächen der gemeinsamen Größe $N \times N$. Für jeden Vergleich gilt:

$$\text{SSIM}(x, y) = l(x, y)^\alpha \cdot c(x, y)^\beta \cdot s(x, y)^\gamma \quad (5.3)$$

In dieser Arbeit wird die in Matlab [55] verfügbare Standard-Implementierung des SSIM genutzt, bei der die Gewichtungsexponenten α , β und γ für die Helligkeits- $l(x, y)$,

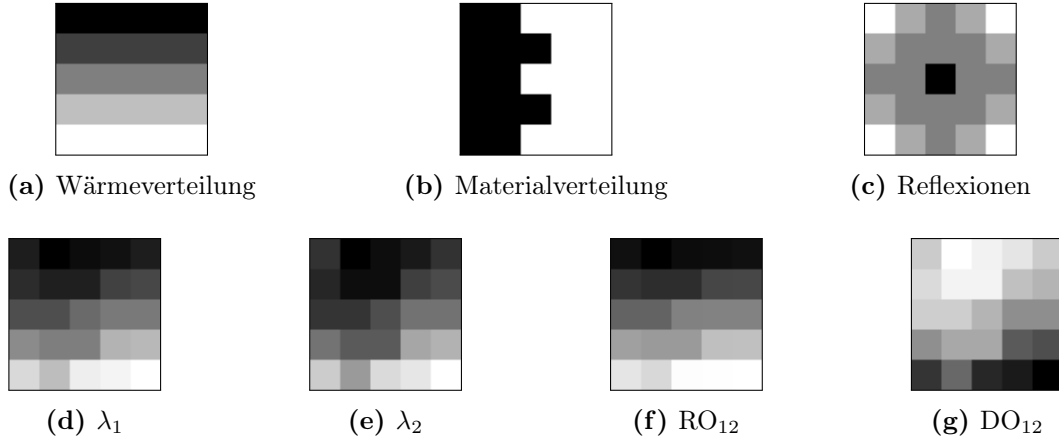


Abb. 5.2: Prüfsituation (a-c), Ergebnisse der Simulation (d, e) und der Bildverarbeitung (f, g) (Abb. 4.2, 4.9, 4.11)

Kontrast- $c(x, y)$ und Strukturvergleichsfunktion $s(x, y)$ auf 1 und die *regularization constant* $C_3 = C_2/2$ gesetzt werden. Die *regularization constants* vermeiden Instabilität für Bildregionen, in denen der lokale Mittelwert oder die lokale Standardabweichung nahe 0 sind. Deshalb werden kleine Werte gewählt. Für Bilder im Wertebereich von 0 bis 1 wird $C_1 = 0,01$ und $C_2 = 0,03$ verwendet [55]. Es ergibt sich

$$SSIM(x, y) = \frac{(2\mu_x\mu_y + C_1)(2\sigma_{xy} + C_2)}{(\mu_x^2 + \mu_y^2 + C_1)(\sigma_x^2 + \sigma_y^2 + C_2)} \quad (5.4)$$

mit der Helligkeit μ_i als der Mittelwert der Grauwerte und der Standardabweichung σ_i als die mittlere quadratische Abweichung vom Mittelwert im Fenster i sowie dem Korrelationskoeffizienten zwischen den Fenstern σ_{xy} in Form einer Kreuzkovarianz.

5.3 Ergebnis für die Simulation

Die Ergebnisse der Simulation und der Bildverarbeitung werden mit den Eingaben der Prüfsituation als Referenzen verglichen. Alle Bilder sind noch einmal in Abb. 5.2 dargestellt. Die beiden Kennzahlen ergeben einen Verlauf mit ähnlichem Ergebnis: Materialverteilung und Reflexionen lassen sich aus keinem der Bilder extrahieren (siehe Abb. 5.3). Die Wärmeverteilung ist dahingegen im Bild RO_{12} am besten und nur noch mit leichter Störung erkennbar. Die anderen Bilder folgen subjektiv in der Reihenfolge wie an den Werten abzulesen. Im Vergleich der beiden Kennzahlen ist auffällig, dass ein höherer SSIM-Index für die eine Referenz mit geringeren Werten für die anderen Referenzen einhergeht. Dieses Verhalten ist beim PSNR nicht zu erkennen. Als das beste Bild lässt sich dasjenige definieren, das die größtmögliche Übereinstimmung mit der gesuchten Referenz und die geringstmögliche mit den referenzierten Störgrößen hat. Dies scheint sich beim SSIM automatisch zu ergeben, beim PSNR ist unter Umständen eine Gegenprobe notwendig. In Kapitel 6.5 sind diesbezüglich Erkenntnisse der Experimente aufgeführt.

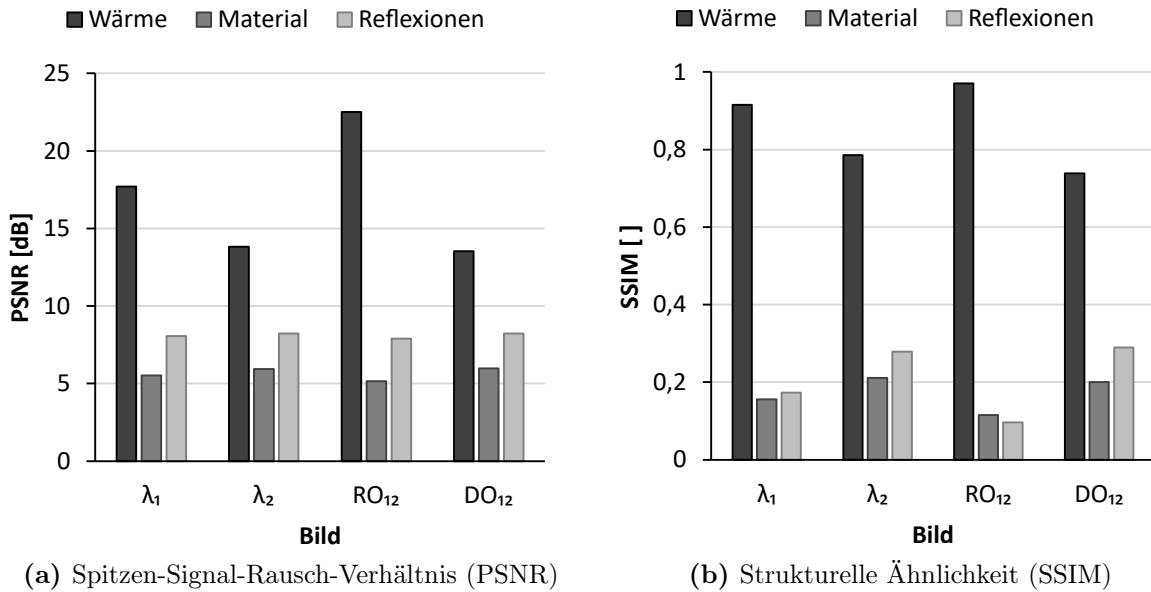


Abb. 5.3: Qualitätskennzahlen der Bilder Abb. 5.2 d-g im Vergleich zur ungestörten Referenz (Bilder a-c)

5.4 Allgemeiner Vergleich der Kennzahlen

An einem Liniengitter mit abnehmendem Linienabstand werden die beiden Kennzahlen verglichen. Das gezeigte Gitter hat eine Bildgröße von 1024 x 64 px. Der Linienabstand verringert sich von 12 px auf ca. 2 px (Abb. 5.6 f. Bild 0). Das Liniengitter wird in einem Fall mit einem Gauß-Filter weichgezeichnet und im anderen Fall mit weißem gaußischem Rauschen überlagert (Abb. 5.6 f. Bild 1-9). Bei der Weichzeichnung entsteht für die menschliche Wahrnehmung Unschärfe.

Vergleicht man in Abb. 5.4 die Werte des PSNR, so erhält man das Ergebnis, dass das verrauschte Bild 1 ebenso gut wie das weichgezeichnete Bild 6 sein soll. Der SSIM Index liefert die intuitiv richtigere Einschätzung, dass das Bild 1 mit Rauschen die Referenz in vergleichbarer Qualität wiedergibt wie das Bild 3 mit Unschärfe. Während das PSNR beim Rauschen immer unter der Unschärfe verläuft, folgt der SSIM-Index der Wahrnehmung, dass das letzte verrauschte Bild besser erkennbar ist als das letzte unscharfe Bild. Betrachtet man sich andererseits in Abb. 5.5 das Linienprofil bei Bild 5, das für beide Fälle einen äquivalenten SSIM-Index aufweist, so ist das Liniengitter bei Unschärfe trotz des geringeren lokalen Kontrastes deutlich besser zu erkennen als bei Rauschen, das nur eine zufällige Verteilung aufweist. In diesem Fall ist die Darstellung des PSNR nachvollziehbarer.

Es lässt sich zusammenfassen, dass das PSNR eher eine Kennzahl für automatisierte Bildanalysen wiedergibt, bei denen zur Auswertung lokale Minima und Maxima und die Änderung von Gradienten herangezogen werden. Der SSIM-Index gibt die menschliche Wahrnehmung des Bildes wieder, da er dessen Struktur berücksichtigt und eignet sich somit für komplexere automatisierte Analysen wie sie z. B. mit Faltungsmatrizen oder von neuronalen Netzen vorgenommen werden.

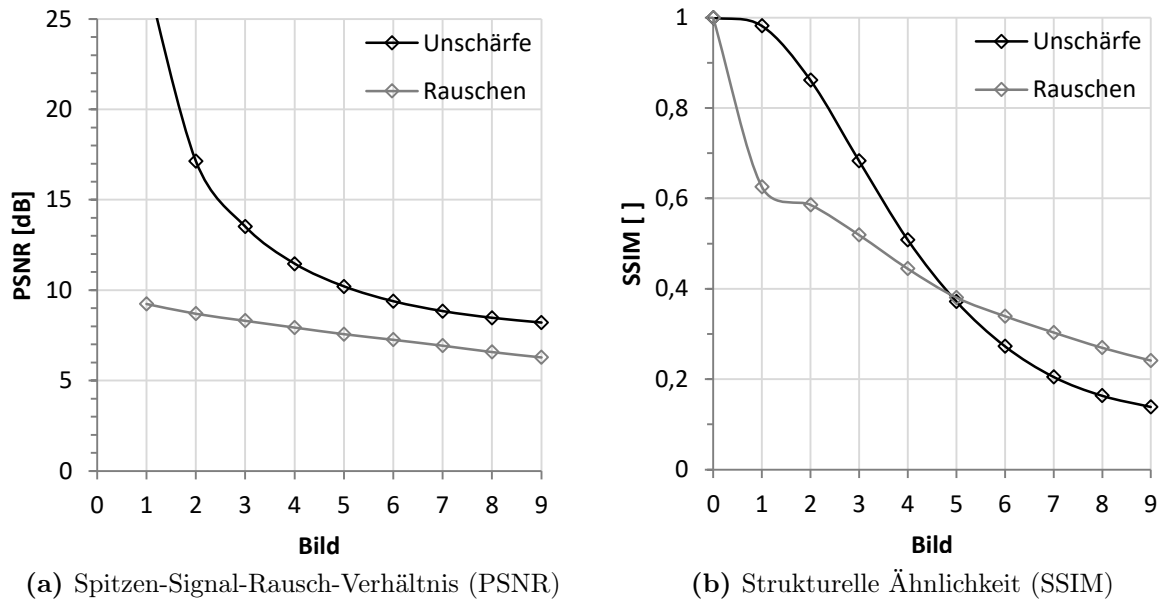


Abb. 5.4: Qualitätskennzahlen der Bilder mit Unschärfe und Rauschen im Vergleich zur ungestörten Referenz (Bild 0)

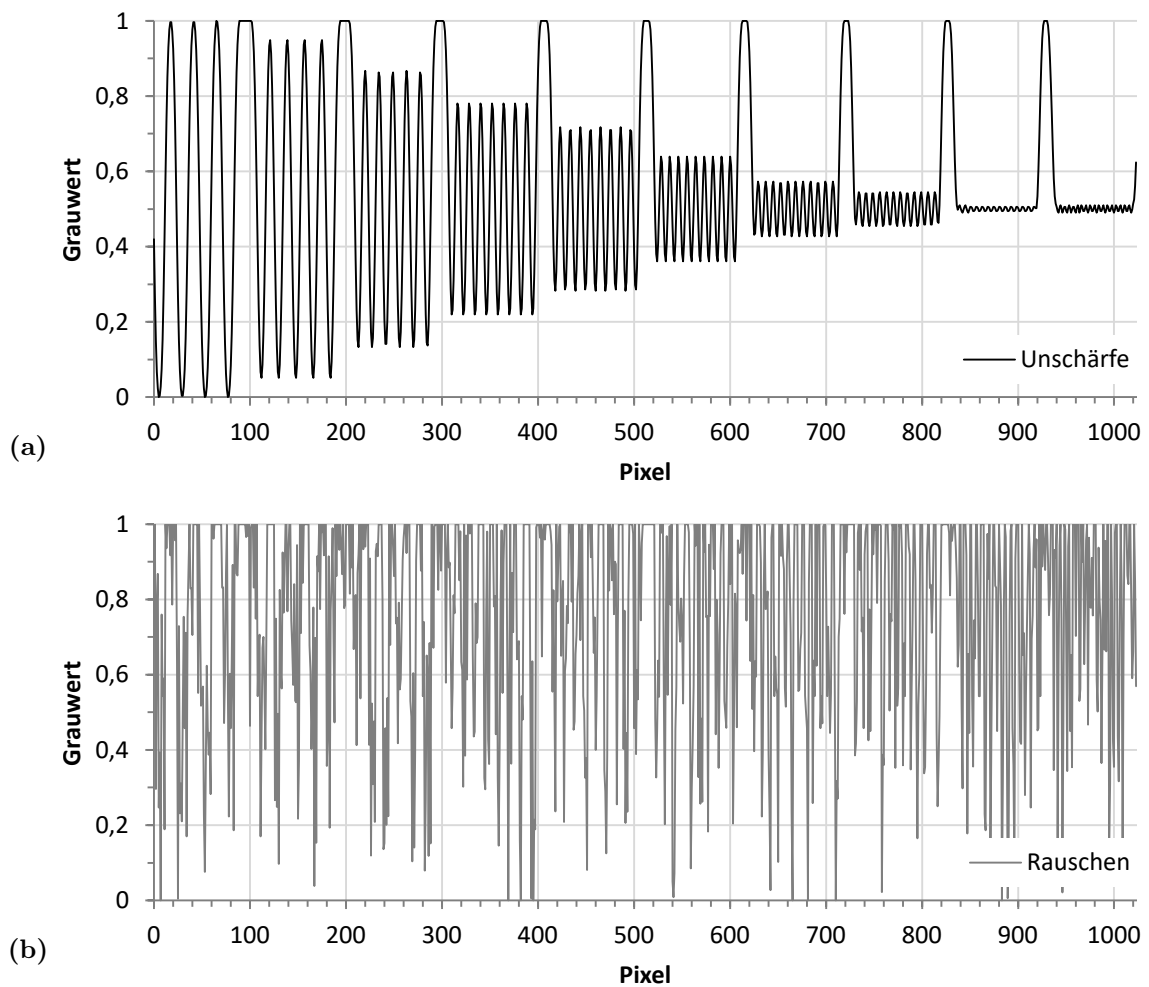


Abb. 5.5: Profil entlang einer Linie durch die Mitte von Bild 5. a) Unschärfe, b) Rauschen. Die Grauwerte erstrecken sich von schwarz (0) nach weiß (1).

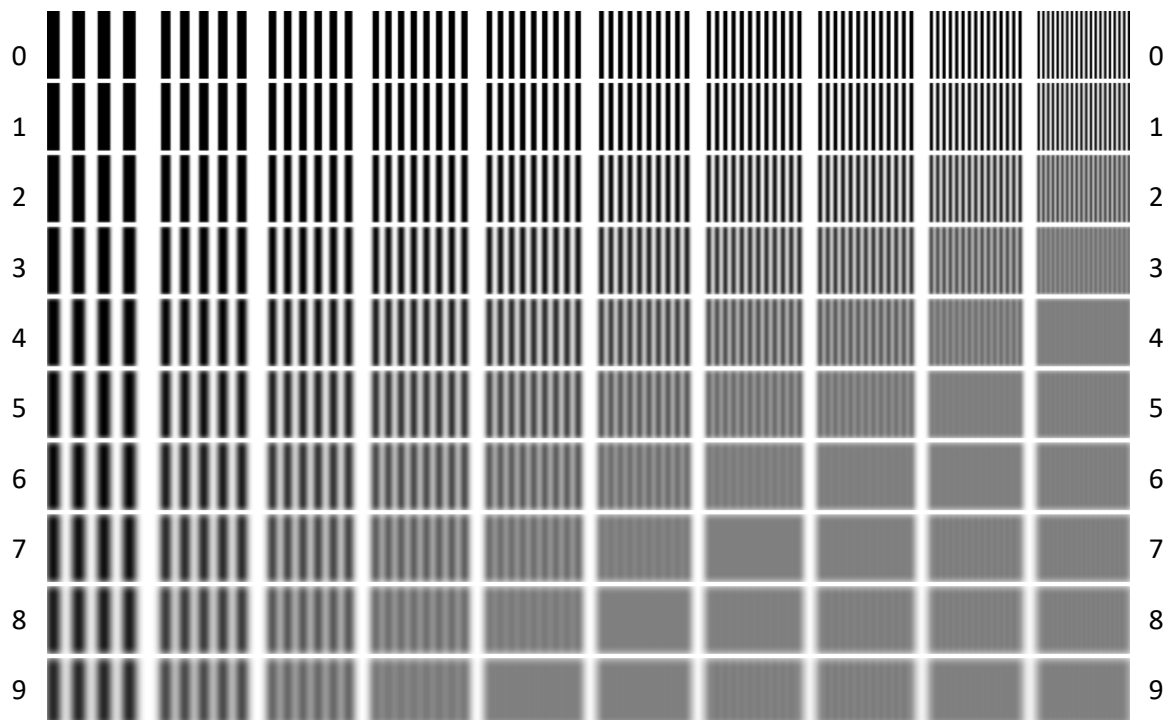


Abb. 5.6: 9 Liniengitter n mit Unschärfe: Gaußscher Weichzeichner mit Standardabweichung $\sigma = 0,5n$ und Filtergröße $2 \cdot \text{ceil}(2\sigma) + 1$. Ungestörte Referenz: $n = 0$.

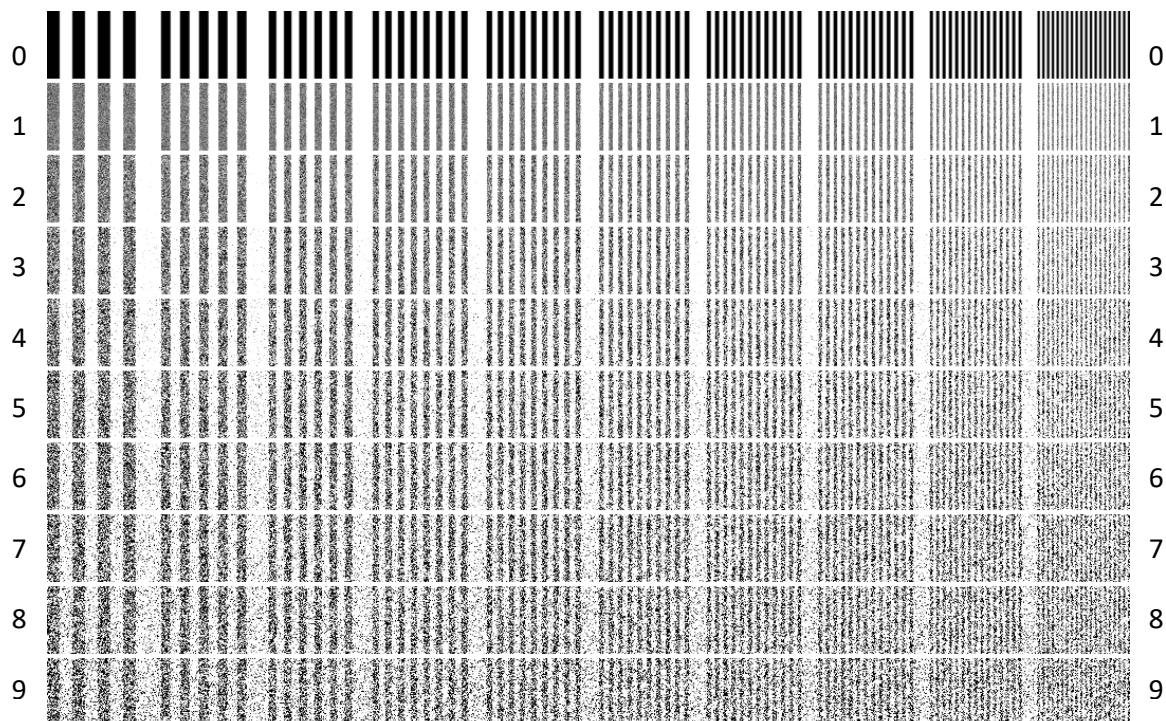


Abb. 5.7: 9 Liniengitter n mit Rauschen: Gaußsches Rauschen mit Standardabweichung $\sigma = 0,1n$ und Mittelwert $1/2$. Ungestörte Referenz: $n = 0$.

Kapitel 6

Vergleich verschiedener Materialsysteme

In diesem Kapitel werden generische Simulationen, an Experimente angelehnte Simulationen und die zugehörigen Experimente dargestellt. Wie in Kapitel 4.2 angedeutet, wird zusätzlich zu den bisherigen Beschreibungen die Möglichkeit genutzt, die für die Prüfsituation eingegebenen Bilddateien mit inhomogenen Störungen in der Art eines Rauschens zu versehen, um einer realen Prüfsituation in der ZfP besser zu entsprechen. Hierzu wird die Materialverteilung mit einem normal verteilten Rauschen der Standardabweichung σ überlagert, wie in Kapitel 4.5.3 angeführt. Die Wärmeverteilungen werden an wenigen Pixeln n (engl. *seeds*) mit *Salt-and-pepper noise* der Amplitude A überlagert und die Bereiche dazwischen durch einen Glättungsalgorithmus in Form der Wärmeleitungsgleichung gefüllt. Während sich das Kamerarauschen (NETD) für jedes simulierte Bild unterschiedlich verteilt (Aufnahme durch unterschiedliche Detektoren oder durch Filter zu verschiedenen Zeitpunkten), werden die lokalen Variationen in ε und den Wärmeverteilungen nur einmal generiert und bleiben in einer Simulation konstant (Aufnahme der selben Szene). Die Standardabweichung σ der Störung von ε wirkt sich auf alle Wellenlängenbereiche in gleicher Art aus, da die Streuung nach Abb. 6.1b einer Verschiebung der Kurve nach oben oder unten entspricht. Als Referenz wird die erwartete, ungestörte Materialverteilung herangezogen.

Alle Simulationen werden mit dem Parameter für die Reihennäherung $p = 3$ durchgeführt. Der erste Simulationslauf deckt immer den kompletten Grenzbereich von λ ab. Einzelne Läufe sind nach dem Schema *Simulation(Lauf)* bezeichnet. Für die NETD wird überwiegend ein Wert von 25 mK angenommen. Dieser liegt innerhalb der üblichen Werte von 15 – 25 mK für aktuelle Quantendetektoren und 50 mK für günstige thermische Detektoren.

Das zu Grunde liegende Materialmodell für Emissivität ε bzw. Reflektivität ρ wird aus der Literatur, aus FTIR-Spektren oder thermografischen Messungen abgeleitet. Bei der Thermografie werden neben der Aufnahme L_{mess} Messungen der Temperaturen T und T_a benötigt:

$$\rho = 1 - \varepsilon = 1 - \frac{L_{mess} - L(\lambda, T_a)}{L(\lambda, T) - L(\lambda, T_a)} \quad (6.1)$$

Der Vorteil gegenüber der von Vellvehi et al. [63] beschriebenen Bestimmung der Emissivität liegt darin, dass weniger Kalibrieraufnahmen, weniger Näherungen im Strah-

Tabelle 6.1: Eigenschaften des Infrarot-Handspektrometers von A₂ (heute Agilent) Technologies laut Datenblatt.

Modell	Spektralbereich	Spektrale Auflösung	Detektor	Kühlung
4100 ExoScan FTIR	4000–650 cm ⁻¹ (2,5–15,4 µm)	4 cm ⁻¹ (2,5–94 nm)	dTGS (vgl. Abb. 2.2)	thermo- elektrisch

lungsgesetz und weniger Regressionsrechnungen notwendig sind.

Mit einem Infrarot-Spektrometer (FTIR, engl. *Fourier-transform infrared spectroscopy*) kann ein Materialmodell, das sich über einen großen Wellenlängenbereich erstreckt, erstellt werden. Für diese Arbeit wurde auf ein portables Gerät zurückgegriffen (vgl. Tabelle 6.1), das bereits in [1, 47] Verwendung fand. Gemessen wird das Reflexionsvermögen einer Probe (engl. *External Reflection Absorption Spectroscopy, ERAS*) im Vergleich zu einem Standard, hier einer spiegelnden Goldoberfläche, bei Umgebungstemperatur. Zur Übertragung auf andere Temperaturen nimmt man vereinfachend an, dass der Emissionsgrad von der Temperatur unabhängig ist, was – wie in Kapitel 2.3 erwähnt – zulässig ist. Das Spektrometer deckt den gesamten, für die Thermografie bei Raumtemperatur relevanten Wellenlängenbereich (MWIR und LWIR) ab.

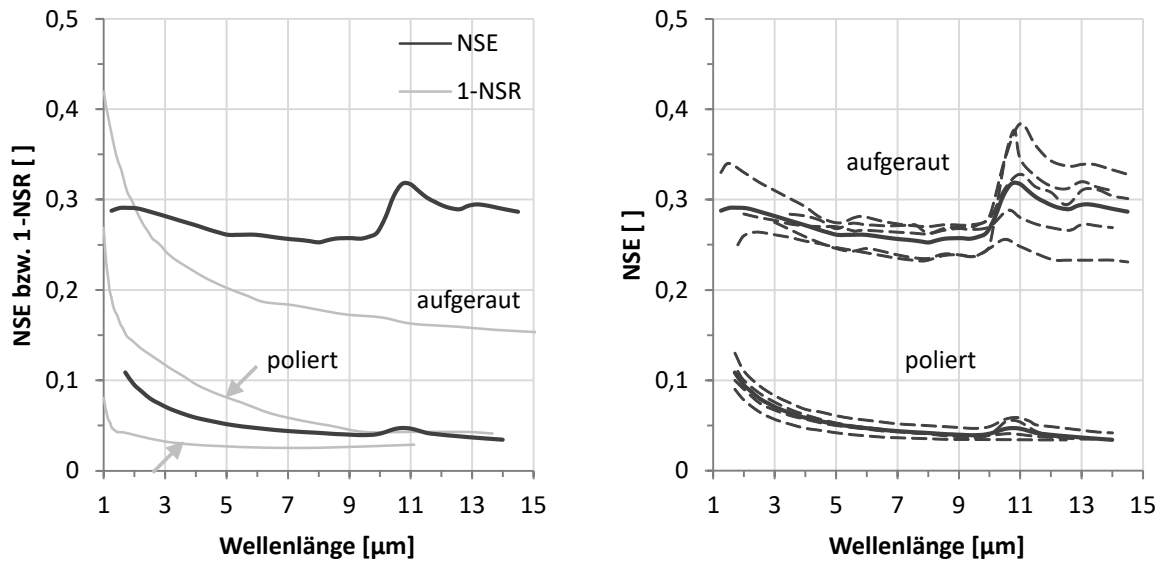
6.1 Aluminium verschiedener Rauheit

6.1.1 Generische Simulation

In Abb. 6.3 sind die simulierten Wellenlängenbereiche den über alle Bildverarbeitungsmethoden hinweg maximal erreichten Qualitätskennzahlen bei der Bildanalyse gegenübergestellt. Die Werte werden durch Vergleich der Simulationsergebnisse mit der Referenz (*ground truth*, Abb. 6.2) ermittelt. Deutlich erkennt man die quantitativ unterschiedlichen Ergebnisse der beiden Bewertungsalgorithmen PSNR und SSIM und die höhere Übereinstimmung im qualitativen Verlauf. Auch bei genauerer Betrachtung lassen sich keine Zusammenhänge zwischen der Lage der Wellenlängenbereiche und den Qualitätskennzahlen erkennen. Die Ergebnisse schwanken stark. Insgesamt wird deutlich, dass bereits bei geringer Anzahl von Simulationsläufen sehr gute Werte für einzelne Qualitätskennzahlen gefunden werden können (z. B. Lauf 6 (DO)(DO)₁ für T , Lauf 16 (RO)(RO)₂ für T_a Abb. 6.5). Mit Vorwissen eines Einflussfaktors, z. B. ε , können auch die anderen beiden erkannt werden.

Das Verrauschen der Bilder durch die NETD in Simulation 2 führt zu geringeren Qualitätskennzahlen, d. h. es ist schwieriger, die gewünschten Informationen zu extrahieren. In den Streudiagrammen Abb. 6.4 sind alle Qualitätskennzahlen aller Simulationsläufe einzeln aufgetragen. Hieraus lässt sich ablesen, dass sich die Werte in sehr vielen Fällen in einem engen Bereich häufen, darüber hinaus aber einzelne Kombinationen aus Wellenlängenbereichen und Bildverarbeitungsmethode zu daraus hervorragenden Ergebnissen führen. Am geringsten ist die Schwankungsbreite, betrachtet man sich lediglich die simulierten Aufnahmen (Sim). Das bedeutet gleichzeitig, dass sich diese Bilder kaum unterscheiden, was sich über alle Abbildungen nachvollziehen lässt. Am größten ist die Streuung bei T_a , obwohl es sich bei den Reflexionen nur um einen 1D-Grauverlauf handelt. Die Bildverarbeitung führt nicht per se zu guten Qualitätskennzahlen, wenn die Wellenlängenbereiche schlecht gewählt sind. Aus Abb. 6.6 wird aber deutlich, dass bei gegebenen Wellenlängenbereichen eine Verarbeitung der Bilder nahezu immer zu besseren Ergebnissen führt, als man sie aus den simulierten Bildern (Sim) erhält. Dies trifft insbesondere bei unverrauschten Bildern (Simulation 1) zu und verschlechtert sich etwas durch die NETD (Simulation 2). Es sticht keine der Bildverarbeitungsmethoden über die anderen heraus, aber es wird erkennbar, dass tiefergehende Methoden als RO und DO, wie sie nur bei drei und mehr Wellenlängenbereichen möglich sind, zu deutlichen Verbesserungen führen können. Die Erweiterung der Zahl an Wellenlängenbereichen über zwei hinaus führt somit dazu, dass die Grenzen der Bereiche für vergleichbare Qualitätskennzahlen nicht so passgenau gewählt werden müssen. Dies ist insbesondere von Vorteil, da an dieser Stelle keine Betrachtung erfolgt, inwiefern die gewählten Wellenlängenbereiche sinnvoll und technisch umsetzbar sind. Auffällig ist noch, dass das Spektralverhältnis RO für die gegebene Prüfsituation die Reflexionen betont, was die in Kapitel 2.5 ausgeführten konventionellen Annahmen entkräftet und den gewählten Ansatz als adäquat bestätigt.

Führt man eine Vielzahl weiterer Simulationsläufe durch, bestätigen sich die Ergebnisse statistisch, es wird jedoch immer schwieriger manuell den passendsten Detektionsbereich zu erkennen. Es zeigt sich, dass es auch bei drei Wellenlängenbereichen nicht möglich ist, T , ε und T_a komplett voneinander zu trennen (Abb. 6.8). Man findet aber Detektionsbereiche in dieser Prüfsituation – in der die Einflussfaktoren sehr unter-



(a) Analysierte Mittel- bzw. Grenzwerte verschiedener Prüfkörper (1-NSR) im Vergleich mit Einzelprüfkörpern (NSE) [12, 59]

(b) Die Streuung um die Mittelwerte ergibt sich durch die unterschiedliche Alterung und Messbedingungen nach Erwärmung einer Probe [12]

Abb. 6.1: Spektraler Emissionsgrad für verschiedene Aluminiumoberflächen

Tabelle 6.2: Simulationsparameter

	Läufe	Spektralbereiche	Bildauflösung	NETD	Störungen ε , $T_{(a)}$
1x29	29	#3 $\subseteq$ 3 – 14 μm	1024 x 64 px	0	nein
2x29	29	⋮	⋮	25 mK	nein
1x160	160	⋮	⋮	0	nein
2x160	160	⋮	⋮	25 mK	nein

Tabelle 6.3: Prüfsituation

	Wärme	Reflexion	Material	Oberfläche (μm)	Quelle (NSE)
schwarz	20 °C	20 °C	Aluminium	poliert (R_a 0,08)	Al M1 1-1 bis 1-4 [12]
weiß	25 °C	25 °C	Aluminium	aufgeraut (R_a 2,92)	Al M1 2-1 bis 2-5 [12]



Abb. 6.2: Störungsfreie Prüfsituation Simulation 1 und 2, die NETD ist an dieser Stelle noch nicht sichtbar. a) Wärmeverteilung T , b) Materialverteilung ε , c) Reflexionen T_a

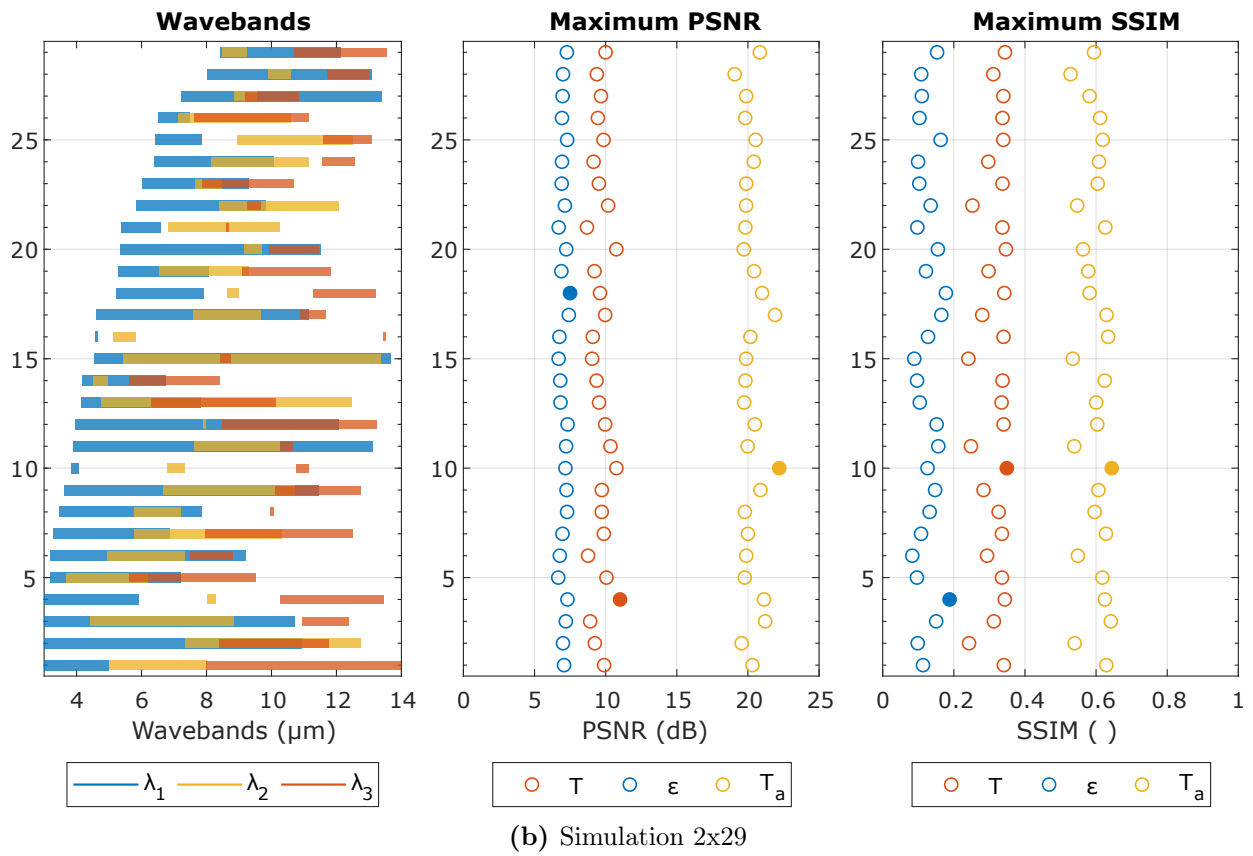
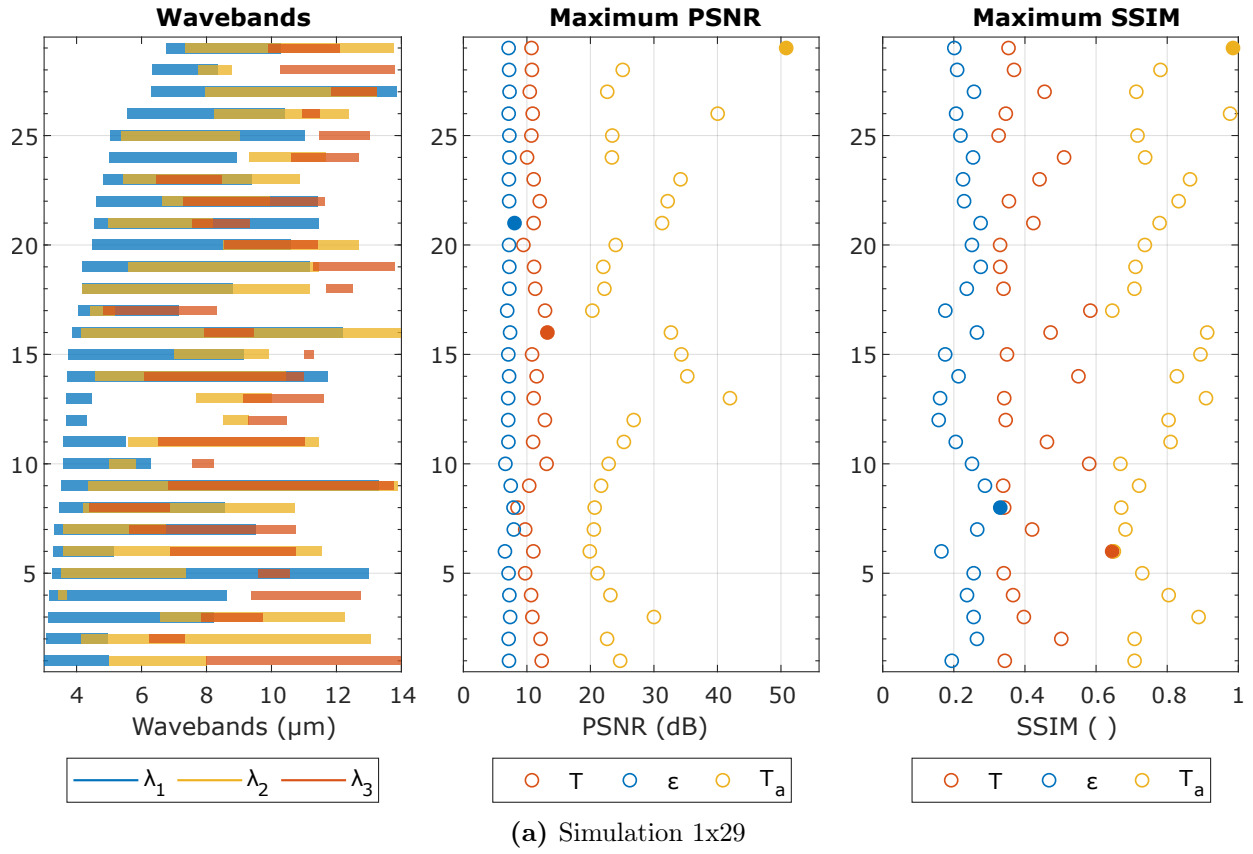


Abb. 6.3: Wellenlängenbereiche und maximale PSNR- und SSIM-Werte nach Bildverarbeitung für jeden Simulationslauf

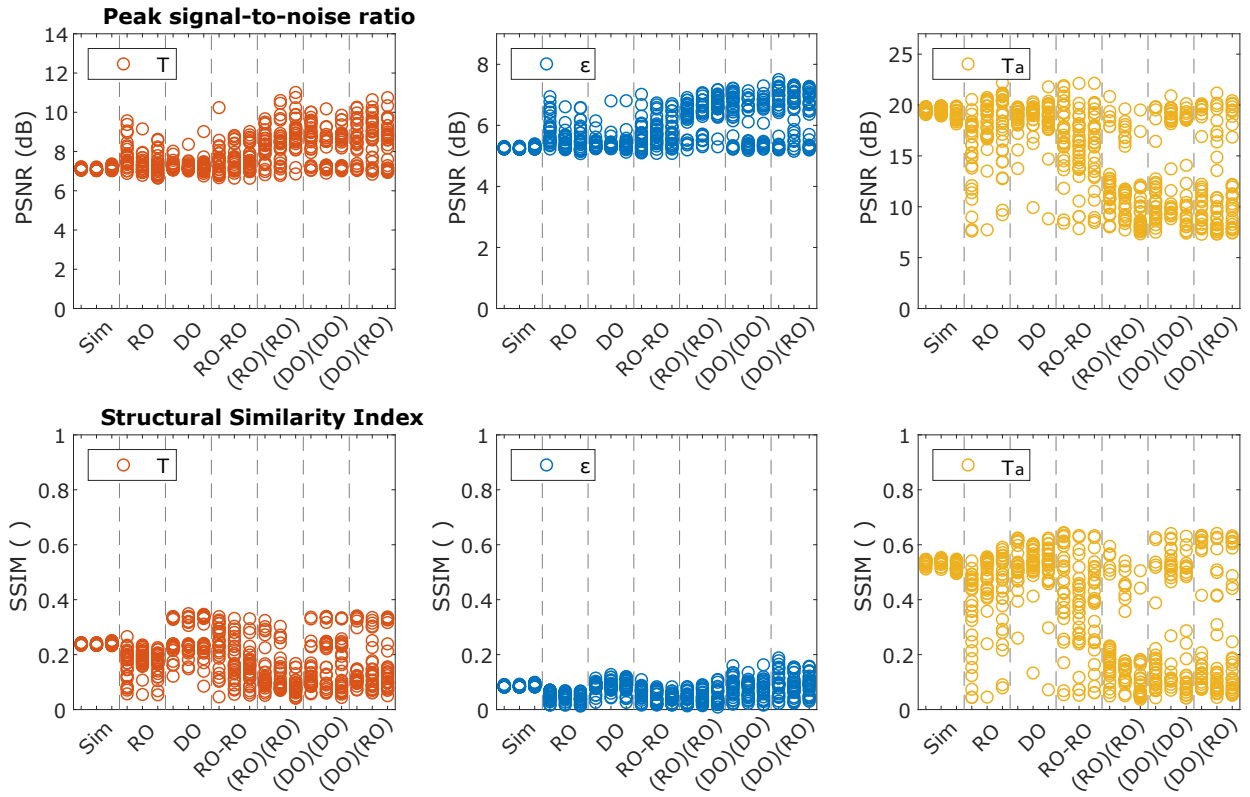
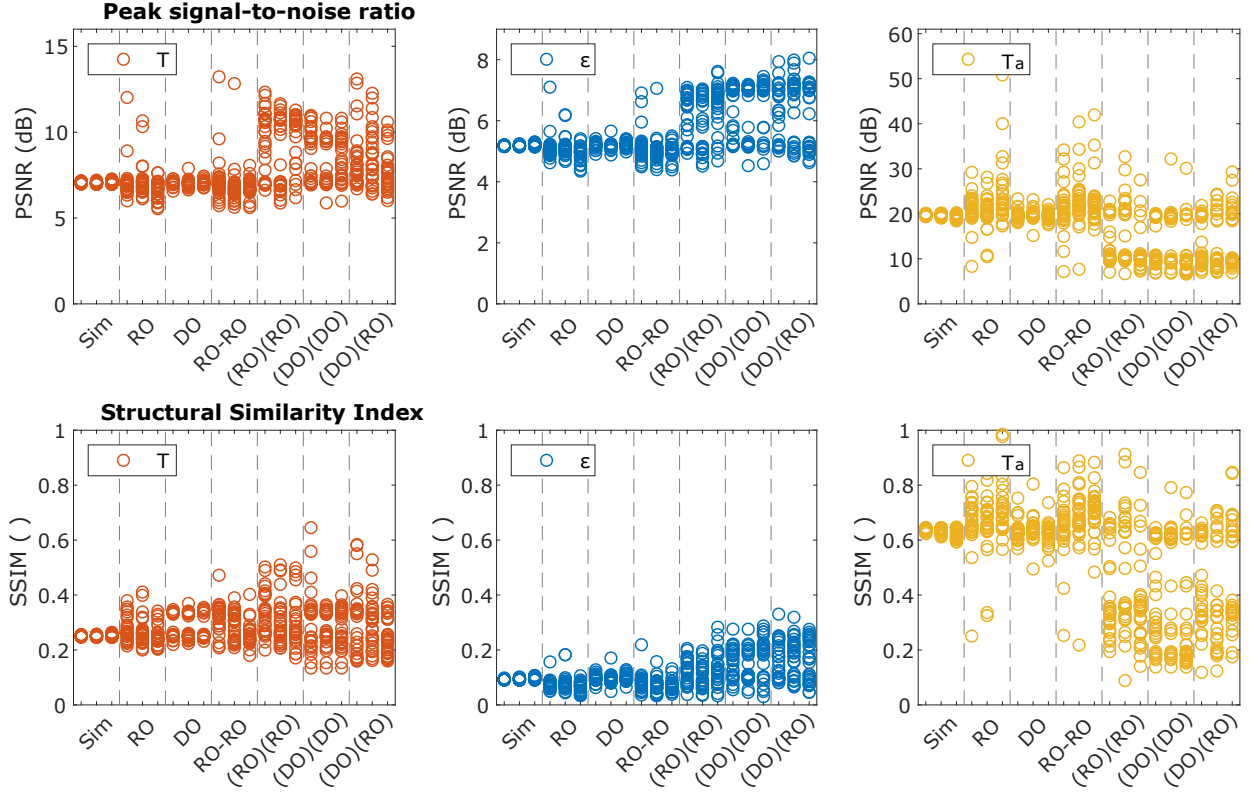
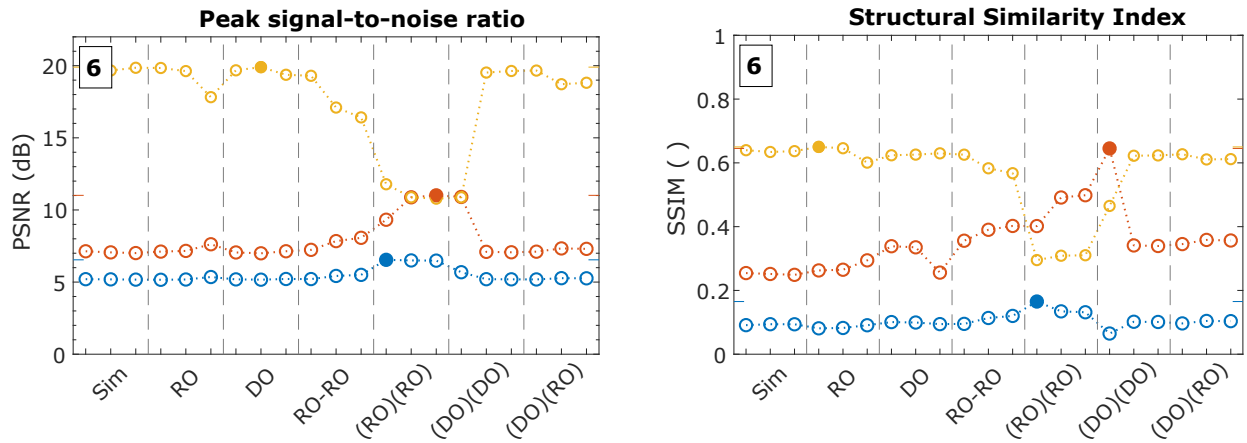
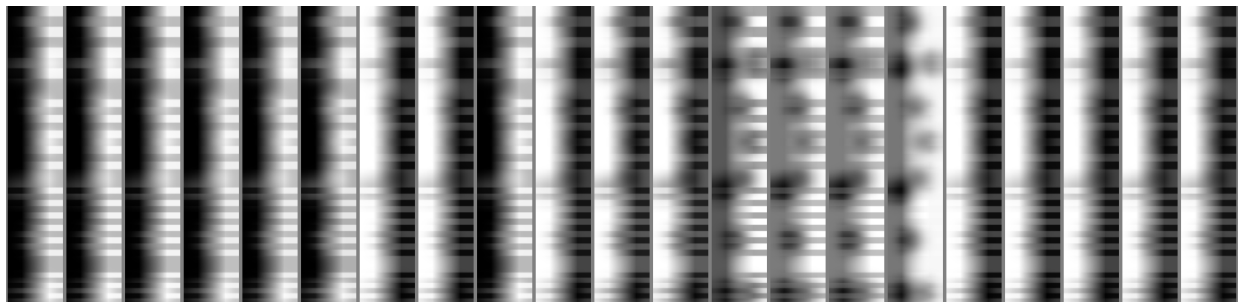


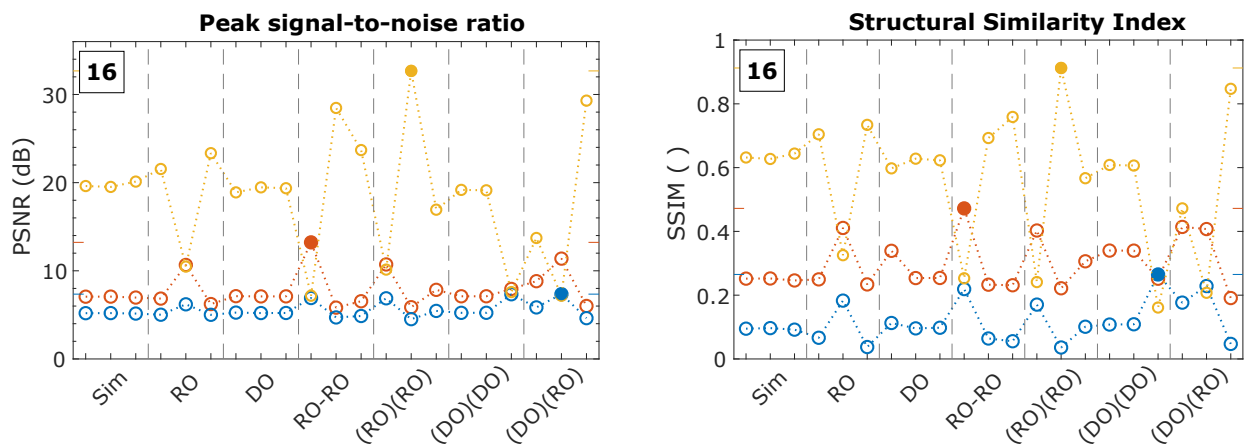
Abb. 6.4: Verteilung der PSNR- und SSIM-Werte auf die Bildverarbeitungsmethoden bei Vergleich mit den Referenzen T , ε , T_a



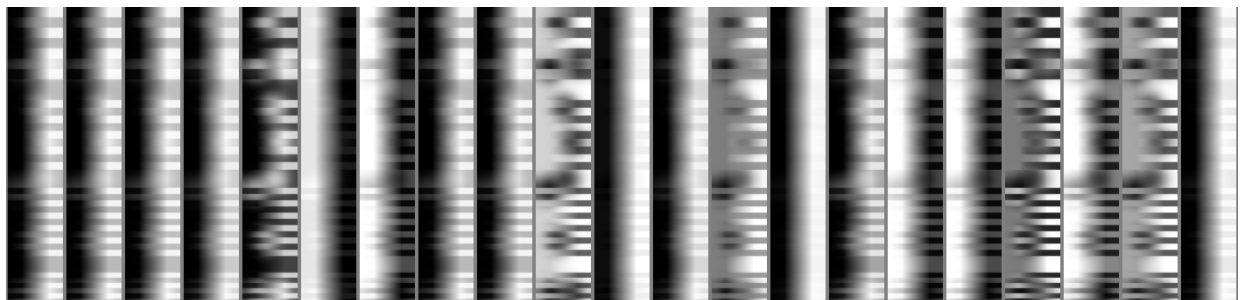
(a) Simulation 1x29(6): PSNR- und SSIM-Werte je nach Bildverarbeitungsmethode



(b) Simulation 1x29(6): Bildausschnitte v.l.n.r. wie in a)



(c) Simulation 1x29(16): PSNR- und SSIM-Werte je nach Bildverarbeitungsmethode



(d) Simulation 1x29(16): Bildausschnitte v.l.n.r. wie in c)

Abb. 6.5: Simulation 1x29: Simulationsläufe 6 und 16 im Vergleich

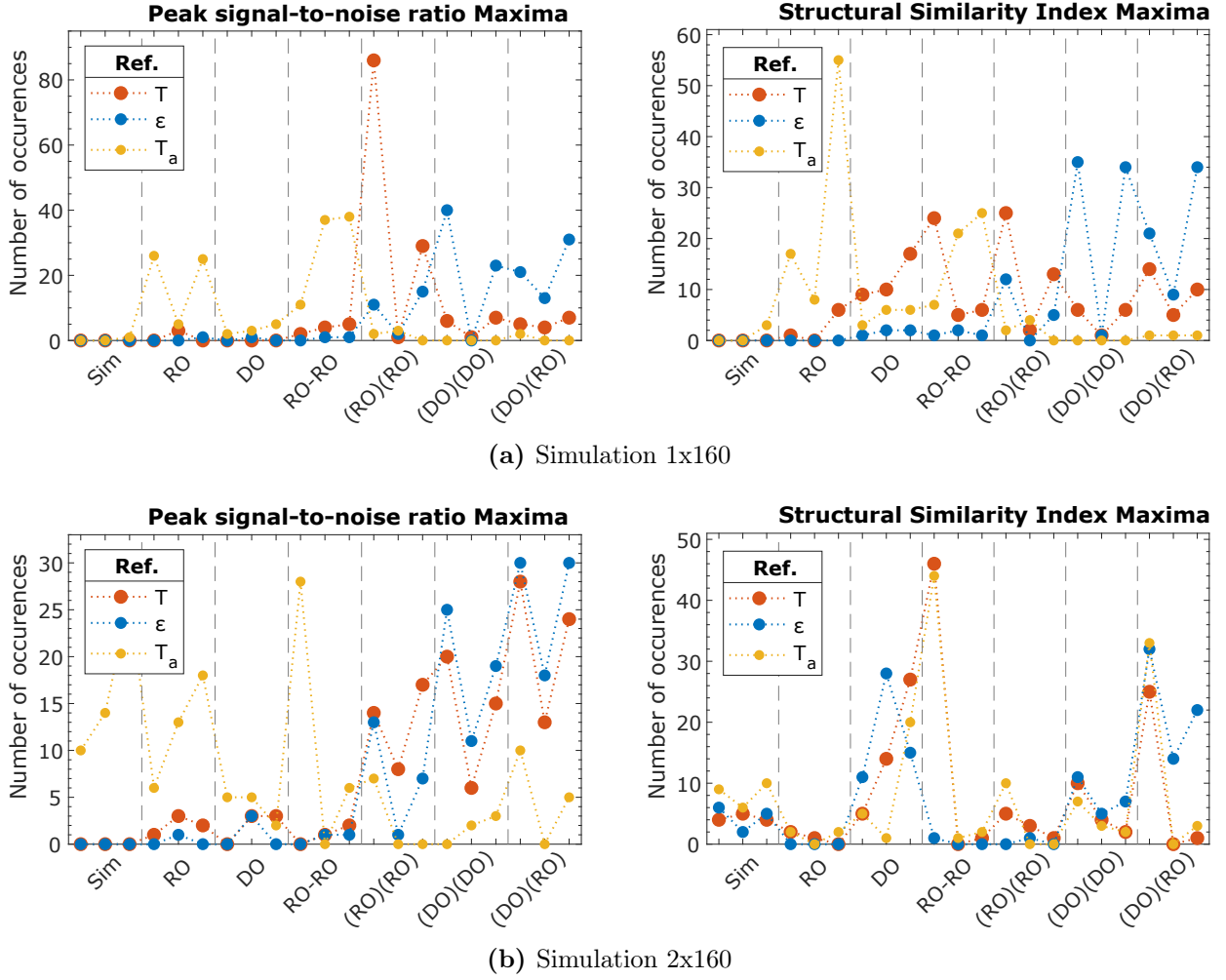
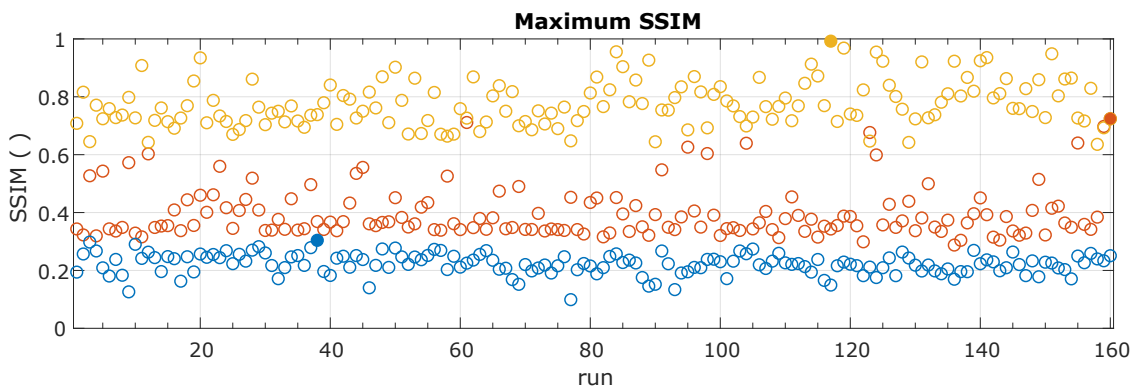
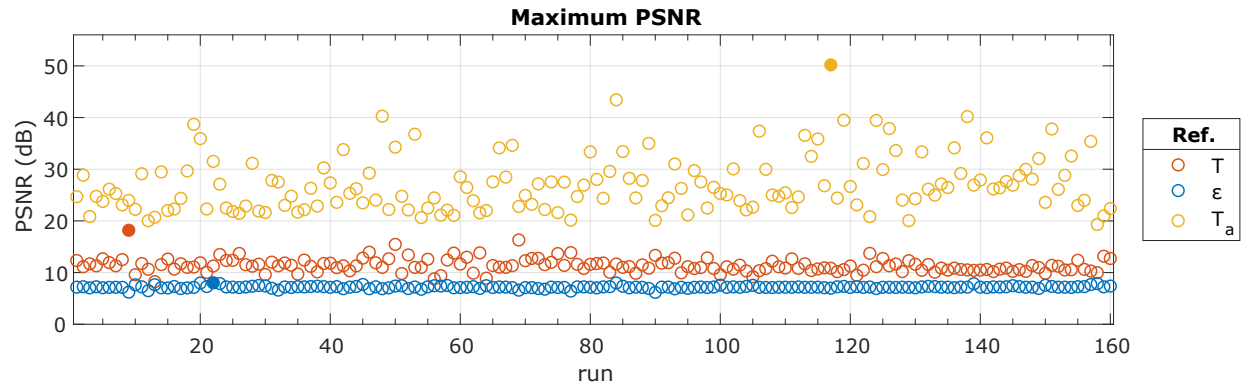
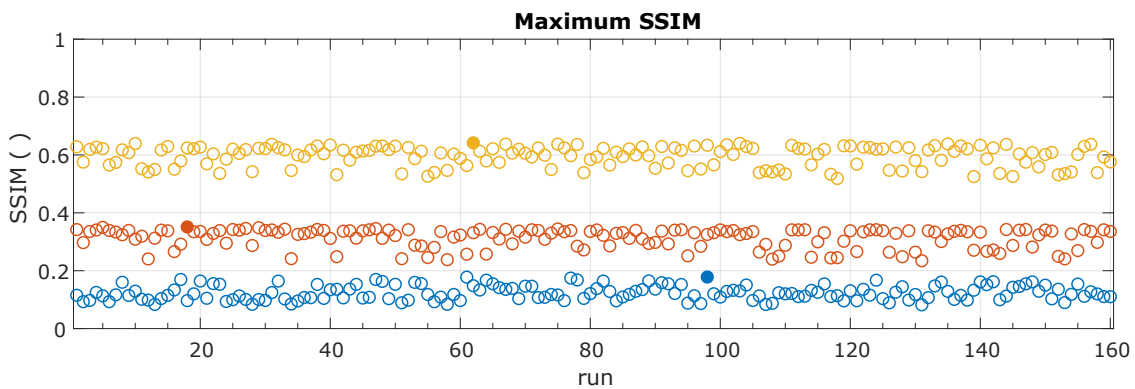
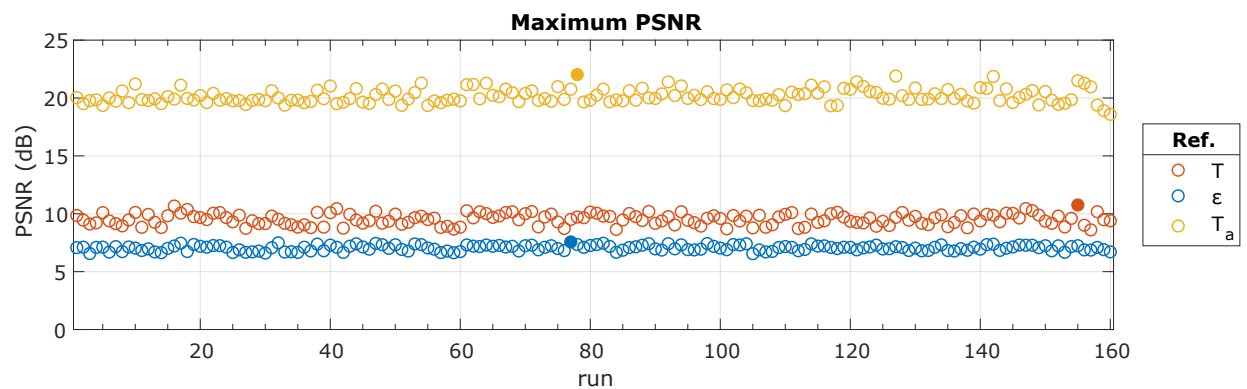


Abb. 6.6: Auftreten des maximalen PSNR- und SSIM-Wertes des Simulationslaufs je nach Bildverarbeitungsmethode (Häufigkeitsverteilung)

schiedliche Strukturen haben – bei denen man auch ohne Vorwissen einen Eindruck von allen drei Faktoren bekommt (Abb. 6.14). Es verblüfft, dass sich die einzelnen Bestandteile in diesem Fall erkennen lassen, obwohl Temperaturen um die Raumtemperatur und damit starke Reflexionen im Vergleich zum Temperatursignal gewählt wurden. Für die gewählte Prüfsituation erhält man besonders herausragende Ergebnisse für die Ermittlung des Reflexionsverlaufs T_a . Man erhält in allen Fällen neue Kontraste gegenüber den simulierten Aufnahmen (Sim). Der multispektrale Ansatz findet jedoch seine Begrenzung, berücksichtigt man das in jeder Messung unabhängige Detektorrauschen (vgl. Abb. 6.11, 6.15). Eine Ermittlung von T ist dann nicht mehr möglich. In der Realität werden sich die hervorragenden Ergebnisse somit nicht bestätigen lassen. Für weitere Versuche müssen Temperaturen deutlich über Raumtemperatur verwendet werden.



(a) Simulation 1x160



(b) Simulation 2x160

Abb. 6.7: Maximale PSNR- und SSIM-Werte nach Bildverarbeitung für jeden Simulationslauf

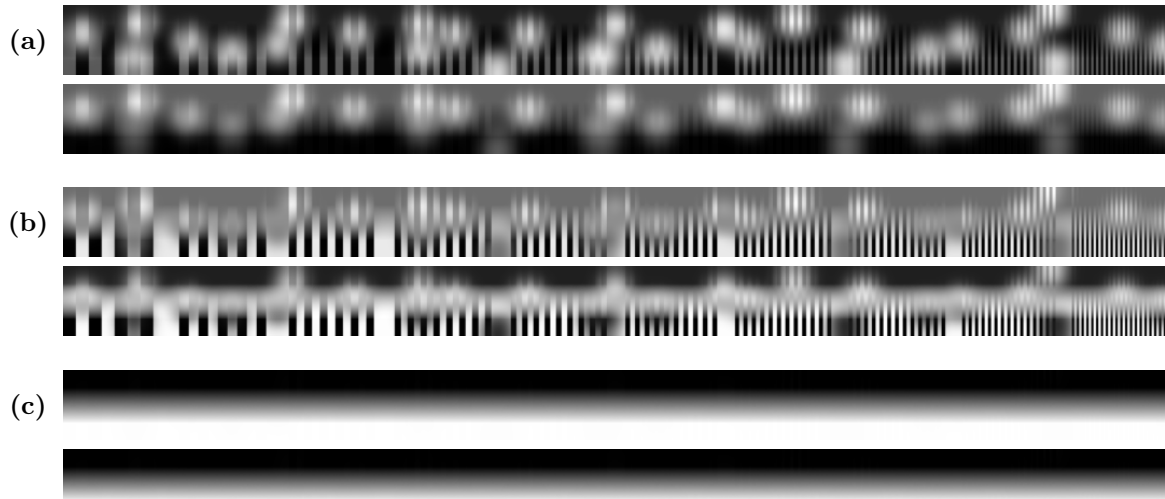


Abb. 6.8: Simulation 1x160: Beste Ergebnisse bezüglich Qualitätskennzahl 1) PSNR (oben) und 2) SSIM (unten) für a) Wärmeverteilung (9, 160), b) Materialverteilung (22, 38), c) Reflexionen (117) (vgl. Markierungen Abb. 6.7)

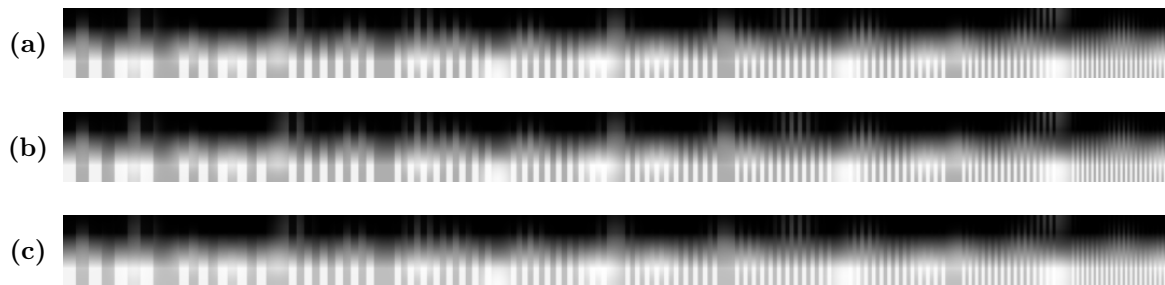


Abb. 6.9: Simulation 1x160: Beste simulierte Bilder (Sim) bezüglich Qualitätskennzahl PSNR und SSIM (Bilder identisch) für a) Wärmeverteilung (96), b) Materialverteilung (96), c) Reflexionen (154)

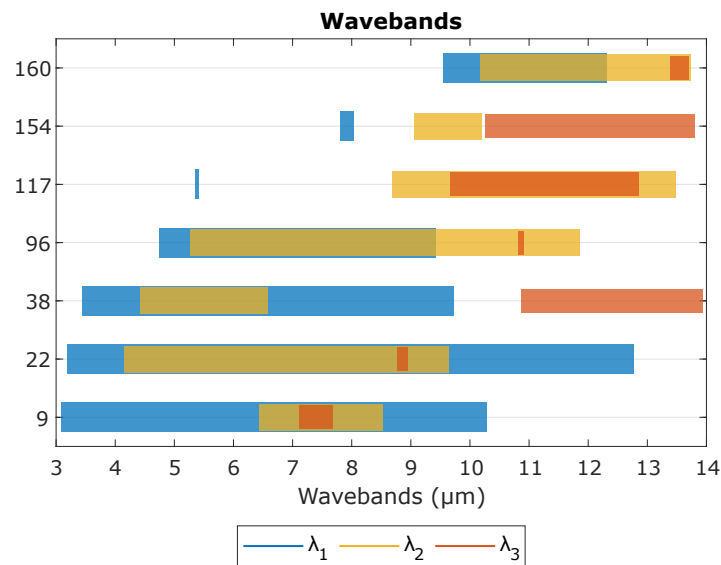


Abb. 6.10: Simulation 1x160: Verteilung der Wellenlängenbereiche für ausgewählte Simulationenläufe (vgl. Abb. 6.7). Ergänzung: Lauf 124 [5,56 10,72], [5,61 10,90] und [6,39 13,83] μm .

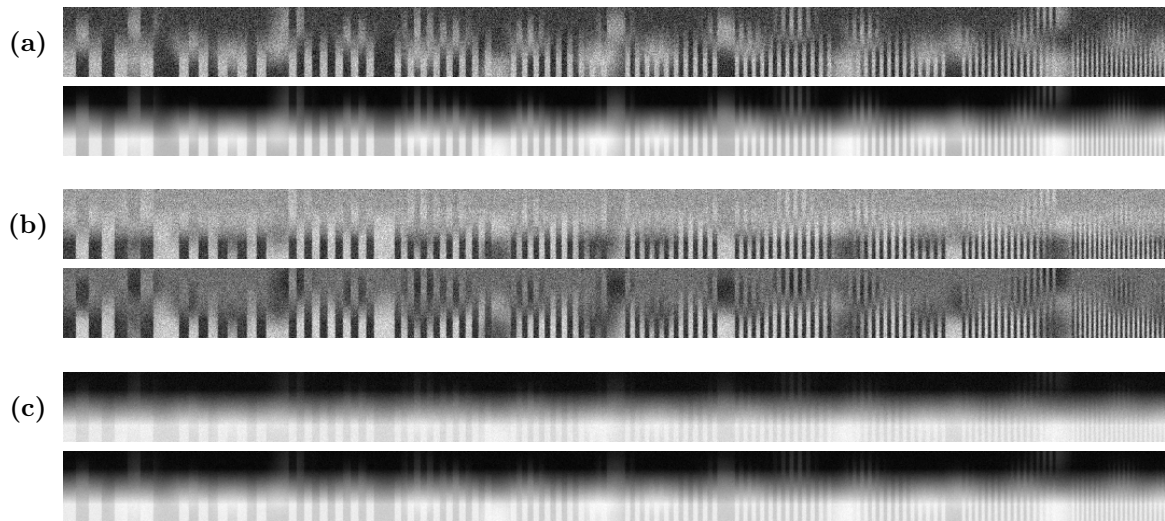


Abb. 6.11: Simulation 2x160: Beste Ergebnisse bezüglich Qualitätskennzahl 1) PSNR (oben) und 2) SSIM (unten) für a) Wärmeverteilung (155, 18), b) Materialverteilung (77, 98), c) Reflexionen (62, 78) (vgl. Markierungen Abb. 6.7)

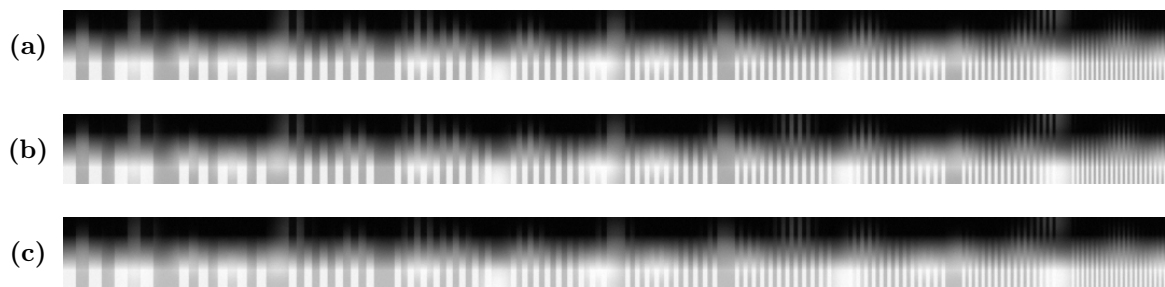


Abb. 6.12: Simulation 2x160: Beste simulierte Bilder (Sim) bezüglich Qualitätskennzahl PSNR für a) Wärmeverteilung (64), b) Materialverteilung (64), c) Reflexionen (6)

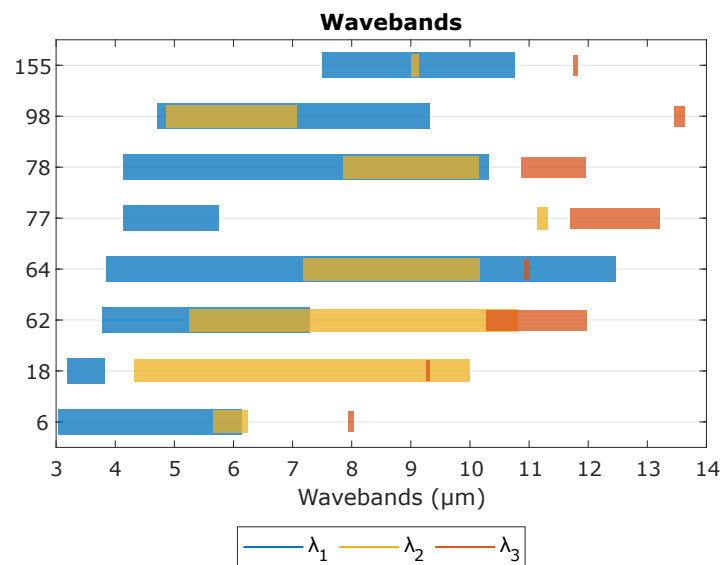
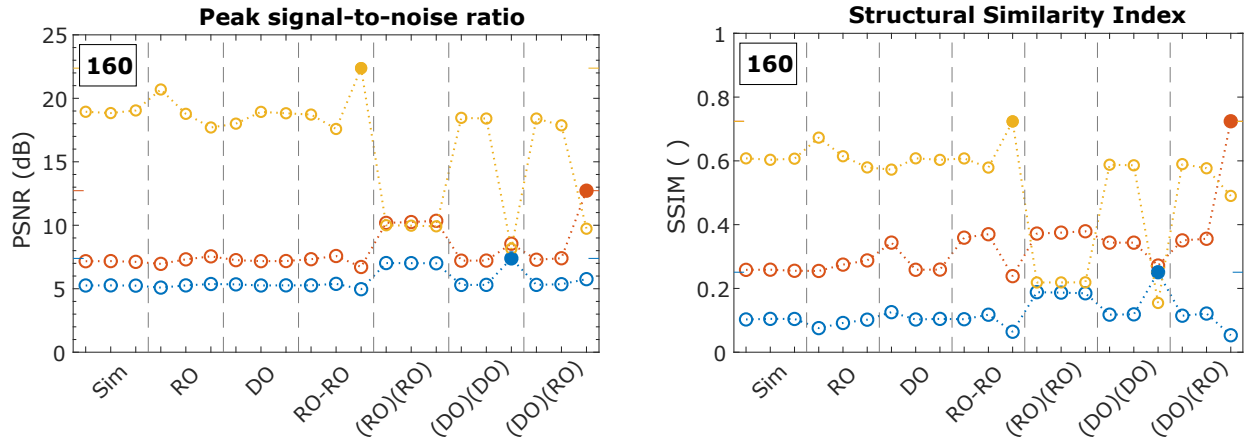
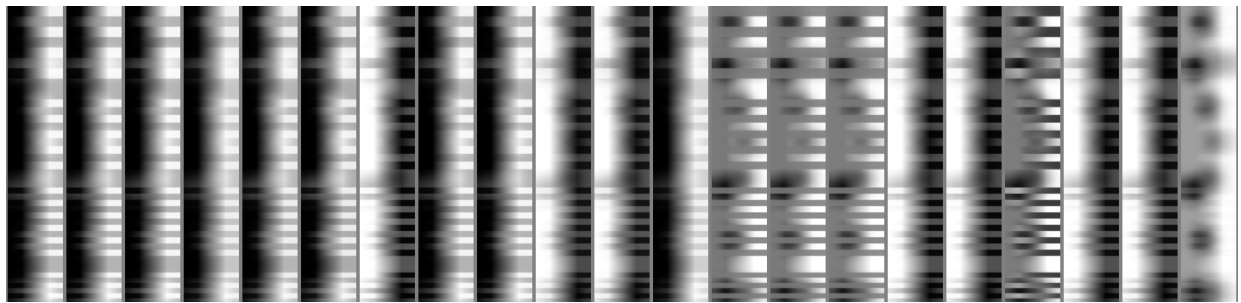


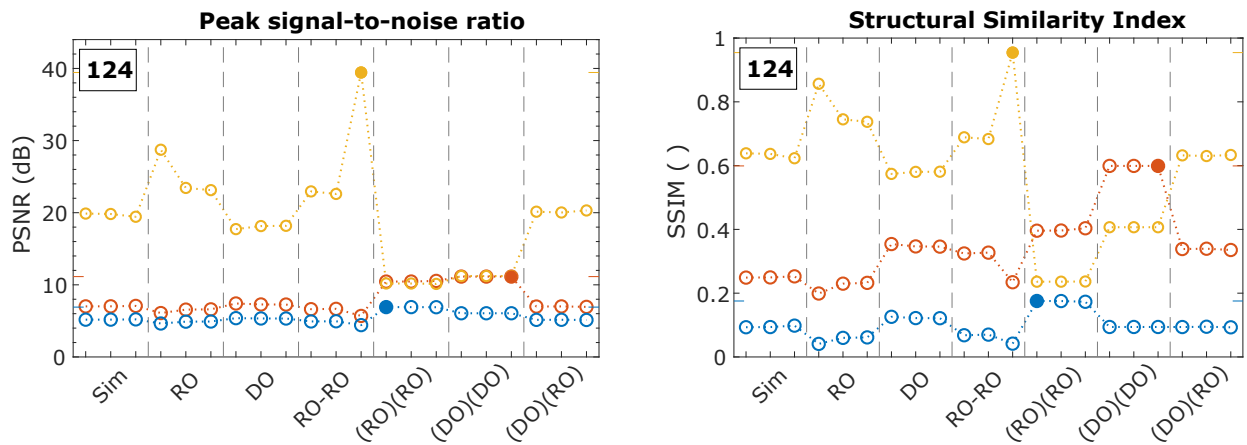
Abb. 6.13: Simulation 2x160: Verteilung der Wellenlängenbereiche für ausgewählte Simulationsläufe (vgl. Abb. 6.7)



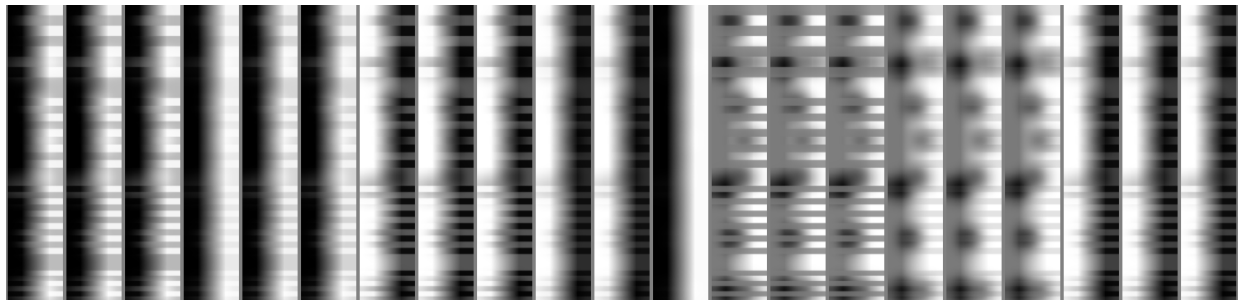
(a) Simulation 1x160(160): PSNR- und SSIM-Werte je nach Bildverarbeitungsmethode



(b) Simulation 1x160(160): Bildausschnitte v. l. n. r. wie in a)

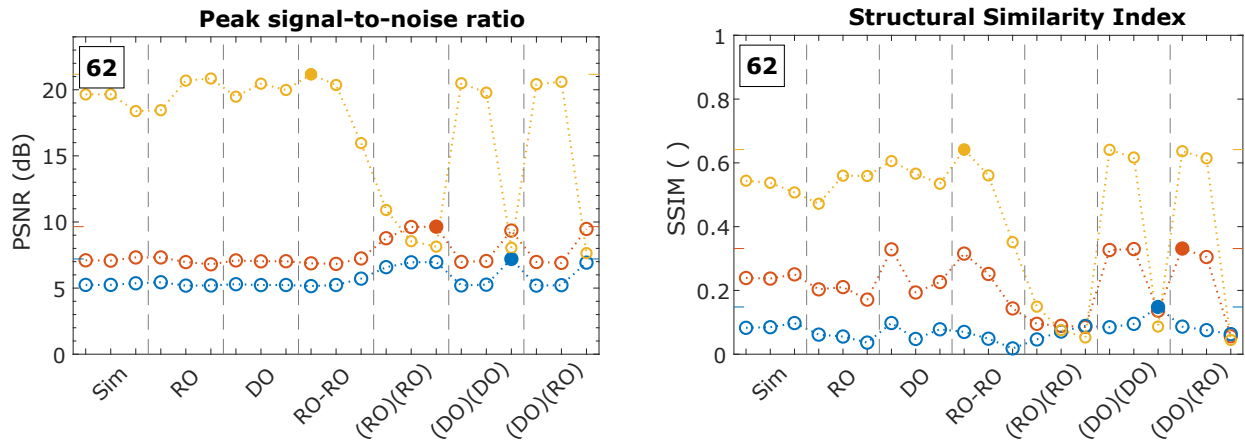


(c) Simulation 1x160(124): PSNR- und SSIM-Werte je nach Bildverarbeitungsmethode

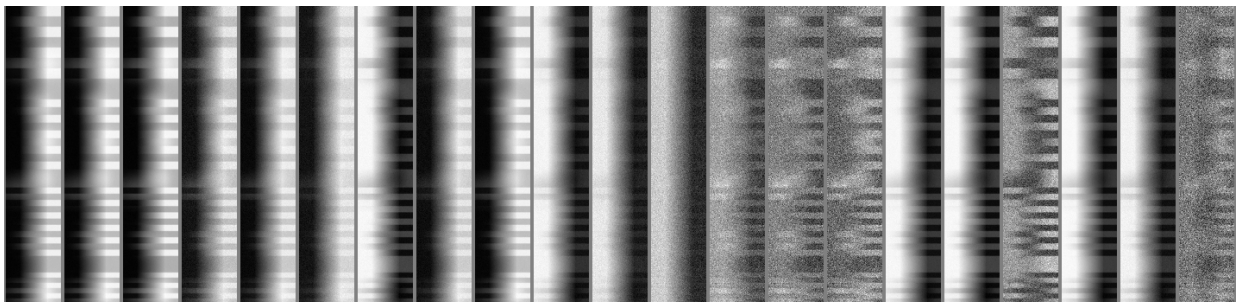


(d) Simulation 1x160(124): Bildausschnitte v. l. n. r. wie in c)

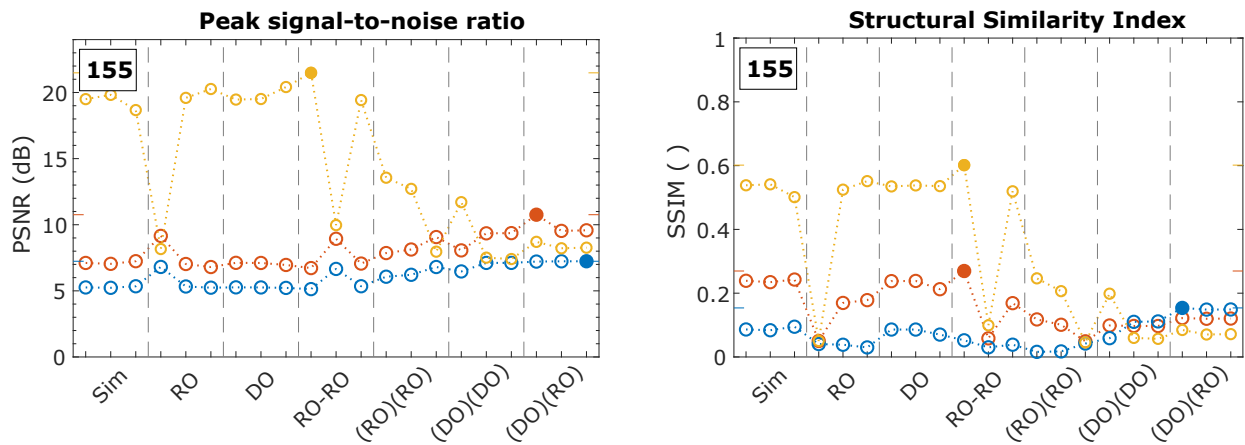
Abb. 6.14: Simulation 1x160: Simulationsläufe 160 und 124 im Vergleich



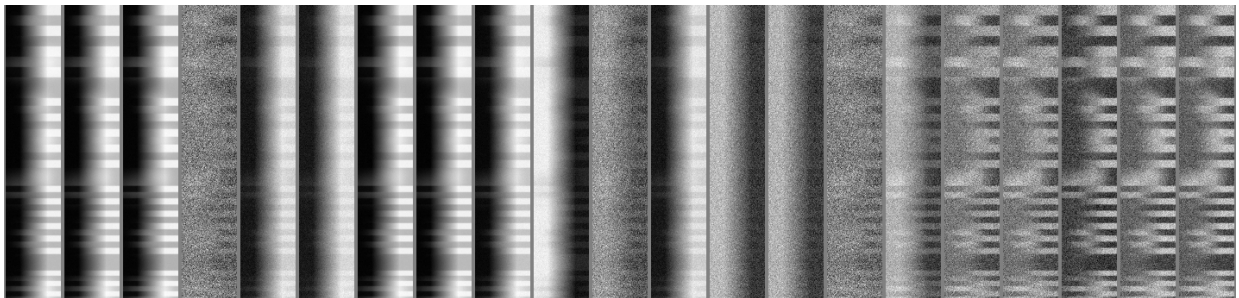
(a) Simulation 2x160(62): PSNR- und SSIM-Werte je nach Bildverarbeitungsmethode



(b) Simulation 2x160(62): Bildausschnitte v. l. n. r. wie in a)



(c) Simulation 2x160(155): PSNR- und SSIM-Werte je nach Bildverarbeitungsmethode



(d) Simulation 2x160(155): Bildausschnitte v. l. n. r. wie in c)

Abb. 6.15: Simulation 2x160: Simulationsläufe 62 und 155 im Vergleich

Tabelle 6.4: Körnung des verwendeten Strahlmittels nach FEPA (*Federation of European Producers of Abrasives*) und mit Profilometer gemessene resultierende Rauheit

	0	1	2	3	4	5	6	7
Bearbeitung (FEPA)	Ohne	220	150	100	80	70	54	30
Mittenrauwert R_a (μm)	0,18	1,06	1,94	2,29	3,07	3,72	4,91	7,48
RMS-Rauheit R_q (μm)	0,23	1,32	2,44	2,89	3,93	4,65	6,19	9,42

6.2 Aluminium verschiedener Rauheit mit Verunreinigung

Zur Validierung der bei der generischen Simulation gewonnenen Erkenntnisse wurde ein beidseitig in verschiedener Körnung sandgestrahltes Aluminiumblech untersucht. Aufgrund seiner Verwendung in anderen Experimenten befanden sich auf der Oberfläche Polymerspuren (PLA, Polylactid) aus Druckversuchen eines 3D-Druckers nach dem FDM-Verfahren (*fused deposition modeling*), die manuell abgezogen wurden. Dabei verblieben teilweise Reste auf der rauen Oberfläche, die noch eine Rolle spielen werden und namensgebend für dieses Kapitel sind. Zunächst jedoch zum Versuchsaufbau.

6.2.1 Experiment

Wie in Abb. 6.16 dargestellt, wurde der Schwarze Strahler (vgl. Tabelle 3.2) in Reflexionsanordnung zur Probe und Dualband-Kamera (vgl. Tabelle 3.1) positioniert und auf eine Temperatur von 60 °C eingestellt. Die Umgebungstemperatur betrug 22,5 °C. Der Strahler blieb bis zur Aufnahme der IR-Bilder verdeckt, sodass die Probe Umgebungstemperatur behielt.

In Abb. 6.17 sind die resultierenden Aufnahmen im MWIR- und LWIR-Bereich dargestellt, außerdem die Verarbeitung RO und DO. Zur Vergleichbarkeit wurde das Ergebnis von DO invertiert. Die nach Tabelle 6.4 bezeichneten Flächen weisen zunehmende Rauheiten auf. Die unbearbeitete und damit blanke Fläche befindet sich rechts auf Seite 1. Nur in dieser Fläche spiegelt sich der Schwarze Strahler erkennbar wider, ebenso an unbearbeiteten Streifen zwischen den Flächen. Tatsächlich erfasst der quadratische Strahler auch die anderen Flächen, die jedoch lediglich diffus reflektieren. In den Bildern sind die Zunahmen der Rauheit nur undeutlich zu erkennen. Die Flächen 3 und 4 sowie 5 und 6 scheinen die gleiche Abstrahlung aufzuweisen. Hervor stechen die dunklen Polymerreste, insbesondere auf Seite 2 links unten. Durch die Mischung aus Adhäsions- und Kohäsionsbruch ist auf Seite 2 auch eine rechteckig verlaufende Polymerspür in der oberen Hälfte erkennbar, wobei der kohäsive Bruchanteil und damit die verbleibenden Klebstoffreste mit abnehmender Rauheit nach rechts abnehmen. Nach der Verarbeitung RO verschwinden auf beiden Seiten diese Spuren vollständig. Des Weiteren treten die Oberflächenkratzer gegenüber dem Untergrund definierter und dadurch schärfer hervor. Bei der Verarbeitung DO hat es den Anschein, dass das Polymer deutlicher dargestellt wird und die Kratzer zum Teil unschärfer werden oder verschwinden.

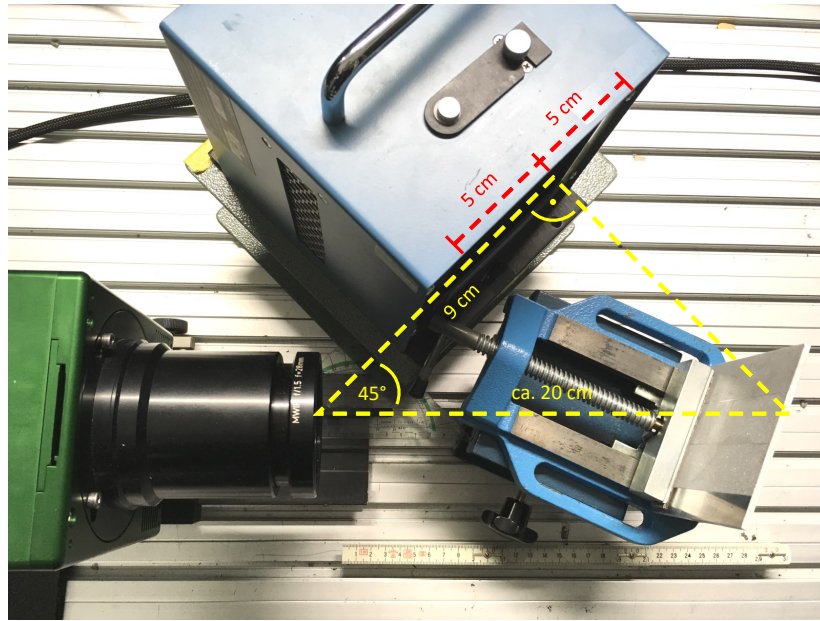


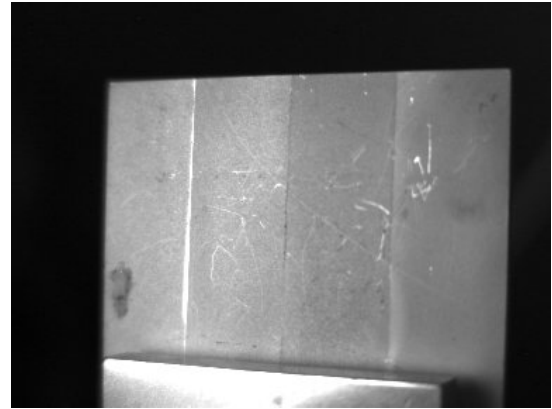
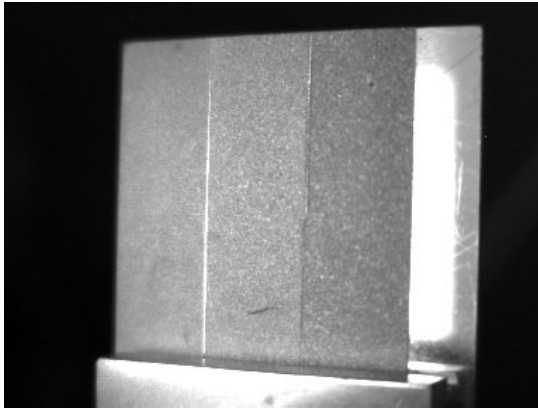
Abb. 6.16: Aufnahme des Versuchsaufbaus. Thermosensorik QWIP 384 Dualband Kamera, Strahler 60 °C.

6.2.2 Erstellen des Materialmodells

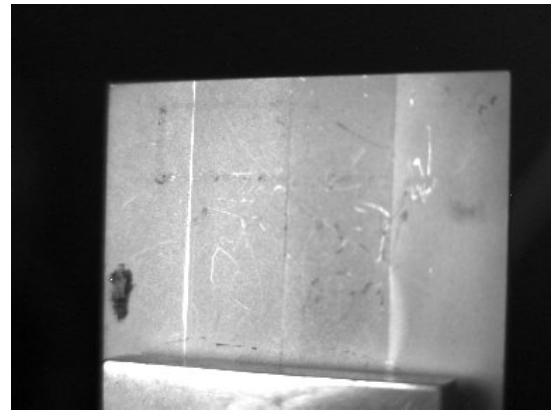
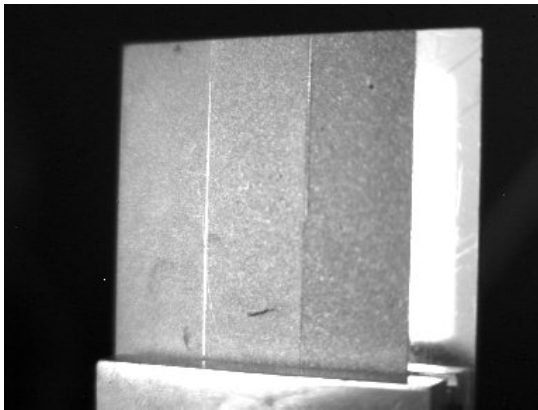
Aufgrund der radiometrischen Kalibrierung der Kamera (hier bei 25 und 60 °C) kann aus den Aufnahmen die Emissivität bzw. Reflektivität mit Hilfe der Proben temperatur T und der Strahlertemperatur T_a nach Gleichung (6.1) bestimmt werden. Die ermittelten Werte für Aluminium bei steigender Rauheit (à 640 px Fläche) sowie für PLA (gemittelt an drei Stellen, zusammen 370 px) sind in Abb. 6.18a aufgetragen. Auffällig ist, dass die Reflektivität von Aluminium (Al) im LWIR über alle Rauheiten hinweg knapp über der im MWIR liegt. Dies entspricht dem Verhältnis, wie es auch in der Datenreferenz erkennbar ist (vgl. Abb. 6.1b). Die absoluten Größen entsprechen der Quelle jedoch nicht. Die Reflektivität von PLA liegt unter der von Al und weist ein umgekehrtes Verhältnis auf (MWIR/LWIR $\approx 1,3$). Das Verhältnis MWIR/LWIR des Aluminium ändert sich bei steigender Rauheit deutlich weniger stark als die absoluten Werte der Reflektivität.

Da diese Werte nur für Messungen innerhalb der Wellenlängenbereiche verwendbar sind, bei denen sie erhoben wurden, und zur Überprüfung der Diskrepanz zwischen Referenzspektrum und thermografischer Messung, werden eigene FTIR-Messungen herangezogen. Die Schwierigkeit bei dem konkreten Gerät besteht darin, dass ein guter Kontakt des Messkopfes zur Probenoberfläche nur bei sehr planen Versuchskörpern gewährleistet ist. So ließ sich Seite 2 des sandgestrahlten Bleches aufgrund eines verbleibenden Spalt zum Messkopf nicht oder nicht reproduzierbar vermessen. Die Ergebnisse für Seite 1 sind in Abb. 6.19 dargestellt. Die Reflektivität der unbearbeiteten Fläche ist wie erwartet deutlich größer als die der aufgerauten Flächen. Die Flächen 5 und 6 liegen sehr nahe beieinander, die Fläche 7 setzt sich davon ab, wie es auch in der thermografischen Messung erkennbar war (vgl. Abb. 6.18a). Die absoluten Werte lassen sich auch hier nicht Eins-zu-eins vergleichen. Aus diesem Grund wird das gemessene Spektrum auf den thermografisch ermittelten Wert von Fläche 0 im LWIR referenziert.

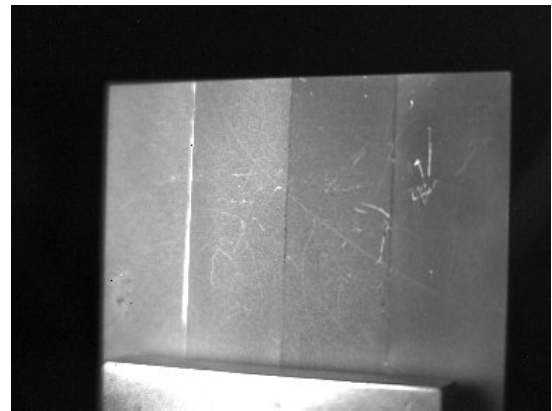
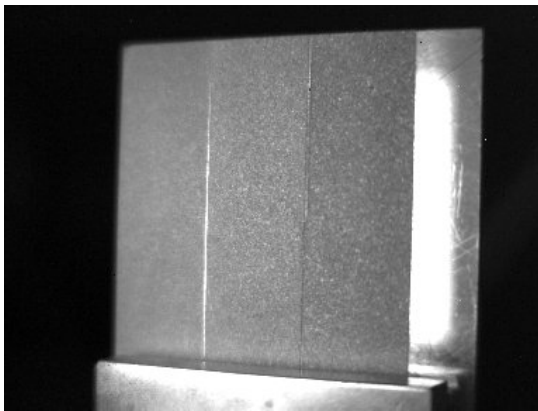
MWIR



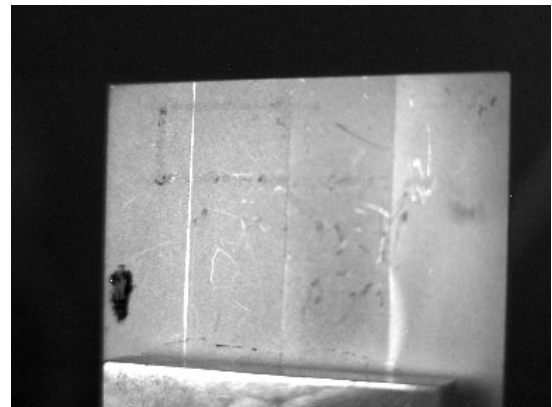
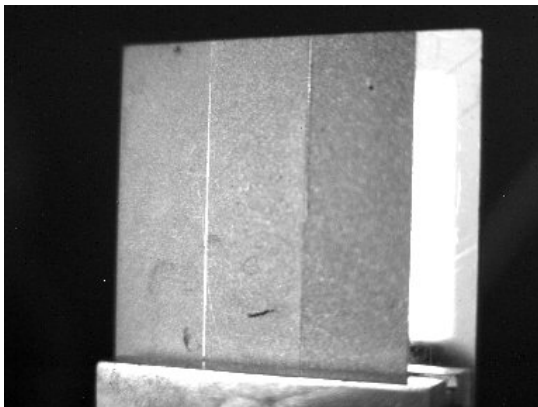
LWIR



MWIR/LWIR (RO)



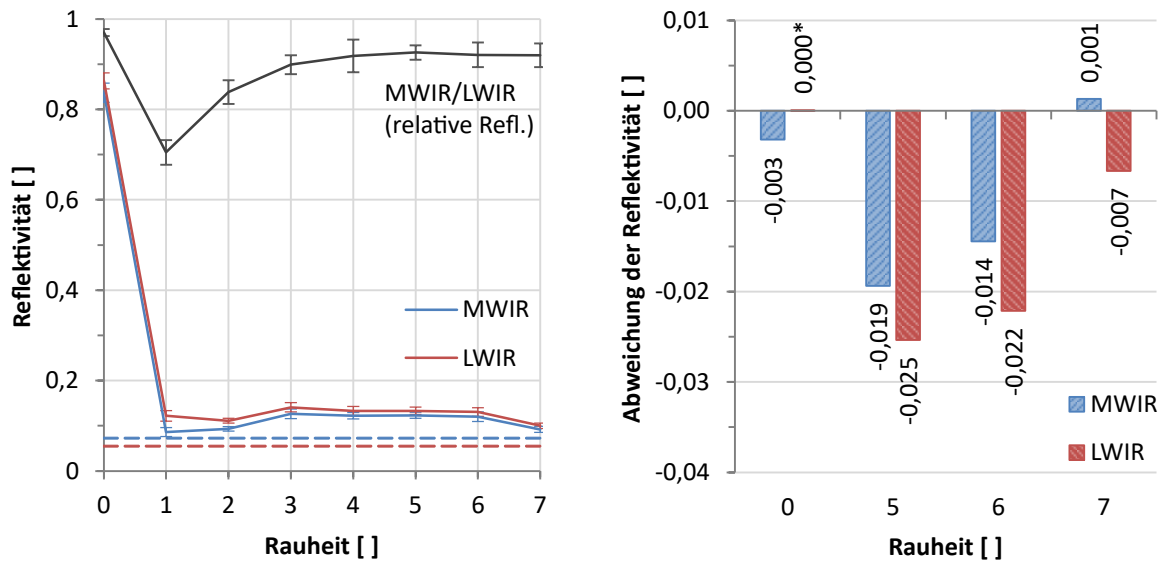
MWIR-LWIR (DO), invert.



(a) Seite 1

(b) Seite 2

Abb. 6.17: Thermografie-Aufnahmen und Verarbeitung. Die Rauheit verteilt sich wie folgt auf die Flächen (v.l.n.r.): Seite 1: [5 6 7 0], Seite 2: [4 3 2 1].



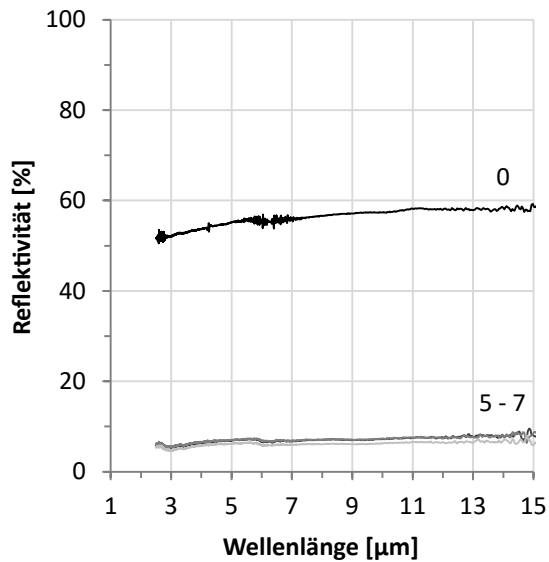
(a) Thermografie: Änderung der Reflektivität von Aluminium-Flächen mit steigender Rauheit. Gestrichelt ist der ermittelte Wert für PLA eingetragen.

(b) Thermografie und FTIR: Abweichung der Reflektivität bei der referenzierten (*) Messung mit FTIR-Spektrometer zu der Messung mit Thermografie.

Abb. 6.18: Vergleich der gemessenen Reflektivitäten

Die Ergebnisse der beiden Messmethoden unterscheiden sich dann nur noch marginal, verglichen mit dem möglichen Messbereich von 0 bis 1 (vgl. Abb. 6.18b). Die Relation $LWIR > MWIR$ bleibt erhalten, der Abstand verringert sich jedoch weiter.

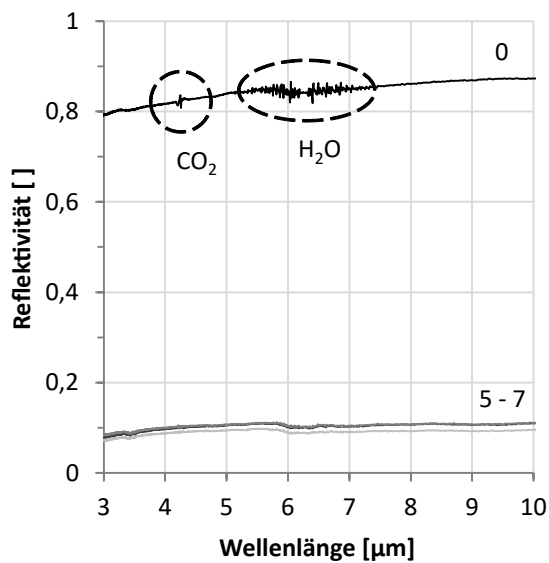
In den Spektren (Abb. 6.19) sind verbleibende atmosphärische Einflüsse von CO_2 und H_2O zu erkennen, weshalb keine Aussage möglich ist, ob es sich bei dem Verlauf um $6\mu m$ Wellenlänge um ein Charakteristikum des Aluminium handelt. Die Detektionsbereiche der Dualband Infrarot-Kamera sparen den Einfluss von Wasser aus. Der Einfluss von CO_2 ist nachweislich auch in den thermografischen Messungen enthalten. Insgesamt sind die Unterschiede der verschiedenen Materialien, Oberflächen und Wellenlängenbereiche bezüglich ihrer Reflektivität so gering, dass äquivalent eine hohe Genauigkeit zur Bestimmung des Emissionsgrades notwendig ist – wie in Kapitel 2.5 angekündigt. Vor diesem Hintergrund ergeben sich ermutigende Ergebnisse aus der Simulation, die im Folgenden ausgeführt wird.



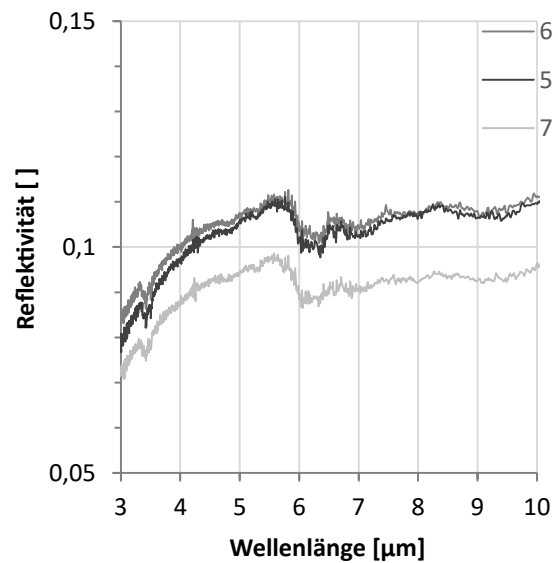
(a) Gemessene Reflektivität



(b) Agilent 4100 ExoScan FTIR



(c) Referenzierte Reflektivität



(d) Vergrößerter Ausschnitt

Abb. 6.19: Die Reflektivität kann mittels FTIR-Spektrometer auf den Flächen 0, 5, 6 und 7 (steigende Rauheit) gemessen werden. c, d) Die Referenzierung erfolgt auf den thermografisch ermittelten Wert von Fläche 0 im LWIR (vgl. Abb. 6.18a).

Tabelle 6.5: Simulationsparameter

	Läufe	Spektralbereiche	Bildaufflösung	NETD	Störungen ε	Störungen $T_{(a)}$
3-5x1	1	4,3 – 5,3 und 7,7 – 8,7 μm	1024 x 64 px	25 mK	$\sigma = 0,02$	$A = 0,5 \text{ K}$, $n = 1 \%$

6.2.3 Simulation

Anhand der Beobachtungen wird eine Simulation durchgeführt. Der Versuchsaufbau könnte an dieser Stelle nachmodelliert werden, aus Gründen der Vergleichbarkeit mit vorherigen Simulationen werden aber die gleichen Masken (vgl. Abb. 6.2) verwendet. Die Breite der Masken entspricht der Breite der Al-Flächen in den Versuchen. Die Emissivitäten ergeben sich analog zu den in Abb. 6.18a dargestellten Werten für aufgerautes Al und PLA. Für die NETD wird ein Wert von 25 mK für beide Wellenlängenbereiche angenommen. Die Standardabweichung σ der Störungen von ε vom Mittelwert ist aus der Streuung der Kurven in Abb. 6.1b abgeleitet. Die Wärmeverteilungen sind mit Störungen der Amplitude 0,5 K überlagert. Zusammen ergibt sich der Input für die Simulation wie in Abb. 6.20 dargestellt.

Das Ergebnis ist in Abb. 6.21 zusammengefasst. Die Einstellungen ergeben simulierte Bilder (Sim), deren Bildeindruck dem Rauschverhalten in den Aufnahmen entspricht. Es bestätigt sich die Beobachtung aus Kapitel 5, dass zur Bewertung verrauschter Bilder der SSIM-Index die menschliche Wahrnehmung besser wiedergibt. Nachvollziehbar ist die deutlichere Unterscheidbarkeit von Al-Oberfläche und Polymer im LWIR gegenüber dem MWIR aufgrund der stärker voneinander abweichenden Emissivität. Die Simulation ergibt genauso für die Folgen der Bildverarbeitung den in den Versuchsaufnahmen beobachteten Trend, dass die Differenzbildung (DO) den Kontrast zwischen Al und PLA verstärkt, während die Verhältnissbildung (RO) zu einem Verschwinden der Polymerspür im Untergrund führt. Eine Zunahme des Rauscheindrucks bei RO kann allerdings im Versuch nicht festgestellt werden, was in der Skalierung der Aufnahme begründet liegen kann, die durch fehlerhafte Pixel (*bad pixel*) beeinflusst wird.

Zur Erinnerung: Die Modellgüte, nach der die Messungen physikalisch dargestellt werden, ist durch die mögliche Eliminierung konstanter und linearer Anteile über den Faktor $\frac{L}{L_{\square}}$ hinaus bei der radiometrischen Kalibrierung höher als die Modellgüte der Simulation (vgl. Abb. 4.8, S. 53). Diese Unterschiede könnten sich in der Größe des Rauschens widerspiegeln. Der Analyse eines Materialkontrastes sind die Unterschiede offensichtlich nicht hinderlich.

In einer weiteren Simulation wird für das Materialmodell von Aluminium das FTIR-Spektrum von Fläche 5 in der referenzierten Version genutzt (vgl. Abb. 6.19), da für Fläche 4 kein Wert zur Verfügung steht. Das Ergebnis ist in Abb. 6.22 (a,b) dargestellt. Es zeigt sich, dass – trotz Abweichung von den Werten der thermografischen Messung (vgl. Abb. 6.18b) – die Simulation ein Bildergebnis mit hoher Übereinstimmung zu Abb. 6.21 liefert. In der gleichen Abbildung ist auch das Ergebnis aus dem unreferenzierten spektroskopischen Materialmodell dargestellt. Die simulierten Bilder (Sim) zeigen bereits (Abb. 6.22c), dass dieses Modell nicht mit der Realität übereinstimmen kann. Bei den verarbeiteten Bildern fällt dann die Phasenumkehr weiß zu schwarz für RO auf, die in der Realität nur bei DO vorkommt.

Tabelle 6.6: Prüfsituation

	● Wärme	● Reflexion	● Material	Oberfläche	Quelle
schwarz	22,5 °C	58 °C	Aluminium	aufgeraut	gemessen
weiß	25 °C	62 °C	PLA	rau	gemessen

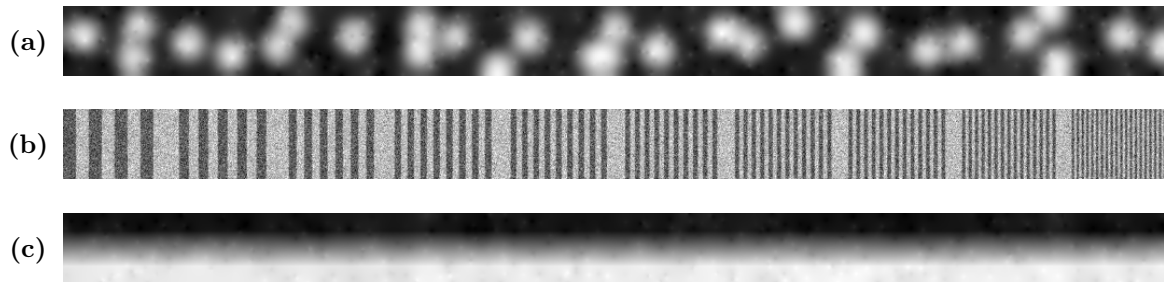
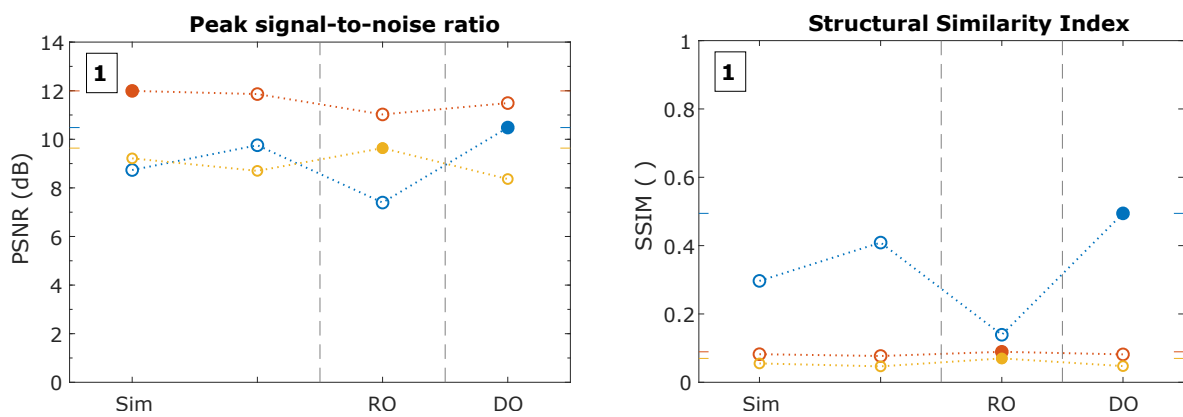
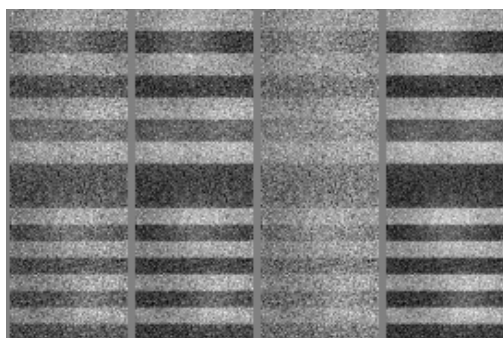


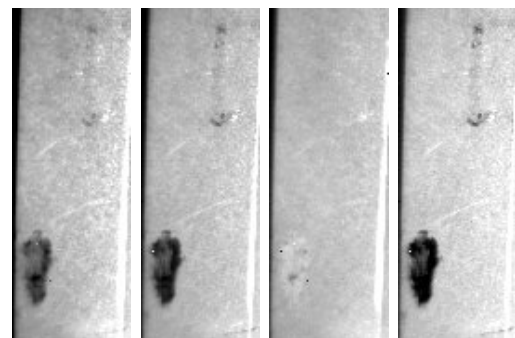
Abb. 6.20: Input für die Simulation 3x1, die NETD ist an dieser Stelle noch nicht sichtbar.
a) ● Wärmeverteilung, b) ● Materialverteilung (LWIR), c) ● Reflexionen



(a) Simulation 3x1(1): PSNR- und SSIM-Werte je nach Bildverarbeitungsmethode

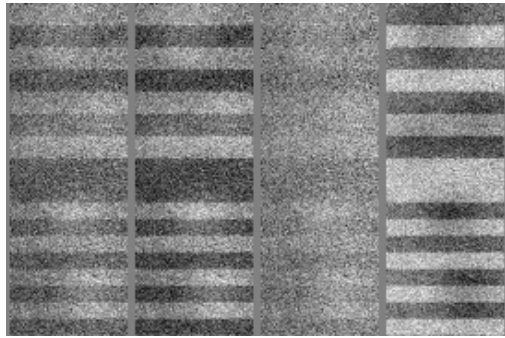
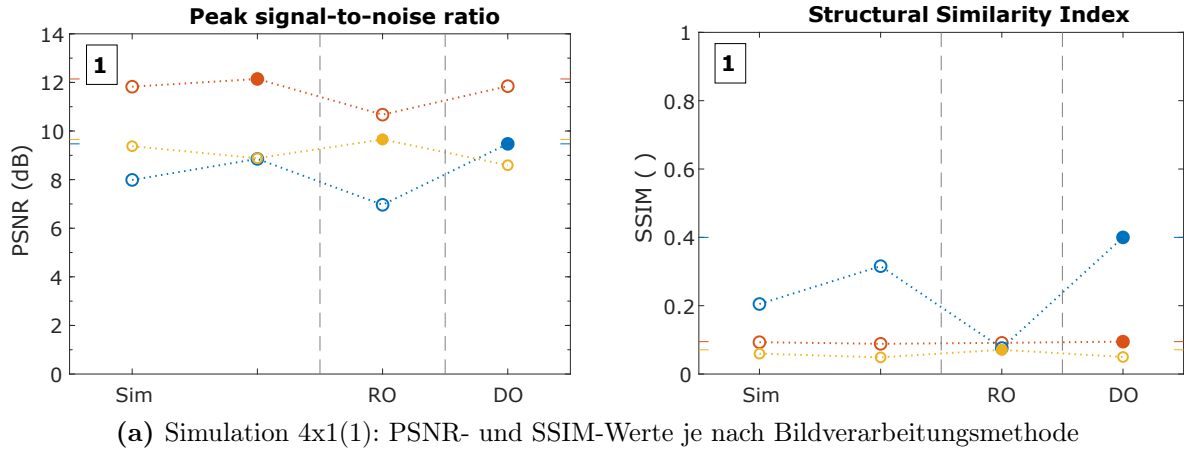


(b) Simulation 3x1(1): Bilder v.l.n.r. wie in a), DO manuell invertiert

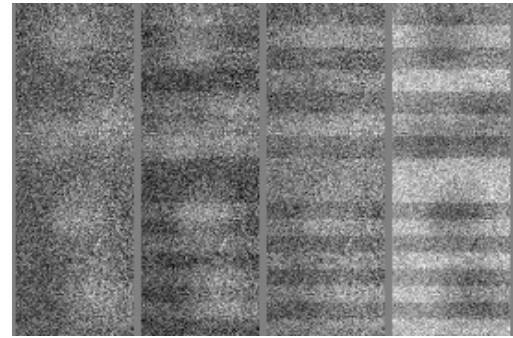


(c) Aufnahme Ausschnitt Seite 2, Fläche 4. Bilder v.l.n.r. wie in b)

Abb. 6.21: Simulation 3x1: Simulationslauf mit thermografisch gemessener Reflektivität von Al und Thermografie



(b) Simulation 4x1(1): Bilder v. l. n. r. wie in a)



(c) Simulation 5x1(1): Bilder v. l. n. r. wie in d)

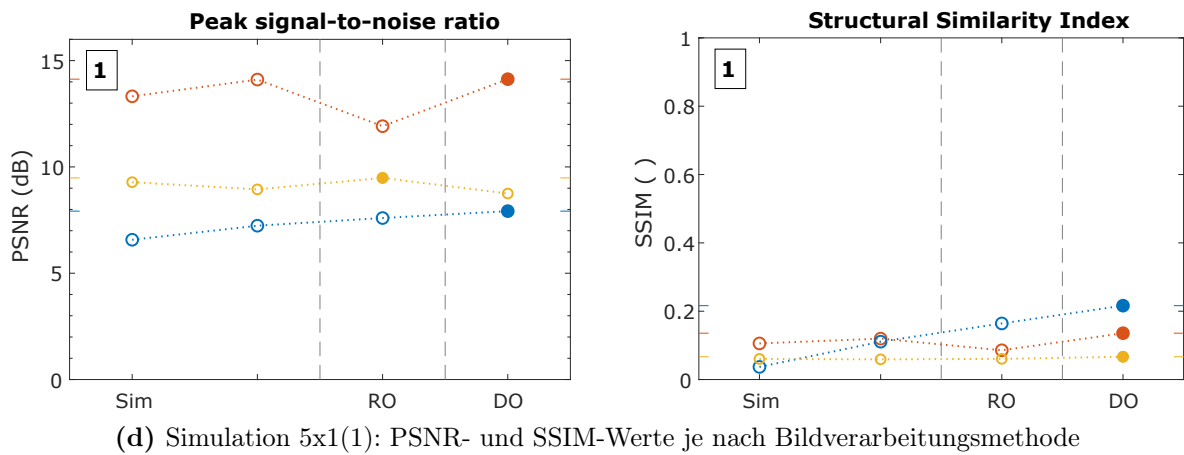


Abb. 6.22: Simulationslauf mit spektroskopisch gemessener, referenzierter (Simulation 4) und nicht referenzierter (Simulation 5) Reflektivität von Al

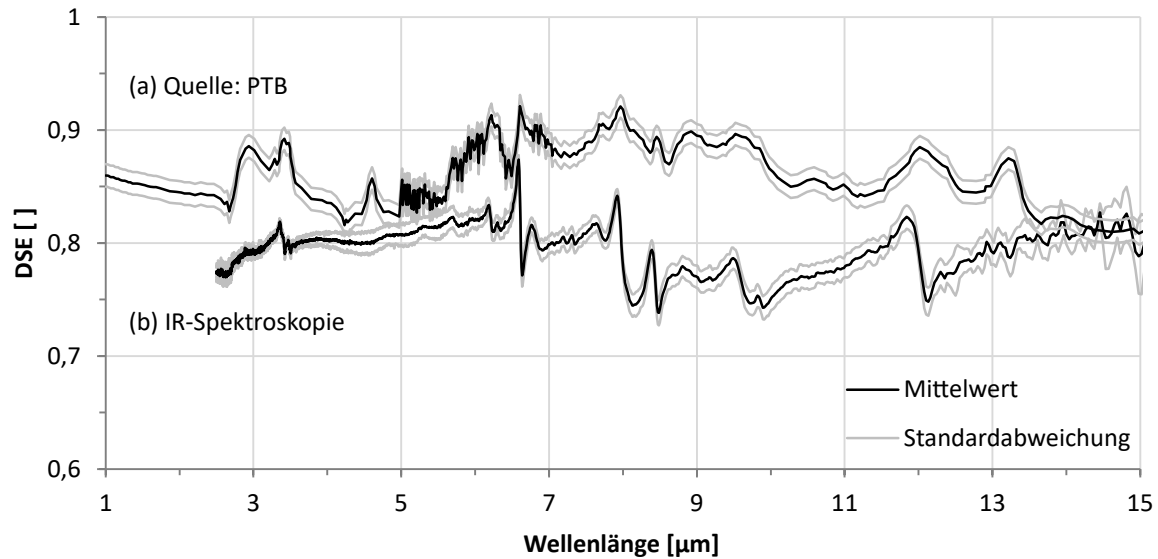


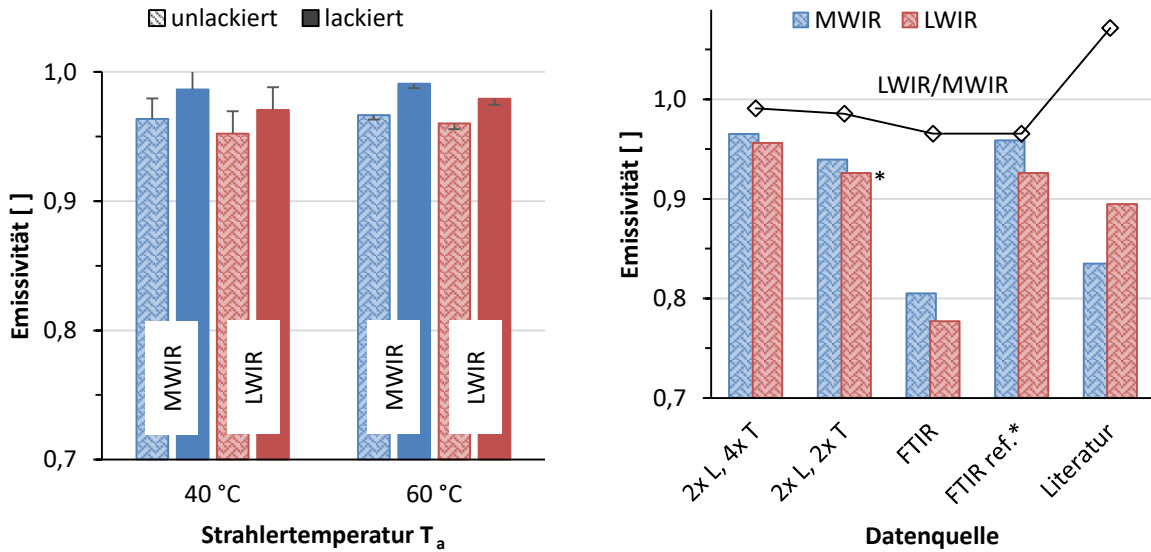
Abb. 6.23: Spektraler Emissionsgrad für CFK, gemessen unter (a) 10° [2] bzw. (b) 45° [47]

6.3 CFK

6.3.1 Erstellen des Materialmodells

Für carbonfaserverstärkte Kunststoffe (CFK) liegen wenige Datenquellen zum Emissions- bzw. Reflexionsverhalten vor. In Abb. 6.23 ist die mittels FTIR gemessene Kurve für das Komposit im Vergleich mit einer Literaturreferenz dargestellt. Wie der Autor in [47] dargelegt hat, lässt sich aus den einzeln gemessenen Infrarot-Spektren von Carbonfaser-Matte und Epoxid nicht – auch nicht qualitativ – auf die Reflexionseigenschaften des Komposit schließen. Eine lokale Messung der Komponenten im Komposit ist nicht möglich. Daher bleiben auch die Reflexionseigenschaften, je nachdem ob der Kreuzungspunkt zweier Fasern der Decklage betrachtet wird oder die Epoxidmatrix zwischen den Kreuzungspunkten, unklar. Man kann annehmen, dass die dargestellte Streuung der Messung von unterschiedlichen Messpositionen herrührt, dass also mal ein höherer Anteil Carbonfasern, mal ein höherer Anteil der Epoxidmatrix des Komposits im wenige mm Durchmesser betragenden Messfeld gemessen wurden. Thermografische Aufnahmen deuten darauf hin, dass die Reflektivität der Carbonfasern größer ist als die der Zwischenräume (vgl. Kapitel 3.2). Dies widerspricht in der Tendenz zwar den durchgeführten spektroskopischen Messungen der Einzelkomponenten [47], jedoch könnten an dieser Stelle die geometrischen Randbedingungen die entscheidende Rolle spielen. Der Zwischenraum zwischen den spiegelnden Fasern könnte sich wie ein Hohlraumstrahler verhalten, der per Definition einem Schwarzen Strahler nahekammt und somit eine verringerte Reflektivität aufweist.

Aus einem Versuch mit Dualband-Kamera und dem Kalibrierstrahler in Reflexionsanordnung, analog der Darstellung im vorherigen Kapitel, Abb. 6.16, wurde der Emissionsgrad des Komposits thermografisch ermittelt. Die untersuchte Fläche betrug 4200 px ($2,9 \text{ cm}^2$). Die Temperatur des Strahlers wurde auf 40°C und auf 60°C eingestellt. Die Probentemperatur wurde mit einem Thermoelement im ersten Fall zu $24,7^\circ\text{C}$ im zweiten zu $25,2^\circ\text{C}$ ermittelt. Die radiometrische Kalibrierung der Kamera fand bei



(a) Thermografie bei zwei Strahlertemperaturen. Die Fehlerbalken markieren die Balkenhöhe, wenn die gemessenen Objekttemperaturen (24,7 bzw. 25,2 °C) auf 25 °C gerundet wurden.

(b) Ermittelt aus verschiedenen Datenquellen: 2x Thermografie (gemessene Strahldichten L_{MWIR} , L_{LWIR} und Temperaturen T), 2x FTIR-Spektrometer, 1x Literatur [2]

Abb. 6.24: Vergleich der gemessenen Emissivitäten von CFK

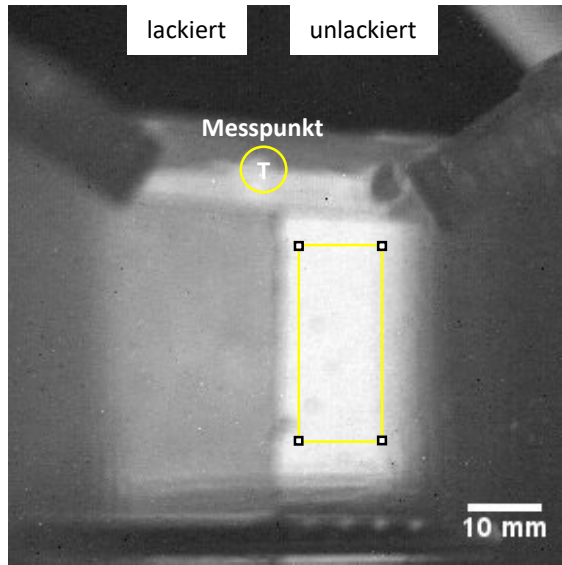
20 und 60 °C statt. Die Ergebnisse sind in Abb. 6.24a dargestellt. Man erkennt anhand der Fehlerbalken die notwendige Genauigkeit der Temperaturmessung aufgrund des hohen Niveaus des Emissionsgrades. Dass die Emissivität im MWIR größer als im LWIR ist, deckt sich mit der spektroskopischen Messung (vgl. Abb. 6.23). Wie zu erwarten, ist die Emissivität der lackierten Fläche größer. Der Unterschied zwischen MWIR und LWIR kann auch hier beobachtet werden. Er deckt sich mit eigenen spektroskopischen Messungen [47] und Literaturangaben zu optischen Lacken (*Black Surfaces for Optical Systems*, Kap. 37 [5]). Diese Lacke, die auch in der Blitzthermografie eingesetzt werden, sind auf eine hohe Absorption solarer Strahlung – und damit vornehmlich sichtbaren Lichtes – ausgelegt, weisen dabei jedoch eine geringere Emissivität im längerwelligen Infrarot auf.

In Abb. 6.24b werden verschiedene Datenquellen zur Bestimmung der Emissivität des Komposits verglichen. Deutlich erkennbar ist, dass die Daten der gezeigten Literaturquelle nicht zum gemessenen Komposit passen (vgl. Abb. 6.23). Die aus der FTIR-Spektroskopie gewonnen Werte sind nach der Referenzierung auf einen thermografisch ermittelten Wert – wie im vorherigen Kapitel – mit den thermografischen Werten vergleichbar. Das erste Balkenpaar stellt eine Mittelung der Werte der beiden Strahlertemperaturen aus Abbildung (a) dar. Es sind dazu zwei thermografische Messungen L und vier Temperaturmessungen (zweimal Strahler- und Proben temperatur) eingeflossen. Aufgrund des Gleichungssystems (6.2) sind diese Informationen nicht alle notwendig. So lässt sich bei zwei Dual-Band-Messungen ($N = 2$) z. B. auf die Messung der Proben temperatur verzichten.

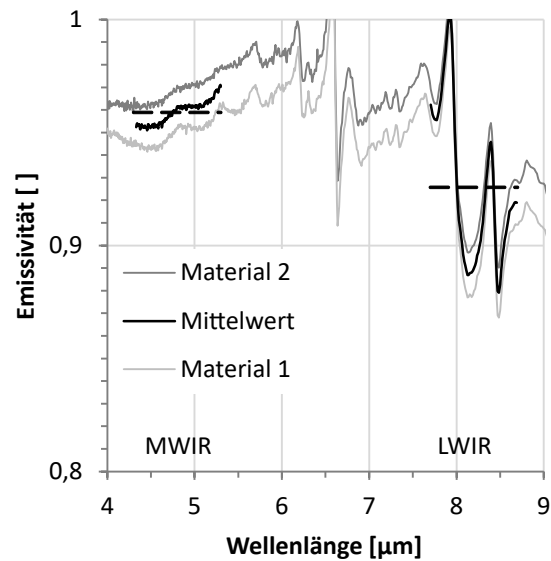
$$L_{mess}(\lambda_i, T_j, T_{aj}) = \bar{\epsilon}_{\lambda_i} \cdot L(\lambda_i, T_j) + (1 - \bar{\epsilon}_{\lambda_i}) \cdot L(\lambda_i, T_{aj}) \quad (6.2)$$

$$i = 1, 2 \text{ und } j = 1, N$$

Bereits das Gleichungssystem aus vier Gleichungen ist nur numerisch zu lösen. Die



(a) Rahmen: Thermografischer Referenzbereich mit T unbekannt, $T_{a1} = 60^\circ\text{C}$ (LWIR)



(b) FTIR ref. (Mittelwert) und Zuweisung von Material 1 und 2 zu den Standardabweichungen

Abb. 6.25: Referenzierung des FTIR-Spektrums von CFK (FTIR ref.) anhand zweier Messungen $T_{a1} = 60^\circ\text{C}$, $T_{a2} = 40^\circ\text{C}$

in dieser Arbeit vorgestellte analytische Näherung des Integrals $L(\lambda, T)$ ermöglicht eine Lösung der Gleichungssysteme durch ein übergeordnetes numerisches Lösungsverfahren (hier `vpasolve()` in Matlab). Es ergeben sich um 2 – 3 % geringere Werte für die Emissivität. Dabei wird die Proben temperatur für den unlackierten und lackierten Teil auf 24,2 und 24,3 °C im ersten Versuch und auf 23,6 und 23,8 °C im zweiten Versuch geschätzt. Es erscheint plausibel, dass die Temperatur der lackierten Fläche größer ist als die der unlackierten, weil eine höhere Emissivität mit einer stärkeren Absorption von der Strahlungsquelle einhergeht. Die Werte weichen jedoch um 0,5 – 1,6 °C von der Temperaturmessung der Probe ab. Bedenkt man, dass die Genauigkeit der meisten Temperaturmessgeräte und Thermoelemente $\pm 0,5^\circ\text{C}$ oder größer beträgt und Ungenauigkeiten bei der Messdurchführung noch nicht berücksichtigt sind, liegt die Abweichung dieser Werte an der Signifikanzgrenze. Multispektrale thermografische Aufnahmen bei zwei verschiedenen Temperaturen durchzuführen, folgt der Idee von Watson [64], der seine Berechnungen jedoch ohne Berücksichtigung der Umgebungstrahlung durchführen musste bzw. konnte.

6.3.2 Simulation

Das vorangegangene Kapitel hat mehrere nahe beieinander liegende, aber doch signifikant unterschiedliche Materialmodelle ergeben. Zunächst wird das mittels FTIR-Spektrometer ermittelte Modell (FTIR ref.) der unlackierten CFK-Oberfläche in einer Simulation verwendet. Es wird dabei angenommen, dass die Extremwerte in der Materialverteilung der Streuung in den FTIR-Messungen entsprechen (Abb. 6.25b), dass also mal der Kreuzungspunkt zweier Fasern der Decklage erfasst wurde, mal die Epoxidmatrix zwischen den Kreuzungspunkten. Als Materialtextur für die Simulation dient das Bild einer Leinwandbindung (vgl. Abb. 6.26). Die Wärmeverteilung wird in Form einer

Tabelle 6.7: Simulationsparameter

	Läufe	Spektralbereiche	Bildauffösung	NETD	Störungen ε	Störungen T
40C1-3x1, 60C1-3x1	1	4,3 – 5,3 und 7,7 – 8,7 μm	200 x 200 px	25 mK	nein	$A = 0,25 \text{ K}$, $n = 1 \%$

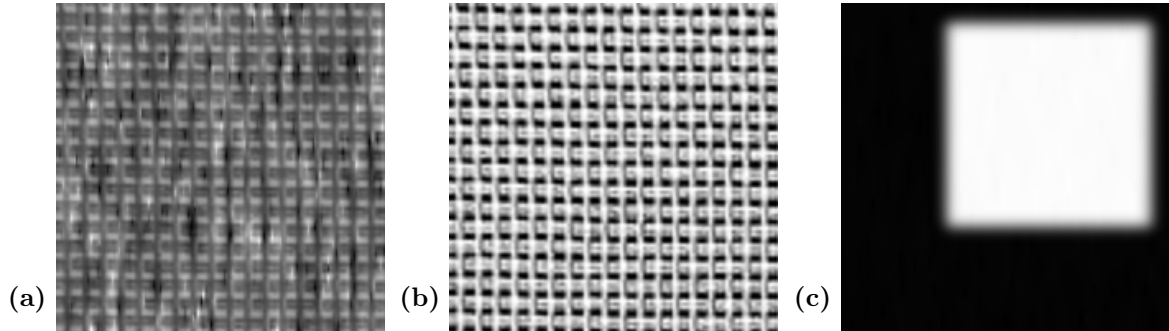


Abb. 6.26: Input für die Simulationen, die NETD ist an dieser Stelle noch nicht sichtbar.
a) Wärmeverteilung, b) Materialverteilung (Maske)¹, c) Reflexionen

geringen Temperaturdifferenz zwischen Fasern und Zwischenräumen realisiert und mit Störungen überlagert. Die lackierten CFK-Flächen können, auf Grund der Beschränkung der Simulation auf zwei Materialkomponenten, nicht in der gleichen Simulation berücksichtigt werden.

Die Simulationen 40C1x1 und 60C1x1 unterscheiden sich durch die eingestellte Strahlertemperatur T_a und aufgrund des zeitlichen Versatz der Realversuche auch in der gemessenen Objekttemperatur T . Für die Berechnungen werden diese Eingangsgrößen verwendet:

- FTIR-Referenzierung: Mittleres FTIR-Spektrum und Standardabweichung, ε aus 2x T_a , 2x Thermografie (LWIR, 40 und 60 °C) mittels Gleichungssystem (6.2)
- Simulation: Gemessene Temperaturen T und T_a , referenzierte FTIR Spektren

Das Ergebnis der Simulation wird verglichen mit:

- Thermografie: MWIR, LWIR und Bildverarbeitungsmethoden

Für das Experiment 60C2 wurde eine andere Probe verwendet als diejenige, an der das Materialmodell erstellt wurde. Der Versuchsaufbau wurde in Abb. 3.7, S. 37 dargestellt. Trotzdem ähneln sich die Verläufe von PSNR und SSIM in den durchgeführten Simulationen (vgl. Abb. 6.27 ff. (a)). Besonders hervor stechen die Abfolgen der Qualitätskennzahlen für den Materialkontrast (LWIR < MWIR < RO) und die Reflexionen (RO < MWIR < LWIR < DO). Sie entsprechen in dieser Weise den Versuchen. Die Reflexion dominiert den Bildeindruck im MWIR (Sim 1), LWIR (Sim 2) und DO, rückt im RO hingegen in den Hintergrund. Anhand des SSIM fällt es schwer, die Versuche 40C1 und 60C1 (Abb. 6.27 f. (a)) voneinander zu trennen, dies gelingt mit dem

¹Bildquelle: R&G Faserverbundwerkstoffe GmbH, <https://www.r-g.de/wiki/Webarten>

PSNR besser. Beispielsweise wird für beide Versuche $\text{SSIM}(\text{RO}_{\text{Reflexion}})$ am geringsten eingeschätzt während $\text{PSNR}(\text{RO}_{\text{Reflexion}})$ einmal als verschwindend und einmal als gleichwertig eingeschätzt wird, wie es auch der Bildeindruck vermittelt.

Man erkennt in allen Fällen, dass die gewählte Materialtextur größere Zwischenräume aufweist als die Bindung der Probe. Erschwerend für die Vergleichbarkeit zwischen Simulation und Thermografieaufnahmen ist, dass die Gewebeoberfläche eine dreidimensionale Struktur aufweist, die die Strahlung in unterschiedliche Richtungen reflektiert. Dies kann durch die Materialtextur nicht ausreichend berücksichtigt werden. Die notwendige bidirektionale Reflektanzverteilungsfunktion (engl. *Bidirectional Reflectance Distribution Function*, *BRDF*) wird in der Computergrafik meist durch lokale Beleuchtungsmodelle realisiert.

Durch Anpassung der Eingangsgrößen der Simulation sollte sich der Bildeindruck so ändern, dass er den Versuchen mehr oder weniger entspricht. Für die Simulation 60C2 lässt sich mit den gegebenen Messgrößen eine weniger gute Übereinstimmung Abb. 6.29b zu c erzielen als in den vorigen Versuchen. Dies lässt zwei Schlussfolgerungen zu, die vom Autor mit abnehmender Wahrscheinlichkeit wie folgt bewertet werden:

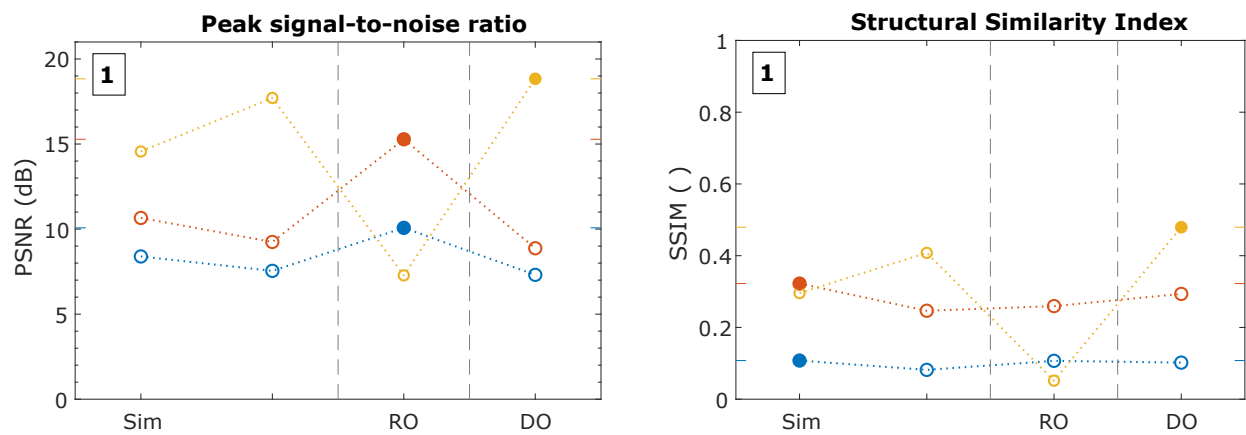
- a) Die simulierte Prüfsituation kann die Realität nicht abbilden. Die Szene muss bezüglich Wärmeverteilung und Reflexionen solange angepasst werden, bis eine gute Übereinstimmung feststellbar ist (parametrische Rekonstruktion).
- b) Die thermografische Referenzierung des Spektrums in einem Wellenband führt zu einer Fehlerkorrektur der entsprechenden Simulation in allen Wellenbändern. Diese kommt nicht zum Tragen, wenn die Referenzierung unter anderen Versuchsbedingungen (Umgebung, Oberflächeneigenschaften der Proben) erfolgte.

An dieser Stelle kann nur auf Punkt a) eingegangen werden. Kleine Änderungen der Proben- und Umgebungstemperatur wie von Simulation 60C1 zu 60C2 ändern den Bildeindruck nicht (vgl. Abb. 6.28 f. (b)). Anhand der Beobachtungen bestärkt sich die Annahme, dass die Reflektivität der C-Fasern größer ist als die der Epoxid-Zwischenräume. Der Argumentation folgend, wurde angenommen, dass die Zwischenräume aufgrund höherer Absorption und geringerer Wärmeleitfähigkeit wärmer sind. Tauscht man jedoch die Zuordnung der Temperatur zum Material wie für Simulation 40C2, ergibt sich ein Bildeindruck (vgl. Abb. 6.30), der besser zu den thermografischen Aufnahmen passt: Das Gewebe bleibt bei Sim und RO auch außerhalb des Reflexionsbereiches heller als die Zwischenräume, wohingegen bei den anderen Simulationen ein Phasenwechsel des Schwarz-Weiß-Verlaufs auftritt. Solche Erkenntnisse ermöglichen es, Simulationen parametrisch zu optimieren, bis sie die Ergebnisse exakt rekonstruieren, da sich Phasensprünge automatisiert ermitteln lassen. Physikalisch müsste man schlussfolgern, dass die Epoxidharz-gefüllten Faserzwischenräume eine höhere Absorption aufweisen, aber trotzdem kälter sind als die C-Fasern. Eine naheliegende Erklärung ergibt sich im Falle der Induktionsthermografie (Versuch 40C2), bei der die C-Fasern induktiv aufgeheizt wurden. Bei der Blitzthermografie (Versuch 60C2) muss man sich die Auswirkungen der Wärmewelle, die durch das Bauteil wandert, genauer betrachten.

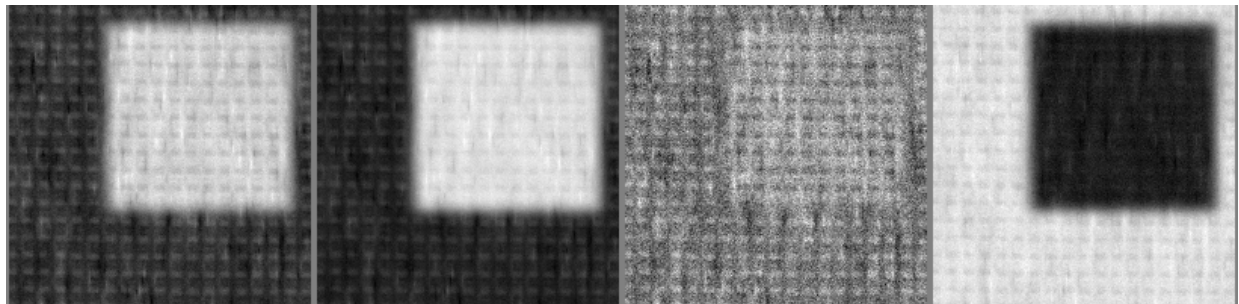
In den Simulationen 40C3 (Abb. 6.31) und 60C3 (Abb. 6.32) wird gezeigt, dass sich diese und damit das unreferenzierte FTIR-Spektrum und das Literatur-Spektrum der PTB als unpassend identifizieren lassen. Hierzu lassen sich auch die Kennzahlkurven heranziehen, ohne die generierten Bilder betrachten zu müssen.

Tabelle 6.8: Prüfsituation Simulation 40C1x1

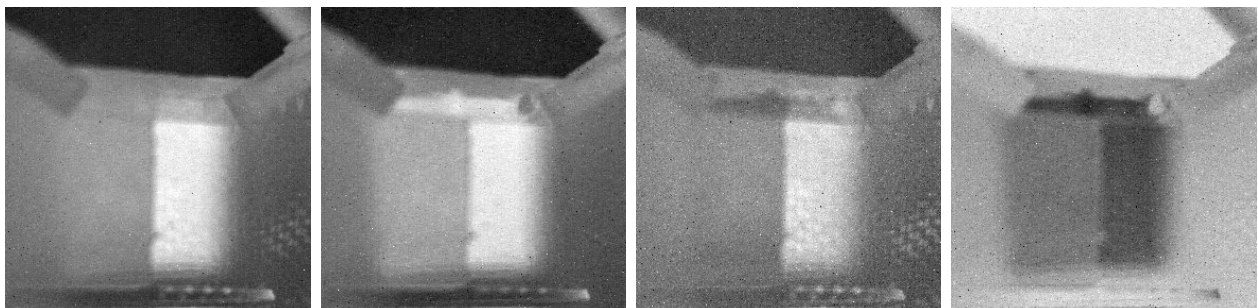
	● Wärme	● Reflexion		● Material	Quelle
schwarz	24,7 °C	24,7 °C	2	Epoxidmatrix	FTIR ref.
weiß	24,9 °C	40 °C	1	Carbonfasern	FTIR ref.



(a) Simulation 40C1x1: PSNR- und SSIM-Werte je nach Bildverarbeitungsmethode



(b) Simulation 40C1x1: Bilder v.l.n.r. wie in a)

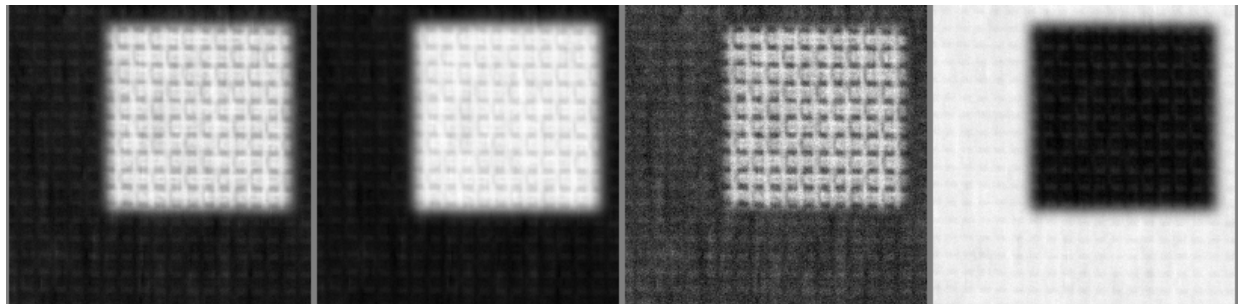
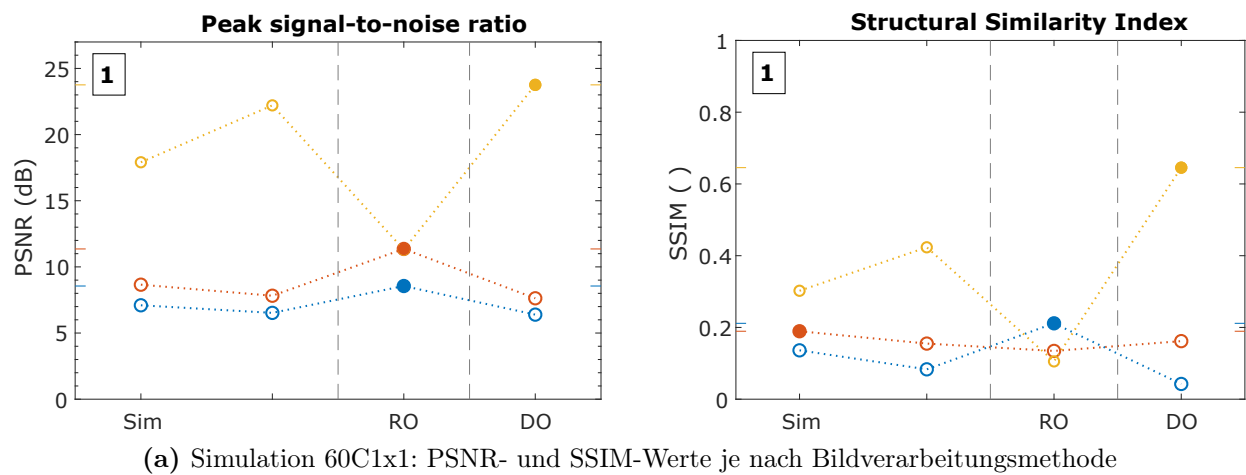


(c) Thermografische Aufnahmen, vgl. rechte Hälfte v. l. n. r. wie in b)

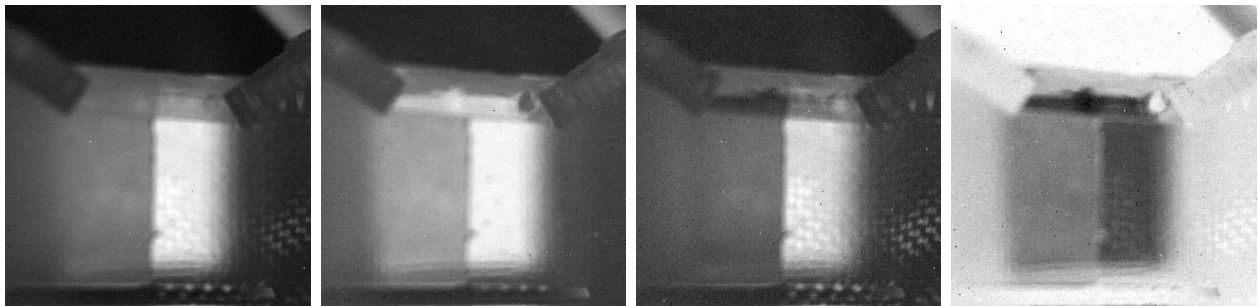
Abb. 6.27: Simulation 40C1x1 und der entsprechende Versuch im Vergleich

Tabelle 6.9: Prüfsituation Simulation 60C1x1

	● Wärme	● Reflexion		● Material	Quelle
schwarz	25,1 °C	24,7 °C	2	Epoxidmatrix	FTIR ref.
weiß	25,3 °C	60 °C	1	Carbonfasern	FTIR ref.



(b) Simulation 60C1x1: Bilder v.l.n.r. wie in a)

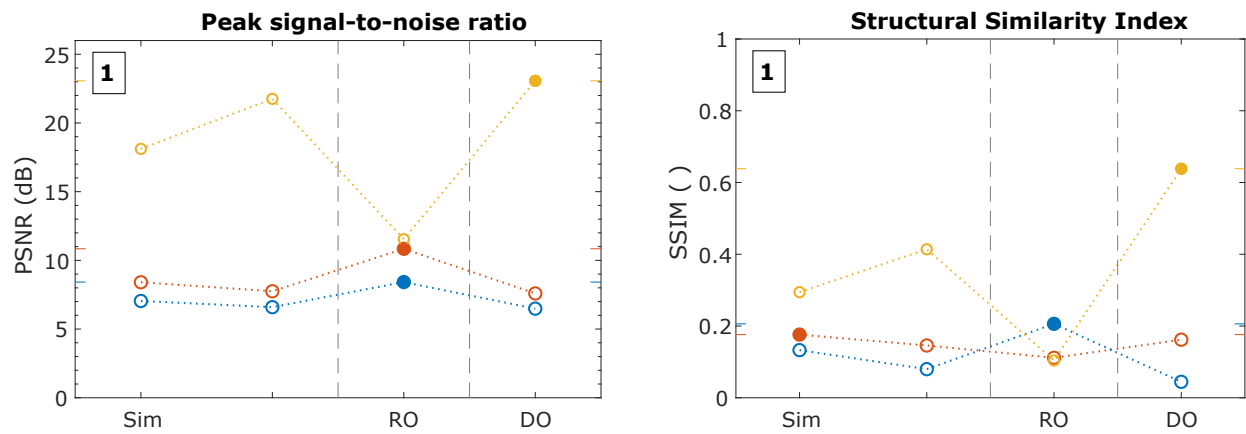


(c) Thermografische Aufnahmen, vgl. rechte Hälfte v. l. n. r. wie in b)

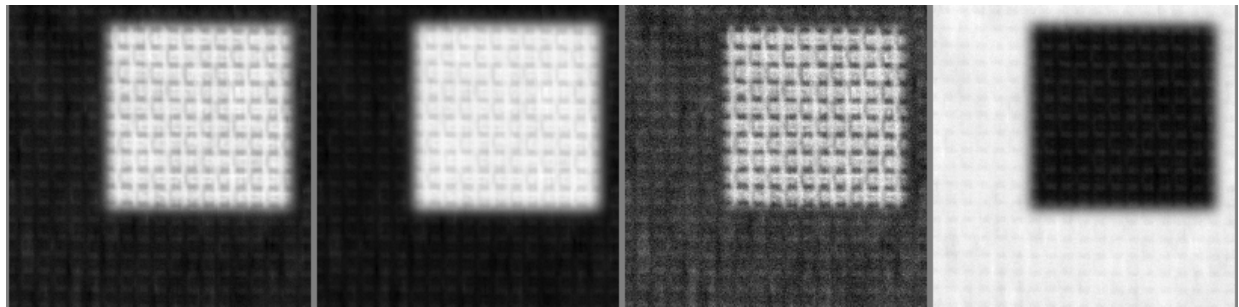
Abb. 6.28: Simulation 60C1x1 und der entsprechende Versuch im Vergleich

Tabelle 6.10: Prüfsituation Simulation 60C2x1

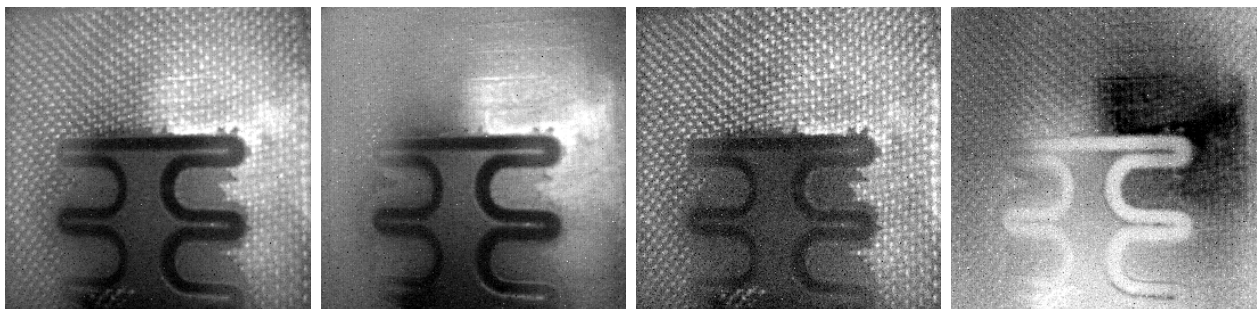
	• Wärme	• Reflexion		• Material	Quelle
schwarz	23,6 °C	21,6 °C	2	Epoxidmatrix	FTIR ref.
weiß	23,8 °C	60 °C	1	Carbonfasern	FTIR ref.



(a) Simulation 60C2x1: PSNR- und SSIM-Werte je nach Bildverarbeitungsmethode



(b) Simulation 60C2x1: Bilder v.l.n.r. wie in a)

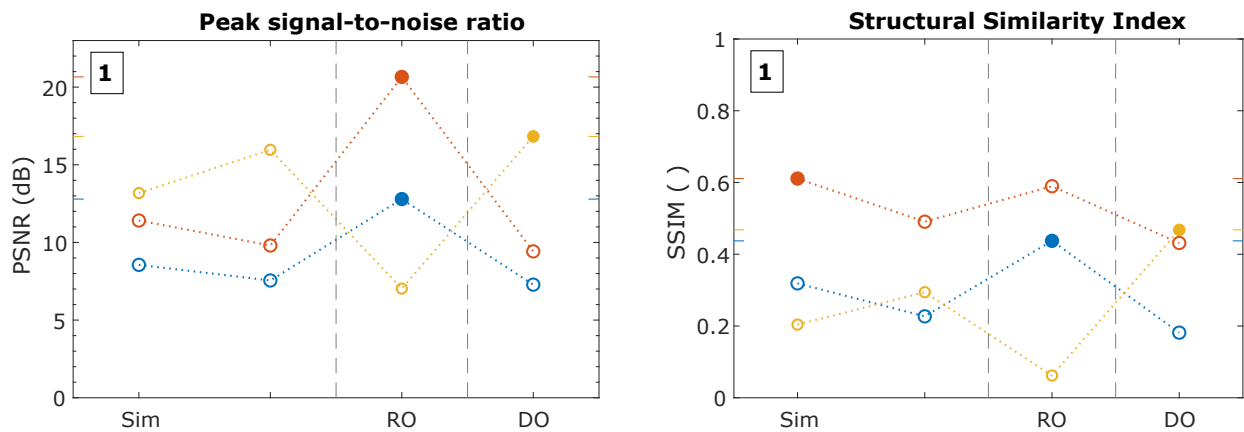


(c) Thermografische Aufnahmen v.l.n.r. wie in b)

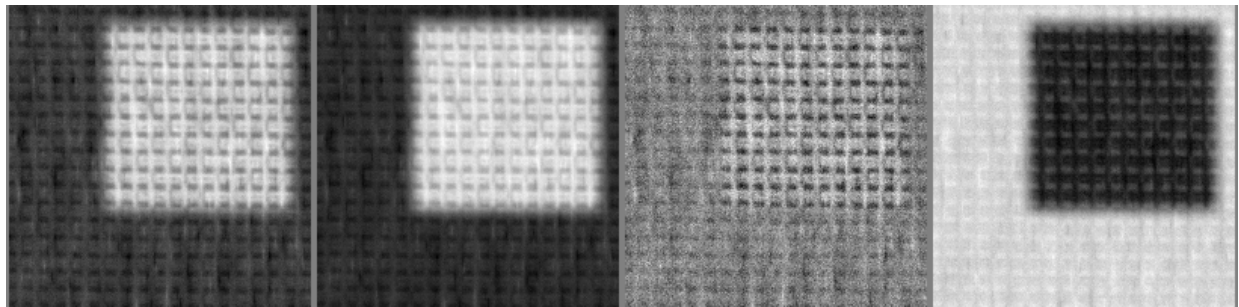
Abb. 6.29: Simulation 60C2x1 und der entsprechende Versuch im Vergleich. Zu vergleichen ist der äußere Bereich, die Arme der Probe sind lackiert. Die Aufnahmen entstanden nach einer Blitzthermografie, sodass die dissipierte Wärme sich bereits verteilt hat. Die genaue Proben temperatur kann bei diesem Versuch nur geschätzt werden. Bezüglich der ursprünglichen Verwendung in [47] wurden die Aufnahmen neu kalibriert und das Differenzbild hinzugefügt.

Tabelle 6.11: Prüfsituation Simulation 40C2x1

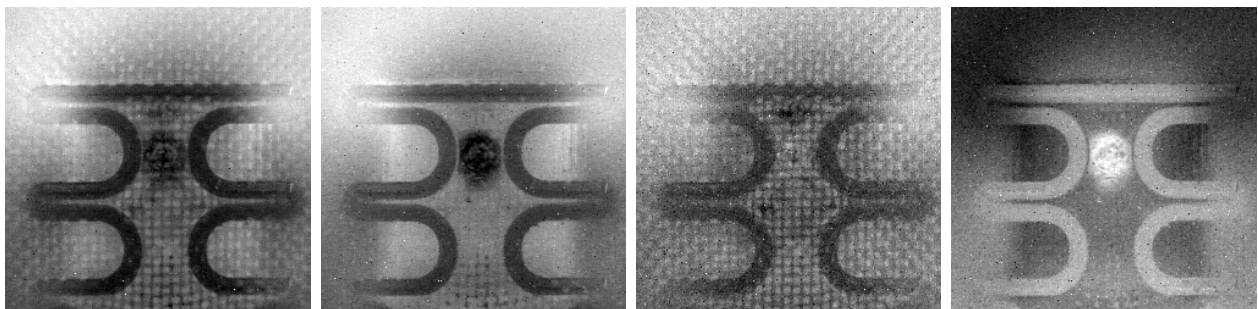
	● Wärme	● Reflexion		● Material	Quelle
schwarz	25,3 °C	24,7 °C	2	Epoxidmatrix	FTIR ref.
weiß	25,1 °C	40 °C	1	Carbonfasern	FTIR ref.



(a) Simulation 40C2x1: PSNR- und SSIM-Werte je nach Bildverarbeitungsmethode



(b) Simulation 40C2x1: Bilder v.l.n.r. wie in a)

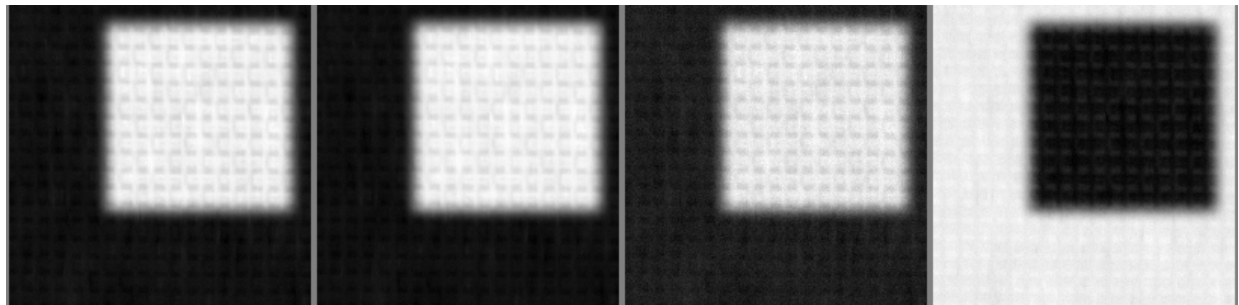


(c) Thermografische Aufnahmen v.l.n.r. wie in b)

Abb. 6.30: Simulation 40C2x1 und der entsprechende Versuch im Vergleich. Die Probe ist unlackiert. Die Aufnahmen entstanden nach einer Induktionsthermografie, die Lage der Spule ist noch im oberen Bildteil als heller Bogen der dissipierten Wärme erkennbar. Reflexionsquellen sind der Detektor (kalter Fleck durch Narcissus-Effekt) und das Kamergehäuse (ca. 40 °C). Bezüglich der ursprünglichen Verwendung in [47] wurde das Differenzbild hinzugefügt.

Tabelle 6.12: Prüfsituation Simulation 40C3x1: FTIR unreferenziert

	● Wärme	● Reflexion		● Material	Quelle
schwarz	25,3 °C	24,7 °C	2	Epoxidmatrix	FTIR
weiß	25,1 °C	40 °C	1	Carbonfasern	FTIR

**Abb. 6.31:** Simulation 40C3x1. Die Reflexion ist bereits bei 40 °C in allen Bildverarbeitungen dominant über die anderen Kontraste, was das Modell als falsch identifiziert.**Tabelle 6.13:** Prüfsituation Simulation 60C3x1: PTB Materialmodell

	● Wärme	● Reflexion		● Material	Quelle
schwarz	23,6 °C	21,6 °C	2	Epoxidmatrix	PTB
weiß	23,8 °C	60 °C	1	Carbonfasern	PTB

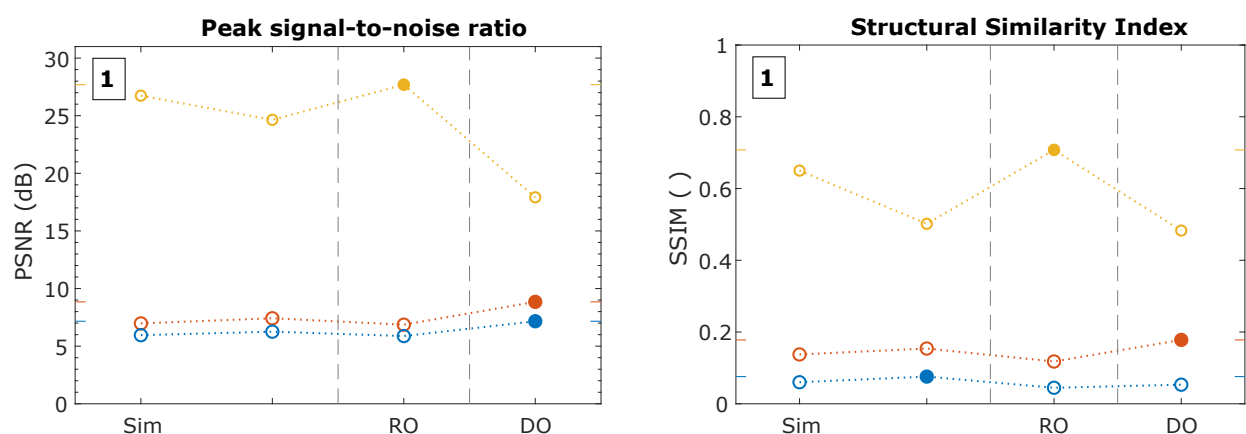
**Abb. 6.32:** Simulation 60C3x1. Zusätzlich zu einer Dominanz der Reflexion ist deren qualitative Abweichung über die Bildverarbeitung erkennbar (Maximum bei RO u. a.), was das Modell als falsch identifiziert.

Tabelle 6.14: Simulationsparameter

	Läufe	Spektralbereiche	Bildauflösung	NETD	Störung ε	Störungen $T_{(a)}$
40C2xDB	1	4,3 – 5,3 und 7,7 – 8,7 μm	200 x 200 px	25 mK	nein	$A = 0,25 \text{ K}$, $n = 1 \%$
40C2x160	160	$\#2 \subseteq 3 - 14 \mu\text{m}$	$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$
40C2x320	320	$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$

6.3.3 Generische Simulation

In einer generischen Simulation (40C2x160) wird der beste Wellenlängenbereich gesucht, um Temperaturunterschiede an der Oberfläche aufzulösen, wie sie sich bei der aktiven Thermografie durch innere Fehler im Bauteil ergeben. Dazu werden typische Fehlerkontraste in die Wärmeverteilung gezeichnet (Abb. 6.33). Als Grundlage dient der Versuch 40C2x1. Ein weiterer Lauf wird mit den Spektralbereichen der Dualband-Kamera durchgeführt (40C2xDB).

Die Simulationen ergeben, dass es Wellenbänder gibt, in denen der Temperaturkontrast deutlich wird (Abb. 6.34 f.). Die sechs Fehler sind gut erkennbar. Dahingegen ist es kaum möglich, den Materialkontrast ohne Überlagerungen darzustellen. An dieser Stelle wird die Schwierigkeit deutlich, wenn Material und Temperaturverteilung stark voneinander abhängen, also Werkstoffe mit sehr unterschiedlicher Temperaturleitfähigkeit kombiniert wurden. Es lässt sich schlussfolgern, dass eine großflächige Erwärmung der oberen Lage des Gewebes und damit der Karbon-Fasern gegenüber der Matrix zu vermeiden ist, wenn man nach der thermischen Signatur von Tiefenfehlern sucht.

Die Ergebnisse zeigen in ihrer statistischen Gesamtheit erwähnenswerte Auffälligkeiten (vgl. Abb. 6.35 f.). So weichen die Qualitätsindizes der Bildverarbeitungsmethoden für T stark voneinander ab, sodass man im Falle des PSNR einen Vorteil der Verarbeitungen RO und DO konstatieren kann, während im Falle des SSIM überragende Werte auch in den simulierten Aufnahmen und damit in mono-spektralen Versuchen möglich scheinen. Der visuelle Eindruck des besten Bildes stützt allerdings die Einschätzung des PSNR. Dies ist insofern unerwartet, als dass propagiert wurde, der SSIM entspreche eher der menschlichen Wahrnehmung als das PSNR. Betrachtet man sich die Simulationen des vorangegangenen Kapitels dahingehend erneut, war auch dort bereits eine signifikante Abweichung der Ergebnisse des SSIM bei T sichtbar.

Anhand der Häufigkeitsverteilung (Abb. 6.36) der maximalen PSNR- und SSIM-Werte zeigt sich darüber hinaus ein starker Anhaltspunkt für die Validierung der Experimente: Bei RO würden in keinem Fall die Reflexionen verstärkt werden, unabhängig welche Wellenlängenbereiche gewählt wurden. Die Verstärkung ist bei DO am wahrscheinlichsten. Dies erklärt, warum mit Kapitel 3.2 startend positive Ergebnisse mit dem Spektralverhältnis und der gewählten Probenform erzielt werden konnten. Es handelte sich nicht um einen Zufallstreffer der Wellenlängenbereiche, sondern eine gegebene Eigenschaft der Prüfsituation. Die falschen Materialmodelle aus dem vorherigen Kapitel könnten mit jedem Kamerasystem identifiziert werden. Insgesamt liefert die Dualband-Kamera Ergebnisse, die sich im Vergleich der simulierten Detektionsbereiche im oberen Mittelfeld einordnen lassen (vgl. Tabelle 6.15, Abb. 6.35).

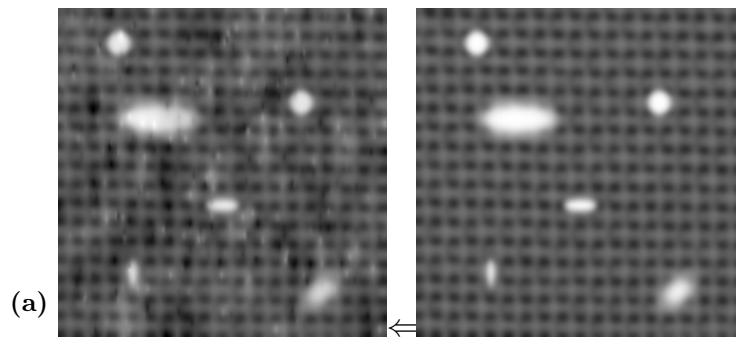


Abb. 6.33: Geänderter Input für die Simulation 40C2x160 mit Fehlerkontrasten in der a) Wärmeverteilung. Rechts: Ungestörte Maske, schwarz 25,1 °C, weiß 25,8 °C

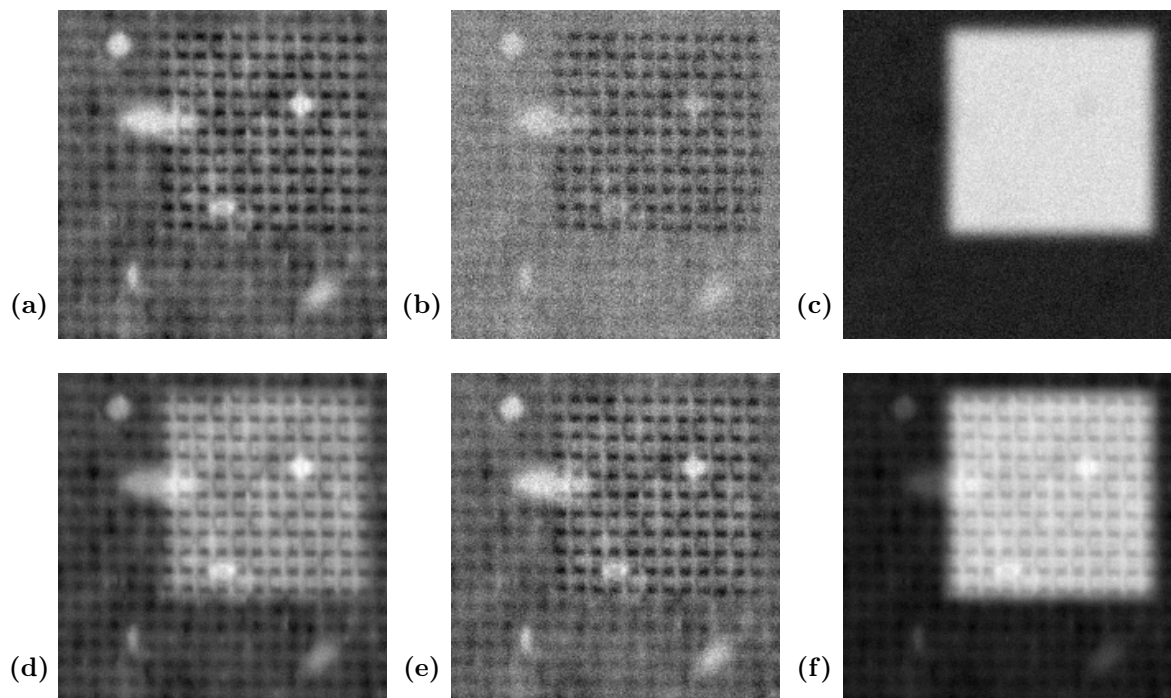
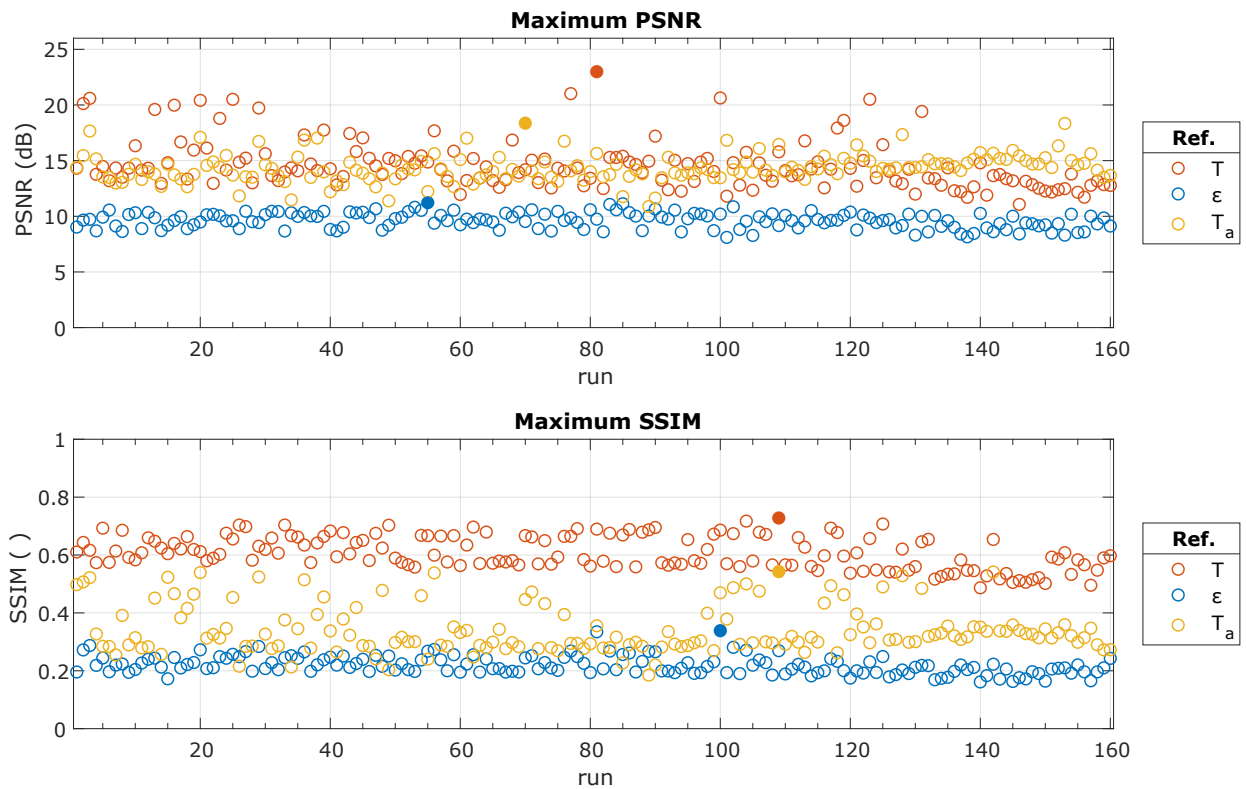


Abb. 6.34: Simulation CFK40C2x160: Beste Ergebnisse bezüglich Qualitätskennzahl 1) PSNR (oben) und 2) SSIM (unten) für a,d) Wärmeverteilung (81, 109), b,e) Materialverteilung (55, 100), c,f) Reflexionen (70, 109) (vgl. Markierungen Abb. 6.35a)

Tabelle 6.15: Beste Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulation CFK40C2x160 und der Simulation der Dualband-Kamera (DB). Lauf, Verarbeitung und Wert v. l. n. r.

	T			ε			T_a		
PSNR	81	DO	23,0 dB	55	RO	11,2 dB	70	DO	18,4 dB
SSIM	109	Sim1	0,73	100	RO	0,34	109	DO	0,54
PSNR	DB	RO	19,3 dB	DB	RO	10,2 dB	DB	DO	15,7 dB
SSIM	DB	Sim1	0,62	DB	RO	0,31	DB	DO	0,49



(a) Maximale PSNR- und SSIM-Werte nach Bildverarbeitung für jeden Simulationslauf

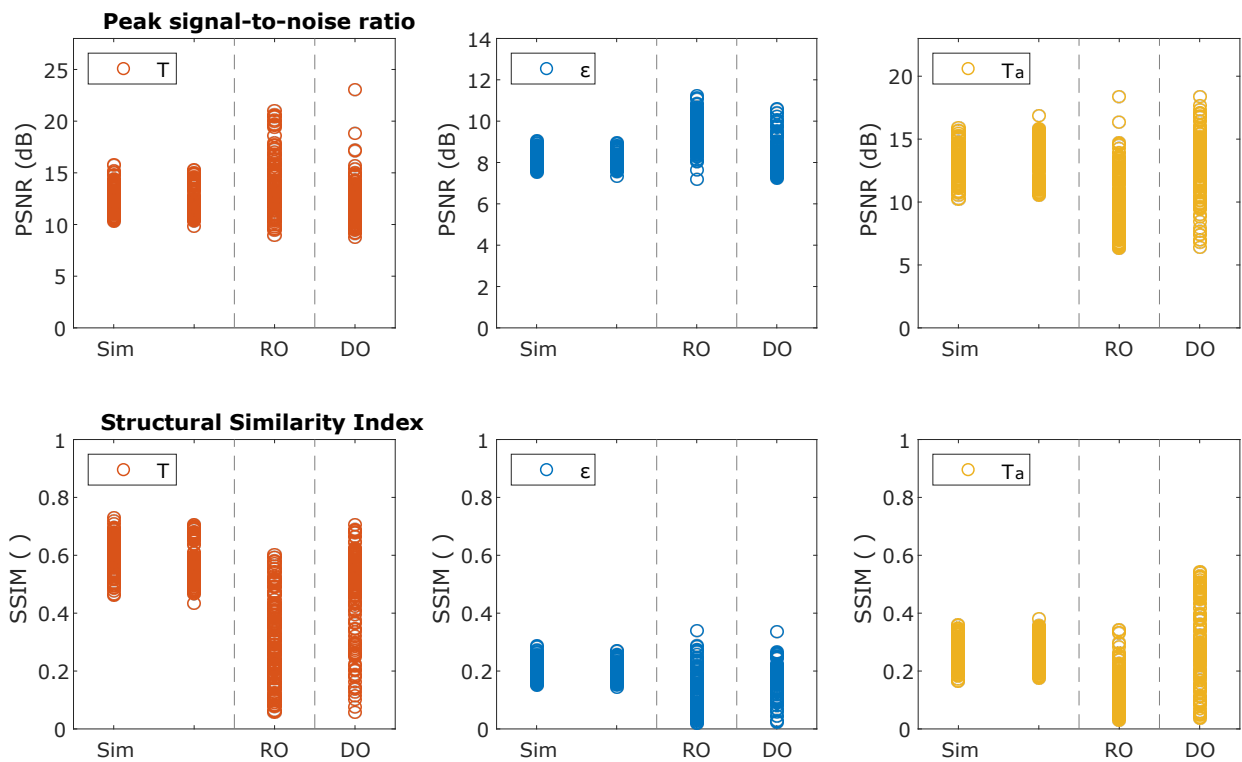
(b) Verteilung der PSNR- und SSIM-Werte auf die Bildverarbeitungsmethoden bei Vergleich mit den Referenzen T , ε , T_a

Abb. 6.35: Simulation 40C2x160

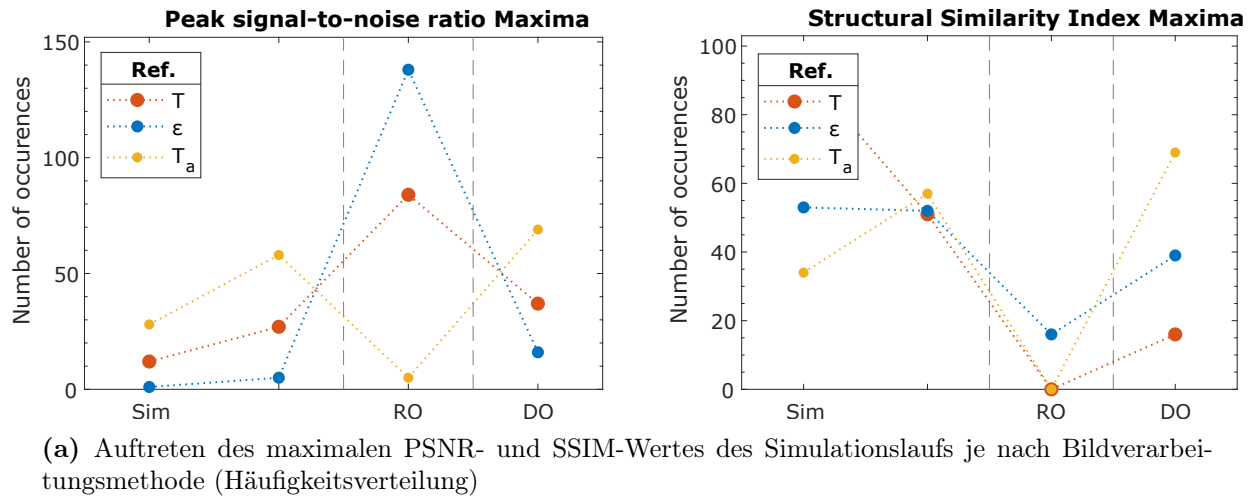
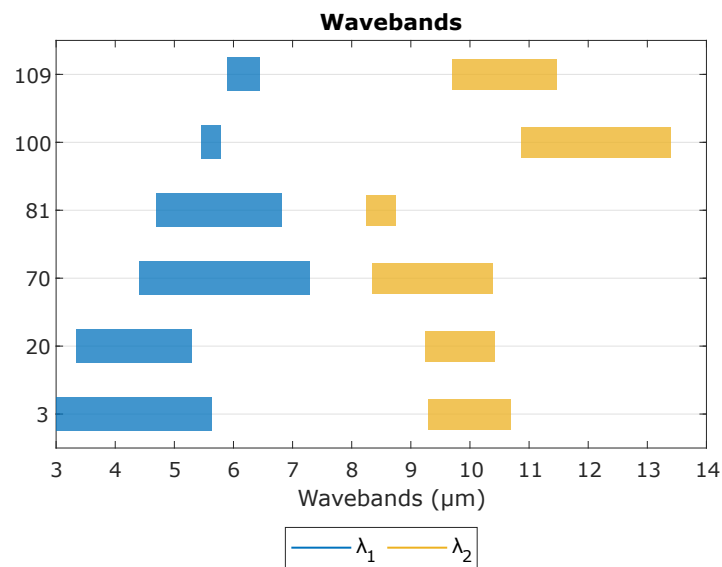


Abb. 6.36: Simulation 40C2x160

Abb. 6.37: Simulation CFK40C2x160: Verteilung der Wellenlängenbereiche für ausgewählte Simulationsläufe mit guten Ergebnissen für T und T_a

6.3.4 Lernender Algorithmus

Betrachtet man sich ausgewählte Simulationsläufe mit guten Ergebnissen bezüglich T und T_a (vgl. Abb. 6.37), so könnte man vermuten, dass die Wahl der Wellenlängenbereiche hinsichtlich Breite und Lage in einer Beziehung zum Ergebnis steht, schlechte Detektionsbereiche also von diesem Muster abweichen. Aus diesem Grund wird ein entsprechendes Regressionsmodell angelernet und getestet. Hierzu wird die Simulation aus dem vorangegangenen Kapitel mit 320 Läufen wiederholt und hälftig in einen Trainings- und Testdatensatz aufgeteilt. Jeder zweite Lauf wird für den Test aussortiert, d. h. das Training findet auf den Läufen 1, 3, etc. statt.

Die Eingangsvariablen weisen keine Korrelation auf, weil sie in einem Zufallsprozess gezogen wurden. Eine statistische Analyse der Hauptkomponenten (engl. *principal component analysis*, *PCA*) ist daher nicht zielführend. Stattdessen müssen lernende Verfahren herangezogen werden, die einer Kombination der Eingangsvariablen eine Beobachtung zuordnen. In dieser Arbeit wird die *Partial least-squares regression* (`plsregress()` in Matlab) eingesetzt. Sie projiziert die Eingangsvariablen und beobachteten Variablen in einen neuen Raum. Gesucht wird ein linearer Zusammenhang im höherdimensionalen Raum.

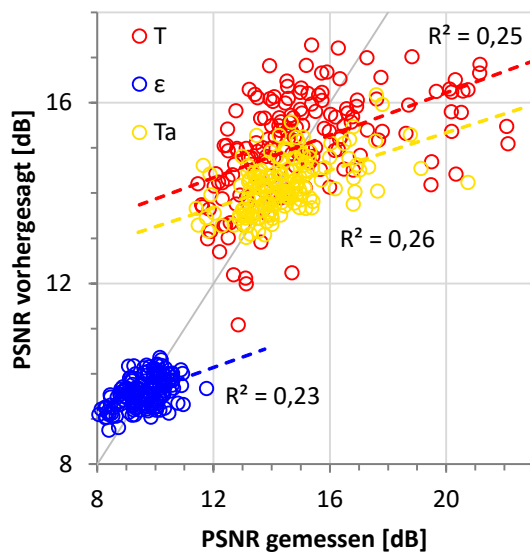
Die ursprüngliche Zahl der Eingangsgrößen ist vier: Die jeweilige Lage und Breite beider Wellenlängenbereiche. Dies stellt die höchstmögliche Zahl der Komponenten des Modells dar. Wie bei der PCA kann der Algorithmus die Dimensionalität des Problems verringern. Beispielsweise ist vorstellbar, dass als Eingangsgrößen drei Variablen Breite Band 1, Breite Band 2 und Abstand Band 1 zu 2 ausreichen, um die Ausgangsgrößen zu beschreiben. Ein Test zeigt jedoch, dass das Modell bereits mit der höchstmöglichen Anzahl Komponenten nicht vollständig beschrieben werden kann. Hierzu wird die erklärte Varianz der Daten durch das Modell herangezogen (`PCTVAR` in Matlab).

Während des Trainings werden die Regressionskoeffizienten β ermittelt, die den Eingangsgrößen x eine Beobachtung y zuordnen können. Anhand dieser linearen Gleichung lässt sich das Modell dann auf die Testdaten anwenden:

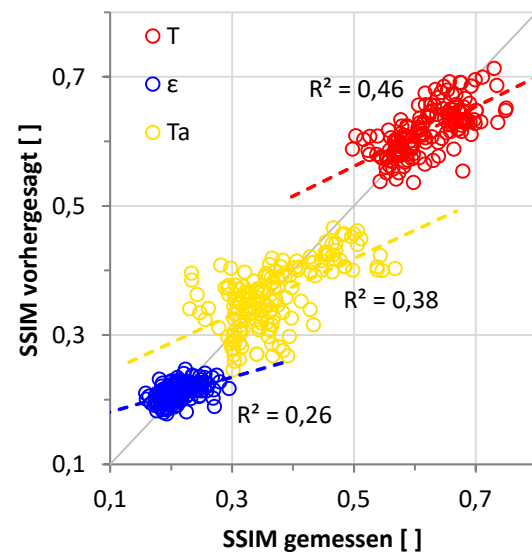
$$y = \beta_0 + \beta_1 \cdot x_1 + \beta_2 \cdot x_2 + \beta_3 \cdot x_3 + \beta_4 \cdot x_4 \quad (6.3)$$

Für jede der Referenzen und Qualitätskennzahlen wurde ein eigenes – insgesamt sechs Modelle – trainiert. Die Ergebnisse sind in Abb. 6.38 dargestellt. Anhand der Trendgeraden zeigt sich deutlich, dass keines der Modelle der Identitätsgeraden entspricht. Tatsächlich werden für den PSNR nur 19 – 26 % und für den SSIM 28 – 53 % der Varianz der Daten durch die Modelle erklärt (`PCTVAR`). Die Vorhersage der Größen ist nicht erfolgreich, was bedeutet, dass dieses Modell nicht aussagekräftig ist und der lineare Zusammenhang nicht gefunden werden kann. Da alle Trendgeraden monoton steigend sind und sich im Falle $\text{SSIM}(T)$ augenscheinlich die Verteilung dem gewünschten Verlauf annähert, könnte ein nicht-lineares Regressionsmodell eines höheren polynomiellen Grades einen genaueren Zusammenhang zwischen Wellenlängenbereichen und Beobachtungen liefern.

Die Simulation eignet sich zusammenfassend als Modell zum Training von KI-Methoden, in diesem Fall konnte die gewählte Methode aber keinen Mehrwert erbringen.



(a) PLS Regression Modelle für PSNR



(b) PLS Regression Modelle für SSIM

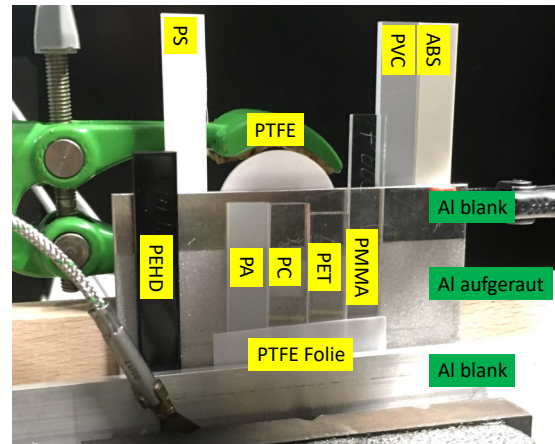
Abb. 6.38: Simulation 40C2x320: Vergleich der Vorhersage der Bildqualität aus den gewählten Wellenlängenbereichen mit dem Testdatensatz.

Tabelle 6.16: Eigenschaften der FLIR SC5200 laut Datenblatt. Die Integrationszeit wurde 500 μ s gewählt, die maximale Bildrate beträgt 170 fps.

Detektor	Bildformat	Bildauffösung	Spektralbereich	NETD	Gekühlt
MWIR	320 x 256 px	14 bit	2,5 – 5,1 μ m	< 30 mK	ja



(a) Übersicht



(b) Kameraperspektive

Abb. 6.39: Aufnahme des Versuchsaufbaus. FLIR SC5200 mit Filterrad, Strahler: 80 °C.

6.4 Kunststoffe

6.4.1 Experiment

Die Versuche an verschiedenen Kunststoffen wurden durchgeführt mit einer MWIR-Kamera (siehe Tabelle 6.16) mit Filterrad. Die Filter haben eine Halbwertsbreite von 1) 3,6 – 4,0 μ m, 2) 4,0 – 4,4 μ m, 3) 4,3 – 4,7 μ m, 4) 4,7 – 5,1 μ m laut Datenblatt. Die relative spektrale Empfindlichkeit ist in Abb. 2.4b, S. 10 dargestellt. Die Filter wurden bei Temperaturen von 30 und 80 °C anhand ihrer Halbwertsbreite kalibriert.

Wie in Abb. 6.39 ersichtlich, wurde der Schwarze Strahler (vgl. Tabelle 3.2) in Reflexionsanordnung zu Probe und Kamera (vgl. Tabelle 6.16) positioniert und auf eine Temperatur von 80 °C eingestellt. Die Umgebungstemperatur betrug 24,9 °C. Die Proben temperatur wurde mit 25,3 °C gemessen. Als Materialien befinden sich die Kunststoffe PEHD, PS, PA, PC, PET, PMMA, PVC-U, ABS in jeweils 1,5 – 2 mm Dicke, der Kunststoff PTFE als 2 mm dicke Scheibe (rau) und 250 μ m Folie (glatt) sowie das Metall Aluminium in verschiedenen Rauheiten im Bild. Die beiden Materialien links (PEHD) und rechts (ABS) außen werden nicht von der Reflexion des Strahlers erfasst.

Von Abuhamad wurde bereits festgestellt, dass mit diesem Messsystem eine Verkipfung der Filter zueinander auftritt, resultierend in einer Bildverschiebung von ein bis zwei Pixeln [1]. Dies führt dazu, dass die Bilder nicht vollständig gegeneinander registriert sind, d.h. bei der Bildverarbeitung werden Pixel miteinander verrechnet, die zu unterschiedlichen Objektpunkten gehören. Als Resultat erhält man Artefakte an den Objektkanten. Wie in Abb. 6.40 dargestellt, führt bereits eine nicht weiter optimierte, Intensitäts-basierte Registrierung der Bilder zueinander in Matlab (vgl. Listing 6.1) zu einer sichtbaren Verbesserung. Die Registrierung konnte aufgrund der notwen-

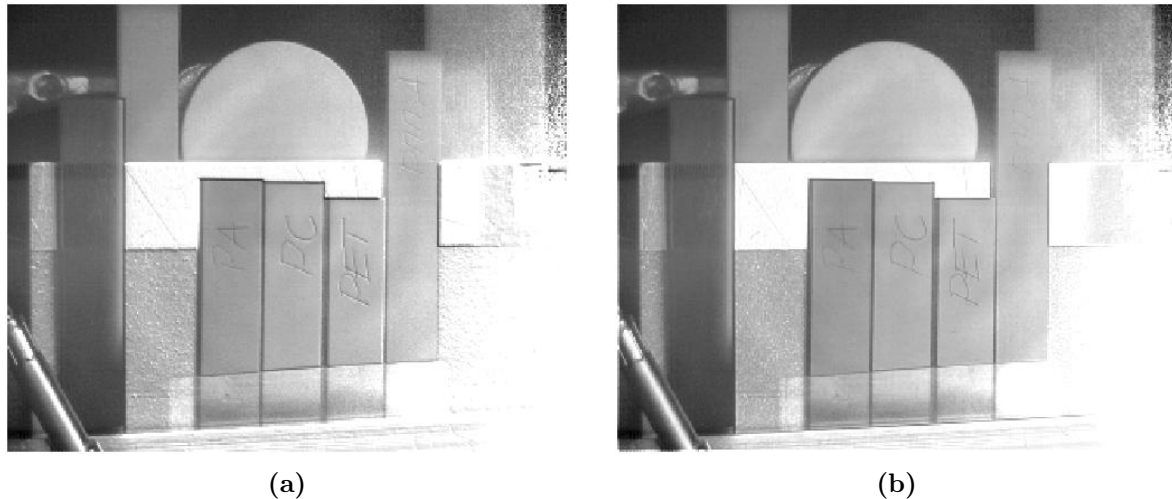


Abb. 6.40: Grauwertverhältnis Filter 4 zu Filter 2 a) ohne und b) mit Registrierung

digen Bildfeatures nicht bei der Kalibrierung, sondern erst vor der Bildverarbeitung durchgeführt werden.

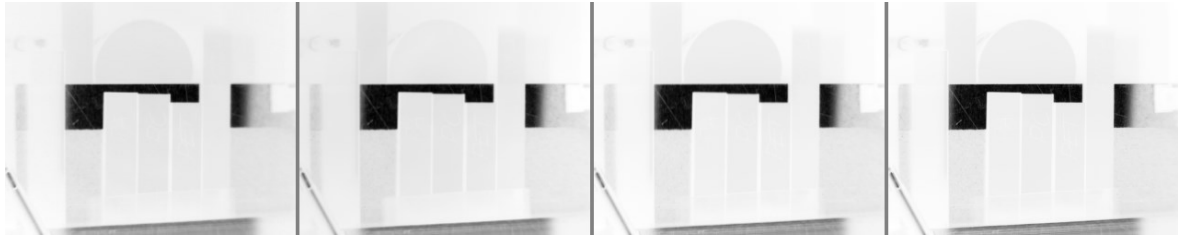
Nachvollziehbar nach Tabelle 4.6, S. 61 generiert dieser Versuch mit Aufnahmen in vier Spektralbereichen sehr viele Bilder. Von den 60 Bildern der vier Operatoren der zweiten Tiefenstufe werden daher nur eine Auswahl gezeigt. In Abb. 6.41 sind die Aufnahmen dargestellt, außerdem die Verarbeitung RO und DO. Das reflektierende Metall ist jeweils dunkel abgebildet. Während die vier Aufnahmen gleich aussehen, sind in den verarbeiteten Bildern deutliche Unterschiede sichtbar. Teilweise sind konzentrische Kreise zu erkennen, was auf eine inhomogene Erwärmung der Filter schließen lässt. Bei den ersten drei Bildern von RO ist die Beschriftung der Kunststoffe lesbar. Alle Bilder zeigen jeweils den vollen Dynamikumfang, weshalb Details der Kunststoffe untereinander aufgrund der starken Reflexionen am Aluminium unter Umständen nicht sichtbar sind. Deutlich erkennbar ist aber das Verhalten von Teflon (PTFE, Polytetrafluorethylen) in diesen Wellenlängenbereichen. So treten in Bild RO 4 die beiden PTFE-Proben (Scheibe und Folie) über alle anderen Material-Kontraste hervor. In Bild RO 6 verschwindet die PTFE-Folie. In Bild DO 1 verschwindet die PTFE-Scheibe. Die genaue Materialzusammensetzung der Kunststoffe (Füllstoffe etc.) ist nicht bekannt, an dieser Stelle lässt sich aber vermuten, dass die Oberflächenstruktur der verursachende Faktor für dieses unterschiedliche Verhalten des PTFE ist. Die Bildverarbeitung in der zweiten Tiefenstufe führt, aufgrund der Mehrzahl beteiligter Filter, zu häufig auftretenden Kantenartefakten oder Störungen durch den Filter (vgl. Abb. 6.42). Gründe sind in verbleibenden Fehlern in der Registrierung und ungleichförmiger Temperaturentwicklung der Filter zu suchen.

Listing 6.1: Matlab-Algorithmus zur Registrierung zweier Bilder. Mittels `imregtform()` und `imwarp()` lassen sich auch die physikalischen Einheiten beibehalten.

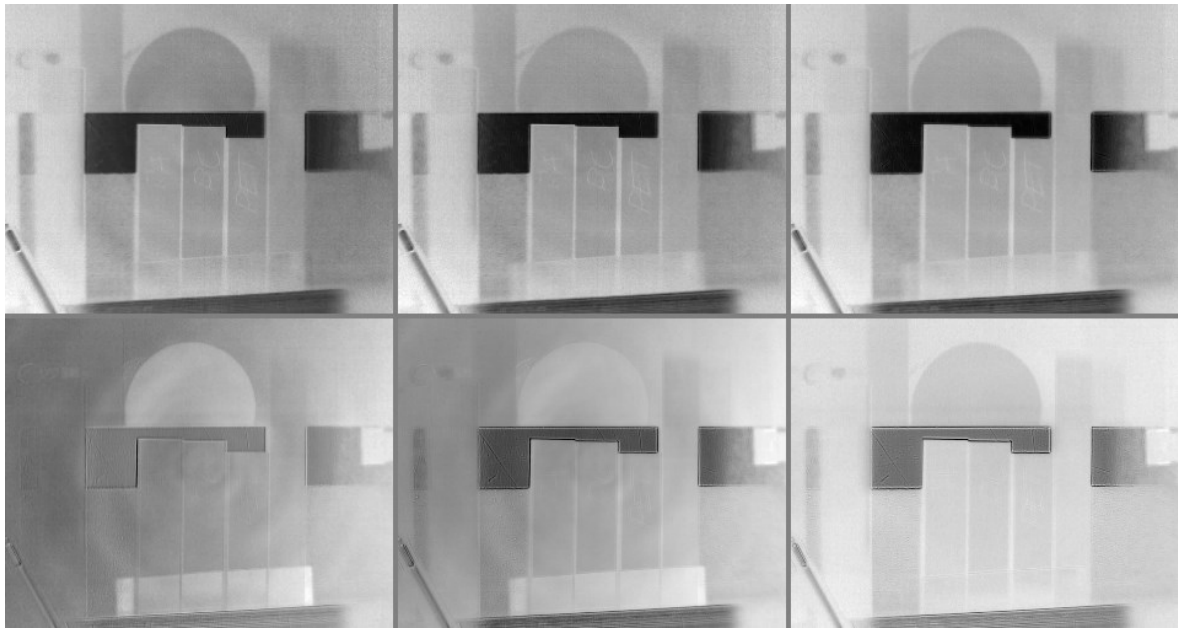
```

1 [optimizer , metric] = imregconfig('monomodal');
2 transformType = 'similarity';
3 image2 = imregister(image2,image1,transformType,optimizer,metric);

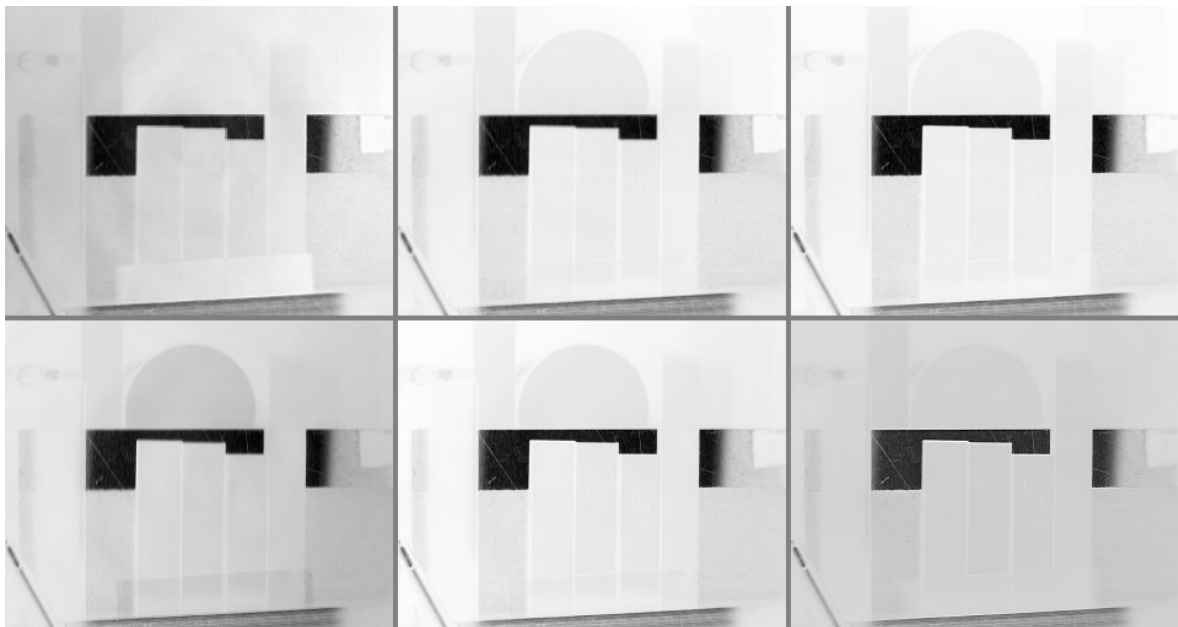
```



(a) Resultierende Aufnahmen in den vier Wellenlängenbereichen der Filter (invertiert)



(b) Bildverarbeitung RO (invertiert)



(c) Bildverarbeitung DO

Abb. 6.41: Ergebnis: a) Aufnahmen und b-c) Bildverarbeitung der ersten Stufe, fortlaufend v.l.n.r.

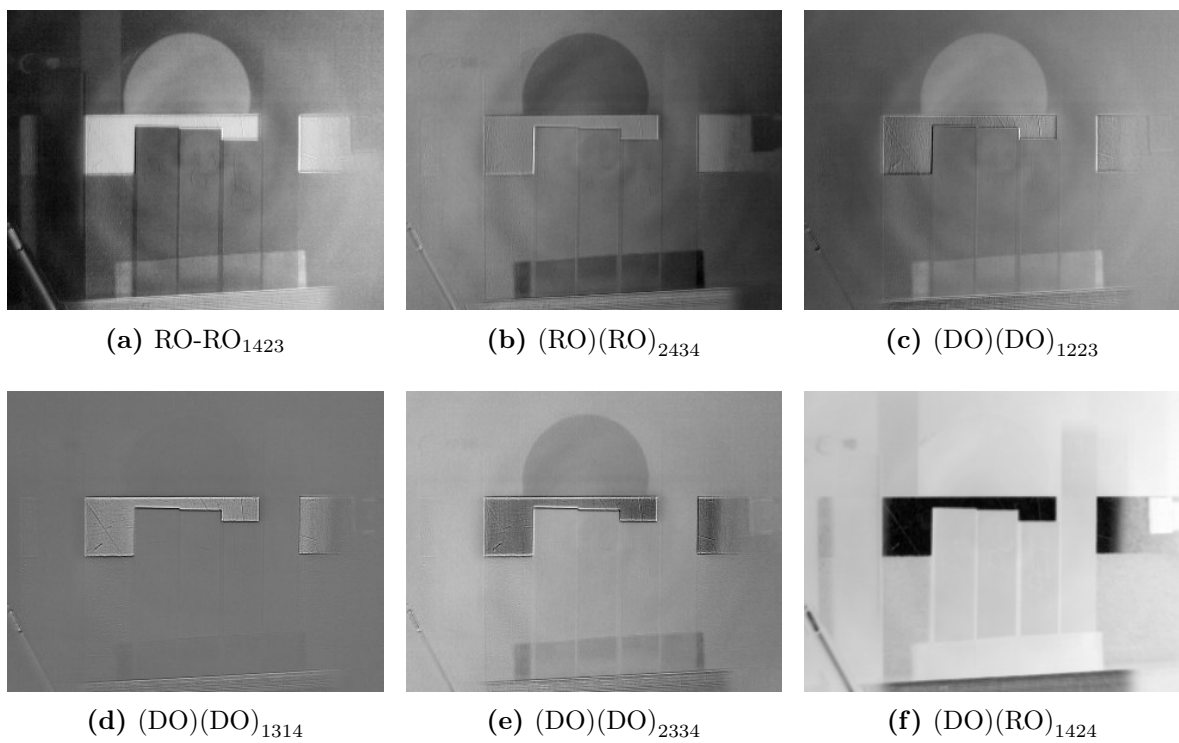


Abb. 6.42: Ergebnis: Bildverarbeitung der zweiten Stufe (Auswahl)

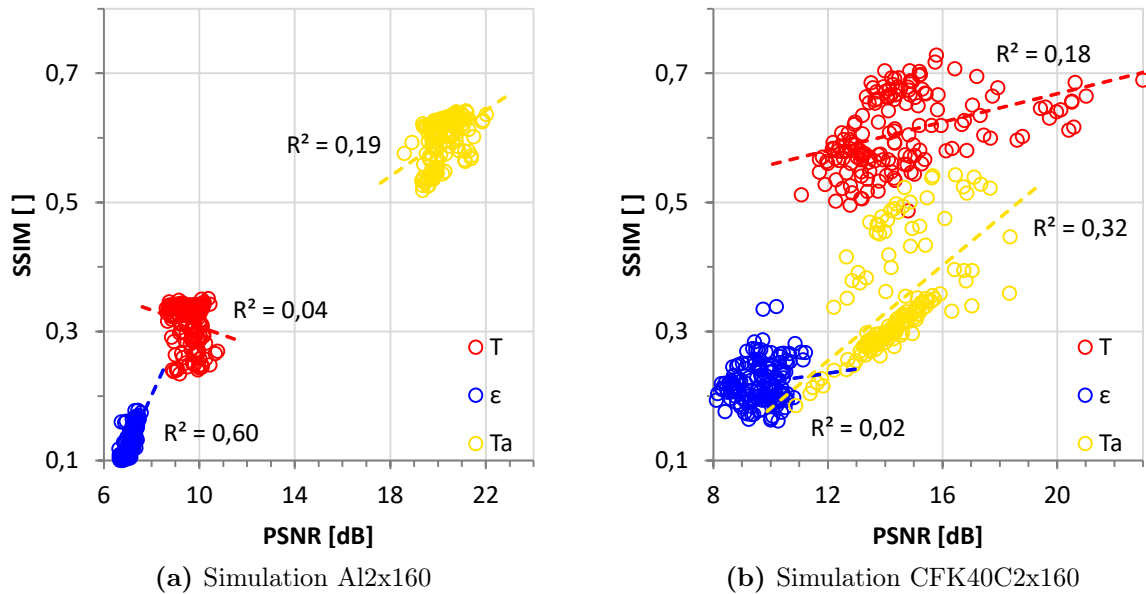


Abb. 6.43: Vergleich PSNR und SSIM

6.5 Zusammenfassung der Simulationen und Experimente

Die beschriebene Beobachtung, dass die Ergebnisse der Qualitätskennzahlen PSNR und SSIM voneinander abweichen, kann in Abb. 6.43 beispielhaft nachvollzogen werden:

Auch wenn die Bestimmtheitsmaße R^2 für die ermittelten Trendgeraden generell niedrige Werte aufweisen, so stimmt beim Aluminium die Qualitätskennzahl des PSNR in ihrem qualitativen Verlauf mit dem SSIM-Index überein (starke lineare Korrelation). Dadurch lässt sich unabhängig von der gewählten Qualitätskennzahl abschätzen, ob Strukturen in der Bildverarbeitung abgeschwächt oder verstärkt werden. Aufnahmen mit starkem unstrukturiertem Rauschen wurden jedoch nur durch den SSIM-Index qualitativ und quantitativ in Übereinstimmung mit der persönlichen Wahrnehmung bewertet.

PSNR und SSIM können auch eine sehr geringe lineare Korrelation aufweisen. Dies ist bei den Versuchen mit CFK der Fall. Die größtmögliche Übereinstimmung mit der Referenz lässt sich nicht immer am SSIM erkennen. Das PSNR ist geeignet zur Wiedergabe großer Formen und Verläufe im Bildeindruck. Der SSIM wird auch bei deutlich erkennbaren Formen von der lokalen Textilstruktur des Faserverbunds beeinflusst. Um das beste Bild zu finden, das die größtmögliche Übereinstimmung mit der gesuchten Referenz und die geringstmögliche mit den referenzierten Störgrößen hat, ist die Definition einer aggregierten Kennzahl anzustreben.

Durch die Berücksichtigung des PSNR und SSIM in der gegebenen Auswertung ließen sich wertvolle Schlüsse für zukünftige Analysen ziehen.

Anhand der generischen Simulation von Aluminium konnte gezeigt werden:

- Die Erkennung und Unterscheidung von Wärmequellen und Reflexionen ($\text{PSNR} > 10 \text{ dB}$, $\text{SSIM} > 0,5$) auf einer Oberfläche von poliertem und aufgerautem Aluminium ist selbst nahe Raumtemperatur mittels des dargestellten Verfahrens für

bereits 3 detektierte Wellenlängenbereiche theoretisch möglich.

- Praktisch steht der Erkennung und Unterscheidung das Rauschverhalten des Detektionssystems entgegen. Das Rauschverhalten, hier in Form der NETD berücksichtigt, ist somit ein kritischer Parameter. Mit verfügbaren Systemen ist kein Erfolg in dieser Prüfsituation zu erwarten.
- Reflexionen dominieren das Bildgeschehen auf metallisch blanken Oberflächen. Sie lassen sich identifizieren, aber ohne weitere Bildverarbeitung nicht ausblenden.

Anhand von Simulation und Experiment mit Aluminium mit Verunreinigung konnte gezeigt werden:

- Verunreinigungen lassen sich auch bei variierenden Oberflächeneigenschaften, z. B. durch Rauheit, bereits mit 2 detektierten Wellenlängenbereichen im Bildeindruck abschwächen oder verstärken. Die Unterschiede im absoluten Emissionsgrad müssen dabei nicht groß ausfallen. Entscheidender ist womöglich der Unterschied der grundlegenden Stoffeigenschaften (hier: Polymer und Metall).
- Aus der FTIR-Spektroskopie lässt sich auf die Emissionseigenschaften des untersuchten Materials schließen. Obwohl das Gerät eine Referenzierung auf einen spiegelnden Goldstandard vornahm, war eine direkte Übernahme der Spektren in die Simulation nicht möglich. Die Schar an Spektren wurde daher durch eine einzelne Thermografiemessung in einem Wellenlängenbereich referenziert.
- Aus einer auftretenden Phasenumkehr schwarz-weiß bei einzelnen Bildern lässt sich die Korrektheit der Simulation gegenüber der Realität prüfen.

Anhand von Simulationen und Experimenten mit CFK konnte gezeigt werden:

- Die lokale Emissivität des Komposits wird durch die Zusammensetzung zwischen Carbonfasern und Matrix sowie die geometrische Ausrichtung der Fasern zur Oberfläche bestimmt. Letzteres führt zu einer dreidimensionalen Struktur, die sich schwierig in Form einer Textur in der Simulation berücksichtigen lässt. Die Reflektivität der C-Fasern ist größer als die der Epoxidharz-gefüllten Zwischenräume.
- Mit der gegebenen Kameraauflösung (384 x 288 px) lassen sich lokale Messungen nicht durchführen. Die Bestimmung des Emissionsgrades wurde über eine Bildfläche von vielen Pixeln durchgeführt, um eine Mittelung aus Carbonfaser-Struktur und Epoxidharz-Dicke zu erreichen. Der Bildeindruck wird wegen der geringen örtlichen Auflösung durch das Rauschen bestimmt.
- Die Genauigkeit der Messung der Proben-temperatur für die Emissionsgradbestimmung ist wichtig, da der Emissionsgrad nahe 1 liegt. Für den Bildeindruck und damit die ZfP sind kleine Änderungen der Proben- und Umgebungstemperatur nicht relevant.
- Der Unterschied in der Reflektivität von lackiertem und unlackiertem CFK ist in absoluten Zahlen gering, führt jedoch zu einem deutlich abweichenden Bildeindruck.

- Auch in anderen Detektionsbereichen hat das Spektralverhältnis die Wirkung, Reflexionen zu unterdrücken.
- Ein Anhaltspunkt bezüglich Abweichungen zwischen Simulation und Realität sind Phasenwechsel des Schwarz-Weiß-Verlaufs inner- und außerhalb von Reflexionsbereichen.

Anhand laufender Arbeiten mit vergleichbaren CFK-Strukturen konnte zudem gezeigt werden, dass sich eine Kalibrierung positiv auf die Anwendung von post-processing Algorithmen bei der Blitzthermografie auswirken kann [18]. Fehler können bei richtiger Anwendung so besser gefunden werden.

Anhand von Experimenten mit Kunststoffen konnte gezeigt werden:

- In der Auswahl der Kunststoffe PS, PA, PC, PET, PMMA, PVC-U und PTFE konnte bei PTFE nach der Bildverarbeitung eine signifikante Kontraständerung im betrachteten Bereich von $3,6 - 5,1 \mu\text{m}$ mit vier Filtern nachgewiesen werden.
- Eine Verkipfung der Filter und somit fehlende Bildregistrierung stört die Ergebnisse der Bildverarbeitung durch Kantenartefakte. Eine bessere Bildregistrierung ist mit entsprechenden Tools einfach durchführbar. Für die Bildverarbeitung der zweiten Tiefenstufe, in die mehrere Filteraufnahmen einfließen, muss die Bildregistrierung leistungsfähiger sein als für die erste Tiefenstufe.

Geometrische Bild-Korrekturen sind neben dem Einsatz von Filtern variierender Ausrichtung auch bei gänzlich voneinander getrennten Kamerasystemen mit unterschiedlichen Blickwinkeln auf den Prüfkörper notwendig. IR-Kameras mit Matrixdetektoren verwenden zudem Objektive, die je nach Brennweite häufig nicht winkeltreu abbilden. Eine perspektivische Verzerrung kann mit Bildverarbeitungsmethoden zur Registrierung korrigiert werden [18, 52]. Neben der Verbesserung der Präzision von Filtersystemen [54] ist ein plausibler und universeller Ansatz, die Leistungsfähigkeit der Bildregistrierung zu steigern.

Kapitel 7

Diskussion

7.1 Fehlerbetrachtung

7.1.1 Vergleich der Kalibrierung

Zur Kalibrierung bzw. zur Validierung einer hinterlegten Kalibrierung ist der regelmäßige Einsatz flächiger Kalibrierstrahler notwendig. Die mehrjährige Erfahrung mit Satellitensystemen [32] zeigt, dass so der Drift eines Spektralbandes erkannt werden kann. Die NASA setzt hierzu u. a. auf zwei große Gebirgsseen, deren Wasseroberfläche als homogener Kalibrierstrahler für das Satellitensystem dient. Auf Bojen werden die Ausstrahlung der Wasseroberfläche und die Umgebungsbedingungen beim Überflug gemessen. Die Werte werden über ein Strahlungstransfermodell (engl. *atmospheric radiative transfer model*) auf die obere Atmosphäre umgerechnet und mit dem Ansprechvermögen des Instruments, MODIS (*Moderate-resolution Imaging Spectroradiometer*) genannt, gefaltet. Die sich ergebenden Kennlinien werden aus einer Vielzahl von Messungen zwischen 4 und 35 °C statistisch ermittelt. Abweichungen der ausgegebenen Strahldichte des *On-board Computer* (OBC) von der erwarteten Strahldichte von mehr als 0,5 K bezeichnen Hook et al. als problematisch. Die notwendigen Kennlinien haben ein Bestimmtheitsmaß R^2 von circa 0,985 – 0,995 im LWIR. Bei vergleichbarem Bestimmtheitsmaß sind die Abweichungen im MWIR durchgängig höher [32]. Die neueren Sentinel-3 Satelliten des europäischen Copernicus-Programms erreichen eine Genauigkeit von 0,2 K und besser im Messbereich von –13 bis 37 °C mittels zweier schwarzer Kalibrierstrahler an Board des *Sea and Land Surface Temperature Radiometer* (SLSTR) [13].

Beide MODIS-Satelliten haben das gleiche Problem wie bei den durchgeführten Labormessungen (vgl. Abb. 3.2), dass im MWIR die Temperaturen zu heiß gemessen werden. Zur Einhaltung der gemessenen Temperaturen auf 0,5 K genau ist bei den Labormessungen in dieser Arbeit eine deutlich präzisere Kennlinie erforderlich ($R^2 > 0,999$). Dies liegt zum einen am ausgewerteten Temperaturbereich, der 60 °C umfasst. Beschränkt man ihn auf 30 °C (Kalibrierung bei 20 und 50 °C), so erhält man dazwischen Abweichungen kleiner 0,2 K. Die Spektralbänder der Satellitensysteme sind zum anderen fast ausnahmslos schmalbandiger als in diesen Laborversuchen, was Approximationen bei der Berechnung der Strahldichte verbessert. Die Unsicherheiten und Schwankungen bei der Übertragung durch die Erdatmosphäre können durch den Um-

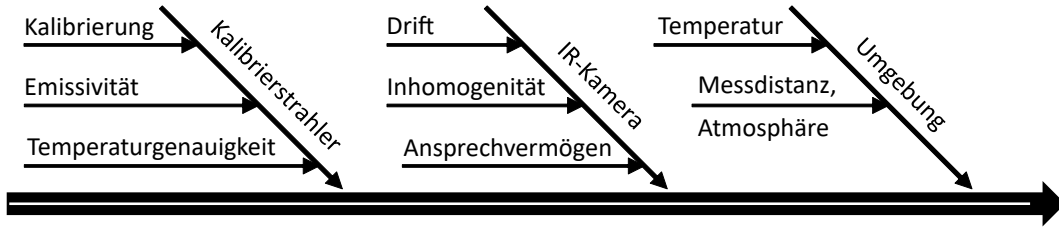


Abb. 7.1: Einflussgrößen auf die Kalibrierung und thermografische Messung

stand aufgewogen werden, dass 1) die Kennlinien von MODIS statistische Mittelungen über viele Messungen darstellen [32], 2) das SLSTR eine besonders akkurate Atmosphärenkorrektur besitzt, indem der gleiche Punkt aus zwei geneigten Ansichten und damit über zwei unterschiedliche Wege beobachtet wird [13].

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass die Genauigkeit der beschriebenen Kalibriermethodik der aktuell nutzbarer Satellitensysteme entspricht. Das in den Laborversuchen genutzte Modell benötigt jedoch nur zwei einzelne Kalibriermessungen. Für größere Temperaturbereiche – wie sie im technischen Bereich vorkommen – sind die Abweichungen im LWIR-Bereich ausreichend, die Abweichungen im MWIR-Bereich könnten und sollten jedoch geringer ausfallen. Mögliche Einflussfaktoren sind in Abb. 7.1 aufgeführt.

7.1.2 Messunsicherheiten

Das Modell zur Zuordnung der Kameraausgabe x zu einer Strahldichte L mit Hilfe der Kalibrierpunkte $(x_1|L_1)$ und $(x_2|L_2)$ lautet:

$$L(x) = \varepsilon_{rel} \left(\frac{L_2 - L_1}{x_2 - x_1} (x - x_1) + L_1 \right) \quad (7.1)$$

Der Faktor ε_{rel} beschreibt hier die relative Änderung, die ein von 1 abweichender Emissionsgrad verursacht, indem die Umgebungsstrahlung eine Rolle spielt. Das Kalibriermodell ist in dieser Form zwar linear, aber bekannte Unsicherheiten (Temperatur T , Brechungsindex n) liegen in L vor, dem das Integral über das Plancksche Strahlungsgesetz zu Grunde liegt. Die signifikante Nicht-Linearität in L führt dazu, dass das Gaußsche Fehlerfortpflanzungsgesetz nach JCGM 100:2008¹ nicht anwendbar ist. Stattdessen werden die Fehler mittels der Monte-Carlo-Methode abgeschätzt. Dazu werden nach JCGM 101:2008² in 10^6 Durchläufen normalverteilte Zufallswerte für die Variablen eingesetzt und aus den Ergebnissen die Standardabweichung bestimmt.

Die Einflüsse der Inhomogenität werden durch NUC und Mittelung eliminiert. Das Ansprechvermögen wurde, wie in Kapitel 3.1 beschrieben, für eine optimale Kennlinie angepasst. Als ein in der Praxis unterschätztes Element stellt sich die Emissivitätskurve des Kalibrierstrahlers heraus. Anhand des Kalibrierzertifikats ist zwar die Temperaturgenauigkeit bekannt, diese ist jedoch nur im spezifizierten Wellenlängenbereich und der Umgebungstemperatur garantiert. Die Ergebnisse in Tabelle 7.1 sind mit gemessenen

¹Titel: *Evaluation of measurement data – Guide to the expression of uncertainty in measurement*

²Titel: *Evaluation of measurement data – Supplement 1 to the "Guide to the expression of uncertainty in measurement" – Propagation of distributions using a Monte Carlo method*

Tabelle 7.1: Unsicherheiten σ nach Monte-Carlo-Methode durch Emissivität ε_{rel} und Temperaturverteilung T des Kalibrierstrahlers, Kameradrift x und Brechungsindex in Luft n bei der Messung der mittleren Strahldichte L zwischen den Kalibrierpunkten 20 und 80 °C im MWIR (4,3–5,3 μm) und LWIR (7,7–8,7 μm)

Variable	ε_{rel}	T	x	n	alle
Unsicherheit	$\pm 1,5 \%$	$\pm 0,3 \text{ K}$	$\pm \text{a) } 25, \text{ b) } 50 \text{ h}^{-1}$	$+ 0,295 \text{ ‰}$	kombiniert
Quelle	Tab. 3.2	Tab. 3.2	Abb. 2.10	PTB [27]	
a) MWIR [K]	0,56	0,23	0,23	0,04	0,65
[W m ⁻² sr ⁻¹]	0,085	0,036	0,036	0,007	0,10
b) LWIR [K]	0,91	0,21	0,52	0,04	1,07
[W m ⁻² sr ⁻¹]	0,229	0,054	0,130	0,009	0,27

Abweichungen von bis zu 1 K im MWIR und 0,3 K im LWIR im gegebenen Fall zu vergleichen. Nur im LWIR liegt die gemessene Genauigkeit innerhalb der ermittelten Messunsicherheit (vgl. Abb. 3.2, S. 34 und Abb. 7.3). Es fällt auf, dass die rechnerischen Standardabweichungen im LWIR größer ausfallen als im MWIR, weshalb diese Fehler nicht ursächlich für die beobachtete Ungenauigkeit des MWIR sein können.

Physikalisch lassen sich zwei Einflussfaktoren ermitteln, die zusätzlich stärker auf den MWIR- als den LWIR-Bereich wirken und Abweichungen erklären:

1. Die Atmosphäre:

Im MWIR-Bereich liegt eine Absorptionsbande von CO_2 und die Absorption infolge des in der Luft gelösten Wasserdampfes ist ebenfalls größer, weshalb die nicht-linearen Einflüsse der Atmosphäre im MWIR stärker zum Tragen kommen könnten (vgl. Abb. 2.7, S. 14).

2. Das Ansprechvermögen der Kamera:

Das Modell, mit dem ein Gauß-förmiges Ansprechvermögen der Kamera berücksichtigt wird, hat kalibriert im MWIR eine geringere Güte als im LWIR (R^2 in Abb. 4.8, S. 53).

Die Einflüsse auf die Simulation der detektierten Strahldichte sind in Abb. 7.2 aufgeführt. Die Homogenität des Messsystems wird durch die zeitlichen und Geräte-technischen Änderungen zwischen verschiedenen Messungen bestimmt. Die Dual-Band Kamera verfügt über zwei gestapelte Detektoren, was zu einer guten Homogenität führt – im Gegensatz dazu würde der Einsatz zweier verschiedener Kameras stehen. Um den Einfluss schwankender Umgebungsbedingungen und des Detektor-Drifts gering zu halten, sind die Kalibrierungen innerhalb der Messreihen durchgeführt worden. In den Simulationen wurden die Unsicherheiten in T , ε und T_a durch lokale Abweichungen in den Masken oder durch überlagerte Störungen abgebildet. Das Rauschen des Messsystems wurde in Form der NETD berücksichtigt. Die Approximationen im Simulationsmodell umfassen den Algorithmus zur Berechnung der Schwarzkörper-Strahldichte, dessen Genauigkeit mit einhergehender Zunahme an Laufzeit eingestellt werden kann (Kapitel 7.1.3), und das Ansprechvermögen des Messsystems je nach Wellenlänge, das in vielen Fällen eine wegen Unkenntnis hinzunehmende Unsicherheit darstellt. Für absolute Vorhersagen liefert die Simulation aufgrund des Ansprechvermögens eine große,

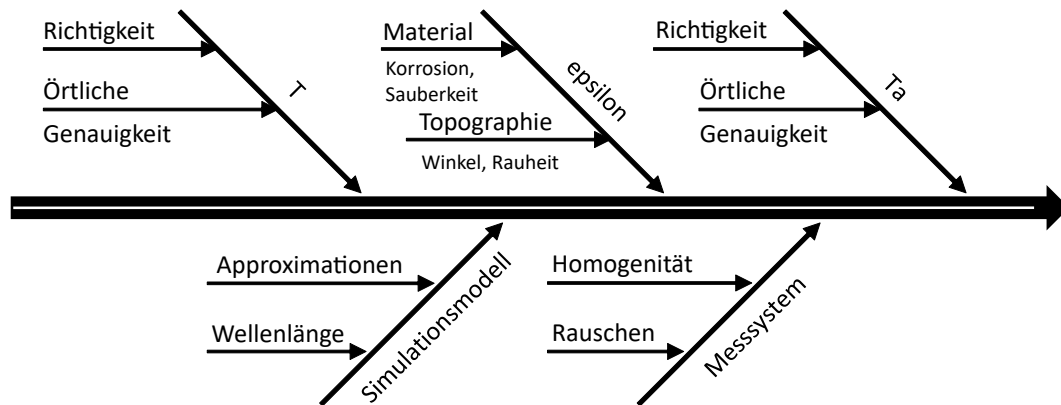


Abb. 7.2: Einflussgrößen auf den Vergleich zwischen Messung und Simulation

in Tabelle 4.4, S. 54 quantifizierte Unsicherheit. Im Vergleich mit kalibrierten Messungen gehen jedoch nur die deutlich geringeren, nicht linear zu korrigierenden Anteile ein (vgl. Abb. 4.8, S. 53). Optische Abbildungsfehler wurden vernachlässigt. In der Simulation wurde außerdem nicht betrachtet, ob die Belichtung des Detektors für eine Detektion überhaupt ausreichen kann. Eine ausreichende Belichtung ist z. B. im SWIR bei niedrigen Temperaturen nicht gegeben, da die Strahler kaum Photonen dieser Frequenz aussenden (vgl. Abb. 4.5, S. 48).

Für den Einsatz der Methode des Spektralverhältnis und ähnlicher zur Kontrastverbesserung sind bei den in der Arbeit verwendeten Temperaturbereichen keine offensichtlichen Unzulänglichkeiten aufgetreten. Um aber durchgängig eine Genauigkeit von 0,5 K zu erreichen – was besser als die Spezifikation der meisten Thermoelemente ist – kann es notwendig sein, das Modell um Korrektur- und Fitparameter in der Kennliniengleichung zu erweitern. Dies macht jedoch a priori Informationen notwendig. Weitere Kalibrierpunkte führen nicht zwingend zu einer Verbesserung (siehe Abb. 7.3). Werden Messungen aus einer Entfernung von bereits wenigen Metern durchgeführt, erscheint es sinnvoll, ein Strahlungstransfermodell zu nutzen, da sich die Übertragungsstrecken bei vollflächiger Kalibrierung und Messung deutlich unterscheiden.

7.1.3 Laufzeitgewinn

Analysiert man die Komplexität und die Laufzeit des Algorithmus f_L zur Berechnung der Schwarzkörper-Strahldichte (Listing 4.1, S. 58), so ergibt sich, dass es sich um ein „leichtes Problem“ handelt, dessen Laufzeitzuwachs durch Proportionalität zur Zahl der Reihenglieder $\mathcal{O}(2p) = \mathcal{O}(p)$ gekennzeichnet ist. Jeder Schleifendurchlauf f_L braucht unabhängig von p gleich viel Zeit, abhängig von p ist aber die Anzahl der Durchläufe. Die Funktion wird zweimal aufgerufen. Proportionalität ist außerdem hinsichtlich der Anzahl Spektralbereiche λ wie auch der Zahl der Elemente in T gegeben (siehe Abb. 7.4a). Der Algorithmus ist in der beschriebenen Implementierung um einen Faktor schneller als die numerische Berechnung ($p=0$). Die relative Fehler-toleranz für die numerische Berechnung in Matlab beträgt standardmäßig 10^{-6} [55], eine Erhöhung führt nicht zu messbaren Geschwindigkeitssteigerungen. Die Toleranz ist mit dem Fehler bei Abbruch nach dem 7. Glied vergleichbar. Der Vorteil, dass sich die Schleifenaufrufe in f_L parallelisieren ließen, blieb hier ungenutzt, ist aber für ande-

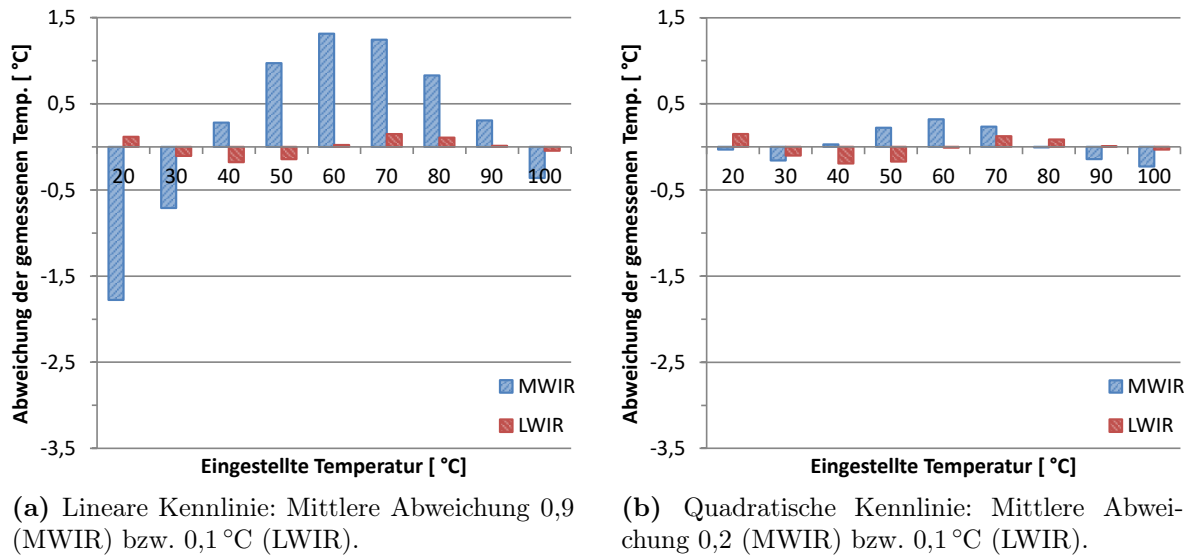


Abb. 7.3: Kalibrierung mit vier Kalibrierpunkten (20, 40, 80 und 100 °C) durch Fit a) einer Bestgerade, b) eines Polynoms zweiten Grades. Die Genauigkeit im Fall a) ist geringer als es mit zwei Kalibrierpunkten möglich ist, im Fall b) verbessert sich die Kennlinie nur für den MWIR-Bereich, dort aber deutlich (vgl. mit Abb. 3.2, S. 34).

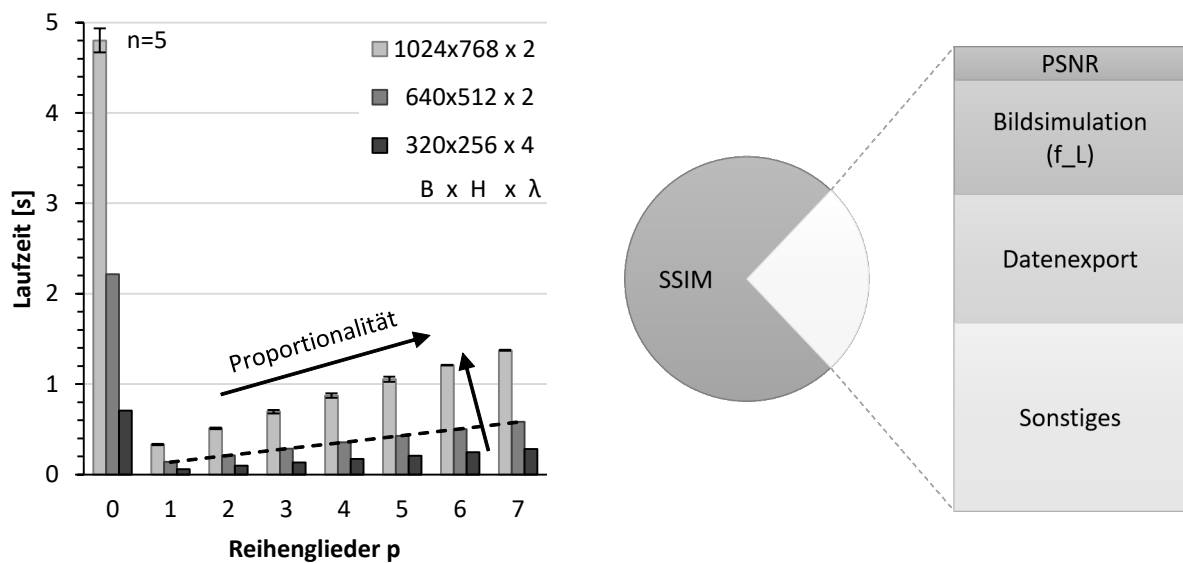
re Programmiersprachen denkbar. Der Algorithmus sollte sich auch einfach auf einem Mikrocontroller implementieren lassen und bei Verteilung auf mehrere Rechenkerne performant arbeiten können.

Bezogen auf die Simulation der Bildgebung (Listing 4.2, S. 59) wird f_L im Falle von zwei Spektralbereichen 5-mal aufgerufen. Es ergeben sich folgende Laufzeiten bei einer Bildgröße von 640 x 512 px für die Berechnung einer Bildmenge von 30 frames, was bei einer Aufnahmefrequenz von 30 Hz einer Dauer von 1 s entspricht:

- $40,8 \pm 0,6$ s ($p=0$) bzw. $11,2 \pm 0,3$ s ($p=7$) für hohe Genauigkeit
- $5,8 \pm 0,1$ s ($p=3$) für hinreichende Genauigkeit

Damit bewegt man sich in der Dimension der Aufnahmefrequenz, eine Echtzeitfähigkeit ist aber noch nicht erreicht. Die Messungen wurden unter Matlab R2019a auf einem Server mit geteilten Ressourcen bei Nutzung von vier Rechen-Threads durchgeführt. Es sind die Mittelwerte aus fünf Laufzeitmessungen dargestellt.

Die Laufzeit der gesamten Monte-Carlo-Simulation wird maßgeblich durch die Bildbewertung und Analyse (Kapitel 5) bestimmt, wenn als Qualitätskennzahl der SSIM-Index berechnet wird (Abb. 7.4b). An dieser Stelle muss somit der Einsatz der Qualitätskennzahlen abgewogen werden. Der SSIM weist eine deutlich höhere Rechenzeit auf, da er mit Fensterfunktionen arbeitet, soll aber die besseren Ergebnisse liefern für Aufnahmen, die – wie in der Thermografie häufig – Inhomogenitäten und Bildrauschen aufweisen. Da dies nur mit Einschränkungen in der Arbeit bestätigt werden konnte, sind unter Umständen noch aufwendiger berechnete Kennzahlen notwendig. Bei der Matlab-Funktion für den SSIM ist keine Übertragung der Berechnung auf die Grafikkarte des Computers und somit keine Beschleunigung möglich. Inwieweit die vom Autor programmierte Bildsimulation eine Grafikkarte nutzen könnte, wurde nicht untersucht.



(a) Messungen von f_L mit Standardabweichung für die erste Messreihe

(b) Messung der Gesamtsimulation am Beispiel der Simulation 2x29 (Kap. 6.1): Laufzeit ≈ 2 min

Abb. 7.4: Vergleich der Laufzeiten verschiedener Algorithmen

7.2 Relevanz und Ausblick

Multispektrale Bildgebung ist die Grundlage der Fernerkundung und führt im zivilen Bereich seit dem Start des Erdbeobachtungssatelliten NASA Landsat 1 (Launch 1972) zu einer immer genaueren Darstellung und Überwachung der Vorgänge auf unserer Erde. Das EU-Programm Copernicus ist aktuell Weltspitze in der Beobachtung der Erdoberfläche. Die Methoden werden fortlaufend weiterentwickelt, sodass sich mit dem bevorstehenden Start von NASA Landsat 9 die Möglichkeiten weiter verbessern werden. Eine neue Generation von Detektoren (SLS) wartet zudem auf ihren Einsatz in zukünftigen Satellitenmissionen [34]. Daneben betreibt die NASA ein flugzeuggetragenes Überwachungssystem mit Hyperspektralauflösung. Dessen Einsatz im Orbit wurde bereits getestet und es soll auf einem zukünftigen Satellitensystem installiert werden [48]. Kurz bevor steht auch die erste deutsche Hyperspektral-Satellitenmission [20]. Der Spektralbereich wird sich vom Sichtbaren bis zum SWIR erstrecken. Sie sollen die qualitativen Aussagen der bisherigen multispektralen Sensoren wie folgt erweitern:

„ „Herkömmliche multispektrale Sensoren nehmen die von der Erde reflektierte Strahlung in wenigen – bezogen auf die Wellenlänge – sehr breiten Kanälen auf. Diese Sensoren liefern zuverlässige Daten und Informationen, wie etwa über die Landnutzung, Landbedeckung und deren räumliche Verteilung. Für qualitative Aussagen, beispielsweise zur Art der Vegetation, reichen solche Messmethoden aus. Quantitative Informationen, wie die Nährstoffversorgung von Ackerpflanzen oder die Wasserqualität von Seen, können hingegen nur aus den vergleichsweise hochauflösenden Spektraldaten eines hyperspektralen Sensors abgeleitet werden.“ [20]

Als Ziel dieser Datensammlung wird somit die sogenannte Präzisionslandwirtschaft (engl. *precision farming*) hervorgehoben, die kleinräumige und zielgerichtete Bewirt-

schaftung landwirtschaftlicher Nutzflächen, abhängig von den lokalen Boden- und Pflanzgegebenheiten. Firmen wie HAIP³ bieten bereits Befliegungen mit Hyperspektral-Kameras auf Drohnen an. Sie sollen es Landwirten in Zukunft ermöglichen, Trockenstress und Unkraut sowie Pilz- und Schädlingsbefall autonom zu erkennen. Hierzu muss jedoch für jede Kulturpflanze zunächst eine Datenbasis generiert werden.

Neben der luftgestützten Erdbeobachtung besitzt die multi- und hyperspektrale Bildgebung Relevanz für weitere Anwendungsbereiche. In der Medizin können viele Erkrankungen und Anomalien an Organen z. B. während operativer Eingriffe sichtbar gemacht werden [36]. Firmen wie Diaspective Vision⁴ werben bereits mit *Chemical Imaging*, der Darstellung der chemischen Eigenschaften für Lebensmittelanalyse, Forensik und mikroskopische Untersuchungen. So ergibt auch eine aktuelle Studie der Fraunhofer-Gesellschaft, dass sich *Hyperspectral Imaging* unter den 30 Themen mit besonderer Zukunfts-Relevanz befindet. Sie kommt zu dem Schluss, dass als „Gesellschaftsgestalter“ aber „die Relevanz für Forschung und Wirtschaft noch offen oder eher indirekt gegeben ist, die aber einen großen Einfluss auf gesellschaftliche Entwicklungen und Umweltaspekte haben könnten.“ Hyperspektrale Bildgebung sei zukunftssträftig in Bereichen von Sicherheit und Verteidigung bis Umweltüberwachung und Landwirtschaft und habe eine besondere Relevanz für den Forschungsbereich Materialwissenschaften, Maschinenbau und Verfahrenstechnik [22].

Ebenso in der Studie erwähnt wird der Ansatz, *Machine learning*-Algorithmen einzusetzen, um die örtliche und spektrale Information zu interpretieren. Dabei wird oft außer Acht gelassen, dass das maschinelle Lernen in seiner aktuellen Form große Datenmengen als Trainingsdatensätze benötigt und sich mit der Erkennung seltener Phänomene schwertut. Insbesondere vor dem Hintergrund der Fertigung individualisierter Produkte bis hin zur Losgröße 1 kann man diesen Ansatz für die zerstörungsfreie Prüfung kritisch sehen. Aber auch bezüglich Auftragsmessungen im Feld bei unbekannter Umgebung unter Zeit und Kostendruck als auch beim *Condition Monitoring* bei ständig wechselnden Umweltbedingungen erscheint es schwierig, das notwendige Training ausulegen. Im Gegensatz zu anderen Sensoriken ist es aufgrund der vergleichsweise hohen Kosten für Detektoren und Kalibrierung auch bei Anlagen für die Massenproduktion nicht einfach zu vermitteln, das System zunächst in einem überwachten Training nur Daten sammeln zu lassen und auf eine mögliche Einsatzfähigkeit in der Zukunft zu verweisen.

In der Vorauswahl der 51 Themen mit großer Relevanz für die angewandte Forschung im Jahr 2030 finden sich in der genannten Studie neben *Hyperspectral Imaging* im Bereich *Data* die *Small Data Algorithms* im Bereich *Algorithms* wieder [22]. Der Umgang mit wenigen Daten wie auch die Aufbereitung von *big data* und Selektion relevanter Daten durch geeignete Modelle bleibt also weiterhin wichtig. Der steigende Anspruch und die Komplexität dieser (physikalischen) Modelle lassen aber die Verheißungen ihrer künstlichen Generierung aus statistischem Wissen in den Vordergrund rücken.

Im Bereich der hyperspektralen Bildgebung wird aufgrund der großen anfallenden Datenmengen häufig auf den Ansatz der Künstlichen Intelligenz verwiesen, so auch in medizinischen Veröffentlichungen [36]. Untersuchungen an Krebstieren mit hyper-

³HAIP Solutions GmbH, <https://www.haip-solutions.com/>

⁴Diaspective Vision GmbH, <http://diaspective-vision.com/>

spektraler Farbwahrnehmung legen jedoch nahe, dass die robuste Unterscheidung beim Einsatz nur weniger Wellenlängenbereiche die eigentliche komplexe und rechenintensive Aufgabe darstellt [56]. Es ist somit davon auszugehen, dass sowohl im Bereich multispektraler als auch hyperspektraler Bildgebung durch maschinelles Lernen viele Erkenntnisse gewonnen und Zusammenhänge erkannt werden können, da es sich bei dem einen um große Datensätze mit statistischen Zusammenhängen und bei dem anderen um komplexe Klassifizierungsmodelle aus wenigen Eingabedaten handelt. In Bezug auf diese Arbeit konnte ohne den Einsatz künstlicher Intelligenz für verschiedene Fälle der Vorteil multispektraler Bildgebung dargestellt werden. Das Simulationsmodell war dabei von vornherein auf eine analytische Beschreibung mit hoher Rechengeschwindigkeit ausgelegt, sodass es sich auch als Trainingsmodell für KI-Methoden oder die parametrische Rekonstruktion eignen könnte. Eine Hürde stellt die Verfügbarkeit von Materialdatenbanken für das Verhalten im Infrarot und der gerätetechnische Aufwand für Validierungsmessungen dar. Der Einzug von IR-Detektoren in Massenanwendungen für Konsumenten wie die Erkennung von Verschmutzungen bei Dokumentenscannern oder die Gesichts- und Umgebungserkennung in Smartphones (*TrueDepth*) zeigt, dass sich auch die großen Tech-Firmen den IR-Bereich erschließen und dort akkurate Messungen durchführen können [9].

Verglichen mit den umfangreichen Vorarbeiten und der breiten Anwendung multispektraler Bildauswertung in der Fernerkundung ist der Ansatz in der klassischen ZfP und industriellen Messtechnik noch kaum verbreitet, nimmt man den Bereich Maschinelles Sehen (engl. *machine vision*) aus. Zunehmend werden hier auch die rein optischen Farbbilder um einen weiteren Kanal im nahen Infrarot erweitert (RGB-D), bei neusten Entwicklungen reicht dieser bis $1,6\text{ }\mu\text{m}$ Wellenlänge [70]. Dahingegen schafft die Thermografie den Sprung von monochromatischer Bildgebung hin zu echter Farbbildgebung nicht mit einschneidender Konsequenz. Die Implementierung entsprechender Ansätze aus der Pyrometrie ist naheliegend, ihre Nachteile wurden aber in Kapitel 2.5 erläutert. Es ist zu erwarten, dass durch die fortschreitenden Entwicklungen in dieser Situation entgegenliegenden Extrem – der hyperspektralen Bildgebung aus einem dutzend Wellenlängenbereichen – neue Impulse entstehen. So wie konventionelle IR-Kameras infolge Miniaturisierung und Kostensenkung durch entstehende Technologien [53] immer stärker im Massenmarkt Platz finden, wird der anspruchsvolle Industriekunde in dieser Lücke bei der ZfP auf Daten und Nutzen multispektraler Thermografie zurückgreifen wollen. Dies zeigen Projekte wie z. B. 3dStahl⁵ zum Monitoring von Schweißprozessen [52]. Eine Marktstudie von Tematys sieht eine jährliche Wachstumsrate von 20 % (vgl. Tabelle 7.2), getrieben von drei wesentlichen Herausforderungen für Industrie und Gesellschaft [8]:

- Industrie 4.0: kosteneffiziente smarte Sensoren für komplexe Messungen
- Umweltverträgliche und sichere Nahrungsmittelproduktion: Messungen auf großen Flächen und mit hohem Durchsatz
- Personalisierte Medizin: nicht invasive und kompakte Diagnosewerkzeuge

Vor dem Hintergrund der durchgeführten Recherchen und Untersuchungen lässt sich der technologische Reifegrad der multispektralen Thermografie zur zerstörungsfreien

⁵<http://3d-stahl.de/>, Förderkennzeichen BMBF 03PSIPT3A

Tabelle 7.2: Entwicklung des Marktvolumens für Kameras zur spektralen Bildgebung in klassischen Märkten (Raumfahrt, Satellitenanwendungen und Verteidigung nicht eingeschlossen), nach einer Studie von Tematys [8]

Jahr	2016	2019	2022
Stück	3000	5000	9000

Prüfung und zum Monitoring auf einen Technologie-Reifegrad (TRL, engl. *Technology readiness level*) von TRL 4 – 5 einordnen. Grundlegende Probleme eines Versuchsaufbau in Einsatzumgebung (TRL 5) wurden adressiert, dazu gehört ein universelles, da physikalisch fundiertes Rechenmodell bei gleichzeitig ausreichend schneller Datenverarbeitung. Der Abschluss des TRL 5 ist allerdings abhängig von der ständigen Verfügbarkeit von Materialmodellen und Referenzen zur Kalibrierung im Workflow, was noch einmal einen erheblichen Kostenaufwand im Vergleich zum eigentlichen Messgerät der IR-Kamera darstellt. Im Folgenden werden Lösungsansätze aufgezeigt.

7.3 Lösungsansätze

7.3.1 Erstellen des Materialmodells an einem Spektrometer

Entsprechende Materialdatenbanken wie die *Thermophysical Properties of Matter Database* [12], die die wellenlängenabhängigen thermischen Emissionseigenschaften enthalten, sind selten und daher mit hohen Kosten im Bereich mehrerer Tausend Euro pro Jahr verbunden. Die hinterlegten Kurven weichen dabei aufgrund der Vielzahl der Kombinationsmöglichkeiten aus Materialien und Oberflächen meist doch von den Anforderungen ab.

Es gibt verschiedene mathematische und physikalische Modelle, die sich an die Emissivitätskurven, insbesondere von Metallen, anfitzen lassen. Die Wahl des geeigneten Modells muss jedoch empirisch erprobt werden [15]. Es ist vorstellbar, dass aus einem solchen Modell und dem direkten Vergleich von einzelnen Messungen des Emissionsgrades eine Emissivitätskurve ohne vollständiges Spektrogramm rekonstruiert werden kann.

Bei Messungen über mehrere Zyklen von Tag und Nacht ist auch denkbar, dass sich ein Materialmodell im Betrieb erstellen lässt, wenn man von gleichen atmosphärischen Bedingungen und einem konstanten Material ausgehen kann [64]. Hierzu wird ein Spektralverhältnis bei zwei gemessenen Temperaturen der Szene gebildet, mit allen Einschränkungen, die sich aus Kapitel 2.5 ergeben. An dieser Stelle könnte stattdessen ein Einsatz des implementierten Simulationsverfahrens in Form einer parametrischen Rekonstruktion zum Erfolg führen und ein grundsätzliches Problem im Monitoring mittels Thermografie lösen. Die ab Kapitel 6.3 angeführte Methode der numerischen Lösung der sich für jede Messung ergebenden Gleichungssysteme ist bisher nur für Einzelwerte, aber nicht für Bildmatrizen möglich.

Für den Laborbetrieb sind jedoch zunächst kommerzielle Geräte zur Bestimmung der Infraroteigenschaften das Mittel der Wahl. Von Eisler wurden Untersuchungen an einem Infrarot-Spektrometer (FTIR, engl. *Fourier-transform infrared spectroscopy*) mit

Emissionseinheit zur direkten Messung der Emissionsspektren durchgeführt [16]. Die untersuchten Materialien wurden auf einer Heizplatte auf 150 °C erwärmt, um eine ausreichende Abstrahlung zu erzielen. Die FTIR-Spektren wurden auf die Plancksche Strahlungskurve der entsprechenden Temperatur referenziert. Beide Messungen – IR-Kamera und FTIR-Spektrometer – wurden dann auf die Emissionscharakteristik von Grafit referenziert, um sie miteinander zu vergleichen. Eine Vorschrift zur Übersetzung des Spektrums in eine Emissionskurve wurde jedoch nicht entwickelt.

„ „Der Vergleich der Ergebnisse [...] zeigt, dass man an dem Spektrometer Voraussagen treffen kann, ob sich die untersuchte Probe mit einer IR-Kamera, welche mit IR-Filtern ausgestattet ist, messbar von anderen Proben unterscheiden lässt. Auf diese Weise können für zukünftige Anwendungen anhand von Voruntersuchungen in einem Spektrometer gezielt geeignete IR-Filter für die Messungen mit einer IR-Kamera ausgewählt werden.“ [16]

Bei Messungen in Reflexionsanordnung wird ein Laboraufbau mittels Heizplatte vermieden. Stattdessen wird ein Laser in Reflexion und der Zusammenhang nach dem Kirchhoffschen Strahlungsgesetz (vgl. Kapitel 2.3) genutzt. Die Schwierigkeit bei dem in der vorliegenden Arbeit verwendeten Gerät besteht darin, dass die gemessene Intensität zu stark vom händisch herzustellenden Kontakt des Messkopfes zur Probenoberfläche abhängt. Ein Laser kontrolliert die Kontaktbedingungen, ließ dabei jedoch Fehlmessungen bei nicht planen Oberflächen zu. Bei solchen Oberflächen wird der Kontakt baulich bedingt erschwert. Außerdem wird die Atmosphäre auch nach einer Leerkanalmessung nicht vollständig aus der Messung eliminiert. Eine Überarbeitung oder aktuelle Geräte können in dieser Hinsicht Verbesserungen aufweisen. Firmen wie Surface Optics⁶ bieten kommerzielle Handgeräte speziell zur Emissionsgradbestimmung an. Der Anschaffungspreis solcher Geräte liegt noch einmal in der Größenordnung gekühlter IR-Kamerasysteme. Andererseits sind konventionelle FTIR-Spektrometer an jeder Universität in verschiedenen Fachbereichen zu finden, weshalb eine Integration in den Workflow nicht abwegig erscheint. Entsprechende Probennahmen am Prüfling müssen dabei jedoch vorgesehen werden. Zudem ist das Verfahren zur Referenzierung mittels Goldstandard zu überarbeiten, sodass die thermografische Referenzierung entfallen kann. Diese stellt einen noch zu bewältigenden Aufwand dar, ist aber für die Praxistauglichkeit der Methode hinderlich. Denkbar ist der Einsatz eines metrologisch rückführbaren Standards, der bei Alterung und Beschädigung ersetzt werden kann, zusammen mit einem Transfermodell der Reflexionseigenschaften anhand der eingestellten Laserleistung.

7.3.2 Kalibrierung in der Praxis

Eine regelmäßige Kalibrierung des Messsystems klingt zunächst aufwendig und wirkt abschreckend. Der Aufwand konnte mit dem verwendeten Rechenmodell bereits auf das Minimum von zwei Kalibriermessungen reduziert werden. Der Zeitpunkt für die nächste Kalibrierung ließe sich durch eine rechnerische Korrektur des Kameradrifts hinauszögern. Dies kann neben der Ein-Punkt-Korrektur der Kennlinie mittels Shutter nach dem Stand der Technik [66] erfolgen durch

⁶Surface Optics Corporation, <https://surfaceoptics.com/>

- Messung der Chiptemperatur mittels Temperaturfühler
- Beobachtung blinder Pixel am Rand des Detektors

Diese müssen jedoch im Chipdesign vorgesehen und auswertbar sein. Die positiven Auswirkungen einer solchen Korrektur konnten in Abb. 2.9, S. 20 nachvollzogen werden.

Es sind jedoch auch Ansätze denkbar, bei denen die Kalibriermessungen einfacher als mit einem mobilen Kalibrierstrahler und im Betrieb gewonnen werden können.

- Zum einen lässt sich die erste Referenz durch einen integrierten Shutter bekannter Temperatur bestimmen.
- Zum anderen bietet der klare Himmel durch Messung der eintreffenden atmosphärischen Gegenstrahlung mittels Pyrgeometer oder Abschätzung aus der Lufttemperatur die Möglichkeit einer zweiten Referenz [58].

Statt einer vollflächigen Referenz wäre es bei vollkommener Homogenität des Detektors auch denkbar, eine punktförmige Referenz zu nutzen. An einer Infrastruktur könnte dies zum Beispiel eine Infrarot-LED sein. Von Interesse sind daher Methoden, die eine Korrektur der Detektorinhomogenität (NUC) ermöglichen, aber nicht zwingend eine radiometrische Kalibrierung vollführen müssen. Szenenbasierte Korrekturmethode benötigen meist umfangreiche Messdatensätze (siehe Kapitel 2.4). Eine neuartige Methode wurde von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) vorgestellt [27, 28]. Dieses im Folgenden erläuterte Verfahren ist auch bei Einzelaufnahmen möglich und mit einer räumlich inhomogenen Strahlungsquelle durchführbar. Der Einfluss von Kamera und Strahlungshintergrund auf die Bildgebung werden durch die Aufnahme von Versatzbildern voneinander getrennt. Kamera oder Strahler müssen dazu horizontal und vertikal bewegt werden, sodass ein primäres, ein Spalten- und ein Zeilenversetztes Bild aufgenommen werden. Die Bedingung ist, dass die Strahlungsquelle in der Zeit, in der die drei Bilder mit der IR-Kamera aufgenommen werden, eine konstante Abstrahlcharakteristik aufweist. Durch ein iteratives numerisches Verfahren werden die drei Bilder miteinander verglichen und eine Korrekturfaktormatrix berechnet, die das Übertragungsverhalten der Kamera wiedergibt.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Ziel der Arbeit war die Weiterentwicklung der zerstörungsfreien Prüfung mittels Thermografie hinsichtlich komplexer, unbekannter Prüfbedingungen. Dies geschah insbesondere im Hinblick auf die Zunahme der Variantenvielfalt durch die Entwicklungen im Bereich Industrie 4.0 und im Hinblick auf *Condition Monitoring Setups*.

Es konnte eine analytische Beschreibung schmal- und breitbandiger Infrarotstrahlung gefunden werden, die im Vergleich zu numerischer Integralbildung die Implementierung in beliebige Software oder Mikrocontroller vereinfacht. Die Beschreibung ist physikalisch fundiert und folgt dem Prinzip der Parsimonie (Sparsamkeit). Sie wird der häufig praktizierten Übernahme von Gleichungen der Pyrometrie für die Thermografie entgegen gestellt, die eine fehlerhafte Anwendung aufgrund zusätzlicher Hypothesen oder Fitparameter provozieren.

Es konnte eine Simulation der Bildgebung in beliebigen Spektralbereichen mit geringer Rechenzeit für Parameterstudien implementiert werden. Der Fokus in dieser Arbeit lag auf der korrekten pixelweisen Berechnung der Strahldichte. Der Einfluss verschiedener Verarbeitungsmethoden der Bilder wurde untersucht. Die Anwendbarkeit der Qualitätskennzahlen PSNR und SSIM zur Bildbewertung wurde verglichen und geschlussfolgert, dass sie abhängig von der Prüfsituation zu wählen sind. Es konnte beispielhaft gezeigt werden, dass die konkurrierenden Annahmen, die Wärmeverteilung oder die Material- und Oberflächeneigenschaften würden durch das Spektralverhältnis hervorgehoben, beide keine allgemeine Gültigkeit besitzen. Stattdessen sind die Auswirkungen der Verarbeitungsmethoden abhängig von der Prüfsituation. Die geeignete Methode zur Verbesserung des Bildkontrastes zu wählen, hierbei hilft die entwickelte Simulation als anwendungsnahes Software-Tool.

Es wurde gezeigt, dass es prinzipiell möglich ist, ZfP an Oberflächen durchzuführen, ohne dass eine prüfgerechte Vorbehandlung der Oberfläche (z. B. mit schwarzer Lackierung) zwingend ist. Der Aufwand zur Kalibrierung des Gesamtsystems konnte im Vergleich zu bisherigen Arbeiten [1, 16] deutlich gesenkt werden. Es wurden Verfahren identifiziert und beschrieben, die die Anwendung multispektraler Messungen in der klassischen ZfP und im *Condition Monitoring* weiter vereinfachen.

Es konnte gezeigt werden, dass aus FTIR-Spektren ein Modell der wellenlängenabhängigen Emissionseigenschaften eines Materials gewonnen werden kann. Dazu war eine einzelne thermografische Referenzmessung notwendig. Mit überarbeiteten Messprozeduren und metrologisch rückführbaren Reflexionsstandards sind hier Verbesserungen

und Vereinfachungen der Versuchsführung möglich.

Die im ersten Kapitel aufgestellten wissenschaftlichen Thesen 1) einer praktikablen mathematischen Beschreibung der Strahlungsbilanz, 2) der Entbehrlichkeit prüfgerechter Oberflächenbehandlung und dabei 3) überschaubarem technischen Aufwand für die multispektrale Thermografie konnten somit bestätigt werden. Bei der letzten These besteht die Einschränkung, dass für das *Condition Monitoring* im Feldeinsatz der regelmäßig wiederkehrende Aufwand für eine Kalibrierung noch weiter reduziert werden muss. Die Arbeit hat hierzu die Grundlagen gelegt und Lösungsansätze beschrieben, um in einer neuartigen Kombination der Techniken die Kalibriermessungen im Betrieb gewinnen zu können.

Anhand der gesammelten Erfahrungen können Schlussfolgerungen und Handlungsempfehlungen formuliert werden. Die Kurve der wellenlängenabhängigen Empfindlichkeit sollte für jedes Infrarot-System verfügbar sein und verwendet werden, um die Genauigkeit der Detektion physikalischer Größen zu steigern. Die Vorteile einer Kalibrierung für die ZfP bleiben noch in weiten Teilen ungenutzt. Das beschriebene Kalibriermodell sollte proprietären Modellen in der Hersteller-eigenen Kamerasoftware vorgezogen werden, solange diese unspezifiziert sind und nicht nachvollzogen werden können. Eine offizielle Richtlinie für Kalibrierverfahren für Thermografiekameras (VDI/VDE 5585 Blatt 2) befindet sich in der Bearbeitung. Mit den aktuellsten verfügbaren Richtlinien wird lediglich die Vergleichbarkeit der Datenblätter und die Prüfbarkeit der messtechnisch relevanten Eigenschaften von Thermografiekameras verbessert [14, 23]. Für die Kalibrierung vorgesehene flächige Schwarze Strahler sind ebenso teuer wie gekühlte Kamerasysteme. Zusammen mit einem Emissometer zur Bestimmung der Wellenlängen-abhängigen Materialeigenschaften ist mit Gesamtkosten in dreifacher Höhe einer IR-Kamera ohne Multispektralfähigkeit zu rechnen. Umsetzungen mit geringen Investitionskosten zur Erstellung von multispektralen Materialmodellen und der Kalibrierung in der Praxis müssen noch ausgearbeitet werden und erfordern weiteren Entwicklungsbedarf. Zur Förderung der Anwendungsforschung und des Marktes der Multispektral-Thermografie wäre zunächst die Einrichtung eines Dienstleistungszentrums sinnvoll.

Folgende Arbeitspunkte empfehlen sich zur Fortführung und Weiterentwicklung der Erkenntnisse dieser Arbeit:

- Etablieren eines thermografischen Prüfprozesses, der das IR-Spektrogramm eines Materials berücksichtigt, dazu Integration der Messung mittels FTIR-Spektrometer in den Prüfablauf
- Erweiterung der Simulation um die Nutzung als Vorwärtsmodell in der parametrischen Rekonstruktion
- Erweiterung der Simulation zur Nutzung von mehr als zwei verschiedenen Materialklassen in der Prüfszene
- Untersuchung weiterer Qualitätskennzahlen zur Bildbewertung bezüglich Laufzeitgewinn oder Aussagekräftigkeit gegenüber des SSIM-Index
- Implementierung eines Strahlungstransfermodells (engl. *atmospheric radiative transfer model*) zur Verbesserung der Genauigkeit bei Messungen aus größerer Entfernung, insbesondere im Freien

- Implementierung einer Möglichkeit zur Berücksichtigung 3-dimensionaler Oberflächenstrukturen und deren Einfluss auf das Reflexionsverhalten (z. B. Bidirektionale Reflexionsverteilungsfunktion, *BRDF*)
- Implementierung einer Methodik zur Kalibrierung ohne flächigen Kalibrierstrahler in den Prüfaufbau, durch horizontale und vertikale mechanische Verschiebung der Kamera nach einem Vorschlag der PTB [27, 28]

Die Auswirkung des multispektralen Ansatzes auf die Fehlererkennungsrate in der konventionellen zerstörungsfreien Prüfung (engl. *Probability of detection, PoD*) ist Gegenstand aktueller Untersuchungen. Positive Effekte auf post-processing Algorithmen, die in der Blitzthermografie angewendet werden, können ein Teil zukünftiger Veröffentlichungen sein.

Literaturverzeichnis

- [1] M. Abuhamad: *Spektrale Information in der Thermographie*. Dissertation, Universität des Saarlandes, Saarbrücken, 2011.
- [2] A. Adibekyan, E. Kononogova, C. Monte, B. Gutschwager und J. Hollandt: *Emissivity, reflectivity and transmissivity of semitransparent fibre reinforced plastic composites*. In: *Thermographie-Kolloquium 2017*, DGZfP-Berichtsbände, Berlin, 2017. Deutsche Gesellschaft für zerstörungsfreie Prüfung (DGZfP), ISBN 978-3-940283-88-7.
- [3] U. Adomeit und R. Ebert: *IR-dual-band-camera demonstrator: experimental assessment, practical applications*. In: D.A. Huckridge und R.R. Ebert (Hrsg.): *Electro-Optical and Infrared Systems: Technology and Applications IV*, SPIE Proceedings, S. 673703. SPIE, 2007, ISBN 978-0-819-46895-6.
- [4] H. D. Baehr und K. Stephan: *Wärme- und Stoffübertragung: Mit 343 Abbildungen und zahlreichen Tabellen sowie 62 Beispielen und 94 Aufgaben*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 7. Aufl., 2010, ISBN 978-3-642-05500-3.
- [5] M. Bass (Hrsg.): *Handbook of Optics: Devices, Measurements, and Properties*, Bd. 2. McGraw-Hill, New York, NY, 2. Aufl., 1995, ISBN 0-07-047974-7.
- [6] D. Berger, D. Brabandt, C. Bakir, T. Hornung, G. Lanza, J. Summa, M. Schwarz, H. G. Herrmann, M. Pohl und M. Stommel: *Effects of defects in series production of hybrid CFRP lightweight components – Detection and evaluation of quality critical characteristics*. Measurement, 95:389–394, 2017, ISSN 0263-2241.
- [7] F. Bernhard: *Thermografie*. In: F. Bernhard (Hrsg.): *Handbuch der Technischen Temperaturmessung*, VDI-Buch, S. 1395–1463. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2014, ISBN 978-3-642-24505-3.
- [8] C. Bouyé, T. Robin und B. d’Humières: *Spectral Imaging: End user needs, Markets and Trends: Market & Technology Report*. Techn. Ber. R201801-013, Tematys, 2018. <https://www.tematys.fr/reports/fr/accueil/42-spectral-imaging-end-user-needs-markets-and-trends.html>, besucht: 07.02.2020.
- [9] A. Breitbarth, T. Schardt, C. Kind, J. Brinkmann, P. G. Dittrich und G. Notni: *Measurement accuracy and dependence on external influences of the iPhone X TrueDepth sensor*. In: B. Zagar, P. Mazurek, M. Rosenberger und P. G. Dittrich (Hrsg.): *Photonics and Education in Measurement Science 2019*, S. 7. SPIE, 2019, ISBN 9781510629813.

- [10] B. B. Brenden und H. W. Newkirk: *A Multicolor Pyrometer*. AEC Research and Development Report. U.S. Atomic Energy Commission, 1958. <https://books.google.de/books?id=FwSfL3sJzIgC>.
- [11] A. Buis: *NASA Earth: A First: NASA Spots Single Methane Leak from Space*, 2016. <https://www.nasa.gov/feature/jpl/a-first-nasa-spots-single-methane-leak-from-space>, besucht: 20.01.2020.
- [12] CINDAS LLC: *Thermophysical Properties of Matter Database (TPMD): Version 11*, 2019. <https://cindasdata.com/>, besucht: 22.10.2019.
- [13] P. Coppo, B. Ricciarelli, F. Brandani, J. Delderfield, M. Ferlet, C. Mutlow, G. Munro, T. Nightingale, D. Smith, S. Bianchi, P. Nicol, S. Kirschstein, T. Hennig, W. Engel, J. Frerick und J. Nieke: *SLSTR: a high accuracy dual scan temperature radiometer for sea and land surface monitoring from space*. Journal of Modern Optics, 57(18):1815–1830, 2010, ISSN 0950-0340.
- [14] DGZfP-Fachausschuß für Thermographie: *Merkblatt TH 1: Charakterisierung von Thermographiesystemen: Ausgabe März 1999*. Deutsche Gesellschaft für zerstörungsfreie Prüfung (DGZfP), 1999.
- [15] T. Duvaut, D. Georgeault und J. L. Beaudoin: *Multiwavelength infrared pyrometry: optimization and computer simulations*. Infrared Physics & Technology, 36(7):1089–1103, 1995, ISSN 1350-4495.
- [16] K. Eisler: *Ausnutzung von spektralen Banden im Sichtbaren und Infraroten zur thermografischen Prüfteilqualifizierung*. Dissertation, Universität des Saarlandes, Saarbrücken, 2012.
- [17] L. Euler: *On the sums of series of reciprocals: This translation has been published in Stephen Hawking (ed.), "God Created the Integers", published in 2007 by Running Press.*, 05.02.2008. <http://arxiv.org/pdf/math/0506415v2>.
- [18] H. C. Fernandes, S. Quirin, M. Schwarz und H. G. Herrmann: *Infrared thermography for defect detection on aluminium-CFRP hybrid 3D structure*. In: *Proceedings of the 15th International Conference on Quantitative Infrared Thermography 2020, September (QIRT 2020)*. Creative Commons, in press, 2020.
- [19] J. Fischer, P. Saunders, M. Sadli, M. Battuello, C. Park, Z. Yuan, H. Yoon, W. Li, E. Ham, F. Sakuma, J. Ishii, M. Ballico, G. Machin, N. Fox, J. Hollandt, M. Matveyev, P. Bloembergen und S. Ugur: *CCT-WG5 on Radiation Thermometry: Uncertainty Budgets for Calibration of Radiation Thermometers below the Silver Point*. Techn. Ber., Bureau International des Poids et Mesures, 2008.
- [20] S. Fischer: *EnMAP - Die erste deutsche Hyperspektral-Satellitenmission*, 2020. https://www.dlr.de/rd/desktopdefault.aspx/tabid-2440/3586_read-28911/, besucht: 20.01.2020.
- [21] FLIR Systems, Inc.: *Nachrichten: Die Vorteile der LWIR-SLS-Wärmebildkameras*, 2016. <https://www.flir.de/discover/rd-science/the-advantages-of-lwir-sls-thermal-cameras/>, besucht: 31.08.2020.

- [22] W. Ganz, S. Hermann, A. Ardilio, L. Keicher, A. Schletz, E. Schirrmeister, S. Meissner, S. Maloca, B. Moller, M. Jovanovic, A. J. Schulte, M. Grüne, R. Bantes, J. Welz, A. Riemer und I. Döbel: *Foresight Fraunhofer: Zukunftsthemen für die angewandte Forschung*. Techn. Ber., Fraunhofer-Gesellschaft, München, 2019. <http://publica.fraunhofer.de/documents/N-541003.html>.
- [23] GMA-Fachbereich Optische Technologien: *VDI/VDE 5585 Blatt 1: Technische Temperaturmessung - Temperaturmessung mit Thermografiekameras - Messtechnische Charakterisierung: Ausgabe März 2018*. VDI/VDE-Gesellschaft Mess- und Automatisierungstechnik, Düsseldorf, 2018.
- [24] A. F. Goetz: *Three decades of hyperspectral remote sensing of the Earth: A personal view*. Remote Sensing of Environment, 113:S5–S16, 2009, ISSN 0034-4257.
- [25] I. P. Gulyaev und A. V. Dolmatov: *Spectral-brightness pyrometry: Radiometric measurements of non-uniform temperature distributions*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 116:1016–1025, 2018, ISSN 0017-9310.
- [26] S. P. Gundupalli, S. Hait und A. Thakur: *A review on automated sorting of source-separated municipal solid waste for recycling*. Waste management (New York, N.Y.), 60:56–74, 2017.
- [27] B. Gutschwager und J. Hollandt: *Verfahren zum Ermitteln von Korrekturparametern zum Korrigieren von Messwerten von Bildpunkten, um die Ungleichheit des Übertragungsverhaltens einzelner oder aller Bildpunkte eines Bildaufnahmesystems zu korrigieren: Patentschrift*, 2016. DE 10 2014 018 340 B3.
- [28] B. Gutschwager und J. Hollandt: *Nonuniformity correction of infrared cameras by reading radiance temperatures with a spatially nonhomogeneous radiation source*. Measurement Science and Technology, 28(1), 2017, ISSN 0957-0233.
- [29] B. Gutschwager, D. Taubert und J. Hollandt: *Analysis of Reference Sources for the Characterization and Calibration of Infrared Cameras*. International Journal of Thermophysics, 36(2-3):303–314, 2015, ISSN 0195-928X.
- [30] X. Hao, Z. Deng, J. Huang, Y. Huang, H. Yang, Y. Teng, Y. Zhao, Q. Wu, X. Li, J. Liu, Y. Chen, H. Zhu und B. Chen: *Demonstration of a dual-band InAs/GaSb type-II superlattice infrared detector based on a single heterojunction diode*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 56(2):1–6, 2019, ISSN 0018-9197.
- [31] J. Hartmann und F. Bernhard: *Strahlungstemperaturmessung*. In: F. Bernhard (Hrsg.): *Handbuch der Technischen Temperaturmessung*, VDI-Buch, S. 1161–1393. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2014, ISBN 978-3-642-24505-3.
- [32] S. J. Hook, K. Cawse-Nicholson, R. Radocinski und G. C. Hulley: *In Flight Validation of MODIS and VIIRS Mid and Thermal Infrared Emissive Bands at Lake Tahoe and Salton Sea CA/NV USA: NASA MODIS/VIIRS Science Team Meeting - Calibration Workshop*, 2018. https://modis.gsfc.nasa.gov/sci_team/meetings/201810/.

- [33] IRCAM GmbH: *GEMINIS*, 2020. <http://www.ircam.eu/de/produktnavigation/ir-kameras/geminis/>, besucht: 31.08.2020.
- [34] M. Jhabvala, K. Choi, S. Gunapala, M. Razeghi und M. Sundaram: *QWIPs, SLS, Landsat and the International Space Station*. Techn. Ber. GSFC-E-DAA-TN75338, NASA's Goddard Space Flight Center, 2020. <https://ntrs.nasa.gov/search.jsp?R=20190033892>, besucht: 28.01.2020.
- [35] J. Latger und T. Cathala: *Multisensors simulation with SE-WORKBENCH*. Proceedings of the 7th International Symposium on Optronics in Defence and Security - OPTRO 2016, 2016.
- [36] G. Lu und B. Fei: *Medical hyperspectral imaging: a review*. Journal of Biomedical Optics, 19(1):10901, 2014.
- [37] T. Maier: *Bispektrale Detektion und optische Nichtlinearitäten in Quantentopf-Infrarot-Photodetektoren*. Dissertation, Albert-Ludwigs-Universität, Freiburg im Breisgau, 2005.
- [38] X. P. Maldague: *Theory and practice of infrared technology for nondestructive testing*. Wiley series in microwave and optical engineering. Wiley, New York, NY, 2001, ISBN 978-0-471-18190-3.
- [39] W. A. Malila, J. M. Gleason und R. C. Cicone: *Multispectral system analysis through modeling and simulation*. In: United States (Hrsg.): *Proceedings of the Eleventh International Symposium on Remote Sensing of Environment*, NASA Technical Reports, S. 1319–1328, 1977.
- [40] R. J. Mathar: *Refractive index of humid air in the infrared: model fits*. Journal of Optics A: Pure and Applied Optics, 9(5):470–476, 2007, ISSN 1464-4258.
- [41] National Research Council: *Assessment of millimeter-wave and terahertz technology for detection and identification of concealed explosive and weapons*. The National Academies Press, Washington, D.C., 2007, ISBN 978-0-309-10469-2.
- [42] Open Knowledge Maps: *Overview of research on hyperspectral imaging*, 2020. <https://openknowledgemaps.org/map/53a1fabbad929533abe7033c2152d645/>, besucht: 13.01.2020.
- [43] Open Knowledge Maps: *Overview of research on multispectral infrared*, 2020. <https://openknowledgemaps.org/map/ba4681c3f8c89de949a8117f056be824/>, besucht: 13.01.2020.
- [44] F. Pérez, J. E. Pezoa, M. Figueroa und S. N. Torres: *Empirical frequency domain model for fixed-pattern noise in infrared focal plane arrays*. Infrared Physics & Technology, 67:413–426, 2014, ISSN 1350-4495.
- [45] K. Perlin: *Improving noise*. In: T. Appolloni (Hrsg.): *Proceedings of the 29th annual conference on Computer graphics and interactive techniques - SIGGRAPH '02*, S. 681–682, New York, NY, 2002. ACM Press, ISBN 1581135211.

- [46] S. Quirin: *Konstruktion von Heizelementen – Berechnung, Simulation und praktischer Einsatz*. Bachelorarbeit, Universität des Saarlandes, Saarbrücken, 2011.
- [47] S. Quirin und H. G. Herrmann: *Combining the spectral information of Dual-Band images to enhance contrast and reveal details*. In: *Proceedings of the 14th International Conference on Quantitative Infrared Thermography 2018, June, Berlin, Germany (QIRT 2018)*, S. 779–785. Creative Commons, 2018.
- [48] H. Riebeek: *NASA Earth: Earth Observing-1: Ten Years of Innovation*, 2010. <https://www.nasa.gov/topics/earth/features/eo1-10th.html>, besucht: 20.01.2020.
- [49] F. Römer: *Advanced Algebraic Concepts for Efficient Multi-Channel Signal Processing*. Dissertation, TU Ilmenau, Ilmenau, 2013.
- [50] N. Schuster und V. G. Kolobrodov: *Infrarotthermographie*. Wiley-VCH, Berlin, 1. Aufl., 2000, ISBN 3-527-40130-X.
- [51] M. Schwarz: *Multimodale zerstörungsfreie Charakterisierung der Grenzflächen von Metall-CFK-Hybridstrukturen*. Dissertation, Universität des Saarlandes, Saarbrücken, 2019.
- [52] K. Simmen, B. Buch, A. Breitbarth und G. Notni: *Non-Destructive Inspection System for Welding Processes by applying Data Fusion*. In: *Proceedings of the 14th International Conference on Quantitative Infrared Thermography 2018, June, Berlin, Germany (QIRT 2018)*, S. 853–862. Creative Commons, 2018.
- [53] C. L. Tan und H. Mohseni: *Emerging technologies for high performance infrared detectors*. *Nanophotonics*, 7(1):169–197, 2018.
- [54] Telops: *Products and Services Available at Telops*, 2020. <https://www.telops.com/products>, besucht: 31.08.2020.
- [55] The MathWorks, Inc.: *MATLAB 9.6.0 (R2019a): Dokumentation*, 2019. <https://de.mathworks.com/help/>.
- [56] H. H. Thoen, M. J. How, T. H. Chiou und J. Marshall: *A different form of color vision in mantis shrimp*. *Science (New York, N.Y.)*, 343(6169):411–413, 2014.
- [57] E. Tiesinga, P. J. Mohr, D. B. Newell und B. N. Taylor: *The 2018 CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants: Web Version 8.0 Database developed by J. Baker, M. Douma, and S. Kotochigova*, 2019. <http://physics.nist.gov/constants>, besucht: 29.07.2019.
- [58] T. Toullier, J. Dumoulin und L. Mevel: *Study of measurements bias due to environmental and spatial discretization in long term thermal monitoring of structures by infrared thermography*. In: *Proceedings of the 14th International Conference on Quantitative Infrared Thermography 2018, June, Berlin, Germany (QIRT 2018)*. Creative Commons, 2018.

- [59] Y. S. Touloukian und D. P. DeWitt: *Thermal Radiative Properties - Metallic Elements and Alloys*, Bd. 7 d. Reihe *Thermophysical Properties of Matter - The TPRC Data Series*. Defense Technical Information Center, Ft. Belvoir, 1970.
- [60] Y. S. Touloukian und D. P. DeWitt: *Thermal Radiative Properties - Nonmetallic Solids*, Bd. 8 d. Reihe *Thermophysical Properties of Matter - The TPRC Data Series*. Defense Technical Information Center, Ft. Belvoir, 1972.
- [61] Y. S. Touloukian, D. P. DeWitt und R. S. Hernicz: *Thermal Radiative Properties - Coatings*, Bd. 9 d. Reihe *Thermophysical Properties of Matter - The TPRC Data Series*. Defense Technical Information Center, Ft. Belvoir, 1972.
- [62] A. Utz, L. Gendrisch, D. Weiler, S. Kolnsberg und H. Vogt: *Simulation method for LWIR radiation distribution using a visual ray-tracer*. Optical and Quantum Electronics, 44:297–301, 2012, ISSN 0306-8919.
- [63] M. Vellvehi, X. Perpiñà, G. L. Lauro, F. Perillo und X. Jordà: *Irradiance-based emissivity correction in infrared thermography for electronic applications*. Review of Scientific Instruments, 82(11):114901, 2011, ISSN 0034-6748.
- [64] K. Watson: *Spectral ratio method for measuring emissivity*. Remote Sensing of Environment, 42(2):113–116, 1992, ISSN 0034-4257.
- [65] K. Watson: *Two-temperature method for measuring emissivity*. Remote Sensing of Environment, 42(2):117–121, 1992, ISSN 0034-4257.
- [66] D. Weiler, F. Hochschulz, C. Busch, M. Stein, M. D. Michel, A. Kuhl, R. Lerch, M. Petermann, T. Geruschke, S. Blaeser, S. Weyers und H. Vogt: *Digital uncooled IRFPAs based on microbolometers with 17 μm and 12 μm pixel pitch*. In: D. L. Hickman, D. A. Huckridge und H. Bürsing (Hrsg.): *Electro-Optical and Infrared Systems: Technology and Applications XV*, SPIE Proceedings, S. 1079504. SPIE, 2018, ISBN 978-1-510-62173-2.
- [67] W. K. Widger und M. P. Woodall: *Integration of the Planck Blackbody Radiation Function*. Bulletin of the American Meteorological Society, 57(10):1217–1219, 1976, ISSN 0003-0007.
- [68] P. Więcek: *A method for automatic gas detection using wide-band 3-14 μm bolometer camera*. In: *Proceedings of the 14th International Conference on Quantitative Infrared Thermography 2018, June, Berlin, Germany (QIRT 2018)*, S. 115–121. Creative Commons, 2018.
- [69] Wolfram Alpha LLC: *Wolfram/Alpha*. <https://www.wolframalpha.com/>, besucht: 31.08.2020.
- [70] D. Živadinović: *3D-Sensor mit Scharfblick*. c't – Magazin für Computertechnik, 2020(2):44, 2020, ISSN 0724-8679. <https://www.heise.de/select/ct/2020/2/1578413830026532>, besucht: 06.02.2020.

Anhang

Folgend findet sich der Code, der zur Durchführung der Simulationen implementiert wurde. Alle Listings sind lauffähig in Matlab R2019a. Die zentralen Algorithmen wurden an den entsprechenden Stellen beschrieben:

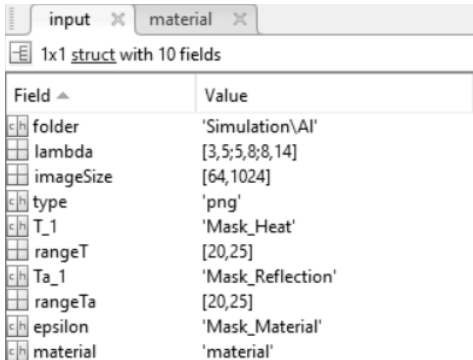
- **f_L**: Listing 4.1, S. 58
- **f_SimulateIRImage**: Listing 4.2, S. 59
- **f_MagiCal**: Listing 4.3, S. 63

In dieser Arbeit nicht behandelt werden folgende implementierten Funktionen:

- **f_Import** und **f_Export** zum Im- und Export von Daten und Bildern
- **f_HeatSim2D** zur Simulation der 2-dimensionalen stationären Wärmeleitung zwischen Wärmequellen und -senken

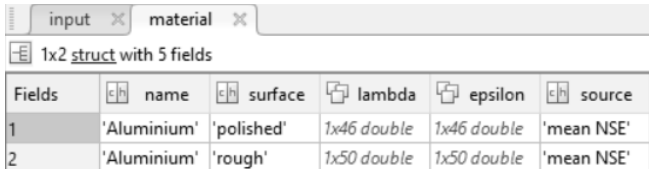
Das Skript Simulation.m erwartet den in der Abbildung beispielhaft für die Simulationen aus Kap. 6.1 dargestellten Input einer Prüfsituation.

input.m



Field	Value
folder	'Simulation\AI'
lambda	[3,5;5,8;8,14]
imageSize	[64,1024]
type	'png'
T_1	'Mask_Heat'
rangeT	[20,25]
Ta_1	'Mask_Reflection'
rangeTa	[20,25]
epsilon	'Mask_Material'
material	'material'

material.m



Fields	name	surface	lambda	epsilon	source
1	'Aluminium'	'polished'	1x46 double	1x46 double	'mean NSE'
2	'Aluminium'	'rough'	1x50 double	1x50 double	'mean NSE'

Abb. 1: Definition der Prüfsituation

Listing 1: Matlab-Skript zur Simulation

```

1 %% Spectral Thermography: IR-Image Simulation
2 % Script to simulate the generation and processing of an IR image of a
3 % scene in different wave ranges using Monte-Carlo method
4 %
5 %% About
6 % Version: 0.7, 2020-07-14 (v0.1: 2018-04-17)
7 % Author: Steven Quirin, UdS LLB
8 % Copyright 2018-2020 Saarland University
9 %
10 %% Description
11 % The following features are included
12 %
13 % * Heat distribution (T(x,y))
14 % * Materials and Surface Conditions (epsilon(x,y)) by a material map
15 % * Reflections (T_a(x,y))
16 % * Layers of T and T_a
17 % * Gaussian spectral responsivity distribution of acquisition (camera or
18 % filter optics)
19 % * Noise: camera noise, local epsilon variations, temperature inhomogeneities
20 % * Monte-Carlo simulation changing lambda ranges
21 %
22 % * camera noise changes with every run of f_SimulateIRImage in Monte-Carlo
23 % simulation (acquisitions by different detectors or at different times
24 % using filters)
25 % * local epsilon variations and temperature inhomogeneities are constant
26 % for every run in Monte-Carlo simulation (acquisition of the same scene)
27 %
28 % Use transparency of png's for layers of T and T_a. Transparency for
29 % epsilon ist not supported.
30 %
31 % See also f_SimulateIRImage, f_MagiCal, f_IQA_FR
32 %
33 %%
34
35 clear all % remove items, reset engine
36 close all % delete all figures
37 clc % clear command window
38
39 %% ----- Nutzereingaben: -----
40 % Input:
41 useTestCase = false; % Überschreibt andere Vorgaben zur Simulation
42 caseFolder = 'Simulation\CFK';
43 caseName = '_40C2xN_FTIRref21'; % Lädt input '_caseName' in caseFolder
44
45 % Output:
46 output.file.name = 'Simulated'; % no output if empty
47 output.file.prefix = ''; % Präfix vor dem Dateinamen
48 output.folder = 'W:\Quirin_S\MAILAB\output';
49 visualisation = false; % show images for input and simulation
50
51 % Simulation:
52 numberOfRuns = 160; % if > 1: Monte Carlo Simulation
53 lambdaMin = 0.05; % Minimum lambda bandwidth (μm)
54 p.factor = true; % parameter for f_SimulateIRImage to take into account gaussian
55 % detector responsivity
56 p.f_L = 3; % parameter p for f_L function
57
58 % Noise:
59 camera.NEID = 25; % Rauschverhalten der Aufnahme (mK)
60 noise.camera = true; % Verrausche Bilder in jeder Wellenlänge um jeweils NETD (true
61 % oder false)
62 noise.epsilon = 0.02; % Verrausche Epsilon Input Maske um Wert = Standardabweichung
63 % (oder false)
64 noise.epsilon = 0;
65
66 % Verrausche thermische Input Masken (empty = 0)
67 % +- K max and min thermal value of sources and sinks
68 noise.thermal.amplitude = 0.25;
69 noise.thermal.quantity = 0.01; % around 1% noise seeds

```

```

67 % noise seeds (salt & pepper) are smoothened so that no highs and lows close together
68 noise.thermal.smooth = true;
69 noise.thermal.calculation = [4 2 1.2 1.2 1.0e-3 1]; % [kx ky width height tolerance
    vsr] of f_HeatSim2D
70 noise.thermal.calculation = [236 236 1.0 1/16 1.0e-3 1]; % Aluminium
71 noise.thermal.calculation = [236 236 1.0 1/4 1.0e-3 1]; % CFK 40C2xN
72
73 %% ----- Cases: -----
74 if useTestCase
75     input = f_Import([ 'Simulation\TestCase', caseFolder ], 'input', 'mat');
76     noise.camera = false;
77     noise.epsilon = false;
78     p.factor = true;
79     p.f_L = 2;
80 elseif ~isempty(caseFolder)
81     input = f_Import(caseFolder, [ 'input', caseName ], 'mat');
82 else
83     error('Please_specify_a_case_folder. ');
84 end
85 % -----
86
87 %% ----- Programm: -----
88 message = 0;
89
90 %% ----- Import Data -----
91 input.rangeT = input.rangeT + 273.15; % T (°C) to (K)
92 input.rangeTa = input.rangeTa + 273.15; % Ta (°C) to (K)
93 lambda = input.lambda / 1000000; % lambda (μm) to (m)
94 camera.NETD = camera.NETD / 1000; % NETD (mK) to (K)
95
96 if noise.camera
97     noise.camera = camera.NETD;
98 else
99     noise.camera = 0; % cast logical to double, if noise.camera = false
100 end
101
102 % Parameters for supported file types
103 imageSize = input.imageSize;
104 input.parameter.bin = imageSize;
105
106 %% ----- Import -----
107 arrayFields = fieldnames(input); % arrayFields is cell of size Nx1
108 sizeOfT = sum(count(arrayFields, 'T_'));
109 T = zeros(imageSize(1), imageSize(2), sizeOfT); % 3d Array of n images (each mask)
110 sizeOfTa = sum(count(arrayFields, 'Ta_'));
111 Ta = zeros(imageSize(1), imageSize(2), sizeOfTa);
112 numberOfLambda = size(lambda, 1); % lambda is array of size Nx2
113 epsilon = zeros(imageSize(1), imageSize(2), numberOfLambda); % 3d Array of n images (
    each lambda)
114
115 % Import every mask and scale it to range
116 for n = 1:sizeOfT
117     str = [ 'T_', int2str(n) ];
118     range = input.rangeT;
119     M1 = f_Import(input.folder, input.(str), input.type, input.parameter);
120     if strcmp(input.type, 'png')
121         T(:, :, n) = f_scaleIm2double(M1, range(n, :));
122         M2 = f_Import(input.folder, input.(str), input.type, -1); % -1 = transparency
123         if isempty(M2)
124             M2 = true(imageSize); % no transparency
125         end
126         T(:, :, n) = T(:, :, n) .* logical(M2); % only full transparency is considered
127     else
128         T(:, :, n) = M1;
129     end
130 end
131 for n = 1:sizeOfTa
132     str = [ 'Ta_', int2str(n) ];
133     range = input.rangeTa;
134     M1 = f_Import(input.folder, input.(str), input.type, input.parameter);

```

```

135     if strcmp(input.type,'png')
136         Ta(:,:,n) = f_scaleIm2double(M1,range(n,:));
137         M2 = f_Import(input.folder,input.(str),input.type,-1); % -1 = transparency
138         if isempty(M2)
139             M2 = true(imageSize); % no transparency
140         end
141         Ta(:,:,n) = Ta(:,:,n) .* logical(M2); % only full transparency is considered
142     else
143         Ta(:,:,n) = M1;
144     end
145 end
146 % Epsilon [e0MWIR e1MWIR; e0LWIR e1LWIR ...]
147 str = 'material';
148 material = f_Import(input.folder,input.(str),'mat'); % import material data
149 str = 'epsilon';
150 M1 = f_Import(input.folder,input.(str),input.type,input.parameter);
151 range = f_getEpsilon(material,lambda); % get epsilon for materials
152 for n = 1:numberOfLambda
153     epsilon(:,:,n) = f_scaleIm2double(M1,range(n,:)); % always scale
154 end
155
156 %% ----- Noise -----
157 if noise.epsilon
158     % randn: Normally distributed random numbers
159     % y = a * randn(A) + b, a: standard deviation, b: mean
160     thisNoise = noise.epsilon * randn(imageSize);
161     epsilon = epsilon + repmat(thisNoise,[1 1 numberOfLambda]);
162     epsilon(epsilon>1) = 1;
163     epsilon(epsilon<0) = 0;
164 end
165
166 if noise.thermal.amplitude
167     % add inhomogeneities, keep layers
168     T = logical(T) .* f_addThermalNoise(T,noise);
169     Ta = logical(Ta) .* f_addThermalNoise(Ta,noise);
170 end
171
172 %% ----- Simulation -----
173 clearvars('arrayFields','M2'); % free memory, clear workspace
174
175 % Simulation 1
176 [L64.img,simInput,message] = f_SimulateIRImage(T,epsilon,Ta,lambda,noise,p);
177
178 % Reference Image
179 referenceImage(:,:,1) = f_scaleIm2double(simInput(:,:,1),[0 1]); % T
180 % M1 is still the imported epsilon mask
181 referenceImage(:,:,2) = f_scaleIm2double(M1,[0 1]); % material
182 referenceImage(:,:,3) = f_scaleIm2double(simInput(:,:,end),[0 1]); % T_a
183
184 % Simulations 2..numberOfRuns
185 if numberOfRuns > 1
186     % Monte Carlo method for lambda
187     % rand: uniformly distributed random numbers in the interval (0,1)
188     % uniformly distributed random lambda ranges between min(lambda) and max(lambda):
189     lambda = min(lambda(:)) + (max(lambda(:))-min(lambda(:))) .* rand(size(lambda,1),
190         size(lambda,2),numberOfRuns);
191     lambda(:,:,1) = input.lambda * 1e-6; % keep lambda input, (μm) to (m)
192     lambda = round(lambda*1000000,2) / 1000000; % round μm to 2 decimals
193     lambda = sort(lambda,2); % sort range of values in
194         ascending order [lambda_min lambda_max]
195     lambdaMin = lambdaMin/1000000; % (μm) to (m)
196     lambda_diff = lambda(:,2,:) - lambda(:,1,:); % lambda bandwidth
197     lambda_diff(lambda_diff<lambdaMin) = 0; % zero where lower minimum lambda
198         bandwidth
199     lambda(:,2,:) = lambda(:,2,:) + ~lambda_diff * lambdaMin; % add minimum lambda
200         bandwidth where lower
201     for n = 2:numberOfRuns
202         lambda(:,:,n) = sortrows(lambda(:,:,n)); % sort lambda ranges [lambda_min
203             lambda_max] according to first column
204     end

```

```

200 % Sort runs according to first waveband
201 [~,order] = sort(lambda(1,1,:));
202 lambda = lambda(:, :, order);
203
204 % Get epsilon for materials
205 range(:, :, numberOfRuns) = 0; % expand array to numberOfRuns by zero padding
206 for n = 2:numberOfRuns
207     range(:, :, n) = f_getEpsilon(material, lambda(:, :, n)); % get epsilon for
        materials
208 end
209
210 % Calculate runs
211 L64(numberOfRuns).img = []; % preallocate indexing of struct (increase performance
        when index large)
212 for n = 2:numberOfRuns
213     % Material mask and material noise
214     for n2 = 1:numberOfLambda
215         % M1 is still the imported epsilon mask
216         epsilon(:, :, n2) = f_scaleIm2double(M1, range(n2, :, n)); % scale epsilon
            matrix
217     end
218     if noise.epsilon
219         epsilon = epsilon + repmat(thisNoise, [1 1 numberOfLambda]);
220         epsilon(epsilon > 1) = 1;
221         epsilon(epsilon < 0) = 0;
222     end
223     % Simulation and Analysis
224     [L64(n).img, ~, message] = f_SimulateIRImage(T, epsilon, Ta, lambda(:, :, n), noise, p)
        ;
225 end
226 end
227
228 %% ----- Export Simulation -----
229 str = 'simInput';
230 [~, message] = f_Export(simInput, output.folder, str, 'mat');
231
232 %% ----- Plot Simulation -----
233 if visualisation
234     % [...]
235 end
236
237 %% ----- Calculation -----
238 clearvars('simInput', 'T', 'Ta', 'epsilon', 'M1'); % free memory, clear workspace
239
240 for n = 1:numberOfRuns
241     % Images
242     result = f_MagiCal(L64(n).img); % Multispectral approach to generate images:
        Calculation
243     result(1).lambdaN = lambda(:, :, n); % save lambda values used for simulation
244
245     % Image Analysis
246     for i = 1:size(result, 2)
247         tmpStruct = f_IQA_FR(result(i).img, referenceImage, []);
248         for fn = transpose(fieldnames(tmpStruct))
249             result(i).(fn{1}) = tmpStruct.(fn{1}); % add fields of analysis to result
250         end
251     end
252
253     % Export Calculation
254     if ~isempty(output.file.name)
255         % precision: calculation was double(64 bit) -> L64.img
256         % reduce size: result images are saved as single(32 bit) -> result.img
257         for i = 1:size(result, 2)
258             result(i).img = single(result(i).img);
259         end
260         % all lambda are saved in mat-file Prefix_filename_n
261         str = [output.file.prefix, output.file.name, '_', int2str(n)];
262         [~, message] = f_Export(result, output.folder, str, 'mat');
263     end
264 end

```

```

265
266 %% ----- Export Data -----
267 str = 'result_ini';
268 output.lambda = lambda;
269 output.noise = noise;
270 output.numberOfRuns = numberOfRuns;
271 output.imgNum = [];
272 for i = 1:size(result,2)
273     numOfImg = size(result(i).invert,2); % number of images in result(i)
274     % numbering of images for [result; result(i)]
275     output.imgNum = cat(2,output.imgNum,[repmat(i,1,numOfImg); 1:1:numOfImg]);
276 end
277 output.resultName = {result.name}; % cell array: names of operations
278 output.referenceImage = referenceImage;
279 [~,message] = f_Export(output,output.folder,str,'mat');
280
281 %% ----- End -----
282 disp('Fertig');
283 % Simulation.m

```

Listing 2: Matlab-Funktion zur Umwandlung von Bildern in das Format double mit dem Standardwertebereich [0, 1]

```

1 function array2 = f_scaleIm2double(array,inputRange)
2 % Konvertiere 2D array in double mit Wertebereich inputRange [schwarz weiß]
3 % 3D arrays werden interpretiert als Stapel von 2D arrays
4 array2 = zeros(size(array));
5 for n = 1:size(array,3) % for each channel
6     %array2(:,:,n) = rescale(double(array(:,:,n)),inputRange(1),inputRange(2));
7     % Introduced in R2017b: rescale: Scale range of array elements
8     % -> does not allow inputRange(1) > inputRange(2)
9     channel = double(array(:,:,n));
10    amax = max(channel(:));
11    amin = min(channel(:));
12    % y = a * x + b
13    if amax == amin
14        a = 0; % avoid NaN entries by zero division
15    else
16        % a = (y_max - y_min)/(x_max - x_min)
17        a = (inputRange(1,2) - inputRange(1,1))/(amax - amin);
18    end
19    % b = y_min - a * x_min
20    b = inputRange(1,1) - a * amin;
21    array2(:,:,n) = a * channel + b;
22 end
23 end

```

Listing 3: Matlab-Funktion zum Ermitteln des mittleren epsilon aus den Materialdaten im Bereich lambda

```

1 function epsilon = f_getEpsilon(material,lambda)
2 % Get mean /epsilon/ for /material/ data in /lambda/ range
3 sizeOfLambda = size(lambda,1); % lambda is array of size Nx2
4 numberOfMaterials = 2;
5 epsilon = zeros(sizeOfLambda,numberOfMaterials);
6
7 lambdaVec = reshape(transpose(lambda),1,[]); % reshape to vector
8 lambdaVec = unique(lambdaVec); % remove repetitions, returns sorted order
9 for m = 1:numberOfMaterials
10    x = double(material(m).lambda);
11    y = double(material(m).epsilon);
12    if lambdaVec(1) < x(1)
13        x = [lambdaVec(1) x]; % add lambda
14        y = [y(1) y]; % duplicate first value
15    end
16    if lambdaVec(end) > x(end)
17        x(end+1) = lambdaVec(end); % add lambda
18        y(end+1) = y(end); % duplicate last value

```



```

19     end
20     lambdaDif = setdiff(lambdaVec,x); % returns the data in A that is not in B
21     y = [y interp1(x,y,lambdaDif)]; % calculate epsilon and add values
22     x = [x lambdaDif]; % add values
23     [x,order] = sort(x,2); % sort range of values in ascending order
24     y = y(order); % sort in equivalent order
25     % make values equidistant for mean calculation (especially for
26     % spectroscopic data converted from 1/cm to  $\mu\text{m}$ )
27     x2 = linspace(x(1),x(end),10001); % create 10001 points to evaluate
28     y = interp1(x,y,x2); % get corresponding y
29
30     for n = 1:sizeOfLambda
31         xrange = and(x2 >= lambda(n,1),x2 <= lambda(n,2));
32         epsilon(n,m) = mean(y(xrange)); % mean over all y where x between lambda_min
            and lambda_max
33     end
34 end
35 end

```

Listing 4: Matlab-Funktion zum Hinzufügen thermischer Inhomogenitäten

```

1 function array = f_addThermalNoise(array,noise)
2 % Add thermal inhomogeneities for [array] calculated with noise seeds using
3 % f_HeatSim2D with parameters p
4 p = noise.thermal.calculation;
5 imageSize = [size(array,1) size(array,2)];
6 for n = 1:size(array,3)
7     thisNoise = ones(imageSize) * 0.5;
8     % randomly distributed zeros and ones:
9     thisNoise = imnoise(thisNoise,'salt & pepper',noise.thermal.quantity);
10    % randomly distributed positive and negative sources:
11    thisNoise = 2 * (thisNoise - 0.5) * noise.thermal.amplitude;
12    % rand: uniformly distributed random numbers in the interval (0,1)
13    % uniformly distributed random thermal value of sources:
14    thisNoise = thisNoise .* rand(imageSize);
15    % set boundary to zero and do the calculation:
16    heatSimArray = zeros(imageSize+2); % image with 1px boundary
17    heatSimArray(2:imageSize(1)+1,2:imageSize(2)+1) = thisNoise;
18    if noise.thermal.smooth
19        % drop simulation entries where noise seed
20        heatSimArray = ~logical(heatSimArray) .* ...
21        f_HeatSim2D(heatSimArray,[p(1) p(2)],[p(3) p(4)], 'tolerance',p(5), 'vsr',p
22        (6));
23        % smooth with additional run of f_HeatSim2D for the noise seeds
24    end
25    heatSimArray = f_HeatSim2D(heatSimArray,[p(1) p(2)],[p(3) p(4)], 'tolerance',p(5), '
26    vsr',p(6));
27    % scale to amplitude
28    heatSimArray = heatSimArray / max(max(abs(heatSimArray))) * noise.thermal.
29    amplitude;
30    array(:,:,n) = array(:,:,n) + heatSimArray(2:imageSize(1)+1,2:imageSize(2)+1);
31 end
32 end

```

Listing 5: Matlab-Funktion zur Bildbewertung (Full-reference Image Quality Assessment, FR IQA)

```

1 function [result,message] = f_IQA_FR(images,referenceImage,profile)
2 % Full-reference Image Quality Assessment
3 imageSize = [size(referenceImage,1) size(referenceImage,2)];
4 numberOfImg = size(images,3);
5 numberOfRef = size(referenceImage,3);
6
7 % Image Scaling: scale dynamic range and change to double for IQA algorithms (e.g.
8 % ssim)
9 images = f_scaleIm2double(images,[0 1]);
10 referenceImage = f_scaleIm2double(referenceImage,[0 1]);
11
12 % Image quality metrics

```

```

12 result.psnr = zeros(numberOfRef,numberOfImg);
13 result.ssim = zeros(numberOfRef,numberOfImg);
14 result.invert = false(numberOfRef,numberOfImg);
15 for r = 1:numberOfRef
16     for n = 1:numberOfImg
17         % Peak Signal-to-Noise Ratio
18         % PSNR = 10 * log10(peakval^2/MSE) dB, peakval = 1,
19         % MSE = mean-squared error
20         result.psnr(r,n) = psnr(images(:,:,n),referenceImage(:,:,r));
21         psnrInv = psnr(images(:,:,n),1-referenceImage(:,:,r)); % PSNR of inverted
            reference image
22         if psnrInv > result.psnr(r,n)
23             result.psnr(r,n) = psnrInv;
24         end
25         % Structural Similarity Index
26         % #TODO# Try different 'Exponents', e.g. [1 0.1 1] but then result is complex
27         result.ssim(r,n) = ssim(images(:,:,n),referenceImage(:,:,r));
28         ssimInv = ssim(images(:,:,n),1-referenceImage(:,:,r)); % SSI of inverted
            reference image
29         % ssim(referenceImage,1-referenceImage) is nearly but not equal -1
30         if ssimInv > result.ssim(r,n)
31             result.ssim(r,n) = ssimInv;
32             result.invert(r,n) = true; % the image should be inverted to be
            comparable with the others
33         end
34     end
35 end
36
37 % Profile
38 % draw a line profile and calculate profile contrast
39 % (not used) [...]
40 end

```