

# **Spektrale Information in der Thermographie**

Dissertation

zur Erlangung des Grades  
des Doktors der Ingenieurwissenschaften  
der Naturwissenschaftlich-Technischen Fakultät III  
Chemie, Pharmazie, Bio- und Werkstoffwissenschaften  
der Universität des Saarlandes

von

Dipl.-Ing. Mohammed Abuhamad

Saarbrücken

2011

Tag des Kolloquiums: 17.05.2011

Dekan: Prof. Dr. W. F. Maier

Berichterstatter: Prof. Dr. M. Kröning  
Prof. Dr. W. Arnold

Vorsitz: Prof. Dr. W. Possart

Akad. Mitarbeiter: Dr. A. Barnoush

---

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>EINLEITUNG</b>	<b>11</b>
<b>1.1</b>	<b>BEDEUTUNG DER THERMOGRAPHIE FÜR DIE ZERSTÖRUNGSFREIE MATERIALPRÜFUNG</b>	<b>11</b>
<b>1.2</b>	<b>ANWENDUNGSGEBIETE DER SPEKTRAL AUFGELÖSTEN THERMOGRAPHIE</b>	<b>12</b>
<b>1.3</b>	<b>ZIELSETZUNG DER ARBEIT</b>	<b>14</b>
<b>2</b>	<b>EINFÜHRUNG IN DIE GRUNDBEGRIFFE DER THERMOGRAPHIE</b>	<b>16</b>
<b>2.1</b>	<b>MECHANISMEN DES WÄRMETRANSPORTS</b>	<b>16</b>
2.1.1	WÄRMESTRAHLUNG	16
2.1.1.1	Grundbegriffe und Definitionen	16
2.1.1.2	Strahlungsgesetze	20
2.1.2	WÄRMELEITUNG	23
2.1.3	KONVEKTION	23
<b>2.2</b>	<b>REALE STRAHLER</b>	<b>24</b>
2.2.1	INFRAROT-TEILTRANSPARENTE REALE STRAHLER	26
2.2.2	EMISSIONSEIGENSCHAFTEN VON METALLOBERFLÄCHEN	28
<b>2.3</b>	<b>INFRAROTDETEKTOREN</b>	<b>33</b>
2.3.1	THERMISCHE DETEKTOREN	33
2.3.2	QUANTENDETEKTOREN	34
2.3.3	QUANTENTOPF-INFRAROT-PHOTODETEKTOREN QWIP	35
<b>2.4</b>	<b>MODERNE INFRAROTKAMERAS</b>	<b>38</b>
<b>2.5</b>	<b>PRÜFMETHODEN</b>	<b>41</b>
2.5.1	IMPULSANGEREGETE BLITZLICHT-THERMOGRAPHIE	42
2.5.2	PERIODISCH ANGEREGTE (LOCK-IN) THERMOGRAPHIE	44
<b>3</b>	<b>SPEKTRAL AUFLÖSENDE THERMOGRAPHIEKAMERAS</b>	<b>47</b>
<b>3.1</b>	<b>INFRAROT-KAMERA MIT FILTERRAD FÜR DAS MITTLERE INFRAROT</b>	<b>47</b>
<b>3.2</b>	<b>DUAL-BAND INFRAROT-KAMERA MIT QUANTUM WELL INFRARED PHOTODETEKTOR (QWIP)</b>	<b>49</b>
<b>4</b>	<b>REKONSTRUKTION VON EMISSIVITÄTS- UND TEMPERATURBILDERN DURCH BREITBANDIGE FILTER NAHE DER RAUMTEMPERATUR</b>	<b>52</b>
<b>4.1</b>	<b>STAND VON WISSENSCHAFT UND TECHNIK</b>	<b>52</b>
4.1.1	QUOTIENTENVERFAHREN	53
4.1.2	POLYNOMINALE EMISSIONSGRADANSÄTZE	55
4.1.3	EXPONENTIELLE EMISSIONSGRADANSÄTZE	55
4.1.4	HILFSSTRAHLERMETHODE	56
4.1.5	ANSATZ VON DEL GRANDE	57
4.1.6	SONSTIGE VERFAHREN	58
4.1.7	BEWERTUNG DER VERFAHREN	59
<b>4.2</b>	<b>ERWEITERTES QUOTIENTENVERFAHREN BEIM EINSATZ VON IR KAMERAS MIT SPEKTRALFILTERN</b>	<b>60</b>
4.2.1	IR-SIGNAL DER KAMERA	60
4.2.2	EINFLUSS DER UMGEBUNGSSTRAHLUNG AUF DAS IR-SIGNAL	61
4.2.3	VERFAHRENSSCHEMA	63
4.2.4	THERMISCHE UND MECHANISCHE EINFLÜSSE	68

4.2.5	PROBENBESCHREIBUNG	72
4.2.6	ERGEBNISSE BEIM EINSATZ DER KAMERA MIT FILTERRAD	73
<b>4.3</b>	<b>ERWEITERTES QUOTIENTENVERFAHREN BEIM EINSATZ EINER DUAL-BAND KAMERA</b>	<b>77</b>
4.3.1	ERGEBNISSE BEIM EINSATZ DER DUAL-BAND KAMERA	79
<b>4.4</b>	<b>FEHLERANALYSE</b>	<b>84</b>
4.4.1	EMISSIONSGRADVERHÄLTNIS	84
4.4.2	UMGEBUNGSTEMPERATUR	86
4.4.3	FEHLER DURCH VERKIPPUNG DES FILTERRADES	89
4.4.4	FEHLER DURCH UNGENAUIGKEITEN IN DEN SPEKTRALEN EMPFINDLICHKEITSBEREICHEN DER DUAL-BAND KAMERA	90
<b>4.5</b>	<b>ANDERE BILDGEBENDE PYROMETRISCHE VERFAHREN</b>	<b>93</b>
4.5.1	VERFAHREN NACH DEL GRANDE	93
4.5.2	HILFSSTRAHLERMETHODE	95
<b>5</b>	<b>AKTIVE MULTISPEKTRALE THERMOGRAPHIE AN INFRAROTTEILTRANSPARENTEN WERKSTOFFEN</b>	<b>97</b>
<b>5.1</b>	<b>MOTIVATION</b>	<b>97</b>
<b>5.2</b>	<b>STAND DER TECHNIK</b>	<b>101</b>
5.2.1	STAND DER TECHNIK BEI DER PULSANGEREGETEN PHOTOTHERMISCHEN RADIOMETRIE	101
5.2.2	STAND DER TECHNIK BEI DER PHOTOTHERMISCHEN RADIOMETRIE MIT PERIODISCHER ANREGUNG	103
<b>5.3</b>	<b>PULSANGEREGETE THERMOGRAPHIE AN KERAMIK BESCHICHTETEN WERKSTOFFEN MITTELS BLITZLICHTANREGUNG</b>	<b>105</b>
5.3.1	PHYSIKALISCHES MODELL ZUR BERECHNUNG DES INFRAROTSIGNALS	105
5.3.2	AUSWIRKUNG DER INFRAROTOPTISCHEN TRANSPARENZ AUF DAS INFRAROTSIGNAL	113
5.3.3	BILDGEBENDE TRANSIENTE EMISSIONSSPEKTROSKOPIE	117
5.3.4	ERZEUGUNG EINES INFRAROT-FARBILDES (BILDFUSION)	118
5.3.5	PROBENBESCHREIBUNG	120
5.3.6	ERGEBNISSE	122
<b>5.4</b>	<b>LOCK-IN THERMOGRAPHIE AN KERAMIKBESCHICHTETEN WERKSTOFFEN MITTELS LASERANREGUNG</b>	<b>129</b>
<b>6</b>	<b>ANWENDUNGSPERSPEKTIVEN DER MULTISPEKTRALEN THERMOGRAPHIE</b>	<b>133</b>
<b>6.1</b>	<b>PASSIVE MULTISPEKTRALE THERMOGRAPHIE</b>	<b>133</b>
<b>6.2</b>	<b>AKTIVE MULTISPEKTRALE THERMOGRAPHIE</b>	<b>134</b>
6.2.1	KOHLEFASERVERSTÄRKTER KUNSTSTOFF (CFK)	134
6.2.2	HOLZ	136
6.2.3	HAUT	137
6.2.4	MATERIALERKENNUNG	138
	<b>ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK</b>	<b>140</b>



Ich danke Herrn Prof. Dr. Michael Kröning von der Universität des Saarlandes sowie Herrn Dr. Udo Netzelmann und Frau Dr.-Ing. Iris Altpeter vom Fraunhofer-Institut für zerstörungsfreie Prüfverfahren für die Betreuung dieser Arbeit.

---

## Formelzeichen

Formelzeichen	Einheit/Wert	Größe
L	$W m^{-2} sr^{-1}$	Strahlungsdichte
$\lambda$	$\mu m$	Wellenlänge
$\Omega$	sr	Raumwinkel
$\varphi$	rad	Einfallswinkel/Ausfallswinkel
$\psi$	rad	Azimutwinkel
$\Phi$	W	Strahlungsfluss
$\varepsilon$		Emissionsgrad
$\rho$		Reflektionsgrad
$\tau$		Transmissionsgrad
$\alpha'$		Absorptionsgrad
$\phi$	$W m^{-2} s^{-1}$	Strahlungsleistung
A	$m^2$	Fläche
M	$W m^{-2}$	Spezifische Ausstrahlung
T	K oder °C	Temperatur
$c_1$	$3,74184 \cdot 10^{-4} W \mu m^2$	Konstante im Planckschen Strahlungsgesetz
$c_2$	$1,43883 \cdot 10^{-4} \mu m K$	Konstante im Planckschen Strahlungsgesetz
$\sigma$	$5,67 \cdot 10^{-8} W/m^2 K^4$	Stefan-Boltzmann-Konstante
h	$6,626196 \cdot 10^{-34} J s$	Plancksche Konstante
$c_0$	$2,997925 \cdot 10^8 m s^{-1}$	Lichtgeschwindigkeit
$\alpha$	$m^2 \cdot s^{-1}$	Thermische Diffusivität

$c_p$	$J\ kg^{-1}\ K^{-1}$	Spezifische Wärmekapazität
$\dot{Q}_v$	$W\ m^3$	Volumenbezogene Leistungsdichte der Wärmequelle
$k$	$W\ m^{-1}\ K^{-1}$	Wärmeleitfähigkeit
$S$	Digitallevel-Werte (DL)	Signal
$\mu_{IR}$	$m^{-1}$	Infrarotabsorptionskoeffizient
$\rho$	$kg\ m^{-3}$	Dichte
$Q$	$J\ m^2$	Absorbierte Bestrahlungsstärke
$E$	$W\ s^{0,5}\ m^{-2}\ m^{-1}$	Effusivität
$T_{th}$		Thermischer Transmissionskoeffizient
$R_{th}$		Thermischer Reflektionskoeffizient
$t$	$s$	Zeit
$f$	$Hz$	Frequenz
$\omega$	$Hz$	Kreisfrequenz
$\mu$	$m$	Thermische Diffusionslänge
$Z$	$K\ m^2\ W^{-1}$	Thermische Impedanz
$j$	$W\ m^{-2}$	Wärmeflussdichte
$d_\lambda$	$DL\ \mu m\ m^2\ W^{-1}$	Spektraler Detektivitätsfaktor
$\varepsilon_v$		Emissivitätsverhältnis
$d$	$m$	Beschichtungsdicke
$D$	$m$	Gesamtdicke
$r_a$		Reflektionsfaktor im sichtbaren Wellenlängenbereich
$r_{IR}$		Reflektionsfaktor im Infraroten
$\mu_a$	$m^{-1}$	Optischer Absorptionskoeffizient des Materials

I	$W m^{-2}$	Intensität des Anregungslichtes
$\Delta T$	K	Temperaturerhöhung
g		Einfärbfaktor
<b>Indizes</b>	<b>Bedeutung</b>	
Obj	Objekt	
$\lambda_i \lambda_j$	Spektralbereichintervall von $\lambda_i$ bis $\lambda_j$	
Umg	Umgebung	
SS	Schwarzer Strahler	
MW	Midwave	
LW	Longwave	
Max	Maximum	
Min	Minimum	
G	Global	
MWIR	Midwave infrared	
LWIR	Longwave infrared	
vis	Sichtbar	
T	Transmittiert	
A	Absorbiert	
R	Reflektiert	
E	Einfallend	
Konv	Konvektion	
Str	Strahlung	

# Abkürzungen

CFK	Kohlefaserverstärkter Kunststoff
DL	Digital level (Signal des Detektors in digitaler Form)
IR	Infrarot
LWIR	Langwellige Infrarotstrahlung ( <b>longwave infrared</b> )
MWIR	Mittelwellige Infrarotstrahlung ( <b>mid wave infrared</b> )
NETD	Noise Equivalent Temperature Difference
PVC	Polyvinylchlorid
QWIP	Quantum Well Infrared Photodetector
SWIR	Kurzwellige Infrarotstrahlung ( <b>short infrared</b> )
TBCs	Wärmedämmschichten (Thermal barrier coatings)
WDG	Wärmediffusionsgleichung
ZfP	Zerstörungsfreie Prüfung

---

## Kurzfassung

In dieser Arbeit wurde das Prinzip der Zweikanalpyrometrie auf eine Dual-Band Infrarotkamera für die Bereiche 4,4-5,2  $\mu\text{m}$  und 7,8-8,8  $\mu\text{m}$  zur Rekonstruktion von Temperatur- und Emissivitätsbildern übertragen. Angewendet auf eine Aluminiumprobe und zwei Stahlproben mit unterschiedlichen Oberflächenzuständen und bei Probertemperaturen zwischen 50 und 100  $^{\circ}\text{C}$  konnte unter Berücksichtigung der Umgebungsstrahlung eine örtlich aufgelöste Trennung von Temperatur- und Emissivitätskontrast erreicht werden. Zum Vergleich wurde die Rekonstruktion auch innerhalb des mittleren Infrarotbereichs mit Hilfe von Spektralfiltern durchgeführt. Hierbei wurden noch bessere Ergebnisse erzielt. Weiterhin wurden mit der Dual-Band Kamera infrarottransparente Werkstoffe mit optisch angeregter Impuls und- Lock-In Thermographie untersucht. Proben waren Beschichtungen aus yttrium-teilstabilisiertem Zirkonoxid unterschiedlicher Dicke auf Stahl sowie PVC-Platten mit künstlichen Fehlern in unterschiedlichen Tiefen. Es ergaben sich vom Spektralband abhängige Abklingkurven der Temperatur mit unterschiedlichen Zeiten für das Auftreten des Fehlerkontrasts. Die experimentellen Ergebnisse wurden für die Keramikschichten mit einem Modell beschrieben. In einem Ausblick auf weitere mögliche zukünftige Anwendungen wurden spektrale infrarotoptische Eigenschaften von Holz, CFK und menschlicher Haut sowie beschichteten Automobilblechen untersucht, wobei sich neuartige Bildkontraste ergaben.

## Abstract

In this work the principle of two wavelength pyrometry was transferred to the reconstruction of temperature and emissivity images using a dual-band infrared camera working at 4.4 to 5.2 microns and 7.8 to 8.8 microns. The technique was applied to an aluminium sample and two steel samples with different surface conditions and at temperatures between 50 and 100  $^{\circ}\text{C}$ . A spatially resolved separation of temperature and emissivity contrast could be achieved under consideration of the environmental radiation. For comparison, using a mid-infrared camera with spectral filters, reconstructed images were obtained with even better results. Furthermore, infrared semi-transparent materials were investigated using the dual-band infrared camera with optically excited pulsed and lock-in thermography. Samples were yttrium partly stabilized zirconia coatings on steel and PVC plates with artificial defects in different depth. A dependence of the cooling slopes and the phase shifts on the spectral band as well as different times for occurrence of the defect contrast was observed. The experimental results on the zirconia coatings were described by a theoretical model. In an outlook on further possible future applications, materials like timber, CFRP, human skin and coated automotive steel sheet were examined and a novel image contrast was found.

---

# 1 Einleitung

## 1.1 Bedeutung der Thermographie für die Zerstörungsfreie Materialprüfung

Die Überwachung von Prozessen und die Sicherung der Produktqualität ist ein essentiell wichtiger Bestandteil industrieller Fertigung. Dazu benötigt man geeignete zerstörungsfreie Prüfverfahren (ZfP-Verfahren), die es möglichst erlauben, technisch oft unvermeidbare Produktionsfehler ohne größere Eingriffe in Produkt und Prozess zu erkennen und zu charakterisieren. Die so bestimmte Art, Größe und Lage des Fehlers bestimmt, ob ein Zwischen- oder Endprodukt den Anforderungen genügt oder aussortiert werden muss.

Ein immer bedeutenderes ZfP-Verfahren ist die Thermographie. Diese beruht darauf, dass Materialfehler (wie z.B. Poren, Risse, Einschlüsse, Haftungsfehler) den Wärmediffusionsprozess in einem Objekt beeinflussen und so anhand des zeitlichen Verlaufs der Wärmestrahlung an der Objektoberfläche analysiert werden können. Die Wärmestrahlung wird mit Infrarotkameras gemessen. Darin liegt bereits ein großer Vorteil der Thermographie: Prozesse und Produkte können berührungslos, zeitaufgelöst und großflächig untersucht werden, wobei die Geometrie der Proben kaum eine Rolle spielt. Die Infrarotkameras bzw. Detektoren lassen sich außerdem oft in Industrieanlagen integrieren, ohne die Prozesse zu stören. Dabei kann die Auswertung der Ergebnisse kontinuierlich automatisiert erfolgen.

Aufgrund dieser Vorteile wird die Thermographie bereits in vielen Bereichen angewandt, beispielsweise in Prüf- und Kontrollverfahren der Materialforschung und Entwicklung, zur Materialcharakterisierung, zur Kontrolle von Verarbeitung und Herstellung und zur Produktionsanalyse. In der industriellen Fertigung werden die zu prüfenden Materialien im oberflächennahen Bereich z.B. auf Homogenität, Verdichtung, Fehlstellen, Risse, Einschlüsse, Feuchtigkeitsgehalt, Feuchtigkeitsverteilung untersucht. Die ersten industriellen Thermographieanwendungen sind vermehrt in der Luft- und Raumfahrtbranche zu finden. Hierbei werden Flugzeuginspektionen u. a. an Verklebungen von Flugzeugstrukturen durchgeführt.

Eine Übersicht über thermographische Prüfmethoden, Verfahrensarten und Anwendungsmöglichkeiten findet man z.B. bei [MALD00] sowie bei [BAUE04].

Neben sinkenden Kosten sorgt auch die rapide Weiterentwicklung der Prüfgeräte und Verfahren für ständig neue Anwendungen. So erfährt die Thermographie als Mess- und Prüftechnik derzeit

---

durch neuartige Sensoren eine wesentliche Erweiterung, die man mit dem Übergang von der Schwarz/Weiss- zur Farbfotographie vergleichen kann. Schnelle spektral aufgelöste Messungen werden nun möglich, wo man früher nur einen festgelegten Spektralbereich zur Verfügung hatte. Mit der vorliegenden Arbeit sollen einige dieser neuen messtechnischen Möglichkeiten erschlossen werden.

Die zahlreichen Forschungsaktivitäten auf dem Gebiet der Thermographie werden auf regelmäßigen nationalen und internationalen Fachkonferenzen und Tagungen präsentiert. Als weitere Folge der zunehmenden Verbreitung der Thermographie wird zurzeit vom Arbeitsausschuss „NM 827 Visuelle und thermografische Prüfung“ des Normenausschusses Materialprüfung (NMP) ein Norm-Entwurf zur thermografischen Prüfung ausgearbeitet. Dieser wird seine Festlegung in der DIN 54190 Zerstörungsfreie Prüfung- Thermografische Prüfung finden. Ein Entwurf für eine Personalzertifizierung (SNT-TC-1A) wurde in den USA bereits in den 60er Jahren durch die amerikanische Gesellschaft für zerstörungsfreie Prüfung ASNT (American Society for Non-destructive Testing) verfasst. Seit 1992 gibt es auch eine entsprechende europäische Norm (EN 473) für die Personalzertifizierung.

## **1.2 Anwendungsgebiete der spektral aufgelösten Thermographie**

Die spektral aufgelöste IR-Thermographie findet bereits Anwendung in der Biologie [VOGE04] und flugzeug- oder satellitengestützten Erderkundung, z. B. bei der Überwachung von Waldbränden [CAST99]. Bei diesem Überwachungssystem handelt es sich um einen 12-Kanal-Multispektralscanner, der in ein Flugobjekt eingebaut wird. Die Sensoren dieses Scannersystems können Strahlung vom Ultravioletten bis hin zum IR- Bereich detektieren und über Satelliten an Überwachungsstationen weiterleiten.

Spektral aufgelöste Thermographie wird auch bei der Temperaturmessung von gasbeheizten Schmelzen sowie bei der Erfassung von Inhomogenitäten und Fehlern von Boilerheizrohren während des Formgebungsprozesses [PREG04] eingesetzt. Hierbei wird die Temperaturmessung in Anwesenheit von Störfaktoren wie zum Beispiel CO- bzw. CO<sub>2</sub>- und Methangasen durchgeführt. Diese Gase in der Atmosphäre erschweren eine Temperaturmessung wesentlich. Für die Eliminierung dieser Störfaktoren benutzte man eine spektral auflösende IR-Kamera mit verschiedenen internen Filtern. In Vorversuchen wurden Simulationen durchgeführt [PREG04], die das IR-Absorptionsverhalten der oben genannten Gase beschreiben. Die Analyse zeigte, dass die IR-Absorptionsbanden der Gase in den Wellenlängenbereichen 3,4 µm und 3,9 µm liegen. Aufgrund dieser Ergebnisse benutzt man IR-Filter, die genau in diesem Bereich nicht aktiv sind. Es folgte eine entsprechende Kalibrierung der Kamera. Die Genauigkeit der Ergebnisse bestätigte

---



die Wahl der gewählten Filter. Ein weiteres Anwendungsgebiet ist die Erfassung von Grenzflächenfehlern bei der Klebung von Mehrschicht-Silizium-Wafern [VAIN00]. Hierbei werden die Wafer mit Laser oder Blitzlampen in engen Wellenlängenbereichen angeregt. Die Aufnahme der Abstrahlungsdichte der untersuchten Wafer erfolgt mit einer InAs-FPA- Kamera, die in sehr engen Spektralbereichen arbeitet. Infrarotoptische Interferenzeffekte spielen trotz inkohärenter Strahlung wegen der geringen Spaltöffnung eine Rolle. Mit dieser Methode wurden die Fehler in den Wafern durch die Aufnahme der IR-Abstrahlungsdichte und die dabei entstehenden Interferenzmuster in den unterschiedlichen Bearbeitungsstadien (Wärmebehandlungen) nachgewiesen.

Die große Chance der multispektralen Thermographie liegt in der Unterdrückung von Oberflächeneinflüssen auf die Thermographiebilder. Bei Objekten mit unbekanntem bzw. inhomogenem Emissionsgrad wird mittels spektraler Thermographie die Trennung einer Emissionsgradmessung von einer Temperaturmessung angestrebt. Ein Schwerpunkt dieser Arbeit liegt darin, dieses Ziel zu erreichen, insbesondere im Hinblick auf die Anwendung in der zerstörungsfreien Materialprüfung.

---

### 1.3 Zielsetzung der Arbeit

Die Temperatur ist nach der Zeit die am häufigsten gemessene physikalische Größe. Sowohl in der Fertigung als auch bei der Qualitätskontrolle spielt die Temperatur als Indikator für den Zustand eines Produktes eine große Rolle. Eine präzise Temperaturüberwachung führt zu einer Steigerung der Produktqualität und der Produktivität.

Deshalb sind besonders berührungslose Methoden der Temperaturmessung von großem Interesse. Die Infrarottechnologie bzw. Thermographie [ROSE07, VETT98, FIES91, NAGE94, OERT97, GARD81, WEN05] ist hierbei besonders geeignet und wird zur Temperaturbestimmung seit Jahrzehnten angewandt. Des Weiteren wird sie bereits in Industrie und Forschung als zerstörungsfreies Prüfverfahren eingesetzt. Mit Thermographie lässt sich aber nur die spezifische Ausstrahlung eines Messobjekts bestimmen, die außer von der Temperatur auch von den Emissions- und Reflektionseigenschaften dieses Objekts sowie von den Umgebungsbedingungen abhängt. Nur bei bekanntem Emissionsgrad können aus den Strahlungsmesswerten direkt Temperaturen berechnet werden. Besonders die Temperaturen metallischer Oberflächen mit ihren oft niedrigen Emissionsgraden lassen sich pyrometrisch nur schwer bestimmen. Daher wurden schon früh und besonders zwischen 1960 und 1990 intensive Anstrengungen unternommen, die eine emissionsgradunabhängige pyrometrische Temperaturmessung an ausgewählten Messpunkten ermöglichen.

Ein erstes Teilziel dieser Arbeit daher ist die Nutzung der spektralen Information in der Thermographie, um Methoden zur örtlich aufgelösten und emissionsgradunabhängigen Messung der wahren Temperatur metallischer Oberflächen im Niedertemperaturbereich (Nähe Raumtemperatur) zu finden. Diese Methoden sollen mit Hilfe der zusätzlichen spektralen Informationen die Berechnung der wahren Temperatur sowie der Emissivität von Messobjekten erlauben.

Im zweiten Teil dieser Arbeit wird die spektrale Information für die Charakterisierung von im Infraroten teiltransparenten Werkstoffen genutzt. Bisher wird bei der Signalanalyse in der aktiven Thermographie oft von einer reinen Oberflächenemission der thermischen Strahlung ausgegangen. Nur wenige Untersuchungen [NOTI03, JONE89, IMHO88, PAOL92, WALT92, SCHM96, SCHM98, IMHO84] beschäftigen sich mit der Infrarotemission aus der Tiefe des Werkstoffes, obwohl sich viele Werkstoffe wie Keramiken, Gläser, Polymere und biologische Systeme wie die Haut durch eine relative hohe Transparenz im Infrarotbereich auszeichnen, die zudem meist wellenlängenabhängig ist. Bei keramischen Wärmedämmschichten auf Turbinenschaufeln ist schon länger empirisch bekannt, dass sie sich besser im langwelligen Infrarot (LWIR) als im mittleren Infrarot (MWIR) auf Schichtdicke prüfen lassen. In dieser Arbeit wird das Ziel verfolgt, die

---

durch Infrarottransparenz verursachten Effekte bei der aktiven, dynamischen Thermographie im Modell und Experiment zu demonstrieren und zu quantifizieren. Perspektivisch sollen diese Untersuchungen und Modellrechnungen zur Schichtdickenbestimmung keramischer Beschichtungen verwendet werden, wobei während des Einsatzes veränderte Infraroteigenschaften der Beschichtung berücksichtigt bzw. erkannt werden.

---

---

## 2 Einführung in die Grundbegriffe der Thermographie

### 2.1 Mechanismen des Wärmetransports

Der Wärmetransport in Materie oder zwischen zwei Körpern geschieht grundsätzlich auf drei verschiedenen Wegen: Wärmeleitung, Konvektion und Wärmestrahlung. Dabei können diese drei Wärmetransportmechanismen in zwei Gruppen unterteilt werden: Stoffgebundener (Konvektion, Wärmeleitung) und nicht stoffgebundener Wärmetransport (Wärmestrahlung).

#### 2.1.1 Wärmestrahlung

Materie, deren Temperatur über null Kelvin ist, emittiert elektromagnetische Strahlung. Diese Wärmestrahlung oder thermische Strahlung hängt neben der Temperatur auch von Oberfläche und Aggregatzustand des Objekts ab. Im Gegensatz zur Wärmeleitung oder Konvektion transportiert die Wärmestrahlung Wärme auch im Vakuum. Damit bildet sie die Grundlage für die berührungslose Temperaturmessung bzw. Werkstoffcharakterisierung mittels Thermographie. Wie jede elektromagnetische Strahlung besitzt die thermische Strahlung sowohl Wellencharakter (elektromagnetische Welle, mit eigener Frequenz und Energie besetzt) als auch Teilchencharakter (Photonen) mit definierten Energiebeträgen.

##### 2.1.1.1 Grundbegriffe und Definitionen

Für die Beschreibung der Wechselwirkung zwischen Strahlung und Oberfläche sind einige Strahlungsgrößen zu definieren. Die emittierte Strahlungsenergie  $Q$  pro Zeiteinheit wird als Strahlungsfluss  $\Phi$  oder Strahlungsleistung bezeichnet. Bezieht man den Strahlungsfluss auf die strahlende Oberfläche  $A$ , so spricht man von der spezifischen Ausstrahlung  $L$ . Die spezifische Ausstrahlung ist eine Funktion der Wellenlänge; deswegen wird oft von der spektralen spezifischen Ausstrahlung (spezifische Ausstrahlung pro Wellenlängenintervall  $L_\lambda$ ) gesprochen.

$$L_\lambda = \frac{d^2\Phi}{dA \cdot d\lambda}$$

**GL. 2.1**

Eine weitere wichtige Größe für die Beschreibung der spektralen spezifischen Ausstrahlung ist der Raumwinkel. Betrachtet man über einem Flächenelement eines Körpers eine Halbkugel mit dem Radius  $r$  angeordnet, in deren Zentrum sich das Element befindet, so wird die gesamte vom

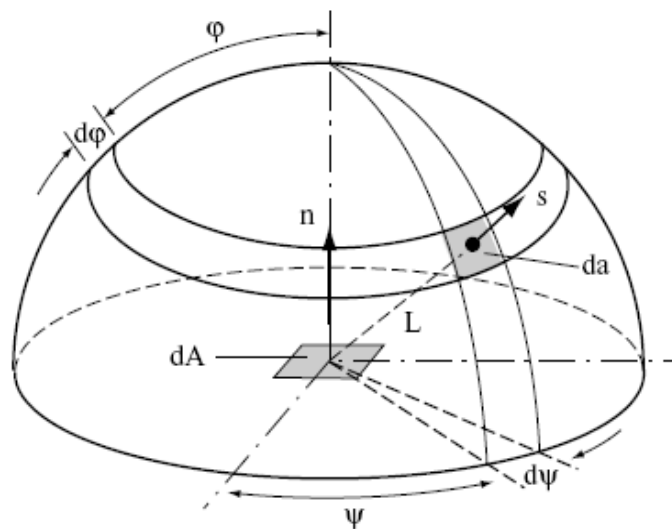
---

Flächenelement abgestrahlte Strahlungsdichte diese Halbkugel durchdringen (Abb. 2.1). Betrachtet man ein auf der Halbkugel angeordnetes Flächenelement  $da$ , so wird die von  $dA$  ausgehende, das Element  $da$  erreichende Strahlungsdichte mit der durch folgende Gleichung definierten Strahlungsdichte  $L$  beschrieben [MALD01A].

$$dL(\varphi, \psi) = L \cdot d\Omega \cdot dA \cdot \cos \varphi$$

**GL. 2.2**

Die Strahlungsdichte  $L$  ist damit die von der in Strahlrichtung projizierten Fläche  $dA \cos \varphi$  pro Raumwinkeleinheit abgestrahlte Strahlungsdichte, wobei der Raumwinkel  $\Omega$  das Verhältnis aus der Fläche des Elements auf der Halbkugel und dem Quadrat des Kugelradius darstellt.



**Abb. 2.1: Strahlung zwischen einem Flächenelement und einer Halbkugel**

$$d\omega = \frac{da}{r^2} = \frac{r \cdot \sin \varphi \cdot d\psi \cdot r \cdot d\varphi}{r^2} = \sin \varphi \cdot d\varphi \cdot d\psi$$

**GL. 2.3**

Somit ist die emittierte spektrale spezifische Strahlungsdichte in dem Raumwinkelintervall  $d\Omega$

$$L(\lambda, \psi, \varphi) = \frac{d^3 \Phi}{\cos \varphi \cdot dA \cdot d\Omega \cdot d\lambda} = \frac{d^3 \Phi}{\cos \varphi \cdot dA \cdot \sin \varphi \cdot d\varphi \cdot d\psi \cdot d\lambda}$$

**GL. 2.4**

wobei  $dA \cdot \cos \varphi$  die Projektion des Oberflächenelements senkrecht zur Strahlungsrichtung ist.

Die gesamte spezifische Ausstrahlung erhält man durch die Integration der spezifischen Strahlendichte über den Halbraum.

$$M = \int_{\varphi=0}^{\varphi=2\pi} \left( \int_{\psi=0}^{\psi=\pi/2} L(\psi, \varphi) \cdot \cos \varphi \cdot \sin \varphi \cdot d\psi \right) \cdot d\varphi \quad \text{GL. 2.5}$$

Für diffus strahlende Oberflächen (richtungsunabhängig strahlende Oberflächen) ist die Strahlungsdichte  $L$  richtungsunabhängig und das Integral wird zu  $M = \pi L$ .

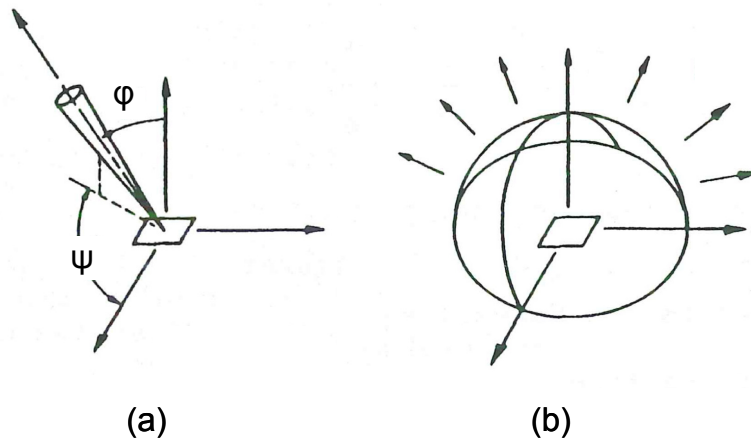
### Spektraler Emissionsgrad

Der spektrale Emissionsgrad  $\varepsilon(\lambda)$  eines Objekts hängt von seiner Temperatur und seiner Oberflächenbeschaffenheit ab. Er ist der Quotient aus der emittierten spektralen Strahlungsdichte  $L_\lambda$  zu der von einem schwarzen Strahler bei derselben Temperatur emittierten spektralen Strahlungsdichte  $L_{\lambda,s}$ .

$$\varepsilon_\lambda(T) = \frac{L_\lambda(T)}{L_{\lambda,s}(T)} \quad \text{GL. 2.6}$$

Man unterscheidet zwischen gerichteter und hemisphärischer (diffuser) spektraler Emission. Bei der diffusen spektralen Emission ist der Emissionsgrad der Oberfläche richtungsunabhängig und nur eine Funktion der Temperatur, d.h. die Oberfläche strahlt in alle Raumrichtungen gleichermaßen ab. Dagegen strahlt bei der gerichteten Emission die Oberfläche richtungsabhängig in den Halbraum ab (Abb. 2.2). Die spektrale gerichtete Emission ist dann wie folgt definiert:

$$\varepsilon'_\lambda(T, \varphi, \psi) = \frac{L_\lambda(T, \varphi, \psi)}{L_{\lambda,s}(T, \varphi, \psi)} \quad \text{GL. 2.7}$$



**Abb. 2.2: a-gerichtete Emission, b-hemisphärische Emission nach [DEWI88]**

### Absorption, Reflektion und Transmission

Trifft Strahlung eines bestimmten Wellenlängenbereiches auf die Oberfläche eines (nicht schwarzen) Körper so wird diese einfallende Strahlung teilweise von der Oberfläche reflektiert, vom Körper absorbiert oder vom Körper durchgelassen, wobei die Reflektion spiegelnd oder diffus erfolgen kann. Die Wechselwirkung der Strahlung mit der Materie lässt sich anhand von folgenden drei Materialkenngrößen beschreiben. Der spektrale Reflektionsgrad  $\rho(\lambda)$  ist der Quotient aus reflektierter Strahlungsleistung  $\phi_{\lambda,R}$  und einfallender Strahlungsleistung  $\phi_{\lambda,E}$ :

$$\rho(\lambda) = \frac{\phi_{\lambda,R}}{\phi_{\lambda,E}} \quad \text{GL. 2.8}$$

In Analogie zur Definition des spektralen Reflektionsgrads ergeben sich der spektrale Transmissionsgrad  $\tau(\lambda)$  und der spektrale Absorptionsgrad  $\alpha'(\lambda)$ :

$$\tau(\lambda) = \frac{\phi_{\lambda,T}}{\phi_{\lambda,E}} \quad \text{GL. 2.9}$$

$$\alpha'(\lambda) = \frac{\phi_{\lambda,A}}{\phi_{\lambda,E}}$$

Aus der Energieerhaltung folgt:

$$\rho(\lambda) + \alpha'(\lambda) + \tau(\lambda) = 1 \quad \text{GL. 2.10}$$

Diese Formel lässt sich für Festkörper, die strahlungsundurchlässig sind (optisch dicht, d.h. die einfallende Strahlung wird teils reflektiert und teils in Schichtdicken von wenigen  $\mu\text{m}$  bis 2 mm

absorbiert), zu  $\rho(\lambda) + \alpha'(\lambda) = 1$  vereinfachen. Für Festkörper, die alle einfallende Strahlung absorbieren (schwarze Körper) wird sie zu:  $\alpha'(\lambda) = \alpha' = 1$ . Für Gase, die im Allgemeinen die Strahlung nicht reflektieren gilt:

$$\alpha'(\lambda) + \tau(\lambda) = 1$$

**GL. 2.11**

### Der schwarze Strahler

Ein schwarzer Strahler ist ein Körper, der alle auf ihn einfallenden Strahlung aus allen Richtungen und bei allen Wellenlängen vollständig absorbiert. Somit besitzt er einen Absorptionsgrad von eins (GL. 2.12). Der schwarze Strahler emittiert bei einer bestimmten Temperatur T die maximale Strahlungsenergie und somit beträgt der Emissionsgrad eines schwarzen Strahlers auch 1 (GL. 2.13).

$$\alpha'_{ss} = \frac{Q_{\text{absorbiert}}}{Q_{\text{eingestrahlt}}} = 1$$

**GL. 2.12**

$$\varepsilon_{ss}(T) = \frac{Q_{\text{absorbiert}}}{Q_{\text{eingestrahlt}}} = 1$$

**GL. 2.13**

Die Intensität der emittierten Strahlung ist richtungsunabhängig, aber auch wellenlängenabhängig. Die technisch realisierten schwarzen Strahler, die z.B. aus Hohlräumen mit sehr kleinen Öffnungen hergestellt werden, sind keine perfekten schwarzen Strahler, da sie nicht diffus (in alle Raumrichtungen gleich) abstrahlen. Beim Hohlraumstrahler wird die eindringende Strahlung durch seine hinreichend kleine Öffnung nicht nach außen reflektiert, sondern verschwindet im Inneren nach vielfachen Reflektionen und Absorptionen. Hohlraumstrahler sind aber nicht diffus, d. h. sie strahlen nicht in alle Raumrichtungen gleich ab, und somit ist ihre Emission winkelabhängig.

#### 2.1.1.2 Strahlungsgesetze

##### **Kirchhoffsches Gesetz**

Das aus dem zweiten Hauptsatz der Wärmelehre ableitbare **kirchhoffsche Strahlungsgesetz** besagt, dass ein Körper, der sich im thermischen Gleichgewicht mit der ihn umgebenden Wärmestrahlung befindet, ständig die auf ihn auffallende Strahlungsenergie derart absorbiert und reflektiert und gleichzeitig emittiert, dass sich im Gleichgewicht alle diese Prozesse gegenseitig kompensieren. Kirchhoff hat auch gezeigt, dass die spektrale Strahlungsdichte  $L(\lambda, T)$  unabhängig von der chemischen und physikalischen Beschaffenheit der Oberfläche des Körpers ist. Das



kirchhoffsche Gesetz besagt auch, dass der Absorptionsgrad eines Körpers gleich ist dem Verhältnis der von diesem Körper emittierten Strahlung, bezogen auf die eines schwarzen Körpers gleicher Temperatur.

$$\frac{L_{\lambda}(\lambda, T)}{\alpha'(\lambda, T)} = L_{\lambda, S}(\lambda, T) \quad \text{GL. 2.14}$$

Setzt man die Definition des spektralen Emissionsgrads  $\varepsilon(\lambda)$  (GL. 2.6) in GL. 2.14 ein, so erhält man den bekannten Formalismus des kirchhoffschen Gesetzes, der besagt, dass bei einer Temperatur  $T$  und einer Wellenlänge  $\lambda$  der spektrale Emissionsgrad eines Körpers gleich seinem spektralen Absorptionsgrad ist (GL. 2.16).

$$\varepsilon(\lambda, T) = \alpha'(\lambda, T) \quad \text{GL. 2.15}$$

Das kirchhoffsche Gesetz gilt sowohl für die diffuse als für die auch spektral gerichtete Absorption und Emission.

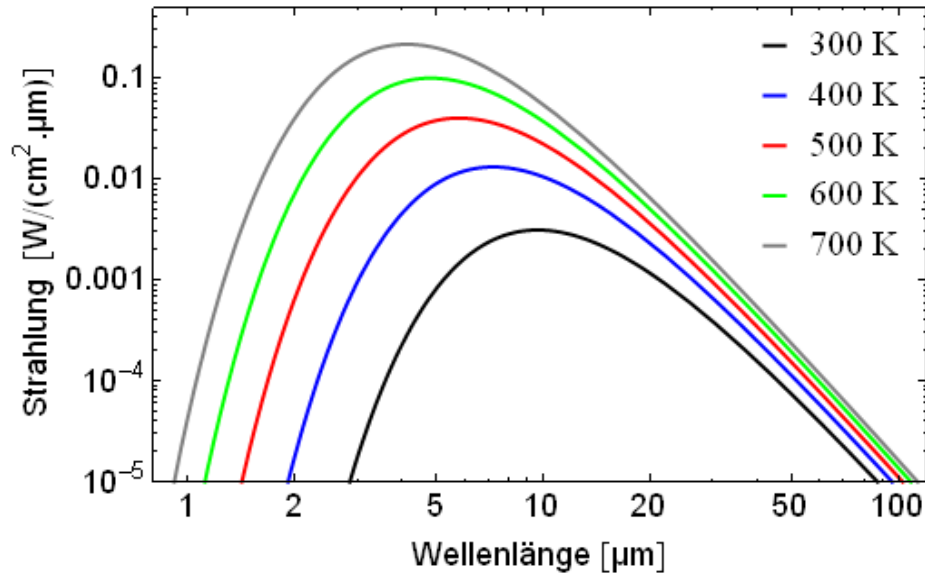
### Plancksches Strahlungsgesetz

Planck postulierte eine Beziehung für die Verteilung der Strahlungsintensität eines schwarzen Körpers über der Wellenlänge. Das plancksche Strahlungsgesetz für in einem engen Wellenlängenbereich  $d\lambda$  emittierte spektrale Strahlungsintensität für einen schwarzen Körper lautet:

$$M_{\lambda}(\lambda, T) = \frac{c_1}{\lambda^5 \cdot [\exp(\frac{c_2}{\lambda \cdot T}) - 1]} \quad \text{GL. 2.16}$$

Dabei ist:  $c_1 = 2 \cdot \pi \cdot c_0^2 \cdot h = 3,7418 \cdot 10^4 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \mu\text{m}^{-4}$ ,  $c_2 = \frac{hc_0}{k_B} = 1,4388 \cdot 10^4 \text{ K} \cdot \mu\text{m}$  ( $h$ :

Plancksche Konstante,  $c_0$ : Lichtgeschwindigkeit,  $k_B$ : Boltzmannkonstante).



**Abb. 2.3: Die Abstrahlungsdichte nach Planck als Funktion der Wellenlänge für verschiedene Temperaturen**

Abb. 2.3 zeigt, dass die spektrale Strahlungsdichte des schwarzen Körper mit steigenden Temperaturen zunimmt und dass sich das jeweilige Maximum mit steigender Temperatur zu kleineren Wellenlängen verschiebt. Durch Differentiation des planckschen Strahlungsgesetzes lässt sich eine Beziehung für die Lage der Maxima angeben. Man erhält das **Wiensche Verschiebungsgesetz**:

$$\lambda_{\max} T = 2898 \text{ [}\mu\text{m K]}$$

**GL. 2.17**

Die gesamte emittierte Abstrahlung eines Körpers erhält man durch die Integration der spektralen spezifischen Ausstrahlungsdichte über alle Wellenlängen. Man erhält so das **Stefan-Boltzmann-Gesetz**:

$$M = \int_0^{\infty} M_{\lambda} \cdot d\lambda = \sigma \cdot T^4 \quad \text{mit } \sigma = 5,669 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \text{ K}^{-4},$$

**GL. 2.18**

wobei  $\sigma$  die Stefan-Boltzmann Konstante ist.

Die gesamte netto emittierte Wärmestrahlung hängt von der Temperaturendifferenz zwischen dem emittierenden Körper mit Temperatur  $T_1$  und der Umgebung mit Temperatur  $T_2$  ab.

$$Q_{str.} = \sigma \cdot a \cdot \varepsilon \cdot (T_1^4 - T_2^4)$$

**GL. 2.19**

$\varepsilon$  ist der Emissionsgrad der strahlenden Oberfläche,  $a$  ist ein Geometriefaktor der strahlenden Oberfläche.

Beim Stefan-Boltzmann-Gesetz gehen die Temperaturen in der vierten Potenz ein. Durch diese nichtlineare Abhängigkeit der Wärmestrahlung von der Temperatur ist die Wärmestrahlung bei höheren Temperaturen wirksamer als bei niedrigen Temperaturen.

### 2.1.2 Wärmeleitung

Der Energietransport durch die Wärmeleitung beruht auf der interatomaren und molekularen Wechselwirkung in der Materie auf Grund ungleichförmiger Temperaturverteilung innerhalb eines Körpers oder zwischen zwei Körpern mit unterschiedlichen Temperaturen. Wärmeleitungsprozesse treten in allen Aggregatzuständen auf. Für die Beschreibung des mehrdimensionalen instationären Wärmetransportprozesses in einem homogenen Festkörper mit inneren Wärmequellen formulierte Fourier 1822 die erste Wärmeleitungsgleichung:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \cdot \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \frac{\dot{Q}_v}{\rho \cdot c_p}$$

**GL. 2.20**

Hierbei stellt  $\alpha = \frac{k}{\rho \cdot c_p}$  die thermische Diffusivität oder Temperaturleitfähigkeit in  $\text{m}^2/\text{s}$  dar,

$\rho$  ist die Massendichte in  $\text{kg}/\text{m}^3$ ,  $k$  ist die Wärmeleitfähigkeit in  $\text{W}/(\text{m K})$ ,  $c_p$  die spezifische Wärmekapazität in  $\text{J}/(\text{kg K})$ ,  $\dot{Q}_v$  die volumenbezogene Dichte der inneren Wärmequellen (Wärmequellendichte) in  $\text{W}/\text{m}^3$ .

### 2.1.3 Konvektion

Der Energietransport durch Konvektion beschreibt den stoffgebundenen Wärmetransport bei strömenden Flüssigkeiten bzw. Gasen durch Teilchenbewegung. Man unterscheidet zwischen freier (natürlicher) Konvektion, bei der die Strömungs- und Temperaturfelder über den thermischen Auftrieb gekoppelt sind und erzwungener Konvektion, bei der die Strömungs- und Temperaturfelder voneinander entkoppelt sind, da der Antrieb durch einen äußeren Druckgradient erfolgt [MARE07]. Das Newtonsche Abkühlungsgesetz besagt, dass der konvektiv übertragene Wärmestrom proportional zur wärmeübertragenden Fläche  $A$  und zum Temperaturunterschied zwischen Wand und Fluid (Flüssigkeit oder Gas) ist:

---

$$\dot{Q}_{Konv} = \alpha_{Konv} \cdot (T_w - T_f)$$

**GL. 2.21**

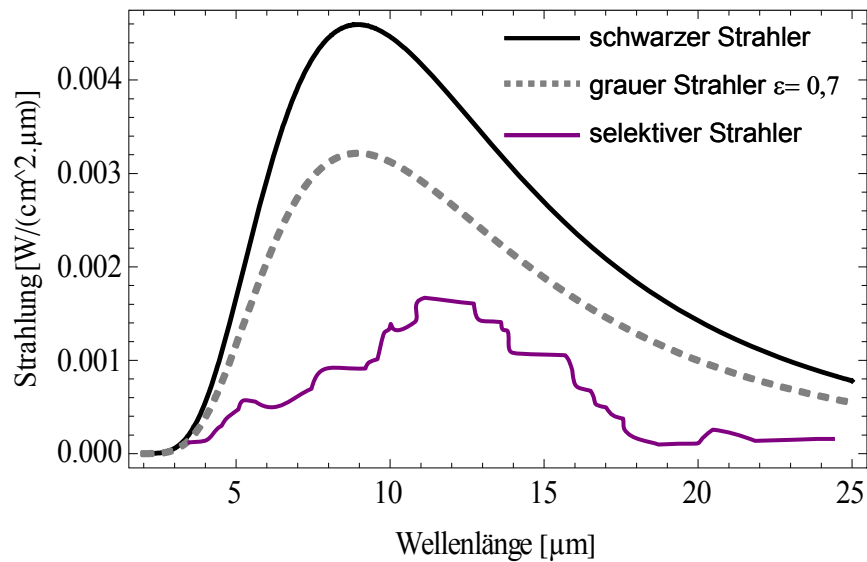
Die Richtung des Wärmestroms ergibt sich aus dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik in der Weise, dass der Wärmefluss von warm nach kalt geht. Die Proportionalitätskonstante  $\alpha_k$  in  $W/(m^2 K)$  ist eine stoffspezifische Kenngröße und wird konvektiver Wärmeübergangskoeffizient genannt.

Für die in dieser Arbeit betrachteten Werkstoffe spielt wegen der meist kurzen Beobachtungszeiten bei der instationären Wärmediffusion der Wärmetransport durch Konvektion eine untergeordnete Rolle und wird deswegen vernachlässigt. Ebenso kann nahe der Raumtemperatur der Energietransfer durch Strahlung, obwohl eine Messgröße bei der Thermographie, in der Wärme-flussbilanz der untersuchten Körper vernachlässigt werden.

## 2.2 Reale Strahler

Die Wärmestrahlung eines Körpers hängt im Allgemeinen von der Temperatur, der Wellenlänge, vom Material sowie dessen Oberflächenbeschaffenheit ab. Während bei einem Schwarzen Strahler die Strahlungsemission nur eine Funktion der Temperatur  $T$  ist, emittieren reale Strahler bei derselben Temperatur  $T$  abhängig von ihrem Oberflächenzustand nur einen Teil der möglichen Strahlung und besitzen somit einen Emissionsgrad, der kleiner eins ist. Das Verhältnis aus der Strahlungsenergie des Objekts bei der Temperatur  $T$  zu dem eines schwarzen Strahlers bei derselben Temperatur wird Emissivität genannt. Für die Berechnung der spezifischen spektralen Ausstrahlung von realen Strahlern braucht man die genaue Kenntnis über den Emissionsgrad der Objekt Oberfläche. Die Emissionsgrade von realen Strahlern haben abhängig vom Oberflächenzustand und Wellenlänge einen Wert zwischen null und eins. Man unterscheidet zwischen dem grauer Strahler, bei dem der Emissionsgrad für alle Wellenlängen konstant und kleiner 1 ist und dem selektiven Strahler, dessen Emissionsgrad eine Funktion der Wellenlänge ist (Abb. 2.4)

---

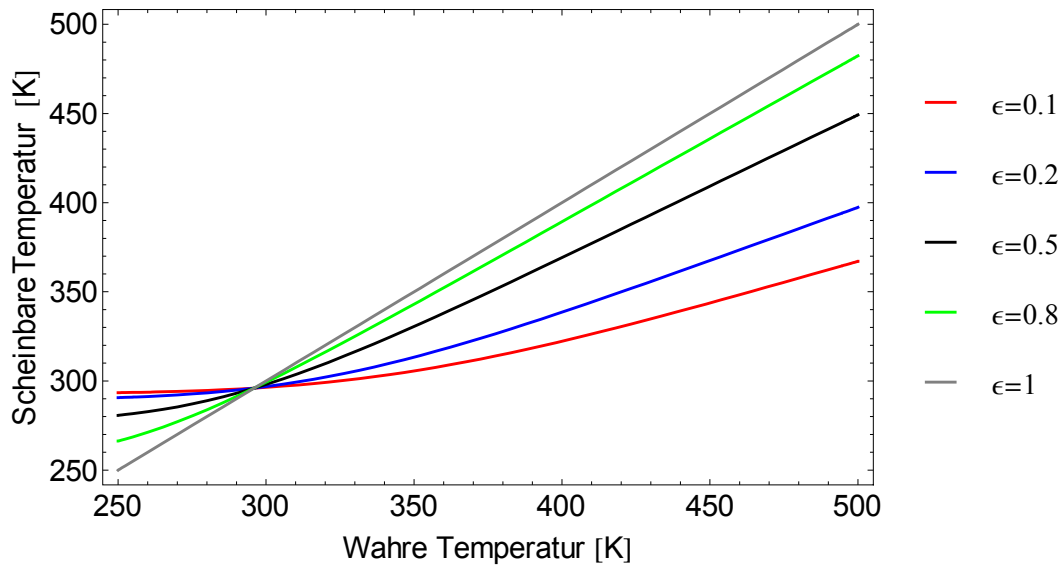


**Abb. 2.4: Spektraler Emissionsgradverlauf eines schwarzen Strahlers, grauen Strahlers und selektiven Strahlers**

Die meisten realen Objektoberflächen verhalten sich wie selektive Strahler. Dieses Verhalten erschwert die Temperaturmessung, da für die Temperaturmessung die Emissivität der jeweiligen Oberfläche als Funktion der Wellenlänge bekannt sein muss. Die Abstrahlung eines grauen Strahlers, aus der sich seine scheinbare Temperatur ergibt, setzt sich zusammen aus der Emission des Strahlers sowie der Reflektion der Umgebungsstrahlung am Objekt (GL. 2.22).

$$S_{\lambda_1\lambda_2} = \varepsilon_{Obj}^{\lambda_1\lambda_2} \cdot M_{Obj}^{\lambda_1\lambda_2}(T_{Obj}) + (1 - \varepsilon_{Obj}^{\lambda_1\lambda_2}) \cdot \varepsilon_{Umg}^{\lambda_1\lambda_2} \cdot M_{Umg}^{\lambda_1\lambda_2}(T_{Umg})$$

**GL. 2.22**



**Abb. 2.5 Scheinbare Temperatur als Funktion der wahren Temperatur für verschiedene Emissionsgrade unter Berücksichtigung der Umgebungsstrahlung ( $T_{Umgebung} = 296 \text{ K}$ )**

In Abb. 2.5 ist der berechnete Einfluss der Emissivität auf die Bestimmung der wahren Temperatur als Funktion der Objekttemperatur für graue Strahler unterschiedlicher Emissivität und unter Berücksichtigung der Umgebungsstrahlung (bei  $T_{Umgebung} = 296 \text{ K}$ ) dargestellt. Bei einem Emissionsgrad des Objekts von eins entfällt der am Objekt reflektierte Strahlungsanteil der Umgebung; die scheinbare Temperatur ist gleich der wahren Temperatur. Mit sinkender Emissivität nimmt der Einfluss der Umgebungsstrahlung zu; die wahre Temperatur stimmt nur noch mit der scheinbaren überein, wenn das Objekt sich auf Raumtemperatur befindet.

### 2.2.1 Infrarot-teiltransparente reale Strahler

Bisher ging man in der aktiven Thermographie häufig nur von Strahlung ausgehend von der äußeren Oberfläche aus. Viele Werkstoffe lassen jedoch aufgrund ihrer IR-Teiltransparenz auch Strahlungsanteile aus der Tiefe bis an die Oberfläche durch. Die gesamte austretende Strahlung führt zu einer effektiven Emissivität der Oberfläche.

Unter einem Oberflächenabsorber/-emitter versteht man eine nur an der Oberfläche absorbierende Probe (die optische Absorptionslänge  $1/\mu_{vis}$  ist klein gegen alle anderen relevanten Längenskalen), die nur an der Oberfläche Infrarotstrahlung emittiert. Ein Beispiel hierfür ist eine metallische Oberfläche, bei der die gesamte IR-Strahlung abhängig von ihrer Temperatur  $T$  und ihrem Emissionsgrad mit dem Boltzmann-Gesetz berechnet wird (GL. 2.23):

$$S_{\text{Oberfläche}}(T) = \varepsilon \cdot \sigma \cdot T^4$$

GL. 2.23

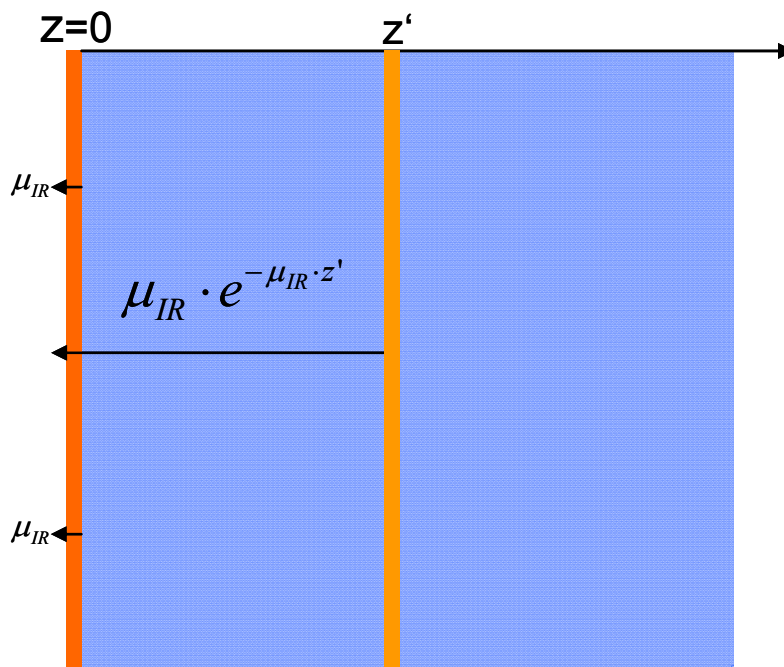
Werkstoffe, die im IR-Bereich transparent sind, lassen einen IR-Strahlungstransport aus der Tiefe zu. Die Strahlung, die aufgrund der IR-Transparenz aus allen Tiefen an der Oberfläche ankommt, wird auf dem Weg zur Oberfläche ( $z=0$ ) tiefenabhängig abgeschwächt. Näherungsweise wird im Folgenden ein Schwächungsgesetz nach Lambert-Beer angenommen:

$$dS(0) = S(z') \cdot e^{-\mu_{\text{IR}} \cdot z'} \cdot dz',$$

GL. 2.24

wobei  $\mu_{\text{IR}}$  der Infrarotabsorptionskoeffizient des Materials ist.

Zur Berechnung der gesamten Strahlung an der Oberfläche eines IR-teiltransparenten Objekt wird ein unendlicher Halbraum der Temperatur  $T$  bei einer eindimensionalen Strahlungsausbreitung betrachtet (Abb. 2.6).



**Abb. 2.6:** Schema der Infrarotemission anhand einer Halbraumprobe der Temperatur  $T$

Eine Ebene in der Tiefe  $z'$  im Objekt strahlt gemäß dem Stefan-Boltzmann-Gesetz ab:

$$S(z') = \mu_{\text{IR}} \cdot \sigma \cdot T^4 \cdot dz'$$

GL. 2.25

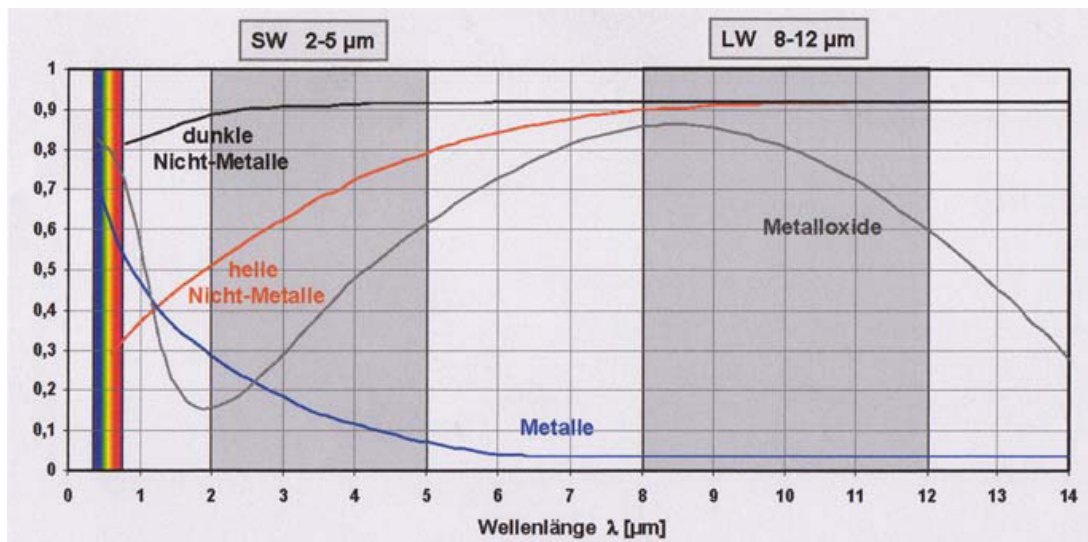
Hier geht ein, dass der Infrarotabsorptionskoeffizient  $\mu_{IR}$  gleichzeitig der Emissionsgrad pro Schichtdicke ist. Diese Strahlung wird gemäß (GL. 2.24) auf den Weg zur Probenoberfläche abgeschwächt. Im Grenzfall des unendlichen Halbraumes erhält man durch Integration über alle Tiefen einen effektiven Emissionsgrad von eins (GL. 2.26).

$$S_{\text{Oberfläche}}(z=0) = \int_0^{\infty} \mu_{IR} \cdot e^{-\mu_{IR} \cdot z'} \cdot \sigma \cdot T^4 \cdot dz' = 1 \cdot \sigma \cdot T^4 \quad \text{GL. 2.26}$$

Hierbei wurde noch vernachlässigt, dass es beim Austritt der Strahlung an der Oberfläche, gegeben durch den Unterschied der Brechungsindizes zwischen Objekt und Umgebung, zu einer teilweisen Rückreflexion der thermischen Strahlung kommt.

### 2.2.2 Emissionseigenschaften von Metalloberflächen

Im Allgemeinen hängt der Emissionsgrad vom Material und der Beschaffenheit der Oberfläche des Messobjekts ab wie z.B. der Korngröße, der Versetzungsdichte im Kristallgitter, Art und Dicke der Oxidschicht der Oberfläche und der Rauigkeit der Oberfläche. Es muss hierbei zwischen Metallen und Nichtmetallen sowie zwischen Metallen und Metalloxiden unterschieden werden (Abb. 2.7).



**Abb. 2.7: Abhängigkeit des Emissionsgrades von der Wellenlänge für verschiedenen Oberflächenzustände, aus [SCHÖ]**

Für ideale metallische Oberflächen existieren Modelle zur Beschreibung des Zusammenhangs zwischen Emissionsgrad und der elektrischen Gleichstromleitfähigkeit. Nagel [NAGE94] entwickelte bei der Betrachtung der Ausbreitung einer ebenen elektromagnetischen Welle eine Bezie-



hung zwischen der komplexen Brechungszahl und den elektrischen Materialkenngrößen. Er leitete eine Formel für den spektralen gerichteten Emissionsgrad in Normalenrichtung her:

$$\varepsilon_{90^\circ(\lambda)} = 4 \sqrt{\frac{\pi \cdot c \cdot \varepsilon_0^*}{\kappa \cdot \lambda}} \quad \text{GL. 2.27}$$

mit:  $c$  Lichtgeschwindigkeit,  $\varepsilon_0^*$  elektrische Feldkonstante,  $\kappa$  Gleichstromleitfähigkeit

Diese Gleichung von Nagel entspricht der empirisch gefundenen Hagen-Rubens-Beziehung:

$$\varepsilon_{90^\circ(\lambda)} = \frac{36,5}{\sqrt{\frac{\kappa}{(\Omega \cdot \text{cm})^{-1}} \cdot \frac{\lambda}{\mu\text{m}}}} \quad \text{GL. 2.28}$$

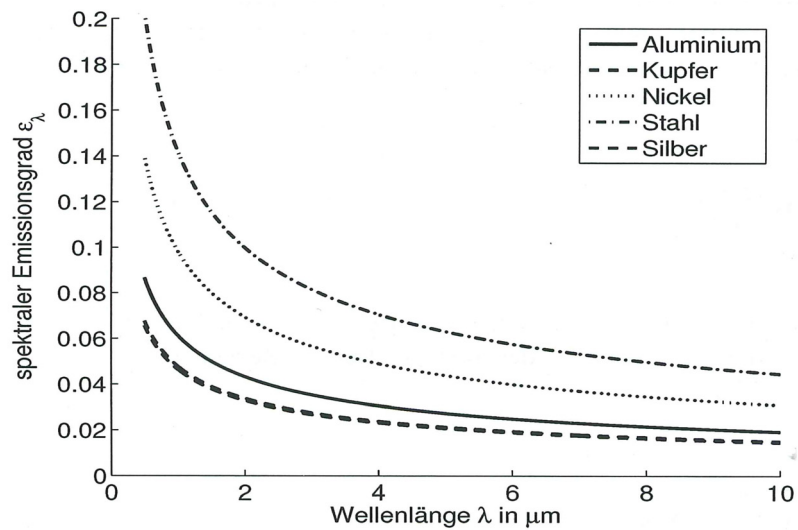
Wobei:

$$\kappa = \frac{1}{r_{293K} \cdot [1 + \beta \cdot (T - 293K)]} \quad \text{GL. 2.29}$$

$\beta$ : Temperaturkoeffizient der Gleichstromleitfähigkeit in  $\text{K}^{-1}$

$r_{293K}$ : spezifischer Widerstand in  $\Omega \text{ m}$ ,

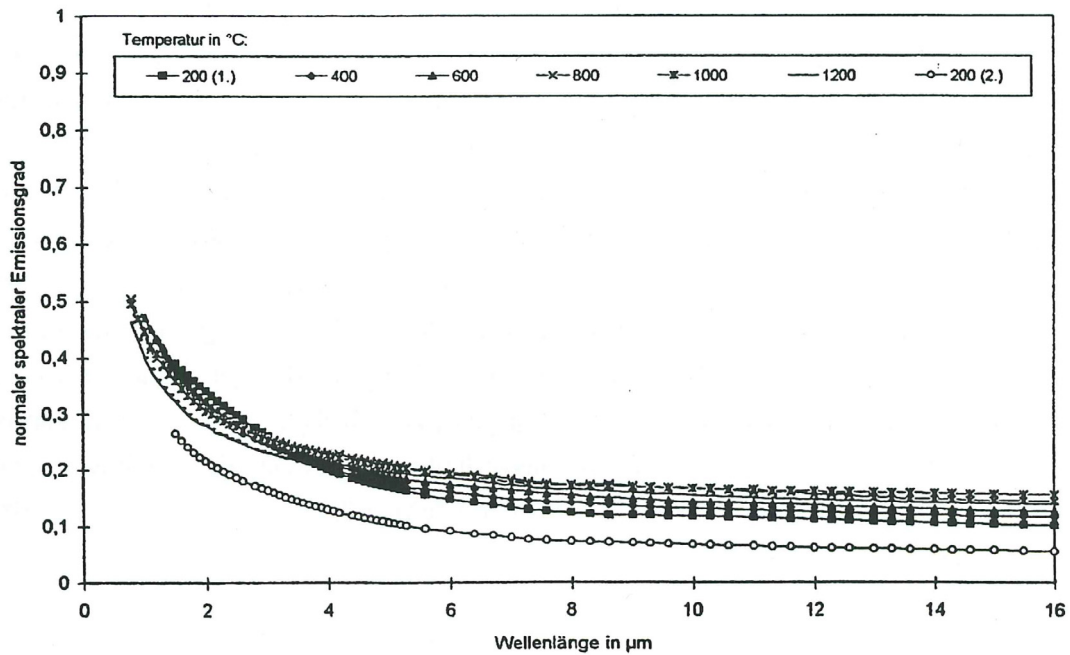
Rosenbaum [ROSE07] errechnete mit Materialkennwerten für den spezifischen Widerstand  $r_{293K}$  sowie dem Temperaturkoeffizient der Gleichstromleitfähigkeit  $\beta$  [BRAM68] die Emissionsgradverläufe als Funktion der Wellenlänge mit Hilfe der Hagen-Rubens-Beziehung für verschiedenen Metalle (Abb. 2.8).



**Abb. 2.8: Emissionsgradverlauf verschiedener Metalle, berechnet mit der Hagen-Rubens Beziehung [ROSE07]**

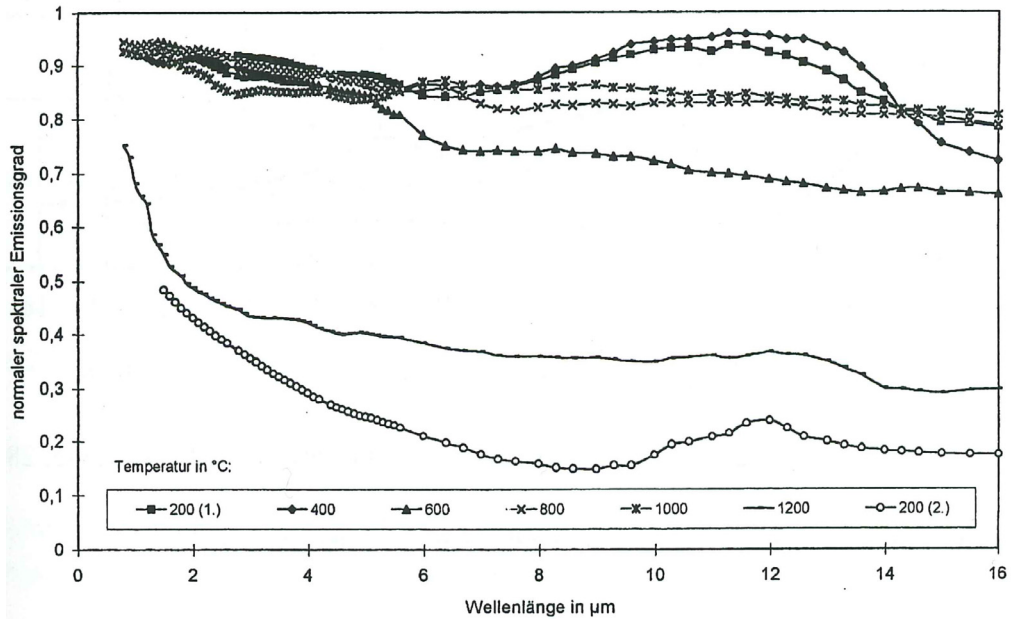
Die mit der Hagen-Rubens-Beziehung berechneten Emissionsgradverläufe können für reale Metalloberflächen nicht genutzt werden. Reale Metalloberflächen erfüllen meistens die Voraussetzungen (Ideal polierte Oberfläche) für die Anwendung dieses Modells nicht, da sie Oxidschichten, Inhomogenitäten und Rauheiten besitzen.

Oertel [OERT97] untersuchte den Einfluss von Oxidschichten auf den spektralen Emissionsgrad von Metalloberflächen. Bei diesen Untersuchungen wurden kaltgewalzte, niedriglegierte Stähle unter Wasserstoffatmosphäre auf 1200 °C erhitzt. Bei der Erhitzung wurde der Emissionsgradverlauf in 200 °C Schritten gemessen. Danach wurde das Messobjekt wieder auf 200 °C abgekühlt und nochmals der Emissionsgrad gemessen (Abb. 2.9).



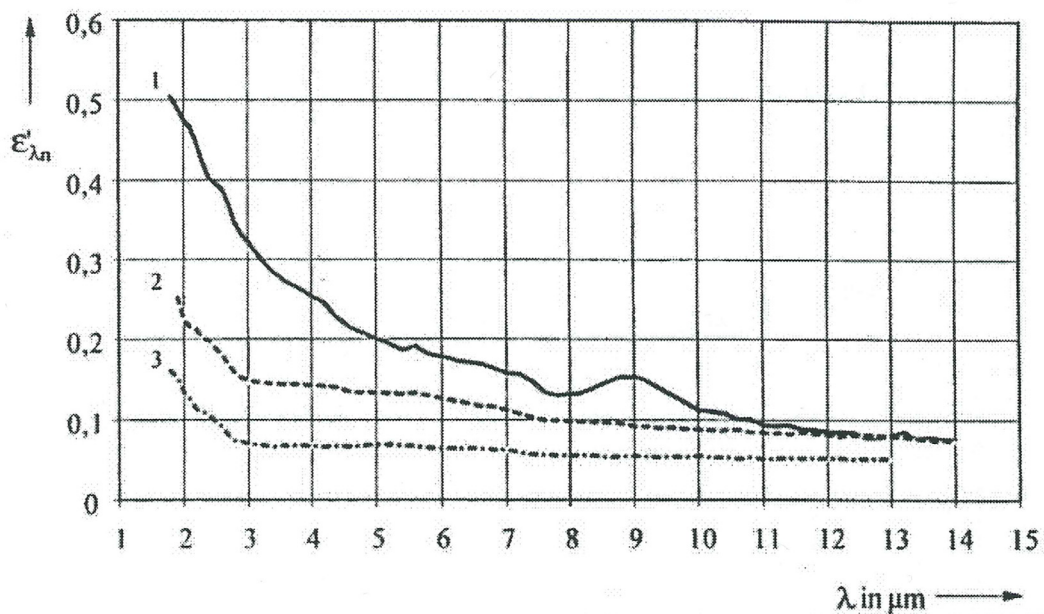
**Abb. 2.9: Emissionsgradverlauf an Stahl (kaltgewalzt, Messatmosphäre: Wasserstoff), aus [OERT97]**

Bei diesem Versuch wurde die Entstehung von Oxidschichten an der Oberfläche durch die Wasserstoffatmosphäre verhindert. In einem zweiten Versuch wurde der Stahl mit einer Aufheizgeschwindigkeit von 100 K/min auf 800 °C in Sauerstoffatmosphäre aufgeheizt und sofort wieder auf 200 °C abgekühlt. Durch die Sauerstoffatmosphäre bei der Aufheizung und die schnelle Abkühlung ist eine Oxidschicht von 1,8 μm Dicke entstanden. Dadurch steigt der Emissionsgrad auf ca. 0,9. Für den Abbau der Oxidschicht wurde der Stahl auf 1200 °C unter Stickstoffatmosphäre aufgeheizt und der Emissionsgradverlauf in 200 °C Schritten gemessen. Anschließend wurde der Stahl wieder auf 200°C abgekühlt und der Emissionsgradverlauf nach Abbau der Oxidschicht gemessen. Durch den Abbau der Oxidschicht sank der Emissionsgrad wieder ca. auf die Hälfte Abb. 2.10.



**Abb. 2.10: Emissionsgradverlauf an Stahl 1.7131 (voroxidiert durch Aufheizen auf 800°C an Luft, Messatmosphäre: Stickstoff), aus [OERT97]**

Nagel [NAGE94] untersuchte außerdem den Einfluss der Rauheit auf den Emissionsgradverlauf bei Messing-Walzblech für drei verschiedene Oberflächenzustände (Abb. 2.11).



**Abb. 2.11: Messung-Walzblech mit unterschiedlicher mechanischer Bearbeitung bei 280°C, Kurve 1: unbehandelt und oxidiert, Kurve 2: geschliffen (Sandpapier), Kurve 3: poliert (Polierpaste), aus [NAGE94]**

Abb. 2.11 zeigt, dass mit zunehmender Rauheitstiefe der Emissionsgrad der Oberfläche steigt. Das liegt daran, dass bei größeren Rauheitstiefen die Strahlung durch Mehrfachreflektionen die

Emissivität ansteigt. Die Untersuchungen von Nagel und Oertel zeigen, dass die Modelle zur Berechnung der Emissivität einer Oberfläche als Funktion der Wellenlänge nur für Ideale Metalloberflächen gelten. Diese berechneten Verläufe für den Emissionsgrad können für reale Oberflächen nicht genutzt werden, da sie meistens eine Oxidschicht, Inhomogenitäten und Rauheiten besitzen.

## 2.3 Infrarotdetektoren

Infrarotdetektoren dienen zur Messung der elektromagnetischen Strahlung in einem Wellenlängenbereich, der sich nach DIN 5031 von oberhalb der Empfindlichkeitsgrenze des Auges (780 nm) bis zum Mikrowellenbereich (1 mm) erstreckt. Dieser Bereich lässt sich nach DIN 5031 wiederum in drei Teilbereiche unterteilen: Nahes Infrarot (NIR) (0,78-3  $\mu\text{m}$ ), mittleres Infrarot (MIR) (3-50  $\mu\text{m}$ ) und fernes Infrarot (FIR) (50-1000  $\mu\text{m}$ ). Eine andere Unterteilung, die häufig (und auch in dieser Arbeit) verwendet wird, kommt aus dem amerikanischen Raum:

- Nahes Infrarot (Englisch: near infrared, NIR) ist kurzwellige IR-Strahlung, die sich direkt an den sichtbaren (roten) Bereich anschließt (von 0,78 bis 1,4  $\mu\text{m}$ ).
- Kurzwelliges Infrarot (Englisch: short-wavelength infrared, SWIR) 1,4 bis 3,0  $\mu\text{m}$ .
- Mittleres Infrarot (Englisch: mid-wavelength infrared, MWIR) 3,0 bis 8  $\mu\text{m}$ .
- Langwelliges Infrarot (Englisch: long-wavelength infrared, LWIR) 8 bis 15  $\mu\text{m}$ .
- Fernes Infrarot (Englisch: far infrared, FIR) ist langwellige IR-Strahlung von 15  $\mu\text{m}$  bis 1mm und überschneidet sich mit dem Bereich der Terahertzstrahlung.

Zum Nachweis von Infrarotstrahlung existieren verschiedene Verfahren, die sich vor allem in ihrer Wellenlängenabhängigkeit, Empfindlichkeit und Ansprechzeit unterscheiden. Infrarotdetektoren werden in der Regel in zwei Klassen, thermische Detektoren und Quantendetektoren, unterteilt.

### 2.3.1 Thermische Detektoren

Das Messprinzip bei den thermischen Detektoren beruht auf der Erwärmung eines Sensormaterials durch die absorbierte Energie der einfallenden Infrarotstrahlung. Die infolge der Erwärmung entstandene Temperaturänderung des Sensormaterials wird anschließend bolometrisch, thermoelektrisch oder pyroelektrisch in ein elektrisches Signal umgewandelt. Das Bolometer-Prinzip beruht auf der Temperaturabhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit des Sensormaterials. Bei den thermoelektrischen Sensoren (Thermopile) führt ein Temperaturgradient in einem Leiter zu einer Spannungserhöhung (Seebeck-Effekt). Pyroelektrische Sensoren nutzen Stoffe mit Kristallstruktur, bei dem bereits im Ruhezustand die Schwerpunkte der positiven und negativen Ladun-

---

gen nicht zusammenfallen, so liegt eine spontane Polarisation vor. Die Folge ist ein polares piezoelektrisches Material, das man pyroelektrisch nennt, wenn die spontane Polarisation durch Erhitzen oder Abkühlen verändert wird, was durch eine Spannungsmessung am Kristall feststellbar ist. Thermische Detektoren sind aufgrund ihres Wirkprinzips Gesamtstrahlungspyrometer und durch ihre thermische Zeitkonstante träge.

### 2.3.2 Quantendetektoren

Die Funktionsweise eines Quantendetektors (Strahlungsdetektors) beruht auf elektromagnetischer Wechselwirkungen der Photonen mit den Elektronen des Detektormaterials (Halbleiter). Bei Quantendetektoren unterscheidet man zwischen photoelektrischen und photovoltaischen Wechselwirkungsmechanismen.

Das Wirkungsprinzip der photoelektrischen Detektoren ist die IR-Strahlungsanregung von Elektronenübergängen aus dem Valenzband in das Leitungsband innerhalb der Sperrschicht einer Diode, die sich nach außen hin als Stromfluss zeigt. Die Möglichkeit der Anregung besteht, wenn die Energie einfallender Photonen größer ist als der energetische Abstand zwischen Valenz- und Leitungsband.

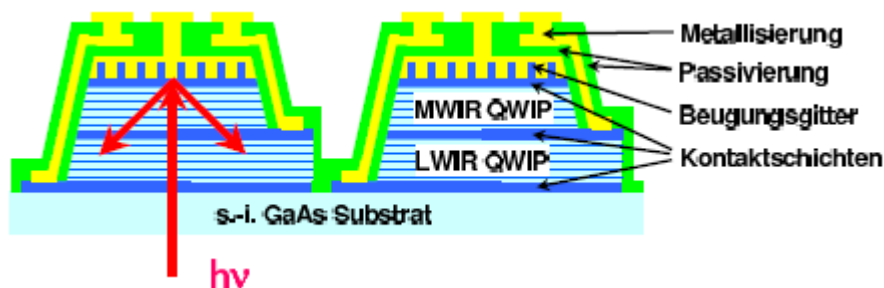
Bei den photovoltaischen Detektoren wird ein Halbleiter p-n Übergang mit IR-Strahlung beleuchtet, wodurch Elektronenlochpaare durch die Anregung erzeugt werden. Wegen des internen E-Feldes werden Elektronen und Löcher getrennt und driften durch die Sperrschicht in den n- bzw. p dotierten Bereich. Der resultierende Stromfluss ist proportional zur einfallenden optischen Leistung. Legt man eine Spannung in Sperrichtung des Detektors, so addiert sich die angelegte Spannung zur Diffusionsspannung. Dadurch wird das E-Feld in der Sperrschicht aufgestellt und die Trennung der Ladungsträger unterstützt. Die spektrale Empfindlichkeit eines Quantendetektors wird durch die Größe der Bandlücke festgelegt. Die Größe der Bandlücke wird durch das Halbleitermaterial und die Art der Dotierung erzielt. Quantendetektoren sind Bandstrahlungspyrometer bedingt durch die Energielücke zwischen Valenzband und Leitungsband ( $E_{\text{gap}} = h \nu$ ) und können aufgrund ihres nicht-thermischen Wirkungsprinzips schnelle Veränderungen der Wärmestrahlung besser detektieren als thermische Detektoren. Als Sensormaterial für den sichtbaren Bereich (VIS) wird Silizium eingesetzt. Im nahen Infrarotbereich (0,9 bis 1,7  $\mu\text{m}$ ) wird meistens Indium-Gallium-Arsenid und im mittleren Infrarotbereich (3 bis 5  $\mu\text{m}$ ) Quecksilber-Kadmium-Tellurid (mercury cadmium telluride, MCT), Indium-Antimonid, Blei-Selenid und Platin-Silizid Halbleitermaterial benutzt. Bei den MCT-Dioden kann durch Variation der Legierung beim Herstellungsprozess die Bandlücke in weiten Grenzen variiert werden. Je schmaler die Bandlücke ist, umso weiter verschiebt sich die Empfindlichkeitsgrenze zu tieferen Wellenzahlen. Daher wird

---

auch im langwelligen Infrarotbereich (8-12  $\mu\text{m}$ ) Quecksiber-Cadmium-Tellurid als Sensormaterial eingesetzt [SCHU00]. Das gute Signal-Rausch Verhältnis der Quantendetektoren wird meist erst bei starker Kühlung zur Unterdrückung des thermischen Rauschens erreicht.

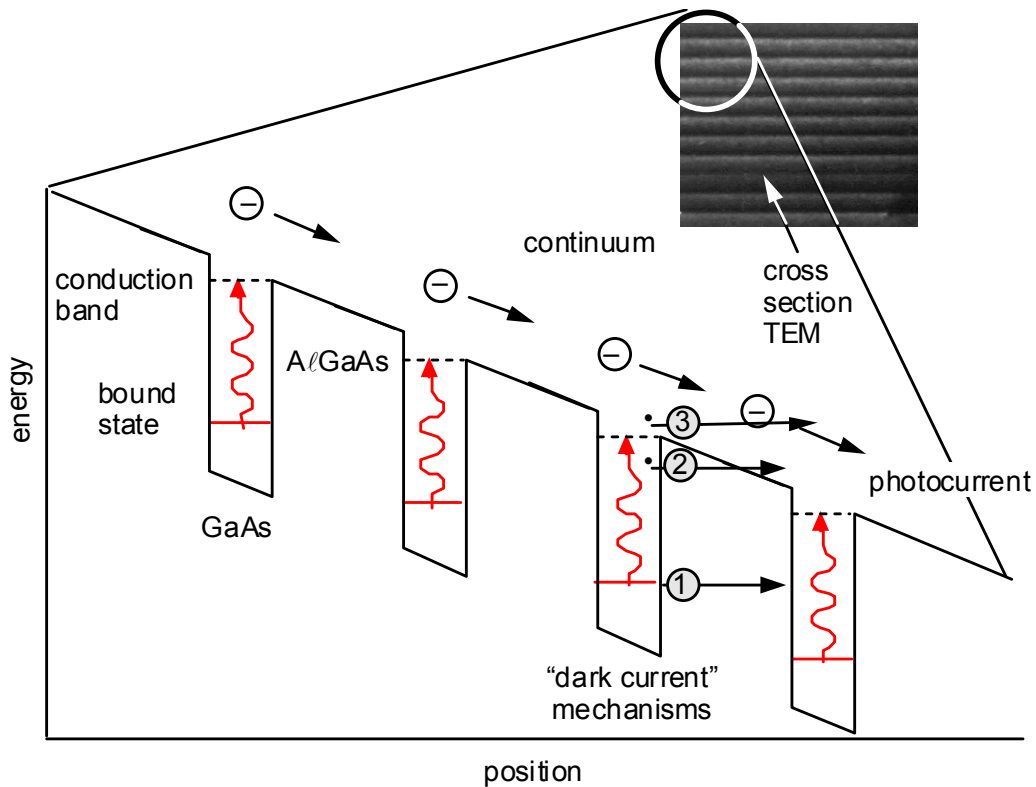
### 2.3.3 Quantentopf-Infrarot-Photodetektoren QWIP

Quantentopf-Infrarot-Photodetektoren (Quantum Well Infrared Photodetectors (QWIPs)) nutzen Intersubband-Übergänge zur Detektion von Infrarot-Strahlung. Da die Übergangsenergien ausschließlich auf Quantisierungseffekten im zweidimensionalen Elektronengas beruhen, kann die Detektionswellenlänge durch geeignete Wahl von Materialzusammensetzung und Schichtdicken eingestellt werden (wie z. B. eine GaAs/AlGaAs Heterostruktur). QWIPs bestehen typischerweise aus einer periodischen Abfolge von  $N = 20-50$  Quantentöpfen, die zwischen erheblich breiteren Barrieren eingebettet sind. Für eine effiziente Absorption werden die Quantentöpfe dotiert, so dass der Grundzustand mit Ladungsträgern besetzt ist. Eine Intersubband-Absorption im Leitungsband erfordert deshalb eine n-Dotierung. Die so genannte aktive Zone befindet sich zwischen zwei Halbleiterschichten, welche wie die Quantentöpfe dotiert sind und als Kontakt dienen. Die Einkopplung der Infrarotstrahlung erfolgt von der Substratseite. Da gemäß den Polarisationsauswahlregeln nur die elektrische Feldkomponente senkrecht zu den Quantenfilmen eine optische Anregung bewirkt, wird in die obere Kontaktschicht eines jeden Detektorelements ein Beugungsgitter geätzt. [MAIE07, GUNA05, GUNA09].



**Abb. 2.12: Schematischer Aufbau von Bildpunkten einer zwei-Farben-Bildfeld-Matrix [MAIE07]**

In Abb. 2.12 sind die einzelnen Stapel, die in unterschiedlichen Spektralbereichen empfindlich sind, zwischen drei hoch dotierten Kontaktschichten eingebettet. Zur späteren Kontaktierung mit einem Ausleseschaltkreis muss jeder Bildpunkt auf der Oberseite Anschlüsse an alle drei Ebenen zur Verfügung stellen.



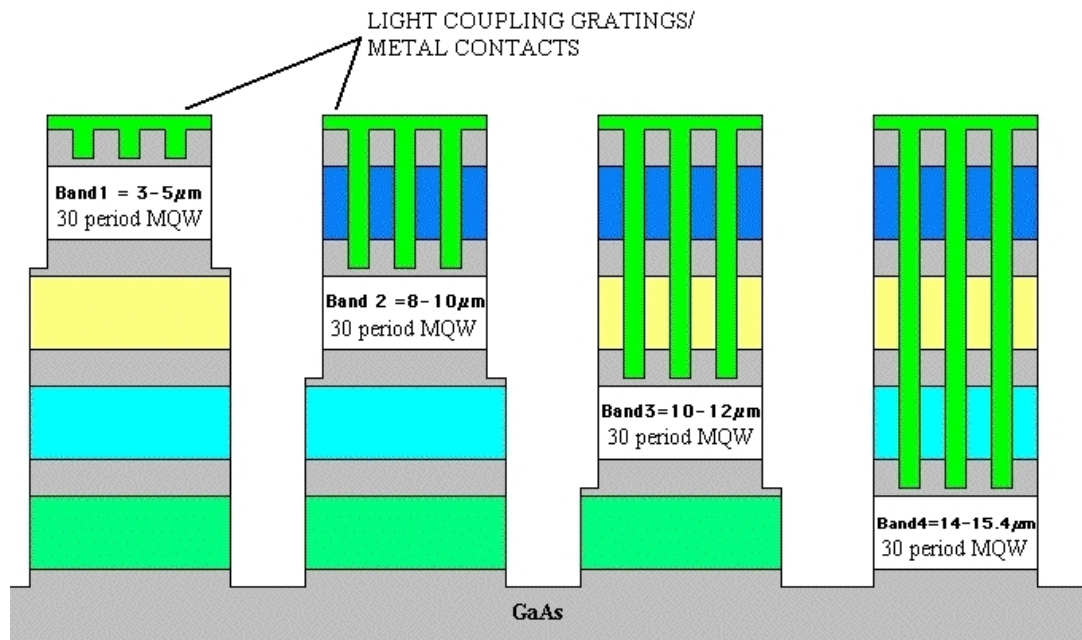
**Abb. 2.13 Schematischer Leitungsbandkanten- Verlauf und Energieniveaus entlang der Aktivenschicht für einen QWIP bei angelegter Spannung [GUNA05].**

Aufgrund der Symmetrie der aktiven Zone generieren QWIPs ohne Vorspannung keinen Photostrom. Erst durch Anlegen einer Spannung kann ein Signal beobachtet werden. Abb. 2.13 zeigt den Energieverlauf in aktiven QWIP Schichten bei angelegter Vorspannung.

Die Absorption von IR-Photonen in der Schicht führt zur Anregung der Elektronen vom Energie-Grundzustand aus dem Quantentopf in das nächste Intersubband, wodurch ein Photostrom entsteht.

In [GUNA05] wurden QWIPs mit vier Spektralbereichen für militärische Anwendungen entwickelt.





**Abb. 2.14 : Schematischer Aufbau von Bildpunkten einer vier-Farben-Bildfeld-Matrix [GUNA05]**

Ein wichtiges Merkmal dieses räumlich getrennten Vier-Band Focal Plane Arrays ist, dass die vier Infrarot-Bänder unabhängig voneinander auf einem einzigen Array für die Bildgebung lesbar sind. Die vier getrennten QWIP Strukturen wurden durch das Wachstum kontaktfreier hochdotierter Schichten erreicht, die auf einem GaAs-Substrat aufgebracht sind. Abb. 2.14 zeigt den schematischen Aufbau eines vierfarbigen QWIP Detektorelements. Allerdings erfolgt die Integration von 4 Spektralbereichen nicht durch zwei empfindliche Schichten, die aufeinander liegen, sondern die vier unterschiedlich empfindlichen Schichten sind nebeneinander angeordnet. Dadurch beträgt die Bildauflösung in einer Richtung nur ein viertel der Auflösung in der anderen Richtung.

## 2.4 Moderne Infrarotkameras

An dieser Stelle sollen die wichtigsten Komponenten einer IR-Kamera sowie die wesentlichen Kameraeigenschaften und Anforderungen erläutert werden. Dazu wird der Strahlengang vom Objekt bis zur Bildentstehung verfolgt. Die erste Station der Strahlung ist das Kameraobjektiv. Als Objektive von IR-Kameras bezeichnet man alle Komponenten, die zur Übertragung der Objektstrahlung zum Detektor beitragen. Dazu gehören die Optik, Blenden, Filter und das Detektoreintrittsfenster. Die Optik, die aus mehreren Linsen bestehen kann, ist von hoher Bedeutung für Infrarotkameras. Es werden im einfachsten Fall für Kamera-Systeme im atmosphärischen Fenster von 3-5  $\mu\text{m}$  Linsen aus Silizium und im Bereich von 8-14  $\mu\text{m}$  solche aus Germanium eingesetzt. Durch Kombination von Einzellinsen aus verschiedenen Materialien erreicht man eine Korrektur von optischen Abbildungsfehlern. Eine gute Transmission für Infrarotstrahlung erfordert das Aufbringen von Impedanzanpassschichten. Für eine Dual-Band Kamera werden spezielle Objektive mit breitbandig transparenten Materialien und breitbandigen Anpassschichten angefertigt, die den Durchlass sowohl für MWIR als auch für LWIR optimieren. Abhängig von der Entfernung zum Messobjekt und der erforderlichen geometrischen Auflösung des Messflecks werden Weitwinkel-, Normal- oder Teleobjektive eingesetzt. Durch die Kamera-Optik muss in der Regel eine scharfe Abbildung einer Wärmebildszene auf ein Detektorarray mit der Möglichkeit einer Fokussierung sowie die Unterstützung der maximalen Energieübertragung gewährleistet werden.

Als nächstes trifft die Strahlung auf die Spektralfilter. Diese werden bei Bedarf zur Begrenzung des Wellenlängenbereichs der IR-Kamera oder zur Selektion der Infrarotstrahlung eingesetzt. Es sind verschiedene Filterarten verfügbar (z. B. Glas-, Hochtemperatur-, Kohlendioxidfilter).

Hochtemperaturfilter ermöglichen meistens im Kurzwellenbereich eine Messung durch Flammen hindurch. Kohlendioxidfilter erlauben, Emissions- bzw. Absorptionsanteile von  $\text{CO}_2$  zu selektieren. Glasfilter erfassen die Objektstrahlung (Glasindustrie) in enger spektraler Bandbreite, innerhalb der keine Transmissionen und Reflexionen auftreten.

Für multispektrale Anwendungen gibt es Filterräder, die zur Realisierung von spektralen Aufnahmen verwendet werden. Ein Filterrad ist in der Regel mit 4 bis 8 Filtern in unterschiedlichen Spektralbereichen bestückt, die meistens den gesamten Empfindlichkeitsbereich der Kamera abdecken. Bei der Verwendung solcher Filter können Szenen nur zeitlich nacheinander durch Drehung des Filterrades erfasst werden. Die Transmissionsspektren (Durchlasskurven) der Filter, hängen immer von der Problemstellung ab.

---

Bevor anschließend die Strahlung auf die Detektormatrix trifft, wird durch eine Kaltblende der Blickwinkel bzw. das Öffnungsverhältnis der Detektormatrix auf das Objektiv begrenzt, so dass thermische Störstrahlung, die z. B. vom Kamera-Gehäuse ausgehen könnte, weitgehend vermieden wird. Eine große Öffnung der Kaltblende bei gleichzeitiger Minimierung der Störeinflüsse wird angestrebt, da bei großer Öffnung mehr Photonen an die Detektormatrix gelangen können, wodurch ein hohes Signal-/Rauschverhältnis erzielt werden kann. Danach gelangt die Strahlung an die Detektormatrix, die aufgrund der nötigen tiefen Betriebstemperaturen in ein Vakuumgefäß (Dewar) eingebaut ist. Bei Quantendetektoren steht der Kaltteil eines Kühlers in direktem thermischem Kontakt mit dem Detektor-Auslesechip-Hybrid. Ansonsten isoliert der Dewar den Detektor von den restlichen Komponenten der Kamera. Der Durchlass der Strahlung durch den Dewar bis zum Detektor erfolgt durch ein infrarottransparentes Fenster vor der Detektormatrix. Die heute am häufigsten verwendete Kühlmethode ist die von einem Elektromotor angetriebene Stirling-Kühlmaschine, bei der in einem geschlossenen Kreislauf durch einen elektrisch angetriebenen Kompressor Gas verdichtet werden und durch die Expansion des komprimierten Gases an einem Gegenkolben die Kälteleistung auf das Kaltteil gebracht wird.

Eine wichtige Eigenschaft eines Detektor oder einer Kamera ist eine hohe Quanteneffizienz, d.h. der Detektor soll den einfallenden Photonenfluss in möglichst viele Ladungsträger umsetzen, wodurch eine hohe Bildwiederholrate und hohe thermische Auflösung erreicht werden kann. Hinsichtlich des Ausleseschaltkreises wurden in den letzten Jahren einige Fortschritte gemacht. Bei einfachsten Ausleseschaltkreisen werden die Pixelsignale nacheinander gelesen, was dazu führt, dass das erste und das letzte Pixel zu zwei unterschiedlichen Zeiten gelesen werden. Dadurch kommt es bei der thermografischen Erfassung von schnellen Wärmediffusionsprozessen zur zeitlichen Verschiebungen zwischen den einzelnen Pixel innerhalb eines Bildes (Rolling frame). Durch Einbau eines Ausleseschaltkreises für jedes Pixel können alle Pixel gleichzeitig ausgelesen werden (Snapshot). Die Zeit, über die der Quantendetektor Strahlung in Ladungsträger umwandelt und sammelt, wird als Integrationszeit bezeichnet. Erst nach Ende der Integrationszeit können Signale aus den Kondensatoren ausgelesen werden (integrate then read). Die Bildwiederholrate wird deshalb in der Regel durch die Integrationszeit und die Auslesezeit eingeschränkt. Durch den Einbau von zwei Kondensatoren für jedes Pixel kann sie verbessert werden. Bei diesem Design (integrate while read) kann in einem zweiten Kondensator ein Signal integriert werden, während der erste Kondensator ausgelesen wird. Die ausgelesenen Signale der Pixel werden mit Hilfe eines Analog/Digital Wandlers digitalisiert (heute meist mit 14 bit Auflösung). Da jedes Detektorpixel eine individuelle nichtlineare Kennlinie aufweist, muss das Signal jedes einzelnen Pixel mit Korrekturparametern verrechnet werden. Bei den meisten Detektorarrays muss grundsätzlich eine Inhomogenitätskorrektur (NUC, Non Uniformity Correction) der Rohdaten der Detektormatrix durchgeführt werden. Meistens werden die individuellen Kennli-

---

nien abschnittsweise für eine bestimmte Integrationszeit linear approximiert und durch die Steigung (Gain) und den y-Achsen-Abschnitt (Offset) der entsprechenden Ausgleichgeraden charakterisiert (2 Punkt Korrektur). Bei manchen Kameraanbietern beinhaltet das Softwarepaket der Kamera eine umfangreiche NUC Korrektur, die alle Integrationszeiten automatisch berücksichtigt. In der Regel beinhaltet eine NUC Korrektur auch die Unterdrückung der "toten" oder fehlerhaften Pixel (Bad Pixel Replacement, BPR).

Die Umwandlung der korrigierten Digital-Werte (Messsignal des Detektors in digitaler Form als 14-bit Wert, engl. digital level (DL)) in Temperaturwerte kann mit Hilfe von Kalibrierungskurven geschehen. Es kommt auf den Anbieter an, ob diese Kalibrierung kameraintern oder erst im Bearbeitungsprogramm stattfindet. Um den schnellen verlust- und störungsfreien Transport der digitalisierten Signale zu gewährleisten, werden Schnittstellen mit hohen Bandbreiten und mehreren Ausgängen (Multiplexer) eingesetzt [HIERL10].

Neben der maximalen Bildrate (Bildwiederholfrequenz), die bei den modernen Kameras bis zu 2 kHz im Vollbild sein kann und der weiter steigenden Pixelzahl der FPA-Detektoren (heute bis 1024 x 768 Pixel kommerziell) zählt der Mittelwert des zeitlichen Rauschens aller Detektorpixel einer Detektormatrix NETD (Noise Equivalent Temperature Difference) zu den wichtigen Kriterien einer IR-Kamera. Zur Ermittlung der NETD einer IR-Kamera lässt man die Kamera auf einen temperaturstabilisierten homogenen schwarzen Strahler fester Temperatur und Integrationszeit blicken. Dabei werden die maximalen Abweichungen der Signale der einzelnen Pixel vom Mittelwert der gesamten Matrix als Histogramm aufgetragen. Der Schwerpunkt des Histogramms wird als die NETD der Detektormatrix angegeben.

In der Regel muss für eine Thermographieanwendung die Kamera zusätzlich mit einem Datenverarbeitungsprogramm gekoppelt sein. Um besonders bei der Impuls- und Lock-In-Thermographie Bilder in Echtzeit zu erfassen, muss die Software eine schnelle Datenerfassungskarte sowie ein Interface zur Triggerung und Synchronisation mit Anregungsquellen unterstützen. Weitere Softwaremodule dienen der Bilddatenverarbeitung, Bilddatenanalyse und der Präsentation des Ergebnisses nötig. Dazu gehört insbesondere die zeitliche Analyse der Temperaturvorgänge.

---

## 2.5 Prüfmethoden

Bei der Thermographie wird im Allgemeinen die emittierte Strahlungsverteilung einer Oberfläche mit einer Infrarot-Kamera erfasst. Inhomogenitäten in der Temperaturverteilung an der Oberfläche des Objekts können ein Indikator für einen Materialfehler sein. Hier unterscheidet man zwischen passiver und aktiver Thermographie. Bei der passiven Thermographie sind die Wärmequellen und Wärmesenken, die einen Wärmestrom durch ein Bauteil hervorrufen ohnehin vorhanden. Sie sind natürlich oder technisch vorgegeben. Die dadurch an der Oberfläche eines Bauteils eingprägten Temperaturfelder können mit einer Infrarotkamera gemessen. Z.B. wird beim Tiefziehen im Wesentlichen durch Reibung eine Temperaturerhöhung in der Umformzone erzeugt, die unmittelbar nach dem Ziehprozess thermografisch erfasst werden kann [THAM98]. Auf diese Weise können thermisch instabile Produktionszustände erkannt werden. Aber auch Risse zeigen eine charakteristische thermische Signatur [MCCA00]. Beim Tiefziehen ist die passive Thermographie somit auch ein prozesstaugliches Verfahren.

Bei der aktiven Thermographie wird zum Zweck der Prüfung mittels einer Energiequelle gezielt Wärme in einem Prüfobjekt erzeugt. Die dadurch entstehenden zeitlich veränderlichen Wärmeströme werden genutzt, um Qualitätsmerkmale des untersuchten Bauteils zu bestimmen. Dabei kann man den Wärmequellen sehr unterschiedliche Zeitfunktionen einprägen [NETZ07]. Die Anregung kann beispielsweise impulsartig durch kurzzeitige oder sinusförmige periodische Erwärmung mit einer Blitzlampe oder Halogenlampen realisiert werden. Anschließend werden Temperaturbilder und deren Veränderung während der Abkühlung analysiert. Im Bereich eines Fehlers ist die Wärmeleitung lokal verändert, was einen Temperaturkontrast an der Oberfläche zur Folge hat. Der Zeitpunkt für das Maximum dieses Kontrastes (so genannte Response-Zeit) hängt im Wesentlichen von der thermischen Diffusivität des Werkstoffs und von der Tiefenlage und Größe des Fehlers ab. Damit bietet die Methode die Möglichkeit, die laterale Position und Ausdehnung des Fehlers wie auch dessen Tiefenlage abzuschätzen. Die Erzeugung von Wärme im Prüfobjekt bzw. an den Rissen im Prüfobjekt kann mit verschiedenen Methoden erzielt werden. Bei der blitzlichtangeregten Thermographie wird das Prüfobjekt mittels einer Blitzlichtlampe, die ein optisches Spektrum aussendet, durch Lichtabsorption an der Oberfläche erwärmt. Eine weitere Anregungsmöglichkeit besteht im Erzeugen von Wirbelströmen mit einer Induktionsspule. Bei der induktiv angeregten Thermographie oder auch Wirbelstrom-Thermographie (WS-Thermographie) wird das Bauteil kurzzeitig (typisch 0,2 s) mit einem elektromagnetischen Wechselfeld beaufschlagt. Die Anregung erfolgt berührungslos mit einem Induktor, der in dem elektrisch leitenden Material Wirbelströme und damit Wärme erzeugt. Es werden Frequenzen um 100 kHz bei Induktorleistungen von bis zu 15 kW verwendet. Bauteilfehler stören die Ausbreitung der Wirbelstromfelder, so dass hier die Wirbelstromdichte lokal verändert ist. Die Folge sind

---

charakteristische Temperaturfelder in der Nachbarschaft der Fehler, die mit einer Infrarotkamera detektiert werden. Mit dem Verfahren sind offene, geschlossene und verdeckte Risse richtungsselektiv nachweisbar. Auch die Restwandstärken oder Blechdicken sind bis zu einer bestimmten Maximaldicke (ca. 1,5 mal der Skintiefe) messbar [VRAN05].

Ultraschall-Thermographie (US-Thermographie) ist die berührende Einkopplung von Leistungs-Ultraschalls mit definierter Anpresskraft über eine resonant abgestimmte Sonotrode [MIGN81, PLUM08]. Die Sonotrode kann z. B. Teil eines kommerziell erhältlichen US-Geräts sein, das in dieser Form speziell als US-Schweißgerät für Kunststoff- bzw. Metallverbindungen entwickelt worden ist. Das Bauteil wird über eine Pulsdauer von ca. 0,5 s in starke Vibrationen mit typischerweise 20 - 40 kHz Frequenz versetzt. Hierbei kommt es zur Erwärmung in der Umgebung von Bauteilfehlern (Risse, Lunker), da sie durch innere Reibung oder Dämpfung die mechanische Energie in Wärme umsetzen. Die Anregung kann auch mit Hilfe von Heissluft, IR-Strahlern oder Lasern erfolgen.

### 2.5.1 Impulsangeregte Blitzlicht-Thermographie

Bei der aktiven dynamischen Thermographie bringt man über eine Energiequelle, z. B. eine starke Blitzlampe, Wärme in die Oberfläche des Prüfobjekts ein. Die zunächst in der Oberfläche gespeicherte Wärme diffundiert in die Tiefe des Prüfobjekts. Dabei führen Hohlräume, Einschlüsse oder Trennungen zwischen Beschichtung und Substrat zu lokalen Wärmestaus, die nach einer kurzen Zeit auch an der Oberfläche des Prüfobjekts als geringfügige Temperaturerhöhung sichtbar werden. Die Temperaturverteilung der Oberfläche wird von einer Infrarotkamera aufgezeichnet und Bild für Bild in einem Speicher abgelegt. Aus den Bildern wird die Lage von Fehlstellen anschaulich deutlich, aus der Analyse des Zeitverlaufs der Temperatur kann die Fehlertiefe ermittelt und der Fehler genauer beschrieben werden.

Das Verfahren eignet sich für nahezu alle Werkstoffkombinationen. Im Fall von Polymeren laufen die Prozesse relativ langsam ab, sodass bei mehreren mm dicken Schichten einige Sekunden Wartezeit nötig sind. Für dünne metallische Beschichtungen sind die Wärmeausgleichsvorgänge dagegen sehr schnell (im Millisekundenbereich), was zu sehr kurzen Prüfzeiten führt. Komplette Prüfsysteme mit Steuersoftware sind heute verfügbar. Die Methode ist prozessfähig und kann in der Produktion z.B. für eine Fehlererkennung oder Schichtdickenbestimmung eingesetzt werden. Die besonderen Vorteile der pulsangeregten Thermographie liegen in der berührungslosen, großflächigen, und auch sehr schnellen Prüfung der Bauteile.

---

Die physikalische Beschreibung der Wärmediffusionsprozesse in Materie erfolgt mit Hilfe der Fourierschen Wärmediffusionsgleichung (GL. 2.20).

Weiterhin beschreiben Lösungen von (GL. 2.20) den Fall einer gepulsten Wärmequelle, angeregt durch einen sehr kurzen, idealerweise deltaförmigen Impuls der Form:  $q = Q \cdot \delta(z)$ . Bei einer flächigen Wärmequelle dieser Art an der Oberfläche eines Körpers ist die Lösung für die zeitabhängige Temperaturverteilung in der Tiefe  $z$  gegeben durch [MALD01B]:

$$T(z,t) = \frac{Q}{2\sqrt{\pi} \sqrt{k\rho c_p} \sqrt{t}} \exp\left(-\frac{z^2}{4\alpha t}\right). \quad \text{GL. 2.30}$$

Hierbei ist:  $T$  die Temperaturerhöhung über Raumtemperatur in K,  $Q$  die absorbierte Bestrahlungsstärke in  $J/m^2$ ,  $\alpha$  die thermische Diffusivität in  $m^2/s$ .

Wichtig ist hier, dass die Oberflächentemperaturerhöhung ( $z = 0$ ) proportional zu  $1/t^{1/2}$  zeitlich abklingt. Aus (GL. 2.30) sieht man, dass die absolute Temperaturerhöhung sowie der zeitliche Temperaturverlauf an der Oberfläche für eine gegebene Energiemenge  $Q$  pro Fläche wesentlich von der Effusivität  $E$  (dem Wärmeeindringkoeffizienten) abhängt:

$$E = \sqrt{k \cdot \rho \cdot c_p} \quad \text{GL. 2.31}$$

Aus Randbedingungen (Stetigkeit des Wärmeflusses und der Temperatur) ergibt sich auch das Verhalten der Wärmewellen oder der Wärmepulse an Grenzflächen. Es kommt zwischen zwei Werkstoffen mit den Effusivitäten  $E_1$  und  $E_2$  zu Reflexion und Transmission, wobei die Reflexions- und Transmissionskoeffizienten  $T_{th}$  und  $R_{th}$  bei senkrechtem Einfall gegeben sind durch:

$$T_{th} = \frac{2 \cdot E_1}{E_1 + E_2} \quad \text{GL. 2.32}$$

$$R_{th} = \frac{E_1 - E_2}{E_1 + E_2} \quad \text{GL. 2.33}$$

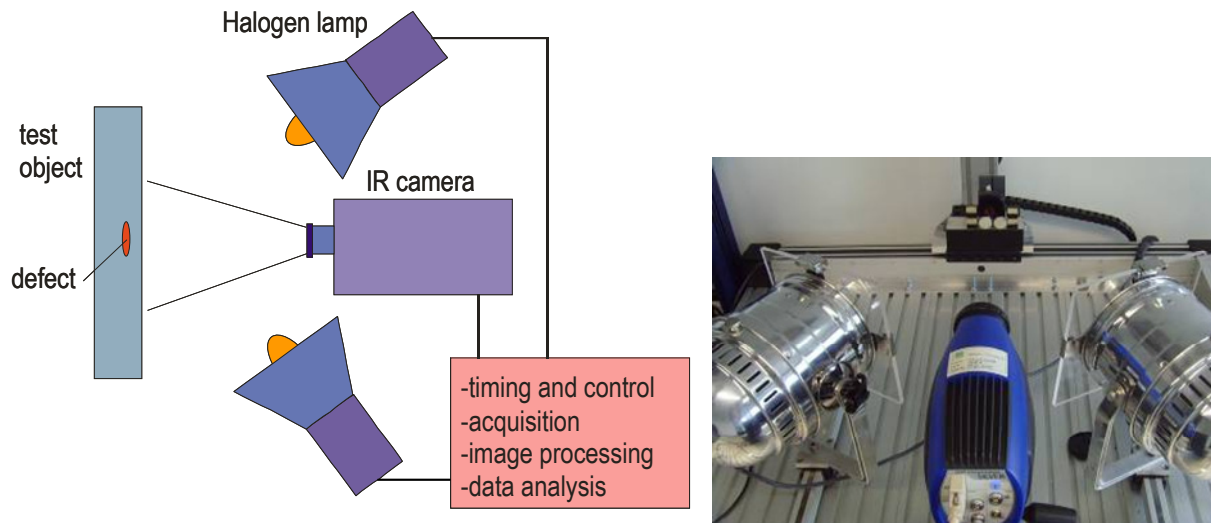
Wenn man den Temperaturverlauf an der Oberfläche des Prüfobjekts ( $z=0$ ) betrachtet, lässt sich (GL. 2.30) vereinfachen:

$$T(0,t) = \frac{Q}{2\sqrt{\pi} \cdot E \cdot \sqrt{t}} \quad \text{GL. 2.34}$$

Die Impulsthermographie wird für die Lösung zahlreicher Prüfprobleme z.B. Schichtdickenmessung, Charakterisierung von Beschichtungsmaterial, Fehlerprüfung sowohl bei metallischen als auch bei keramischen Werkstoffen und auch bei der Prüfung von Klebverbindungen bei Automobilteilen erfolgreich eingesetzt.

### 2.5.2 Periodisch angeregte (Lock-in) Thermographie

Bei der Lock-in- (oder Phasen-) Thermographie wird im Unterschied zur pulsangeregten Thermographie das Objekt z. B. mittels intensitätsmodulierter Halogenlampen oder anderen modulierbaren Lichtquellen über längere Zeit mit sinusförmigem Intensitätsverlauf angeregt (Abb. 2.15) Dadurch wird eine periodische Temperaturänderung im Bauteil erzeugt [BREI03]. Die Modulation des Wärmeflusses kann als Kodierung betrachtet werden, die mittels einer Fourieranalyse wieder dekodiert werden kann, wobei die uncodierten Störeinflüsse herausfallen, also z. B. auch der Gleichanteil des Temperaturfeldes. Durch Ausnutzung der Messinformation des Phasenwinkels können Störeffekte in Folge von ungleichmäßiger Erwärmung reduziert werden. Im Vergleich zur Impuls-Thermographie benötigt die Lockin-Thermographie eine längere Messzeit, was einen Anwendungsnachteil darstellen kann.



**Abb. 2.15 : Messaufbau der periodisch angeregten Thermographie**

Die Lösung von GL. 2.20 für eine sinusförmige Anregungsquelle  $q(t)=q_0 \sin(\omega t)$  (hier wird nur der Wechselanteil betrachtet) mit der Modulationsfrequenz  $f=\omega/2\pi$  ist:

$$T(z,t) = \frac{q_0}{2 \cdot \sqrt{\rho \cdot c \cdot k \cdot \omega}} \cdot e^{-\frac{z}{\mu}} \cdot e^{i(\omega t - \frac{z}{\mu} \frac{\pi}{4})}$$

**GL. 2.35**



Dabei ist

$$\mu = \sqrt{\frac{2 \cdot \alpha}{\omega}}$$

**GL. 2.36**

die thermische Diffusionslänge oder thermische Eindringtiefe.

Die thermische Eindringtiefe ist die Tiefe, bei der die Amplitude der thermischen Welle auf  $1/e$  geschwächt wird [ROSE76]. Die Eindringtiefe der thermischen Welle ist sowohl von der Frequenz der periodischen Anregung als auch von der thermischen Diffusivität des Materials bestimmt. Die thermischen Wellen können bei gleicher Modulationsfrequenz tiefer in einen Festkörper hoher thermischer Diffusivität eindringen. Bei der optisch angeregten Lock-in Thermographie z.B. mit Halogenlampen, wird die optische Energie von der der Prüfoberfläche absorbiert und erzeugt im Prüfobjekt periodische Temperaturfelder, die sich durch den Wärmediffusionsprozess in Form von thermischen Wellen ausbreiten. Maßgebend für die Amplitude der thermischen Welle an der Oberfläche des Objekts ist die thermische Impedanz der Materie. Die thermische Impedanz ist das Verhältnis zwischen der durch die Anregung im Objekt generierten Temperatur zur erzeugten Amplitude der Wärmeflussdichte.

$$Z = \frac{T}{j}$$

**GL. 2.37**

Dabei ist die Wärmeflussdichte  $j$

$$j = k \cdot \text{grad}T(z,t)$$

**GL. 2.38**

Mit (GL. 2.37) und (GL. 2.38) lässt sich die Impedanz wie folgt rechnen:

$$Z = \frac{\mu}{k} \cdot \frac{1}{(1+i)} = \frac{\sqrt{2}}{(1+i)} \cdot \frac{1}{\sqrt{\omega}} \cdot \frac{1}{E}$$

**GL. 2.39**

Der thermische Reflektionskoeffizient  $R_{12}$  an der Grenzfläche von zwei Materialien ist:

$$R_{12} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} = \frac{\mu_2 \cdot k_1 - \mu_1 \cdot k_2}{\mu_2 \cdot k_1 + \mu_1 \cdot k_2} = \frac{E_1 - E_2}{E_1 + E_2}$$

**GL. 2.40**

(GL. 2.40) zeigt, dass sowohl im Zeitbereich als auch im Frequenzbereich die Effusivität die entscheidende Rolle bei der Wärmeausbreitung an Grenzflächen spielt.

Mit der Infrarotkamera wird über mehreren Perioden das Infrarotstrahlungssignal von der Objektoberfläche aufgenommen. Anschließend wird an jedem Pixel die Fouriertransformation bei der Anregungsfrequenz bestimmt. Daraus lassen sich ein Amplituden- und ein Phasenbild wie folgt bestimmen:

$$A_\omega = \sqrt{\operatorname{Re}(F_\omega)^2 + \operatorname{Im}(F_\omega)^2} \quad \text{GL. 2.41}$$

$$\varphi_\omega = \arctan\left(\frac{\operatorname{Im} F_\omega}{\operatorname{Re} F_\omega}\right) \quad \text{GL. 2.42}$$

Auf Grund der Mittelung des IR-Signals von der Oberfläche des Objekts über mehreren Perioden, hat man bei der periodisch angeregten Thermographie bei genügend langen Messzeiten ein besseres Signal-Rausch Verhältnis als bei der pulsangeregten Thermographie. Das Phasenbild hat in der ZfP eine wichtige Bedeutung. Störeinflüsse wie z. B. Reflektionen der Umgebungstrahlung am Prüfobjekt, der inhomogene Emissionsgrad der Oberfläche, der inhomogene optische Absorptionsgrad der Oberfläche und die inhomogene Aufheizung der Oberfläche werden im Phasenbild weitgehend eliminiert. Als ein anderer Vorteil der Phasenbilder gegenüber den Amplitudenbildern wird die größere Tiefenreichweite beim Fehlernachweis angesehen [ROSE80, BUSS79]. Für die Beschreibung des Wärmediffusionsprozesses bei Einschichtsystemen, bestehend aus Werkstoffen unterschiedlicher thermischer Eigenschaften, existieren analytische Lösungen, die den Verlauf der Signalphase und Amplitude bei periodischer Anregung liefern [ALMO96].

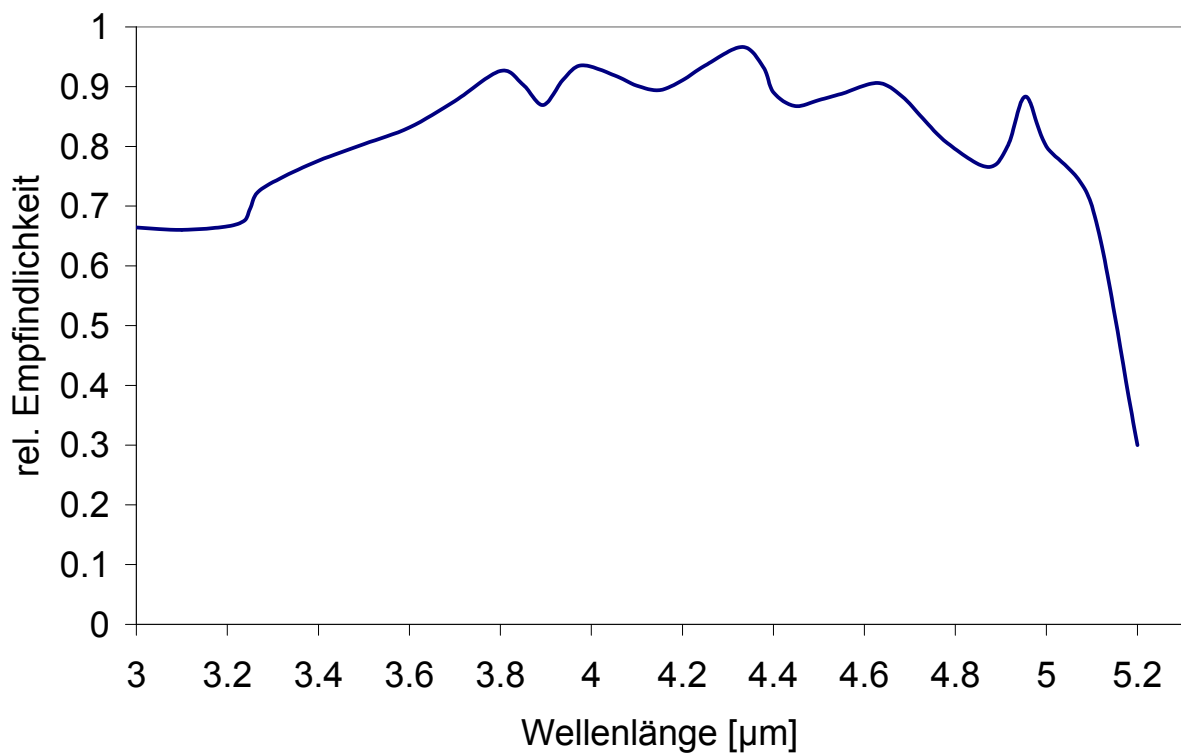
---

### 3 Spektral auflösende Thermographiekameras

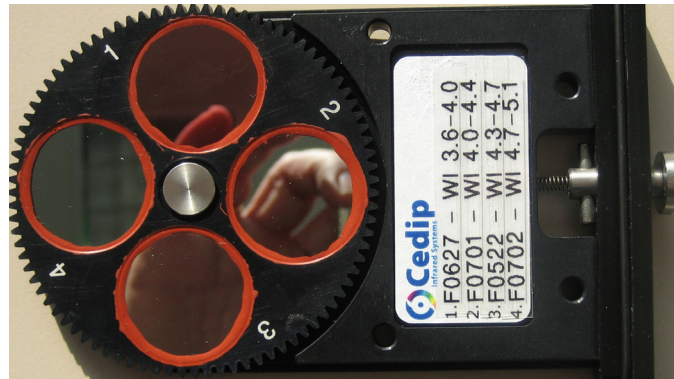
In dieser Arbeit wurden zwei Geräte zur spektral auflösenden Thermographie verwendet: eine Infrarotkamera mit einem zwischen Objektiv und Detektor eingebauten Filterrad und eine Dualband Kamera für das mittlere und langwellige Infrarot mit einem QWIP (quantum well infrared photodetector) Detektor (Abschnitt 2.3.3).

#### 3.1 Infrarot-Kamera mit Filterrad für das mittlere Infrarot

Zunächst wurde eine Infrarotkamera 480 M von der Firma Cedip/FLIR für das MWIR im Bereich 3,6-5  $\mu\text{m}$  mit vier Spektralfiltern von je etwa 0,4  $\mu\text{m}$  Bandbreite eingesetzt. Bei dem Detektor handelt es sich um einen Indiumantimonid (InSb) Halbleiter-Detektor, der mit einem Stirlingmotor gekühlt wird. In Abb. 3.1 ist die relative spektrale Empfindlichkeit des Detektors dargestellt. Die Kamera hat eine Bildauflösung von 255x320 Pixeln und eine maximale Bildaufnahme rate von 333 Hz. Als Zubehör für die Kamera zur Realisierung der spektral aufgelösten Aufnahmen wurde ein Filterrad verwendet (Abb. 3.2).



**Abb. 3.1: Spektrale Empfindlichkeit des Detektors im Spektralbereich 3-5,2  $\mu\text{m}$ .**

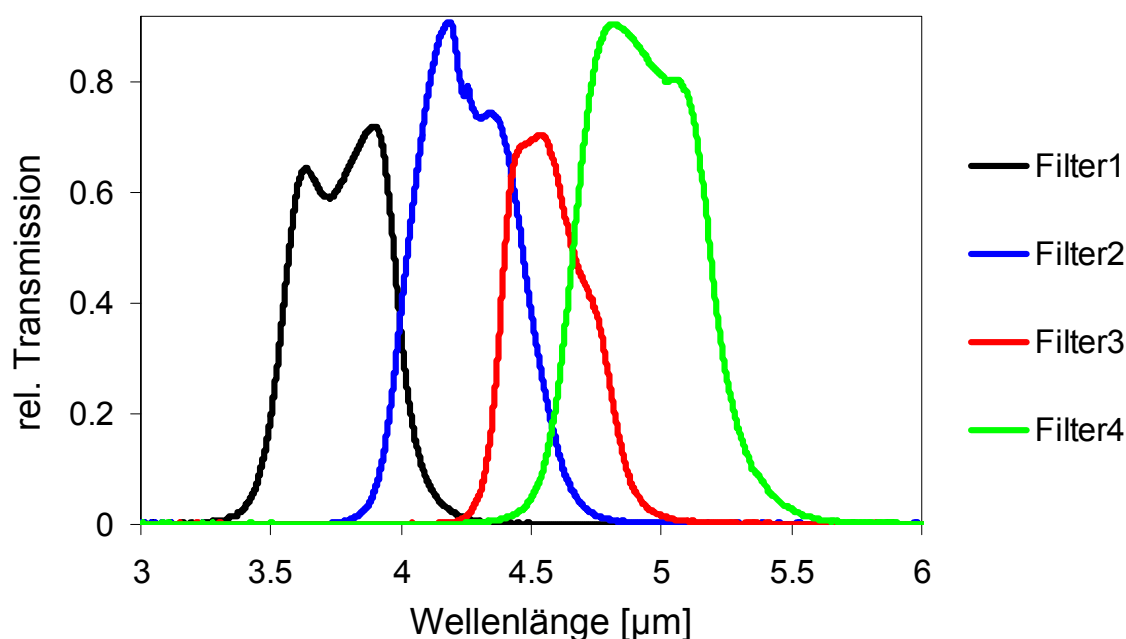


**Abb. 3.2 : Foto des Kamerafilterrades mit vier eingebauten Filtern**

Das Filterrad ist mit vier spektralen Filtern in den Spektralbereichen 3,6-4,0  $\mu\text{m}$ , 4,0-4,4  $\mu\text{m}$ , 4,3-4,7  $\mu\text{m}$  und 4,0-5,1  $\mu\text{m}$  bestückt, die weitgehend den Empfindlichkeitsbereich des Detektors abdecken (Tab. 3.1). Das Minimum der Transmissionsintensität im Durchlassmaximum liegt bei 60%. Die Transmissionsspektren der vier Filter sind in (Abb. 3.3) dargestellt.

Bezeichnung	Spektralbereich
Filter 1	3,6-4,0 $\mu\text{m}$
Filter 2	4,0-4,4 $\mu\text{m}$
Filter 3	4,3-4,7 $\mu\text{m}$
Filter 4	4,7-5,1 $\mu\text{m}$

**Tab. 3.1: Spektralbereich der vier Filter im mittleren Infrarot**



**Abb. 3.3: Transmissionsspektren der vier Filter**

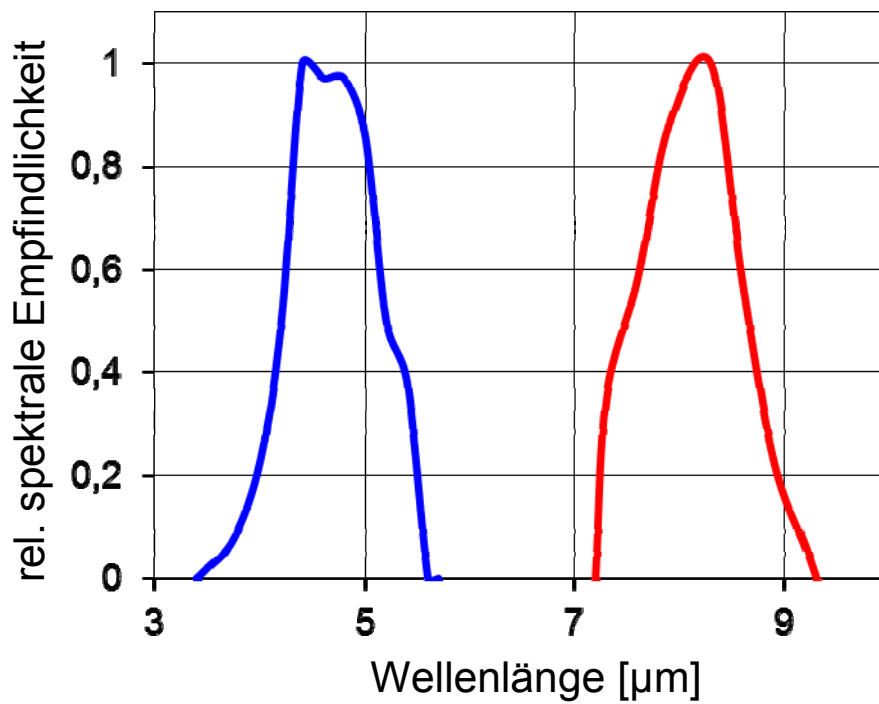
Die am Detektor ankommende Strahlungsenergie eines Objekts wird durch die Temperatur des Objekts, den Filterbereich, die Detektorempfindlichkeit in diesem Spektralbereich, die Umgebungstemperatur und den Oberflächenzustand des Objekts bestimmt. Die Kamera misst diese Strahlungsenergie und gibt die Ergebnisse zunächst in digitaler Form als 14-bit Wert aus (Digital-level-Werte, DL). Durch Kalibrierung an einem schwarzen Strahler können die DL-Werte in Strahlungswerte bzw. in Temperatur umgerechnet werden. Die spektrale Empfindlichkeit der Messapparatur (Detektor, Filter) muss bei der Berechnung der Strahlungswerte berücksichtigt werden.

### 3.2 Dual-Band Infrarot-Kamera mit Quantum well infrared photodetektor (QWIP)

Bei der eingesetzten Dual-Band Kamera handelt es sich um den Typ QWIP 384 Dual-Band der Fa. Thermosensorik GmbH, Erlangen (Abb. 3.4). Die Kamera arbeitet simultan im MWIR Bereich um 5  $\mu\text{m}$  und im LWIR Bereich um 8  $\mu\text{m}$  Wellenlänge. Abb. 3.5 zeigt die spektrale Empfindlichkeit der Dual-Band Kamera. Vorteil dieser Kamera ist, dass zeit- und ortsgleich in den beiden Spektralbereichen gemessen werden kann. Die zeitgleiche Aufnahme der Infrarotstrahlung in beiden Spektralbereichen der Dual-Band Kamera (MWIR, LWIR) geschieht über den im Abschnitt 2.3.3 beschriebenen QWIP Detektor.



**Abb. 3.4: Dual-Band Kamera mit QWIP Detektor**



**Abb. 3.5: Spektrale Empfindlichkeit der Dual-Band Kamera. Blau: MWIR, rot: LWIR Band**

Die Bildrate sowie die Temperaturempfindlichkeit und andere Merkmale der Dualband Kamera sind im Vergleich zu der Cedip/FLIR Kamera in (Tab. 3.2) dargestellt.

---

Kamera	QWIP 384 Dualband	Cedip MWIR Kamera
Wellenlängenbereich	4,4-5,2 und 7,8-8,8 $\mu\text{m}$	3,5-5,1 $\mu\text{m}$
Detektortyp	QWIP	Indiumantimonid
Laterale Auflösung (Pixel)	384 x 288	255 x 320
Bildrate	300 Hz	333 Hz
Temperaturempfindlichkeit NETD	25 mK (in beiden Spektralkanälen)	20 mK
Pixelabstand	40 $\mu\text{m}$	40 $\mu\text{m}$
Digitalisierungsaufösung	14 bit	14 bit

**Tab. 3.2: Vergleich zwischen der Dual-Band Kamera und der Cedip/FLIR Infrarotkamera**

---

## **4 Rekonstruktion von Emissivitäts- und Temperaturbildern durch breitbandige Filter nahe der Raumtemperatur**

Die emissionsgradunabhängige Messung von Temperaturbildern ist eine der großen Herausforderungen in der Thermographie. Eine Rekonstruktion von Temperatur und Emissivität aus spektral aufgelösten Messungen soll dazu dienen, die Einflüsse von Emissivitätsunterschieden auf die Messergebnisse zu unterdrücken, insbesondere bei Metalloberflächen. Die Trennung von Emissionsgrad einfluss und Temperatursignal wird bereits seit längerem bei der Mehrkanalpyrometrie angewandt [GARD80, GARD81, OERT97, NAGE94, FIES91, CASS03, WEN05]. Diese Verfahren arbeiten bisher jedoch mit punktförmiger Messung. Die Übertragung des Prinzips der Mehrkanalpyrometrie auf bildgebende Systeme wurde dagegen bisher weniger untersucht [GRAN96, ROSE06]. Die Methode der Mehrkanalpyrometrie sieht vor, die Strahlungsdichte der Prüfobjekte in unterschiedlichen Spektralbereichen aufzunehmen, die anschließend zur Bestimmung der wahren Temperaturverteilung des Prüfobjekts führen sollen. Nach Bestimmung der wahren Temperaturverteilung des Prüfobjekts wird durch eine Rückwärtsrechnung die Emissionsgradverteilung berechnet.

### **4.1 Stand von Wissenschaft und Technik**

Im Folgenden werden pyrometrische Techniken zur Emissionsgrad- und Temperaturmessung vorgestellt sowie Möglichkeiten, sie auf bildgebende Systeme zu übertragen. Die spezifische Abstrahlung eines Objekts wird mit einer multispektralen IR-Kamera oder einem Punktdetektor aufgenommen. Diese Aufnahme in mehreren schmalbandigen Spektralbereichen liefert zusätzliche Messwerte, die es ermöglichen, Unbekannte aus den Strahlungsgleichungen zu eliminieren. Damit wird das unterbestimmte Problem der Emissionsgrad- und Temperaturmessung in ein bestimmtes bzw. überbestimmtes Problem überführt. Man benötigt noch Annahmen über den spektralen Verlauf der Emissionsgrade bei den verschiedenen Wellenlängen, um die wahre Temperatur berechnen zu können. Allerdings existieren keine allgemeingültigen Ansätze für den Emissionsgradverlauf von Werkstoffen. Die am häufigsten benutzten Ansätze in der Literatur [39b, 40b] sind Polynomansätze und exponentielle Ansätze. Die wichtigsten Methoden und Ansätze zur Bestimmung unbekannter Emissionsgradverläufe von Oberflächen sollen im nächsten Abschnitt näher betrachtet werden.

---



### 4.1.1 Quotientenverfahren

Das Quotientenverfahren geht von der Annahme aus, dass der spektrale Emissionsgrad eines Objekts bei zwei eng nebeneinander liegenden Wellenlängenbereichen  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  gleich ist:  $\varepsilon_{\lambda_1} = \varepsilon_{\lambda_2}$ . Da die wiensche Näherung bei Temperaturen  $< 1000$  K und Wellenlängen  $< 5$   $\mu\text{m}$  gut mit dem planckschen Abstrahlungsgesetz übereinstimmt, wird die spektrale spezifische Ausstrahlung eines Objekts bei dem Quotientenverfahren mit der wienschen Näherung berechnet. Detektiert man die Abstrahlungsdichte eines Objekts der Temperatur  $T$  in zwei eng nebeneinander liegenden Spektralbereichen, so kann man aus dem Verhältnis  $V$  der beiden detektierten Abstrahlungsdichten und unter der Annahme  $\varepsilon_{\lambda_1} = \varepsilon_{\lambda_2}$  die Temperatur berechnen.

$$M_{\lambda_1} = \varepsilon_{\lambda_1} \cdot d_{\lambda_1} \cdot c_1 \cdot \lambda_1^{-5} \cdot \exp\left(-\frac{c_2}{\lambda_1 \cdot T}\right) \quad \text{GL. 4.1}$$

$$M_{\lambda_2} = \varepsilon_{\lambda_2} \cdot d_{\lambda_2} \cdot c_1 \cdot \lambda_2^{-5} \cdot \exp\left(-\frac{c_2}{\lambda_2 \cdot T}\right), \quad \text{GL. 4.2}$$

wobei

$\varepsilon_{\lambda_i}$ : der Emissionsgrad im Spektralbereich  $\lambda_i$ ,

$M_{\lambda_i}$ : die Abstrahlungsdichte im Spektralbereich  $\lambda_i$  und

$d_{\lambda_i}$ : der Detektivitätsfaktor im Spektralbereich  $\lambda_i$  ist.

Der spektrale Detektivitätsfaktor ist ein Proportionalitätsfaktor, der die spektrale Empfindlichkeit des Sensors und die spektrale Übertragungskonstante zusammenfasst. Dieser lässt sich durch eine Kalibrieraufnahme bestimmen und besitzt die Einheit [ $\mu\text{m m}^2 \text{W}^{-1}$ ]:

$$V = \frac{M_{\lambda_1}}{M_{\lambda_2}} \quad \text{GL. 4.3}$$

$$T = \frac{c_2 \cdot (\lambda_1 - \lambda_2)}{\lambda_1 \cdot \lambda_2 \cdot \ln\left(\frac{M_{\lambda_1} \cdot d_{\lambda_2} \cdot \lambda_1^5}{M_{\lambda_2} \cdot d_{\lambda_1} \cdot \lambda_2^5}\right)} \quad \text{GL. 4.4}$$

Für den spektralen Emissionsgrad ergibt sich:

$$\varepsilon_{\lambda_1} = \varepsilon_{\lambda_2} = \frac{M_{\lambda_1} \cdot \lambda_1^5}{d_{\lambda_1}} \cdot \left( \frac{M_{\lambda_1} \cdot d_{\lambda_2} \cdot \lambda_1^5}{M_{\lambda_2} \cdot d_{\lambda_1} \cdot \lambda_2^5} \right)^{\frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2}} \quad \text{GL. 4.5}$$

Dieses Verfahren funktioniert nur unter der Voraussetzung, dass die Emissivitäten in beiden betrachteten Spektralbereichen gleich sind. Die Genauigkeit dieses Verfahren ist stark abhängig von der Genauigkeit der Annahme  $\varepsilon_{\lambda_1} = \varepsilon_{\lambda_2}$  für die Oberfläche des Messobjekts. Da insbesondere bei Metalloberflächen die Emissivität wellenlängenabhängig ist, führt diese Annahme zu ungenauen Temperaturwerten. Deswegen wird die Anwendung des sogenannten erweiterten Quotientenverfahrens in der Literatur empfohlen. Das erweiterte Quotientenverfahren setzt die Kenntnis des Verhältnis  $w = \frac{\varepsilon_{\lambda_1}}{\varepsilon_{\lambda_2}}$  der beiden spektralen Emissionsgrade voraus. So kann das Verhältnis  $w$  in den Formeln für die Temperaturberechnung einbezogen werden [FIES91].

$$T = \frac{c_2 \cdot (\lambda_1 - \lambda_2)}{\lambda_1 \cdot \lambda_2 \cdot \ln\left(\frac{M_{\lambda_1} \cdot d_{\lambda_2} \cdot \lambda_1^5}{w \cdot M_{\lambda_2} \cdot d_{\lambda_1} \cdot \lambda_2^5}\right)} \quad \text{GL. 4.6}$$

Daraus ergeben sich zwei verschiedene Werte für den spektralen Emissionsgrad:

$$\varepsilon_{\lambda_1} = \left( \frac{d_{\lambda_1} \cdot c_1}{M_{\lambda_1} \cdot \lambda_1^5} \right)^{\frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}} \cdot \left( \frac{w \cdot M_{\lambda_2} \cdot \lambda_2^5}{d_{\lambda_2} \cdot c_1} \right)^{\frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}} \quad \text{GL. 4.7}$$

$$\varepsilon_{\lambda_2} = \left( \frac{w \cdot d_{\lambda_1} \cdot c_1}{M_{\lambda_1} \cdot \lambda_1^5} \right)^{\frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}} \cdot \left( \frac{M_{\lambda_2} \cdot \lambda_2^5}{d_{\lambda_2} \cdot c_1} \right)^{\frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}} \quad \text{GL. 4.8}$$

Da dieses Verfahren die Kenntnis des Verhältnisses der Emissionsgrade bei beiden Wellenlängen  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  der jeweiligen Oberfläche voraussetzt, findet es nur selten Anwendung.

Für die Lösung des Problems der Unkenntnis des spektralen Emissionsgradverlaufs des Messobjekts gab es unterschiedliche Arbeiten, die sich mit verschiedenen Ansätzen über den spektralen Emissionsgradverlauf eines Messobjekts beschäftigten. Ziel dieser Arbeiten und Ansätze waren die Minimierung bzw. die Beseitigung der Fehler in den berechneten Emissionsgraden und Temperaturen, die durch die Annahme  $\varepsilon_{\lambda_1} = \varepsilon_{\lambda_2}$  hervorgerufenen Abweichungen, entstehen. Hierfür benötigt man den genauen Verlauf des Emissionsgrads als Funktion der Wellenlänge in Spektralbereichen, in denen die spezifische spektrale Strahlungsdichte gemessen wird.

### 4.1.2 Polynomiale Emissionsgradansätze

Gardner [GARD 80,81] entwickelte den polynominalen Ansatz für die Wellenlängenabhängigkeit des Emissionsgrads ersten Grades und höherer Grade. Für einen polynominalen Ansatz des n-ten Grades benötigte er  $m=n+2$  Spektralbereiche und somit die Messung der spektralen spezifischen Ausstrahlung in den verschiedenen Spektralbereichen. So erhält man das Gleichungssystem GS:

$$M_{\lambda_1} = d_{\lambda_1} \cdot \sum_{i=0}^n (a_i \cdot \lambda_1^i) \cdot \frac{c_1}{\lambda_1^5 \cdot e^{\left(\frac{c_2}{\lambda_1 \cdot T}\right)}}$$

$$M_{\lambda_2} = d_{\lambda_2} \cdot \sum_{i=0}^n (a_i \cdot \lambda_2^i) \cdot \frac{c_1}{\lambda_2^5 \cdot e^{\left(\frac{c_2}{\lambda_2 \cdot T}\right)}}$$

$$M_{\lambda_m} = d_{\lambda_m} \cdot \sum_{i=0}^n (a_i \cdot \lambda_m^i) \cdot \frac{c_1}{\lambda_m^5 \cdot e^{\left(\frac{c_2}{\lambda_m \cdot T}\right)}}$$

$$\text{mit } \varepsilon(\lambda) = \sum_{i=0}^n a_i \cdot \lambda^i$$

**GL. 4.9**

Gardner [GARD 80, 81] entwickelte ein Verfahren zur Lösung dieses Gleichungssystems, welches über einen Polynomansatz die Emissivitätsverläufe erster und zweiter Ordnung beschreibt. Dieses Lösungsverfahren geschieht numerisch und iterativ, da eine analytische Lösung aufgrund des gleichzeitigen Auftretens der gesuchten Variablen in additiver linearer und exponentieller Form im Gleichungssystem GS nicht möglich ist. Wegen der iterativen Vorgehensweise bei der Lösung des GSs ist dieses Verfahren sehr zeitaufwendig und die Genauigkeit sinkt mit zunehmender Anzahl der genutzten Spektralbereiche (mehr Fehlerquellen). In diesem Fall stellt die Nutzung des Quotienten-Verfahrens gegenüber dem Polynomansatz einen Vorteil dar, da es analytisch lösbar ist und somit die Berechnung der Temperatur und Emissionsgradverläufe schneller durchgeführt werden kann.

### 4.1.3 Exponentielle Emissionsgradansätze

Bei der Nutzung von exponentiellen Emissionsgradansätzen umgeht man zum einen das Problem der nicht analytischen Lösbarkeit des Gleichungssystems beim Polynomansatz für den Emissionsgrad. Zum anderen stellt die Annahme eines exponentiellen Verlaufs des Emissionsgrads mit der Wellenlänge zumindest bei idealen Metalloberflächen eine gute Näherung dar. Setzt man für den Emissionsgrad den exponentiellen Ansatz in (GL. 4.9) ein und logarithmiert man diese Gleichungen, so ergibt sich folgendes Gleichungssystem:

$$\varepsilon(\lambda) = \exp\left(\sum_{i=0}^n a_i \cdot \lambda^i\right) \quad \text{GL. 4.10}$$

$$\text{Ln}\left(\frac{M_{\lambda 1} \cdot \lambda_i^5}{c_1 \cdot d_{\lambda 1}}\right) = \sum_{i=0}^n (a_i \cdot \lambda_i^i) - \frac{c_2}{\lambda_1 \cdot T}$$

$$\text{Ln}\left(\frac{M_{\lambda 2} \cdot \lambda_i^5}{c_1 \cdot d_{\lambda 2}}\right) = \sum_{i=0}^n (a_i \cdot \lambda_i^i) - \frac{c_2}{\lambda_2 \cdot T}$$

$$\text{Ln}\left(\frac{M_{\lambda m} \cdot \lambda_m^5}{c_1 \cdot d_{\lambda m}}\right) = \sum_{i=0}^n (a_i \cdot \lambda_m^i) - \frac{c_2}{\lambda_m \cdot T} \quad \text{GL. 4.11}$$

$$\text{mit } \varepsilon(\lambda) = \exp\left(\sum_{i=0}^n a_i \cdot \lambda^i\right)$$

Dieses Gleichungssystem ist analytisch lösbar, solange die Anzahl der Spektralbereiche mindestens um zwei größer als der Polynomgrad im Exponenten der e-Funktion in  $\varepsilon(\lambda)$  ist.

#### 4.1.4 Hilfsstrahlermethode

Die Hilfsstrahlermethode beruht darauf, dass das Messobjekt mit einer zusätzlichen externen, definierten Strahlungsquelle bestrahlt wird, um zusätzliche Informationen und damit Gleichungen zur Bestimmung der Temperatur  $T_{\text{Obj}}$  eines Messobjekts zu gewinnen. Ausgangspunkt ist die Formel zur Bestimmung der spezifischen Ausstrahlung eines Messobjekts unter Berücksichtigung der Umgebungsstrahlung (GL. 4.12).

$$M^\lambda = \varepsilon_{\text{Obj}}^\lambda \cdot M_{\text{Obj}}^\lambda(T_{\text{Obj}}) + \varepsilon_{\text{Umg}}^\lambda \cdot (1 - \varepsilon_{\text{Obj}}^\lambda) \cdot M_{\text{Umg}}^\lambda(T_{\text{Umg}}) \quad \text{GL. 4.12}$$

Diese Formel beinhaltet sowohl die Strahlungsmenge, die vom Objekt direkt zum Detektor gelangt, als auch die Strahlung der Umgebung, die am Objekt reflektiert wird und über diesen Weg am Detektor ankommt. Als Beispiel kann man die Hilfsstrahlermethode von Karstädt [KARS02] betrachten. Hier wird unter Vernachlässigung der Umgebungsstrahlung das Objekt mit zwei schwarzen Strahlern unterschiedlicher Temperatur ( $T_{\text{SS1}}$ ,  $T_{\text{SS2}}$ ) nacheinander bestrahlt. Anschließend wird aus den gemessenen spektralen spezifischen Ausstrahlungen der Emissionsgrad sowie die Objekttemperatur  $T_{\text{Obj}}$  wie folgt bestimmt:

$$\begin{aligned} M_{T_{\text{SS1}}}^\lambda &= d_\lambda \cdot \left[ \varepsilon_{\text{Obj}}^\lambda \cdot M_{\text{Obj}}^\lambda(T_{\text{Obj}}) + (1 - \varepsilon_{\text{Obj}}^\lambda) \cdot M_{\text{SS}}^\lambda(T_{\text{SS1}}) \right] \\ M_{T_{\text{SS2}}}^\lambda &= d_\lambda \cdot \left[ \varepsilon_{\text{Obj}}^\lambda \cdot M_{\text{Obj}}^\lambda(T_{\text{Obj}}) + (1 - \varepsilon_{\text{Obj}}^\lambda) \cdot M_{\text{SS}}^\lambda(T_{\text{SS2}}) \right] \end{aligned} \quad \text{GL. 4.13}$$

Löst man die zwei Gleichungen für die zwei unterschiedlichen Temperaturen des schwarzen Strahlers nach dem Emissionsgrad des Messobjekts  $\varepsilon_{\text{Obj}}$  auf, so erhält man:

$$\varepsilon_{Obj}^{\lambda} = 1 - \frac{M_{T_{SS2}}^{\lambda} - M_{T_{SS1}}^{\lambda}}{d_{\lambda} \cdot [M_{SS}^{\lambda}(T_{SS2}) - M_{SS}^{\lambda}(T_{SS1})]} \quad \text{GL. 4.14}$$

Die spektrale spezifische Ausstrahlung des Messobjekts ist hierbei:

$$\begin{aligned} M^{\lambda}(T_{Obj}) &= d_{\lambda} \cdot \varepsilon_{Obj}^{\lambda} \cdot M_{Obj}^{\lambda}(T_{Obj}) \\ &= \frac{M_{T_{SS2}}^{\lambda} + S_{T_{SS1}}^{\lambda} - d_{\lambda} \cdot (1 - \varepsilon_{Obj}^{\lambda}) \cdot [M_{SS}^{\lambda}(T_{SS2}) - M_{SS}^{\lambda}(T_{SS1})]}{2} \end{aligned} \quad \text{GL. 4.15}$$

Setzt man die ermittelte spektrale spezifische Ausstrahlung und den Emissionsgrad des Messobjekts in das plancksche Gesetz ein, so lässt sich die Messobjekttemperatur  $T_{Obj}$  bestimmen:

$$T_{Obj} = \frac{c_2}{\lambda \cdot \ln \left( \frac{d_{\lambda} \cdot \varepsilon_{Obj}^{\lambda} \cdot c_1}{M_{\lambda}(T_{Obj}) \cdot \lambda^5} \right)} \quad \text{GL. 4.16}$$

Dieses Verfahren ist nicht geeignet für die örtlich aufgelöste Temperaturmessung mit einer IR-Kamera, da das Verfahren für hemisphärische (richtungsunabhängige) Emissions- und Reflektionsgrade gilt [ROSE07].

#### 4.1.5 Ansatz von Del Grande

Del Grande [DELG96] entwickelte eine Methode zur qualitativen Trennung von Temperatur und Emissivität eines Objekts. Anwendungshintergrund waren die Brückeninspektionen in den USA. Sie nutzte die gesamten Spektralbereiche einer MWIR und einer LWIR-Kamera. Zur Auswertung wird ein exponentieller Ansatz für die gesamte emittierte Strahlung eines Objekts der Temperatur  $T$  bei einer festen Wellenlänge herangezogen. Er basiert auf einer bekannten Näherung [DEWI88]:

$$M_{bb,\lambda} \propto T^x, \quad x = 5 \cdot \left[ \frac{2898}{\lambda \cdot T} \right] \quad \text{GL. 4.17}$$

Für eine Temperatur von ca. 290 K und eine Wellenlänge von 5  $\mu\text{m}$  ergibt sich der Exponent zu  $x_2=10$  und bei derselben Temperatur, aber einer Wellenlänge von 10  $\mu\text{m}$ , zu  $x_1=5$ . Es gilt dann für die Strahlung in den MWIR und LWIR Bereichen folgendes:

$$U_5 = \varepsilon_5 T^{10} \quad (\text{MWIR})$$

$$U_{10} = \varepsilon_{10} T^5 \quad (\text{LWIR})$$

**GL. 4.18**

wobei  $U_5$  ein Maß für die Strahlung bei einer Wellenlänge von  $5 \mu\text{m}$ ,  $U_{10}$  ein Maß für die Strahlung bei einer Wellenlänge von  $10 \mu\text{m}$  bedeutet. Anschließend ergeben sich zwei verschiedene Ausdrücke. Der erste Ausdruck liefert ein den Temperaturkontrast betonendes Bild und der zweite Ausdruck ein den Emissivitätskontrast betonendes Bild.

$$\frac{U_5}{U_{10}} = \frac{\varepsilon_5}{\varepsilon_{10}} T^5 \cong T^5 \quad \text{für} \quad \varepsilon_5 \cong \varepsilon_{10}$$

$$\frac{U_{10}^2}{U_5} = \frac{\varepsilon_{10}^2}{\varepsilon_5} \cong \varepsilon \quad \text{für} \quad \varepsilon_5 \cong \varepsilon_{10} = \varepsilon$$

**GL. 4.19**

Bevor man die Bilder für die Temperatur und Emissivität berechnet, müssen zuerst die Bilder jeweils auf den Mittelwert des gesamten Bildes normiert werden.

$$\Theta = \frac{U_5 / U_{5,av}}{U_{10} / U_{10,av}}$$

$$E = \frac{(U_{10} / U_{10,av})^{x_1}}{U_5 / U_{5,av}^{x_2}}$$

**GL. 4.20**

#### 4.1.6 Sonstige Verfahren

Es gibt zahlreiche weitere Verfahren zur Bestimmung des Emissionsgrades eines Objekts, die für die in dieser Arbeit gesetzte Aufgabenstellung weniger wichtig sind. Eines dieser Verfahren ist das Laser-Reflektionsverfahren, welches z.B. von [HENN77] beschrieben wurde. Dabei wird ein Objekt mit zwei Lasern unterschiedlicher Wellenlängen erwärmt und anschließend wird bei denselben Wellenlängen die spektrale spezifische Ausstrahlung des Objekts bestimmt und daraus das Verhältnis des Absorptionsgrades in beiden Wellenlängenbereichen. Laut kirchhoff'schem Gesetz ist das ermittelte Absorptionsgradverhältnis in beiden Spektralbereichen gleich dem Emissiongradverhältnis. Das ermittelte Emissiongradverhältnis kann anschließend in dem Quotientenverfahren eingesetzt werden, worauf sich dann die Objekttemperatur bestimmen lässt. Dieses Verfahren ist sehr aufwendig und nicht geeignet für eine schnelle Bestimmung des Emissionsgrades. Ein weiteres Verfahren ist das sogenannte Polarisationsverfahren nach [PEPP60] oder [TING61]. Diese Verfahren beruhen auf der Anwendung von Polarisationsfiltern für die spezifische spektrale Ausstrahlung eines Objekts und somit zur Bestimmung des Emissionsgrades

in unterschiedlichen Raumrichtungen. Die einfachste Methode zur Unterdrückung des Emissionsgradeinflusses ist die Schwärzung der Objektoberfläche mit einer dünnen Lackschicht mit einem Emissionsgrad nahe bei eins. Diese Methode ist für die industrielle Serienprüfung jedoch nicht geeignet.

#### 4.1.7 Bewertung der Verfahren

Die meisten bekannten pyrometrischen Verfahren sind für die Anwendung in der ZfP nahe Raumtemperatur beim Einsatz von breitbandigen Spektralfiltern aus folgenden Gründen nicht gut geeignet:

-Die meisten Verfahren beschränken sich auf Temperaturbereiche über 300°C und sind nicht bildgebend, sondern werden mit IR-Punkt-detektoren durchgeführt

-Bei den meisten Verfahren benutzt man schmalbandige Spektralfilter im NIR (nahes Infrarot). Bei hohen Temperaturen kommt man somit in den Bereich, in dem die Vernachlässigung der Umgebungsstrahlung kaum Einfluss auf die Bestimmung der Objekttemperatur bzw. dem Emissionsgrad hat. Diese Vernachlässigung ist jedoch nahe Raumtemperatur nicht mehr möglich.

-Die Arbeit mit schmalbandigen Filtern im NIR macht es überhaupt möglich, Ansätze über den Emissionsgradverlauf zu machen: Die entsprechenden Gleichungen sind teilweise analytisch lösbar, wenn man wie in GL. 4.11 die Umgebungsstrahlung vernachlässigen kann. Im NIR ist dies möglich, da die Umgebungsstrahlungsanteile sehr klein sind. Im MWIR muss man hingegen die Umgebungsstrahlung mit berücksichtigen, was zu zusätzlichen Unbekannten in GL. 4.11 führt, die dann nicht mehr analytisch lösbar ist.

-Viele dieser Verfahren sind zusätzlich mit sehr hohem Aufwand verbunden und liefern eine nicht zufriedenstellende Genauigkeit. Aus diesem Grund sind sie für die ZfP nicht gut geeignet.

In dieser Arbeit werden nur die bildgebenden pyrometrischen Verfahren betrachtet, die eine relativ schnelle Temperatur- und Emissionsgradbestimmung nahe der Raumtemperatur erlauben. Deswegen wird in dieser Arbeit zusätzlich zu dem auf Kalibrierung basierenden erweiterten Quotientenverfahren nur die Methode von Del Grande und die Referenzstrahlermethode auf ihre Eignung für die ZfP untersucht.

---

## 4.2 Erweitertes Quotientenverfahren beim Einsatz von IR Kameras mit Spektralfiltern

### 4.2.1 *IR-Signal der Kamera*

Für die multispektralen Untersuchungen (Messungen) wurde die Infrarotkamera CEDIP 480M für das mittlere Infrarot mit einem eingebauten Filtersatz, wie bereits in (Abschnitt 3.1) vorgestellt eingesetzt und modelliert. Bei der Anwendung dieser Kamera können Szenen nur zeitlich nacheinander durch Drehung des Filtrrades erfasst werden.

Um zunächst das aus der Abstrahlungsdichte eines Prüfobjekts in einem bestimmten Spektralbereich resultierende Kamerasignal berechnen zu können, benötigt man die Transmissionsfunktion der verschiedenen Filter sowie die Detektorfunktion bzw. die spektrale Empfindlichkeit des Detektors (Abschnitt 3.1). Anschließend werden diese ermittelten Funktionen miteinander gefaltet. Hierzu wurden die Transmissionskurven, die vom Kameraanbieter und Filterhersteller geliefert worden sind, numerisch erfasst und durch Fitfunktionen approximiert. Im Anschluss wurden die Abstrahlungsdichten in vier unterschiedlichen Spektralbereichen unter Berücksichtigung der Filter sowie der Detektorfunktion mittels Planck'schem Gesetz numerisch berechnet. Der Verlauf der vier Filterdurchlaßkurven sowie der Detektorempfindlichkeit in Abhängigkeit der Wellenlänge wurde bereits in (Abschnitt 3.1, Abb. 3.1 und Abb. 3.3) gezeigt.

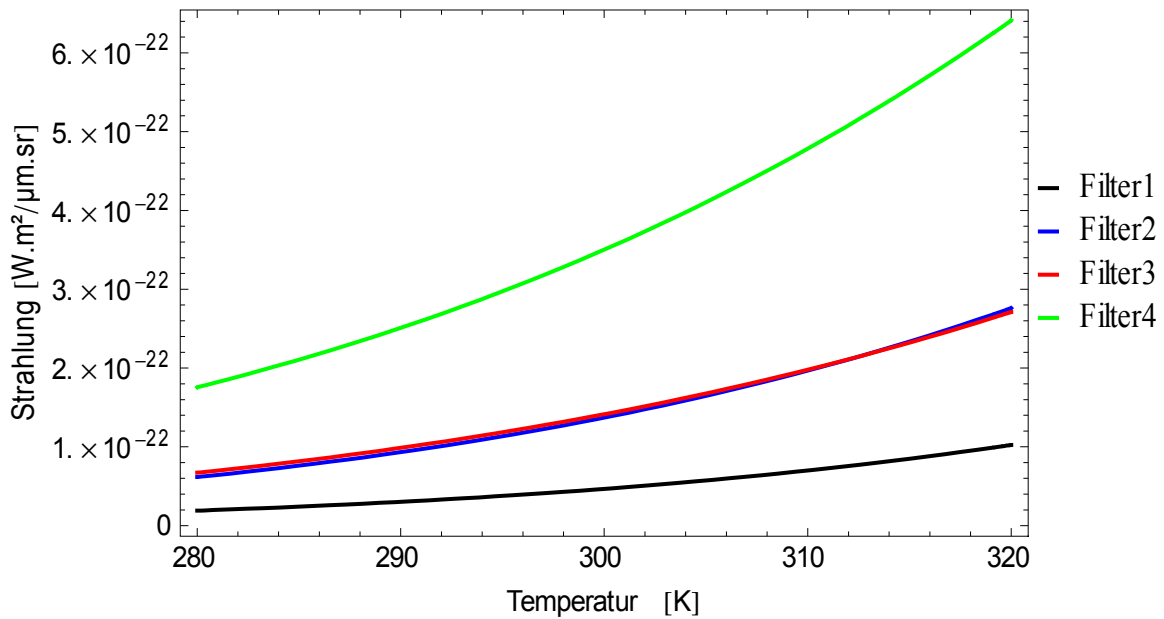
Ausgehend vom Planck'schen Abstrahlungsgesetz lässt sich das von der Infrarotkamera erfasste Signal eines Prüfobjekts der Temperatur  $T$  in einem Spektralbereich von  $\lambda_1$  bis  $\lambda_2$  wie folgt berechnen.

$$Kamerasignal \propto \varepsilon_{\lambda_1 \lambda_2} \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} Planck(\lambda, T) \cdot Filter(\lambda) \cdot Detektor(\lambda, T, x, y) \cdot d\lambda \quad \text{GL. 4.21}$$

Dabei ist:

$Planck(\lambda, T)$ : Plancksches Strahlungsgesetz,  $Filter(\lambda)$ : die spektrale Transmissionskurve des verwendeten Filters,  $Detektor(\lambda, T, x, y)$ : die Responsivitätskurve des Messsystems einschließlich Optik.





**Abb. 4.1 : Spektrale spezifische Ausstrahlung eines schwarzen Strahlers durch vier verwendete Filter. Die Filterparameter sind in Tab. 3.1 aufgeführt.**

Die Berechnung der spezifischen Ausstrahlung eines schwarzen Strahlers in den vier verwendeten Spektralbereichen zeigt, dass die spezifische Strahlung im Spektralbereich des Filters 2 und Filter 3 in den dargestellten Temperaturbereich übereinander liegt (Abb. 4.1). Dies bedeutet, dass bei einem grauen Strahler die detektierten Strahlungsverhältnisse durch Filter 2 und Filter 3 für den dargestellten Temperaturbereich konstant und ca. bei 1 liegen. Durch Filter 1 wird nur wenig Strahlung in dem dargestellten Temperaturbereich durchgelassen. Erst bei hohen Temperaturen ist Filter 1 gut geeignet.

#### 4.2.2 Einfluss der Umgebungsstrahlung auf das IR-Signal

Die an den Detektor ankommende spezifische Ausstrahlung eines emittierenden Messobjekts beinhaltet zusätzlich zu der Objektstrahlung die am Objekt reflektierte und durch das Objekt transmittierte Umgebungsstrahlung. Geht man von einer homogenen Umgebungsstrahlung und von einem im Infraroten nichttransparenten Messobjekt aus, so lässt sich die am Detektor ankommende spezifische spektrale Strahlung schreiben:

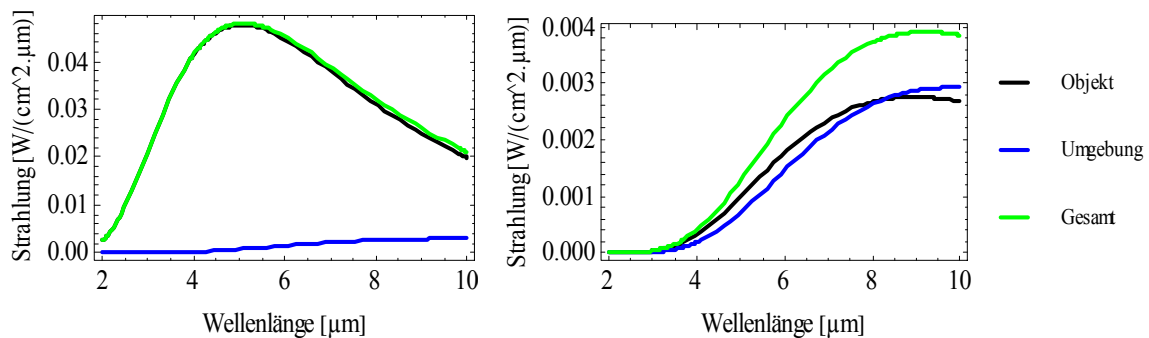
$$M_{\lambda_1\lambda_2} = \varepsilon_{Obj}^{\lambda_1\lambda_2} \cdot M_{Obj}^{\lambda_1\lambda_2}(T_{Obj}) + (1 - \varepsilon_{Obj}^{\lambda_1\lambda_2}) \cdot \varepsilon_{Umg}^{\lambda_1\lambda_2} \cdot M_{Umg}^{\lambda_1\lambda_2}(T_{Umg}) \quad \text{Gl. 4.22}$$

wobei  $M_{\lambda_1\lambda_2}$  die am Detektor ankommende spezifische spektrale Strahlung im Spektralbereich  $\lambda_1$  bis  $\lambda_2$  ist,  $\varepsilon_{Obj}^{\lambda_1\lambda_2}$ : der Emissionsgrad des Objekts im Spektralbereich  $\lambda_1$  bis  $\lambda_2$ ,  $(1 - \varepsilon_{Obj}^{\lambda_1\lambda_2})$  der spektrale Reflektionsgrad des Objekts im Spektralbereich  $\lambda_1$  bis  $\lambda_2$ , und

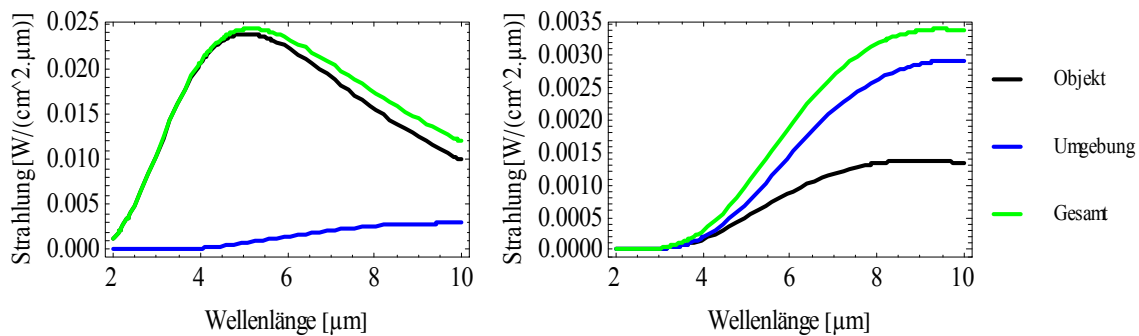
$$M_{Obj}^{\lambda_1\lambda_2}(T_{Obj}) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} Planck(\lambda, T_{Obj}) \cdot Filter(\lambda) \cdot Detektor(\lambda, T, x, y) \cdot d\lambda$$

$$M_{Umgebung}^{\lambda_1\lambda_2}(T_{Umgebung}) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} Planck(\lambda, T_{Umgebung}) \cdot Filter(\lambda) \cdot Detektor(\lambda, T, x, y) \cdot d\lambda$$

Der Einfluss der Umgebungsstrahlung auf das resultierende Signal hängt stark von der Temperatur des Messobjekts ab, da sich durch die Temperatur des Objekts das Maximum der Strahlungsintensität zu anderen Wellenlängen verschiebt (Abb. 2.3, Abschnitt 2.1.1.2). Deswegen spielt der spektrale Empfindlichkeitsbereich des Detektors eine entscheidende Rolle bei der Berücksichtigung der Umgebungsstrahlung. Arbeitet der IR Detektor im NIR, so liegt das Strahlungsmaximum bei hohen Temperaturen und die Umgebungsstrahlung, sofern nicht sehr hoch, spielt dann kaum eine Rolle. Bei Einsatz von MWIR oder LWIR Detektoren verschiebt sich das Strahlungsmaximum in Richtung Raumtemperatur und eine Vernachlässigung der Umgebungsstrahlung führt zu nicht genauen Ergebnissen. Der Einfluss der Umgebungsstrahlung macht sich abhängig vom Emissionsgrad der Objektoberfläche unterschiedlich stark bemerkbar.



**Abb. 4.2: Einfluss der Umgebungsstrahlung (Raumtemperatur) für  $\varepsilon = 0.6$  bei einer Objekttemperatur von 50°C (rechts) und 300°C (links)**



**Abb. 4.3: Einfluss der Umgebungsstrahlung (Raumtemperatur) für  $\varepsilon = 0.3$  bei einer Objekttemperatur von 50°C (rechts) und 300°C (links)**

In Abb. 4.2 und Abb. 4.3 werden die vom Objekt ausgehenden Strahlungsdichten bei einer Objekttemperatur von 50 °C (rechts) bzw. 300 °C (links) bei einer Umgebungstemperatur von 22°C für ein Objekt mit Emissionsgrad 0,6 (Abb. 4.2) und 0,3 (Abb. 4.3) gezeigt. Der Einfluss der Umgebungsstrahlung auf das vom Messobjekt am Detektor ankommende Gesamtsignal wächst mit steigender Wellenlänge, sinkendem Emissionsgrad und sinkender Objekttemperatur. Er kann bei einer Objekttemperatur von 300 °C im kurzwelligen IR-Bereich vernachlässigt werden. Bei tieferen Objekttemperaturen dagegen muss er im mittleren und langwelligen IR-Bereich berücksichtigt werden, da die Umgebungsstrahlung in diesem Fall zum Signal in etwa genauso stark oder sogar stärker als die Objektstrahlung beiträgt.

#### 4.2.3 Verfahrensschema

Zur Rekonstruktion von Temperatur- und Emissionsgradbildern wird wie in Abb. 4.4 schematisch skizziert vorgegangen. Als erstes muss durch eine Kalibrierung der Zusammenhang zwischen Strahlung und dem Kamerasignal (DL-Werte, DL) für jeden Filter bestimmt werden (Abb. 4.5). Dies kann durch eine Kalibrierung der Filter an einem schwarzen Strahler geschehen. Die Strahlungsdichte für die verschiedenen Temperaturen des schwarzen Strahlers wird mit GL. 4.21 berechnet:  $S = f(T_{ss})$ . Gleichzeitig wird der DL Wert, der sich aus der Strahlung eines schwarzen Strahlers der Temperatur  $T_{ss}$  ergibt, gemessen:  $DL = g(T_{ss})$ . Durch Inversion kann so die Temperatur des schwarzen Strahlers als Funktion der DL bestimmt werden:  $T_{ss} = g^{-1}(DL)$ . Somit kann ein Zusammenhang zwischen DL und Strahlungsdichte bestimmt werden:  $S(DL) = f[g^{-1}(DL)]$ . Dadurch können die gemessenen DL-Werte direkt in Strahlungswerte umgerechnet werden (Abb. 4.6). Durch Kombination der Messungen mit zwei unterschiedlichen Filtern fallen im Idealfall weitere Einflüsse wie Emissionsgrad und Umgebungstemperatur heraus, so dass sich die Temperatur eines realen Körpers messen lässt.

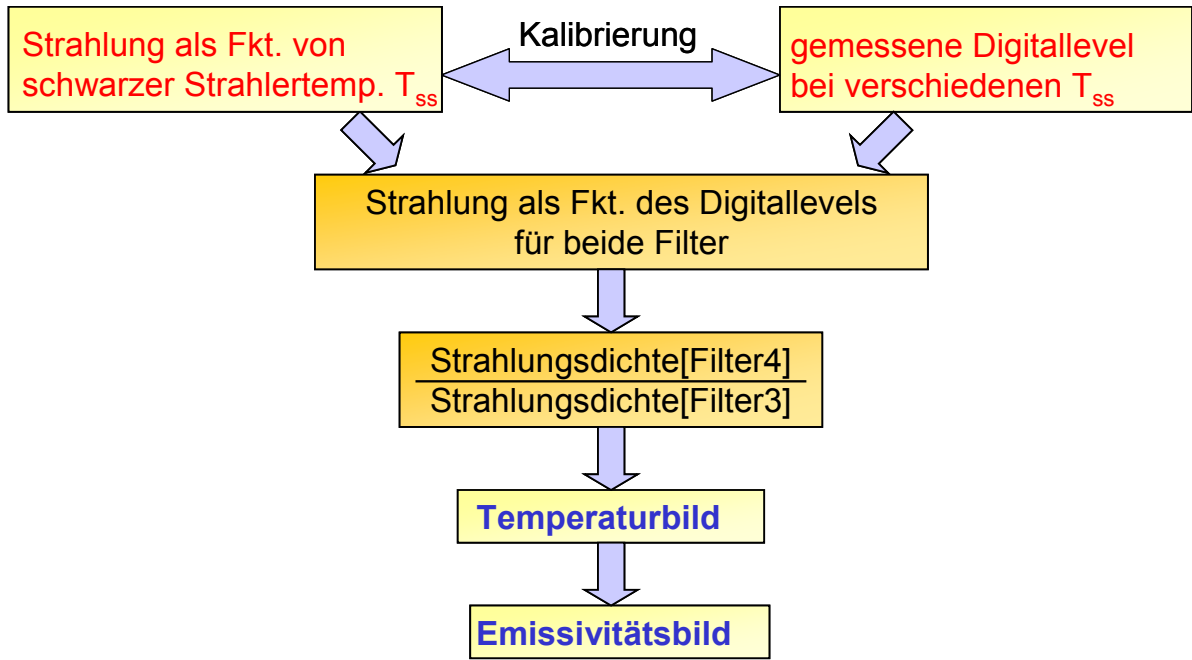


Abb. 4.4: Schema der Rekonstruktion

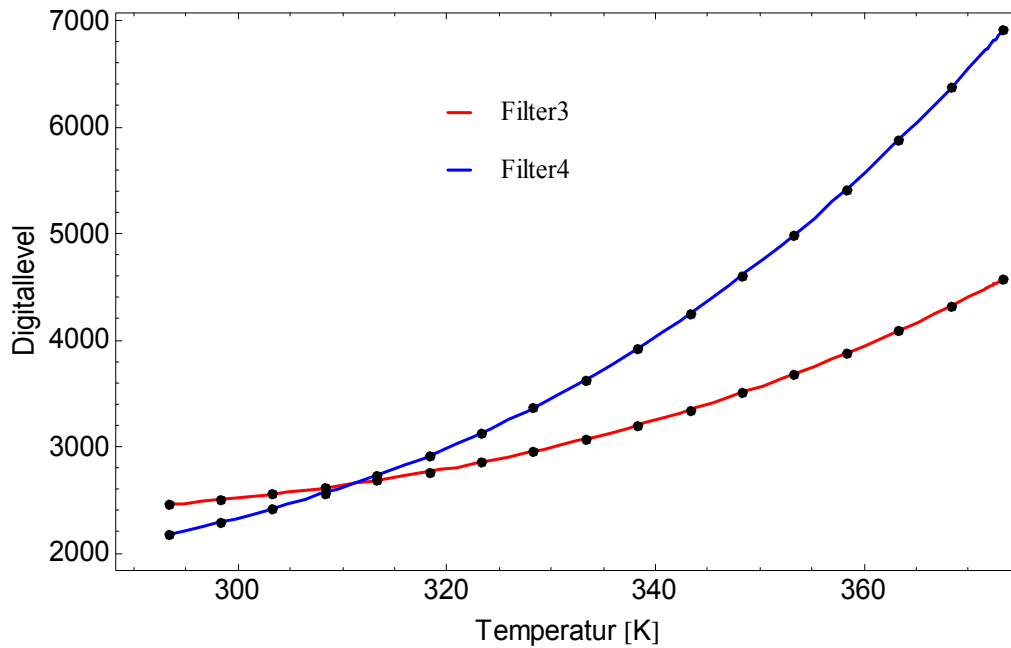
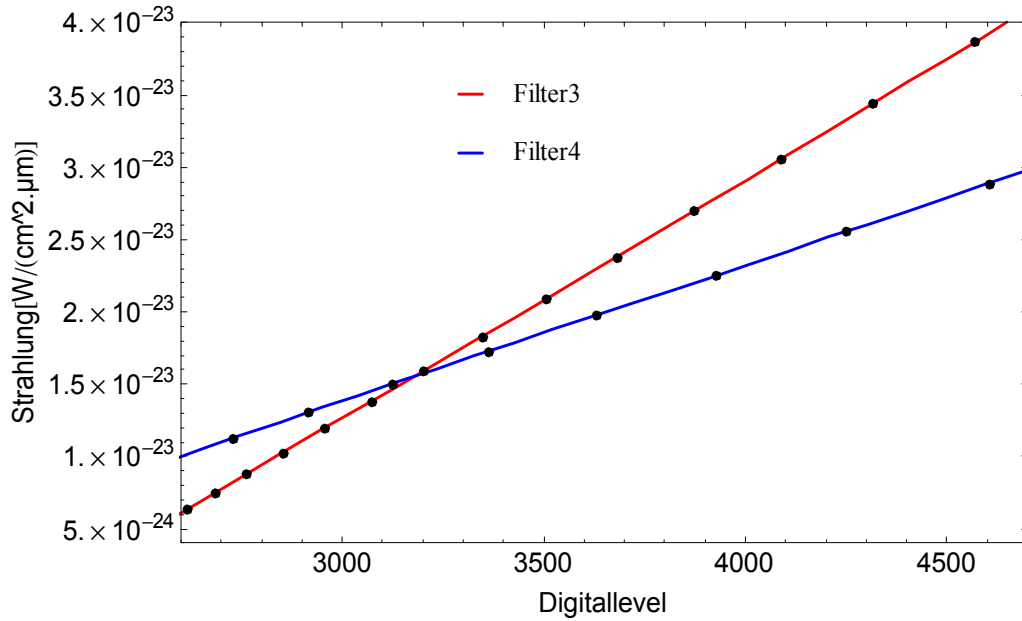


Abb. 4.5: Zusammenhang zwischen DL-Werten und Temperatur bei der Filtrerradkamera in den Wellenlängenbereichen um 4,3-4,7  $\mu\text{m}$  (Filter 3) und 4,7-5,1  $\mu\text{m}$  (Filter 4)



**Abb. 4.6: Zusammenhang zwischen Strahlungswerten und DL-Werten für Filter 3 (4,3-4,7 µm) und Filter 4 (4,7-5,1 µm)**

Die detektierte Abstrahlungsdichte eines Objekts der Temperatur  $T$  in zwei Spektralbereichen ist unter Berücksichtigung des Emissionsgrades der Objektoberfläche und der Umgebungsstrahlung gegeben durch:

$$M_{\lambda_1\lambda_2} = \varepsilon_{Obj}^{\lambda_1\lambda_2} \cdot M_{Obj}^{\lambda_1\lambda_2}(T_{Obj}) + (1 - \varepsilon_{Obj}^{\lambda_1\lambda_2}) \cdot \varepsilon_{Umg}^{\lambda_1\lambda_2} \cdot M_{Umg}^{\lambda_1\lambda_2}(T_{Umg}) \quad \text{Gl. 4.23}$$

$$M_{\lambda_3\lambda_4} = \varepsilon_{Obj}^{\lambda_3\lambda_4} \cdot M_{Obj}^{\lambda_3\lambda_4}(T_{Obj}) + (1 - \varepsilon_{Obj}^{\lambda_3\lambda_4}) \cdot \varepsilon_{Umg}^{\lambda_3\lambda_4} \cdot M_{Umg}^{\lambda_3\lambda_4}(T_{Umg}) \quad \text{Gl. 4.24}$$

$M_{\lambda_1\lambda_2}$  und  $M_{\lambda_3\lambda_4}$  können wie oben beschrieben aus den gemessenen DL-Werten bestimmt werden. Die Umgebungsgrößen  $M_{Umg}^{\lambda_1\lambda_2}(T_{Umg})$ ,  $M_{Umg}^{\lambda_3\lambda_4}(T_{Umg})$ ,  $\varepsilon_{Umg}^{\lambda_1\lambda_2}$ ,  $\varepsilon_{Umg}^{\lambda_3\lambda_4}$  sind zumindest näherungsweise bekannt. Es bleiben die drei Unbekannten  $\varepsilon_{Obj}^{\lambda_1\lambda_2}$ ,  $\varepsilon_{Obj}^{\lambda_3\lambda_4}$ ,  $T_{Obj}$ . Da das Gleichungssystem unterbestimmt ist, benötigt man eine zusätzliche Annahme: Bei Nutzung von eng benachbarten Spektralbereichen wie denen von Filter 3 (4,3 bis 4,7) µm und Filter 4 (4,7 bis 5,1) µm kann man annehmen, dass der Emissionsgrad in beiden Spektralbereichen etwa gleich ist:  $\varepsilon_{Obj}^{\lambda_1\lambda_2} = \varepsilon_{Obj}^{\lambda_3\lambda_4}$ . Dann liefert die Division der Gleichungen Gl. 4.23 und Gl. 4.24:

$$\frac{M_{\lambda_3\lambda_4} - \varepsilon_{Umg}^{\lambda_3\lambda_4} M_{Umg}^{\lambda_3\lambda_4}(T_{Umg})}{\underbrace{M_{\lambda_1\lambda_2} - \varepsilon_{Umg}^{\lambda_1\lambda_2} M_{Umg}^{\lambda_1\lambda_2}(T_{Umg})}_{\text{Messung}}} = \frac{\varepsilon_{Obj}^{\lambda_3\lambda_4}}{\varepsilon_{Obj}^{\lambda_1\lambda_2}} \cdot \frac{M_{Obj}^{\lambda_3\lambda_4}(T_{Obj}) - \varepsilon_{Umg}^{\lambda_3\lambda_4} M_{Umg}^{\lambda_3\lambda_4}(T_{Umg})}{\underbrace{M_{Obj}^{\lambda_1\lambda_2}(T_{Obj}) - \varepsilon_{Umg}^{\lambda_1\lambda_2} M_{Umg}^{\lambda_1\lambda_2}(T_{Umg})}_{H(T_{Obj})}} \quad \text{GL. 4.25}$$

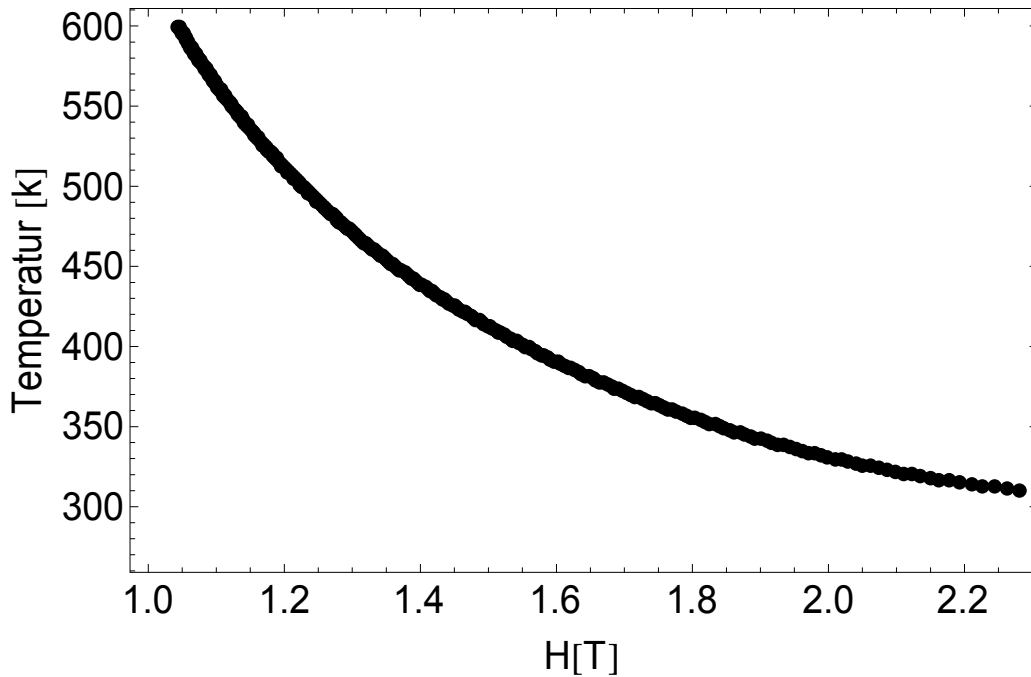
$$\varepsilon_v \approx 1$$

Wobei  $\varepsilon_v$  das Verhältnis der Emissionsgrade in beiden Spektralbereichen darstellt:

$$\varepsilon_v = \frac{\varepsilon_{Obj}^{\lambda_3\lambda_4}}{\varepsilon_{Obj}^{\lambda_1\lambda_2}} \quad \text{GL. 4.26}$$

Die Funktion  $H(T_{Obj})$  kann also durch eine Kalibrierung der Kamera mit verschiedenen Filtern am schwarzen Strahler berechnet werden. In diesem Fall spielt die Umgebungsstrahlung keine Rolle. Zur Bestimmung der Objekttemperatur benötigt man die Umkehrfunktion  $H^{-1}$  der Funktion  $H(T)$ . Diese kann numerisch aus den Daten bestimmt werden, und damit dann auch die Objekttemperatur.

$$T_{Obj} = H^{-1} \left( \frac{1}{\varepsilon_v} \cdot \frac{M_{\lambda_3\lambda_4} - \varepsilon_{Umg}^{\lambda_3\lambda_4} M_{Umg}^{\lambda_3\lambda_4}(T_{Umg})}{M_{\lambda_1\lambda_2} - \varepsilon_{Umg}^{\lambda_1\lambda_2} M_{Umg}^{\lambda_1\lambda_2}(T_{Umg})} \right) \quad \text{GL. 4.27}$$



**Abb. 4.7:** Die Umkehrfunktion  $T(H)$  der Funktion  $H(T)$ , gerechnet für eine Umgebungstemperatur von 296 K.

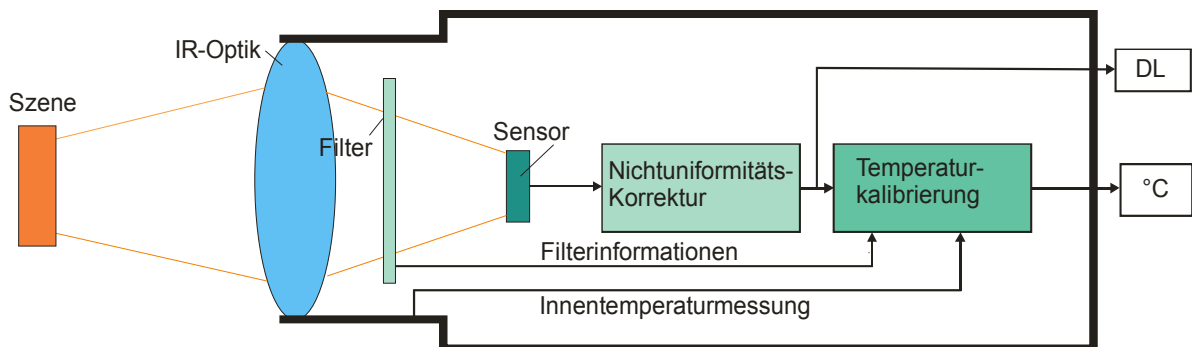
Abb. 4.7 zeigt den Verlauf der Objekttemperatur als Funktion des Strahlungsverhältnis  $H$  in dem Temperaturbereich von 300 bis 600 K. Mit Hilfe dieser Funktion  $T(H)$  können unbekannte Objekttemperaturen anhand der gemessenen Strahlungsdichten und der Umgebungsstrahlung Gl. 4.27 direkt berechnet werden. Wie man in Abb. 4.7 sieht, kann eine kleine Änderung von  $H$  zu einer großen Änderung der berechneten Objekttemperatur führen. Der Zusammenhang zwischen Fehlern in  $H$  und der berechneten Objekttemperatur wird in Abschnitt 4.4 dargestellt. Die berechnete Objekttemperatur kann dann jeweils in (Gl. 4.23) und (Gl. 4.24) eingesetzt werden. Aufgelöst nach der Emissivität ergibt sich:

$$\varepsilon_{Obj}^{\lambda_1\lambda_2} = \frac{M_{\lambda_1\lambda_2} - \varepsilon_{Umg}^{\lambda_1\lambda_2} \cdot M_{Umg}^{\lambda_1\lambda_2}(T_{Umg})}{M_{Obj}^{\lambda_1\lambda_2}(T_{Obj}) - \varepsilon_{Umg}^{\lambda_1\lambda_2} \cdot M_{Umg}^{\lambda_1\lambda_2}(T_{Umg})} \quad \text{GL. 4.28}$$

$$\varepsilon_{Obj}^{\lambda_3\lambda_4} = \frac{M_{\lambda_3\lambda_4} - \varepsilon_{Umg}^{\lambda_3\lambda_4} \cdot M_{Umg}^{\lambda_3\lambda_4}(T_{Umg})}{M_{Obj}^{\lambda_3\lambda_4}(T_{Obj}) - \varepsilon_{Umg}^{\lambda_3\lambda_4} \cdot M_{Umg}^{\lambda_3\lambda_4}(T_{Umg})} \quad \text{GL. 4.29}$$

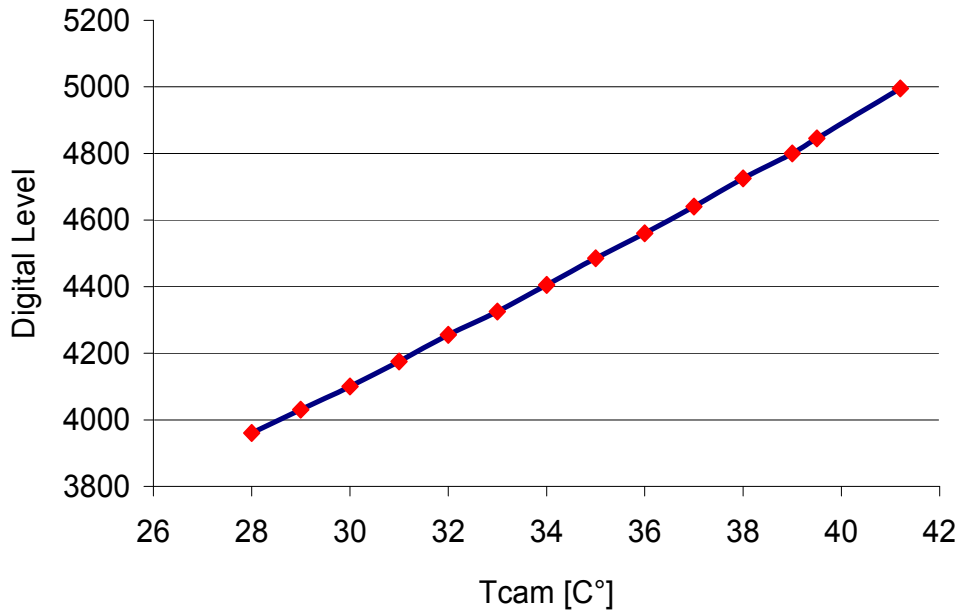
#### 4.2.4 Thermische und mechanische Einflüsse

Bei dem Einsatz des Filterrads muss die Eigenstrahlung der Filter mit berücksichtigt werden. Die Filter erwärmen sich durch Absorption oder durch Wärmeleitung aus dem Kameragehäuse und verfälschen so die gemessene Strahlungsintensität mit einem eigenen Strahlungsanteil. In Abb. 4.8 sind der Strahlengang und die Signalverarbeitung während einer Messung skizziert. Der Temperatursensor in der Kamera misst die Temperatur des Kameragehäuses, nicht die des Filters. Abb. 4.9 zeigt den Einfluss der Temperatur des Kameragehäuses bzw. des Filters auf das Kamerasignal bei Beobachtung eines schwarzen Strahlers fester Temperatur (60 °C). Dies wurde gemessen, indem mit der Kamera ein schwarzer Strahler fester Temperatur (60 °C) beobachtet wurde. Hierbei war die Kamera in einem Klimaschrank positioniert, so dass ihre Temperatur kontrolliert variiert werden konnte. Es gibt zwei Möglichkeiten den Einfluss der Eigenstrahlung des Filters zu unterdrücken bzw. zu kontrollieren. Die erste basiert auf einem Temperatursensor, der die Temperatur des Kameragehäuses misst. Diese korreliert mit der Filtertemperatur und könnte so zu einer 3D Umrechnung der gemessenen Strahlungswerte auf eine scheinbare Temperatur verwendet werden. Allerdings ist diese Korrelation nicht genau bekannt. Deswegen ist die zweite Variante vorzuziehen: Mit Hilfe eines Klimaschranks wird die Temperatur der kompletten Messapparatur konstant gehalten (Raumtemperatur). Damit kann der Einfluss der schwankenden Filtertemperatur eliminiert werden.



**Abb. 4.8 Strahlengang und Signalverarbeitungsschema der IR-Kamera zur Verdeutlichung des Unterschieds zwischen den DL-Werten und der scheinbaren Temperatur**

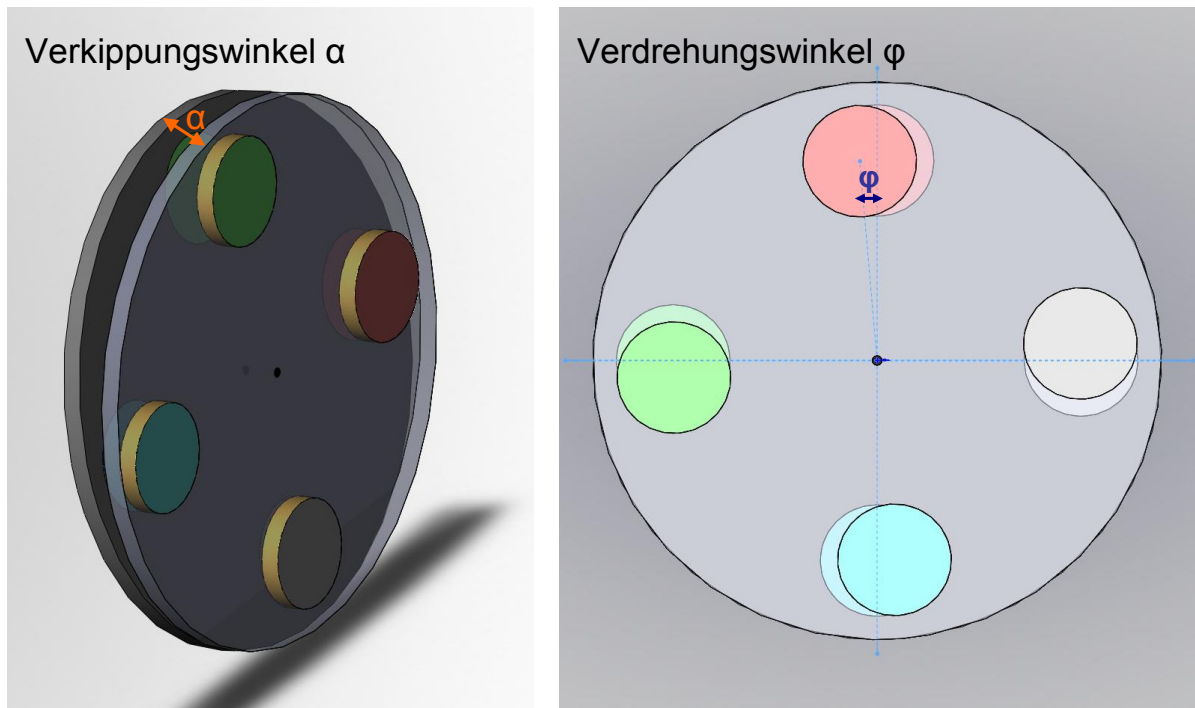




**Abb. 4.9 : DL-Wert als Funktion der Kamertemperatur, gemessen am schwarzen Strahler bei 60 C° durch Filter 3 (4,3-4,7 $\mu$ m)**

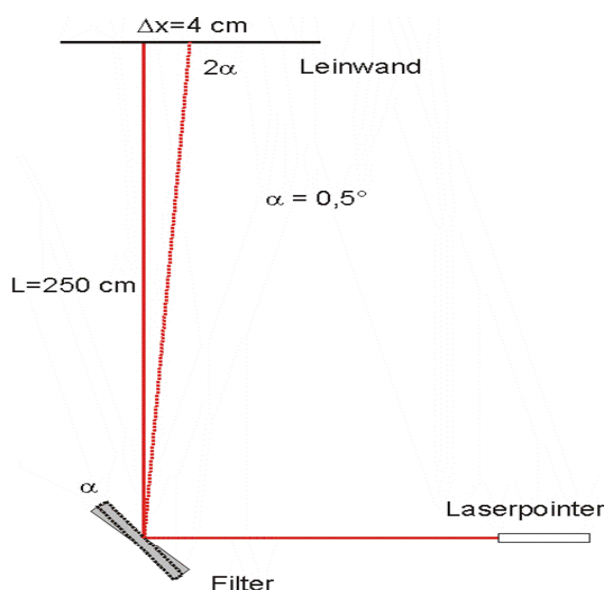
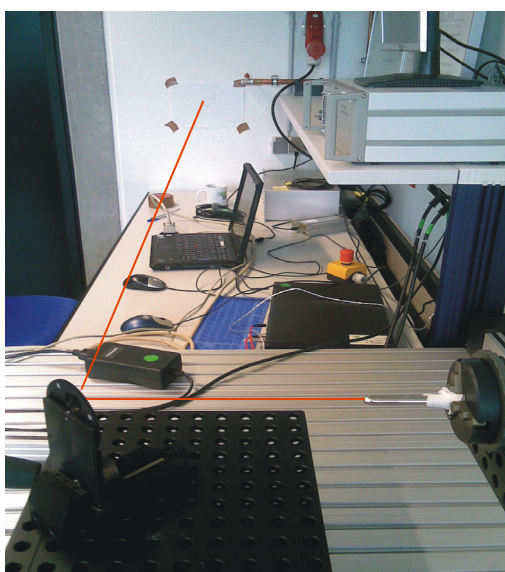
Eine weiterer Grund, die scheinbare Temperatur nicht als Rohdaten für die Rekonstruktion zu verwenden, war in dieser Arbeit die nicht zufriedenstellende Detektorkorrektur (cNuc- calibration and automatic non-uniformity correction) nahe Raumtemperatur, wie sie vom Hersteller mitgeliefert worden war. Durch eine cNuc Korrektur sollten die Inhomogenitäten, die auf die unterschiedlichen Empfindlichkeiten der einzelnen Pixel bzw. Pixelkennlinien (Abschnitt 2.4), durch einen Offset und Gain für jeden Pixel angeglichen werden. Eine ungenaue cNuc-Korrektur führt zu zusätzlichen Inhomogenitäten im scheinbaren Temperaturbild. Zufriedenstellende Bildhomogenität nahe Raumtemperatur wird durch die Erstellung einer eigenen Detektorkorrektur (Zwei-Punkt-Korrektur) erreicht.

Eine weitere Herausforderung bei der Arbeit mit Spektralfiltern ist die mechanische Präzision des Filtrerrades. Eine exakte Positionierung des Filtrerrades ist kaum möglich; aufgrund der mangelnden mechanischen Präzision kann Verkippung oder Verdrehung (Abb. 4.10) gegenüber einer früheren Position in dieser Filterstellung auftreten. Dies führt zu einer Verschiebung des Bildes auf dem Detektor, d.h. bei zwei verschiedenen Aufnahmen kann ein Punkt des Objekts auf zwei unterschiedlichen Pixeln abgebildet werden, wenn zwischen den Aufnahmen das Filtrerrad gedreht wurde. Deshalb müssen Verdrehung und Verkippung des Filtrerrades berücksichtigt werden.

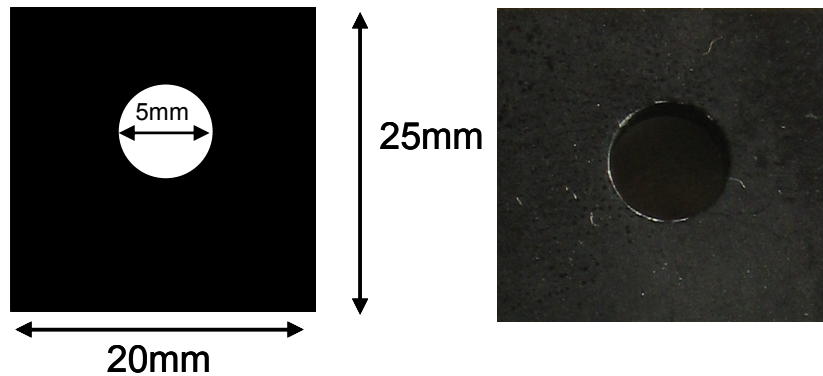


**Abb. 4.10 : Verkipfung (links) und Verdrehung (rechts) des Filterrades**

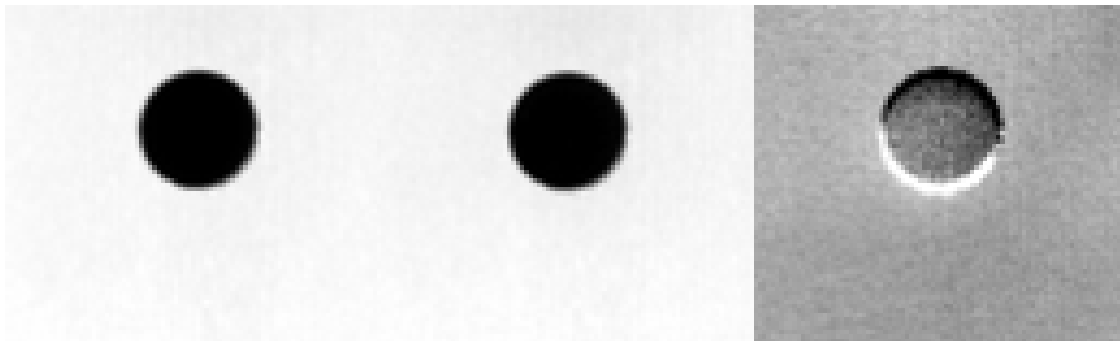
Mittels eines Laserstrahls wurde der durch mechanisches Spiel hervorgerufene Verkipfungswinkel des Filters gemessen (Abb. 4.11). Es ergab sich ein typischer Verkipfungswinkel von einem Grad. Abschätzungen, die den gesamten optischen Strahlengang berücksichtigen, ergaben, dass sich durch einen Verkipfungswinkel von  $1^\circ$  das Bild in Detektorebene um mindestens ein bis zwei Pixel verschiebt.



**Abb. 4.11: Messung der Filterverkipfung über die Messung der Laserstrahlauslenkung**



**Abb. 4.12: Stahlbohrung zum Nachweis der Filterverkipfung (Schema links), Foto (rechts)**



**Abb. 4.13: Links: erste Aufnahme der Stahlbohrung durch Filter 3, Mitte: zweite Aufnahme der Stahlbohrung durch Filter 4 (nach Drehung des Filterrads), rechts: Differenzbild**

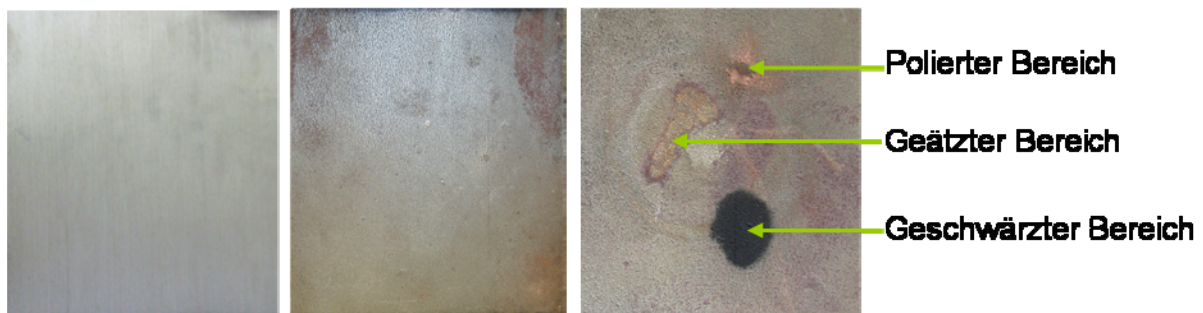
Der Verkipfungseffekt konnte auch anhand einer Stahlprobe mit einer Bohrung visualisiert werden (Abb. 4.12). Hierzu wurde die Probe auf ca. 50 °C aufgeheizt und dabei die Abstrahlungsdichte durch Filter 3 gemessen. Unmittelbar danach wurde das Filterrad gedreht und eine zweite Messung durch Filter 4 durchgeführt. Anschließend wurde das Differenzbild aus beiden Aufnahmen gebildet (Abb. 4.13 rechts). Der Verkipfungseffekt ist eindeutig durch die weiße Schattierung an der unteren Hälfte des Kreises zu sehen. Ohne Verkipfung wäre der Kreis eindeutig und klar begrenzt.

Ein weiterer Störeinfluss ist die sogenannte Bildhebung. Sie kommt dadurch zustande, dass der optische Weg im Strahlengang der Abbildung sich durch das Filter verändert. Die Filtermaterialien haben einen hohen Infrarotbrechungsindex, so dass die Änderung des optischen Weges durch die unterschiedlichen Filterdicken oder auch durch lokale Schwankungen der Filterdicke sowie durch die Filterbeschichtungen signifikant sein kann. Die Bildhebung führt dazu, dass man nach Drehung des Filterrades zunächst nachfokussieren muss, um wieder ein scharfes Bild zu bekommen.

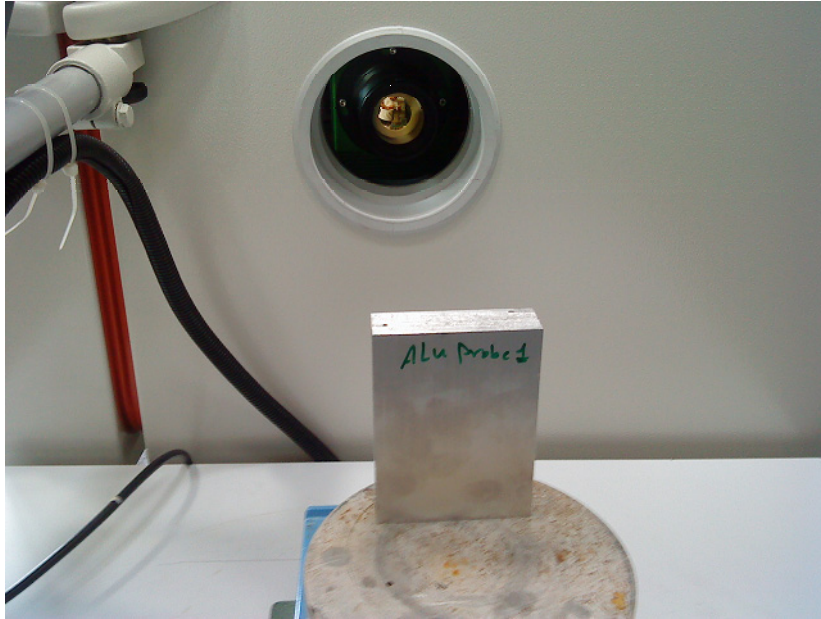
#### 4.2.5 Probenbeschreibung

Ziel dieses Teils der Arbeit ist es, Möglichkeiten zur Nutzung der multispektralen Thermographie für die ZfP aufzuzeigen. Dazu wurde das im Abschnitt 4.2.3 beschriebene Schema zur emissionsgradunabhängigen Temperaturmessung an Aluminium- und Stahl-Proben, also zwei in der Praxis wichtigen und häufig verwendeten Werkstoffen, experimentell erprobt.

Die Untersuchungen wurden an einer Aluminiumprobe und zwei Stahlproben mit natürlichen und künstlich eingebrachten Inhomogenitäten des Emissionsgrads durchgeführt. Bei der Stahlprobe 1 handelt es sich bei den Inhomogenitäten um Rostflecken an der Oberfläche. Bei der Stahlprobe 2 sind zusätzlich zu den natürlichen Rostflecken noch geschwärzte, polierte und geätzte Bereiche vorhanden (Abb. 4.14). Die Proben wurden mit Hilfe einer Heizplatte auf Temperaturen zwischen 40 und 90 °C aufgeheizt. Die thermische Stabilität der Kamera während der Messung wurde durch die Einbringung der Kamera in einen Klimaschrank gewährleistet. Die Strahlung der Probe auf der Heizplatte konnte durch eine kleine runde Öffnung in der Wand des Klimaschranks aufgenommen werden (Abb. 4.15).



**Abb. 4.14:** Aluminiumprobe (links, Abmessungen 7 cm x 7 cm), Stahlprobe 1 mit Rostflecken (mitte), Stahlprobe 2 mit Oberflächen-Inhomogenitäten (rechts, Abmessungen 7 cm x 7 cm )

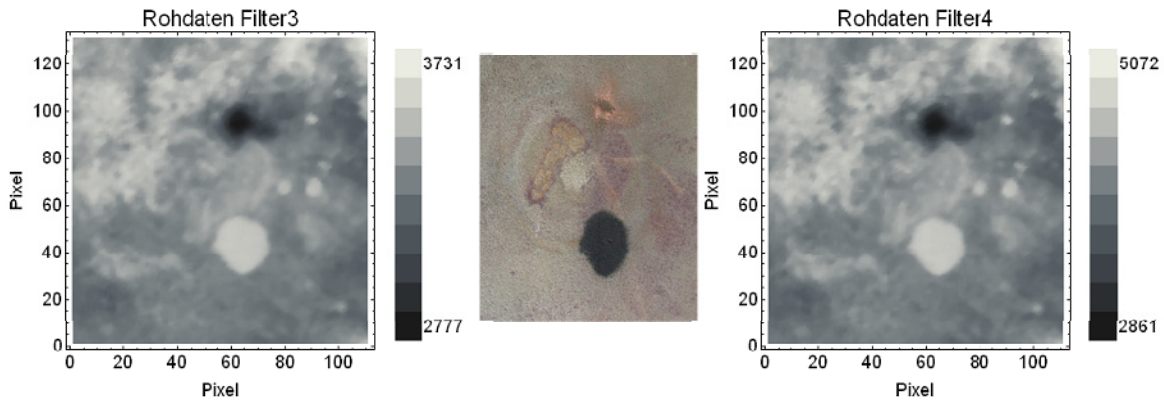


**Abb. 4.15: Foto des Versuchsaufbaues; Kamera im Klimaschrank ausgerichtet auf die Probe, die durch eine Heizplatte auf konstante Temperatur aufgeheizt wird**

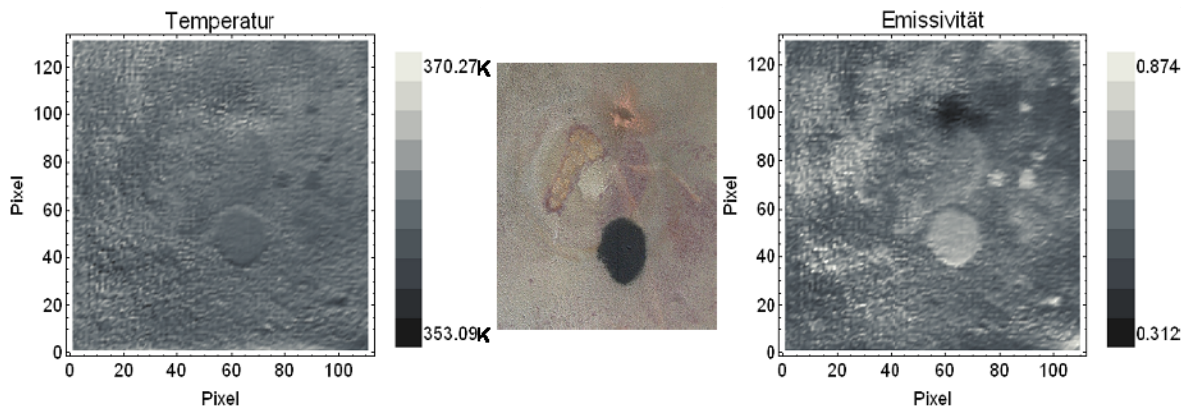
#### 4.2.6 Ergebnisse beim Einsatz der Kamera mit Filterrad

Zunächst wurden die Proben mittels der Heizplatte auf Temperaturen zwischen  $47^{\circ}\text{C}$  und  $82^{\circ}\text{C}$  aufgeheizt. Durch die Dicke der Probe sollte sich eine weitgehend homogene Temperaturverteilung einstellen. Dabei wurde die Strahlungsdichte der Probenoberfläche nach dem Erreichen des thermischen Gleichgewichtes mit der IR-Kamera in beiden Spektralbereichen aufgenommen. Die Rekonstruktion wurde unter der Annahme durchgeführt, dass der Emissionsgrad der Probenoberflächen an jedem Pixel in beiden Spektralbereichen des Filters 3 und Filter 4 gleich ist. Es wurde mit einer Umgebungstemperatur von  $22^{\circ}\text{C}$  und einem Umgebungsemissionsgrad von eins in beiden Spektralbereichen gerechnet.





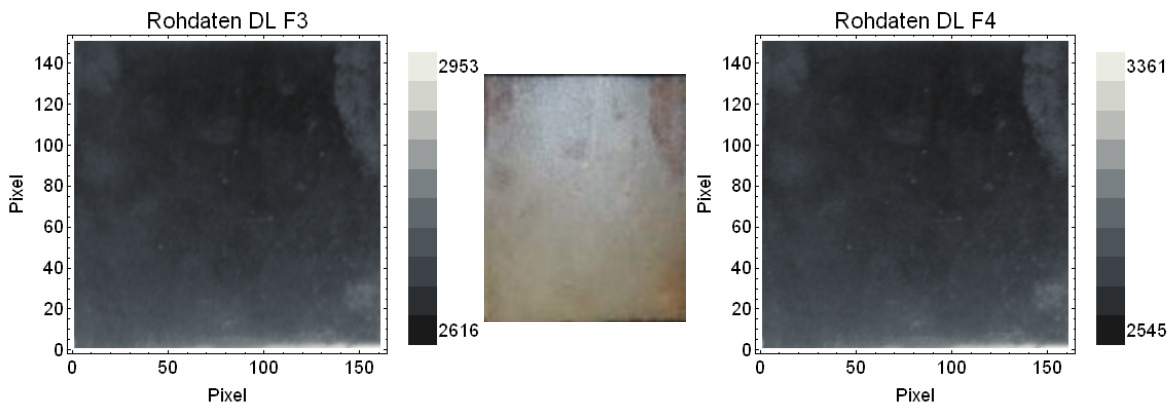
**Abb. 4.16: Rohdaten der Stahlprobe 2 in den Spektralbereichen des Filters 3 (4,3 bis 4,7  $\mu\text{m}$ ) und des Filters 4 (4,7 bis 5,1  $\mu\text{m}$ ) bei einer Probertemperatur von ca. 82°C. Mitte: Foto der Probe zum Vergleich**



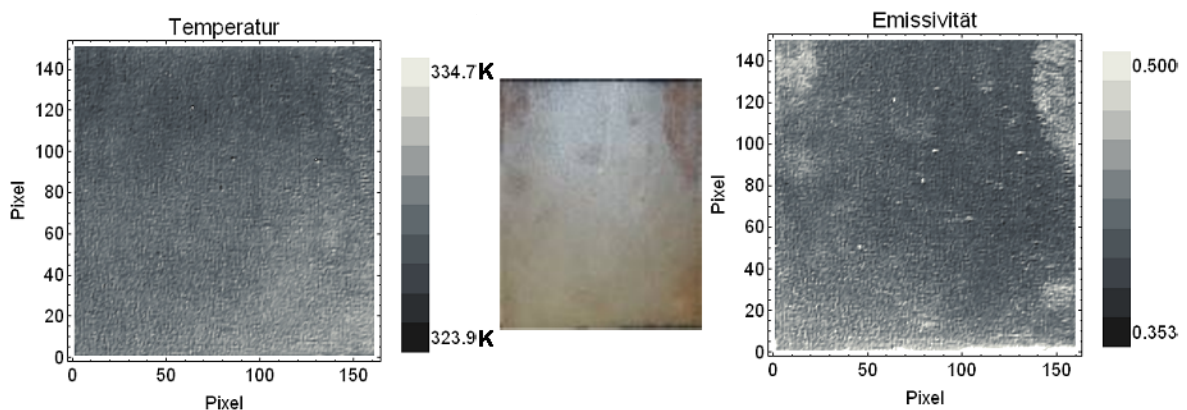
**Abb. 4.17 : Aus den Rohdaten berechnetes Temperaturbild (links) und Emissivitätsbild (rechts), Mitte: Foto der Probe zum Vergleich**

Abb. 4.16 zeigt die gemessenen Rohdaten in beiden Spektralbereichen bei einer Probertemperatur von ca. 82 °C. In der Mitte wird ein Foto der Probenoberfläche gezeigt. In Abb. 4.17 sind die Ergebnisse der Rekonstruktion von Temperatur (Abb. 4.17, links) und Emissivität (Abb. 4.17, rechts) dargestellt. Die hohe erhaltene Temperaturspanne von 17°C (Abb. 4.17) links ist auf eine mangelnde Präzision bei der Positionierung des Filterrades zurückzuführen. Zum Beispiel bewirkt eine leichte Verkippung des Filterrades bei der Drehung wie in Abschnitt 4.2.4 dargestellt, dass die Pixel in den Spektralbereichen nicht mehr genau korrelieren. Dies führt zu schattenähnlichen Strukturen in den Temperaturbildern. Mittlerweile können Kameras anderer Hersteller dieses Problem durch ein präziser gefertigtes Stahlfilterrad zwar lindern aber nicht völlig eliminieren. Im Emissivitätsbild wird die Emissionsgradverteilung an der Oberfläche der Stahlprobe 1 gut abgebildet. Es sind im Emissivitätsbild sowohl die eingebrachten Emissionsgradschwankungen (polierter, geätzter und geschwärtzter Bereich) als auch die natürlichen Rostflecken abgebildet. Zusätz-

lich zur Emissionsgradverteilung im Emissivitätsbild sind auch die Effekte durch Filterverkipfung deutlich zu sehen (Abb. 4.17 rechts).

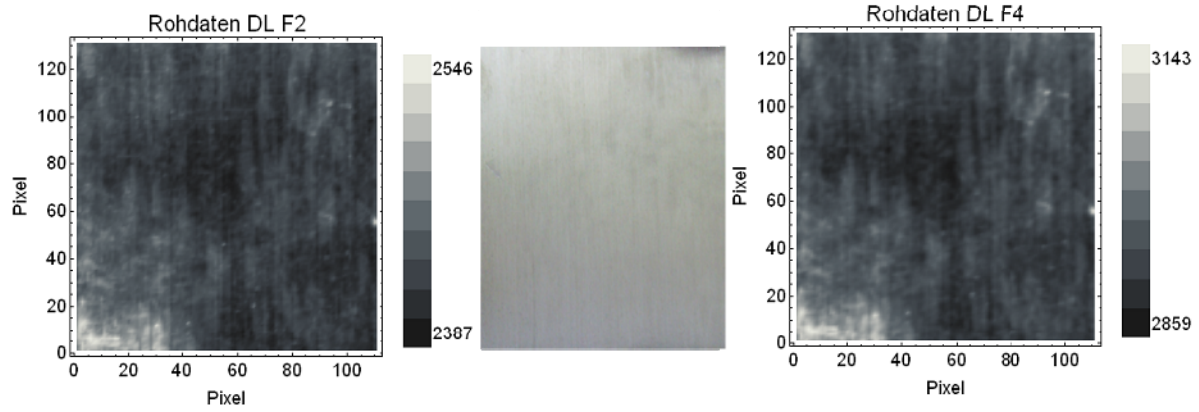


**Abb. 4.18: Rohdaten der Stahlprobe 1 in beiden Spektralbereichen des Filters 3 (4,3 bis 4,7  $\mu\text{m}$ ) und des Filters 4 (4,7 bis 5,1  $\mu\text{m}$ ) bei einer Probestemperatur von ca. 47°C**

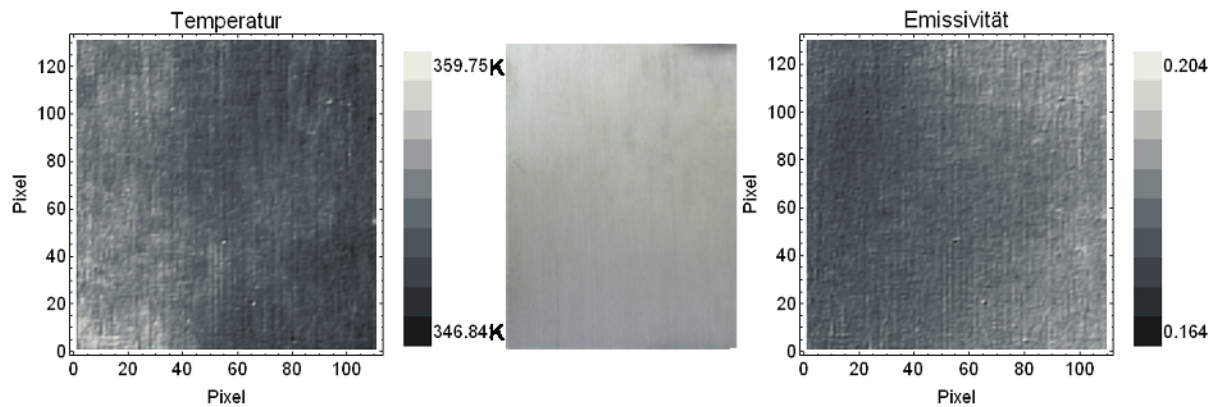


**Abb. 4.19 : Aus den Rohdaten berechnetes Temperaturbild (links) und Emissivitätsbild (rechts), Mitte: Foto der Probe zum Vergleich**

In Analogie zu den Messungen an Stahlprobe 1 zeigt Abb. 4.18 die gemessenen Rohdaten an Stahlprobe 2 in beiden Spektralbereichen der Filter 3 und 4 bei einer Probestemperatur von ca. 47 °C. In der Mitte ist ein Foto der Probenoberfläche zu sehen. In Abb. 4.19 sind die Ergebnisse der Rekonstruktion von Temperatur (Abb. 4.19 links) und Emissivität (Abb. 4.19 rechts) gezeigt. Die Temperaturspanne von 10°C in Abb. 4.19 links ist auf die mangelnde Präzision bei der Positionierung des Filterrades zurückzuführen. Im Emissivitätsbild ist die Emissionsgradverteilung an der Oberfläche (natürliche Rostflecken) der Stahlprobe 1 gut abgebildet.



**Abb. 4.20: Rohdaten der Aluminiumprobe in beiden Spektralbereichen des Filters 3 (4,3 bis 4,7  $\mu\text{m}$ ) und des Filters 4 (4,7 bis 5,1  $\mu\text{m}$ ) bei einer Proben­temperatur von ca. 47 °C, Mitte: Foto der Aluminiumprobe**



**Abb. 4.21: Rohdaten der Aluminiumprobe in beiden Spektralbereichen des Filters 3 (4,0 bis 4,4  $\mu\text{m}$ ) und des Filters 4 (4,3 bis 4,7  $\mu\text{m}$ ) bei einer Proben­temperatur von ca. 82 °C, Mitte: Foto der Aluminiumprobe**

Analog zu den Messungen an Stahlprobe 1 und 2 wurde eine Aluminiumprobe mit Walzspuren (Textur) an der Oberfläche in beiden Spektralbereichen der Filter 2 und 4 bei einer Proben­temperatur von ca. 80 °C untersucht. Abb. 4.20 zeigt die Rohdaten, Abb. 4.21 zeigt die Ergebnisse der Rekonstruktion von Temperatur (links) und Emissivität (rechts). Das Temperaturbild ist weitgehend homogen; die Temperaturspanne von 13 °C ist auf den Fehler durch Filterverkipfung zurückzuführen. Aus diesem Grund erscheint auch die Walzstruktur im Temperaturbild. Das Emissivitätsbild zeigt eine gute Abbildung der Emissionsgradverteilung an der Oberfläche. Die Walzspuren an der Oberfläche sind im Emissivitätsbild gut abgebildet.



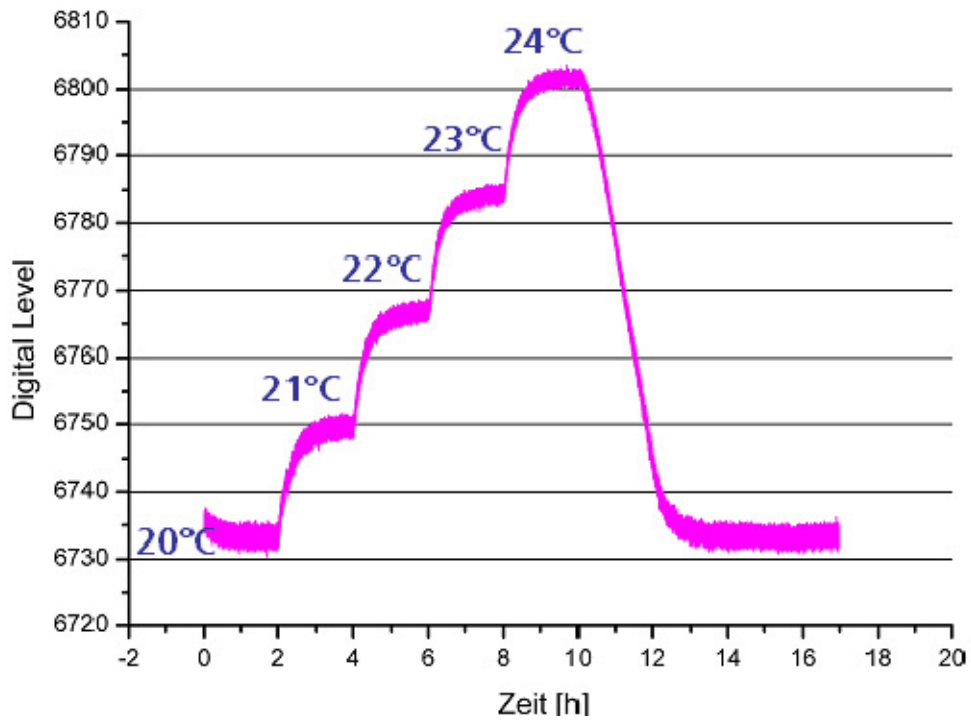
### 4.3 Erweitertes Quotientenverfahren beim Einsatz einer Dual-Band Kamera

Für die Rekonstruktion von Temperatur und Emissivität aus mit der Dual-Band Kamera aufgenommenen Rohdaten wurde die Dual-Band Kamera analog zum Vorgehen bei der Kamera mit Filterrad in einem Klimaschrank betrieben (Abb. 4.22), um ihre thermische Stabilität systematisch zu untersuchen. Als erstes wurde das Regelverhalten des Klimaschranks untersucht. Der Klimaschrank zeigt einen Fehler zwischen Sollwert und Istwert von maximal 0,1 °C, was sich in Schwankungen des Kamerasignals von etwa 1 DL widerspiegelt. Somit ist die Langzeitstabilität bei einer Schwankungsbreite von nur etwa 1 DL gewährleistet

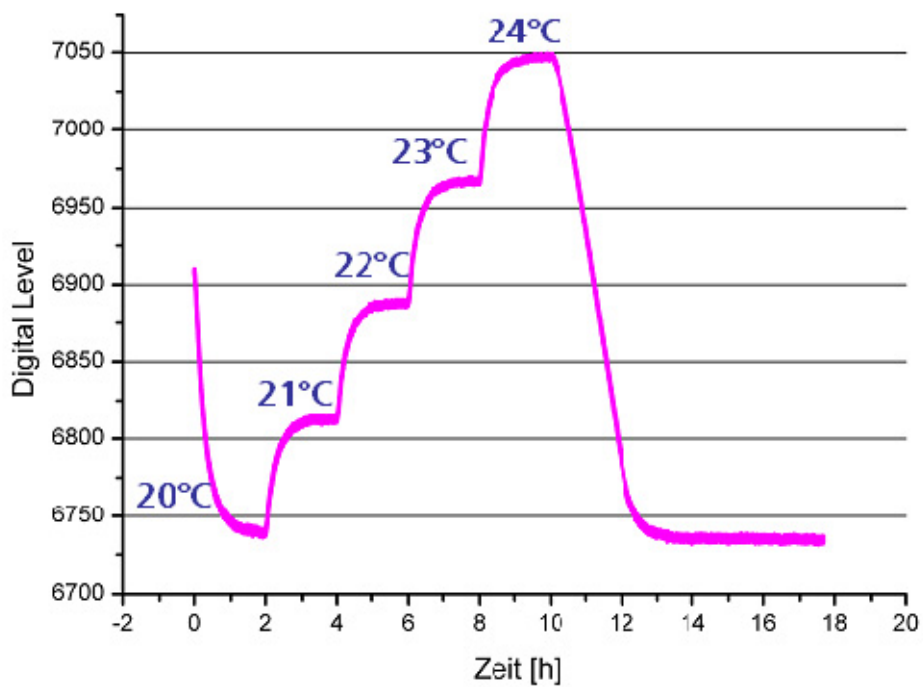


**Abb. 4.22 : Dual-Band Kamera im Klimaschrank rechts, Klimaschrank links**

Als nächstes wurde die Abhängigkeit des Kamerasignals von der Umgebungstemperatur (Klimaschranktemperatur) sowohl für das MWIR (Abb. 4.23) als auch für das LWIR (Abb. 4.24) untersucht. Hierzu wurde die Dual-Band Kamera in den Klimaschrank gestellt und auf einen schwarzen Strahler außerhalb des Klimaschranks gerichtet. Die Dual-Band Kamera nimmt vom schwarzen Strahler Strahlung der Temperatur  $T_{SS} = 30\text{ °C}$  auf. Die Temperatur im Klimaschrank wurde stufenweise hoch geregelt und dabei wurden die DL-Werte in beiden Spektralbereichen aufgenommen. Es zeigt sich (Abb. 4.23), dass eine Änderung der Umgebungstemperatur von einem Grad zu einer Änderung des Kamerasignals um 17 DL im MWIR (Abb. 4.23) und 75 DL im LWIR (Abb. 4.24) führt. Die Einschwingzeit, die die Dual-Band Kamera benötigt, um nach Einstellen einer Temperatur des Klimaschranks das neue DL-Wert zu erreichen, liegt bei etwa 1 Stunde.



**Abb. 4.23:** Änderung des Kamerasignals im MWIR-Bereich der Dual-Band Kamera als Funktion der Kamertemperatur

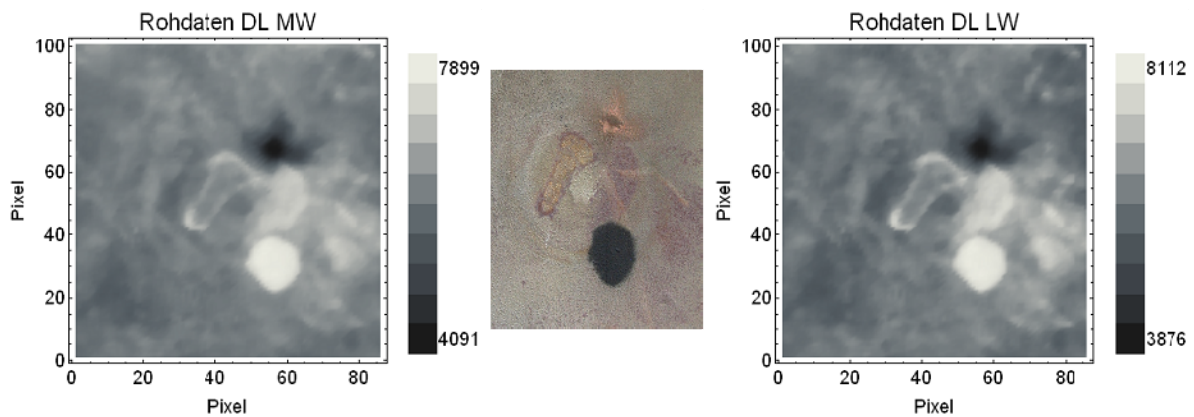


**Abb. 4.24:** Änderung des Kamerasignals im LWIR-Bereich der Dual-Band Kamera als Funktion der Kamertemperatur

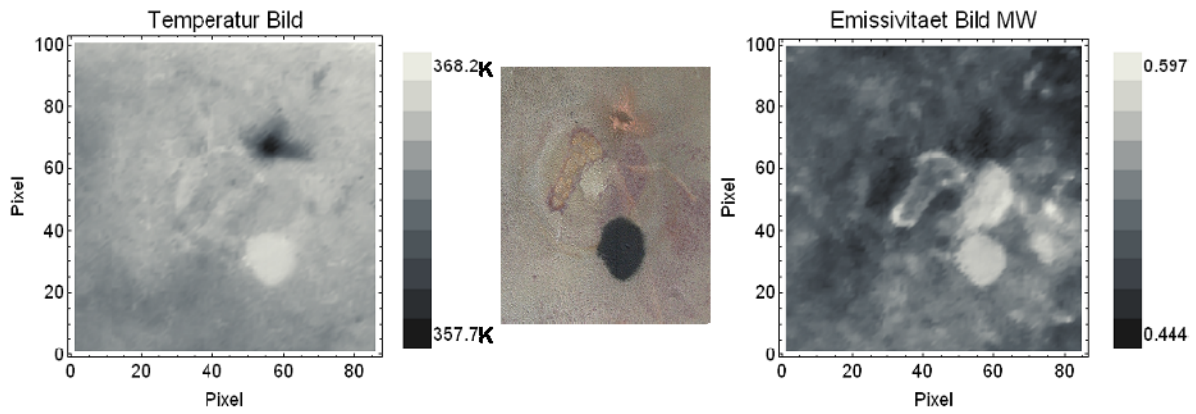
### 4.3.1 Ergebnisse beim Einsatz der Dual-Band Kamera

Ziel der Untersuchungen mit der Dual-Band Kamera ist eine alternative Methode zur emissionsgradunabhängigen Temperaturmessung. Darüber hinaus bietet die Dual-Band Kamera gegenüber der Kamera mit Filterrad den Vorteil, dass in den verschiedenen Spektralbereichen simultan gemessen werden kann, d.h. sie eignet sich für zeitaufgelöste Messungen. Die Untersuchungen wurden an den bereits oben beschriebenen Stahl- und Aluminiumproben (Abb. 4.14) durchgeführt. Die Proben wurden mit Hilfe einer Heizplatte auf Temperaturen zwischen 40 und 90 °C aufgeheizt. Des Weiteren wurde eine der Proben zusätzlich lokal mit einem Laserstrahl um etwa 15 °C erhitzt. Die Dual-Band Kamera ermöglichte bei diesen Messungen eine simultane Strahlungsaufnahme in den beiden Spektralbereichen während der zusätzlichen Laseranregung. Bei der Rekonstruktion von Temperatur- und Emissivitätsbildern ist die Annahme wellenlängenunabhängiger Emissivitäten schon bei der Kamera mit Filtern innerhalb des MWIR fraglich, bei der Dual-Band Kamera aber sicher nicht zulässig. Deswegen wurde bei der Dual-

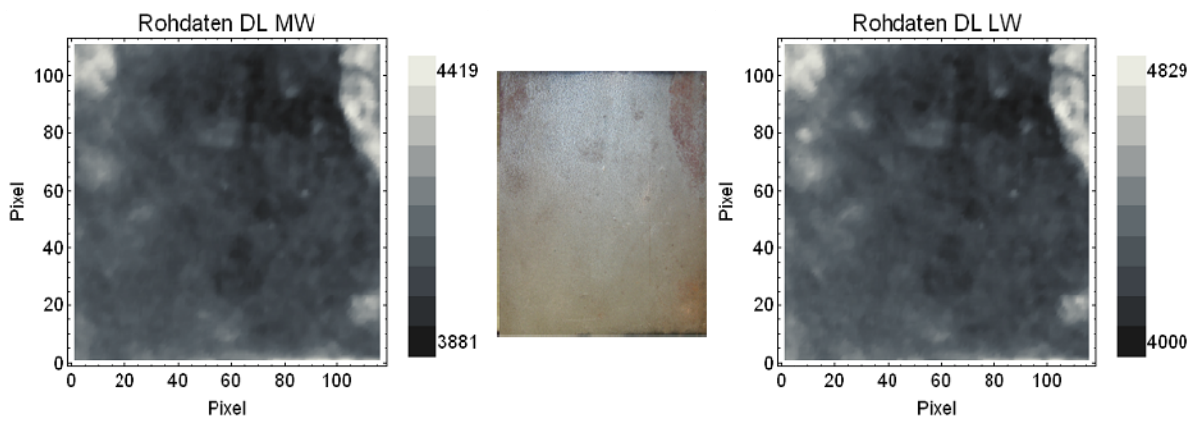
Band Kamera mit Annahmen über die Emissivitätsverhältnisse  $\varepsilon_v = \frac{\varepsilon_{Obj}^{\lambda_3\lambda_4}}{\varepsilon_{Obj}^{\lambda_1\lambda_2}} = \frac{\varepsilon_{Obj}^{LWIR}}{\varepsilon_{Obj}^{MWIR}}$  gerechnet.



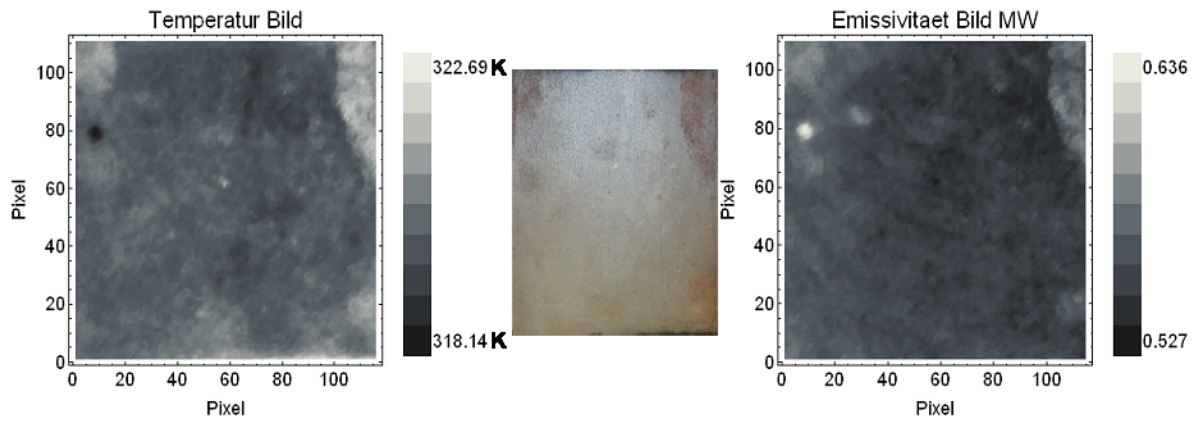
**Abb. 4.25: Rohdaten der Stahlprobe 2 in beiden Spektralbereichen der Dual-Band Kamera bei einer Proben temperatur von ca. 82 °C**



**Abb. 4.26:** Aus den Rohdaten (Abb. 4.25) berechnetes Temperaturbild (links) und Emissivitätsbild (rechts). Mitte: Foto der Probe zum Vergleich



**Abb. 4.27:** Rohdaten der Stahlprobe 1 in beiden Spektralbereichen der Dual-Band Kamera bei einer Probestemperatur von ca. 47 °C



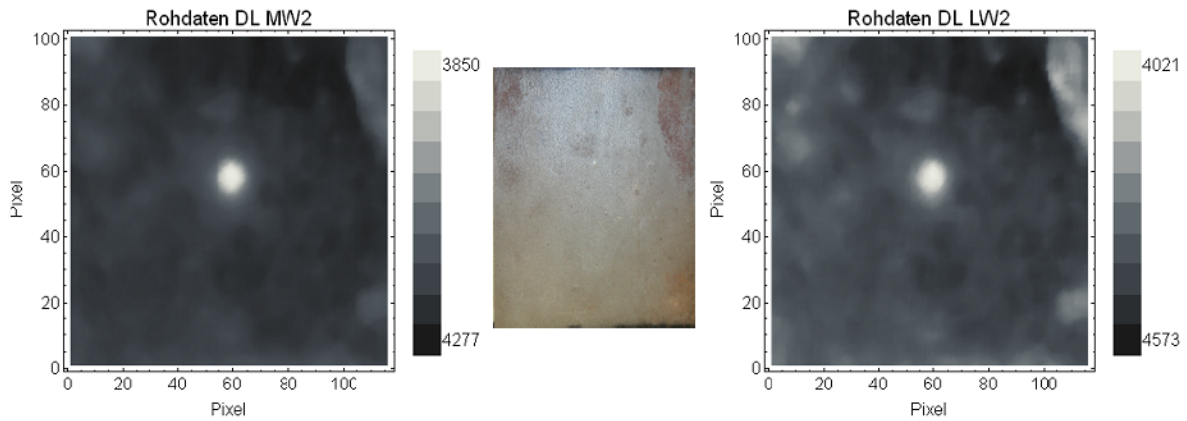
**Abb. 4.28:** Aus den Rohdaten (Abb. 4.25) berechnetes Temperaturbild (links) und Emissivitätsbild (rechts). Mitte: Foto der Probe zum Vergleich

Abb. 4.25 und Abb. 4.27 zeigen die Rohdaten der gemessenen Strahlung der zwei Stahlproben 2 und 1 in beiden Spektralbereichen der Dual-Band Kamera in Einheiten von DL. Die Stahlprobe 2 wurde auf eine Temperatur von ca. 82 °C, Stahlprobe 1 auf eine Temperatur von ca. 47 °C mittels einer Heizplatte möglichst homogen aufgeheizt. Bei der Rekonstruktion der Emissivität und Temperatur bei den Stahlproben wurde unter der Annahme eines Emissivitätsverhältnisses

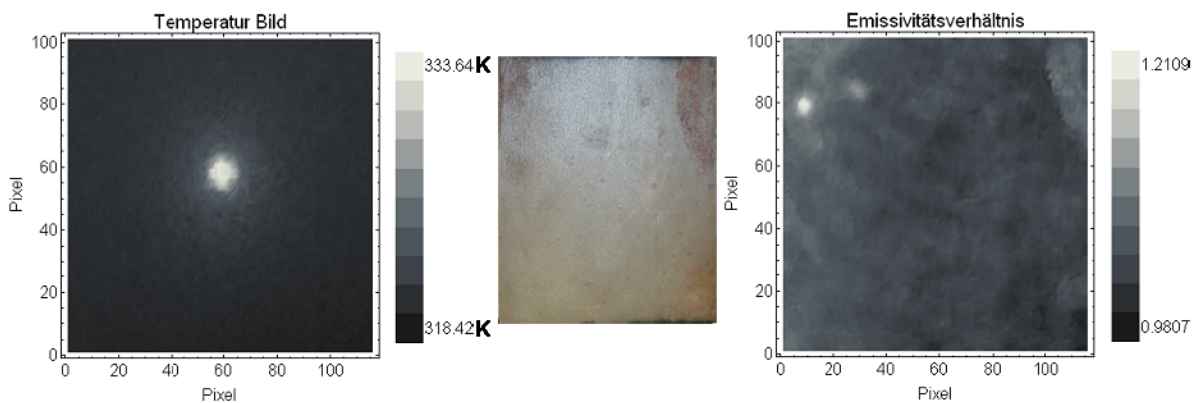
von  $\varepsilon_v = \frac{\varepsilon_{Obj}^{LWIR}}{\varepsilon_{Obj}^{MWIR}} = 1,17$  das beste Ergebnis für alle Pixel der Oberfläche erzielt.

Die Abb. 4.26 und Abb. 4.28 zeigen, dass sowohl bei der Stahlprobe 1 mit natürlichen Oberflächeninhomogenitäten als auch bei der Stahlprobe 2 mit extremen Oberflächeninhomogenitäten eine Trennung von Temperatur- und Emissivitätskontrasten bei dem Einsatz der Dual-Band Kamera erreicht werden konnte. Es verbleiben aber Kontraste der Emissivität im Temperaturbild und umgekehrt, die zu einer scheinbaren Temperaturspanne von ca. 10 °C bei der Stahlprobe 2 und 4 °C bei der Stahlprobe 1 führen. Besonders problematisch ist wie zu erwarten die polierte Stelle. Die Fehleranalyse (Abb. 4.34) zeigt, dass die pauschale Annahme eines festen Emissivitätsverhältnisses für alle Pixel sehr kritisch ist. Es ist eigentlich erforderlich, jedem Pixel einzeln ein Emissivitätsverhältnis zuzuordnen. Durch Messung der Strahlungsdichte der Probe bei bekannter Temperatur ( $T= 40$  °C) in beiden Spektralbereichen der Dual-Band Kamera kann das Emissivitätsverhältniss für jedes Pixel berechnet werden.



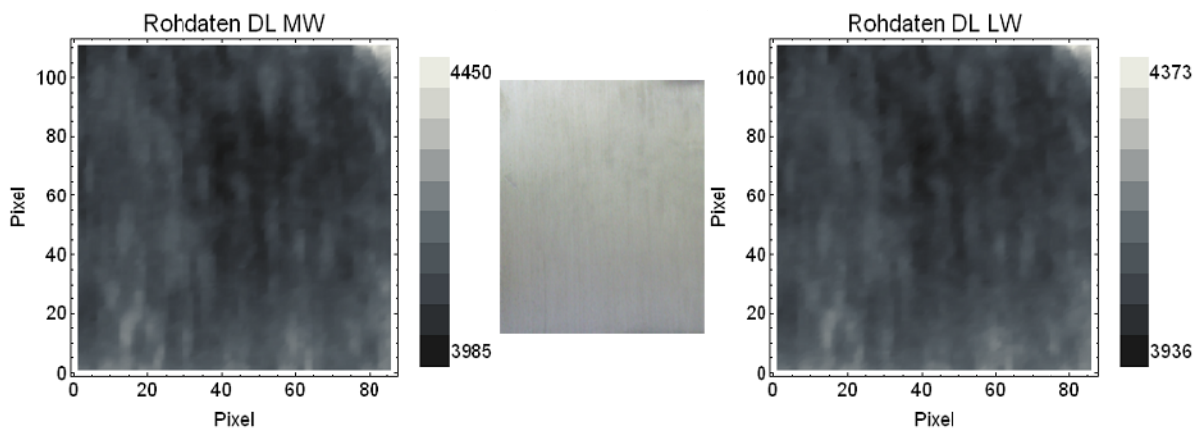


**Abb. 4.29: Rohdaten der Stahlprobe 1 in beiden Spektralbereichen der Dual-Band Kamera bei einer Probentemperatur von ca. 47 °C und zusätzlicher Laseranregung**



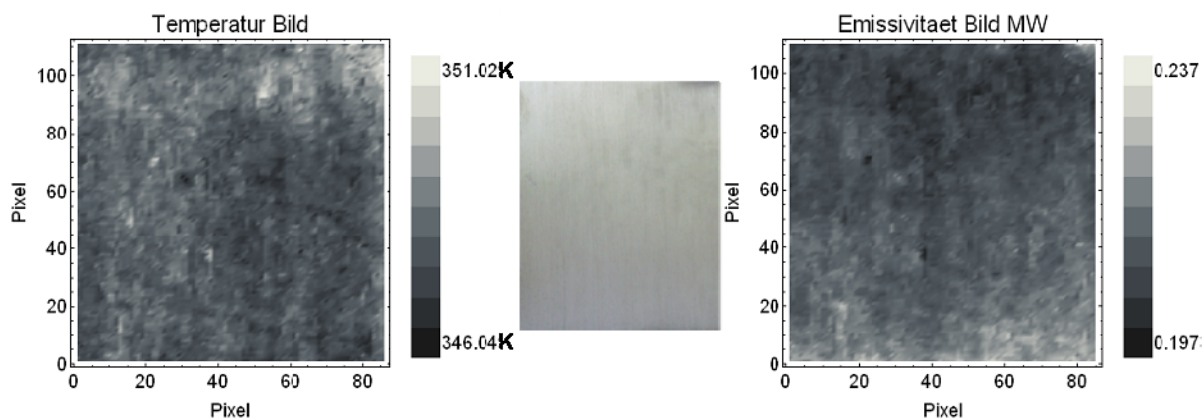
**Abb. 4.30: Auswertung der Messung aus (Abb. 4.29) mit Hilfe einer Referenzmessung bei 40 °C zur Bestimmung der Emissivitätsverhältnisse**

Diese Methode wurde an Stahlprobe 1 getestet, indem die Probe nach dem Aufheizen auf 47 °C im Zentrum noch zusätzlich mit einer Laserstrahl im Zentrum lokal ca. um 15 °C aufgeheizt wurde. Die Messung bei 40 °C ohne Laseranregung wurde für die Berechnung des Emissivitätsverhältnisses  $\varepsilon_v$  verwendet, das für die Rekonstruktion der Messung mit Laseranregung eingesetzt wurde. Abb. 4.29 zeigt die Rohdaten der Stahlprobe 1 für beide Spektralbereiche der Dual-Band Kamera. In (Abb. 4.30) sind die Ergebnisse für Temperatur und Emissivität dargestellt. Es ist zu erkennen, dass diese Methode bereits zu einer guten Trennung zwischen Emissions- und Temperaturkontrasten führt. Die Temperaturspanne beträgt in diesem Fall ca. 12 °C, wobei diese 12 °C die Summe aus der Temperaturerhöhung durch die Laseranregung und Temperaturfehler bei der Rekonstruktion darstellt. Im Emissivitätsbild sind nur die Oberflächeninhomogenitäten zu beobachten.



**Abb. 4.31: Rohdaten der Aluminiumprobe in beiden Spektralbereichen der Dual-Band Kamera bei einer Probentemperatur von ca. 75 °C**

Anschließend wurde die Aluminiumprobe auf ca. 45 °C mittels der Heizplatte erhitzt und die Strahlungsdichten in beiden Spektralbereichen der Dual-Band Kamera aufgenommen (Abb. 4.31). Die Ergebnisse wurden mit einem Emissivitätsverhältnis von 0,9 gerechnet (Abb. 4.32). Das Temperaturbild sowie das Emissivitätsbild sind weitgehend homogen. Die Temperaturspanne von ca. 4 °C im Temperaturbild ist nur auf den Fehler bei der Rekonstruktion zurückzuführen.



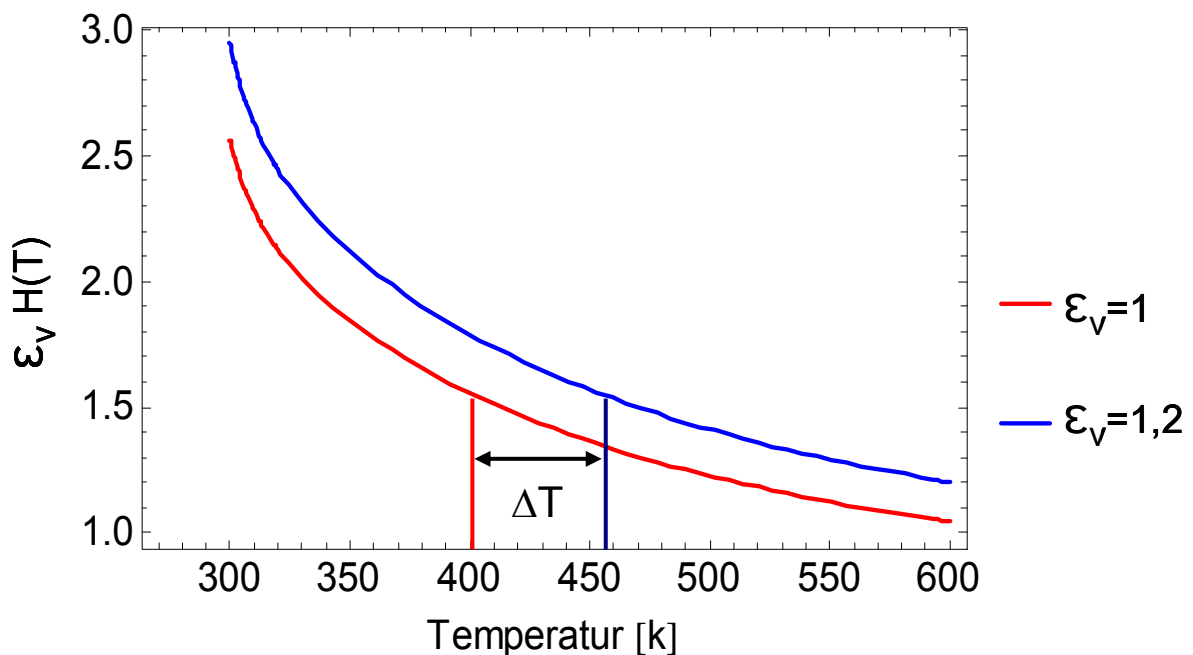
**Abb. 4.32: Aus den Rohdaten berechnetes Temperaturbild (links) und Emissivitätsbild (rechts). Mitte: Foto der Probe zum Vergleich**

## 4.4 Fehleranalyse

Einige der möglichen Fehlerquellen bei der Rekonstruktion von Temperatur- und Emissivitätsbildern können falsche Annahmen über das Emissionsgradverhältnis der beiden Spektralbereiche, falsche Annahmen über die Umgebungstemperatur bzw. den Umgebungsemissionsgrad, die fehlende Synchronisation der Pixel (Verkipfung) sowie ungenaue spektrale Empfindlichkeitskurven der Detektoren sein. Die Einflüsse dieser Fehlerquellen werden nun nacheinander diskutiert.

### 4.4.1 Emissionsgradverhältnis

Zur Veranschaulichung des Einflusses einer falschen Annahme über das Emissionsgradverhältnis auf die Bestimmung der wahren Temperatur eines Objekts muss zunächst sein Einfluss auf die  $H(T)$  Kurve untersucht werden.



**Abb. 4.33:** Die Größe  $\epsilon_v \cdot H(T)$ , für  $\epsilon_v = 1$  und  $\epsilon_v = 1,2$  sowie der durch ein falsches Emissivitätsverhältnis entstehende Temperaturfehler  $\Delta T$

Abb. 4.33 zeigt den Verlauf einer  $\epsilon_v \cdot H(T)$  Kurve für die Emissivitätsverhältnisse von  $\epsilon_v = 1$  und  $\epsilon_v = 1,2$ . Die Kurven zeigen, dass z.B. bei der Rechnung mit einem um 20% zu hohen Emissivitätsverhältnis (1,2 statt 1) ein Temperaturfehler von ca. 60 °C entstehen würde. Im Folgenden wird der durch falsche Annahmen über das Emissivitätsverhältnis verursachte Temperaturfehler  $\Delta T$  hergeleitet:



$$H(T_0) = \frac{(\varepsilon_v + \Delta\varepsilon_v)}{\varepsilon_v} \cdot H(T_0 + \Delta T) \quad \text{GL. 4.30}$$

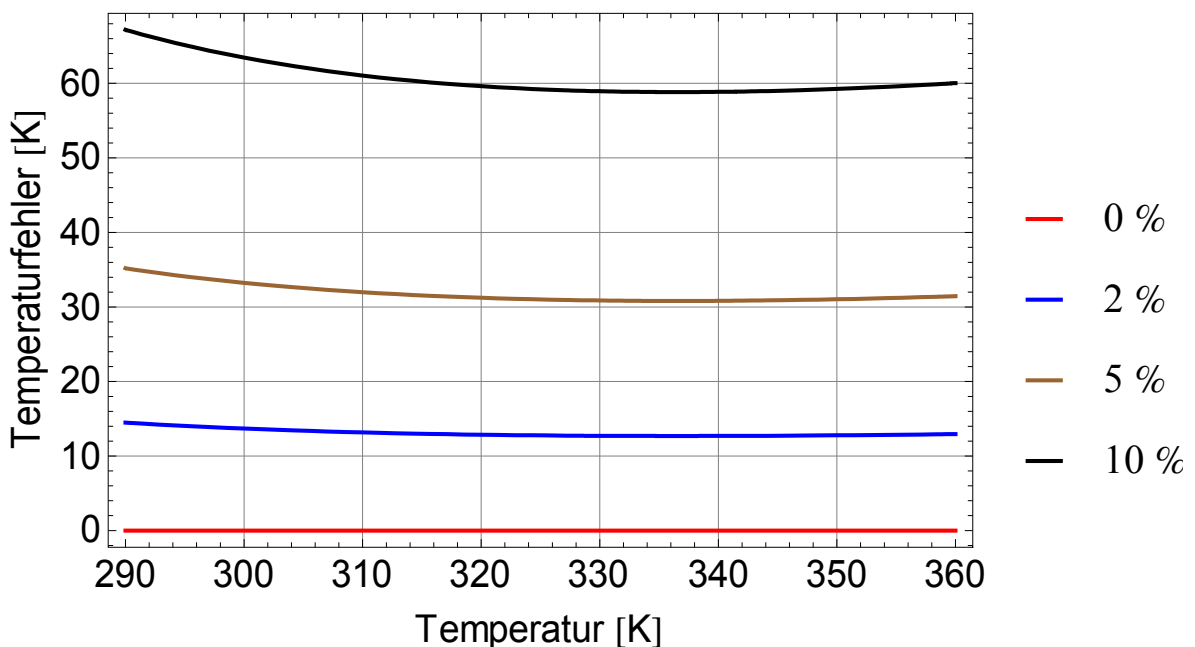
Entwickelt man  $H(T_0 + \Delta T)$  um  $T_0$

$$H(T_0 + \Delta T) = H(T_0) + \left. \frac{\partial H(T)}{\partial T} \right|_{T_0} \cdot \Delta T \quad \text{GL. 4.31}$$

so erhält man für kleine  $\Delta\varepsilon_v$  den Temperaturfehler

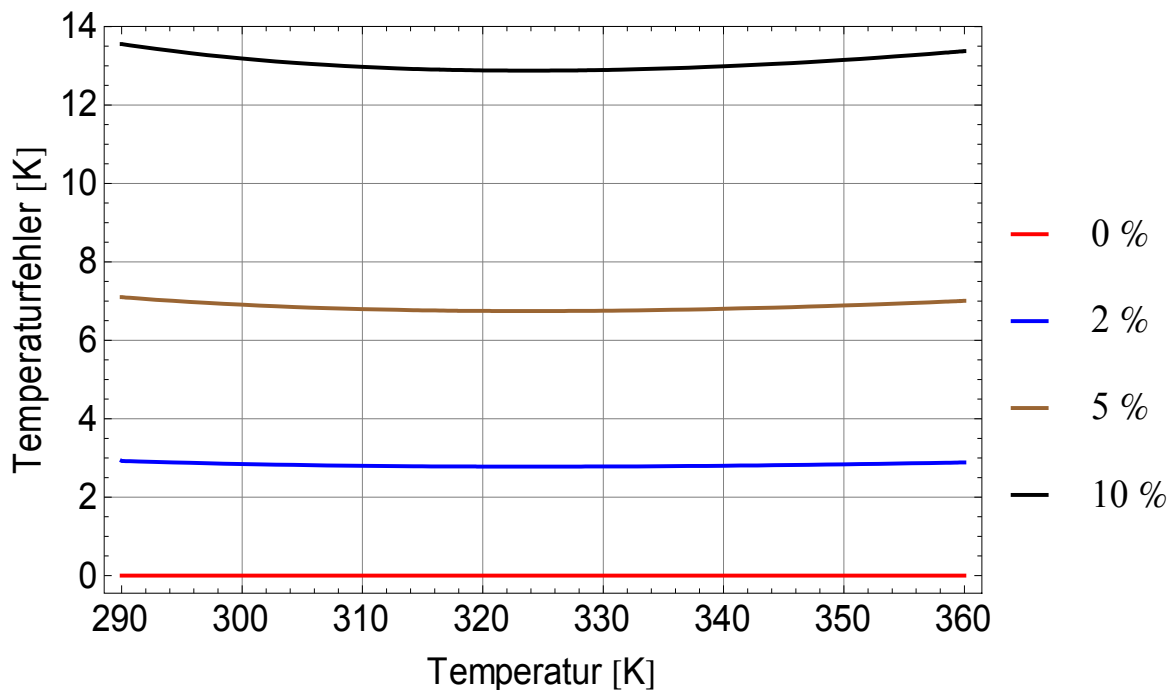
$$\Delta T = -\left(1 + \frac{\varepsilon_v}{\Delta\varepsilon_v}\right)^{-1} \cdot \frac{H(T_0)}{\left. \frac{\partial H(T)}{\partial T} \right|_{T_0}} \quad \text{GL. 4.32}$$

Abb. 4.34 und Abb. 4.35 zeigen die mit GL. 4.32 berechneten Temperaturfehler als Funktion der Objekttemperatur für verschiedene prozentuale Fehler des angenommenen Emissivitätsverhältnisses  $\varepsilon_v$  für zwei der Spektralbereiche der Kamera mit Filterrad (Filter 3 (4,3 bis 4,7  $\mu\text{m}$ ) und Filter 4 (4,7 bis 5,1  $\mu\text{m}$ )) (Abb. 4.34) und für die zwei Spektralbereiche der Dual-Band Kamera (MWIR 4,4 bis 5,2  $\mu\text{m}$  und LWIR 7,8 bis 8,2  $\mu\text{m}$ ) (Abb. 4.35).



**Abb. 4.34: Temperaturfehler als Funktion der Temperatur des Objekts für verschiedene prozentuale Fehler im angenommenen Emissivitätsverhältnis  $\varepsilon_v$  bei der Verwendung der Kamera mit Filterrad im Spektralbereich der Filter 3 (4,3 bis 4,7  $\mu\text{m}$ ) und Filter 4 (4,7 bis 5,1  $\mu\text{m}$ ) bei einer Umgebungstemperatur von 296 K**

Die berechneten Temperaturfehler (Abb. 4.34 und Abb. 4.35) wirken sich unterschiedlich in den Spektralbereichen der Kamera mit Filterrad und der Dual-Band Kamera aus. Während ein Fehler im Emissivitätsverhältnis von 10% bei der Kamera mit Filterrad einen Temperaturfehler von ca. 60 °C verursacht, beträgt dieser bei der Dual-Band Kamera ca. 13 °C. Dies stellt bei der Arbeit mit Annahmen über das Emissivitätsverhältnis einen wesentlichen Vorteil der Dual-Band Kamera gegenüber der Kamera mit Filterrad dar. Auf der anderen Seite ist bei den weit auseinander liegenden Wellenlängenbereichen der Dual-Band Kamera eine größere Veränderung des Emissivitätsverhältnisses wahrscheinlicher.

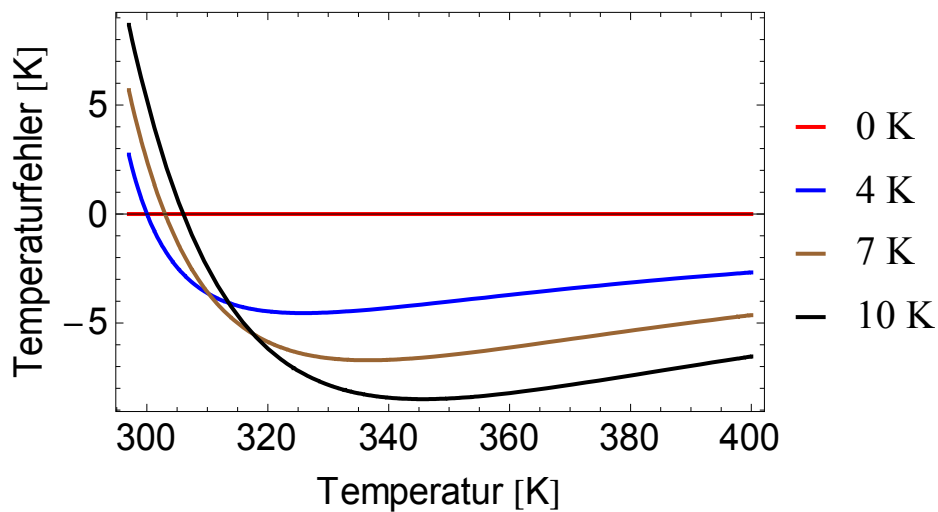


**Abb. 4.35: Temperaturfehler als Funktion der Temperatur des Objekts für verschiedene prozentuale Fehler im angenommenen Emissivitätsverhältnis  $\varepsilon_v$  bei der Verwendung der Spektralbereiche der Dual-Band-Kamera ( 4,4 bis 5,2  $\mu\text{m}$  und 7,8 bis 8,2  $\mu\text{m}$ ) bei einer Umgebungstemperatur von 296 K**

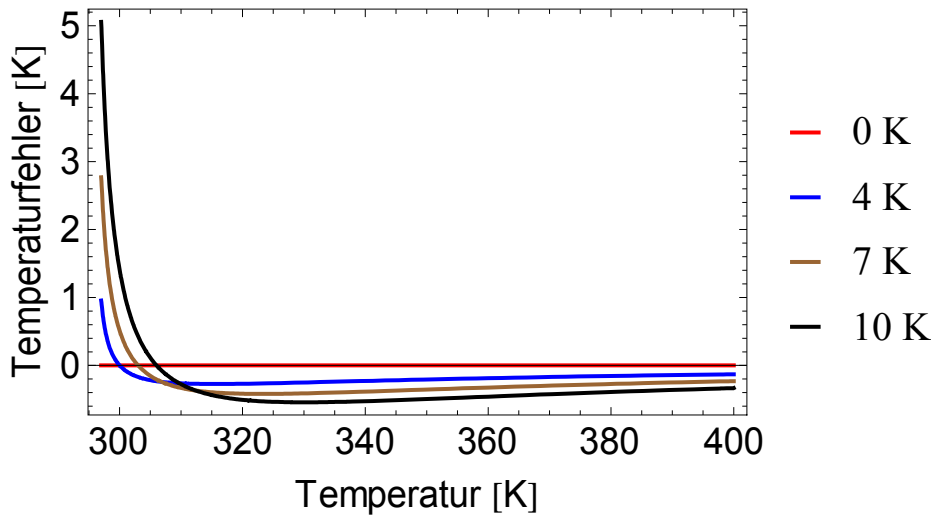
#### 4.4.2 Umgebungstemperatur

Der Einfluss einer falsch gewählten oder schwankenden Umgebungstemperatur bzw. eines falsch angenommenen Emissionsgrads der Umgebung wurde durch Betrachtung der Funktion  $H(T)$  und  $H'(T)$  analysiert, wobei  $H(T)$  von einer Umgebungstemperatur von 22 °C und  $H'(T)$  von 22 °C +  $\Delta T$  ausgeht. Die Berechnung der wahren Temperatur wird mit beiden Funktionen  $H(T)$  und  $H'(T)$  durchgeführt und die Objekttemperatur für verschiedene Fehler in der Umgebungstemperatur bestimmt. In Abb. 4.36 und Abb. 4.37 wird der Verlauf des Temperaturfehlers als

Funktion des Objekttemperatur für einen Fehler in der Umgebungstemperatur von ( $\Delta T = 0$  K, 4 K, 7 K, 10 K) im Vergleich zur richtigen Umgebungstemperatur ( $\Delta T = 0$  K) für die Kamera mit Filterrad gezeigt. Bei dieser Rechnung wurde mit einem Emissionsgrad von 0,3 (Abb. 4.36) bzw. 0,9 (Abb. 4.37) in beiden Spektralbereichen der Filter 3 und 4 gerechnet. Bei der Rechnung mit einem Emissionsgrad von 0,3 für beide Spektralbereiche ergibt sich bei einem Fehler der Umgebungstemperatur von 10 K ein Temperaturfehler von maximal 9 K, dagegen bei der Rechnung mit einem Emissionsgrad von 0,9 für beide Spektralbereiche ein Temperaturfehler von maximal 5 K bei Objekttemperaturen um 300 K. Bei einer Objekttemperatur über 310 K reduziert sich der Temperaturfehler auf 2 K.

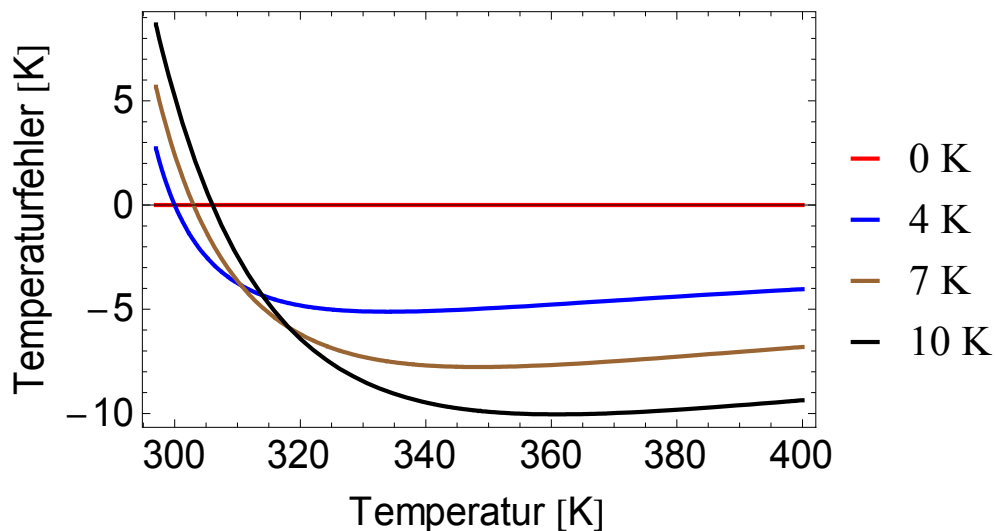


**Abb. 4.36: Temperaturfehler als Funktion der Temperatur des Objekts für verschiedene Fehler in der angenommenen Umgebungstemperatur (Raumtemperatur 293 K) bei der Verwendung der Kamera mit Filterrad ( $\varepsilon_1 = 0,3$ ,  $\varepsilon_2 = 0,3$ )**

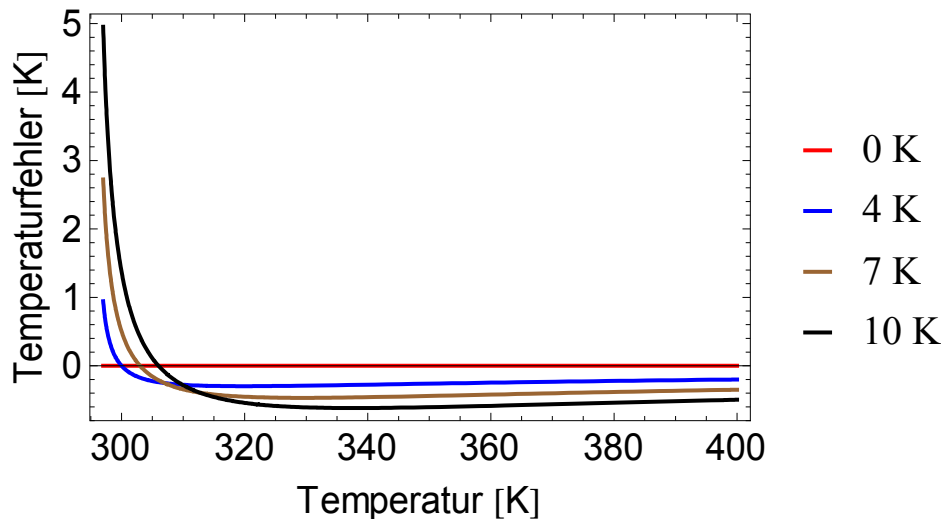


**Abb. 4.37: Temperaturfehler als Funktion der Temperatur des Objekts für verschiedene Fehler in der angenommenen Umgebungstemperatur (Raumtemperatur 293 K) bei der Verwendung der Kamera mit Filterrad ( $\varepsilon_1 = 0,9$ ,  $\varepsilon_2 = 0,9$ )**

Im Analogie zu Abb. 4.36 und Abb. 4.37 zeigen Abb. 4.38 und Abb. 4.39 die Verläufe der Temperaturfehler für die Spektralbereiche der Dual-Band Kamera. Der berechnete Temperaturfehler bei der Dual-Band Kamera (Abb. 4.38, Abb. 4.39) unterscheidet sich hier sowohl qualitativ als auch quantitativ kaum vom berechneten Temperaturfehler für die Kamera mit Filterrad.



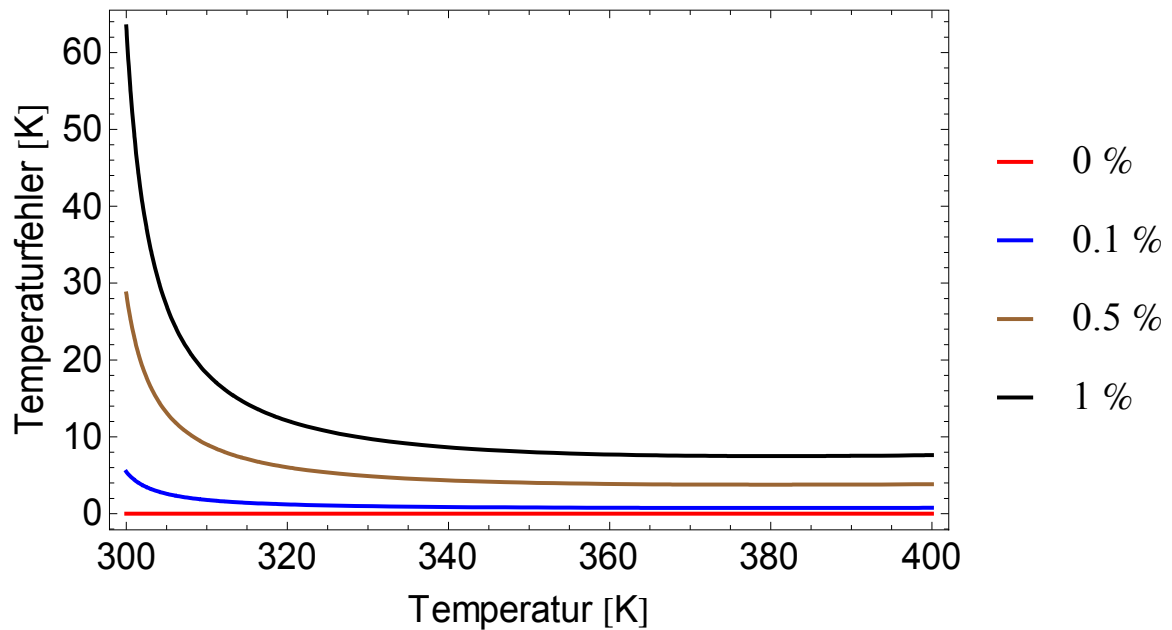
**Abb. 4.38: Temperaturfehler als Funktion der Temperatur des Objekts für verschiedene Fehler in der angenommenen Umgebungstemperatur (Raumtemperatur 293 K) bei der Verwendung der Dual-Band Kamera ( $\varepsilon_1 = 0,3$ ,  $\varepsilon_2 = 0,3$ )**



**Abb. 4.39: Temperaturfehler als Funktion der Temperatur des Objekts für verschiedene Fehler in der angenommenen Umgebungstemperatur (Raumtemperatur 293 K) bei der Verwendung der Dual-Band Kamera ( $\varepsilon_1 = 0,9$ ,  $\varepsilon_2 = 0,9$ )**

#### 4.4.3 Fehler durch Verkippung des Filterrades

Für eine bildgebende Rekonstruktion von Temperatur und Emissivität eines Objekts der Temperatur  $T$  müssen die aufgenommenen Bilder bzw. die Rohdaten in beiden Spektralbereichen, in denen die Messungen stattfinden, pixelgenau übereinander liegen. Diese Voraussetzung ist aufgrund der in Abschnitt 4.2.4 diskutierten Effekte bei der Kamera mit Filterrad nicht erfüllt. Die Filterverkippung führt zu einer lateralen Verschiebung des Bildes auf dem Detektor beim Wechsel des Spektralbereichs. In Bereichen der Oberfläche mit homogener Strahlungsverteilung macht sich dies nicht bemerkbar, wohl aber an den Übergängen zwischen Bereichen mit starken räumlichen Emissionsgradgradienten. Dies führt zur Bildung von Schattierungen in den berechneten Temperatur- bzw. Emissionsgradbildern. Der Einfluss dieses Fehlers kann numerisch durch verschiedene prozentuale Verschiebungen der Strahlungswerte eines der zwei Spektralbereiche untersucht werden (Abb. 4.40). Bei der Berechnung des Temperaturfehlers wurde mit einer Umgebungstemperatur von 296 K gerechnet unter der Annahme, dass der Emissionsgrad des Objekts in beiden Spektralbereichen 0,9 beträgt. Man sieht, dass der Fehler besonders bei niedrigen Objekttemperaturen stark ins Gewicht fällt.



**Abb. 4.40: Temperaturfehler als Funktion der Temperatur des Objekts für verschiedene (z. B. durch Filterverkipfung verursachte) prozentuale Fehler des Strahlungsflusses bei der Verwendung der Kamera mit Filterrad, ( $\varepsilon_1 = 0,9$ ,  $\varepsilon_2 = 0,9$ ), Umgebungstemperatur= 296 K**

#### 4.4.4 Fehler durch Ungenauigkeiten in den spektralen Empfindlichkeitsbereichen der Dual-Band Kamera

Die spektralen Empfindlichkeitskurven der Dual-Band Kamera wurden vom Hersteller mitgeliefert, konnten aber nicht unabhängig überprüft werden. Da Ungenauigkeiten in diesen Kurven nicht ausgeschlossen werden können, wurde untersucht, wie sich solche auf berechnete Temperatur- und Emissionsgradbilder auswirken. Dazu wurden die Empfindlichkeitskurven durch Rechtecke angenähert und für die in Abb. 4.41 dargestellten vier Fälle berechnet, wie sich ein Fehler  $\Delta\lambda$  in der Breite der Empfindlichkeitskurve auswirken.  $\Delta\lambda > 0$  bedeutet also, dass Strahlung aus diesem Wellenlängenbereich entgegen der Annahme mitgemessen wird und das Messsignal vergrößert.

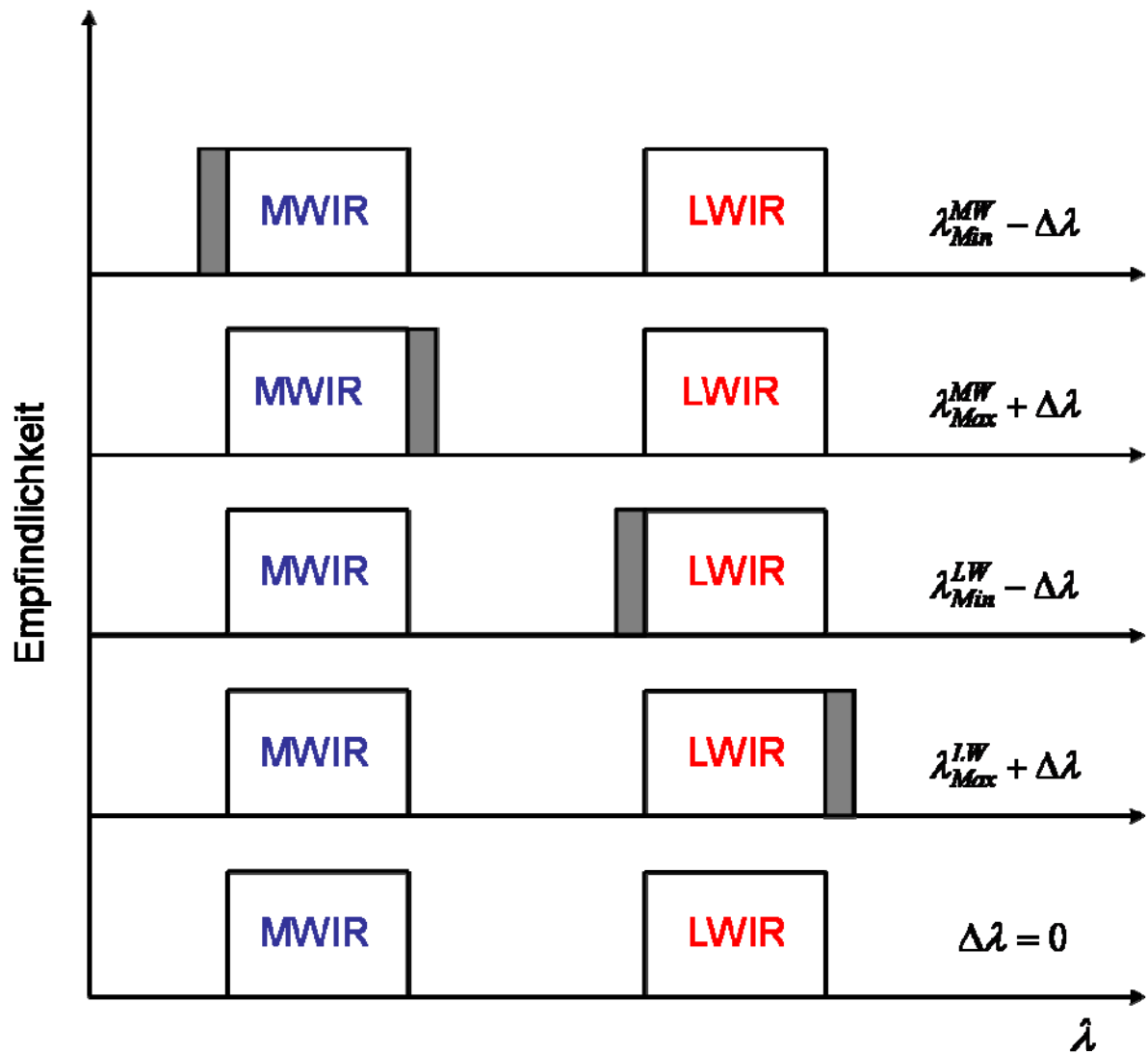
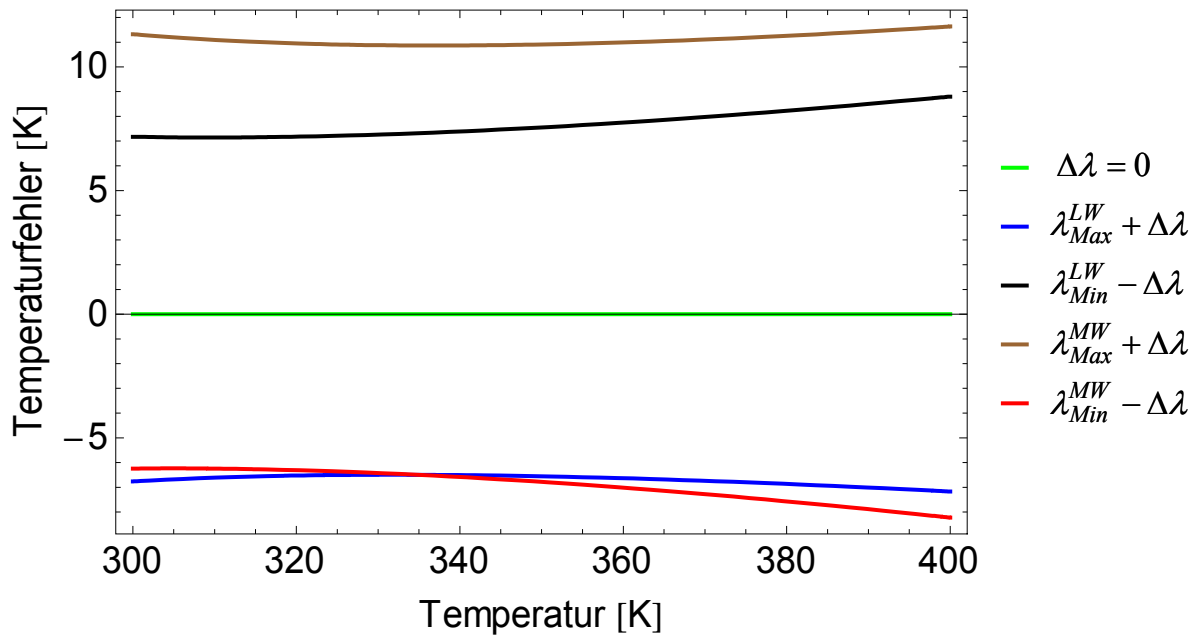


Abb. 4.41: Schematische Darstellung der Empfindlichkeitskurven der Dual-Band Kamera mit zusätzlich vier eingebauten Fehlern



**Abb. 4.42: Temperaturfehler als Funktion der Temperatur des Objekts für vier verschiedene Fehler durch Vergrößerung der Spektralbereiche um  $0,05 \mu\text{m}$ , ( $\varepsilon_1 = 1$ ,  $\varepsilon_2 = 1$ ), Umgebungstemperatur= 296 K**

Abb. 4.42 zeigt den Fehler in der berechneten Temperatur für  $\Delta\lambda=0,05 \mu\text{m}$ , wobei entweder der MWIR- oder der LWIR-Empfindlichkeitsbereich jeweils nach oben oder nach unten vergrößert wurde (Abb. 4.42). Es zeigt sich, dass die fehlerbehafteten Temperaturen sowohl tiefer als auch höher als die korrekte Temperatur liegen können.

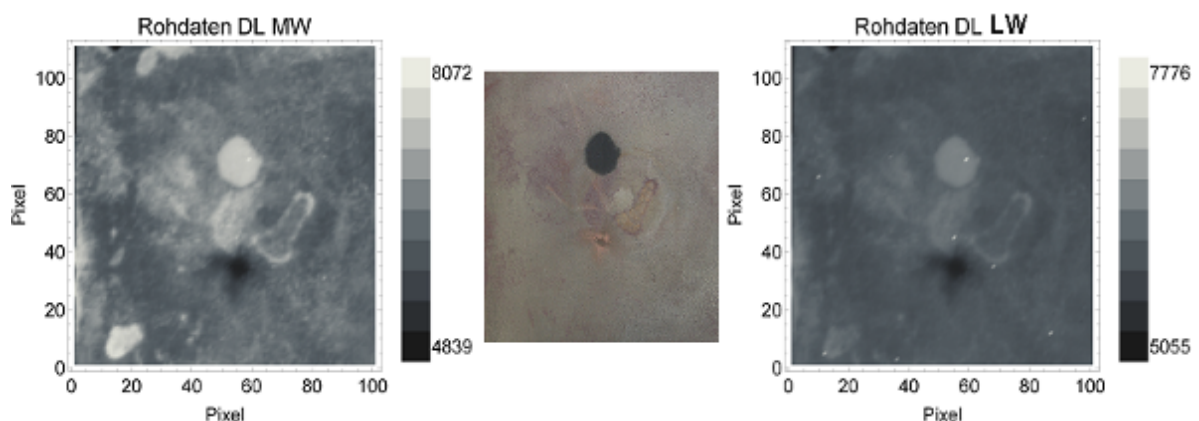


## 4.5 Andere bildgebende pyrometrische Verfahren

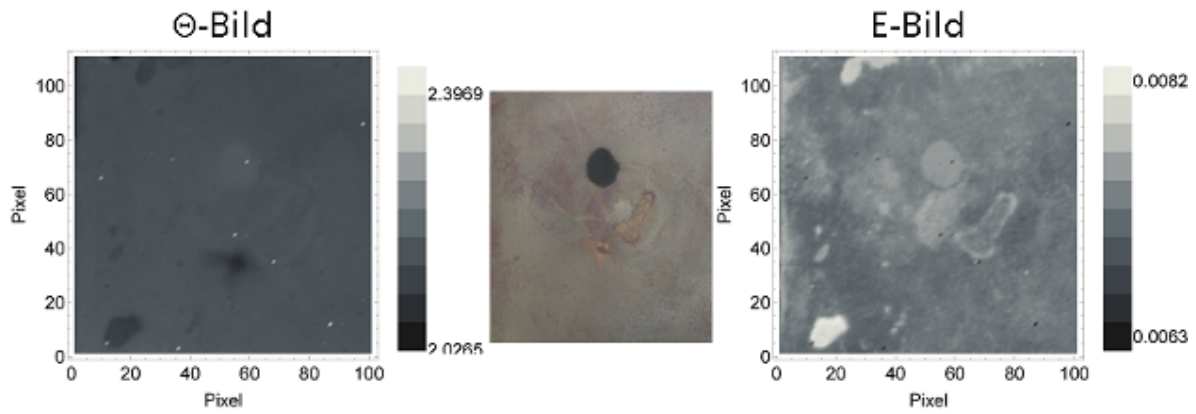
Zum Vergleich wurden zwei weitere bildgebende Verfahren zur Rekonstruktion von Temperatur und Emissivität getestet. Dabei wurden die Untersuchungen an der Stahlprobe 1 bzw. 2 durchgeführt. Die Vorgehensweisen sowohl bei der Methode nach Del Grande als auch der Hilfsstrahlermethode wurden in den Abschnitten (4.1.5) und (4.1.4) dargestellt; weitere Details findet man in der Literatur [KARS02, DELG96]. Bei den Messungen wurde die Dual-Band Kamera eingesetzt, bei der Rekonstruktion die Software Mathematica.

### 4.5.1 Verfahren nach Del Grande

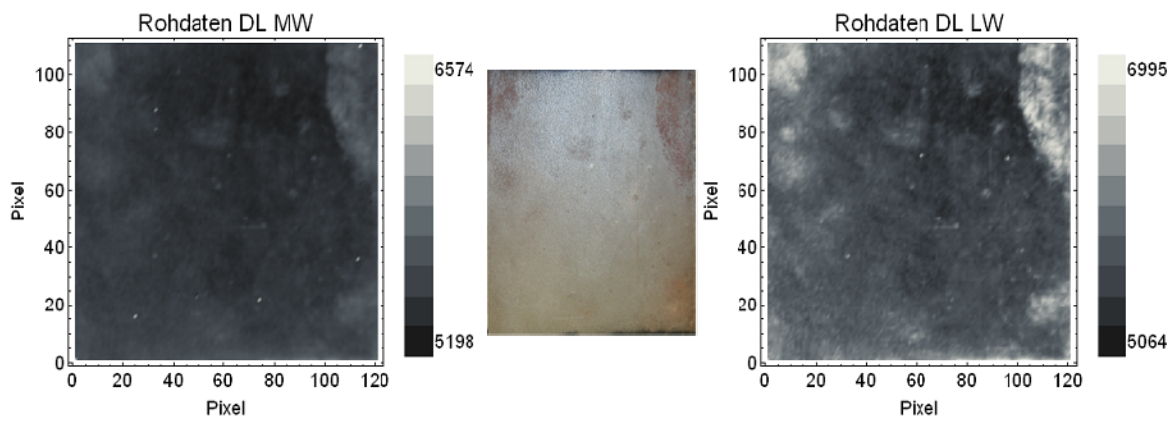
Die Exponenten in der Beziehung zwischen Temperatur und Strahlung wurden nicht nach der theoretischen Beziehung GL. 4.17 ermittelt, sondern experimentell durch Anfitzen der gesamten emittierten Strahlung eines schwarzen Strahlers mit Temperaturen zwischen 290 und 373 K in beiden Spektralbereichen der Dual-Band Kamera. Dabei ergab sich für den Exponenten im MWIR  $x_1=7$ , für den im LWIR  $x_2=4,5$ . In der Literatur findet man Exponenten von  $x_1=10$  im MWIR und  $x_2=5$  im LWIR der eingesetzten Kameras [DELG96]. Diese Unterschiede liegen an den unterschiedlichen Empfindlichkeitsverläufen und Wellenlängenbereichen der hier verwendeten Dual-Band Kamera im Vergleich zu den von Del Grande eingesetzten Kameras. Im letzteren Fall wurde mit zwei separaten Kameras, eine für das MWIR und eine für das LWIR, gearbeitet. Die Formeln für die Berechnung des im Temperaturkontrast betonten Wertes  $\Theta$  und des im Emissivitätskontrast betonten Wertes  $E$  sind im Abschnitt 4.1.5, GL. 4.20 dargestellt.



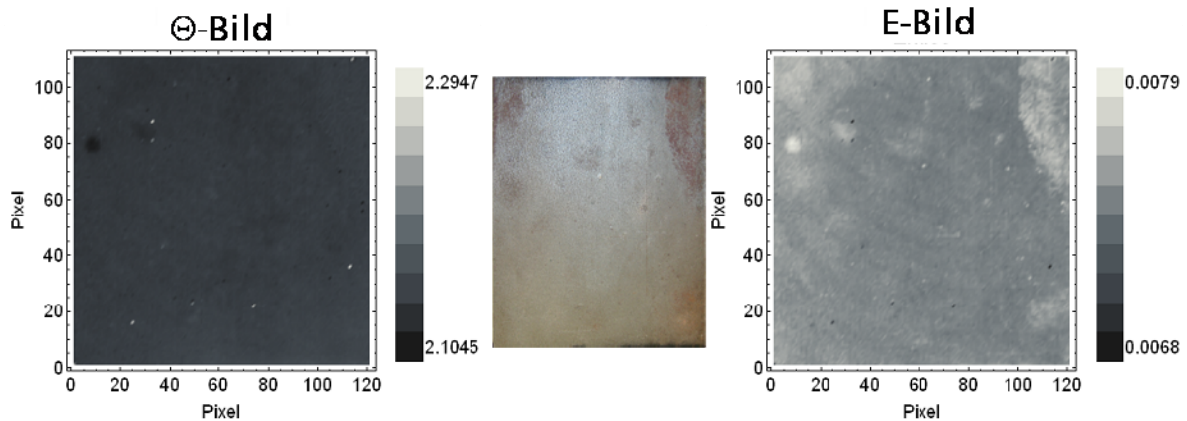
**Abb. 4.43: Rohdaten der der Dual-Band-Kamera von der Stahlprobe 2 bei ca. 80 °C in beiden Spektralbereichen des MWIR (4,4 bis 5,2  $\mu\text{m}$ ) und des LWIR (7,8 bis 8,8  $\mu\text{m}$ ), Mitte: Foto der Probe zum Vergleich**



**Abb. 4.44:** Aus den Rohdaten berechnetes temperaturbetontes Bild (links) und emissivitätsbetontes Bild (rechts), Mitte: Foto der Probe zum Vergleich



**Abb. 4.45:** Rohdaten der Stahlprobe 1 bei ca. 80 °C in beiden Spektralbereichen des MWIR (4,4 bis 5,2  $\mu\text{m}$ ) und des LWIR (7,8 bis 8,8  $\mu\text{m}$ ) der Dualband-Kamera, Mitte: Foto der Probe zum Vergleich



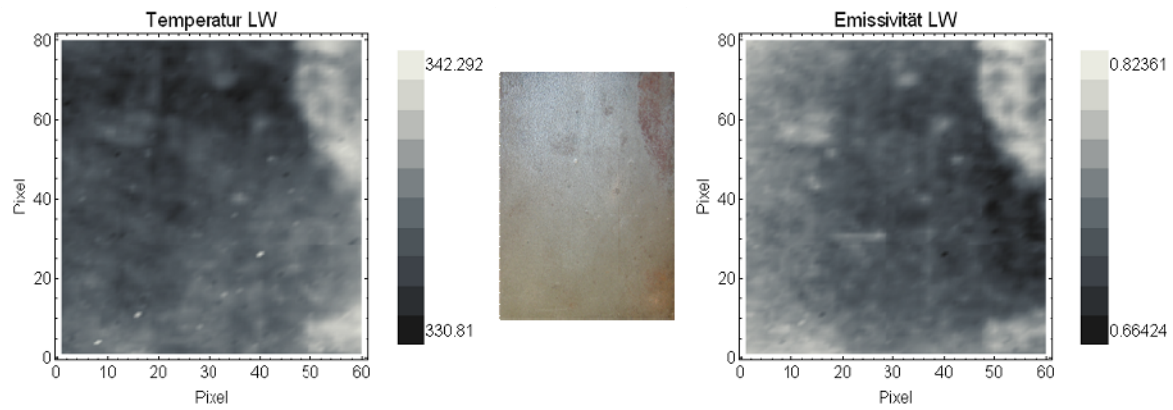
**Abb. 4.46: Aus den Rohdaten berechnetes Temperaturbild (links) und Emissivitätsbild (rechts), Mitte: Foto der Probe zum Vergleich**

Die Abb. 4.43 und Abb. 4.45 zeigen die Rohdaten der gemessenen Strahlung der zwei Stahlproben 2 und 1 in beiden Spektralbereichen der Dual-Band Kamera in DL. Die Stahlprobe 2 wurde auf eine Temperatur von ca. 82 °C, Stahlprobe 1 auf eine Temperatur von ca. 47 °C mittels einer Heizplatte möglichst homogen aufgeheizt. Abb. 4.44 und Abb. 4.46 zeigen die Ergebnisse der Rekonstruktion von Emissivität und Temperatur mit der Methode von Del Grande.

Die Abbildungen zeigen, dass sowohl bei der Stahlprobe 1 mit natürlichen Oberflächeninhomogenitäten als auch bei der Stahlprobe 2 mit extremen künstlichen Oberflächeninhomogenitäten eine Trennung von Temperatur- und Emissivitätskontrasten beim Einsatz der Dual-Band Kamera erreicht werden konnte. Es verbleiben aber auch Kontraste der Emissivität im Temperaturbild und umgekehrt. Die Methode berücksichtigt nicht die Umgebungstrahlung. Weiterhin liefert sie keine quantitativen Größen (Temperatur in K, Emissionsgrad zwischen null und eins).

#### 4.5.2 Hilfsstrahlermethode

Zum Vergleich wurde die Hilfsstrahlermethode an der Stahlprobe 1 für die Rekonstruktion von Temperatur und Emissivität verwendet (Abschnitt 2.1.4). Dabei wurde die Stahlprobe mittels der Heizplatte auf eine Temperatur von 47 °C erhitzt und die Strahlungsdichte gemessen, während ein schwarzer Strahler bei zwei verschiedenen Temperaturen von 40 und 50 °C die Probe zusätzlich bestrahlt hat. Anschließend wurde die Rekonstruktion mit der Hilfsstrahlermethode durchgeführt.



**Abb. 4.47: Ergebnisse der Hilfsstrahlermethode an Stahlprobe 1 bei ca. 47 °C beim Einsatz der Dual-Band Kamera, Mitte: Foto der Probe zum Vergleich**

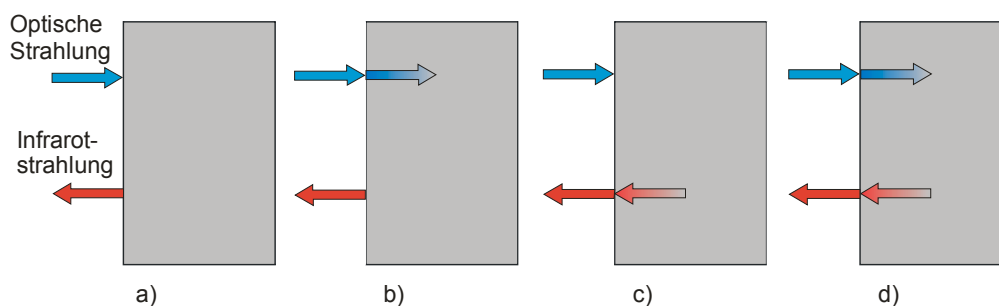
In Abb. 4.47 sind die Ergebnisse der Rekonstruktion dargestellt. Die mit dieser Methode erzielten Ergebnisse zeigen keine Verbesserung gegenüber den Rohdaten. Die Kontraste im Emissivitäts- und Temperaturbild sind sehr ähnlich. Diese schlechten Resultate sind auf die zahlreichen Vereinfachungen zurückzuführen. Es wird von einer Detektorempfindlichkeit bei einer diskreten Wellenlänge ausgegangen. Die Umgebungsstrahlung wird vernachlässigt. Zusätzlich wird bei der Hilfsstrahlermethode von einem richtungsunabhängigen Emissions- und Reflektionsgrad der Probe ausgegangen, was nur bei spiegelnden Oberflächen der Fall ist.

## 5 Aktive multispektrale Thermographie an infrarot-teiltransparenten Werkstoffen

Für die Zukunft sind Kameras mit drei oder mehr spektralen Bereichen zu erwarten. Die bisherigen Infrarot-"Schwarz/weiss" Kameras werden durch echte Infrarot-"Farbkameras" ergänzt werden. Dadurch erhält man bei der aktiven und passiven Thermographie den Zugang zur Berücksichtigung der infrarotoptischen Eigenschaften der Materie. Diese zusätzlichen spektralen Informationen können bei der Anwendung in der zerstörungsfreien Prüfung zu neuen Prüfmöglichkeiten oder zu besser abgesicherten Prüfaussagen beitragen.

### 5.1 Motivation

Bei der Signalanalyse in der aktiven Thermographie wird oft von einer reinen Oberflächenemission der thermischen Strahlung ausgegangen. Dabei zeichnen sich viele Werkstoffe und biologische Systeme durch eine relative hohe Transparenz im thermischen Infrarotbereich aus, die zudem oft deutlich wellenlängenabhängig ist. Abb. 5.1 zeigt für die optisch angeregte aktive Thermographie Fälle von im Sichtbaren bzw. im Infraroten teiltransparenten Prüfobjekten. Ein Beispiel für Fall a) sind Metalle, für Fall b) manche Gläser, für Fall c) manche Halbleiter und für Fall d) Polymere und Keramiken. Im Folgenden wird besonders der Fall d) behandelt.



**Abb. 5.1: Schema der optischen Absorption von Strahlung sowie der Infrarotemission bei verschiedenen Werkstoffen oder Wellenlängen: a) optisch und im Infraroten nicht transparent, b) optisch transparent und im Infraroten nicht transparent, c) optisch nicht transparent und Infraroten transparent, c) optisch und im Infraroten transparent**

Die Messung und Optimierung von Transmissions- sowie Absorptionseigenschaften keramischer Wärmedämmschichten (TBC) ist schon in frühen Jahren in [LIEB78] untersucht worden. Angesichts der zunehmenden Anforderungen an solche Werkstoffe, die gezielt bei der Herstellung so modifiziert werden, dass sie besondere spektrale Eigenschaften haben [STUK07, LIEB78], wachsen die Anforderungen an zerstörungsfreie Verfahren zur spektralen Charakterisierung bzw.

Berücksichtigung ihrer spektralen Eigenschaften bei der Modellierung. Wärmedämmschichten werden zur thermischen Isolierung metallischer Komponenten wie Turbinenschaufeln oder Brennkammern in Gasturbinen eingesetzt. Sie verlängern die Lebensdauer thermisch hochbelasteter Komponenten und erlauben zugleich höhere Gaseintrittstemperaturen, die den Wirkungsgrad von Turbinen steigern. Bei der Erhöhung der Prozesstemperaturen steigen die Anforderungen an die keramische Beschichtung der Schaufeln. Das zurzeit am häufigsten eingesetzte Material, das Yttrium-teilstabilisierte Zirkondioxid, zeigt jedoch eine hohe Durchlässigkeit gegenüber thermischer Strahlung in bestimmten Spektralbereichen. Diese von der keramischen Beschichtung durchgelassene thermische Strahlung aus dem heißen Gas führt zu einer Erhöhung der Temperatur im Kontaktbereich zum Metall und vermindert somit die Lebensdauer der Wärmedämmschicht bzw. der Schaufel [STUK07].

In [STUK07] wurden die Reflektivität und die Transmissionseigenschaften systematisch untersucht. Dabei konnte die Reflektivität plasmagespritzter Zirkonoxidschichten optimiert werden, wodurch die Isolierfähigkeit der Schichten gegenüber thermischer Strahlung verbessert wird. Dieses Ziel wurde durch Modifikationen der Schichtmorphologie (Porosität, Aluminiumoxidpartikel und andere Herstellungsparameter) erreicht. Die Messung der Transmission- und Absorptionsspektren wie in [STUK07] durchgeführt sind sehr aufwendig.

In [ELDR06] wurde der Einfluss von Alterung auf die infrarotoptischen Eigenschaften von keramischen Wärmedämmschichten systematisch untersucht. Hier wurde die Änderung der infrarotoptischen Eigenschaften der keramischen Dämmschichten (TBCs, thermal barrier coating) im mittleren Infrarotbereich in Abhängigkeit vom Ermüdungsgrad dargestellt. Es wurden Infrarotspektren von TBC Proben mit Haftmittelschicht (Bond) vor Beginn der Ermüdungsversuche aufgenommen (Abb. 5.2). Anschließend wurden die Proben unterschiedlich oft (mit unterschiedlichen Lastzahlen) auf 1163 °C aufgeheizt und dann auf Raumtemperatur abgekühlt. Die Infrarotspektren der mit unterschiedlichen Lastzahlen thermisch ermüdeten Proben wurden gemessen. Sie sind für das mittlere Infrarot in (Abb. 5.3) dargestellt.

---

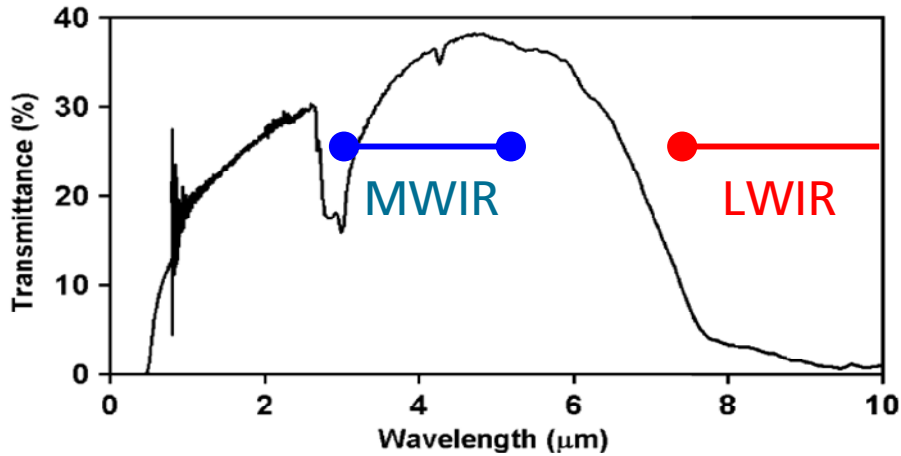


Fig. 1. Hemispherical transmittance spectrum of 170- $\mu\text{m}$ -thick freestanding plasma-sprayed 8YSZ coating.

Abb. 5.2: Transmissionsspektrum einer 170  $\mu\text{m}$  dicken, plasmagespritzten yttrium-teilstabilisierten Zirkondioxidbeschichtung [ELDR06]. Die blauen und roten Balken markieren die Empfindlichkeitsbereiche der in dieser Arbeit verwendeten Dual-Band Kamera

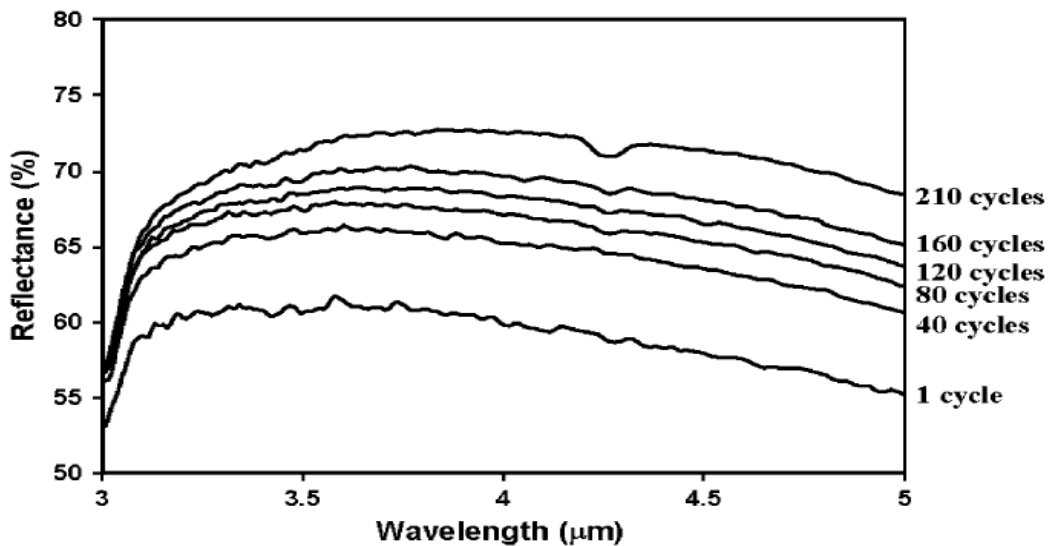


Fig. 2. Effect of furnace cycling of TBC-coated specimen (165- $\mu\text{m}$ -thick 8YSZ) on hemispherical reflectance spectra in mid-infrared (MIR) wavelength range.

Abb. 5.3: Reflektionsspektrum im mittleren Infrarot einer 170  $\mu\text{m}$  dicken plasmagespritzten yttrium-teilstabilisierten Zirkondioxidbeschichtung nach thermischer Ermüdung mit unterschiedlichen Lastzahlen [ELDR06]

Abb. 5.2 zeigt das Transmissionsspektrum einer 170  $\mu\text{m}$  dicken plasmagespritzten yttrium-teilstabilisierten Zirkondioxidbeschichtung. Die blaue und die rote Linie im Diagramm kennzeichnen den Spektralbereich der in dieser Arbeit verwendeten Dual-Band Kamera im mittleren und langwelligeren Infrarot. Der Einfluss der thermischen Alterung auf das Infrarotspektrum ist deutlich in Abb. 5.3 zusehen. Die Infrarotspektren der Proben mit unterschiedlichem Ermüdungsgrad (Lastzahl) zeigen eine Zunahme in den absoluten Höhen des Reflektionsspektrums im mittleren Infrarot mit wachsender Zyklenzahl. Des Weiteren wurden in [NEWA05] Experimente zum thermischen Nachweis thermisch ermüdeter TBCs durchgeführt. Die gefundene Abhängigkeit des thermischen Signals nach einer Pulsanregung vom Ermüdungsgrad (Lastzahlen) wurde aber nicht weiter theoretisch untermauert.

---



## 5.2 Stand der Technik

### 5.2.1 Stand der Technik bei der pulsangeregten photothermischen Radiometrie

Die in dieser Arbeit mit Hilfe von Infrarotkameras durchgeführten Untersuchungen haben ihre Ursprünge beim Verfahren der photothermischen Radiometrie. Dieses basiert auf der Anregung thermischer Wellen durch modulierte oder gepulste optische Lichtanregung und die Detektion der thermischen Wellen im nahen-, mittleren und langwelligen Infrarotbereich mit einem Infrarotpunktdetektor.

Bei keramischen Wärmedämmschichten für Turbinenschaufeln ist schon länger bekannt, dass sie ein deutlich unterschiedliches Transmissionsverhalten im LWIR als im MWIR aufweisen [ELDR06, SHEP05, STUK07] und sich im LWIR leichter auf Schichtdicke prüfen lassen [SHEP05]. Auch Polymere weisen oft starke spektrale Signaturen im Infrarotspektrum auf. Die Auswirkung der Infrarottransparenz wurde bei biologischen Anwendungen [SCHM96, 98, IMHIO84] berücksichtigt. Wegen der Übertragbarkeit auf technische Werkstoffe sei im Folgenden eine Lösung für gepulste Anregung skizziert.

Im Hinblick auf die medizinische Laserdiagnostik und -Behandlung ist der Kenntnis der Wechselwirkung zwischen Gewebe und Laser von großer Bedeutung. Wichtig für das Verständnis dieser Wechselwirkung ist die Berücksichtigung der optischen und thermischen Eigenschaften der Materie, z. B. der Haut. [SCHM96, 98] beschreibt für den eindimensionalen Fall den Wärmediffusionsprozess in der Haut, der aufgrund einer optischen Anregung entsteht. Eine übliche Annahme ist, dass die Anregungsstrahlung bedingt durch die optischen Eigenschaften der Haut mit der Tiefe  $z$  exponentiell abgeschwächt wird:

$$\Delta T(t = 0, z) = \frac{Q \cdot \mu_a}{\rho \cdot c} \cdot \exp(-\mu_a \cdot z) \quad \text{GL. 5.1}$$

Hierbei ist  $\Delta T$  die durch optische Anregung erzeugte Temperaturerhöhung kurz nach der Anregung,  $Q$  die im Volumen absorbierte Leistungsdichte [ $\text{W}/\text{m}^3$ ],  $\mu_a$  der optische Absorptionskoeffizient [ $1/\text{m}$ ].

Die dabei verursachte Temperaturänderung in der Tiefe wird mit der Wärmediffusionsgleichung (GL. 2.20) beschrieben, hier dargestellt für den eindimensionalen Fall:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{\partial T}{\partial t}$$

**GL. 5.2**

Die Lösung dieser Gleichung in einem Halbraum mit adiabatischer Oberflächenrandbedingung bei  $z=0$  wurde mit Hilfe der Green'schen Funktion wie folgt angegeben [SCHM96, 98]:

$$T(z, t) = \frac{1}{\sqrt{4 \cdot \pi \cdot \alpha \cdot t}} \cdot \int_0^{\infty} \Delta T(0, z') \cdot \left[ \exp\left(-\frac{(z-z')^2}{4 \cdot \alpha \cdot t}\right) + \exp\left(-\frac{(z+z')^2}{4 \cdot \alpha \cdot t}\right) \right] \cdot dz'$$

**GL. 5.3**

Das vom Detektor aufgenommene Infrarotsignal  $S(t)$  wird für den gesamten Infrarotbereich mit Hilfe des Stefan-Boltzmann Gesetzes berechnet. Dabei muss über alle strahlenden Ebenen  $z'$  mit den jeweiligen Temperaturen  $T(t, z')$  integriert werden. Dabei berücksichtigt man die Schwächung der Strahlung auf dem Weg von  $z'$  zur Probenoberfläche. Hierbei geht der Absorptionskoeffizient der Materie im Infraroten  $\mu_{IR}$  ein.

$$S(t) = \sigma \cdot C \cdot \varepsilon \cdot \mu_{IR} \cdot \int_0^{\infty} [(T_0 + \Delta T(t, z'))^4 - T_0^4] \cdot \exp(-\mu_{IR} \cdot z) \cdot dz'$$

**GL. 5.4**

$T_0$ : Temperatur des Objekts vor der Anregung

Die Lösung aus (GL. 5.3) und (GL. 5.4) kann für kleine Temperaturänderungen weiter vereinfacht werden zu:

$$S(t) = \frac{C}{\rho \cdot c} \cdot \frac{\mu_a \cdot \mu_{IR}}{(\mu_{IR}^2 - \mu_a^2)} \times$$

$$[\mu_{IR} \cdot \exp(\mu_a^2 \cdot \alpha \cdot t) \cdot \operatorname{erfc}(\mu_a^2 \cdot \alpha \cdot t) - \mu_a \cdot \exp(\mu_{IR}^2 \cdot \alpha \cdot t) \cdot \operatorname{erfc}(\mu_{IR}^2 \cdot \alpha \cdot t)]$$

**GL. 5.5**

Mit diesem Modell können die Wärmediffusionsvorgänge nach einer Laserpulsanregung an der Haut beschrieben werden. Zu beachten ist die Symmetrie in GL. 5.5 bezüglich der Absorption im Sichtbaren und im Infraroten. Beide Größen gehen mit ähnlichen Auswirkungen in die Signale ein.

In [SCHM96, 98] wird auch ein Einschichtsystem betrachtet, um die Hautschichtstruktur darzustellen. Man erhält eine analytische Lösung für das resultierende Signal unter folgenden Annahmen:

- Die zwei Schichten haben unterschiedliche optische Eigenschaften
- Die zwei Schichten haben die gleichen thermischen Eigenschaften
- Es findet keine Reflektion an der Grenzschicht statt

$$S(t) = \frac{Q \cdot \mu_a \cdot \mu_{IR}}{2 \cdot \rho \cdot c \cdot \sqrt{\pi \cdot \alpha \cdot t}} \cdot \int_0^\infty dz \cdot \exp(\mu_{IR} \cdot z) \times$$

$$\left[ \int_0^d dz' \cdot \exp(-\mu_{a1} \cdot z') \cdot \left[ \exp\left(-\frac{(z-z')^2}{4 \cdot \alpha \cdot t}\right) + \exp\left(-\frac{(z+z')^2}{4 \cdot \alpha \cdot t}\right) \right] + \right.$$

$$\left. \int_d^\infty dz' \cdot \exp(-\mu_{a2} \cdot (z' - d)) \left[ \exp\left(-\frac{(z-z')^2}{4 \cdot \alpha \cdot t}\right) + \exp\left(-\frac{(z+z')^2}{4 \cdot \alpha \cdot t}\right) \right] \right] \quad \text{GL. 5.6}$$

Bei dieser Lösung wurde die spektrale Abhängigkeit des IR-Absorptionskoeffizienten nicht betrachtet. Es wurde ein mittlerer Infrarot-Absorptionskoeffizient  $\mu_{IR}$  für den gesamten Empfindlichkeitsbereich des Detektors angenommen. Diese Lösung kann für die Modellierung des Infrarotsignals nach einer Laseranregung verwendet werden. Für die Modellierung des Infrarotsignals an einer Keramikbeschichtung muss diese Lösung dagegen erweitert werden.

Als weitere pulsangeregte Methode ist die transiente Emissionsspektroskopie [IMHOF88, JONE89, NOTIN03, NEWA05] schon lange bekannt, bei der die spektralen Eigenschaften der Materie im Infraroten durch eine kurze oberflächennahe Erwärmung hervorgehoben und gemessen werden. Dieses Prinzip wird in Abschnitt 5.3.3 behandelt.

### 5.2.2 Stand der Technik bei der photothermischen Radiometrie mit periodischer Anregung

Auch für den Fall der periodisch angeregten thermischen Wellen gab es schon Anstrengungen, den Einfluss der spektralen Eigenschaften der Materie im Infraroten auf die Messung zu beschreiben und experimentell nachzuweisen. Sowohl bei Kunststoffschichten [KARP93] als auch bei Farb- oder Halbleiterschichten [WALT92, PAOL92] wurden diese Effekte untersucht. Karpen [KARP93] betrachtete die Infrarotabsorption an einem System bestehend aus zwei Kunststoffen mit unterschiedlichen optischen und Infraroteigenschaften. Er bestimmte unter folgenden Annahmen eine analytische Lösung für das IR-Signal:

- Eindimensionale Wärmediffusion
- Dünne Beschichtung auf unendlich ausgedehntem Halbraum, d.h. es wird keine thermische Reflektion von der Probenunterseite berücksichtigt.

- Schicht und Substrat besitzen einen endlichen Absorptionskoeffizienten sowohl im sichtbaren als auch im thermischen Infrarot
- Es wird keine thermische oder optische Reflexion an der Grenzschicht betrachtet
- Die Infrarotstrahlung wird bei einer diskreten Wellenlänge detektiert

Es zeigte sich bei der von Karpen bestimmten analytischen Lösung, dass die Bestimmung der Schichtdicke eines Einschichtsystems für viele Lack/Substrat-Kombinationen möglich ist. Dabei lässt sich durch Änderung der Modulationsfrequenz noch der Dickenbereich einstellen, in dem man besonders empfindlich messen möchte. Der Messeffekt besteht in einer Änderung im Phasensignal (2 bis 3 Grad bei einer Schichtdickenänderung von 100  $\mu\text{m}$ ). Für den von Karpen untersuchten Fall von Lackschichten auf Polymersubstrat ergab sich die Schlussfolgerung, dass der Effekt der Infrarottransparenz von untergeordneter Bedeutung ist.

Weitere Arbeiten beschäftigten sich mit Systemen aus Si und SiC, die unterschiedliche infrarot-optische Eigenschaften aufweisen [PALI82]. Es wurden in [PAOL97] Si-Wafer mit einer dünnen SiC Beschichtung mittels modulierter Laseranregung hinsichtlich ihrer unterschiedlichen spektralen Eigenschaften untersucht. Für ein Einschichtsystem aus Si-Substrat und SiC-Beschichtung wurde das Signal der photothermischen Radiometrie berechnet. Beim Einschichtsystem lässt sich das Signal unter Vernachlässigung der Infrarotreflexionen zwischen Substrat und Schicht für den eindimensionalen Fall wie folgt bestimmen:

$$S = C \cdot \left[ \int_0^{d_1} \alpha_1 \cdot \exp(-\alpha_1 z) T(z) dz + \exp(-\alpha_1 d_1) \int_{d_1}^{d_1+d_2} \alpha_2 \exp(-\alpha_2(z-d_1)) T(z) dz \right] \quad \text{GL. 5.7}$$

Das Temperaturprofil  $T(z)$ , das durch die periodische Laseranregung erzeugt wird, wurde unter Berücksichtigung der thermischen Randbedingungen und unter der Annahme von Oberflächenabsorption bestimmt. In dieser Arbeit wurde ein deutlicher Einfluss der Infrarottransparenz auf die Phasensignale beobachtet.

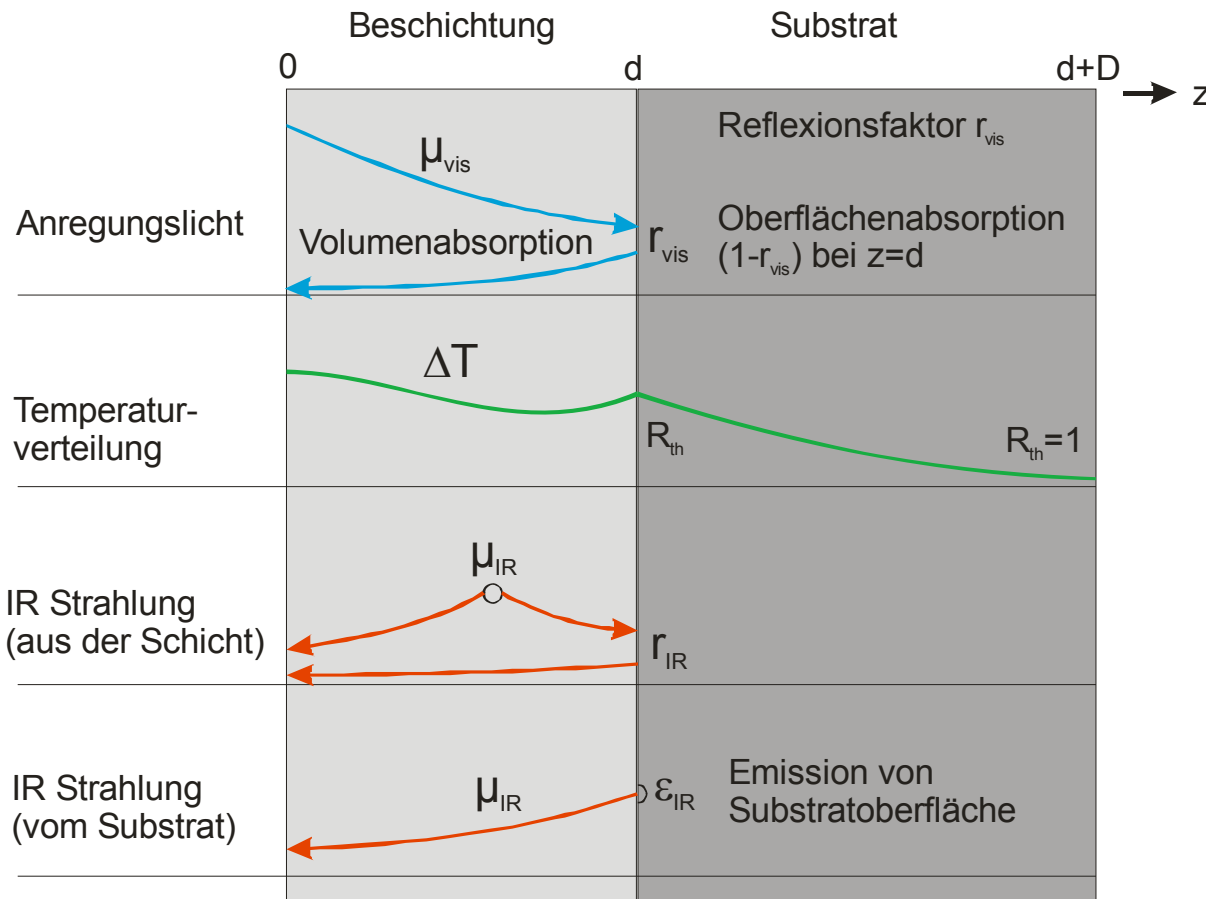
## **5.3 Pulsangeregte Thermographie an Keramik beschichteten Werkstoffen mittels Blitzlichtanregung**

### *5.3.1 Physikalisches Modell zur Berechnung des Infrarotsignals*

Die im vorangegangenen Abschnitt diskutierten Modelle reichen nicht aus, um die pulsangeregte Infrarotthermographie an einer keramischen Wärmedämmschicht auf Stahl hinreichend zu beschreiben. Reflexionen der sichtbaren und Infrarotstrahlung und Reflexionen der Wärmepulse an der Grenzfläche Schicht-Substrat müssen zusätzlich berücksichtigt werden.

Die Entstehung des von der Kamera empfangenen Strahlungssignals lässt sich in drei Teilschritte gliedern: Die Erzeugung einer lokalen Erwärmung durch Absorption eingestrahlt Lichts, deren Profil durch den Lichttransport in der Probe bestimmt wird, die räumlich/zeitliche Ausbreitung der Wärme durch die Wärmediffusion, die durch thermische Eigenschaften der Probe geprägt werden; sowie die Ausbildung der gesamten zeitabhängigen, von der Probe abgestrahlten Wärmestrahlung auf den unterschiedlichen Strahlungswegen. Im Folgenden werden diese Phänomene für ein Einschichtsystem, exemplarisch für eine Keramikbeschichtung auf Stahlsubstrat, betrachtet und modelliert.

---



**Abb. 5.4: Schema der optischen Absorption des Anregungslichts sowie der Infrarotemission**

Es wird eine analytische Lösung der Wärmediffusionsgleichung (WDG) zur Modellierung der thermischen Abkühlungskurven von TBC-Beschichtungen auf Stahlsubstrat nach einer Pulsanregung angestrebt. Dabei soll die optische und thermische Teiltransparenz der Beschichtung (TBC) berücksichtigt werden. Das Anregungslicht wird im Volumen der Beschichtung absorbiert und zum Teil am Substrat mit dem Reflexionsfaktor  $r_{\text{vis}}$  zur Oberfläche zurückreflektiert. Der reflektierte Strahlungsanteil wird auf dem Rückweg zur Oberfläche teilweise vom Beschichtungsmaterial absorbiert. Der restliche Anteil der optischen Strahlung  $(1-r_{\text{vis}})$  wird von der Substratoberfläche absorbiert. Die thermische Reflexion am Ende des Substrates, die die Temperaturverteilung in der Probe zu späteren Zeiten nach der Anregung beeinflusst, wird auch berücksichtigt. Das gesamte Infrarotsignal an der Probenoberfläche setzt sich aus zwei Beiträgen zusammen:

1-Thermische Emission aus dem Volumen der Beschichtung mit dem Emissions- und Absorptionskoeffizienten  $\mu_{\text{IR}}$ . Ein Teil der thermischen Strahlung breitet sich in Richtung Oberfläche aus, der zweite Teil in Richtung Substratoberfläche (Grenzfläche) und wird dort mit dem optischen Reflexionskoeffizienten  $r_{\text{IR}}$  an der Substratoberfläche wieder Richtung Probenoberfläche zurückreflektiert.

2-Thermische Emission von der inneren Substratoberfläche (Grenzfläche Keramik-Substrat) mit Emissionsgrad  $\varepsilon_{\text{IR}}$ .

Alle Strahlungsanteile werden auf dem Weg zur Oberfläche durch das Beschichtungsmaterial mit dem Absorptionskoeffizient  $\mu_{\text{IR}}$  abgeschwächt.

Zunächst muss die Temperaturantwort  $\Delta\tilde{T}(z, z')$  in der Tiefe  $z$  der Probe, die durch eine flächige Quelle durch Absorption des Anregungslichts in der Tiefe  $z'$  verursacht wird, berechnet werden. Die Lösung der WDG wird unter Berücksichtigung der folgenden Randbedingungen mit Hilfe der Spiegelladungsmethode berechnet:

-Die Dicke des Substrates wird zunächst als unendlich angenommen

-Verschwindende Wärmeverluste über den Grenzflächen (adiabatisches System). Dies bedeutet, dass kein Wärmeaustausch zwischen Oberfläche und Umgebung vorliegt:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0, z=d+D} = 0 \quad \text{GL. 5.8}$$

-Die Temperatur von Keramik und Stahl an der Grenzfläche ist gleich:

$$T_{\text{Keramik}}(t)|_{z=d} = T_{\text{Stahl}}(t)|_{z=d} \quad \text{GL. 5.9}$$

-Stetigkeit des Wärmestroms an der Grenzfläche zwischen Keramik und Stahl:

$$\lambda_{\text{Keramik}} \cdot \left. \frac{\partial T_{\text{Keramik}}}{\partial z} \right|_{z=d} = \lambda_{\text{Stahl}} \cdot \left. \frac{\partial T_{\text{Stahl}}}{\partial z} \right|_{z=d} \quad \text{GL. 5.10}$$

Für die Bestimmung der gesamten Temperaturänderung ist eine Integration über die aus der Verteilung des Anregungslichts resultierenden Quellen nötig. So ergibt sich für die Lösung der WDG unter Berücksichtigung der oben genannten Randbedingungen:

$$\Delta\tilde{T}(z,t) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}\sqrt{\lambda\rho c}\sqrt{t}} \int_0^d Q'(z') \left[ \sum_{n=1}^{\infty} R_{th,KS}^n \begin{pmatrix} \exp\left(-\frac{(z'-z)^2}{4\alpha t}\right) + \exp\left(-\frac{(z'+z)^2}{4\alpha t}\right) + \\ \exp\left(-\frac{(2nd-(z'+z))^2}{4\alpha t}\right) + \\ \exp\left(-\frac{(2nd-(z'-z))^2}{4\alpha t}\right) + \\ \exp\left(-\frac{(2nd+(z'+z))^2}{4\alpha t}\right) + \\ \exp\left(-\frac{(2nd+(z'-z))^2}{4\alpha t}\right) \end{pmatrix} \right] \cdot dz' \quad \text{GL. 5.11}$$

mit

n: Anzahl der betrachteten thermischen Reflexionen an der Grenzfläche,  
 $R_{th}$ : thermische Reflexionskoeffizient.

$$R_{th,KS} = \frac{E_{Keramik} - E_{Stahl}}{E_{Keramik} + E_{Stahl}}. \quad \text{GL. 5.12}$$

E: Effusivität (GL. 2.31)

Entgegen der obigen Annahme hat das Substrat eine endliche Dicke D. Die bisher vernachlässigten Reflexionen von der Substratrückseite bei  $z=d+D$  werden als Korrektur des bisherigen Ergebnisses behandelt und durch einen Korrekturfaktor berücksichtigt. Diese Näherung kann dadurch gerechtfertigt werden, dass die Diffusionszeiten durch die dünne Keramikschiicht deutlich kleiner sind als die Diffusionszeit durch das dicke Substrat. So erhält man für den gesamten Temperaturverlauf:

$$\Delta T(z,t) = \Delta\tilde{T}(z,t) \cdot \left[ 1 + 2 \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \exp\left(-\frac{(2nD)^2}{4\alpha t}\right) \right] \right] \quad \text{GL. 5.13}$$

$\Delta T(z,t)$  ist die zeitliche Temperaturerhöhung der Probe gegenüber der ungestörten Temperatur  $T_0$  vor der Anregung.

Die Berechnung des Temperaturverlaufes in der Tiefe z wird für eine Anregungsquelle mit einer Intensität  $I_0$  an der Oberfläche durchgeführt. Es wird angenommen, dass die Intensität durch Absorption und Streuung exponentiell mit der Tiefe abnimmt.

Für die Intensität des Anregungslichtes an der Stelle  $z'$  der Beschichtung gilt:

$$I(z') = I_0 \cdot \exp(-\mu_a \cdot z') \quad \text{GL. 5.14}$$



$I(z')$ : Intensität der Anregungslichtes [ $\text{W}/\text{m}^2$ ]

Die Intensitätsänderung der Anregungslichts in der Tiefe und damit die lokale Quellstärke  $Q(z')$  in [ $\text{W}/\text{m}^3$ ] ist durch die Ableitung von  $I(z')$  nach dem Ort gegeben:

$$Q(z') = \left| \frac{\partial I(z')}{\partial z'} \right| = I_0 \cdot \mu_a \cdot \exp(-\mu_a \cdot z') \quad \text{GL. 5.15}$$

Nun werden die Temperaturerhöhungen im Beschichtungsmaterial unter Berücksichtigung der optischen Absorption der Beschichtung berechnet. GL. 5.16 beschreibt die Intensität der Anregungsquelle im Beschichtungsmaterial, die sich aus der Absorption auf dem Hinweg und aus dem am Substrat reflektierten Anteil, der auf den Rückweg wieder vom Beschichtungsmaterial absorbiert wird, ergibt.

$$Q_1(z') = I_0 \cdot \mu_a \cdot (\exp(-\mu_a \cdot z') + r_a \cdot \exp(-\mu_a \cdot (2d - z'))) \quad \text{GL. 5.16}$$

für  $0 < z < d$ .

Hinzu kommt im Beschichtungsmaterial eine weitere Quelle der Temperaturerhöhung  $\Delta T(d)$ , die über optische Absorption des Anregungslichtes am Substrat (Grenzfläche  $z = d$ ) erzeugt wird. GL. 5.17 beschreibt den am Substrat absorbierten optischen Strahlungsanteil.

$$Q_2(z') = \delta(d - z') \cdot I_0 \cdot (1 - r_a) \cdot \exp(-\mu_a \cdot z') \quad \text{GL. 5.17}$$

Somit wird der gesamte Verlauf der Anregung über die Tiefe  $z'$

$$Q(z') = Q_1(z') + Q_2(z') \quad \text{GL. 5.18}$$

Durch Einsetzen von  $Q(z')$  (GL. 5.18) in (GL. 5.11) ergibt sich die aufgrund der optischen Absorption auf den Hin- und Rückweg im Beschichtungsmaterial und an der Grenzfläche Temperaturerhöhung  $\Delta T(z)$ .

Die zeitliche Änderung der Temperaturerhöhung führt zu einer zeitlichen Intensitätsänderung der thermischen Strahlung am Ort  $z$ , die die Infrarotkamera detektiert.

Nun betrachtet man die Infrarotstrahlungsleistung an der Oberfläche des Objekts ( $z=0$ ), die sich durch die Beiträge aus allen Tiefen  $z$  der Probe unter Berücksichtigung der Abschwächung durch Strahlungsabsorption und -streuung ergibt. Mit dem planckschen Strahlungsgesetz ergibt sich

die Strahlung aus der Tiefe  $z$  für alle Wellenlängen  $\lambda$ . Für die Gesamtstrahlung muss über den Empfindlichkeitsbereich des Detektors integriert werden:

$$S(0) = \int_0^d \left( \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{c_1}{\lambda^5 \cdot \left( \exp\left(\frac{c_2}{\lambda \cdot (T_0 + \Delta T(z))}\right) - 1 \right)} \cdot d\lambda \right) \cdot (\mu_{IR} \cdot \exp(-z \cdot \mu_{IR}) + r_{IR} \cdot \exp(-\mu_{IR} \cdot (2d - z))) \cdot dz \quad \text{GL. 5.19}$$

$T_0$ : Gleichgewichtstemperatur (vor der Anregung)

Als Koeffizient der Wärmestrahlungsemission und Absorption der Probe  $\mu_{IR}$  [ $\text{m}^{-1}$ ] wird eine über den Empfindlichkeitsbereich des Detektors ( $\lambda_1$  bis  $\lambda_2$ ) gemittelte Größe angenommen. Im Exponent der Exponentialfunktion steht der zurückgelegte Weg der thermischen Strahlung. Da die durch optische Anregung erzeugte Temperaturerhöhung  $\Delta T$  in der Probe im Vergleich zur Gleichgewichtstemperatur  $T_0$  (vor der Anregung) sehr gering ist, kann das plancksche Strahlungsgesetz in (GL. 5.19) durch die ersten Glieder der Taylorentwicklung linearisiert werden und man erhält:

$$S(0) = \int_0^d \left( \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left( \text{Planck}(T_0) + \left( \frac{\partial \text{Planck}}{\partial T} \right)_{T_0} \cdot \Delta T(z) \right) \cdot d\lambda \right) \cdot (\mu_{IR} \cdot \exp(-z \cdot \mu_{IR}) + r_{IR} \cdot \exp(-\mu_{IR} \cdot (2d - z))) \cdot dz$$

$$= \int_0^d \left( \underbrace{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{c_1}{\lambda^5 \cdot \left( \exp\left(\frac{c_2}{\lambda \cdot T_0}\right) - 1 \right)} \cdot d\lambda}_a + \Delta T(z) \cdot \underbrace{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{c_1 \cdot c_2 \cdot \exp\left(\frac{c_2}{\lambda \cdot T_0}\right)}{\lambda^6 \cdot T_0^2 \cdot \left( \exp\left(\frac{c_2}{\lambda \cdot T_0}\right) - 1 \right)} \cdot d\lambda}_b \right) \cdot (\mu_{IR} \cdot \exp(-z \cdot \mu_{IR}) + r_{IR} \cdot \exp(\mu_{IR}(2d - z))) \cdot dz \quad \text{GL. 5.20}$$

$$= \int_0^d (a + \Delta T(z) \cdot b) \cdot (\mu_{IR} \cdot \exp(-z \cdot \mu_{IR}) + r_{IR} \cdot \exp(-\mu_{IR} \cdot (2d - z))) \cdot dz$$

Beim Einsetzen der Gleichgewichtstemperatur  $T_0$  und der Integrationsgrenzen  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  des jeweiligen Spektralbereichs der Kamera lassen sich die Parameter  $a$  und  $b$  ausrechnen.

Um das gesamte Infrarotsignal an der Oberfläche zu berechnen, muss noch zusätzlich der Infrarotstrahlungsanteil, der von der Substratoberfläche mit Emissionsgrad  $\varepsilon_{IR}$  aufgrund der dort erzeugten Temperaturerhöhung  $\Delta T(d)$  emittiert wird, berücksichtigt werden. Dieser Strahlungsanteil wird auf dem Weg zur Oberfläche mit dem Infrarotabsorptionskoeffizienten  $\mu_{IR}$  abgeschwächt GL. 5.21.

$$S(0) = \int_0^d (\mu_{IR} \cdot (\exp(-\mu_{IR}z) + r_{IR} \exp(-\mu_{IR}(2d-z))) \cdot (a + b \cdot (\Delta T(z)))) \cdot dz$$

**GL. 5.21**

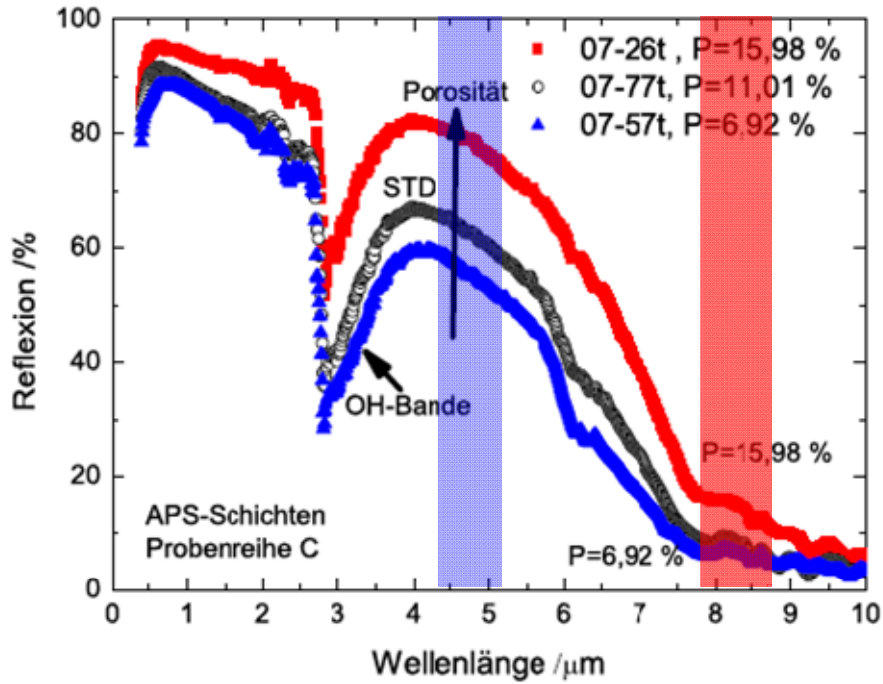
$$+ \varepsilon_{IR} \exp(-\mu_{IR} \cdot d) \cdot (a + b \cdot \Delta T(d))$$

Da der Parameter  $a$  keine Zeitabhängigkeit besitzt, wurde er bei der Berechnung des Infrarotsignals nicht weiter berücksichtigt und gleich Null gesetzt.

Zur Berechnung des Infrarotsignals an der Oberfläche des betrachteten Einschichtsystems werden die mit GL. 5.13 berechneten Temperaturanteile  $\Delta T(z, t)$  und  $\Delta T(d, t)$  in GL. 5.21 eingesetzt. Anschließend müssen dann die Integrationen durchgeführt werden.

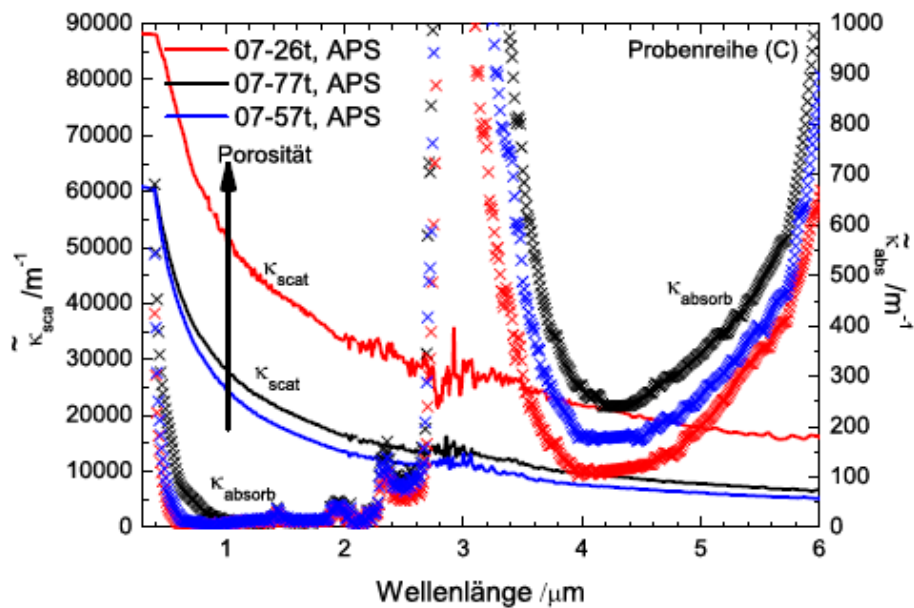
Die Integrationen in GL. 5.11 und GL. 5.21 sind grundsätzlich analytisch lösbar (je Integration entstehen zwei bzw. vier neue Terme pro Summand). Es entstehen aber sehr lange Ausdrücke, so dass für die Simulation mit Mathematica auf Basis von (GL. 5.21) numerisch gerechnet wurde.

Zur Berechnung werden die optischen und infrarotoptischen Parameter des Beschichtungsmaterials benötigt. Die Messung solcher Parameter ist sehr aufwendig. Diese Parameter wurden in anderen Arbeiten an vergleichbaren keramischen Dämmschichten gründlich und systematisch gemessen [STUK07] und ersatzweise herangezogen.



**Abb. 5.5: Spektrale Reflektionsspektren von TBCs aus [STUK07]. Die Balken markieren die Empfindlichkeitsbereiche der in dieser Arbeit verwendeten Dual-Band Kamera im MWIR (blau) und im LWIR (rot)**

In Abb. 5.5 ist das Reflektionsspektrum für TBCs mit unterschiedlichen Porositäten dargestellt. Es sind starke spektrale Abhängigkeiten bei den drei Kurven, insbesondere zwischen MWIR und LWIR, zu beobachten.



**Abb. 5.6: Spektrale Absorptionsspektren von TBCs, aus [STUK07]**

Aus dem zugehörigen Absorptionsspektrum (Abb. 5.6) wurden die Werte für den spektralen Absorptionskoeffizient der Beschichtung im MWIR und LWIR sowie im optischen Bereich ( $\mu_a$ ) für die Modellierung entnommen (siehe Tab. 5.1).

	Beschichtung	Substrat
Dicke	400...600 $\mu\text{m}$	8,9 mm
Wärmeleitfähigkeit	1 W/(mK)	35 W/(mK)
Dichte	5800 kg/m <sup>3</sup>	7900 kg/m <sup>3</sup>
Spez. Wärmekapazität	400 J/(kgK)	439 J/(kgK)
Opt. Absorptionskoeffizient	2066 m <sup>-1</sup>	$\infty$
IR Absorptionskoeffizient / Emissivität Substratoberfläche	250 m <sup>-1</sup> (MWIR) 10000 m <sup>-1</sup> (LWIR)	0,5
Opt. Reflexionsfaktor Interface	0,5	
IR Reflexionsfaktor Interface	0,5	

**Tab. 5.1: Physikalische Parameter für TBCs und Stahl für die Modellierung**

### 5.3.2 Auswirkung der infraroptischen Transparenz auf das Infrarotsignal

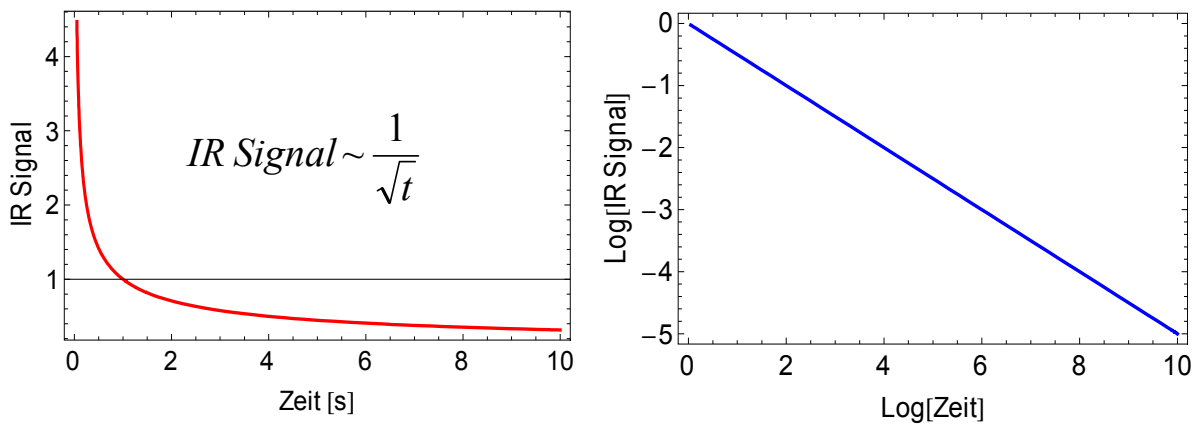
Im Folgenden wird die Lösung der WDG für den zeitlichen Temperaturverlauf eines thermisch dicken Oberflächenabsorbers/-emitters nach der Definition in Abschnitt 2.2.1 betrachtet. Nach einer Pulsanregung ist der zeitliche Temperaturverlauf proportional zu  $\frac{1}{\sqrt{t}}$ . Beim Logarithmieren der Lösung der WDG (Abschnitt 2.5.1, GL. 2.30) wird aus dem  $\frac{1}{\sqrt{t}}$ -Verlauf der Abklingkurve eine Gerade mit der Steigung  $s = -0,5$  (Abb. 5.7).

$$\text{Log}(\Delta T) = \text{Log}\left(\frac{Q}{2\sqrt{\pi}\sqrt{\lambda\rho c}}\right) - 0,5\text{Log}(t)$$

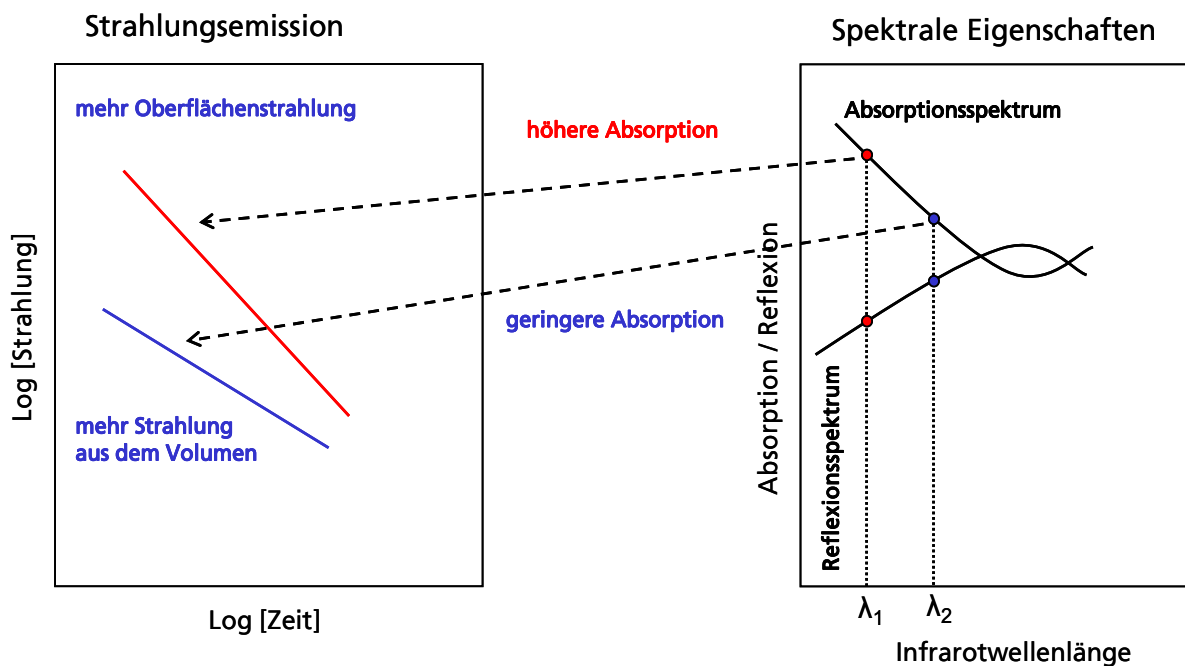
**GL. 5.22**

Für eine im Sichtbaren oder/und im Infraroten transparente Probe liegt aufgrund der zusätzlichen Strahlungsabsorption im Volumen der Beschichtung die logarithmische Steigung  $s$  der Abklingkurve zwischen 0 und -0.5 [ABUH10B, NETZ10, ABUH10A, ABUH09]. Die Infrarotstrah-

lung aus der Tiefe der Beschichtung erreicht die Oberfläche zeitlich versetzt, was sich auf die Größe der Steigung auswirkt.



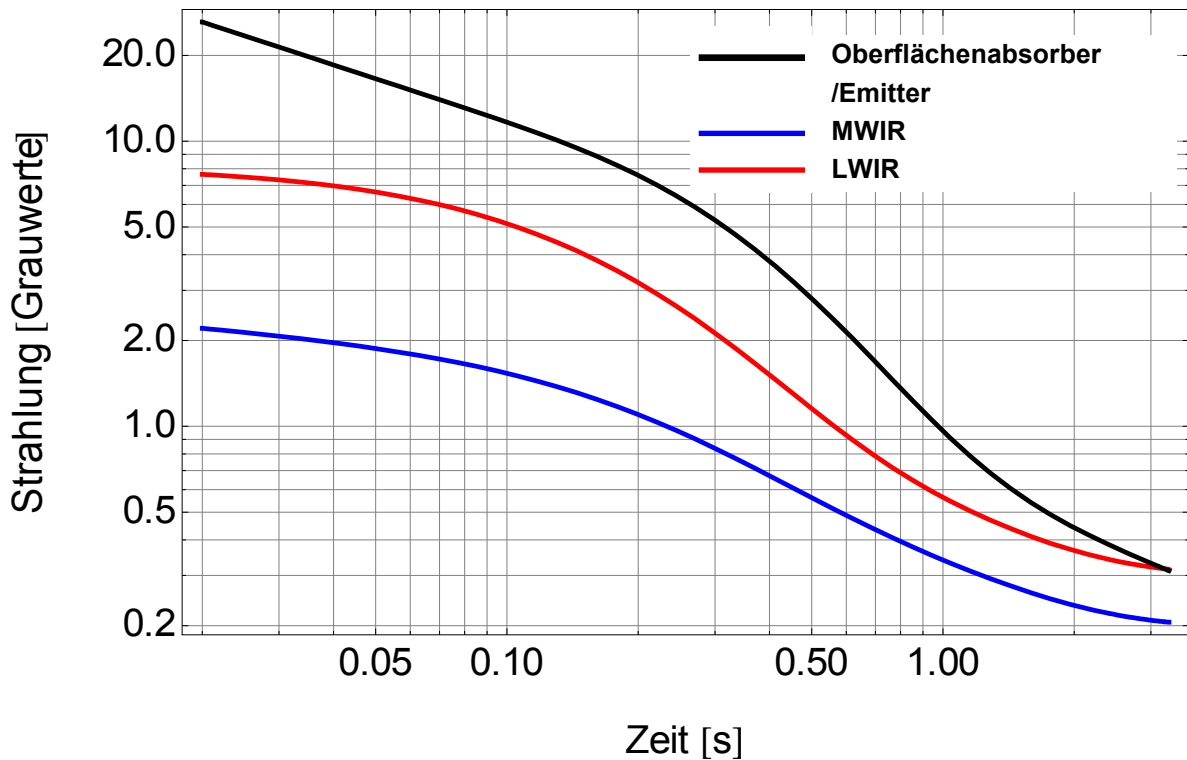
**Abb. 5.7:** Die Abklingkurve eines Oberflächenabsorber/-emitters (links), und die zugehörige doppellogarithmische Darstellung nach einer Pulsanregung



**Abb. 5.8:** Schematischer Zusammenhang zwischen dem Infrarotabsorptionsspektrum bzw. Reflexionsspektrum und der daraus resultierenden doppellogarithmischen Steigung nach einer Pulsanregung im Vergleich zu einem Oberflächenabsorber/-emitter

Abb. 5.8 zeigt qualitativ den Zusammenhang zwischen dem Infrarotabsorptionsspektrum bzw. Reflexionsspektrum und der daraus resultierenden doppellogarithmischen Steigung nach einer Pulsanregung. Ein hoher Infrarotabsorptionskoeffizient korrespondiert bei keramischen Wärme-

dämmschichten mit einem geringen Reflektionskoeffizienten. In diesem Fall nähert sich das Verhalten dem eines Oberflächenabsorbers/-emitters an ( $\mu_{IR} \rightarrow \infty$ ). Im vorliegenden Fall hat man eine Keramikbeschichtung mit niedrigem Infrarotabsorptionskoeffizienten und somit einen hohen Infrarotreflektionskoeffizienten und damit eine geringere Steigung (-0,5 bis 0).

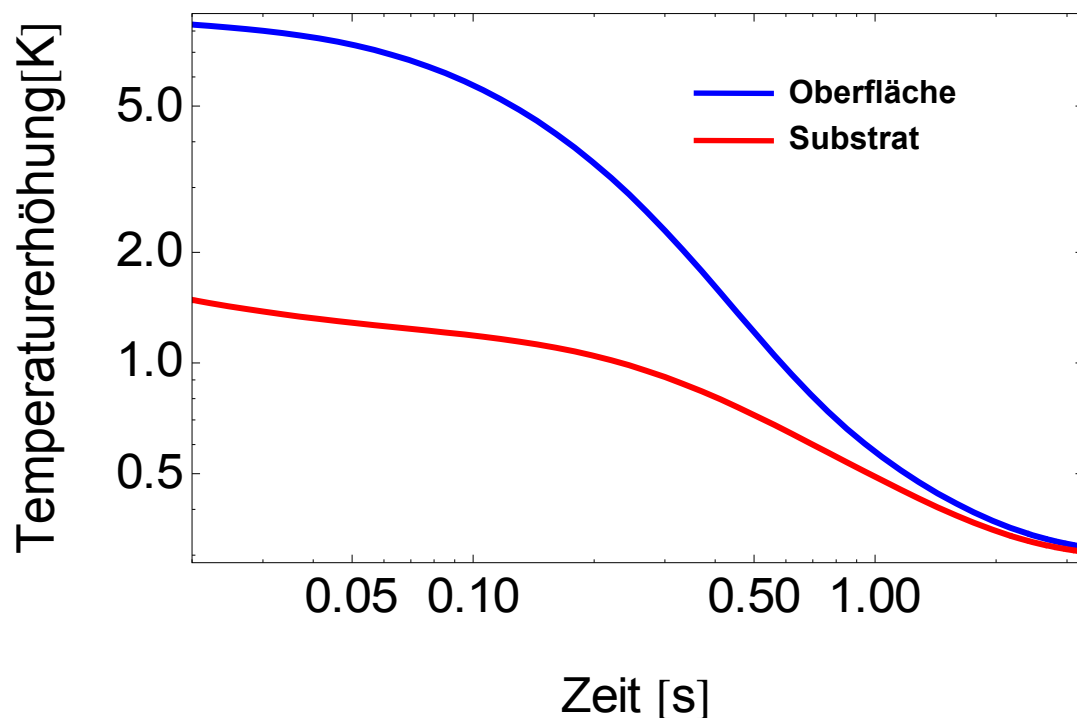


**Abb. 5.9: Berechnete thermische Abklingkurven eines Einschichtsystem nach Tab. 5.1 mit einer Keramikbeschichtung (Dicke = 500  $\mu\text{m}$ ) und Stahlsubstrat (Dicke = 8,9 mm) nach einer Pulsanregung im mittleren und langwelligen IR im Vergleich zu einem Oberflächenabsorber/-emitter**

Zunächst wird untersucht, inwiefern die Berücksichtigung der infrarotoptischen Eigenschaften auf die logarithmischen Steigungen der thermischen Abklingkurven wirkt. Dazu wurden thermische Abklingkurven für eine Keramikbeschichtung (TBC) der Dicke 500  $\mu\text{m}$  auf einen Stahlsubstrat der Dicke 8,9 mm nach einer Pulsanregung im MWIR (Blau) und LWIR (Rot) mit Hilfe von GL. 5.21 berechnet (Abb. 5.9). Diese Kurven wurden verglichen mit einer Kurve, die sich für ein Einschichtsystem aus zwei Materialien [ALMO96] für einen Oberflächenabsorber/-emitter ergibt. Die verwendeten physikalischen Parameter der Keramikbeschichtung und des Stahlsubstrates für die Modellierung der Abklingkurven sind in (Tab. 5.1) zusammengestellt.

Es zeigt sich, dass die Steigung mit zunehmendem Infrarotabsorptionskoeffizient zunimmt. Im MWIR besitzen die TBCs einen niedrigeren Infrarotabsorptionskoeffizienten als im LWIR, weshalb die Steigung im MWIR geringer als im LWIR ist.

In Abb. 5.10 sind die mit GL. 5.13 berechneten zeitlichen Temperaturverläufe an der Oberfläche der Beschichtung ( $z=0$ ) und an der Oberfläche des Substrates (Grenzfläche Beschichtung/Substrat) bei ( $z=d$ ) separat dargestellt.



**Abb. 5.10: Temperaturerhöhung an der Beschichtungs Oberfläche ( $z=0$ ) und an der Substratoberfläche ( $z=d$ )**

Die unterschiedlichen infrarotoptischen Eigenschaften des Beschichtungsmaterials (TBC) im MWIR und LWIR werden durch die Verhältnissbildung der an der Oberfläche resultierenden zeitlichen Infrarotstrahlungsanteile aus dem Beschichtungsvolumen GL. 5.23 und aus der Substratoberfläche GL. 5.24 sehr gut abgebildet.

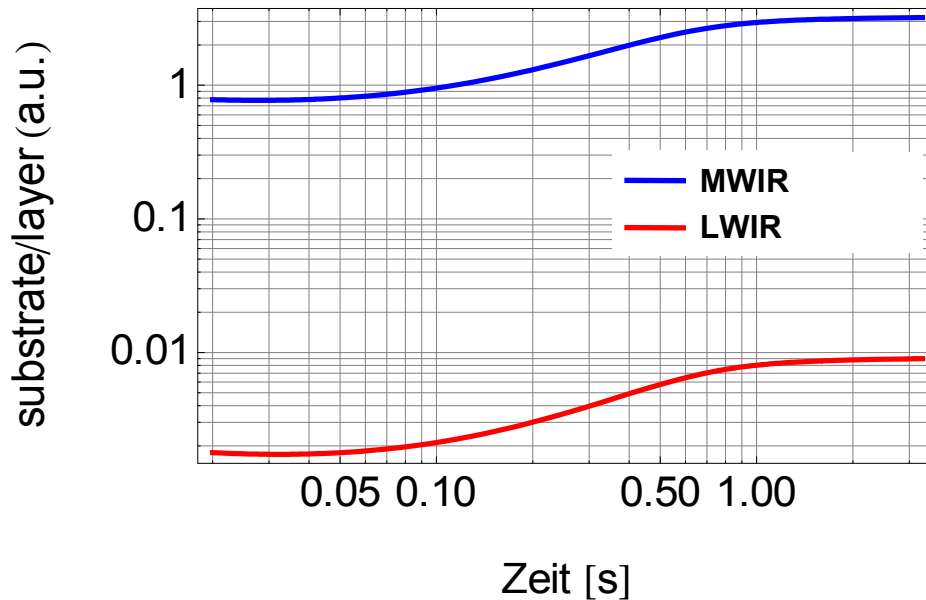
$$S_C = 4 \cdot \varepsilon \cdot \sigma \cdot T_0^3 \cdot \int_0^d \mu_{IR} (\exp(-\mu_{IR}z) + r_{IR} \exp(\mu_{IR}(2d-z))) \cdot \Delta T(0) \cdot dz$$

**GL. 5.23**



$$S_S = 4 \cdot \varepsilon \cdot \sigma \cdot T_0^3 \cdot \varepsilon_{IR} \cdot \exp(-\mu_{IR} d) \cdot \Delta T(d)$$

GL. 5.24



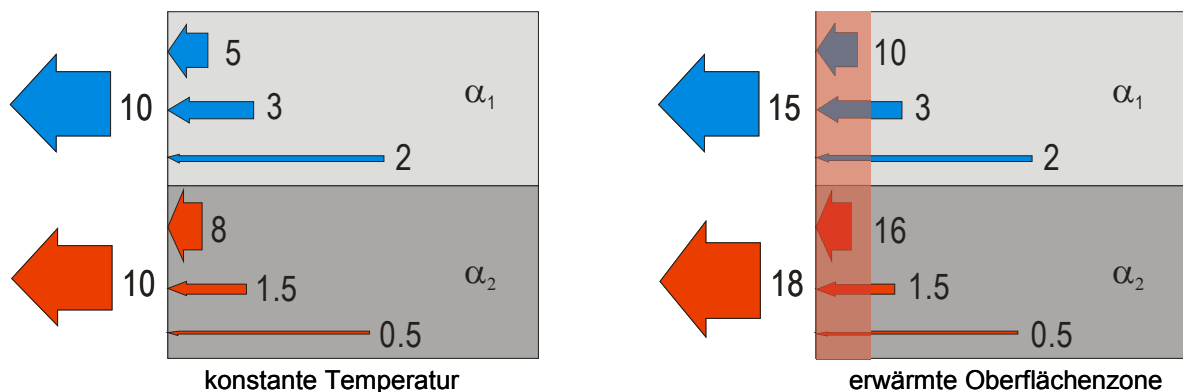
**Abb. 5.11: Verhältnis der Strahlung von der Substratoberfläche zu der Strahlung aus der Beschichtung im MWIR und LWIR**

Abb. 5.11 zeigt den zeitlichen Verlauf des Verhältnisses der Strahlungsanteile aus dem Substrat zu dem aus der Schicht im MWIR und im LWIR. Im MWIR liegt das Verhältnis nahe 1, da schon von Beginn an die Strahlung vom Substrat bis zur Oberfläche durchgelassen wird. Der Einfluss der deutlich höheren Infrarottransparenz ist im MWIR deutlich zusehen. Im LWIR wird der Strahlungsanteil vom Substrat, der bis zu Oberfläche gelangen kann, sehr klein.

### 5.3.3 Bildgebende transiente Emissionsspektroskopie

Die passive spektrale Thermographie reicht nicht unbedingt immer aus, Werkstoffe zu charakterisieren oder ihre Struktur zu bestimmen. Besonders schwierig wird es bei Werkstoffen, die im infraroten teiltransparent sind und in unterschiedlichen Probenbereichen unterschiedliche Emissionskoeffizienten besitzen wie z.B. CFK (Kohlefaserverstärkter Kunststoff). Abb. 5.12 links zeigt schematisch, wie die von der Probenoberfläche emittierte resultierende Infrarotstrahlung bei räumlich konstanter Temperatur (ohne Anregung) trotz der unterschiedlichen Emissionskoeffizienten in den zwei unterschiedlichen Probenbereichen gleich sein kann (der effektive Emissionsgrad ist nahe eins, unabhängig vom Infrarot-Emissionskoeffizienten) (s. auch GL. 2.26). So sind die unterschiedlichen Probenbereiche an Hand der gemessenen Strahlung an der Oberflä-

che passiv nicht unterscheidbar. Wird die Probe pulsartig erwärmt, z.B. mit einem Laserstrahl, so wird die meiste Laserenergie in einer dünnen Oberflächenschicht der Probe absorbiert. Die durch die Erwärmung erzeugte erhöhte Temperatur im Oberflächenbereich insbesondere kurz nach der Anregung liefert nun entsprechend dem planckschen Strahlungsgesetz kurzzeitig einen größeren Beitrag zur resultierenden gesamten IR-Strahlung aus allen Tiefen (Abb. 5.12 rechts), was zu einem klaren Emissionskontrast führt. Dieses physikalische Prinzip wurde schon früher mit Punktdetektoren untersucht [JONE89] und wird transiente Emissionsspektroskopie genannt. Dabei wird die Probe mit einem Laserstrahl angeregt, und die emittierte Strahlung wird dann mittels eines FTIR- Spektrometers mit IR-Punktdetektor spektral erfasst. So können die infrarot-optischen Eigenschaften solcher Probenstrukturen besser abgebildet werden.



**Abb. 5.12: Schematische Beschreibung der Infrarotstrahlung aus einem Objekt mit zwei Objektbereichen mit unterschiedlichen infrarotoptischen Absorptions-/Emissionskoeffizienten  $\alpha$  bei einer konstanten Objekttemperatur (links) und nach einer oberflächennahen Erwärmung**

Dieses Prinzip kann auf bildgebende Systeme übertragen werden. Dies wurde bei Einsatz der Dual-Band Kamera in zwei Wellenlängenbereichen (MWIR und LWIR) zur Charakterisierung verschiedener Werkstoffklassen realisiert. Zunächst sollen jedoch die dazu nötigen Bildfusionstechniken erläutert werden.

#### 5.3.4 Erzeugung eines Infrarot-Farbbildes (Bildfusion)

Die Information der simultan im MWIR sowie im LWIR gemessenen Szenen liegt zunächst in zwei separaten Bildern in Einheiten von DL vor. Um den Gehalt der spektralen Information zu visualisieren und damit Objektmerkmale zu erkennen, die aus den Einzelbildern nicht hervorgehen, wird eine Bildfusion durchgeführt. Dies geschieht z. B. für ein ausgewähltes Bild aus der Sequenz oder auch für die komplette Sequenz. Bei drei spektralen Kanälen wäre es naheliegend, den Strahlungswerten in den drei Kanälen Wertetripel von Farbkomponenten (rot, grün, blau)

zur Bilddarstellung zuzuordnen. Da mit der Dual-Band Kamera nur zwei Spektralkanäle vorliegen, wird stattdessen der im Folgenden beschriebene Fusionsalgorithmus verwendet.

Der Algorithmus wird auf Basis der gemessenen scheinbaren Temperaturen in beiden Spektralbereichen, die mit Hilfe einer Kalibrierung berechnet werden können, durchgeführt. Bei der Visualisierung erscheinen gleiche scheinbare Temperaturen im MWIR und LWIR in Graustufen im Fusionsbild (von Schwarz zu Weiß mit zunehmenden Temperaturen). Eine höhere Temperatur im MWIR schiebt den Kontrast Richtung Blau, und eine höhere scheinbare Temperatur im LWIR Richtung Rot.

Zunächst wird die scheinbare Temperatur des Objekts durch die Kalibrierfunktion in beiden Spektralbereichen berechnet. Wird davon die scheinbare Temperatur vor der Anregung abgezogen, so erhält man Differenzen der scheinbaren Temperatur.

$$\begin{aligned} \mathit{Bild}\Delta T_{\text{MWIR}} &= \mathit{Bild}T_{\text{MWIR}}^{\text{nach}}(t) - \mathit{Bild}T_{\text{MWIR}}^{\text{vor}}(t) \\ \mathit{Bild}\Delta T_{\text{LWIR}} &= \mathit{Bild}T_{\text{LWIR}}^{\text{nach}}(t) - \mathit{Bild}T_{\text{LWIR}}^{\text{vor}}(t) \end{aligned} \quad \text{GL. 5.25}$$

Für die Farbdarstellung, z. B. mit Mathematika, sind Farbwerttripel mit Werten der Farbkomponenten zwischen null und eins erforderlich. Um diese Werte zu erhalten, wird von den Temperaturdifferenzbildern (GL. 5.25) das globale Minimum abgezogen und anschließend auf die Differenz zwischen globalen Maximum und Minimum normiert (GL. 5.26).

$$\begin{aligned} \mathit{NBild}\Delta T_{\text{MWIR}} &= \frac{(\mathit{Bild}\Delta T_{\text{MWIR}} - \mathit{Min}_G)}{(\mathit{Max}_G - \mathit{Min}_G)} \\ \mathit{NBild}\Delta T_{\text{LWIR}} &= \frac{(\mathit{Bild}\Delta T_{\text{LWIR}} - \mathit{Min}_G)}{(\mathit{Max}_G - \mathit{Min}_G)} \end{aligned} \quad \text{GL. 5.26}$$

mit

$$\begin{aligned} \mathit{Max}_G &= \mathit{Max}[\mathit{Bild}\Delta T_{\text{MWIR}}, \mathit{Bild}\Delta T_{\text{LWIR}}] \\ \mathit{Min}_G &= \mathit{Min}[\mathit{Bild}\Delta T_{\text{MWIR}}, \mathit{Bild}\Delta T_{\text{LWIR}}] \end{aligned} \quad \text{GL. 5.27}$$

Aus den berechneten normierten Intensitäten im MWIR und LWIR wird ein Farbbild, in dem die spektralen Strahlungsanteile im MWIR und LWIR gewichtet dargestellt werden, konstruiert (GL. 5.28).

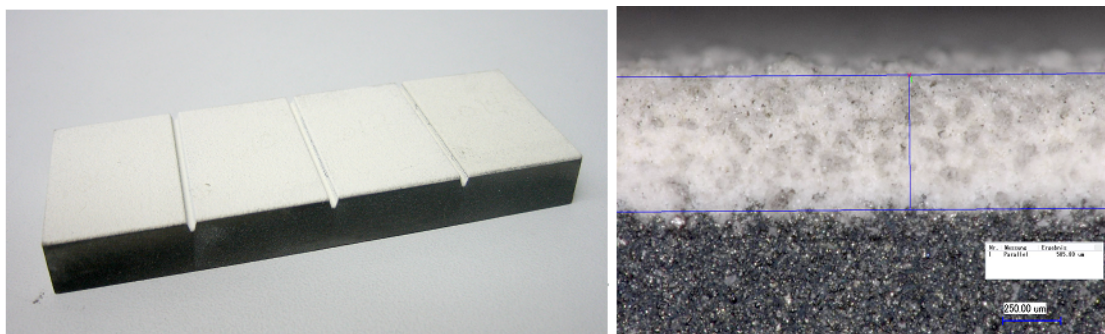
$$Farbbild = \left. \begin{array}{l} g \cdot \left[ \frac{(NBild\Delta T_{LWIR} - NBild\Delta T_{MWIR})}{2} + \frac{(NBild\Delta T_{LWIR} + NBild\Delta T_{MWIR})}{2} \right] \\ (NBild\Delta T_{LWIR} + NBild\Delta T_{MWIR}) - \frac{Abs[(NBild\Delta T_{LWIR} - NBild\Delta T_{MWIR})]}{2} \\ g \cdot \left[ \frac{(NBild\Delta T_{MWIR} - NBild\Delta T_{LWIR})}{2} + \frac{(NBild\Delta T_{MWIR} + NBild\Delta T_{LWIR})}{2} \right] \end{array} \right\} \text{GL. 5.28}$$

g steht für einen Einfärbfaktor, der die Stärke der Einfärbung bestimmt.

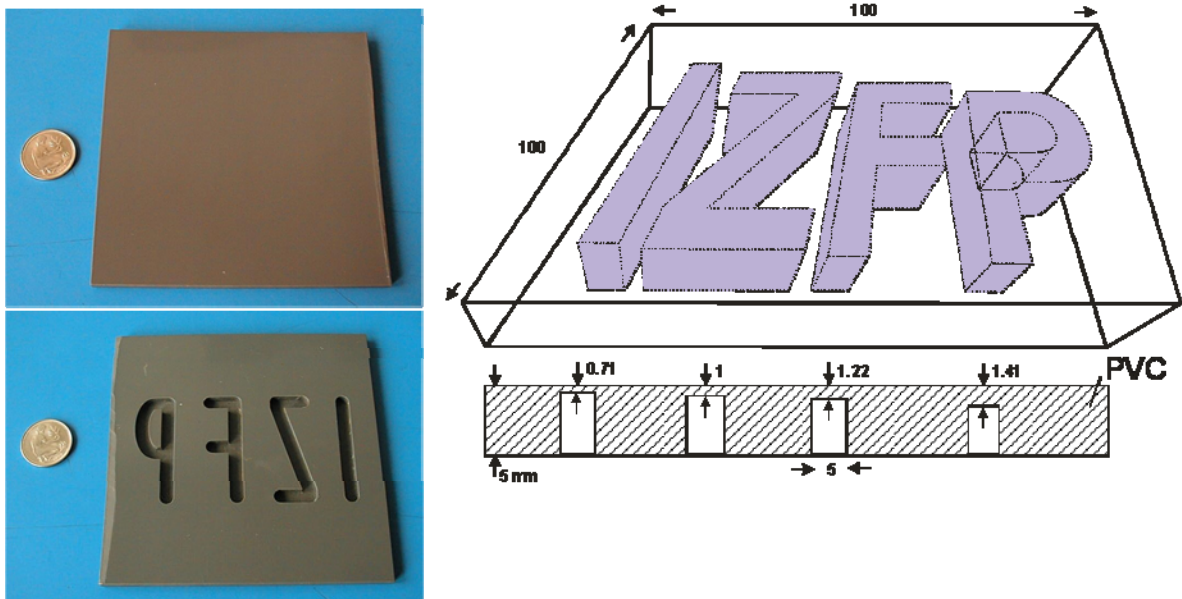
### 5.3.5 Probenbeschreibung

Es wurden thermisch gespritzte Schichten aus yttriumteilstabilisiertem Zirkonoxid (9 cm x 3,2 cm x 1 cm) untersucht (Siemens AG CT). Die Schichten sind mit Schichtdicken von 400 µm, 438 µm, 506 µm und 600 µm auf einem Stahlsubstrat von 8,9 mm Dicke aufgebracht (Abb. 5.13 links). Anhand dieser Probe soll sowohl der Einfluss der infraroptischen Eigenschaften als auch der unterschiedlichen Schichtdicken auf das Infrarotsignal nach einer Pulsanregung untersucht werden.

Weiterhin wurde eine 5 mm dicke Probe aus grau eingefärbtem Polyvinylchlorid (PVC) mit eingebrachten Nuten der Breite 5 mm und unterschiedlichem Ligament (Restmaterialstärke über der Nut) betrachtet (Abb. 5.14). Diese Probe soll dazu dienen, den Einfluss der unterschiedlichen infraroptischen Eigenschaften der Probe im MWIR und LWIR auf die Bestimmung der Fehlertiefe zu untersuchen.

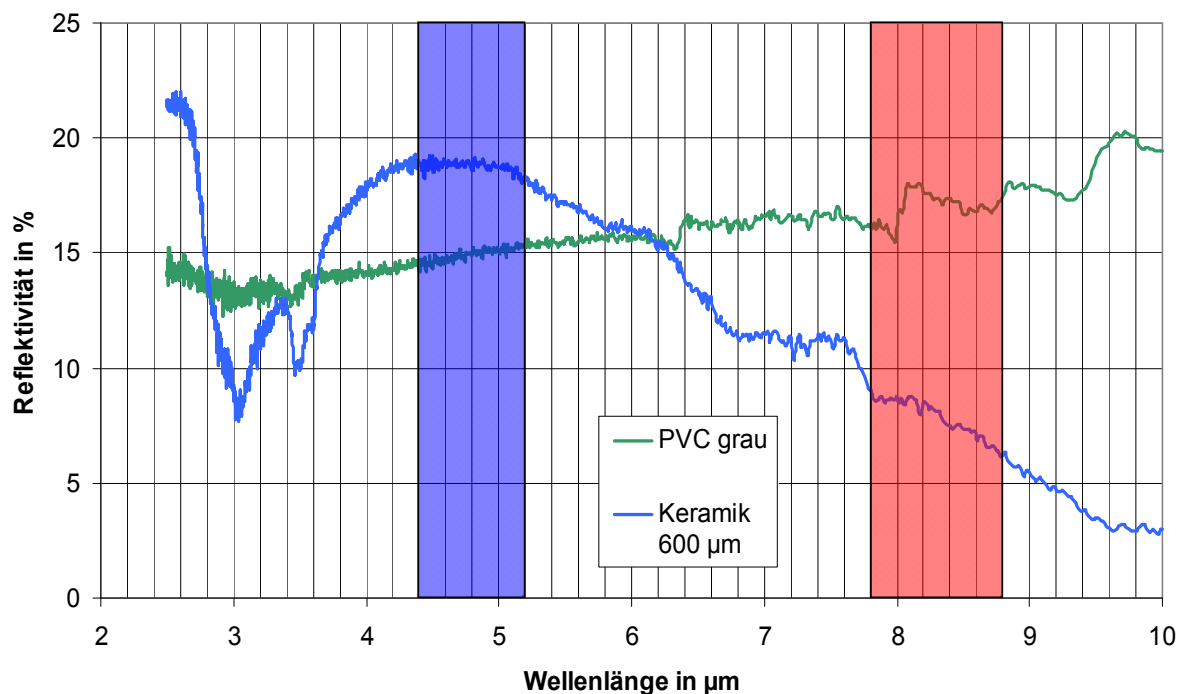


**Abb. 5.13: Keramikstufenprobe auf Stahlsubstrat. Links Foto, rechts Mikroskopbild der Schicht auf dem Substrat**



**Abb. 5.14: Graue PVC Probe mit Nuten unterschiedlicher Tiefen: rechts Abmessungen der Nuten in mm**

Die Infrarot-Reflexionsspektren der Zirkonoxidschichten und der PVC Probe wurden mit Hilfe eines portablen FTIR-Infrarotspektrometers Exoscan (A2 Technologies) bestimmt (Abb. 5.15).



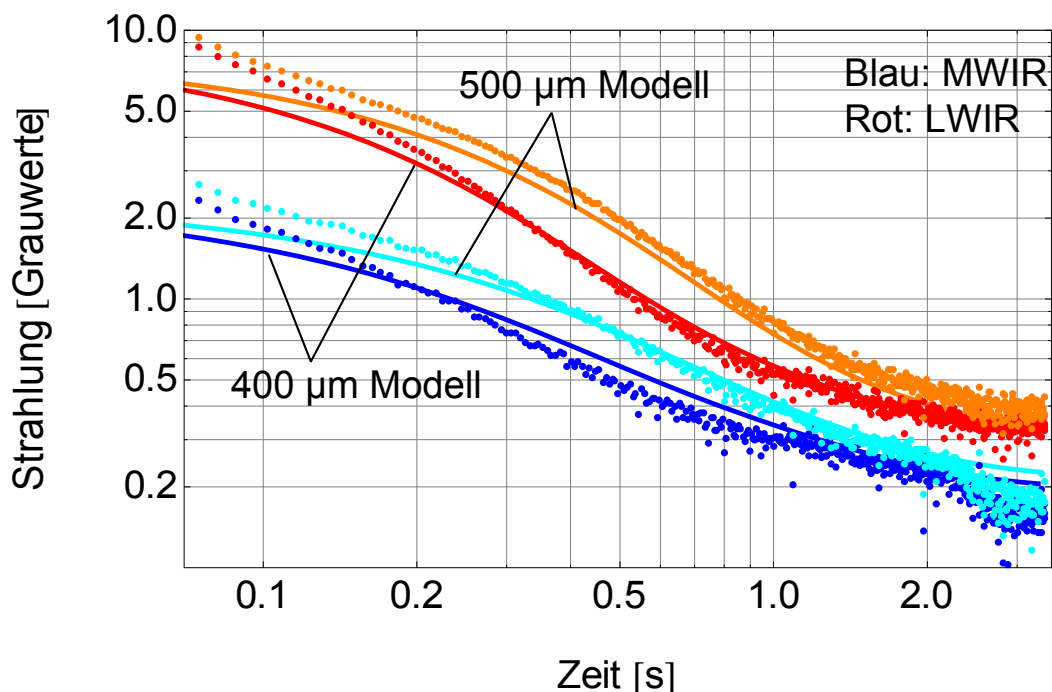
**Abb. 5.15: Reflektionsspektrum der Keramikbeschichtung der Stufenprobe mit 600  $\mu\text{m}$  Dicke sowie des grauen PVC. Die Balken markieren die Empfindlichkeitsbereiche der in dieser Arbeit verwendeten Dual-Band Kamera im MWIR (blau) und im LWIR (rot)**

Es zeigt sich, dass wie bereits in Abschnitt 2.1 diskutiert beim Reflektionsspektrum der Zirkonoxidschichten innerhalb des MWIR eine gewisse Wellenlängenabhängigkeit der Infrarotreflexion (und damit auch der Infrarottransmission) besteht. Zwischen MWIR und LWIR ist der Unterschied wesentlich größer als innerhalb des MWIR. Für eine Bestimmung der Absorption müsste zusätzlich noch die Transmission bestimmt werden. Dazu hätte die Probe jedoch zerstört werden müssen.

Das Reflexionsspektrum der PVC-Probe zeigt ebenfalls eine (geringere) Variation des Reflexionskoeffizienten sowohl innerhalb des MWIR-Bereichs als auch zwischen MWIR und LWIR.

### 5.3.6 Ergebnisse

Zur Anregung der Proben fand ein Ringblitz mit 3,2 kJ optischer Leistung und 5 bis 10 ms Impulsdauer Verwendung. Mit einer Bildrate von 146 Bildern/s wurden die Signale vor und nach dem Anregungsblitz aufgezeichnet. Die Daten wurden für jedes Bild über eine rechteckige Auswertefläche auf der Probe gemittelt, ein Signal vor dem Blitz wurde subtrahiert und anschließend die Temperaturdifferenz zeitabhängig doppeltlogarithmisch dargestellt (Abb. 5.16).

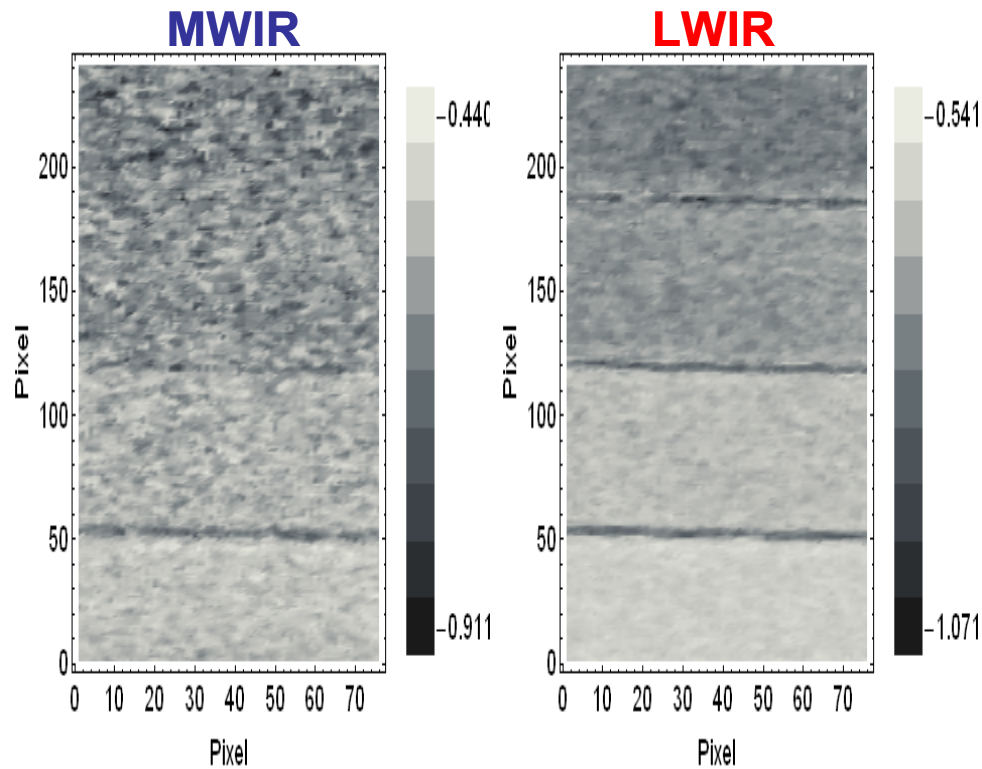


**Abb. 5.16:** Berechnete Abklingkurven (durchgezogene Linien) des Strahlungssignals nach Pulsanregung für zwei Schichtdicken auf Stahl für im Sichtbaren wie auch im Infraroten transparente Zirkonoxidschichten von 400 µm und 500 µm Dicke im MWIR und LWIR im Vergleich zum Experiment (gepunktete Linien)

Der Vergleich der Abklingkurven in (Abb. 5.16) zeigt, dass bei Keramikbeschichtungen zwischen MWIR und LWIR ein deutlicher Unterschied in der erzielten scheinbaren Temperaturerhöhung auftritt, wobei diese im LWIR generell größer als im MWIR ist. Im MWIR ist die Abklingsteigung betragsmäßig generell geringer als im LWIR. Bei den Keramikbeschichtungen (Abb. 5.16) liegt für den Zeitbereich 0,2 bis 1 s und 500  $\mu\text{m}$  Schichtdicke die gemessene Steigung bei -0,52 im LWIR und bei -0,42 im MWIR. Bei größeren Zeiten wird bei den keramikbeschichteten Proben der Substrateinfluss durch ein Abknicken der Abklingkurve in die Horizontale sichtbar. Mit dem Modell wurden die thermischen zeitlichen Signale zweier Keramikschichten der Dicke 400  $\mu\text{m}$  und 500  $\mu\text{m}$  auf dem Stahlsubstrat simuliert (Abb. 5.16). Die experimentell gefundenen zeitlichen Verläufe der Signale stimmen mit den simulierten Verläufen gut überein. Mit diesem Modell können die Schichtdicken und Fehlertiefen unter Berücksichtigung der infraroptischen Eigenschaften der Materie bestimmt werden.

Weiterhin wurden aus den zeitabhängigen thermischen Abklingkurven an jedem Pixel (nach Subtraktion des gemittelten Signals vor der Impulsanregung) die logarithmische Steigung  $s$  im Zeitbereich (0,03 bis 0,2 s) durch einen Geradenfit in beiden Spektralbereichen (MWIR, LWIR) bestimmt. Da sich thermische Alterungseffekte bei TBCs sich in den infraroptischen Eigenschaften widerspiegeln [ELDR 06], können diese zukünftig zerstörungsfrei mit dieser Methode visualisiert werden. Des Weiteren können dadurch Schichtdicken unter Berücksichtigung der momentanen infraroptischen Eigenschaften der Beschichtung genauer bestimmt werden.

---



**Abb. 5.17: Steigungsbilder der Stufenprobe im MWIR im Vergleich zu LWIR, Auswertebereich:  $t = 0,03 - 0,2$  s**

In (Abb. 5.17) sind die Steigungsbilder im MWIR und LWIR in Grauwerten dargestellt. Dies zeigt, dass in den Steigungsbildern sowohl die unterschiedlichen spektralen infrarotoptischen Eigenschaften der Beschichtung (TBC) im MWIR und LWIR als auch die Schichtdickenkontraste visualisiert werden können.

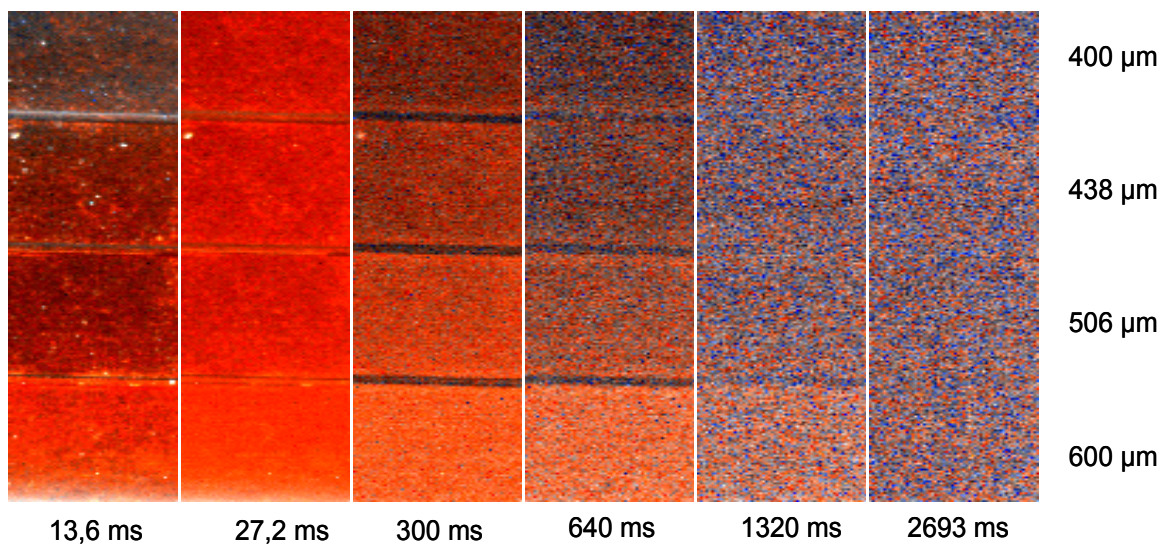
Des Weiteren wurde ein Fusionsbild der untersuchten Keramikprobe mit dem Verfahren aus (Abschnitt 5.3.4) erzeugt (Abb. 5.18).

Abb. 5.18 zeigt die Fusionsbilder der Keramikprobe zu verschiedenen Zeiten nach der Anregung durch einen Lichtblitz. Kurze Zeit nach der Anregung (13,6 ms) ist ein Dickenkontrast zu beobachten, der hauptsächlich auf die infrarotoptischen Eigenschaften der Beschichtung zurückzuführen ist. Die optische Anregung heizt die Beschichtung auf. Diese Erwärmung verursacht thermische Abstrahlung im Infraroten, umso mehr, je dicker die Schicht ist. Aufgrund der Teiltransparenz der Schicht im MWIR gelangt diese Strahlung direkt (ohne Wärmediffusionsprozess) zur Oberfläche und von dort zum Detektor. Dieser infrarotoptische Kontrast verschwindet vor dem Erscheinen des klassischen Dickenkontrasts, der hauptsächlich durch die Wärmediffusion hervorgerufen wird (300 ms und später).



So kann zukünftig bei sehr schnellen Prozessen eine Bestimmung der Beschichtungsdicke durch Nutzung des infrarotoptischen Schichtdickenkontrastes, der bei sehr geringen Zeiten erscheint, ermöglicht werden. Dies kann auch abhängig vom zeitlich veränderlichen infrarotoptischen Zustand bzw. dem Alterungszustand der Beschichtung mit dem aufgestellten Modell modelliert werden.

Die Dominanz der roten Farbe in den Fusionsbildern (Abb. 5.18) ist durch die hohe Absorption bzw. Emission der Beschichtung im LWIR zu erklären.



**Abb. 5.18: Bildfusion an der Keramikstufenprobe zu unterschiedlichen Zeiten nach Anregung**

Abb. 5.19 zeigt die Ergebnisse der Bildfusion an der untersuchten grauen PVC Probe. Die erste Information, die man aus den Fusionsbildern bekommt, ist der bekannte Effekt, dass auf Grund der Wärmediffusion unterschiedlich tiefliegende Fehler zu unterschiedlichen Zeiten erscheinen (tiefere Fehler erscheinen zu späteren Zeiten). Ein zusätzlicher infrarotoptischer Effekt ist das frühe Erscheinen des Fehlerkontrastes, bedingt durch die hohe Transparenz bzw. geringere Absorption im MWIR. Der Fehlerkontrast wird aufgrund der höheren Transmission im MWIR als im LWIR in den Fusionsbildern in blauer Farbe abgebildet. Zu späteren Zeiten kommt der Einfluss der Wärmediffusion auf den Fehlerkontrast hinzu, was den Fehlerkontrast in grau erscheinen lässt. Die Teiltransparenz im MWIR beeinflusst den Zeitpunkt des Erscheinens des Fehlers, was zu einem Fehler bei der Fehlertiefenbestimmung führen kann. Deshalb wurde der Einfluss der unterschiedlichen infrarotoptischen Eigenschaften auf die Fehlertiefenbestimmung an der PVC Probe untersucht.

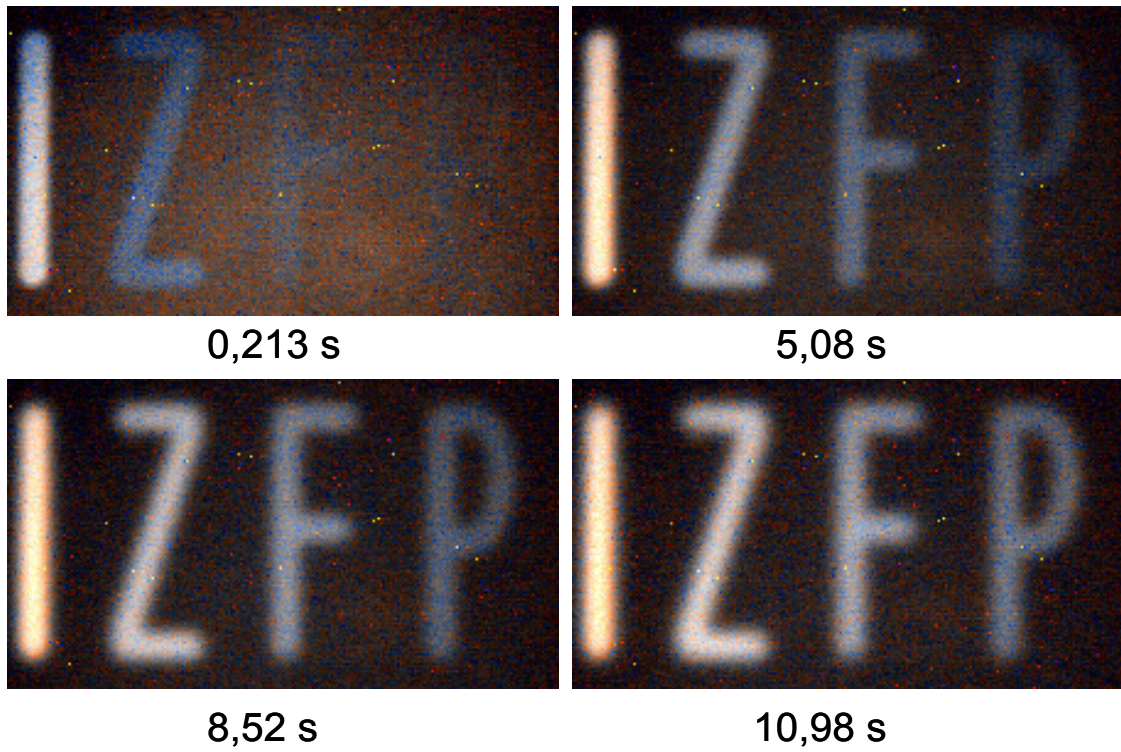


Abb. 5.19: Fusionsbilder der PVC Probe zu unterschiedlichen Zeiten nach der Pulsanregung

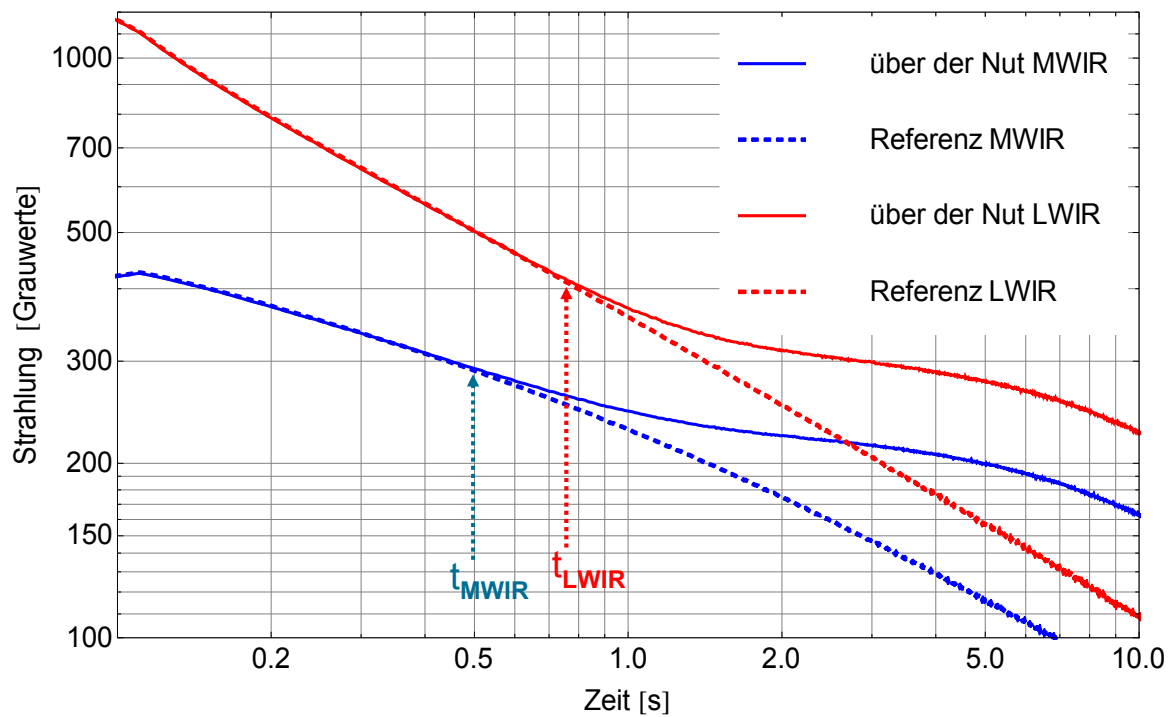
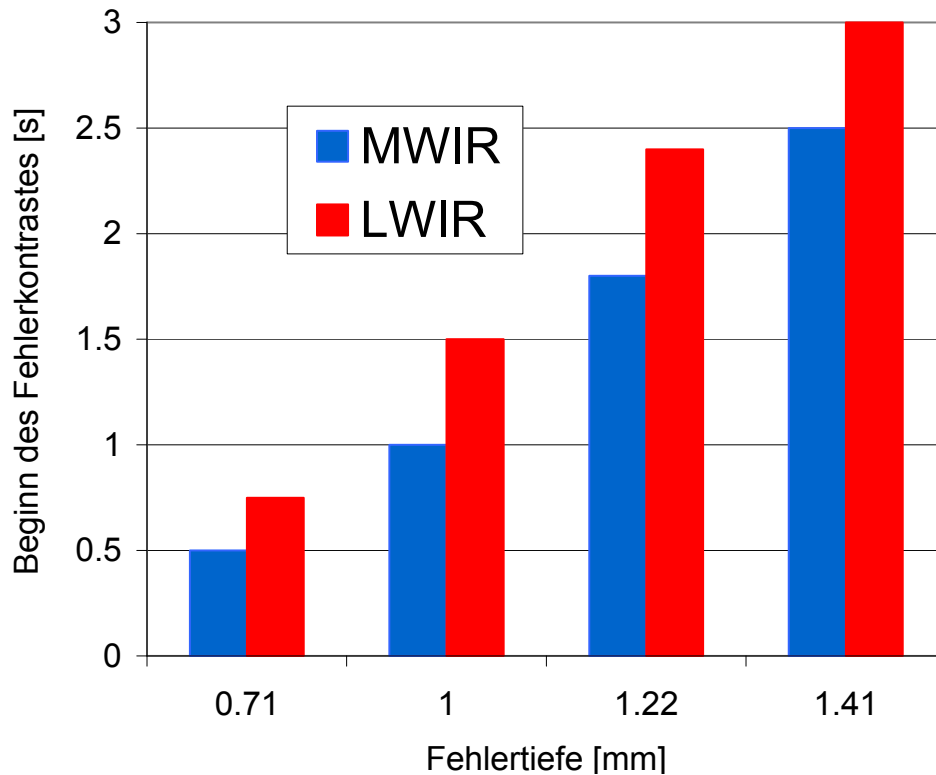


Abb. 5.20: Thermische Abklingkurven im mittleren und langwelligen Infrarot an einer PVC-Probe über einer Nut mit 0,71 mm Ligament und an einem Referenzbereich

Abb. 5.20 zeigt die thermischen Abklingkurven an einer PVC-Probe über einer Nut mit 0,71 mm Ligament im mittleren und langwelligen Infrarot im Vergleich zu einem Referenzbereich. Diese Abklingkurven zeigen, dass bei PVC zwischen MWIR und LWIR ein deutlicher Unterschied in der erzielten scheinbaren Temperaturerhöhung auftritt, wobei diese im LWIR generell größer als im MWIR ist. Die logarithmische Steigung im Zeitbereich von 0,2 bis 1 s ist im MWIR im Betrag generell geringer als im LWIR. Über fehlerfreien Bereichen der Probe betrug sie im angegebenen Zeitbereich -0,30 im MWIR gegenüber -0,48 bei LWIR.

Fehlertiefen werden bei der Impulsthermographie im Allgemeinen aus der Zeit des beginnenden Fehlerkontrasts ermittelt. In (Abb. 5.20) sind die Zeiten des Abknickens der Abkühlungskurven durch den Wärmestau über einer ausgewählten Nut im MWIR und LWIR mit Pfeilen markiert. Man beobachtet, dass das Abknicken der Kurven zu unterschiedlichen Zeiten abhängig vom Spektralbereich auftritt. Dieses Verhalten kann zu einer falschen Fehlertiefenbestimmung führen, wenn die optischen und infrarotoptischen Eigenschaften des Werkstoffs nicht berücksichtigt werden. Darüber hinaus wurden diese Abknickzeiten für verschiedene Ligamente der PVC-Probe berechnet und in (Abb. 5.21) dargestellt. Die Zeitpunkte des Erscheinens des Fehlerkontrasts unterscheiden sich im MWIR und LWIR bei allen Ligamenten um ca. 36%. Dieser Effekt würde zu einer fehlerhaften Fehlertiefenbestimmung um ca. 18% führen.

---



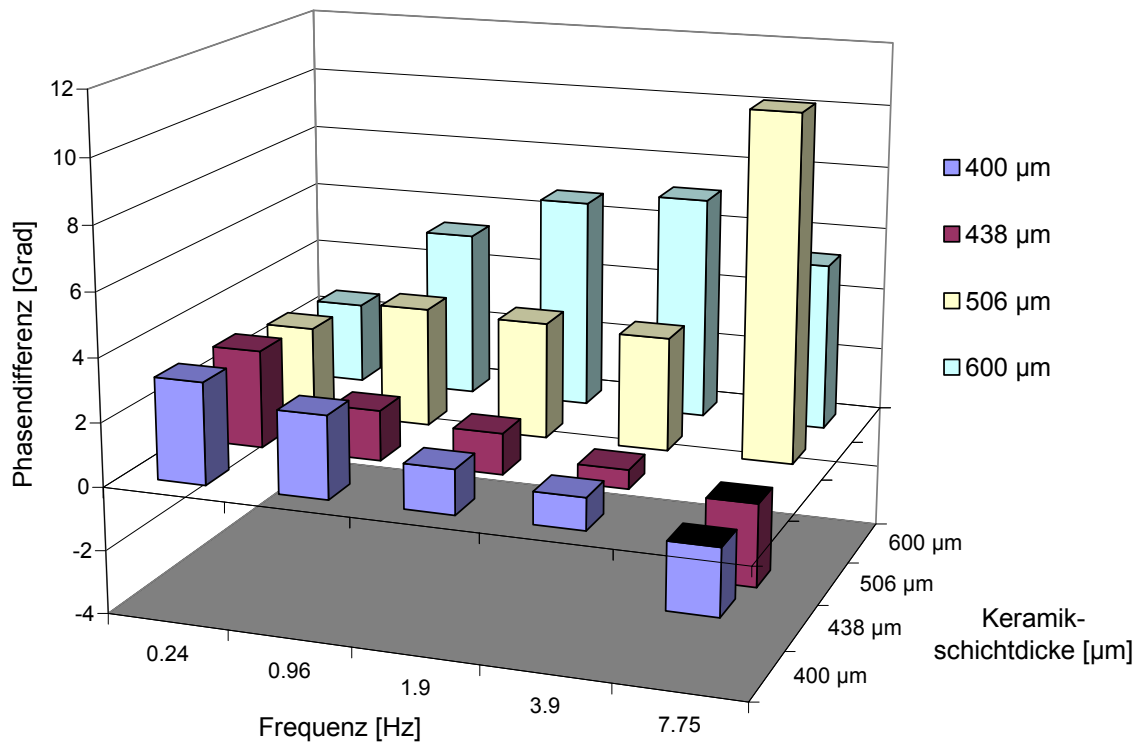
**Abb. 5.21: Beginn des Fehlerkontrasts in den beiden Wellenlängenbereichen der Dual-Band Kamera (MWIR und LWIR) in Abhängigkeit der Fehlertiefe**

Darüber hinaus wurden an weiteren Proben Experimente zum Einfluss der infraroptischen Transparenz bei Keramikbeschichtungen auf Stahlsubstrat durchgeführt [ABUH09, NETZ09]. Für die Messungen wurde sowohl die Dual-Band Kamera als auch die mit vier Spektralfiltern ausgestattete MWIR Kamera verwendet. Da im Absorptionsspektrum der Zirkonoxidschichten innerhalb des MWIR die Wellenlängenabhängigkeit der Infrarotabsorption (und damit auch der Infrarottransmission) geringer als die Unterschiede zwischen den Spektralbereichen der Dual-Band Kamera sind, war der Einfluss der infraroptischen Eigenschaften der Beschichtung auf die logarithmische Abkühlungssteigung innerhalb des MWIR zwar nachweisbar, aber vergleichsweise sehr gering.

## **5.4 Lock-in Thermographie an keramikbeschichteten Werkstoffen mittels Laseranregung**

Infrarotoptische Effekte, die nach Pulsanregung einen Einfluss auf die Abklingsteigung der Strahlung haben, sollten sich bei periodischer thermischer Anregung auch auf die Signalphase der Infrarotstrahlung auswirken. Wie groß diese Effekte bei der für die Anwendung wichtigen Technik der Lock-in Thermographie sind, war bisher kaum untersucht. In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Experimente mittels periodischer Anregung anhand der in (Abschnitt 5.3.5) beschriebenen Keramikprobe mit unterschiedlichen Keramikschichtdicken präsentiert. Es wurde die in (Abschnitt 1.2) beschriebene Dual-Band Kamera eingesetzt. Zur periodischen Anregung diente ein Diodenlaser mit 20 W Leistung und 980 nm Wellenlänge. Die verwendeten Modulationsfrequenzen lagen zwischen 0,24 und 7,75 Hz. Über rechteckige Auswertebereiche in den unterschiedlich dicken Bereichen der Stufenprobe wurde die gemittelte Signalphase für die zwei Spektralbereiche der Kamera (MWIR, LWIR) und für verschiedene Modulationsfrequenzen bestimmt. Neben den keramikbeschichteten Proben wurde als Referenzprobe auch eine mit Titanitrid beschichtete Quarzprobe nach DIN EN 15042-2 gemessen, die das Verhalten eines in Abschnitt 5.3.2 diskutierten Oberflächenabsorbers-/Emitters aufweist. Um den möglichen Einfluss wellenlängenabhängiger kohärenter Störsignale zu unterdrücken, wurden dann in den einzelnen Spektralbereichen die jeweiligen Phasenwerte dieses Referenzkörpers von den Phasenwerten der Keramikschiicht subtrahiert.

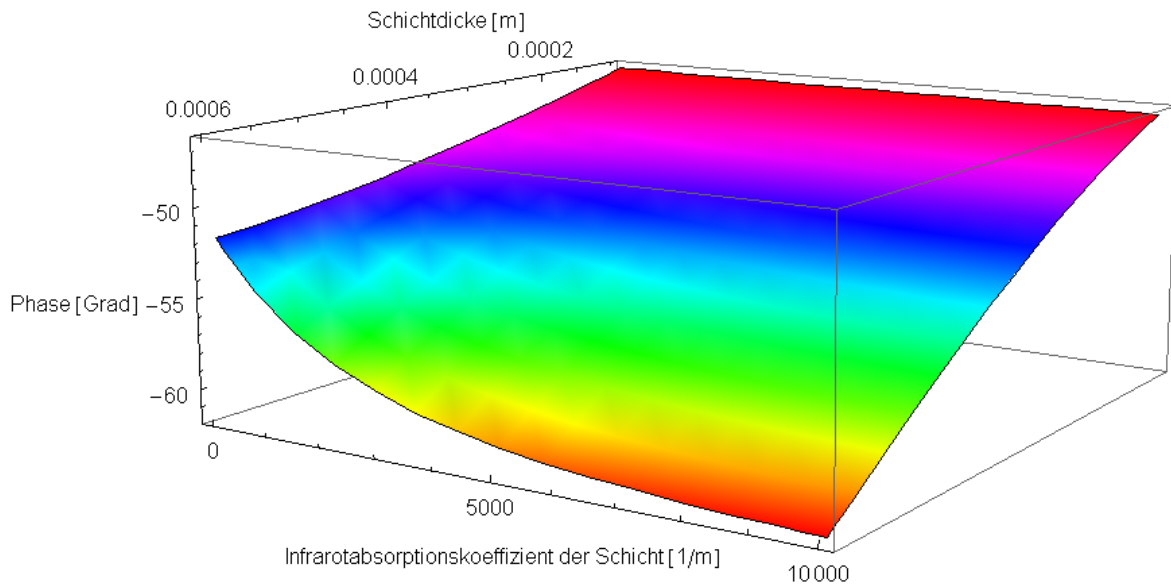
---



**Abb. 5.22: Phasendifferenz zwischen MWIR und LWIR ( $\phi_{LWIR} - \phi_{MWIR}$ ) als Funktion der Modulationsfrequenz für die vier unterschiedlichen Keramikschichtdicken**

In Abb. 5.22 sind die Verläufe der Signalphasendifferenz als Funktion der Modulationsfrequenz und der Keramikschichtdicke dargestellt.

Bei der Berechnung der Signalphasen von infrarottransparenten Werkstoffen konnte auf das in (Abschnitt 5.2.2) beschriebenen Modell von Karpen [KARP93] zurückgegriffen werden. Die Modellierung erfolgt mit den Materialparametern aus Tab. 5.1, Abschnitt 5.3.1. Zunächst wurde die Abhängigkeit der Signalphase als Funktion des Infrarotabsorptionskoeffizienten und der Schichtdicke für eine Keramikbeschichtung auf Stahl bei einer Modulationsfrequenz von 0,3 Hz modelliert. Dazu wurden die physikalischen Materialparameter für Beschichtung (TBC) und Stahl aus Tab. 5.1 in Abschnitt 5.3.1 verwendet.

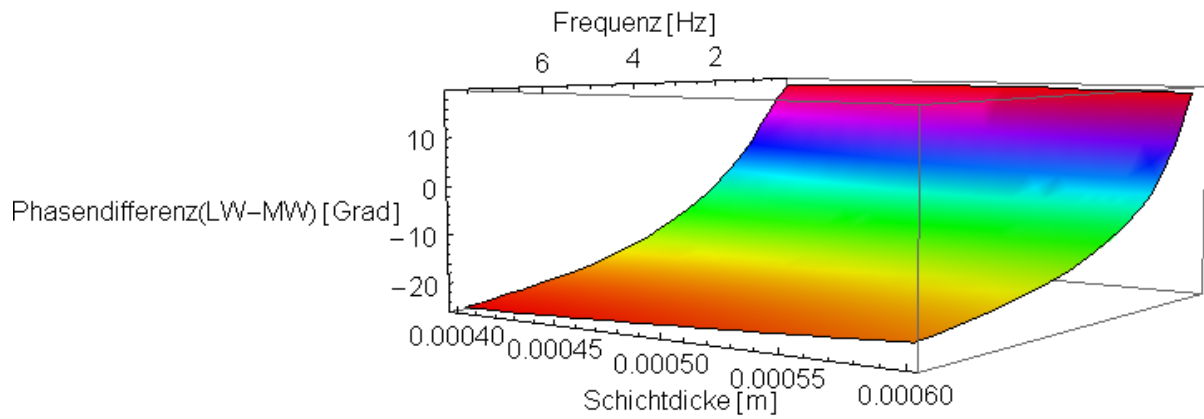


**Abb. 5.23: Verlauf der Signalphasen als Funktion des Infrarot-Absorptionskoeffizienten und der Keramikschichtdicke bei einer Modulationsfrequenz von 0,3 Hz**

Die berechneten Phasenverschiebungen als Funktion des Infrarotabsorptionskoeffizienten können auch im Modell die Signalphase um einige Grad verschieben (Abb. 5.23). Weitere Rechnungen zeigen, dass in bestimmten Parameterbereichen von Modulationsfrequenz, Schichtdicke und Absorptionskoeffizient im Infraroten der Phaseneffekt sehr empfindlich von diesen Parametern abhängt. Um nun die experimentellen Ergebnisse in Abb. 5.22 mit dem Modell aus [KARP93] zu vergleichen, wurde die Signalphasendifferenz zwischen Signalphase im MWIR und LWIR als Funktion der Modulationsfrequenz und Keramikschichtdicke modelliert (Abb. 5.24).

Einen Vergleich der Abbildungen (Abb. 5.22 und Abb. 5.24) zeigt, dass die experimentellen Ergebnisse nicht mit der Modellrechnung quantitativ beschrieben werden können. Dies kann an den vielen Vereinfachungen bzw. Randbedingungen liegen, die in diesem Modell angenommen wurden. Optische sowie thermische Reflektionen an der Grenzfläche wurden vernachlässigt, was hier nicht zulässig ist. Die Diskrepanz zwischen Modell und Experiment kommt wahrscheinlich durch Interferenz von Substrat- und Keramikstrahlung zustande, die gleiche Amplituden aber unterschiedliche Phasen besitzen. Ein theoretisches Modell, das diese experimentellen Ergebnisse beschreibt, gibt es zurzeit nicht.





**Abb. 5.24: Modulierte Phasendifferenz zwischen MWIR und LWIR als Funktion der Modulationsfrequenz für die vier unterschiedlichen Keramikschichtdicken**

Die festgestellten Unterschiede im Phaseneffekt aufgrund der Unterschiede der infrarotoptischen Eigenschaften der Keramikbeschichtung im MWIR und LWIR wurden auch an verschiedenen Keramikproben bei Einsatz der MWIR Kamera mit Filterrad nachgewiesen [ABUH09]. Hier waren allerdings die Unterschiede in den Phasen zwischen den durch die Filter gegebenen Subbänder klein gegenüber den Unterschieden in den Phasen zwischen den Spektralbändern der Dual-Band Kamera (MWIR und LWIR).



## 6 Anwendungsperspektiven der multispektralen Thermographie

In diesem Abschnitt wird auf die Anwendungsmöglichkeiten multispektraler Thermographie eingegangen. Diese lassen sich in zwei Gruppen unterteilen: die der passiven und die der aktiven multispektralen Thermographie.

### 6.1 Passive multispektrale Thermographie

Bekannte Anwendungsbereiche der passiven spektralen Thermographie sind das Erfassen bzw. das Filtern des Einflusses von Infrarot-Absorptionsbanden von Gasen wie z.B. CO<sub>2</sub>. Zusätzlich ergeben sich durch die erzielten Fortschritte zur Rekonstruktion von Temperatur– Emissivitätsbildern zahlreiche industrielle Anwendungen. So bietet beispielsweise die zeitliche bildgebende (orts aufgelöste) spektrale Thermographie mit der Dual-Band Kamera die Möglichkeit zur Temperaturüberwachung bei vielen industriellen Fertigungsprozessen.

Die Anwendungsperspektiven der bildgebenden passiven spektralen Thermographie für die zerstörungsfreie sowie berührungslose Temperaturüberwachung in industriellen Prozessen sind zahlreich. Die emissionsgradunabhängige Bestimmung der örtlichen Temperaturverteilung mit einer Spektalkamera kann zukünftig die bisher verwendeten pyrometrischen Detektoren bei der thermomechanischen Bearbeitung von Metallen ersetzen. Bei diesen Prozessen ist die genaue Temperaturüberwachung von größter Bedeutung, da abhängig von Verformungsgeschwindigkeit und Temperatur die gewünschte Werkstoffeigenschaften eingestellt werden. Des Weiteren können die Ergebnisse der Rekonstruktion sowohl für die Überwachung als auch für das Einstellen von Schweißprozessparametern in der industriellen Produktion eingesetzt werden. Auch bei der Wärmebehandlung, beim Sintern, Urformen, Umformen etc. kann eine kontrollierte emissionsgradunabhängige Temperaturüberwachung zur Verbesserung des Prozesses führen. Die passive spektrale Thermographie kann außerdem in der Medizin angewendet werden. Insbesondere bei chirurgischen Eingriffen ist eine Temperaturüberwachung des operierten Körperbereichs sehr hilfreich, da sie Hinweise auf eventuelle Komplikationen geben kann. Außerdem bietet die emissionsgradunabhängige Temperaturmessung Verbesserungsmöglichkeiten bei Überwachung und Aufklärungstechniken.

Darüber hinaus könnte man die Verteilung verschiedener Gase, die sich in einer industriellen Atmosphäre befinden, nachweisen. Dazu könnte man zwei verschiedene Spektralfilter verwen-

---

den, die ihre Durchlasskurven an den Absorptionsmaxima dieser Gase haben. Hier würden auch die Fusionsbilder die Gasverteilung farbcodiert visualisieren.

## **6.2 Aktive multispektrale Thermographie**

In Abschnitt 5 wurde anhand von den Untersuchungen an PVC und Keramikbeschichtungen auf Stahlsubstrat im Detail gezeigt, wie die spektralen infrarotoptischen Eigenschaften das IR-Signal bei pulsangeregter Thermographie beeinflussen. Umgekehrt lassen sich die infrarotoptischen Eigenschaften eines Werkstoffes mit aktiver multispektraler Thermographie bestimmen.

Im Folgenden wird die Methode der bildgebenden transienten Emissionsspektroskopie bei der Untersuchung anderer Werkstoffklassen an Hand von durchgeführten Beispielen getestet.

### *6.2.1 Kohlefaserverstärkter Kunststoff (CFK)*

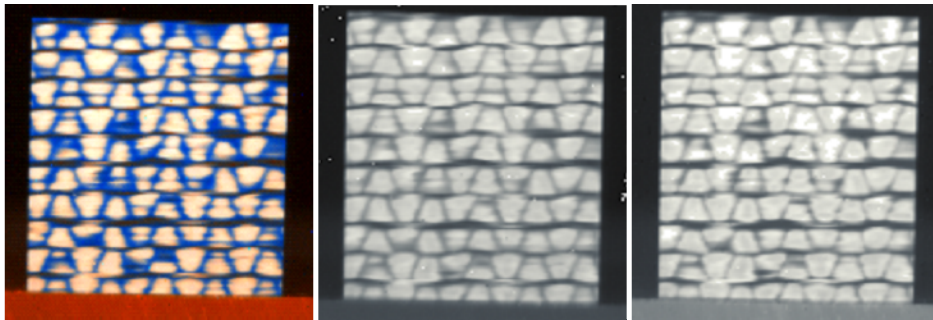
In CFK-Werkstoffen unterscheiden sich die Kohlefasern und der Kunststoff der Grundmatrix meist sowohl in den thermophysikalischen als auch in den mechanischen Eigenschaften voneinander. Darüber hinaus besitzen sie in der Regel unterschiedliche infrarotoptische Eigenschaften.

Um diese unterschiedlichen infrarotoptischen Eigenschaften der verschiedenen Komponenten von CFK-Werkstoffen qualitativ nachzuweisen, wurde das Prinzip der transienten Emissionsspektroskopie an einer CFK-Probe (kohlefaserverstärktes Polymer) mit den Abmessungen (5 cm x 5 cm x 0,5 cm) getestet. Die Kohlefaserausrichtung in der untersuchten CFK-Probe besitzt drei verschiedene Orientierungen in den verschiedenen Ebenen. In der ersten Ebene sind die Fasern in x-Richtung, in der darunter liegenden 45 ° zur x-Richtung und in die dritte Ebene in y-Richtung ausgerichtet. Die CFK Probe wurde mit einer Ringblitzlampe (Anregungsdauer=7 ms) angeregt, und die Daten wurden simultan in beiden Spektralbereichen der Dual-Band Kamera aufgenommen. Wenn in den folgenden Thermographiebildern von Rohdaten die Rede ist, dann ist damit die Darstellung der DL-Werte in Graustufen gemeint.

Abb. 6.1 zeigt das berechnete Fusionsbild sowie die Rohdaten in beiden Spektralbereichen der Dual-Band Kamera 6,8 ms nach der Anregung. Bei dieser Untersuchung war die Kamera senkrecht zu den Faserebenen ausgerichtet. Die Fusionsbilder zeigen eindeutig die unterschiedlichen infrarotoptischen Eigenschaften der Kohlenstofffaser und Matrix. Die Fasern zeigen eine einem Dreieck ähnliche Form, die durch die drei aufeinander liegenden Ebenen unterschiedlicher Faserorientierung entsteht. Einige Dreieckbereiche unterscheiden sich im Fusionsbild von einander, was für die Inhomogenität bzw. Unregelmäßigkeiten der Faserstruktur signifikant sein kann.

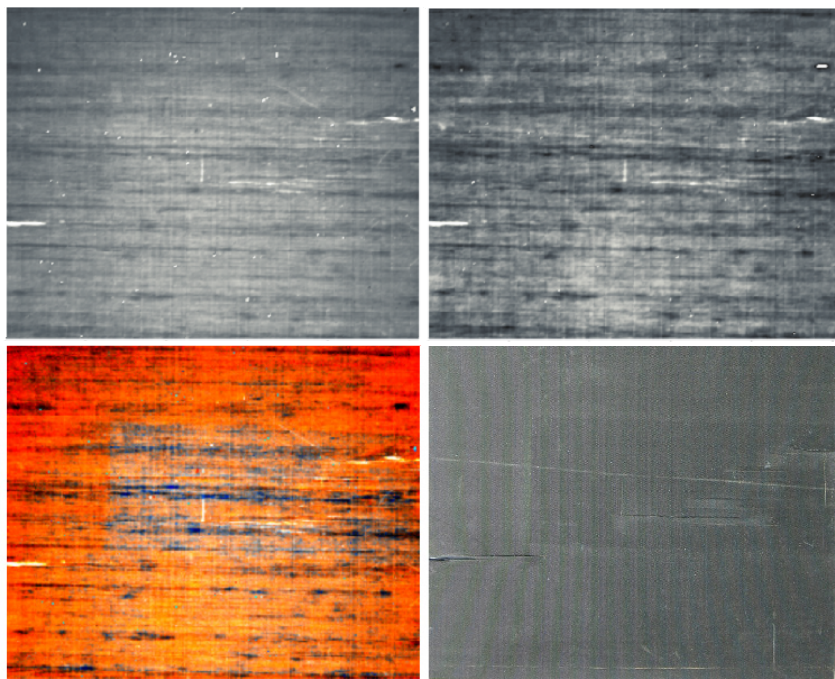
---

Diese Unterscheidung konnte in den Rohdaten in beiden Spektralbereichen der Dual-Band Kamera (MWIR und LWIR) nicht erkannt werden.



**Abb. 6.1:** Berechnetes Fusionsbild (links) und Rohdaten im LWIR (Mitte) und MWIR (rechts) der CFK-Probe 6,8 ms nach einer Pulsanregung. Bildabmessung 5 cm x 5 cm.

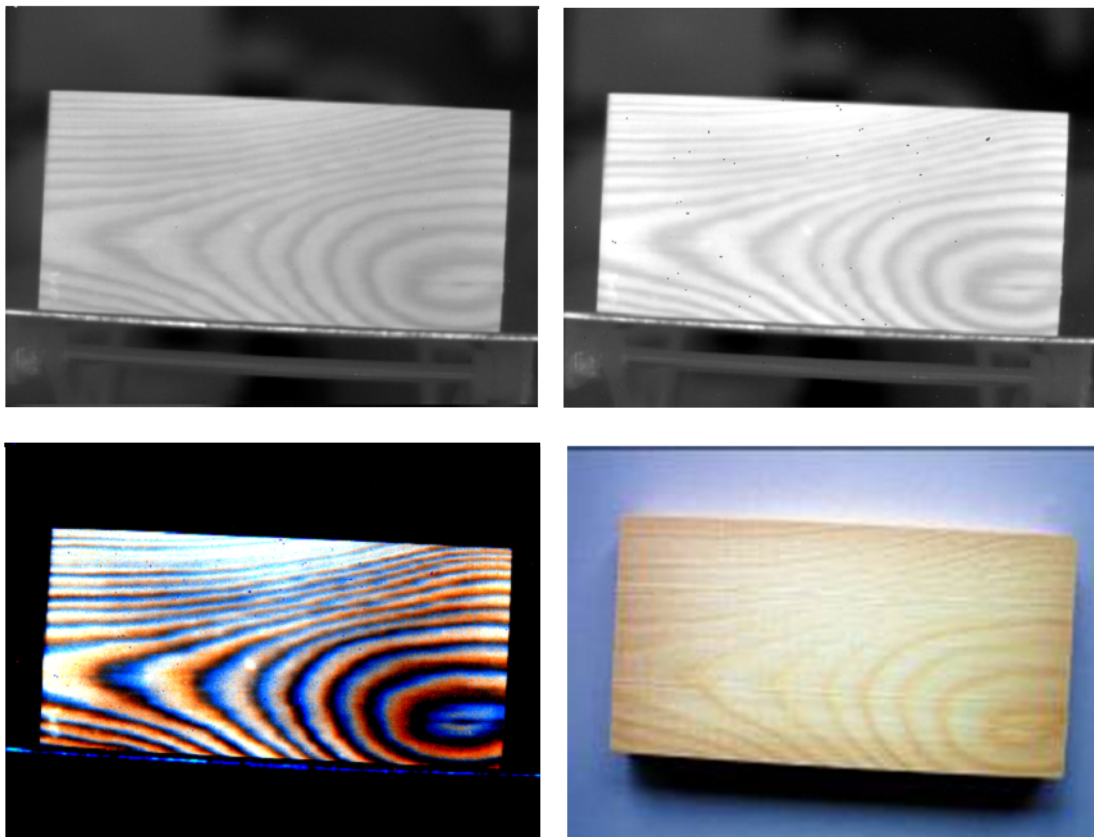
Eine weitere CFK-Platte wurde auf gleiche Weise mit der Dual-Band Kamera untersucht. Die CFK-Platte zeigt eine annähernd rechteckförmige Struktur (blau im Fusionsbild), die auf den einzelnen Thermographiebildern sowohl im MWIR als auch im LWIR nicht zu erkennen ist (Abb. 6.2). Die Natur dieser Anzeige konnte noch nicht geklärt werden.



**Abb. 6.2:** Rohdaten in DL im MWIR (oben links) und LWIR (oben rechts) und das berechnete Fusionsbild (unten links), Foto der Probe (unten rechts)

### 6.2.2 Holz

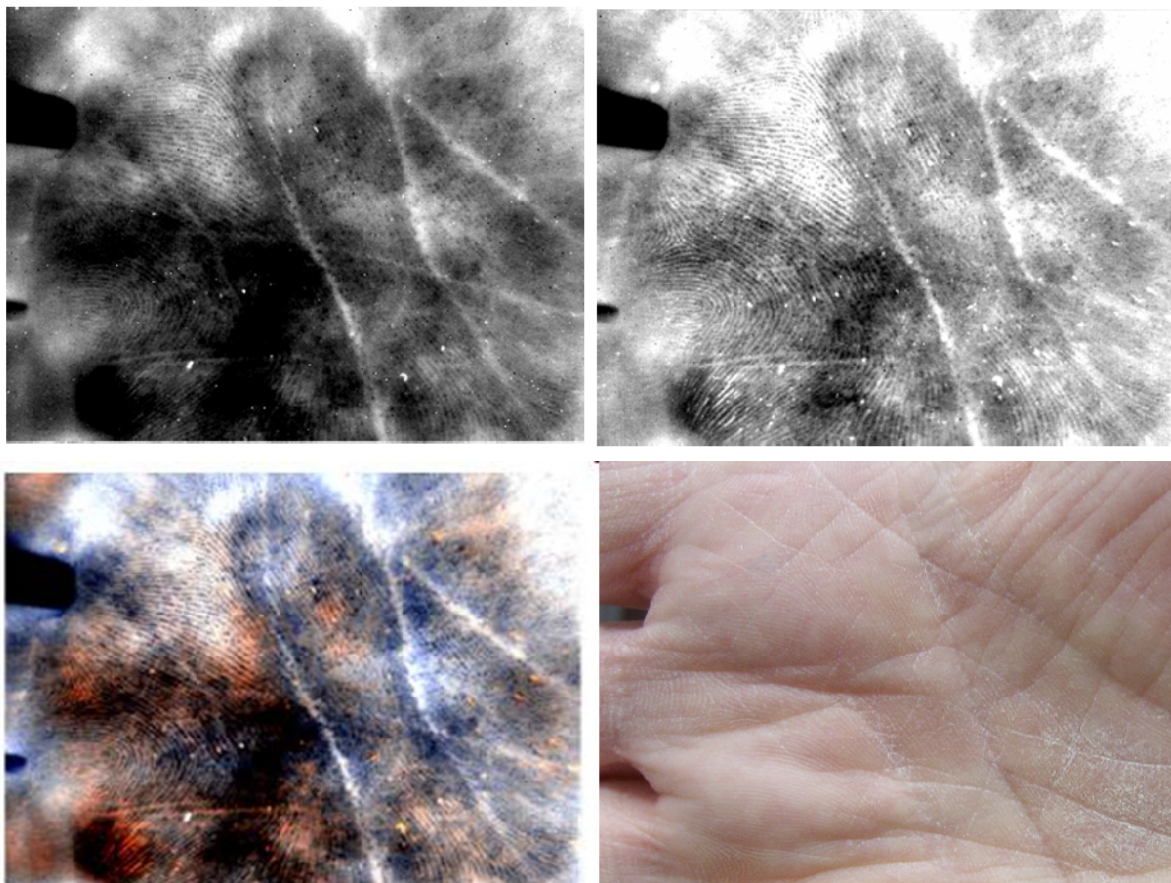
Als weiterer Werkstoff wurde Holz untersucht. Die unterschiedlichen infrarotoptischen Eigenschaften von Holz, insbesondere von Früh- und Spätholz, sind schon lange bekannt. Auch zwischen den zwei Spektralbereichen der Dual-Band Kamera waren Unterschiede zu erwarten. Um diese spektralen Effekte bei Holz nachzuweisen, wurde eine Holzprobe mit den Abmessungen (6 cm x 12 cm, Abb. 6.3 unten rechts) wie oben beschrieben mit der Dual-Band Kamera untersucht. Abb. 6.3 zeigt oben rechts und links die Strahlungsbilder 6,8 ms nach einer optischen Pulsanregung. Aus diesen zwei Aufnahmen im MWIR und LWIR wurde ein Fusionsbild berechnet (Abb. 6.3 unten links). Die unterschiedlichen spektralen Eigenschaften zwischen Früh- und Spätholz sind im berechneten Fusionsbild gut zu erkennen. Bei Alterung von Holz ändern sich die infrarotoptischen Eigenschaften des Holzes abhängig vom Alterungsgrad [FENG85]. Somit könnte die multispektrale aktive Thermographie den Zugang zur Bestimmung des Alterungsgrads bei Holz bieten.



**Abb. 6.3: Rohdaten in DL im MWIR (oben links) und LWIR (oben rechts) und das berechnete Fusionsbild (unten links), Foto der Probe (unten rechts)**

### 6.2.3 Haut

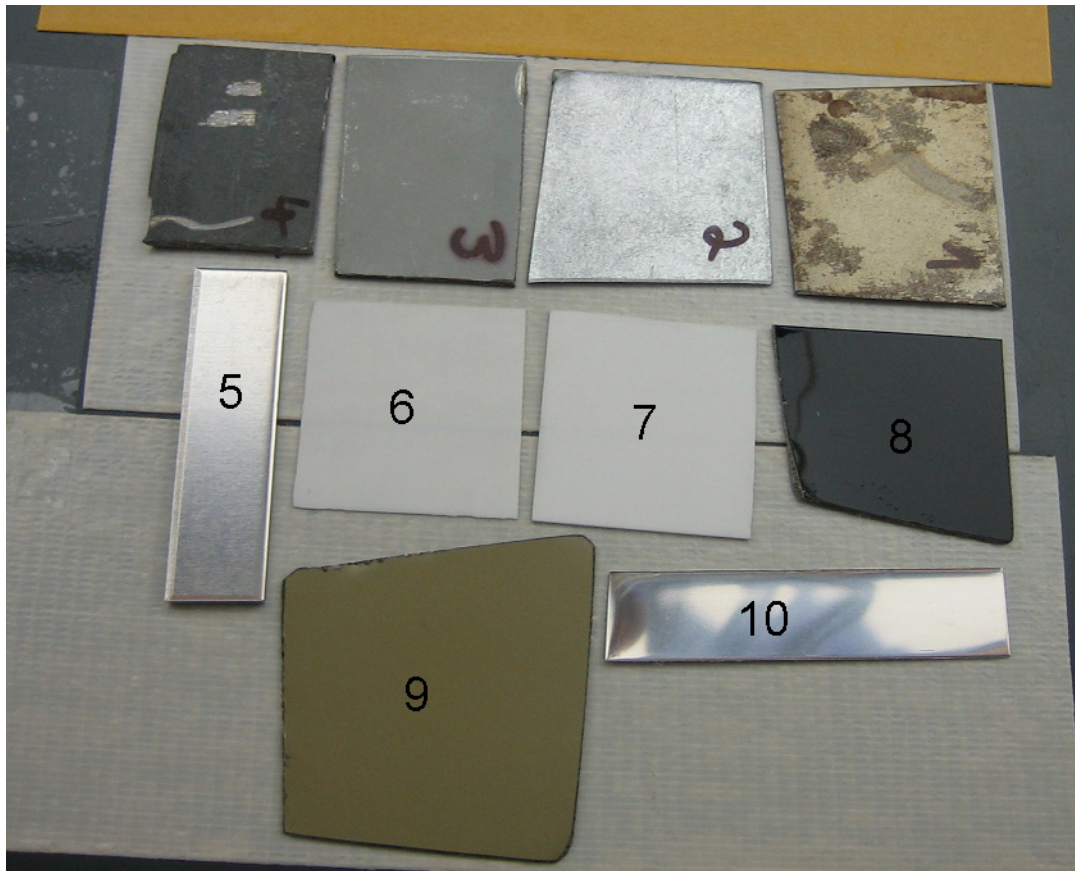
Analog zu den Untersuchungen an CFK und Holz wurde das spektrale Verhalten der menschlichen Haut an Hand einer Innenhandfläche eines Menschen mittels optischer Pulsanregung untersucht. Abb. 6.4 zeigt oben rechts und links die Strahlungsbilder 6,8 ms nach der Anregung. Aus diesen zwei Aufnahmen im MWIR und LWIR wurde wieder ein Fusionsbild berechnet (Abb. 6.4 unten links), das deutlich die unterschiedlichen spektralen Eigenschaften der verschiedenen Bereiche zeigt. Die Kontraste kommen vermutlich durch unterschiedlich dicke und unterschiedlich feuchte Hautbereiche zustande und sind in den einzelnen Spektralbereichen schwer zu erkennen. Die abbildende Emissionsspektroskopie könnte zukünftig für biomedizinische Untersuchungen genutzt werden.



**Abb. 6.4: Rohdaten in DL im MWIR (oben links) und LWIR (oben rechts) und das berechnete Fusionsbild (unten links), unten rechts ist ein Foto der Hand**

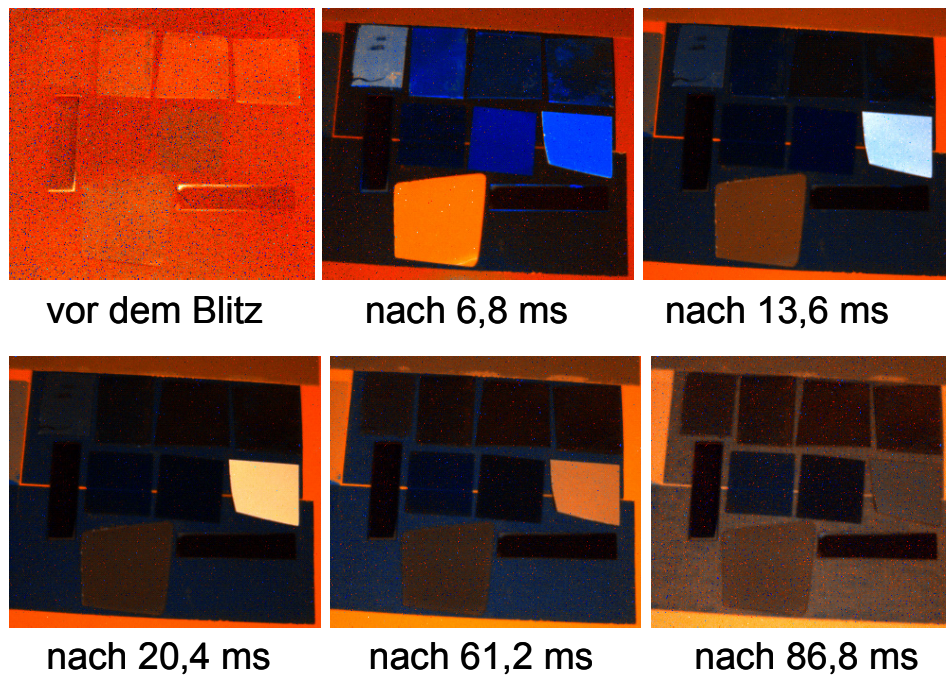


#### 6.2.4 Materialerkennung



**Abb. 6.5: 1-Stahlblech unbearbeitet, 2- Stahlblech feuerverzinkt, 3-Stahlblech elektrolytisch verzinkt, 4-warmumgeformtes Stahlblech, 5-Aluminium blank, 6-Aluminiumoxid 300  $\mu\text{m}$ , 7- Aluminiumoxid 600  $\mu\text{m}$ , 8-Stahlblech schwarz lackiert, 9-Stahlblech mit KTL Lack, 10- Stahlblech poliert**

Es wurde auch die Tauglichkeit der aktiven spektralen Thermographie für die Materialerkennung getestet. Hierzu wurden verschiedene oberflächenbehandelte bzw. beschichtete Stähle aus dem Automobilbereich und einige Keramiken (Abb. 6.5) mittels optischer Pulsanregung mit der Dual-Band Kamera untersucht. Abb. 6.6 zeigt die berechneten Fusionsbilder vor der Anregung und zu vier verschiedenen Zeiten nach der Anregung. Es ist zu erkennen, dass sich die unterschiedlichen Werkstoffe sich im Fusionsbild vor der Anregung nicht unterscheiden. Nach der Anregung zeigen sich jedoch deutliche Unterschiede, die mit der Zeit wieder abklingen (Abb. 6.6). Besonders deutlich zeigen dies die Proben 8 und 9 in Erscheinung, die kurz nach der Anregung in blau bzw. rot erscheinen. Dieses Prinzip kann in Zukunft zur schnellen Materialerkennung verwendet werden.



**Abb. 6.6: Fusionsbilder der untersuchten Proben in Abb. 6.7 vor der Anregung und zu verschiedenen Zeiten nach der Anregung**

In diesem Abschnitt wurde an Hand von Beispielen gezeigt, dass eine Vielzahl von Anwendungen der multispektralen Thermographie möglich ist. So könnte die aktive multispektrale Thermographie zukünftig zur Fehlerprüfung von Verbundmaterialien, bei Alterungsuntersuchungen in Holz, bei der Materialerkennung sowie bei biomedizinischen Untersuchungen eingesetzt werden.

Als weitere nützliche Anwendung der aktiven spektralen Thermographie mit bestimmten Spektralfilterkombinationen oder auch mit multispektralen Kameras ist z.B. die Ausblendung von bestimmten Störeinflüssen aus der Umgebung (Gase, Rauch) oder auch auf den Probenoberflächen des Prüfobjekts (Fett, Schmutzflecken). Dieses Ziel kann durch die Berechnung von Fusionsbildern erreicht werden. Untersuchungen zur Materialerkennung und zur Unterdrückung von Störgrößen (Fett, Schmutzflecken) wurden auch im Rahmen des Projekts InfraSpek in einer parallel laufenden Dissertation von K. Eisler durchgeführt [EISL10, ROTH11].

## Zusammenfassung und Ausblick

Ziel der Arbeit war es, die durch neue Sensorentwicklungen eröffneten Möglichkeiten der spektral aufgelösten Thermographie für die zerstörungsfreie Mess- und Prüftechnik zu sondieren und in einigen Teilaspekten zu untersuchen.

Ein Teilziel war dabei die Rekonstruktion von Temperatur- und Emissivitätsbildern aufbauend auf dem Prinzip der Zweikanalpyrometrie. Dies wurde sowohl mit der Dual-Band Kamera als auch mit einer MWIR Kamera mit Spektralfiltern durchgeführt. Die Ergebnisse an den untersuchten Proben waren zufriedenstellend. Die Berücksichtigung der Umgebungsstrahlung verbesserte dabei die erzielten Ergebnisse deutlich. Erstmals konnte so der Temperaturbereich unter 100 °C erschlossen werden. Die Experimente mit Einsatz von Spektralfiltern im MWIR führten, vermutlich wegen der besseren Gültigkeit der getroffenen Annahmen über die Wellenlängenabhängigkeit der Emissivität, zu einer noch besseren Trennung von Emissionsgradverteilung und Temperaturbild. Ein Problem bei der Arbeit mit Spektralfiltern liegt jedoch in den Verkippungseffekten (zumindest bei dem eingesetzten System) und in dem geringeren Signal. Die Filterverkippung kann zu Schattenbildung im berechneten Temperatur- bzw. Emissivitätsbild und zu falschen Absoluttemperaturen führen. Die Dual-Band Kamera hat das Potenzial, auch zeitlich schnell variierende Temperatur und Oberflächenzustände zu analysieren. Damit eignet sich die Technik sehr gut für die Temperaturüberwachung in zeitlich schnell veränderlichen Prozessen. Die Herausforderung besteht weiterhin darin, die fehlende Information über die Wellenlängenabhängigkeit der Emissivität ohne zuviel a priori Annahmen zu beschaffen. Eine erfolgreiche Methode hierzu basiert auf einer Referenzmessung bei bekannter Objekttemperatur, aus der sich ortsabhängig das Emissivitätsverhältnis bestimmen lässt. Dieses fließt in die Auswertung von Messungen bei unbekannter Temperatur ein. Die Rekonstruktion von Temperatur- und Emissivitätsbildern aus den Rohdaten erfolgte mit einem kalibrierten Quotientenverfahren.

Die Anwendung der Methode von Del Grande bot demgegenüber keine Vorteile. Die Hilfsstrahlermethode liefert aufgrund von nicht ausreichend gerechtfertigten Annahmen deutlich schlechtere Ergebnisse.

Die hier erzielten Ergebnisse nahe der Raumtemperatur gehen über das bisher in der Literatur beschriebene hinaus. Mit einer Kamera mit mechanisch präziser geführtem Filterrad in einer kameraseitig genau temperierten Messumgebung könnten mit der hier verwendeten Methode nahezu exakte Temperatur- und Emissivitätsbilder erstellt werden. Dies ist auch mit der Dual-Band Kamera in definierter Messumgebung möglich, falls man das Emissivitätsverhältnis ortsabhängig durch Referenzmessung bestimmen kann. Eine Dual-Color Kamera wäre für die Rekon-

---



struktion vermutlich eine weit bessere Wahl. Da die zwei Spektralbereiche einer Dual-Color Kamera innerhalb eines Spektralbandes nahe bei einander liegen, sind Annahmen über das Emissivitätsverhältnis wesentlich unkritischer, sofern man nicht nahe spektraler Absorptionsbanden arbeitet.

Ein weiteres Teilziel lag in der Untersuchung der Auswirkung der Infrarottransparenz bei der Prüfung von keramischen Wärmedämmschichten und Polymerwerkstoffen. Es zeigte sich, dass die Infrarottransparenz zu klar nachweisbaren spektral abhängigen Effekten bei der optisch angeregten Impulsthermographie führt. Dies konnte sowohl mit Hilfe der Dual-Band Infrarotkamera als auch mit der MWIR-Kamera mit Spektralfiltern an thermisch gespritzten Schichten aus yttriumteilstabilisiertem Zirkonoxid sowie an einer Probe aus grau eingefärbtem Polyvinylchlorid (PVC) mit eingebrachten Nuten und unterschiedlichem Ligament demonstriert werden.

Die durch die Infrarottransparenz hervorgerufenen Messeffekte sind einerseits Störgrößen bei der Bestimmung von Schichtdicken oder Fehlertiefen, bieten aber auch den Zugang zu weiteren optischen Schichteigenschaften, die z. B. mit Alterung oder Schädigung korrelieren. Wo Alterungseffekte mit den infrarotoptischen Eigenschaften korrelieren, können diese Messeffekte in Zukunft zur berührungslosen bildgebenden Bestimmung der Alterung genutzt werden.

Es wurde eine analytische Lösung zur Modellierung der thermischen Abkühlungskurven von Beschichtungen auf Stahlsubstrat nach einer Pulsanregung gewonnen. Dabei wurden die optische und infrarote Teiltransparenz der Beschichtung sowie die thermischen Reflektionen an der Grenzfläche (Keramik-Stahl) und am Substratende berücksichtigt.

Mit dem Modell wurden die thermischen Signale von Keramiksichten unterschiedlicher Dicke auf dem Stahlsubstrat als Funktion der Zeit simuliert. Die experimentell gefundenen Verläufe der Signale stimmen mit den simulierten Verläufen gut überein. Weiterhin wurden aus den zeitabhängigen thermischen Abklingkurven an jedem Pixel die logarithmische Steigung durch einen Geradenfit in beiden Spektralbereichen (MWIR, LWIR) bestimmt. Es zeigte sich, dass in den Steigungsbildern die spektralen infrarotoptischen Eigenschaften visualisiert werden können. Dadurch könnten Alterungseffekte, die sich in den infrarotoptischen Eigenschaften äußern, zerstörungsfrei mit dieser Methode dargestellt werden. Des Weiteren können dadurch Messungen zur Bestimmung von Schichtdicken sowie Fehlertiefen unter Berücksichtigung der momentanen infrarotoptischen Eigenschaften der Beschichtung simuliert werden.

Es wurde ein Verarbeitungsalgorithmus entwickelt, der die spektralen Eigenschaften eines Objekts farbig darstellt (Fusionsbilder). Mit dieser Methode wurden die Thermographiebilder der

---

Keramikprobe zu verschiedenen Zeiten nach der Anregung dargestellt. Direkt nach der Anregung ist ein Dickenkontrast zu beobachten, der hauptsächlich auf die infrarotoptischen Eigenschaften der Beschichtung zurückzuführen ist. Dieser infrarotoptische Kontrast verschwindet vor dem Erscheinen des klassischen Dickenkontrasts, der hauptsächlich durch die Wärmediffusion hervorgerufen wird.

So wird zukünftig bei sehr schnellen Prozessen eine Bestimmung von Beschichtungsdicken durch Nutzung des infrarotoptischen Schichtdickenkontrastes, der bei sehr geringen Zeiten erscheint, möglich sein. Dies kann auch abhängig vom zeitlich veränderlichen infrarotoptischen bzw. Alterungszustand der Beschichtung auch mit dem aufgestellten Modell modelliert werden.

Darüber hinaus wurde der Einfluss der infrarotoptischen Eigenschaften auf die Fehlertiefenbestimmung anhand einer PVC-Probe mit unterschiedlichen Fehlertiefen untersucht. Dabei wurden die Abknickzeiten für verschiedene Ligamente (Fehlertiefen) berechnet und dargestellt. Die Zeitpunkte des Erscheinens des Fehlerkontrastes unterscheiden sich im MWIR und LWIR bei allen Ligamenten um ca. 36%. Der dabei verursachte Fehler bei der Fehlertiefenbestimmung beträgt ca. 18%. Dies bedeutet, dass die Nichtberücksichtigung der infrarotoptischen Eigenschaften des Werkstoffs zu einer falschen Fehlertiefe führt.

Es wurden auch im Hinblick auf weitere mögliche zukünftige Anwendungen spektral aufgelöste Bilder von Holz, CFK und menschlicher Haut sowie von beschichteten Automobilblechen mit der abbildenden transienten Emissionsspektroskopie gewonnen, wobei sich neuartige Bildkontraste ergaben.

---

## Literaturverzeichnis

- [ABUH10A] Abuhamad, M. ; Netzelmann, U. ; Reuß, C.: Aktive und passive Thermographie mit einer Dual-Band Kamera für das mittlere und langwellige Infrarot  
DGZfP-Berichtsband –122 CD, Berlin, 2010, Beitrag Mi.1.C.3
- [ABUH10B] Abuhamad, M.; Netzelmann, U.: Dual-Band Active Thermography on Infrared Transparent Materials  
QIRT, Quantitative Infrared Thermography Journal, Vol. 7, Nr.2, 2010, S. 189-200
- [ABUH09] Abuhamad, M. ; Netzelmann, U.: Impuls- und Lock-in Thermographie an infrarot-transparenten Werkstoffen  
Thermographie Kolloquium 2009, DGZfP Berichtsband BB 119-CD, Berlin, 2009, S. 9-18
- [ALMO96] Almond, D.P.; Patel, P.M: Photothermal Science and Techniques, Chapman & Hall, London, 1996
- [BAUE04] Bauer, N.; Meinschmidt, P. und Netzelmann, U.: Wärmefluss-Thermographie-Systeme - Allrounder für Inneres  
Qualität und Zuverlässigkeit, Vol. 49, Nr. 5, 2004, S. 126-128
- [BRAM68] Bramson, M.I.: Infrared Radiation, A Handbook for Application, Plenum Press, NewYork, 1968
- [BREI03] Breitenstein, O.; Langenkamp, M.: Lock-in Thermography: Basics and Use for Functional Diagnostics of Electronic Components, Berlin, Springer, 2003
- [BUSS79] Busse, G.: Optoacoustic Phase Angle Measurement for Probing a Metal  
Applied Physics Letters, Vol. 35, 1979, S. 759-760
- [CASS03] Cassady, L.D. and Choueiri, E.Y.: High Accuracy Multi-Color Pyrometry for High Temperature Surfaces.  
28th International Electric Propulsion Conference, Toulouse, France, 2003. IEPC-03-79
-

- [CAST99] Castro, E.H.; Selles, E.J.; Costanzo, M.; Franco, O.; Diaz, J.: Airborne thermography applications in Argentina  
Thermosense XXIV, SPIE Proceedings, Vol. 4710, Bellingham, 1999, S. 233-240
- [DELG96] Del Grande, N.; Durbin, P.; Logan, C.; Perkins, D.: Demonstration of dual-band infrared thermal imaging at Grass Valley Creek Bridges  
Nondestructive Evaluation of Bridges and Highways, SPIE Proceedings, Vol. 2946, 166, Bellingham, 1996, doi:10.1117/12.259134
- [DEWI88] De Witt, Nutter: Theory and Practice of Radiation Thermometry, John Wiley&Son, New York, ISBN 0-471-61018-6, 1988
- [EISL10] Eisler, K.; Goldammer, M.; Rothenfusser, M.; Homma, C.; Arnold, W.: Wie bringt man Farbe in die Thermografie  
DGZfP-Berichtsband –122 CD, Berlin, 2010, Poster 38
- [ELDR06] Eldridge, J.I.; Spuckler, C.M.; Martin, R. E.: Monitoring Delamination Progression in Thermal Barrier Coatings by Mid-Infrared Reflectance Imaging  
International Journal of Applied Ceramics Technology, Vol. 3, 2006, S. 94-104
- [FENG85] Fengel, D.; Stöcklhuber, P.: Vergleich der Extrakte und des Lignins aus frischem und gelagertem Kiefernholz  
Holz als Roh- und Werkstoff, Vol. 43, 1985, S. 447-450
- [FIES91] Fiessler, L.: Möglichkeiten und Grenzen der Mehrwellenlängenpyrometrie als emissionsgradunabhängiges Temperaturmessverfahren, Dissertation, Universität Stuttgart, 1991
- [GARD80] Gardner, J.L.: Computer Modelling of a Multiwavelength Pyrometer for Measuring True Surface Temperature  
High Temperatures- High Pressures, Vol. 12, 1980, S. 699-705
- [GARD81] Gardner, J.L.; Trebor, P.J.; Davies, M.R.: A Six-Wavelength Radiation Pyrometer  
High Temperatures- High Pressures, Vol. 13, 1981, S. 459-466
- [GUNA05] Gunapala, S.D.; Bandara, S.V.; Liu, J.K.; Hill, C.J.; Rafol, S.B.; Mumolo, J.M.; Trinh, J.T.; Tidrow, M.Z. and LeVan, P.D.: 1024 x 1024 Pixel Mid-Wavelength and
-

Long-Wavelength Infrared QWIP Focal Plane Arrays for Imaging Applications  
Semiconductor Science and Technology, Vol. 20, 2005, S. 473-480

- [GUNA09] Gunapala, S.D.; Bandara, S.V.; Liu, J.K.; Mumolo, J.M.; Ting, D.Z.; Hill, C.J.;  
Nguyen, J.; Simolon, B.; Woolaway, J.; LeVan, P.D. and Tidrow, M.Z.: Demonstra-  
tion of First Megapixel Dual-band QWIP Focal Plane Array  
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 46, Nr. 2, 2010, S. 285-293
- [HENN77] Henning, F.: Temperaturmessung. Johann Ambrosius Barth, Leipzig, 1977
- [HIER10] Hierl, T.: Hochauflösende Infrarot-Detektormatrizen  
Wärmefluss-Thermographie als zerstörungsfreies Prüfverfahren für die Qualitäts-  
sicherung in der Produktion, Fraunhofer Allianz, Vision Erlangen, 2010, Beitrag 3
- [IMHO84] Imhof, R.; Birch, D.; Thornley, F.; Gilchrist, J.; Stivens T.: Optothermal Transient  
Emission Radiometry  
Scientific. Instruments, Vol. 17, 1984, S. 521-525
- [IMHO88] Imhof, R. E.; Whitters, C.J.; Birch, D.J.; Thornley, F.R.: New Opto-Thermal Radi-  
ometry Technique using Wavelength Selective Detection  
Journal of Physics, Vol. E 21, 1988, S. 115-117
- [JONE89] Jones, R.W.; McClelland, J. F.: Transient Infrared Emission Spectroscopy  
Analytical Chemistry, Vol. 61, 1989, S.650
- [KARP93] Karpen, W.: Berührungslose und Zerstörungsfreie Prüfung von Kunststofflackie-  
rungen mit thermischen Wellen, Dissertation, Stuttgart, 1993
- [KARS02] Karstädt, D.; Loose, H.; Möllmann, K.-P.; Pinno, F.: Emissionsgradkompensierte  
Temperaturmessung an hochreflektierenden Leichtmetalloberflächen, Fachhoch-  
schule Brandenburg, Faltblatt, 2003
- [LIEB78] Liebert, H.: Emittance and Absorptance of NASA Ceramic Thermal Barrier Coat-  
ing System, NASA Technical Paper 1190, Cleveland, Ohio, 1978
- [MACC00] McCartan, S.; Anstice, J.; Featherston, C. A.: Thermography – A Condition Moni-  
toring Technology for Sheet Metal Forming
-

ISATA, International Symposium on Automotive Technology & Automation 2000, 2000, Dublin, S. 113-120

- [MAIE05] Maier, T.: Bispektrale Detektion und optische Nichtlinearität in Quantentopf-Infrarot-Photodetektoren, Dissertation, Universität Freiburg, 2005
- [MALD00] Maldague, X.P.V.: Applications of Infrared Thermography in Nondestructive Evaluation  
Trends in Optical Non Destructive Testing and Inspection, ed.by Rastogi, P; D. Inaudi, Elsevier Science, Amsterdam, 2000, S. 591-609.
- [MALD01A] Maldague, X.P.: Theory and Practice of Infrared Technology for Nondestructive Testing, John Wiley, New-York 2001
- [MALD01B] Nondestructive Testing Handbook, Third edition: Volume 3, Infrared and Thermal Testing Technical r, Xavier P.V. Maldague (Ed.) American Society for Nondestructive Testing, Columbus OH, ISBN 1-57117-044-8, 2001
- [MARE07] Marek, R.; Nitsche, K.: Praxis der Wärmeübertragung, Carl Hanser Verlag, München, 2007
- [MIGN81] Mignogna, R. B.; Green, R.E.; Henneke, E. G.; Reifsnider, K. L.: Thermographic Investigations of High-Power Ultrasonic Heating in Materials  
Ultrasonics, Vol. 7, 1981, S. 159-163
- [NAGE94] Nagel, H.: Mehrkanalpyrometrische Temperaturmessung auf metallischen Oberflächen im Niedertemperaturbereich unter Berücksichtigung ihrer Strahlungseigenschaften, Dissertation, Technische Universität Dresden, 1994
- [NETZ07] Netzelmann, U. Impuls- und Lock-In-Thermographie  
Handbuch zur Industriellen Bildverarbeitung. Qualitätssicherung in der Praxis, hrsg. Bauer N, Fraunhofer Allianz Vision, Erlangen, 2007, S. 373-377
- [NETZ10] Netzelmann, U.; Abuhamad, M.: Pulsed Thermography in Multiple Infrared Spectral Bands  
Journal of Physics: Conference Series, Vol. 214, Nr. 1, 2010, 012095
-

- [NEWA05] Golam Newaz; Xiaoqun Chen: Progressive Damage Assessment in Thermal Barrier Coatings using Thermal Wave Imaging Technique  
Surface and Coatings Technology, Vol. 190, 2005, S. 7-14
- [NOTI03] Notingher, I.; Imhof, R.E.; Xiao, P.; Pascut, F.C.: Near-Surface Depth Resolved Midinfrared Emission Spectroscopy  
Review of Scientific Instruments, Vol. 74, 2003, S. 346-348
- [OERT97] Oertel, H.: Entwicklung eines Messsystem und Bestimmung spektraler Emissionsgrade von Metallen für die Berechnung der Strahlungswärmeübertragung und die Pyrometrie in wärmetechnischen Anlagen, Dissertation, Technische Universität Clausthal, 1997
- [PALI82] Palik, E.D.: Handbook of Optical Constants of Solids, Academic Press, New York, 1982
- [PAOL92] Paolini, S.; Walther, H. G.: Photothermal Radiometry of Infrared Translucent Materials  
Journal of Applied Physics, Vol. 82, 1992, S. 101-106
- [PEPP60] Pepperhoff, W.: Optische Pyrometrie im polarisierten Licht  
Zeitschrift für angewandte Physik, 1960, S. 169-171
- [PLUM08] Plum, R.; Ummenhofer, T.: Ultrasound Excited Thermography of Load Bearing Members used in Constructional Steelwork.  
9th International Conference on Quantitative Infrared Thermography, Krakow, Poland, 2008, S. 461-467
- [PREG04] Pregowski, P.; Goleniewski, G.; Komosa, W.; Korytkowski, W.: Advanced Multispectral Dynamic Thermography as a New Tool for Inspection of Gas-Fired Furnaces.  
Thermosense XXVI, SPIE Proceedings, Vol. 5405, Bellingham, 2004 S. 227-236
- [ROSE76] Rosencwaig, A.; Gersho, A.: Theory of the Photoacoustic effect with solids  
Journal of Applied Physics, Vol. 47, 1976, S. 64-69
-

- [ROSE80] Rosencwaig, A.; Busse, G.: High Resolution Photoacoustic Thermal Wave Microscopy  
Applied Physics Letters, Vol. 36, 1980, S. 725-727
- [ROSE06] Rosenbaum, T.; Jähne, B.; Gerlach, G.: Thermographical Measurement of Temperatures on Metallic Surfaces  
IRS2 2006, Conference and Exhibition on Infrared Sensors & Systems, AMA Service GmbH, Wunstorf, 2006, S. 327-330
- [ROSE07] Rosenbaum, T.: Thermographische Messung der Temperatur metallischer Oberflächen, Dissertation, Technische Universität Dresden, 2007
- [ROTH11] Rothenfusser, M., Netzelmann, U. (Hrsg.): Optische Mess- und Prüftechniken im infraroten Spektralbereich für den Einsatz in der Produktentwicklung, der Produktion und im Service, Abschlussbericht zum BMBF Projekt InfraSpek, erscheint 2011
- [SCHM96] Schmitz, C.; Hantzko, T.G.; Lohmann, S.; Lubatschowski, H.; Ertmer W.: Pulsed Photothermal Radiometric Investigations of Optical and Thermal Properties  
Laser-Tissue Interaction and Tissue Optics II, SPIE Proceedings Vol. 2923, Bellingham, 1996, S. 12-19
- [SCHM98] Schmitz, C.: Spektroskopische und strukturelle Untersuchungen gewebeähnlicher Substanzen mit der gepulsten photothermischen Radiometrie, Dissertation, Hannover, 1998
- [SCHU00] Schuster, N.; Kolobrodov, V.G.: Infrarotthermographie, WILEY-VCH Verlag Weinheim, 2000
- [SHEP05] Shepard, S.; Hou, Y.; Lhota, J.; Wang, D. and Ahmed, T.: Thermographic Measurement of Thermal Barrier Coating Thickness  
Thermosense XXVII, SPIE Proceedings, Vol. 5782, Bellingham, 2005, S. 407-410
- [STUK07] Stuke, A.: Optimierung der Reflektivität keramischer Wärmedämmschichten aus Yttrium-teilstabilisiertem Zirkoniumdioxid für den Einsatz auf metallischen Komponenten in Gasturbinen, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum 2007
-



- [THAM98] Thamm, U.: Bewertung von Tiefziehprozessen durch Infrarot-Thermografie, Berichte aus dem IWU, Band 5, Zwickau, S. 1-196, 1998.
- [TING61] Tingwaldt, C.; Schley, U.: Eine optische Methode zur direkten Ermittlung der wahren Temperatur glühender Metalle  
Zeitschrift für Instrumentenkunde, Vol. 69, 1961, S. 205-207
- [VAIN00] Vainer, B.; Kamaev, G.; Kurishev, G.: Application of the Narrow Spectral Range InAs-FPA-Based IR Camera for the Investigation of the Interface Voids in Silicon Wafer Bonding  
Journal of Crystal Growth, Vol. 210, 2000, S. 351-355
- [VETT98] Vetterlein, T.; Meyendorf, N.; Walle, G.: Multi-Channel Pyrometry and Thermography - A Non-Contact Method for the Determination of the Spectral Emissivity of High-Temperature Materials.  
Nondestructive Characterization of Materials VIII, ed. by Green, R.E, New York, Plenum Press, 1998, S. 377-382.
- [VOGE04] Vogel, A.; Hassan, M.; Hattery, D.; Demos, S.; Russo, A.: Multimodality Imaging Techniques to Assess Collagen Breakdown in Mouse Model after Radiation  
Optical Biopsy V, SPIE Proceedings, Vol. 5326, Bellingham, 2004, S. 130
- [VRAN05] Vrana, J.; Goldammer, M.: Induktionsthermographie  
Aktive Thermographie: Fortschritte und neue Möglichkeiten, DGZfP-Berichtsbände; BB 92-CD, Berlin, 2005, Beitrag 3
- [WALT92] Walther, H. G.; Seidel, U.; Karpen, W.; Busse G.: Application of Modulated Photothermal Radiometry to Infrared Transparent Samples  
Review of Scientific Instruments, Vol. 63, 1992, S. 5479
- [WEN05] Wen, C.-D.; Mudawar, I.: Emissivity Characteristics of Polished Aluminium Alloy Surfaces and Assessment of Multispectral Radiation Thermometry (MRT) Emissivity Models  
International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 48, 2005, S. 1316-1329
- [SCHÖ] Schönbach, B., FLIR Systems: Thermografie-Trainingskurs EN 473 Stufe 1, R&D Forschung & Entwicklung, Juli 2002
-

Danksagung:

Der Autor dankt dem Projektträger Karlsruhe für Produktion und Fertigungstechnologien des BMBF für die Förderung dieser Arbeit im Rahmen des Verbundprojekts InfraSpek, FKZ 02PU2501

---