

Quantifizierung von Fehlstellen in teiltransparenten Festkörpern mittels der Impulsthermografie

vorgelegt von

M.Sc.

Raphael Kim Bernegger

von der Fakultät III - Prozesswissenschaften
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften

-Dr.-Ing.-

genehmigte Dissertation

Promotionsausschuss

Vorsitzender: Prof. Dr. Aleksander Gurlo

Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. Walter Reimers

Gutachterin: Prof. Dr.-Ing. Birgit Skrotzki

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 24. März 2021

Berlin 2021

Zusammenfassung

Die Impulsthermografie (PT) gehört zu den zerstörungsfreien Prüfverfahren und wird für die Detektion und Quantifizierung von verdeckten Fehlstellen in einem Bauteil eingesetzt. Bei Materialien, die im Wellenlängenbereich der optischen Anregungsquelle und der Infrarot(IR)-Kamera teiltransparent sind, z.B. glasfaserverstärkter Kunststoff (GFK), können die bestehenden Auswertemethoden der PT nicht angewendet werden, da diese auf mathematischen Modellen basieren, die opake Materialien beschreiben. Somit muss derzeit für die Quantifizierung der Tiefe von Fehlstellen in teiltransparenten Prüfobjekten die Prüfobjektoberfläche schwarz beschichtet werden. Da dies im realen Anwendungsfall oft unerwünscht ist, ist das Ziel dieser Arbeit, neue thermografische Auswertungstechniken zu entwickeln, mit denen die Quantifizierung von Fehlstellen in teiltransparenten Festkörpern ohne eine Oberflächenschwärzung erfolgen kann. Hierfür werden bereits bekannte mathematische Modelle zur Beschreibung von PT-Experimenten erweitert und auf teiltransparente Materialien mit Fehlstellen angepasst, sodass durch eine Rekonstruktion der Messdaten mit Hilfe dieser neuen Modelle die Tiefe von realen Delaminationen in GFK bestimmt werden kann, ohne dabei die Bauteiloberflächen zu beschichten.

Bei thermografischen Messungen an teiltransparenten Materialien empfängt eine IR-Kamera Strahlung nicht nur von der Materialoberfläche, wie bei opaken Materialien, sondern zusätzlich aus dem Volumen. Für die Rekonstruktion von PT-Experimenten an teiltransparenten Materialien wird für die mathematische Modellierung der IR-Kamera nur das Temperaturfeld und nicht das Strahlungsfeld berücksichtigt. Durch einen Vergleich zwischen der bisher üblichen mathematischen Modellierung und der neu entwickelten Modellierung der IR-Kamera, die das Strahlungsfeld berücksichtigt, konnte gezeigt werden, dass bei Vernachlässigung des Strahlungsfeldes die Modellparameter (absorbierte Energie und die Absorptionskoeffizienten) bei der Rekonstruktion beeinflusst werden können, welche die Heizphase eines PT-Experiments bestimmen. Dies zeigt, dass die übliche Modellierung im betrachteten Anwendungsfall zwar unter Verwendung effektiver Modellparameter eingesetzt werden kann, die zugrundeliegende Physik aber unzureichend abbildet. Ein weiterer wichtiger Faktor für die vollständige Modellierung einer IR-Kamera ist die spektrale Empfindlichkeit des IR-Kamerasystems. Da diese im Allgemeinen nicht bekannt ist, wurde unter Verwendung von Bandpassfiltern, einem Schwarzkörperstrahler und einem mathematischen Modell ein neues praxisnahes Verfahren entwickelt, mit welchem die spektrale Empfindlichkeit von beliebig komplexen IR-Kamera-Gesamtsystemen charakterisiert werden kann.

In dieser Arbeit konnte durch die Rekonstruktion der Messdaten von PT-Experimenten mit monochromatischer Anregungsquelle an teiltransparenten Probekörpern mithilfe mathematischer Modelle gezeigt werden, dass die verwendeten 1D-Modelle, die bisher nur für homogene Materialien verwendet wurden, auch für heterogene Materialien wie z.B. GFK geeignet sind. Dazu muss jedoch die Modellierung der Absorption über zwei effektive Absorptionskoeffizienten (für verschiedene Materialanteile) erfolgen. So konnten die Diffusivität und die Absorptionskoeffizienten in verschiedenen Messkonfigurationen mit den jeweils geeigneten Modellen bestimmt werden. Mit den hier entwickelten numerischen Modellen konnte nachgewiesen werden, dass die Quantifizierung der Breite und Tiefe von künstlichen (Nuten) und realen (Delaminationen) Fehlstellen in teiltransparenten Materialien auch ohne zusätzliche Beschichtungen bestimmt werden kann.

Abstract

Pulsed thermography (PT) is one of the non-destructive testing methods and is used for the detection and quantification of hidden defects in a component. For materials that are semi-transparent in the wavelength range of the optical excitation source and the infrared (IR) camera, e.g. glass fiber reinforced plastic (GFRP), the existing PT evaluation methods cannot be applied, as these are based on mathematical models describing opaque materials. Thus, to currently quantify the depth of defects in semi-transparent specimens, the specimen surface has to be coated black. Since this is often undesirable in real applications, the aim of this work is to develop a new thermographic evaluation technique that can be used to quantify defects in semi-transparent specimens without surface blackening. For this purpose, already known mathematical models for the description of PT experiments are extended and adapted to semi-transparent materials with defects so that the depth of real delaminations in GFRP can be determined by reconstructing the measured data with these new models and without coating the specimen surfaces.

For thermographic measurements on semi-transparent materials, an IR camera receives radiation not only from the material surface, as with opaque materials, but also from the volume. For the reconstruction of PT experiments on semi-transparent materials, only the temperature field and not the radiation field is considered for the mathematical modeling of the IR camera. By comparing the previously used mathematical modeling with a newly developed model of the IR camera, which takes the radiation field into account, it could be shown that when the radiation field is neglected, the model parameters (absorbed energy and the absorption coefficients), which determine the heating phase of a PT experiment, can be influenced during the reconstruction. This shows that the usual modeling using effective model parameters can be applied in the considered application, but it inadequately represents the underlying physics. Another important factor for the complete modeling of an IR camera is the spectral sensitivity of the IR camera system. Since this is generally unknown, a new practical method was developed using bandpass filters, a blackbody radiator, and a mathematical model to characterize the spectral response for arbitrarily complex IR camera systems.

In this work, by reconstructing measured data from PT experiments with a monochromatic excitation source on semi-transparent specimens by means of mathematical models, it was shown that the 1D models used so far only for homogeneous materials are also suitable for heterogeneous materials such as GFRP. However, this requires modeling the absorption using two effective absorption coefficients (different material portions). In this way, the thermal diffusivity and absorption coefficients could be determined in different measurement configurations using the appropriate models in each case. By using the numerical models developed in this study, it demonstrates that the quantification of the width and depth of simulated (notch) and real (delaminations) defects in semi-transparent materials can be determined even without additional surface coatings.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Kenntnisstand und Ausgangssituation	3
2.1	Grundlagen des Wärmetransports	3
2.1.1	Wärmestrahlung nach Planck	3
2.1.2	Instationäre Wärmeleitung	5
2.1.3	Konvektiver Wärmeübergang	6
2.2	Aktive Thermografie in der zerstörungsfreien Prüfung	6
2.2.1	Impulsthermografie	9
2.2.2	Thermografie an teiltransparenten Materialien	12
2.3	Stand der Technik zur quantitativen Charakterisierung von teiltransparenten Materialien	16
2.3.1	Quantifizierung der thermischen und optischen Materialeigenschaften	16
2.3.2	Quantifizierung von Fehlstellen und Materialschichtdicken	18
3	Ziel der Arbeit	21
4	Methoden und mathematische Modelle	23
4.1	Inverses Problem - Vorgehen der Rekonstruktion	23
4.2	Untersuchte Probekörper	24
4.3	Experimenteller Aufbau und daraus resultierende mathematische Randbedingungen	28
4.3.1	Randbedingungen	28
4.3.2	IR-Kamera	29
4.3.3	Anregungsquelle	30
4.3.4	Prüfkörper	33
4.3.5	Umgebung	37
4.3.6	Konfigurationen und Bezeichnung der Modelle	37
4.4	Lösen der Wärmeleitungsgleichung	39
4.4.1	Analytische und semi-analytische Lösung (1D)	39
4.4.2	Beispielrechnung für das $1L1\alpha1\beta$ -Modell	41
4.4.3	Numerische Lösung mittels FEM	43
4.4.4	Einfluss der Modell-Parameter auf den Temperaturverlauf	44
4.4.5	Sensitivitätsstudie	49
4.5	Rekonstruktion von experimentellen Daten	50
4.5.1	Messdaten aufbereiten	50
4.5.2	Rekonstruktionsalgorithmus	51
4.6	Validierung der mathematischen Modelle	52
4.6.1	Überprüfung des Ausgangsmodells an ND-Filtern	53
4.6.2	Überprüfung der numerischen 1D- und 2D-Modelle	54

4.7	Quantitative Bestimmung von Materialeigenschaften und Fehlstellen	56
4.7.1	Quantifizierung von Materialeigenschaften in verschiedenen Konfigurationen	57
4.7.2	Quantifizierung von künstlichen Fehlstellen	58
4.7.3	Quantifizierung von realen Fehlstellen	59
5	Charakterisierung einer IR-Kamera	65
5.1	Temperaturmessung mit IR-Kameras	65
5.1.1	Strahlungsbilanz	65
5.1.2	IR-Kamera-Kalibrierung/Justage	67
5.1.3	Einfluss bei teiltransparentem Material	69
5.2	Spektrale Empfindlichkeit des IR-Systems	74
5.2.1	Vorgehensweise zur Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit	75
5.2.2	Auswahl und Beschreibung der optischen Elemente	76
5.2.3	Einfluss der Umgebungsluft	79
5.2.4	Experimenteller Aufbau	81
5.2.5	Ergebnisse des Experiments	82
5.2.6	Überprüfung und Validierung der Ergebnisse	84
5.3	Zusammenfassung und Schlussfolgerungen	86
6	Ergebnisse und Diskussion	89
6.1	Ergebnisse — Validierung der mathematischen Modelle	89
6.1.1	Überprüfung des Ausgangsmodells an ND-Filtern	89
6.1.2	Überprüfung der numerischen 1D- und 2D-Modelle	91
6.2	Ergebnisse — Quantifizierung von Materialeigenschaften in verschiedenen Messkonfigurationen	94
6.2.1	Probekörper mit vorderseitiger Beschichtung	95
6.2.2	Unbeschichteter Probekörper	97
6.2.3	Probekörper mit rückseitiger Beschichtung	98
6.2.4	Zusammenfassung	100
6.3	Ergebnisse — Quantifizierung von künstlichen Fehlstellen	101
6.4	Ergebnisse — Quantifizierung von realen Fehlstellen	104
6.4.1	Auswertung mit einem 1-Schicht-Modell	104
6.4.2	Auswertung mit einem 2-Schicht-Modell	105
6.4.3	Vergleich zwischen synthetischen und den realen PT-Experimenten	108
6.5	Zusammenfassung und Schlussfolgerungen	108
7	Zusammenfassung und Ausblick	111
	Literaturverzeichnis	115
	Abbildungsverzeichnis	129
	Tabellenverzeichnis	137

Symbolverzeichnis

Lateinische Symbole

Symbol	Einheit	Beschreibung
A	m^2	Fläche
\tilde{a}	—	Absorptionsgrad
\tilde{a}_λ	—	gerichteter spektraler Absorptionsgrad
a'_z	—	Flächenabsorptionskoeffizienten
R	—	thermischer Kontrast
c	ms^{-1}	Lichtgeschwindigkeit
c_p	$\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$	spezifische Wärmekapazität
D	m^2s^{-1}	thermische Diffusivität
d	m	Restwanddicke
E	Wm^{-2}	Bestrahlungsstärke
E_λ	$\text{Wm}^{-2}\mu\text{m}^{-1}$	spezifische Bestrahlungsstärke
e	—	Schwellwert
f	—	Gewichtungsfaktor
F_β	—	Gewichtungsfunktion
f_{cam}	Hz	Kamerafrequenz
\dot{q}	Wm^{-2}	Wärmestromdichte
g	Wm^{-3}	interne Wärmequelle
g_u	—	Gesamtunsicherheit
h_{Kon}	$\text{WK}^{-1}\text{m}^{-2}$	Wärmeübergangskoeffizient
h_{Pl}	Js	Plancksches Wirkungsquantum
\tilde{h}_{Ra}	μm	Oberflächenrauigkeit
K	—	Konstante
k	$\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$	Wärmeleitfähigkeit

Symbol	Einheit	Beschreibung
k_B	JK^{-1}	Boltzmann-Konstante
L	m	Materialdicke/Schichtdicke
L_1	m	Tiefe der Fehlstelle
L_λ	$\text{Wm}^{-2}\mu\text{m}^{-1}\text{sr}^{-1}$	spektrale Strahldichte
M	Wm^{-2}	spezifische Ausstrahlung
$M_{\lambda, BB}$	$\text{Wm}^{-2}\mu\text{m}^{-1}$	spektrale spezifische Ausstrahlung eines BB
M_λ	$\text{Wm}^{-2}\mu\text{m}^{-1}$	spektrale spezifische Ausstrahlung
m	—	Steigung
n_i	—	Framennummer
P_t	s^{-1}	zeitliche Form der Anregungsquelle
p	—	Fitparameter
Q	Jm^{-2}	Energie pro Fläche
R	Km^2W^{-1}	thermischen Übergangswiderstand
\tilde{r}	—	Reflexionsgrad
\tilde{r}_λ	—	gerichteter spektraler Reflexionsgrad
S_{out}	DV	Ausgangssignal
\hat{S}	$\text{DVm}^2\text{W}^{-1}\text{s}^{-1}$	spektrale Empfindlichkeit
T	K	Temperatur
\check{T}	K	scheinbare Temperatur
t	s	Zeit
t_{int}	s	Integrationszeit
V	—	Volumenanteil
W	m	Weglänge
w	m	Nutbreite
x	m	Ortskoordinate
y	m	Ortskoordinate
z	m	Ortskoordinate

Griechische Symbole

Symbol	Einheit	Beschreibung
α	m^{-1}	Absorptionskoeffizient (Anregungsquelle)
β	m^{-1}	Absorptionskoeffizient (IR-Kamera)
γ	$^\circ$	Azimutwinkel
φ	$^\circ$	Polarwinkel
δ	—	Delta-Funktion
$\hat{\epsilon}$	—	Residuen
ϵ	—	Gesamt-Emissionsgrad
ϵ_λ	—	gerichteter spektraler Emissionsgrad
ζ^2	—	Anpassungsgüte — goodness of fit
λ	μm	Wellenlänge
Φ	W	Strahlungsfluss
ϕ	Wm^{-2}	Wärmestromdichte
ρ	kgm^{-3}	Dichte
σ	$\text{Wm}^{-2} \text{K}^{-4}$	Stefan-Boltzmann-Konstante
$\tilde{\tau}$	—	Transmissionsgrad
$\tilde{\tau}_\lambda$	—	gerichteter spektraler Transmissionsgrad
χ^2	—	Abweichung

Indizes

Symbol	Beschreibung
A	Atmosphäre
B	Blitz
exp	experimentell
$IR - K$	IR-Kamera
K	Konvektion
La	Laser
lin	linear
log	logarithmisch

Symbol	Beschreibung
<i>O</i>	Objekt
<i>o</i>	Oben
<i>S</i>	Strahlung
<i>sim</i>	simuliert
λ	spektral
<i>U</i>	Umgebung
<i>u</i>	Unten

Abkürzungen

AR	Aspektverhältnis
BB	Schwarzkörperstrahler (black body)
BP	Bandpass
CFK	Kohlenstofffaserverstärkter Kunststoff
CWL	central wavelength
DV	Digitalwert (digital value)
FEM	Finite-Elementen-Methode
FF	Full Frame
FWHM	full width at half maximum
GFK	Glasfaserverstärkter Kunststoff
GUI	grafische Benutzerschnittstelle
InSb	Indium-Antimonid
IR	Infrarot
LSF	Least Square Fitting
LWIR	langwelliges Infrarot
MCT	Quecksilber-Kadmium-Tellurid
MM	mathematische Modelle
MWIR	mittelwelliges Infrarot
ND	Neutraldichte
NETD	noise equivalent differential temperature

PDG	partielle Differentialgleichung
PEEK	Polyetheretherketon
PPT	Puls-Phasen-Thermografie
PT	Impulsthermografie
PVC	Polyvinylchlorid
R	Reflexion
RB	Rückseite beschichtet
ROI	Region of Interest
SWIR	nahes Infrarot
T	Transmission
TSR	Thermal Signal Reconstruction
TT	thermal testing
UB	unbeschichtet
VATh	Bundesverband für Angewandte Thermografie
VB	Vorderseite beschichtet
WLG	Wärmeleitungsgleichung
ZfP	zerstörungsfreie Werkstoffprüfung

1 Einleitung

In vielen Industriesektoren, z.B. der Luft- und Raumfahrt, der Automobil- oder Energiebranche, werden Faserverbundwerkstoffe wie glas- oder kohlenstofffaserverstärkter Kunststoff aufgrund ihrer hervorragenden mechanischen Eigenschaften bei gleichzeitig geringem Gewicht in sicherheitsrelevanten Bereichen eingesetzt [1]. Durch Fehlstellen wie Delaminationen oder Matrix- und Faserrisse im Material können die mechanischen Eigenschaften beeinträchtigt werden. Diese Fehlstellen können mit Methoden der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung (ZfP) detektiert und charakterisiert werden. Dabei hat sich die aktive Thermografie als geeignete ZfP-Methode zur Detektierung und Charakterisierung von Fehlstellen in Faserverbundwerkstoffen herausgestellt [1–3].

Thermografie basiert auf der Messung von Wärmestrahlung eines Prüfobjekts mittels einer Infrarot(IR)-Kamera, die diese in ein visuelles Temperaturbild, das sog. Thermogramm, umwandelt [4]. Bei der aktiven Thermografie wird dem Prüfobjekt meist mit einer optischen Wärmequelle Energie hinzugefügt, woraufhin instationäre Wärmeflüsse im Prüfobjekt entstehen, die durch die thermischen Materialeigenschaften bestimmt werden. Weist das Prüfobjekt innere Fehlstellen auf wie z.B. Einschlüsse, Risse, Poren, Lunken oder Delaminationen, wird sich der Wärmefluss aufgrund der Fehlstelle verändern, da sich die thermischen Eigenschaften der Fehlstelle von denen des Prüfobjekts unterscheiden. Der Wärmefluss wird indirekt als Thermogramm zeit- und orts aufgelöst gemessen. Aus den Messdaten kann nicht direkt auf die Fehlstellengeometrie geschlossen werden, daher stellt die Charakterisierung einer Fehlstelle ein inverses Problem dar. Es wurden verschiedene Auswertemethoden entwickelt, um die Geometrie der Fehlstellen zu quantifizieren.

Die bestehenden Auswertemethoden basieren auf Modellen, welche die Wärmeausbreitung in opaken Materialien beschreiben. Die Energie der Wärmequelle wird dabei an der Prüfobjektoberfläche absorbiert, die von der IR-Kamera empfangene Wärmestrahlung resultiert von der Prüfobjektoberfläche. Doch bei Materialien, die im Wellenlängenbereich der Anregungsquelle und der IR-Kamera teiltransparent sind, wie z.B. Keramiken, Polymere oder glasfaserverstärkter Kunststoff (GFK), können die bestehenden Auswertemethoden für opake Materialien nicht angewendet werden, da bei teiltransparenten Materialien die Absorption im Prüfobjektvolumen erfolgt. Dadurch empfängt die IR-Kamera Wärmestrahlung nicht nur von der Prüfobjektoberfläche, sondern zusätzlich Strahlung aus dem Prüfobjektinneren. Nach der Norm DIN 54184 für die Impulsthermografie [5] muss für die Quantifizierung von Fehlstellen in teiltransparenten Prüfobjekten die Prüfobjektoberfläche schwarz beschichtet werden, damit das Prüfobjekt opake optische Eigenschaften aufweist. Diese zusätzlichen Beschichtungen erhöhen zum einen den Prüfaufwand und können in den meisten Anwendungsfällen nicht vollständig entfernt werden. Zum anderen gibt es Fälle, bei denen keine zusätzlichen

Beschichtungen möglich sind. Daher sind die Möglichkeiten zur quantitativen Defektbewertung bei teiltransparenten Materialien sehr eingeschränkt und Objekt aktueller Forschung. Die Literatur [6–8] zeigt, dass die Bestimmung der thermischen und optischen Materialparameter von teiltransparenten Materialien mit der Thermografie ohne Beschichtungen möglich ist. Untersucht wurden homogene Materialien, wie z.B. optische Neutraldichtefilter. Dafür werden Impulsthermografie(PT)-Messdaten mit mathematischen Modellen rekonstruiert, um so die Materialparameter zu bestimmen. Die mathematische Modellierung erfolgt dabei mit vereinfachten Randbedingungen, z.B. wird nur das Temperaturfeld in Betracht gezogen, nicht aber das Strahlungsfeld im Prüfkörper. Des Weiteren wird die spektrale Empfindlichkeit des Gesamtsystems im spektralen Bereich der IR-Kamera als konstant betrachtet, da diese für die meisten IR-Kameras nicht bekannt ist.

Damit die quantitative Defektbewertung für teiltransparente Materialien ohne zusätzliche Beschichtungen erfolgen kann, müssen die Auswertemethoden der Thermografie für teiltransparente Materialien erweitert werden. Basierend auf den vorhandenen Modellen, wird in der vorliegenden Arbeit die mathematische Modellierung der Wärmeausbreitung durch PT-Experimente an teiltransparenten Prüfkörpern mit Fehlstellen erweitert. Mit den entwickelten semi-analytischen und numerischen Modellen werden Messdaten von PT-Experimenten an teiltransparenten Materialien in verschiedenen Messkonfigurationen ohne zusätzliche Oberflächenbeschichtungen rekonstruiert, um die thermischen und optischen Materialeigenschaften sowie die Geometrie von künstlichen Fehlstellen in Polyvinylchlorid und die Tiefe von realen Delaminationen in GFK quantitativ zu bestimmen.

2 Kenntnisstand und Ausgangssituation

In diesem Kapitel werden die für diese Arbeit relevanten theoretischen Grundlagen vorgestellt. Zuerst werden die drei grundlegenden Arten des Wärmetransportes beschrieben. Anschließend erfolgt eine kurze Einführung in die Grundlagen der aktiven Thermografie und welche Schwierigkeiten bei thermografischen Messungen an teiltransparenten Materialien entstehen. Anschließend wird auf den Stand der Technik zur quantitativen Material-Charakterisierung an teiltransparenten Materialien eingegangen.

2.1 Grundlagen des Wärmetransports

In der Thermodynamik bezeichnet man Energie, welche die Grenze eines Systems überschreitet, dann als Wärme, wenn der Energietransport allein durch einen Temperaturunterschied zwischen dem System und seiner Umgebung bewirkt wird [9]. Dabei unterscheidet man bei der Wärmeübertragung drei Arten des Wärmetransports: Wärmestrahlung, Wärmeleitung und konvektiven Wärmeübergang. Diese drei Wärmetransportarten müssen bei Untersuchungen mit thermografischen Verfahren berücksichtigt werden.

2.1.1 Wärmestrahlung nach Planck

Jeder Körper gibt Energie durch elektromagnetische Wellen an seine Umgebung ab. Diese Art der Energieabgabe wird Temperaturstrahlung, thermische Strahlung oder Wärmestrahlung genannt [9]. Der von einem Körper abgestrahlte Wärmestrom Φ (Strahlungsfluss) in W bezogen auf eine Fläche A (des emittierenden Körpers) wird als Wärmestromdichte oder als spezifische Ausstrahlung

$$\frac{\Phi}{A} = M(T) = \int_0^{\infty} M_{\lambda}(\lambda, T) d\lambda \quad (2.1)$$

in Wm^{-2} bezeichnet, welche eine Funktion der spektralen spezifischen Ausstrahlung $M_{\lambda}(\lambda, T)$ ist, die wiederum von der Temperatur T und der Wellenlänge λ abhängt. Die spektrale spezifische Ausstrahlung

$$M_{\lambda}(\lambda, T) = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\gamma=0}^{\pi/2} L_{\lambda}(\lambda, T, \varphi, \gamma) \cos \gamma \sin \gamma d\gamma d\varphi \quad (2.2)$$

berechnet sich aus der spektralen Strahldichte L_{λ} durch deren Integration über alle Raumwinkel (Azimutwinkel γ und Polarwinkel φ). Ein Körper, welcher auftreffende Strahlung

komplett absorbiert (idealer Absorber) und dessen spektrale Strahldichte L_λ unabhängig von den Winkelkoordinaten (diffuser Strahler) ist, wird als schwarzer Strahler oder black body (BB) bezeichnet. Die spektrale spezifische Ausstrahlung eines BB kann nach M. Planck [10] wie folgt berechnet werden:

$$M_{\lambda, BB}(\lambda, T) = \pi L_{\lambda, BB}(\lambda, T) = \frac{2\pi h_{Pl} c_0^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc_0}{T\lambda k_B}\right)} \quad (2.3)$$

mit der Lichtgeschwindigkeit $c = 2,998 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$ im Vakuum, der Planck-Konstante $h_{Pl} = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$ und der Boltzmann-Konstante $k_B = 1,381 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$. Abbildung 2.1 zeigt den Verlauf der spektralen spezifischen Ausstrahlung für verschiedene Temperaturen. Diese haben bei $\lambda = 0$ eine waagerechte Tangente. Bei kleinen Wellenlängen ist die Ausstrahlung sehr gering, steigt aber mit wachsendem λ sehr steil an, durchläuft ein Maximum und fällt anschließend wieder ab. Es ergibt sich bei $\lambda = \infty$ ein Grenzwert von $M_{\lambda, BB} = 0$. Mit dem Wienschen Verschiebungsgesetz [11]:

$$\lambda_{\max}(T) = \frac{2897,8 \text{ } \mu\text{m K}}{T} \quad (2.4)$$

kann die Wellenlänge des Strahlungsmaximums λ_{\max} für die spektrale spezifische Ausstrahlung eines schwarzen Körpers mit der Temperatur T bestimmt werden.

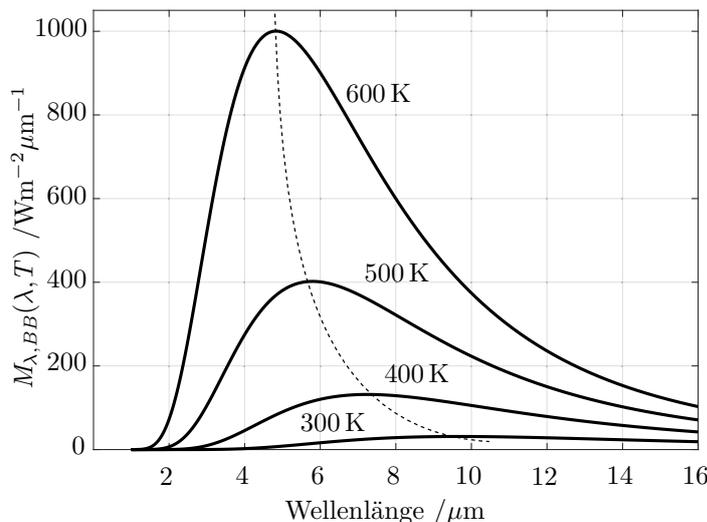


Abbildung 2.1: Spektrale spezifische Ausstrahlung $M_{\lambda, BB}(\lambda, T)$ eines BB für verschiedene Temperaturen, berechnet nach Gleichung 2.3. Die gestrichelte Linie zeigt das Wiensche Verschiebungsgesetz.

Die spektrale Ausstrahlung eines BB ist proportional zur 4. Potenz der Oberflächentemperatur:

$$M_{BB}(T) = \int_0^\infty M_{\lambda, BB}(\lambda, T) d\lambda = \sigma T^4. \quad (2.5)$$

Dabei beschreibt σ die Stefan-Boltzmann-Konstante $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^{-2} \text{ K}^{-4}$.

In der Realität gibt es keine schwarzen Strahler. Reale Objekte strahlen im Vergleich zu einem schwarzen Strahler bei gleicher Temperatur immer weniger Strahlung ab. Der Korrekturfaktor

wird Emissionsgrad genannt. Der gerichtete spektrale Emissionsgrad $\varepsilon_\lambda(\lambda, T, \varphi, \gamma) \leq 1$ eines Objekts ist definiert durch das Verhältnis der spektralen Strahldichte eines realen Objekts zur spektralen Strahldichte eines BB bei gleicher Temperatur

$$\varepsilon_\lambda(\lambda, T, \varphi, \gamma) = \frac{L_\lambda(\lambda, T, \varphi, \gamma)}{L_{\lambda, BB}(\lambda, T, \varphi, \gamma)}. \quad (2.6)$$

Sonderfälle sind dabei graue (unabhängig von der Wellenlänge) und diffuse (unabhängig von der Richtung) Strahler. Des weiteren entspricht der gerichtete spektrale Emissionsgrad im thermischen Gleichgewicht dem gerichteten spektralen Absorptionsgrad

$$\varepsilon_\lambda(\lambda, T, \varphi, \gamma) = \tilde{a}_\lambda(\lambda, T, \varphi, \gamma) \quad (2.7)$$

was als Kirchhoffsches Strahlungsgesetz bekannt ist. Der gerichtete spektrale Absorptionsgrad beschreibt das Verhältnis der von einem Objekt absorbierten elektromagnetischen Strahlung zur gesamten auftreffenden Strahlung. Für ein opakes Material gilt

$$\tilde{a}_\lambda(\lambda, T, \varphi, \gamma) = 1 - \tilde{r}_\lambda(\lambda, T, \varphi, \gamma), \quad (2.8)$$

wobei $\tilde{r}_\lambda(\lambda, T, \varphi, \gamma)$ der gerichtete spektrale Reflexionsgrad ist.

Die Wärmestromdichte beim Strahlungsaustausch von einem grauen Körper in einer schwarzen Umgebung, d.h. die komplette Strahlung wird absorbiert, beträgt

$$\dot{q}_S = \varepsilon \sigma (T^4 - T_U^4) \quad (2.9)$$

mit der Temperatur der Umgebung T_U , der Temperatur des Körpers T und dem konstanten hemisphärischen Gesamt-Emissionsgrad ε .

Der Strahlungsfluss bezogen auf eine bestrahlte Fläche A wird als Bestrahlungsstärke E in Wm^{-2} bezeichnet und ist eine Funktion der spezifischen Bestrahlungsstärke E_λ :

$$\frac{\Phi}{A} = E = \int_0^\infty E_\lambda(\lambda) d\lambda. \quad (2.10)$$

Die spektrale Bestrahlungsstärke beschreibt die Wellenlängenverteilung des aus dem ganzen Halbraum eingestrahnten Strahlungsfusses.

2.1.2 Instationäre Wärmeleitung

Die Wärmeleitung ist ein Energietransport zwischen benachbarten Molekülen aufgrund eines im Material vorhandenen Temperaturgradienten [9]. Die Wärmeleitungsgleichung (WLG) oder Diffusionsgleichung ist eine partielle Differentialgleichung (PDG), welche den instationären Wärmetransport in einem Festkörper oder ruhender Flüssigkeit beschreibt. Für einen homogenen, isotropen Körper ergibt sich die Wärmeleitungsgleichung nach [9, 12, 13]

$$\frac{1}{D(T)} \frac{\partial T(t, x, y, z)}{\partial t} = \left(\frac{\partial^2 T(t, x, y, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T(t, x, y, z)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T(t, x, y, z)}{\partial z^2} \right) + \frac{g(t, x, y, z)}{k(T)} \quad (2.11)$$

mit der Temperatur T in K, der Zeit t in s, der internen Wärmequelle g in Wm^{-3} , den Ortskoordinaten x , y und z in m, der thermischen Diffusivität D in m^2s^{-1} und der Wärmeleitfähigkeit k in $\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$. Die thermische Diffusivität, auch Temperaturleitfähigkeit genannt, beschreibt die zeitliche und räumliche Ausbreitung der thermischen Energie im Material. Sie ist definiert mit

$$D(T) = \frac{k(T)}{\rho(T)c_p(T)}. \quad (2.12)$$

Dabei beschreibt k die Wärmeleitfähigkeit, ρ die Dichte in kgm^{-3} und c_p die spezifische Wärmekapazität in $\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$. Diese drei Materialeigenschaften definieren das thermische Verhalten eines Materials und sind alle temperaturabhängig.

Gleichung 2.11 kann für verschiedene Randbedingungen analytisch, semi-analytisch oder numerisch gelöst werden (siehe Kapitel 4.4).

2.1.3 Konvektiver Wärmeübergang

In einem strömenden Fluid wird Energie nicht nur durch Wärmeleitung, sondern auch durch die makroskopische Bewegung des Fluids transportiert. Für diesen Fall spricht man vom konvektiven Wärmeübergang, welcher z.B. an der Oberfläche eines Objekts entsteht, wenn an dieser Luft vorbei strömt. Unterschieden wird zwischen erzwungener Konvektion (die Luftströmung wird durch z.B. einen Ventilator erzwungen) und freier Konvektion (die Luftströmung entsteht durch Dichteunterschiede innerhalb der Luft). Die Wärmeübertragung durch Konvektion an einer Wand berechnet sich aus einem Wärmeübergangskoeffizient und der Temperaturdifferenz zwischen der Wandtemperatur T_W und Fluidtemperatur T_F , dabei trägt die Wärmestromdichte

$$\dot{q}_K = h_K (T_W - T_F). \quad (2.13)$$

Der Wärmeübergangskoeffizient h_{Kon} in $\text{WK}^{-1}\text{m}^{-2}$ ist eine Funktion der Oberflächenbeschaffenheit der Wand, den Materialeigenschaften der Wand und des Fluids sowie dem Temperatur- und Geschwindigkeitsfeld im Fluid. Für sehr einfache Geometrien kann der Wärmeübergangskoeffizient mathematisch berechnet werden. Beispiele sind in [9, 14] zu finden.

2.2 Aktive Thermografie in der zerstörungsfreien Prüfung

Die Thermografie (thermal testing, TT) gehört zu den Verfahren der zerstörungsfreien Prüfung (ZfP). Ziel der ZfP ist es, ein Material oder Prüfkörper auf Fehlstellen wie z.B. Einschlüsse, Risse, Poren, Lunker oder Delaminationen zu prüfen, ohne das Material irreversibel zu verändern. In den verschiedenen ZfP-Verfahren wie z.B. Durchstrahlungsprüfung, Ultraschallprüfung, Eindringprüfung, magnetische Streuflussprüfung (Magnetpulverprüfung), Wirbelstromprüfung, Sichtprüfung oder TT werden unterschiedliche physikalische Phänomene ausgenutzt, wobei man die Verfahren nach ihrem Anwendungsbereich in Volumen- und Oberflächenverfahren einteilt [4, 15]. Neben der ZfP können viele dieser Verfahren auch zur Materialcharakterisierung eingesetzt werden. Die Thermografie wird als Oberflächenverfahren

klassifiziert. Doch diese Zuteilung ist nicht streng zu verstehen, denn mittels der Thermografie können nicht nur oberflächennahe Fehler, z.B. Risse [16], sondern auch Fehlstellen in Tiefen von mehreren Zentimeter [17] detektiert werden.

Die Thermografie ist ein berührungsloses bildgebendes Verfahren, welches Wärmestrahlung (Infrarot(IR)-Strahlung) mittels einer IR-Kamera in ein visuelles Temperaturbild (Thermogramm) umwandelt. Die Thermografie kann dabei in passive Thermografie und aktive Thermografie eingeteilt werden. Bei der passiven Thermografie wird die Temperaturverteilung eines Objekts zeit- und orts aufgelöst gemessen, ohne dieses mit einer externen Wärmequelle zu erwärmen. So werden z.B. die Wärmedämmung eines Hauses [18] oder elektrische Anlagen [19] untersucht. Bei der aktiven Thermografie wird das zu untersuchende Objekt aktiv mit einer beliebigen Wärmequelle (z. B. mit einem Blitz, Laser, Induktion, mechanischen Schwingungen oder Heißluft) erwärmt und die Temperaturverteilung des Objekts zeit- und orts aufgelöst gemessen. Durch die aktive Erwärmung stellt sich im Material ein Wärmefluss ein, auf welchen durch die Messung der Wärmestrahlung schließen lässt [20].

Die aktive und passive Thermografie konnte sich in der Industrie etablieren, dies zeigt auch die Entwicklung verschiedener Richtlinien, Normen und Standards für die Thermografie (siehe Tabelle 2.1). Abbildung 2.2 zeigt, nach welchen Kriterien die Richtlinien, Normen und Standards eingeteilt werden können. Die Nummerierung kennzeichnet die entsprechenden Richtlinien, Normen und Standards in Tabelle 2.1, welche dabei in Art der Wärmequelle (z.B. Blitz, Laser oder induktiv), Art der zeitlichen Anregung (z.B. impulsförmig oder moduliert), Art des Prüfproblems (aktiv: z.B. Detektion von Fehlstellen oder Bestimmung der Materialeigenschaften, passiv: z.B. Prüfung von elektrischen Anlagen oder von Gebäudeaußenhüllen) oder der Kalibrierung der IR-Kameras eingeordnet werden.

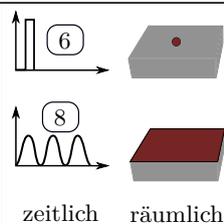
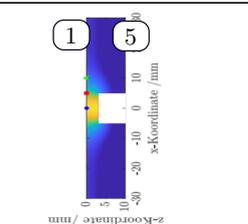
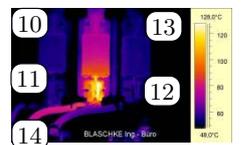
	Wärmequelle	Anregung	Prüfproblem	Detektion
aktiv	 <p>Blitz Laser</p>  <p>induktiv</p>	 <p>zeitlich räumlich</p>		 <p>ITS-90</p>
passiv				

Abbildung 2.2: Schematische Einordnung der Richtlinien, Normen und Standards für die Thermografie nach [21]. Die Nummerierung entspricht der entsprechenden Norm in Tabelle 2.1.

Die aktive Thermografie wird vor allem für die Detektion von Fehlstellen [37, 38], zur Bestimmung der thermischen Materialeigenschaften [39–41] oder zur Schichtdickenbestimmung [37, 42] eingesetzt. Für eine erfolgreiche Detektion eines Defekts in einem Prüfkörper muss zum einen der Defekt unterschiedliche thermische Eigenschaften zum Grundmaterial (dem

Tabelle 2.1: Aktueller Stand der Richtlinien, Normen und Standards in der Thermografie (nach [21]). Die Nummern sind in Abbildung 2.2 zu finden. *Bundesverband für Angewandte Thermografie (VATh)

Nr.	Standard	Inhalt	Status
1	DIN EN 16714	Zerstörungsfreie Prüfung – Qualifizierung und Zertifizierung von Personal für die thermografische Prüfung – Allgemeine und spezielle Grundlagen für Stufe 1, 2 und 3 [20, 22, 23]	Veröff. 11/2016
2	ISO 10878	Zerstörungsfreie Prüfung – Infrarotthermografie – Terminologie [24]	Veröff. 10/2013
3	ISO 10880	Zerstörungsfreie Prüfung – Infrarotthermografische Prüfung – Allgemeine Grundlagen [25]	Veröff. 02/2017
4	ISO 18251	Zerstörungsfreie Prüfung - Infrarotthermografische Prüfung – System und Prüfausrüstung – Beschreibung der technischen Eigenschaften [26]	Veröff. 02/2017
5	DIN EN 17119	Zerstörungsfreie Prüfung – Thermografische Prüfung - Aktive Thermografie: Überarbeitung [27]	Veröff. 10/2018
6	DIN 54184	Zerstörungsfreie Prüfung – Impulsthermografie mit optischer Anregung [5]	Veröff. 10/2017
7	DIN 54183	Zerstörungsfreie Prüfung – Induktiv angeregte Thermografie [28]	Veröff. 02/2018
8	DIN EN 54185	Zerstörungsfreie Prüfung – Lockin-Thermografie mit optischer Anregung [29]	Entwurf 10/2018
9	DIN EN 17501	Zerstörungsfreie Prüfung – Laserthermografie [30]	Entwurf 05/2020
10	DIN 54191	Thermografische Prüfung elektrischer Anlagen [19]	Veröff. 10/2017
11	DIN 19277	Zustandsüberwachung und -diagnostik von Maschinen – Thermografie – Allgemeine Methoden [31]	Veröff. 10/2017
12	VATh*	Richtlinie zur Bauthermografie [32]	Veröff. 06/2016
13	VATh*	Richtlinie zur Elektrothermografie, Hochspannung [33]	Veröff. 02/2016
14	VATh*	Richtlinie zur Elektrothermografie, Niederspannung [34]	Veröff. 09/2018
15	VDI/VDE 5585 Blatt 1	Messtechnische Charakterisierung von Thermografiekameras für die technische Temperaturmessung [35]	Veröff. 03/2018
16	VDI/VDE 5585 Blatt 2	Technische Temperaturmessung - Temperaturmessung mit Thermografiekameras - Kalibrierung [36]	Entwurf 2020

Prüfkörper) aufweisen und zum anderen sollte die Orientierung des Defekts im Körper orthogonal zum Wärmefluss, welcher durch die aktive Erwärmung der Anregungsquelle entsteht, ausgerichtet sein. Abbildung 2.3 zeigt verschiedene mögliche Fehlstellen in einem Körper, welche mit der aktiven Thermografie detektiert werden können [37].

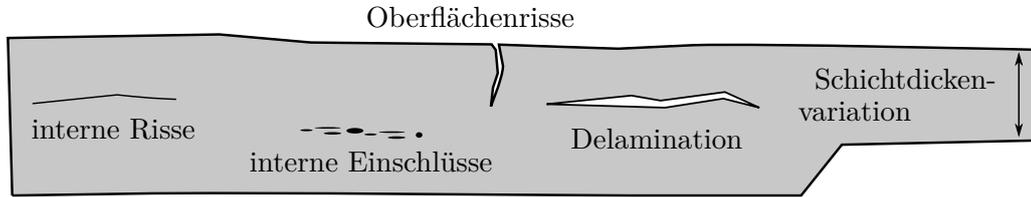


Abbildung 2.3: Typische Fehlstellen in einem Körper, welche mit der aktiven Thermografie detektiert werden können.

Risse in Stahl oder Delaminationen in GFK weisen starke unterschiedliche thermische Eigenschaften zum Grundmaterial auf und können daher gut detektiert werden. Senkrecht zur Oberfläche liegende Fehlstellen wie z.B. Oberflächenrisse können mit der Laserthermografie über die Flying-Spot-Methode [16, 43] oder mit der Induktionsthermografie [44] detektiert werden. Für parallel zur Oberfläche liegende Fehlstellen wird die Lockin-Thermografie [29, 45] oder die Impulsthermografie [5] angewendet.

Die Arbeiten von Maierhofer et al. [2, 3] zeigen, dass die Impulsthermografie zur Charakterisierung von Fehlstellen in Faserverbundwerkstoffen sehr gut geeignet ist. In Faserverbundwerkstoffen können aufgrund der laminaren Struktur sowohl in der Fertigung als auch bei zu hohen Belastungen in der Nutzung parallel zu den Einzellagen verlaufende Ablösungen bzw. Delaminationen auftreten. Doch bei PT-Experimenten an Verbundwerkstoffen wie z.B. GFK, welche im Wellenlängenbereich der Anregungsquelle oder der IR-Kamera teiltransparent sein können, muss nach der aktuellen Norm [5] die Oberfläche des Prüfkörpers schwarz beschichtet werden, da die quantitative Auswertung der PT-Messdaten auf opaken Modellen basiert.

Im folgenden Abschnitt wird die Impulsthermografie an opaken Materialien vorgestellt und erläutert, welche Herausforderungen bei thermografischen Messungen an teiltransparenten Materialien entstehen.

2.2.1 Impulsthermografie

Die Impulsthermografie ist durch eine impulsartige Zeitfunktion der Wärmequelle (oder Anregungsquelle) definiert. Die Energie wird durch einen impulsartigen Vorgang der Dauer τ im Prüfobjekt eingebracht. Die Dauer des Impulses ist dabei so kurz, dass die für die Prüfung nötigen Diffusionsvorgänge erst nach Ende der Anregung zu Bildkontrasten führen [19]. Als Anregungsquellen werden in der Regel Blitzlampen oder Laser eingesetzt, welche wenn möglich die komplette Oberfläche des Prüfbereiches beleuchten. Durch die kurzzeitige Erwärmung der Prüfobjekttoberfläche, erfolgt eine Wärmediffusion in das Innere des Prüfobjektes hinein. Die Wärmeausbreitung findet dabei im Wesentlichen senkrecht zur Oberfläche statt und kann durch Fehlstellen verlangsamt oder beschleunigt werden. Somit lassen sich am besten Fehlstellen nachweisen, welche parallel zur Oberfläche orientiert sind (z.B. Einschlüsse,

laterale Risse, Delamination, Poren oder variierende Materialschichtdicken). Die IR-Kamera beobachtet während des Versuches das Prüfobjekt oder den ausgewählten Prüfbereich. Wenn die IR-Kamera und die Wärmequelle auf der gleichen Seite positioniert sind, wird dies als Reflexionskonfiguration (R-Konfiguration) bezeichnet (siehe Abbildung 2.4 (a)). Die Transmissionskonfiguration (T-Konfiguration) beschreibt die Konfiguration, wenn die Probe zwischen der Anregungsquelle und der IR-Kamera positioniert ist (siehe Abbildung 2.4 (b)).

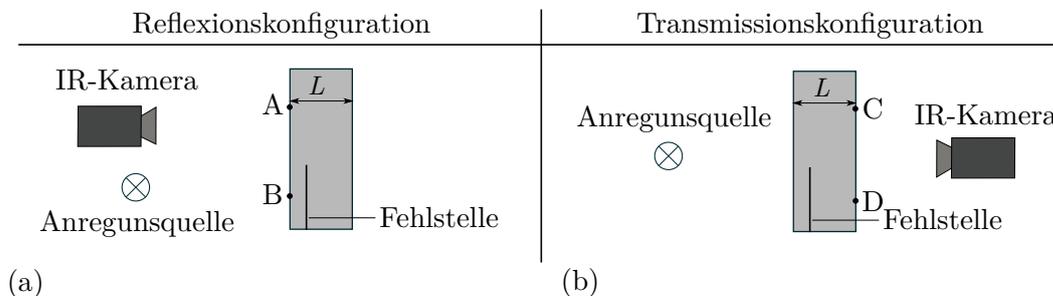


Abbildung 2.4: (a) R-Konfiguration, die Anregungsquelle und die IR-Kamera sind auf derselben Seite positioniert. (b) T-Konfiguration, die Probe ist zwischen Anregungsquelle und der IR-Kamera positioniert.

Abbildung 2.5 (a) und (b) zeigt die Temperaturerhöhungen an der Vorderseite (in R-Konfiguration, doppelt logarithmische Achsenskalierung) und an der Rückseite (in T-Konfiguration) für ein opaken Probekörper mit der Schichtdicke L und einer Dirac-Puls-förmigen Anregung, wie sie z.B. mit einer Blitzlampe realisiert werden kann. Die Temperaturerhöhung wurde mit einem 1D-Modell berechnet (vergleiche auch Kapitel 4.4). Die komplette Energie der Anregungsquelle wird bei $z = 0$ absorbiert. Bei $t < 0$ befindet sich der Körper im thermischen Gleichgewicht mit der Umgebungstemperatur T_U ($T(t \leq 0, z) = T_U$). Somit werden die Temperaturerhöhungen $\Delta T(t, z) = T(t, z) - T_U$ durch das PT-Experiment verursacht. Die durchgezogene Linie entspricht der Oberflächentemperatur im Bereich ohne Fehlstelle (Position A und C), die gestrichelte Linie im Bereich mit Fehlstelle (Position B und D). Die Fehlstelle, z.B. eine Delamination, ist hier durch einen thermischen Übergangswiderstand mit $R = 0,01 \text{ Km}^2\text{W}^{-1}$ in einer Tiefe von $L1 = 1 \text{ mm}$ modelliert worden, welche die Wärmediffusion im Inneren des Körpers verlangsamt.

Die gestrichelte Linie zeigt die Temperaturentwicklung für ein halbumendlichen Körper ($L = \infty$) bei $z = 0$. Nach Calsaw et al. [12] gilt

$$\Delta T(t, z) = \frac{1}{\sqrt{t}} \frac{Q_0 \sqrt{D}}{k \sqrt{\pi}} \exp\left(\frac{-z^2}{4Dt}\right) \quad (2.14)$$

mit der Ortskoordinate z , der thermischen Diffusivität D , der Wärmeleitfähigkeit k , der Energie pro Fläche Q_0 und der Zeit t . Der zeitliche Verlauf der Temperaturerhöhung für $z = 0$, Temperatur an der Oberfläche, ist proportional zu $1/\sqrt{t}$ und somit unabhängig von den Materialeigenschaften. In der doppelt logarithmischen Achsenskalierung entspricht dies einer Steigung von $m = -0,5$.

Im Vergleich zu einem endlichen Körper, wird der Temperaturverlauf von dem $1/\sqrt{t}$ Verhalten nach einer gewissen Zeit abweichen, welches eine Funktion der Materialeigenschaften

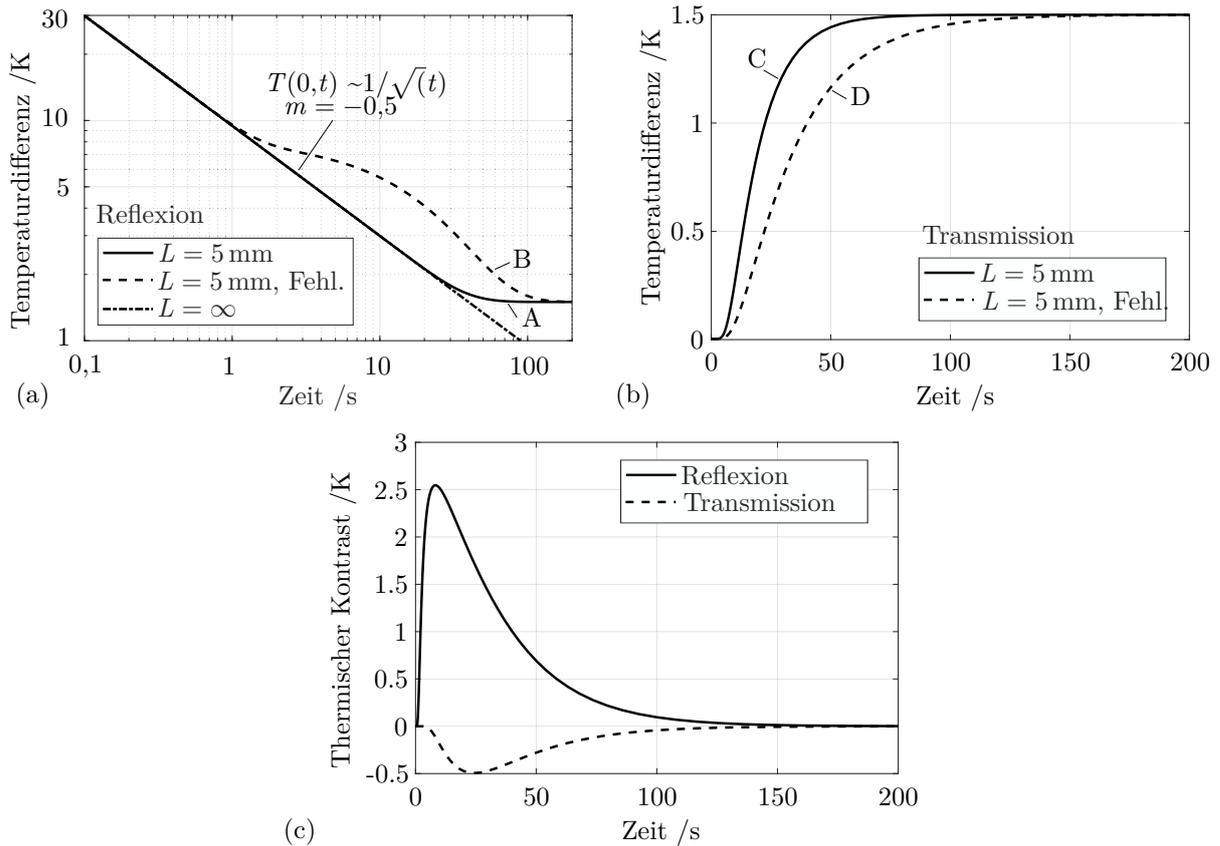


Abbildung 2.5: Verlauf der Temperaturerhöhung an der Vorderseite (a) und an der Rückseite (b) einer 5 mm dicken Probe, welche sich bei einem PT-Experiment einstellt. Die durchgezogene Linie entspricht der Oberflächentemperatur im Bereich ohne Fehlstelle (Position A und C in Abbildung 2.4), die gestrichelte Linie im Bereich mit Fehlstelle (Position B und D in Abbildung 2.4). Die Temperaturdifferenzen wurden mit einem 1D-Modell berechnet (vergleiche Kapitel 4.4). Die Strich-Punkt-Linie zeigt die Temperaturerhöhung für einen halbumendlichen Körper, nach Gleichung 2.14. Die Materialparameter sind in Tabelle 4.14 aufgelistet mit $L1 = 1 \text{ mm}$ und $R = 0,01 \text{ Km}^2\text{W}^{-1}$. (c) zeigt den thermischen Kontrast.

und der Probendicke ist. Bei adiabatischen Randbedingungen (keine thermischen Verluste) wird sich eine konstante Temperatur einstellen. Diese konstante Temperatur lässt sich in T-Konfiguration sehr gut bestimmen. Aufgrund der Wärmediffusion von der Vorderseite bis zur Rückseite erfolgt ein langsamer Temperaturanstieg an der Rückseite des Materials. Abbildung 2.5 (c) zeigt den thermischen Kontrast, welcher die Differenz zwischen der Temperaturdifferenz im ungestörten Bereich und im Bereich einer Fehlstelle beschreibt. Dieser ist von der Art der Fehlstelle, der Tiefe der Fehlstelle, der Abweichung der thermischen Eigenschaften der Fehlstelle gegenüber dem umgebenden Material, der Energie und Dauer der Anregungsquelle und der Nachweisempfindlichkeit der IR-Kamera abhängig. In Kapitel 4.3 und 4.4 werden die Gleichungen und Randbedingungen zur Berechnung der Temperaturverläufe genauer untersucht und beschrieben.

2.2.2 Thermografie an teiltransparenten Materialien

In der Thermografie werden optische Anregungsquellen zur Erwärmung eines Messobjekts eingesetzt, die Temperaturmessung erfolgt dabei mit einer IR-Kamera, welche die Wärmestrahlung eines Messobjekts misst. Bei teiltransparenten Materialien erfolgt die Absorption der Strahlung nicht nur an der Oberfläche (wie bei opakem Material), sondern auch im Volumen, und die empfangene Wärmestrahlung vom Messobjekt resultiert nicht nur von der Messobjektoberfläche (wie bei einem opaken Material), sondern zusätzlich aus dem Volumen. Dadurch stellen teiltransparente Materialien eine große Herausforderung für die Thermografie dar. Nach der Norm [5] sollen für PT-Messungen an teiltransparenten Materialien die Objektoberflächen schwarz beschichtet werden. Durch die Beschichtung verhalten sich teiltransparente Materialien wie opake Materialien.

Absorption in teiltransparenten Materialien

Trifft elektromagnetische Strahlung auf einen Körper, so wird diese vom Körper reflektiert, absorbiert oder durchgelassen. Definiert wird dies durch den Reflexionsgrad \tilde{r} , den Absorptionsgrad \tilde{a} und den Transmissionsgrad $\tilde{\tau}$ [13]. Es gilt für gerichtete spektrale Größen:

$$\tilde{r}_\lambda(\lambda, T, \varphi, \gamma) + \tilde{a}_\lambda(\lambda, T, \varphi, \gamma) + \tilde{\tau}_\lambda(\lambda, T, \varphi, \gamma) = 1. \quad (2.15)$$

Im Gegensatz zu opaken Materialien absorbieren teiltransparente Materialien Strahlung nicht nur an der Oberfläche, sondern auch im Volumen. Abbildung 2.6 zeigt einen Lichtstrahl durch ein teiltransparentes Material. Trifft elektromagnetische Strahlung auf eine Grenzfläche zweier teiltransparenter Stoffe mit unterschiedlichen optischen Eigenschaften, ändert dieser seine Richtung. Dabei wird ein Teil der Strahlung an der Grenzfläche reflektiert. Die Änderung der Richtung ist durch das *Snelliussches Brechungsgesetz* definiert.

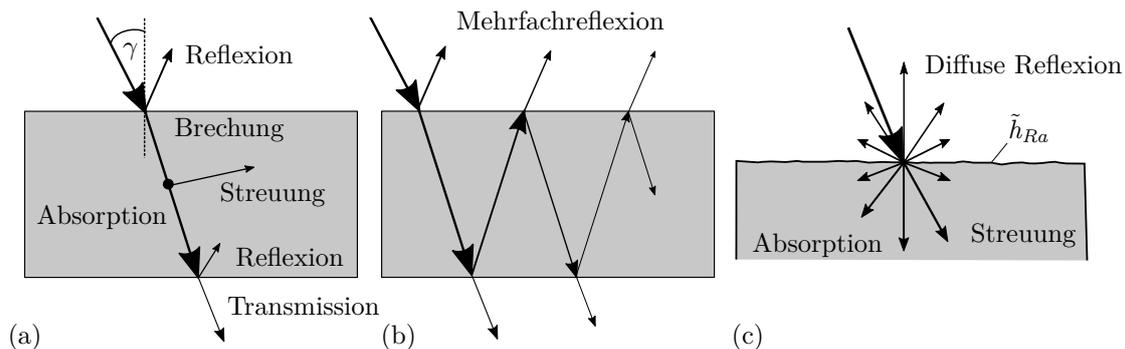


Abbildung 2.6: (a) Ein Lichtstrahl durch ein teiltransparentes Material. Dabei kann der Lichtstrahl im Volumen absorbiert oder gestreut werden. (b) Mehrfachreflexion an den Grenzflächen. (c) Optisch raue Grenzfläche, die Strahlung wird an der Grenzfläche diffus reflektiert und transmittiert.

An Grenzflächen wird ein Teil der Strahlung reflektiert. Die Art der Reflexion (gerichtet oder diffus) ist von der Grenzflächenrauigkeit, der Wellenlänge der Strahlung und dem Einfallswinkel der Strahlung orientiert zur Grenzfläche abhängig. Dabei wird zwischen optisch glatten (Abbildung 2.6 (a) und (b)) und optisch rauen (Abbildung 2.6 (c)) Grenzflächen unterschieden. Die Strahlung wird an einer rauen Grenzfläche diffus reflektiert und diffus

transmittiert (gestreut). Darüber hinaus erfolgt durch die Streuung eine erhöhte Absorption an der Grenzfläche. Eine optisch glatte Oberfläche ist nach dem Rayleigh-Kriterium gegeben [46–48], wenn

$$\tilde{h}_{Ra} < \frac{\lambda}{8 \sin(\gamma)} \quad (2.16)$$

gilt, mit der Oberflächenrauigkeit \tilde{h}_{Ra} , dem Einfallswinkel γ (bezogen auf die Grenzflächennormale) und der Wellenlänge λ der elektromagnetischen Strahlung.

Für ein homogenes, nicht streuendes Material erfolgt die Absorption nach dem Lambert-Beer'schen Gesetz [49]. Die Strahlung mit der Bestrahlungsstärke $E_0(\lambda)$ nimmt mit der Tiefe z exponentiell ab. Für einen orthogonal zur Oberfläche einfallenden Lichtstrahl in einem halbunendlichen Körper gilt:

$$E_z(\lambda) = E_0(\lambda)(1 - \tilde{r}(\lambda))e^{-\alpha(\lambda)z}. \quad (2.17)$$

Für sehr stark reflektierende und nicht streuende teiltransparente Materialien sollte die Mehrfachreflexion im Material mit

$$E_z(\lambda) = \frac{E_0(\lambda)(1 - \tilde{r}(\lambda))(e^{-\alpha(\lambda)z} + \tilde{r}(\lambda)e^{2\alpha(\lambda)L}e^{\alpha(\lambda)z})}{1 - \tilde{r}(\lambda)^2e^{2\alpha(\lambda)L}} \quad (2.18)$$

berücksichtigt werden [40, 41] (vergleiche Abbildung 2.6 (b)). Die Absorption wird durch den Absorptionskoeffizienten $\alpha(\lambda)$ in m^{-1} bestimmt, welcher für ein nicht streuendes Material aus dem Reflexionsgrad, dem Transmissionsgrad und der Materialdicke L berechnet werden kann:

$$\tilde{t}(\lambda) = (1 - \tilde{r}(\lambda))e^{-\alpha(\lambda)L} \rightarrow \alpha(\lambda) = -\frac{\log\left(\frac{\tilde{t}(\lambda)}{1 - \tilde{r}(\lambda)}\right)}{L}. \quad (2.19)$$

Diese Gleichung berücksichtigt nur die Reflexion an der Vorderseite. Für stark reflektierende und sehr transparente Materialien muss mit Gleichung 2.18 der Absorptionskoeffizient iterativ bestimmt werden. Für leicht streuende Materialien, wie z.B. Polyetheretherketon (PEEK) oder farbige Pappe, wird der Absorptionskoeffizient als effektiver Wert betrachtet, welcher die Absorption und die Streuung zusammen fasst [6–8, 50]. Für stark streuende teiltransparente Materialien, z.B. menschliches Gewebe, nimmt die Abnahme die Bestrahlungsstärke im Material nicht exponentiell ab. Modelle für stark streuende Materialien sind in [51–54] zu finden.

Der absorbierte Strahlungsanteil erhöht die Temperatur des Materials. Die Umrechnung der absorbierten Bestrahlungsstärke, welche in der Tiefe z des Materials eine Wärmequelle darstellt, erfolgt durch die Ableitung der Bestrahlungsstärke E nach z [55]:

$$g(t, z) = -\frac{dE(z, t)}{dz}. \quad (2.20)$$

Ob ein Material als opak oder teiltransparent betrachtet wird, hängt von der Materialdicke und der Wellenlänge bzw. dem Absorptionskoeffizienten ab. Z.B. kann eine 1 nm dicke Kupferschicht teiltransparent und eine 1 km dicke Glasscheibe opak sein. Fuente et al. [8] betrachtet die Multiplikation des Absorptionskoeffizienten mit der Materialdicke αL und teilt so ein Material in transparent ($\alpha L < 0,8$), teiltransparent ($0,8 < \alpha L < 30$) oder opak ($\alpha L > 30$)

ein, siehe Abbildung 2.7. Bei transparenten Materialien wird der größte Teil der Strahlung transmittiert.

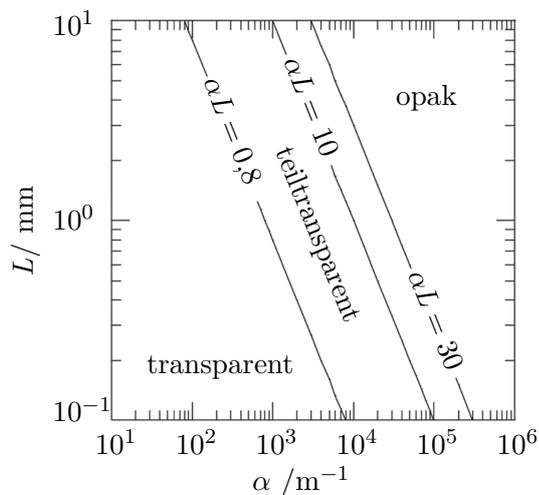


Abbildung 2.7: Nach Fuente et al. [8] kann ein Material in transparent, teiltransparent und opak eingeteilt werden. *Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [8] ©(2014).*

Temperaturmessung an teiltransparenten Materialien

Die Temperaturmessung in der Thermografie erfolgt mit IR-Kameras. Diese fungieren als Wandler, welche elektromagnetische Strahlung in elektrische Signale umwandeln. Diese werden wiederum mit Hilfe von Kalibrierkurven in Temperaturen umgerechnet [36] (siehe Abbildung 2.8 (a) und Kapitel 5.1.2). Eine IR-Kamera ist immer in einem definierten Wellenlängenbereich sensitiv. Eingeteilt werden IR-Kameras in drei Wellenlängenbereiche [20]:

- nahes Infrarot (SWIR: $0,8 \mu\text{m} - 2 \mu\text{m}$)
- mittelwelliges Infrarot (MWIR: $2 \mu\text{m} - 5,5 \mu\text{m}$)
- langwelliges Infrarot (LWIR: $8 \mu\text{m} - 14 \mu\text{m}$)

Dabei ist die genaue spektrale Empfindlichkeit einer IR-Kamera meist nicht bekannt. Oft wurde die spektrale Empfindlichkeit des Detektors vermessen, nicht jedoch die des Gesamtsystems mit den verwendeten Optiken. Der Grund dafür ist, dass die Kalibrierung und Justage einer IR-Kamera für jedes Objektiv und jede Filterkombination (falls erforderlich) an opaken Materialien (i.d.R. an einem Schwarzkörperstrahler) erfolgt. Sind diese Kalibrierkurven vorhanden, so ist für die Temperaturmessung mittels IR-Kamera die spektrale Empfindlichkeit nicht zwingend relevant (siehe Kapitel 5.1.2). Bei Materialien, die im Wellenlängenbereich einer IR-Kamera teiltransparent sind, wird die spektrale Empfindlichkeit einer IR-Kamera jedoch für die mathematische Modellierung wie nachfolgend beschrieben benötigt.

Bei einem opaken Material ist das gemessene Ausgangssignal S_{out} einer IR-Kamera proportional zur spezifischen Ausstrahlung der Oberflächentemperatur bei $z = 0$:

$$S_{out,opak}(T_{\text{Oberfläche}}) \sim \int_{\lambda} M_{\lambda}(T(z=0), \lambda) d\lambda \quad (2.21)$$

Für ein Prüfobjekt, das im Wellenlängenbereich einer IR-Kamera teiltransparent ist, empfängt die IR-Kamera nicht nur Strahlung von der Oberfläche, sondern auch zusätzlich aus dem Volumen. Wenn das Prüfobjekt im Inneren Temperaturdifferenzen aufweist, dann muss

die spektrale Empfindlichkeit der IR-Kamera \widehat{S} berücksichtigt werden, da die spektrale Ausstrahlung eine Funktion der Temperatur und der Wellenlänge ist (siehe Kapitel 2.1.1). Das Ausgangssignal einer IR-Kamera für ein teiltransparentes Material ist wie folgt proportional:

$$S_{out,teiltrans}(T_{Volumen}) \sim \int_{\lambda} \int_z \widehat{S}(\lambda) \varepsilon(\lambda, T) M_{\lambda}(T(z), \lambda) F_{\beta}(z, \lambda) dz d\lambda \quad (2.22)$$

Dabei beschreibt $F_{\beta}(z, \lambda)$ eine Gewichtungsfunktion, welche die Teiltransparenz des Prüfobjektes im Wellenlängenbereich einer IR-Kamera definiert, z.B. nach dem Lambert-Beer'schen Gesetz.

Abbildung 2.8 (b) zeigt bildhaft einen Teil der Gleichung 2.22, wobei $F_{\beta}(z, \lambda)$ und $\varepsilon(\lambda, T)$ nicht dargestellt sind. Ein Prüfobjekt mit der Temperaturverteilung $T(z)$ besteht aus einem Material, welches teiltransparent im Wellenlängenbereich der IR-Kamera ist (siehe Abbildung 2.8 (b) unten rechts). Beispielhaft sind für zwei verschiedene Temperaturen T_1 und T_2 die spektralen spezifischen Ausstrahlungen, welche für beide Temperaturen unterschiedlich sind (siehe Abbildung 2.8 (b) oben rechts), und die spektrale Empfindlichkeit der IR-Kamera dargestellt (siehe Abbildung 2.8 (b) oben links). Das Ausgangssignal einer IR-Kamera setzt sich aus verschiedenen Strahlungsanteilen des teiltransparenten Materials, abhängig von $T(z)$, zusammen. Über die Kalibrierkurve wird das Ausgangssignal in eine Temperatur umgerechnet. Da aber die IR-Kamera Strahlung aus dem Volumen empfängt, wird nur eine scheinbare Temperatur \check{T} gemessen.

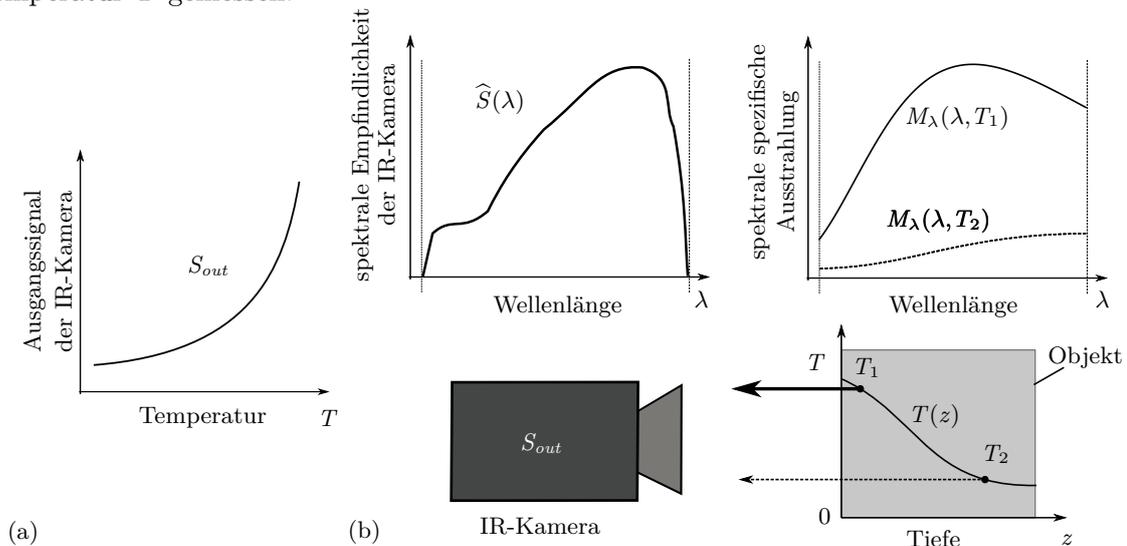


Abbildung 2.8: (a) Die Umrechnung des Ausgangssignals in eine Temperatur erfolgt mit einer Kalibrierkurve. Für einen teiltransparenten Körper wird nur eine scheinbare Temperatur gemessen. (b) Eine IR-Kamera empfängt bei teiltransparenten Körpern Strahlung aus dem Volumen. Diese Abbildung veranschaulicht Gleichung 2.22.

Für die mathematische Modellierung von PT-Experimenten an teiltransparenten Prüfkörpern wird bisher die IR-Kamera (Gleichung 2.22) vereinfacht modelliert (siehe Kapitel 2.3). Dabei wird angenommen, dass die IR-Kamera eine konstante spektrale Empfindlichkeit aufweist (dies ist nicht der Fall, siehe Kapitel 5.2), dass der Emissionsgrad konstant ist, dass die spektrale Ausstrahlung $M(T + \Delta T)$ proportional zur Temperatur $T + \Delta T$ ist (näherungsweise gilt dies nur für sehr kleine Temperaturdifferenzen mit $\Delta T \ll T$ [56, 57]) und dass die

Gewichtungsfunktion bzw. die Teiltransparenz unabhängig von der Wellenlänge ist. So kann mit Gleichung 2.22 direkt die scheinbare Temperatur nach [56] berechnet werden:

$$\check{T}_\beta(t) = K \int_z T(t,z) \beta \exp(-z\beta) dz. \quad (2.23)$$

Die Vereinfachungen werden in einer Konstante K zusammengefasst. Für die Modellierung der IR-Kamera muss somit nur noch der Absorptionskoeffizient im Wellenlängenbereich der IR-Kamera β und das Temperaturfeld bekannt sein.

Für eine vollständige Modellierung der IR-Kamera muss die spektrale Empfindlichkeit bekannt sein. Auf dem Markt sind Prüfstände zur Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit einer IR-Kamera erhältlich [58], welche jedoch mit hohen Kosten verbunden sind. In dieser Arbeit wird gezeigt, wie die spektrale Empfindlichkeit einer IR-Kamera kostengünstig experimentell bestimmt werden kann, siehe Kapitel 5.2.

2.3 Stand der Technik zur quantitativen Charakterisierung von teiltransparenten Materialien

Im folgenden Abschnitt wird der aktuelle Kenntnisstand zur quantitativen Charakterisierung von teiltransparenten Materialien mittels der Impulsthermografie erläutert. Die Charakterisierung bezieht sich zum einen auf die Bestimmung der thermischen und optischen Eigenschaften, zum anderen auf die Bestimmung der Materialschichtdicken.

2.3.1 Quantifizierung der thermischen und optischen Materialeigenschaften

Bei einem PT-Experiment mit optischer Anregungsquelle wird die Wärmeausbreitung in opaken Materialien nur durch die thermischen Eigenschaften bestimmt (Diffusivität und Wärmeleitfähigkeit, vergleiche Gleichung 2.14). Bei teiltransparenten Materialien müssen zusätzlich auch noch die optischen Eigenschaften berücksichtigt werden. Mittels PT-Experimenten können diese Eigenschaften bestimmt werden.

Als Standardmethode zur Bestimmung der Diffusivität mittels der aktiven Thermografie hat sich die Flash-Methode bzw. Parker-Methode [39] für opake Materialien durchgesetzt. Die Vorderseite einer Probe, mit der Schichtdicke L , wird mit einer Lichtquelle kurzzeitig erwärmt. Als Anregungsquelle werden Laser oder Blitzlampen verwendet. In T-Konfiguration wird die Oberflächentemperatur der Rückseite gemessen. Anhand des zeitlichen Temperaturverlaufes kann die Diffusivität über die folgende Gleichung bestimmt werden:

$$D = \frac{1,38L^2}{\pi^2 t_{1/2}}. \quad (2.24)$$

Die Diffusivität ergibt sich aus der Probendicke L und dem Zeitpunkt $t_{1/2}$, welcher den Zeitpunkt beschreibt, bei der die Rückseite die Hälfte der maximalen Temperaturerhöhung

erreicht hat (siehe Abbildung 2.9).

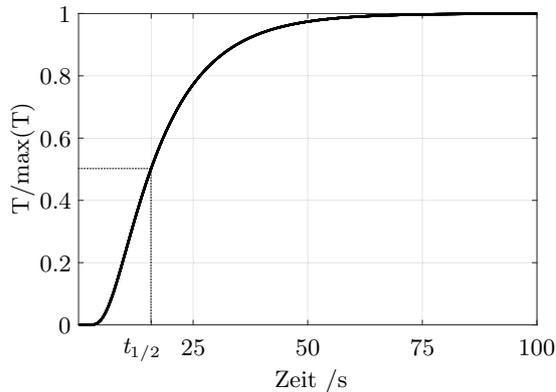


Abbildung 2.9: Normierter Temperaturverlauf (vergleiche Abbildung 2.5 (b)) zur Bestimmung der Diffusivität mittels der Flash-Methode nach Parker et al. [39]. Bei $T/\max(T) = 0,5$ beträgt $t_{1/2} = 17,37$ s. Mit Gleichung 2.24 beträgt hier die thermische Diffusivität $D = 2,012 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ (berechnet wurde die Temperaturdifferenz mit $D = 2 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$)

Vernachlässigt werden dabei die thermischen Verluste durch Konvektion und Strahlung an den Oberflächen des Prüfkörpers und die impulsartige Zeitfunktion der Anregungsquelle, die von einem idealen Dirac-Impuls abweicht. Die Genauigkeit dieser Methode beträgt $\pm 10\%$ und eignet sich bei Materialien mit hohen thermischen Diffusivitäten wie z.B. Aluminium, Kupfer oder Stahl. Eine Erweiterung der Flash-Methode liefern Clark et. al [59] (Berücksichtigung der thermischen Verluste) und Tischler et. al [60] (Berücksichtigung der Teiltransparenz des Prüfkörpers im Wellenlängenbereich der Anregungsquelle). Diese Erweiterungen vernachlässigen weiterhin, dass die Anregungsquelle nicht einem idealen Dirac-Impuls entspricht.

Die Arbeitsgruppe um Salazar et al. [6–8,40,41] erweiterte die Flash-Methode für verschiedene Randbedingungen zur gleichzeitigen Bestimmung der Diffusivität und der Absorptionskoeffizienten eines Materials im Wellenlängenbereich der IR-Kamera und der Anregungsquelle. Mittels eines semi-analytischen 1D-Modells kann die Temperaturverteilung in R-Konfiguration oder in T-Konfiguration berechnet werden. Die Modelle beschreiben ein homogenes, teiltransparentes und nicht streuendes Material. Berücksichtigt werden im Modell das Anregungsprofil der Anregungsquelle (50 W Laser) als Rechteckprofil, die Mehrfachreflexion des Laserstrahls an den Oberflächen der Probe, die thermischen Verluste durch Konvektion und Strahlung (linear betrachtet) und die Transparenz der Probe im Wellenlängenbereich der IR-Kamera und der Anregungsquelle. Die Transparenz im Wellenlängenbereich der IR-Kamera und der Anregungsquelle werden nach dem Lambert-Beer'schen Gesetz berücksichtigt. Dabei wird für die Modellierung der IR-Kamera das Temperaturfeld und nicht das Strahlungsfeld modelliert (vergleiche Gleichung 2.23). Die analytischen Modelle werden mit einem Rekonstruktionsalgorithmus gekoppelt, um so die Diffusivität und den Absorptionskoeffizienten im Wellenlängenbereich des Lasers und der IR-Kamera zu bestimmen. Die Abweichungen betragen weniger als 6%.

Prahl et al. [51] entwickelt ein mathematisches Modell zur Berechnung des IR-Signales der IR-Kamera für eine PT-Messung an einem streuenden Material im Wellenlängenbereich der Laseranregung. Das Team um Majaron et al. [50, 61–66] erweiterten dies mathematische Modell und entwickelten einen Rekonstruktionsalgorithmus zur numerischen Berechnung der Strahlungsabnahme bzw. Absorption eines Laserstrahls für menschliches Gewebe mittels PT-Messungen. Die IR-Kamera wird auch hier mit Gleichung 2.23 berücksichtigt.

Die Literatur zeigt, dass für die Rekonstruktion von PT-Messdaten angenommen wird, dass die Temperaturerhöhung ΔT sehr viel kleiner als T ist. So kann die Modellierung der IR-Kamera nach Gleichung 2.23 erfolgen, da angenommen wird, dass die spezifische Ausstrahlung proportional zur Temperatur ist. Dabei wurde noch nicht untersucht, welche Modellparameter bei der Rekonstruktion von PT-Messdaten beeinflusst werden, wenn $\Delta T \ll T$ nicht mehr zutrifft.

2.3.2 Quantifizierung von Fehlstellen und Materialschichtdicken

Die PT eignet sich hervorragend für die Detektion von oberflächennahen Fehlstellen (vergleiche Kapitel 2.2.1). Der thermische Kontrast wird vor allem durch die laterale Fehlstellengröße und die thermischen Eigenschaften der Fehlstelle dominiert. Das Verhältnis zwischen der Breite zur Tiefe der Fehlstelle wird als Aspektverhältnis (AR) bezeichnet [5]. Eine grobe Daumenregel besagt, dass ein $AR > 1$ vorliegen sollte, damit die Fehlstelle noch detektiert werden kann [5, 67, 68]. Der thermische Kontrast an der Oberfläche nimmt bei einer festen Fehlstellenüberdeckung mit abnehmender Fehlstellengröße aufgrund von lateraler Wärmeleitung ab. Für die quantitative Bestimmung der Fehlstellentiefe mit einem 1D-Modell muss nach Beemer et al. [67] ein $AR > 9$ vorliegen, damit die Wärmeausbreitung oberhalb der Fehlstelle eindimensional betrachtet werden kann. Bei kleineren AR sollte die Auswertung der experimentellen PT-Messdaten mit einem 2D- oder 3D-Modell erfolgen. Für opake Materialien gibt es analytische und numerische Modelle, welche zur Quantifizierung der Geometrie von Fehlstellen, wie z.B. Delaminationen in CFK (opakes Material), verwendet werden [37, 69–73].

Die verschiedenen Methoden zur Quantifizierung der Fehlstellentiefe in opaken Probekörpern basieren auf 1D-Modellen für opake Materialien. Die bekanntesten Methoden zur quantitativen Tiefenbestimmung von Defekten sind die Thermal Signal Reconstruction (TSR) [74–76], und die Puls-Phasen-Thermografie (PPT) [38, 77]. Mit beiden Methoden können Temperaturdifferenzen, welche in R-Konfiguration bestimmt wurden, ausgewertet werden, um die Überdeckung einer Fehlstelle zu quantifizieren. Bei der TSR Methode wird ein Polynom niedriger Ordnung an die Messdaten in doppeltlogarithmischer Darstellung gefittet. Aus den Maxima der zweiten Ableitung des Polynoms kann der Zeitpunkt des Abknickens (Abweichung des Temperaturverlaufs von dem $1/\sqrt{t}$ Verhalten, vergleiche Abbildung 2.5) der ursprünglichen Funktion bestimmt werden, aus welchem sich die Fehlstellentiefe berechnen lässt. Bei der PPT werden die Messdaten mittels der Fourier-Transformation im Frequenzbereich ausgewertet. Dafür werden Amplituden- und Phasenbilder für verschiedene Frequenzen dargestellt. Mit den Phasenkontrasten können die Tiefen der Fehlstellen bestimmt werden. Da diese Methoden auf Modellen basieren, welche die Teiltransparenz eines Materials nicht berücksichtigen, können nur Messdaten von PT-Experimenten an opaken Materialien ausgewertet werden (wie auch Moskovchenko et. al [78] zeigen).

Die quantitative Bestimmung der Fehlstellentiefe in teiltransparenten Materialien mittels PT ist bisher noch eine große Herausforderung. Wie bereits in [5] erwähnt, müssen teiltransparente Materialien bei PT-Experimenten schwarz beschichtet sein. Somit gibt es bisher noch

keine Auswertungsmethoden zur quantitativen Bestimmung der Fehlstellentiefe in teiltransparenten Materialien, wie z.B. Delaminationen in GFK.

Die Quantifizierung von semitransparenten Schichtdicken untersuchte Altenburg et al. [79,80], dabei wurde mittels PT die Schichtdicke von teiltransparenten Polymerbeschichtungen auf Beton bestimmt. Die Schichtdicken betragen 0,5 mm-2,5 mm. Ein analytisches Modell zur Beschreibung der Wärmeausbreitung für ein 2-Schichtsystem (Polymer-Beton) wurde entwickelt, welches sich an dem Modell von Salazar et al. [6] orientiert. Die Polymerbeschichtung ist teiltransparent im Wellenlängenbereich der Anregungsquelle. Die Schichtdicke der Polymerbeschichtung konnte mit dem mathematischen Modell und experimentellen Daten rekonstruiert werden. Das Verfahren beruht auf der Least Square Fitting (LSF)-Methode nach Sun et al. [81]. Simulierte Temperaturverläufe werden an thermografische Messdaten gefittet, wobei ein oder mehrere Fitparameter definiert werden. Die Fitparameter werden im mathematischen Modell variiert, bis die simulierten Temperaturverläufe mit experimentellen Messdaten übereinstimmen. Altenburg definiert dabei die Schichtdicke der Polymerbeschichtung als Fitparameter, er konnte diese mit einer Genauigkeit $<3\%$ bestimmen.

3 Ziel der Arbeit

Die zerstörungsfreie quantitative Charakterisierung von Fehlstellen und Defekten mit aktiven Thermografieverfahren und mathematischen Modellen ist bisher nur für Materialien möglich, die über das gesamte elektromagnetische Spektrum der optischen Anregung und des Nachweises mit der Infrarot-Kamera opak sind. Viele Werkstoffe, darunter zahlreiche Kunststoffe, glasfaserverstärkte Kunststoffe und Keramiken, erfüllen diese Anforderungen jedoch nicht. Um Fehlstellen in diesen Materialien quantitativ zu charakterisieren, muss die Prüfteiloberfläche geschwärzt werden, was jedoch den Prüfaufwand erhöht und nicht in allen Fällen möglich ist.

Ziel dieser Arbeit ist es, die vorhandenen mathematischen Modelle zur Beschreibung der Impulsthermografie (PT) für teiltransparente Materialien zu erweitern. Über Rekonstruktionsverfahren ist es möglich, aus Messdaten der aktiven Thermografie die Materialeigenschaften und Fehlstellen oder Defekte quantitativ zu beschreiben. Eine Schwärzung der Prüfoberflächen ist dabei nicht mehr erforderlich.

Zu diesem Zweck sollen zunächst die Grundlagen zur mathematischen Beschreibung der PT-Experimente für verschiedene Randbedingungen an teiltransparenten Materialien entwickelt werden. Mit PT-Experimenten an teiltransparenten GFK-Probekörpern in verschiedenen Konfigurationen soll überprüft werden, ob mit den entwickelten mathematischen Modellen aus den experimentellen Daten die thermischen und optischen Materialeigenschaften von GFK bestimmt werden können. Künstliche Defekte, z.B. eine Nut, und reale Defekte, z.B. eine Delamination, sollen mathematisch modelliert werden, damit an teiltransparenten Probekörpern mit Fehlstellen die Fehlstellengeometrien rekonstruiert werden können, um so die Breite und Tiefe der Fehlstellen quantitativ zu bestimmen.

Bei thermografischen Messungen an teiltransparenten Materialien empfängt eine IR-Kamera Strahlung nicht nur von der Materialoberfläche, wie bei opakem Material, sondern zusätzlich aus dem Volumen. Für die Rekonstruktion von PT-Experimenten an teiltransparenten Materialien wird für die Modellierung der IR-Kamera nur das Temperaturfeld und nicht das Strahlungsfeld berücksichtigt. Daher soll überprüft werden, welche Modellparameter durch die Vernachlässigung des Strahlungsfeldes bei der Rekonstruktion beeinflusst werden können. Wenn die Strahlung mathematisch berücksichtigt werden soll, muss die spektrale Empfindlichkeit der IR-Kameras bekannt sein. Da diese für die meisten IR-Kameras nicht bekannt ist, soll ein kostengünstiges Verfahren zur Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit entwickelt werden.

4 Methoden und mathematische Modelle

In diesem Kapitel erfolgt die Beschreibung von PT-Experimenten an teiltransparenten Materialien und deren mathematische Modellierung. Dabei werden die Randbedingungen der einzelnen Komponenten eines PT-Experiments mathematisch beschrieben. Es wird erläutert, wie die Rekonstruktion von experimentellen Messdaten mit mathematischen Modellen erfolgt, um Materialparameter oder Fehlstellen eines teiltransparenten Materials zu quantifizieren.

4.1 Inverses Problem - Vorgehen der Rekonstruktion

Ein inverses Problem beschreibt das Schließen auf eine Ursache, deren Wirkung beobachtet wurde [82]. In dieser Arbeit ist die Ursache das PT-Experiment an einem Prüfkörper mit einer bestimmten Geometrie und bestimmten Materialeigenschaften, die Wirkung sind die thermografischen Messdaten. Aus den Messdaten kann nicht direkt auf z.B. die Geometrie des Prüfkörpers geschlossen werden. Um dieses inverse Problem zu lösen, wird das komplette PT-Experiment mathematisch modelliert, um so die Messdaten durch Variation der Modellparameter mit einem mathematischen Modell iterativ zu rekonstruieren; dies ist als LSF-Methode bekannt [81].

Abbildung 4.1 zeigt den Ablauf der Rekonstruktion. Die Durchführung eines PT-Experimentes liefert experimentelle Messdaten. Anschließend wird das PT-Experiment mathematisch analytisch oder numerisch modelliert, wobei z.B. auch Annahmen über die Geometrie der Fehlstellen getroffen werden. Das Lösen des mathematischen Modells, die Simulation, ermöglicht den Vergleich zwischen den thermografischen Messdaten als Temperaturverteilung und der simulierten Temperaturverteilung. Ist die Differenz zwischen Experiment und Simulation zu groß, werden die Parameter (Fitparameter) im mathematischen Modell variiert und es erfolgt eine erneute Simulation. Die Fitparameter können z.B. die Tiefe einer Delamination im Prüfkörper oder die thermischen Materialeigenschaften sein. Dieser Vorgang wird so häufig wiederholt, bis die Differenz zwischen dem Experiment und der Simulation klein genug ist. Anhand der Ergebnisse für die Fitparameter kann eine Aussage z.B. über die Tiefe der Delamination getroffen werden.

Die simulierte Temperaturverteilung ist eine Funktion der genauen mathematischen Beschreibung der Randbedingungen des PT-Experiments. Somit ist es sehr wichtig zu erkennen, welche Randbedingungen für welchen experimentellen Aufbau bzw. welches Material modelliert werden müssen. In der Literatur ist die Modellierung opaker Materialien sehr gut beschrieben, doch bei der Modellierung von teiltransparenten Materialien werden oft Randbedingungen irrtümlicherweise vernachlässigt oder nicht erkannt.

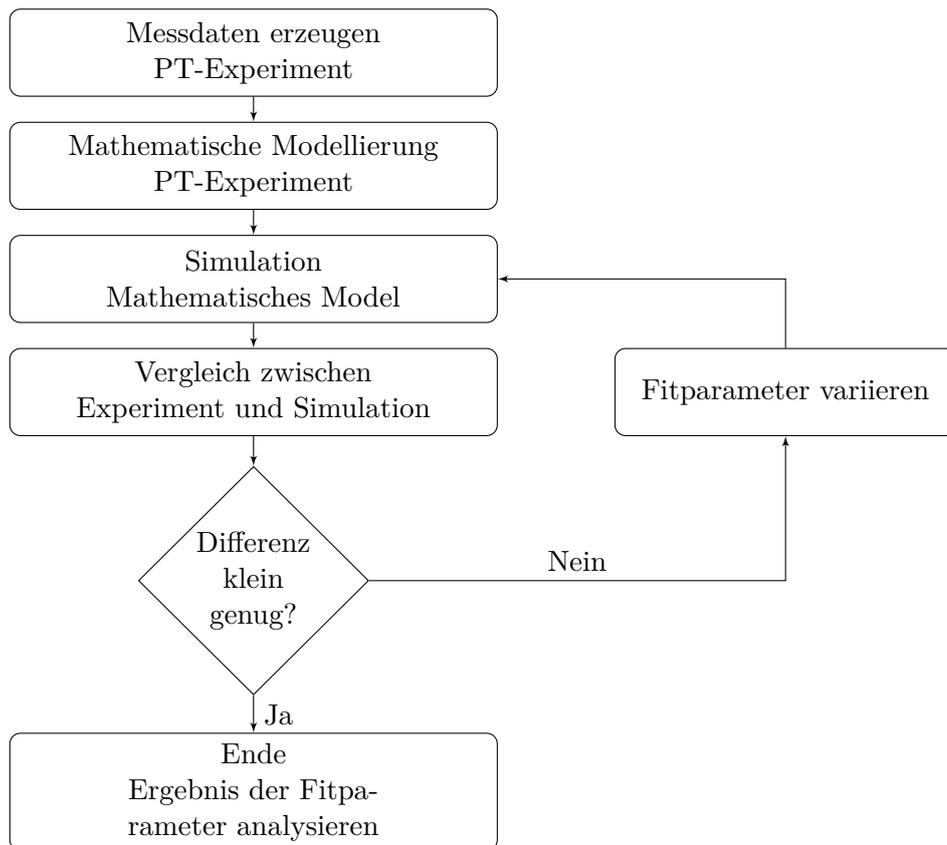


Abbildung 4.1: Ablauf der Rekonstruktion von experimentellen Daten.

4.2 Untersuchte Probekörper

In der vorliegenden Arbeit wurden PT-Experimente an verschiedenen Probekörpern durchgeführt. Die Probekörper unterschieden sich in ihrer Geometrie und in den Materialeigenschaften. Folgende Probekörper wurden untersucht:

Neutraldichte Filter

Die Validierung der mathematischen 1D-Modelle (Kapitel 4.6.1) erfolgt an Neutraldichtefiltern (ND-Filter) der Firma Schott vom Typ KG2 [83] und KG3 [84], welche sich in der Teiltransparenz unterscheiden. Für jeden Typ wurden zwei Filter mit unterschiedlichen Dicken untersucht (siehe Tabelle 4.1). Der Durchmesser der ND-Filter beträgt 25 mm. Die ND-Filter besitzen eine sehr glatte Oberfläche und weisen isotrope Materialeigenschaften auf. Die thermischen und optischen Materialeigenschaften variieren von Charge zu Charge aufgrund von unterschiedlichen Glasschmelzen und sind somit nicht exakt bekannt¹. Schott [83–85] gibt folgende Werte für die Wärmeleitfähigkeit $k = (1 \pm 0,1) \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$, die Wärmekapazität $c_p = 790 \text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$ und die Dichte $\rho = 2520 \text{ kgm}^{-2}$ an. Mit diesen Werten ergibt sich

¹persönliche Kommunikation mit Schott, E-Mail vom 05.02.2020

eine Diffusivität von $D = (5,0 \pm 0,5)10^{-7} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$. Der Absorptionskoeffizient $\alpha_{935 \text{ nm}}$ wurde mit Gleichung 2.19 bestimmt, da die ND-Filter nahezu keine Streueffekte aufweisen. Der hierfür benötigte Reflexionsgrad und der Transmissionsgrad wurde für jeden ND-Filter einzeln gemessen (siehe Tabelle 4.1). Die Messungen erfolgten an einem Spektrometer [86] bei $\lambda = 935 \mu\text{m}$. Der Transmissionsgrad wurde orthogonal zur Oberfläche und der Reflexionsgrad unter einem Winkel von 11° zur Orthogonalen der Materialoberfläche gemessen.

Tabelle 4.1: Untersuchte ND-Filter der Firma Schott [83,84]. *Bezeichnung von Thorlabs [87].

Filtername*	Typ	L /mm	$\tilde{r}_{935 \text{ nm}}$	$\tilde{t}_{935 \text{ nm}}$	$\alpha_{935 \text{ nm}}/\text{m}^{-1}$
NENIR20A	KG3	1,24	0,003	0,042	2744
NENIR13A	KG3	0,77	0,111	0,048	2800
NENIR06A	KG2	0,86	0,363	0,043	1122
NENIR04A	KG2	0,60	0,491	0,052	1100

Unlegierter Baustahl

Die Validierung einer 2D-Simulation (Kapitel 4.6.1) erfolgt an einer unlegierten Flachstahlprobe (S235JR 1.0037) mit den Abmaßen $50 \text{ mm} \times 60 \text{ mm} \times 9,9 \text{ mm}$ (siehe Abbildung 4.2). Die Probe besitzt mittig eine Nut. Die Nutbreite w beträgt 10 mm mit der Restwanddicke $d = 3,14 \text{ mm}$. Die Oberflächen der Probe sind sandgestrahlt, um eine homogene Absorption des Laserstrahls und eine zu allen Seiten gleichmäßige Emission thermischer Strahlung zu ermöglichen. Die Wärmeleitfähigkeit der Stahlsorte beträgt $54 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ [88]. Die Diffusivität wurde mittels einer Kalibriermessung an einer Probe mit den selben Abmaßen (ohne Nut) nach [89] bestimmt und beträgt $(1,45 \pm 0,1)10^{-5} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$.

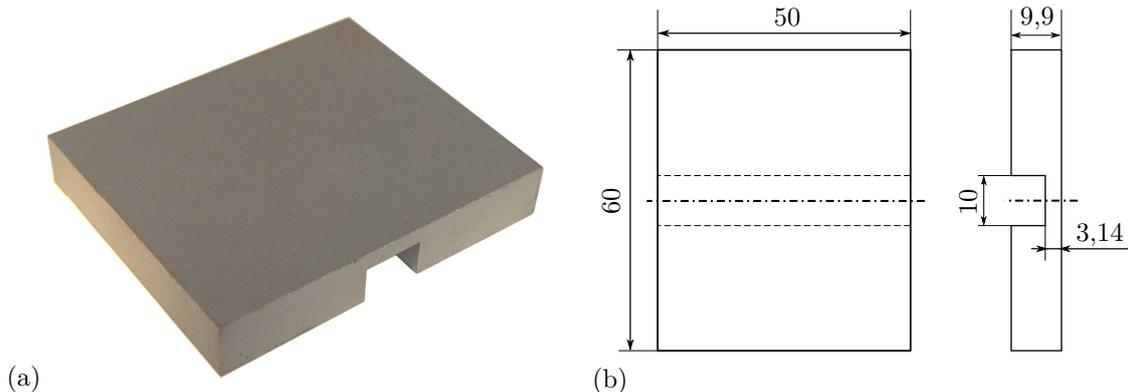


Abbildung 4.2: (a) Unlegierte Flachstahlprobe mit Nut (Stahlprobe). (b) Skizze der Stahlprobe, alle Angaben in Millimeter.

GFK-Nanolam 140

Zur Validierung der mathematischen Modelle werden PT-Experimente an einem Epoxid-Glasfaserlaminat (Nanolam 140 Laminat [90]) mit weißen Pigmenten durchgeführt (Kapitel 4.7.1). Die Abmaße der Probe sind $150 \text{ mm} \times 115 \text{ mm}$ mit einer Materialdicke von

$L = (3,12 \pm 0,02)$ mm. Die Probe weist eine bidirektionale Faserorientierung mit 0° (60%-70%)/ 90° (30%-40%) auf und hat einen mittleren Faservolumenanteil von 50% [90]. Spektrale Transmissionsmessungen haben gezeigt, dass die Probe für den Wellenlängenbereich zwischen $8 \mu\text{m}$ und $9,4 \mu\text{m}$ opak ist (Wellenlängenbereich einer LWIR-Kamera). Die Wärmeleitfähigkeit beträgt $k = 0,2 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ [90]. Die Diffusivität D und der effektive Absorptionskoeffizient $\alpha_{935 \text{ nm}}$ wird in dieser Arbeit bestimmt (Kapitel 4.7.1). Ein Foto der Probe ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Die Fasern sind in der Epoxidmatrix gleichmäßig als Faserbündel verteilt, wobei die Faserbündel in 0° -Richtung breiter als in 90° -Richtung sind.

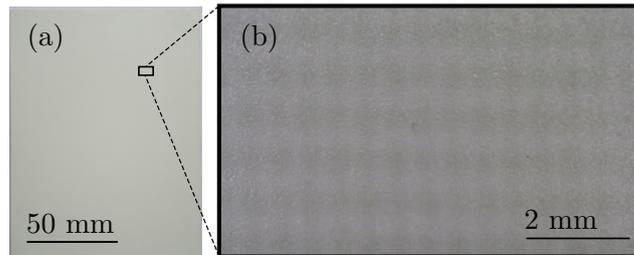


Abbildung 4.3: (a) Foto der unbeschichteten Probe und (b) mikroskopische Aufnahme der Probe (schwarzes Rechteck in (a)). Die Textur des Materials ist deutlich sichtbar. Die hellen Bereiche werden von den Faserbündeln dominiert. *Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [89] ©(2018).*

Schwarzes PVC

Untersucht werden drei schwarze Hart-Polyvinylchlorid-(PVC)-Proben mit den Grundmaßen $48 \text{ mm} \times 24 \text{ mm} \times 7,8 \text{ mm}$ (siehe Abbildung 4.4). In der Mitte der Proben wurden Nuten mit unterschiedlichen Breiten w gefräst. Die Proben weisen unterschiedliche Aspektverhältnisse (AR) zwischen der Nutbreite w und der Restwanddicke d auf ($AR = w/d$) (siehe Tabelle 4.2). Die thermischen Materialeigenschaften wurden in [91] mit $k = 0,2 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ und $D = (1,4 \pm 0,03)10^{-7} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ bestimmt. Das Material ist im Wellenlängenbereich bei $\lambda = 935 \text{ nm}$ opak und im Wellenlängenbereich einer MWIR-Kamera teiltransparent. Der effektive Absorptionskoeffizient $\alpha_{935 \text{ nm}}$ beträgt $\beta_{\text{MWIR}} = 6500 \text{ m}^{-1}$, welcher mit einer Kalibrierungsmessung nach [7] an einer Probe aus dem selben Material ohne Nut bestimmt wurde.

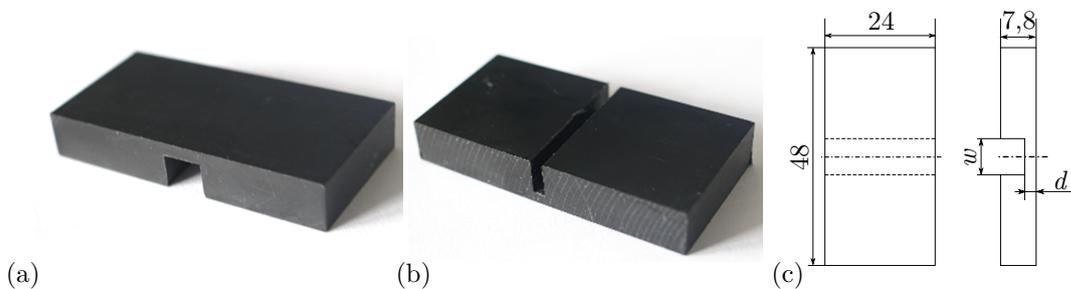


Abbildung 4.4: (a) Foto der PVC Probe 3. (b) Foto der PVC-Probe 1. (c) Skizze der PVC-Proben, alle Angaben in Millimeter. Die Nutbreite w und Restwanddicke d für die PVC-Proben zeigt Tabelle 4.2. (a) und (b) reproduziert aus [92], mit Genehmigung von AIP Publishing.

Tabelle 4.2: Nutgeometrie der PVC-Proben. Die Grundmaße für alle drei Proben betragen $48 \text{ mm} \times 24 \text{ mm} \times 7,8 \text{ mm}$.

Name	w/mm	d/mm	$AR/-$
PVC 1	2,1	1,8	1,17
PVC 2	4,1	2,1	1,95
PVC 3	6,3	2,1	3

GFK mit Delamination

Die untersuchte Probe wurde im Rahmen eines Projektes der European Association of National Metrology Institutes [93] hergestellt und analysiert. Die Abmessung der Probe beträgt $240 \text{ mm} \times 50 \text{ mm} \times (5 \pm 0,1) \text{ mm}$ und sie besteht aus 16 unidirektionalen Lagen von Glasfasern, die in einer quasi-isotropen Anordnung (45° , 0° , -45° , 90°) in einer Matrix aus thermoplastischem Polyamid PA 12 CF 60 gestapelt wurden. In die Probe wurde mittig eine 5 mm breite Nut eingefräst und mittig in der Nut eine Bohrung mit dem Durchmesser von 8 mm eingebracht. Die Restwanddicke beträgt über der Nut $L_1 = 3,3 \text{ mm}$. Ein konventioneller Zugversuch mit einer Last von bis zu 100 kN [94] erzeugte eine Delamination in der Tiefe der Nut. Abbildung 4.5 zeigt ein Foto der Rückseite und der Kante der Probe. Die Dicke L der Probe wurde an mehreren von der Delamination entfernten Stellen gemessen mit $L = (5 \pm 0,1) \text{ mm}$. Die Diffusivität mit $D = (2,25 \pm 0,1)10^{-7} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ und die effektiven Absorptionskoeffizienten mit $\alpha_{935} = 650 \text{ m}^{-1}$ und $\beta_{\text{MWIR}} = 3500 \text{ m}^{-1}$ wurden in [95] bestimmt.

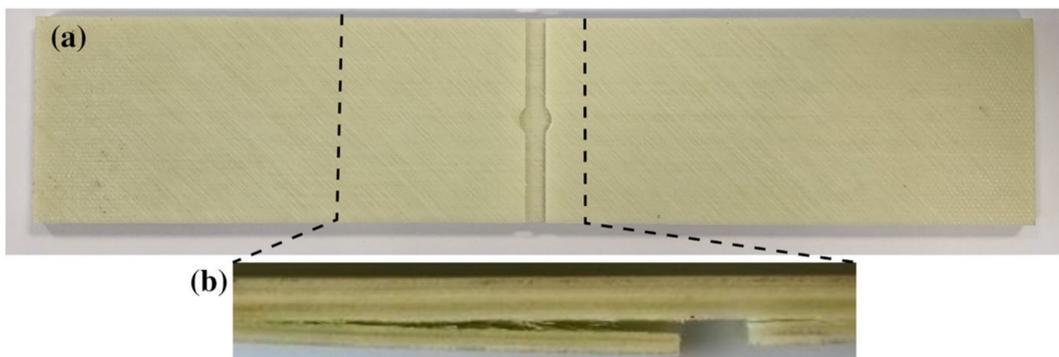


Abbildung 4.5: (a) Rückseite der GFK Probe mit Delamination. (b) Seitenansicht der Probe. Eine Skizze der Probe mit den Abmaßen zeigt Abbildung 4.20. *Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [95] ©(2020).*

Graphitlack

Mit einer dünnen Graphitschicht auf einem teiltransparenten Material kann dieses als opak betrachtet werden. Elektromagnetische Strahlung wird an der Oberfläche absorbiert. In dieser Arbeit wird der Graphitlack Graphit 33 der Firma Kontakt Chemie [96] verwendet. Die thermischen Eigenschaften wurden mit einer Kalibrierungsmessung bestimmt mit $D = 1,8 \times 10^{-5} \text{ m}^2$ und $k = 69 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ [89].

4.3 Experimenteller Aufbau und daraus resultierende mathematische Randbedingungen

In diesem Kapitel werden der experimentelle Aufbau zur Durchführung von PT-Experimenten und die sich daraus ableitenden mathematischen Randbedingungen beschrieben. Dabei werden die wichtigsten Komponenten für ein PT-Experiment näher betrachtet, da diese mathematisch modelliert werden sollen. Abbildung 4.6 zeigt ein klassisches Setup für ein PT-Experiment in Reflexionsanordnung mit den wichtigsten Komponenten: die Anregungsquelle, die IR-Kamera, der Probekörper und die Umgebung.

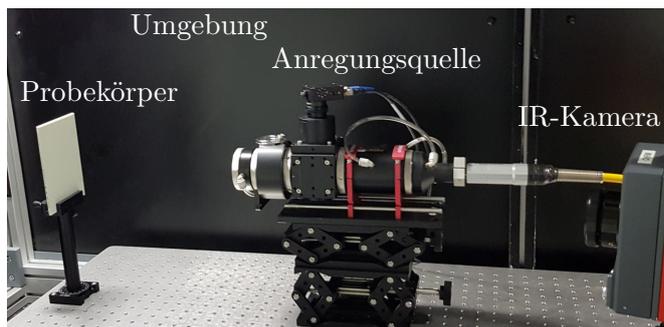


Abbildung 4.6: Experimenteller Aufbau eines PT-Experiments in Reflexionsanordnung bestehend aus der Anregungsquelle, der IR-Kamera, dem Material und der Umgebung. *Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [89] ©(2018).*

Ziel ist es, in den nächsten Kapiteln die Einflüsse der einzelnen Komponenten eindeutig zu formulieren, um daraus die mathematischen Randbedingungen abzuleiten, mit welchen die WLG analytisch oder numerisch nach Gleichung 2.11 gelöst werden kann.

In Kapitel 4.4.1 wird gezeigt, wie die WLG analytisch gelöst werden kann. Dafür müssen die Randbedingungen Laplace transformiert werden. Daher werden in den folgenden Kapiteln die Randbedingungen der einzelnen Komponenten eines PT-Experimentes mathematisch im Zeit- und Laplace-Raum modelliert.

4.3.1 Randbedingungen

Damit das Temperaturfeld im Inneren eines Körpers berechnet werden kann, müssen mehrere Grenzbedingungen gestellt werden, welche von der WLG erfüllt werden. Diese Grenzbedingungen enthalten örtliche Randbedingungen und zeitliche Anfangsbedingungen, die an den Rändern (den Oberflächen) des Körpers vorgegeben sind. Erst durch die WLG und die Randbedingungen kann das Temperaturfeld vollständig gelöst werden [9].

Die Anfangsbedingung schreibt zu einem bestimmten Zeitpunkt an jeder Stelle des Körpers eine Temperatur vor. In dieser Arbeit wird bei $t = 0$ die Temperatur des Körpers T im Gleichgewicht mit der Umgebungstemperatur T_U vorgegeben:

$$T(t = 0, x, y, z) = T_U \quad (4.1)$$

Das mathematische Modell berechnet somit die Temperaturänderung $\Delta T = T - T_U$ (Temperaturdifferenz) aufgrund des PT-Experiments.

Die Randbedingungen hingegen können in drei Arten aufgeteilt werden:

1. An der Oberfläche wird eine Temperatur als Funktion des Ortes und der Zeit vorgegeben (Dirichlet-Randbedingung).
2. An der Oberfläche wird eine Wärmestromdichte als Funktion des Ortes und der Zeit vorgegeben (Neumann-Randbedingung).
3. Die Oberfläche berührt ein anderes Medium, z.B. die Umgebungsluft.

Für Randbedingungen der 2. und 3. Art gilt, dass für die Wärmestromdichte an jeder Stelle der Oberfläche die Bedingung

$$\phi = -k \frac{\partial T}{\partial n} \quad (4.2)$$

erfüllt sein muss, wobei n die Flächennormale (im 1D-Fall ist es die Ortskoordinate z) und k die Wärmeleitfähigkeit des Materials sind.

4.3.2 IR-Kamera

Ein IR-Kamerasystem detektiert Wärmestrahlung und rechnet diese in eine Temperatur um. Somit ist der Hauptzweck einer IR-Kamera die Umwandlung von IR-Strahlung in ein visuelles Temperaturbild (Thermogramm). Dieses visuelle Bild ist eine zweidimensionale Verteilung der von einem Objekt oder einer Szene ausgesandten IR-Strahlung, umgerechnet in ein Temperaturfeld. Aufgrund der Komplexität einer IR-Kamera befasst sich das Kapitel 5 ausschließlich mit der Funktionsweise, der genauen mathematischen Modellierung sowie der Charakterisierung einer IR-Kamera. In diesem Abschnitt werden die verwendeten IR-Kameras vorgestellt und wie diese bei PT-Experimenten an teiltransparenten Materialien im Wellenlängenbereich der IR-Kamera einfach mathematisch modelliert werden können.

In der vorliegenden Arbeit wurden zwei MWIR-Kameras (Detektormaterial: Indium-Antimonid (InSb)) und eine LWIR-Kamera (Detektormaterial: Quecksilber-Kadmium-Tellurid (MCT)) der Firma InfraTec [97] verwendet. Deren Spezifikationen sind in Tabelle 4.3 aufgelistet.

Die IR-Kameras werden mit der Software Irbis 3 Professional [98] während eines Messvorgangs gesteuert. Die aufgenommenen Messdaten werden als *.irb*-Files (Fileformat des Herstellers) gespeichert. Ein gespeicherter Datensatz besteht aus einem Header und einem Datenblock. In dem Header sind alle Informationen zur IR-Kamera inklusive der Kalibrierkurven gespeichert. Der Datenblock besteht aus der Ausgangssignalsequenz $S_{out}(x, y, t_i)$ (den RAW-Daten, Einheit DV) der IR-Kamera, welche im Weiteren als Film bezeichnet wird. Der Film beinhaltet somit die RAW-Daten bzw. die Temperaturdaten (siehe Kapitel 5) als Matrix $T(x, y, t_i)$ zum Zeitpunkt $t_i = 1/f_{cam} \cdot n_i$. Hierbei sind x und y die Ortskoordinaten des Detektors, n_i die Framenummer und f_{cam} die IR-Kamerafrequenz (Framerate).

Die örtliche Auflösung eines Thermogrammes px/mm wird durch den Abstand der IR-Kamera zum Messobjekt und dem verwendeten Objektiv definiert.

Tabelle 4.3: Eigenschaften der verwendeten IR-Kameras.

Spezifikationen	ImageIR® 8300 hp	ImageIR® 9300	ImageIR® 8800
Spektralbereich	2 μm –5,7 μm	3 μm –5 μm	8 μm –9,4 μm
Detektortyp	InSb	InSb	MCT
Detektorformat (IR-Pixel)	640 px \times 512 px	1.280 px \times 1.024 px	640 px \times 512 px
Kamerafrequenz ²	300 Hz	100 Hz	100 Hz
NETD ³ bei 30°C	0,025 K	0,030 K	0,060 K
Messgenauigkeit	± 1 °C oder ± 1 %	± 2 °C oder ± 2 %	± 1 °C oder ± 1 %
Objektivbrennweite	25 mm/100 mm	50 mm	100 mm

Für opake Materialien misst die IR-Kamera unter Berücksichtigung der Emissivität (vergleiche Kapitel 2.1.1) die Oberflächentemperatur des Materials. Bei teiltransparenten Materialien im Wellenlängenbereich der IR-Kamera empfängt die IR-Kamera zusätzlich Strahlung aus dem Volumen und misst somit nur eine scheinbare Temperatur \check{T} .

Wie bereits in Kapitel 2.2.2 beschrieben, wird für die Rekonstruktion von PT-Messdaten die IR-Kamera vereinfacht modelliert (siehe Gleichung 2.23). Die scheinbare Temperatur kann nach [56] für die R-Konfiguration mit

$$\check{T}_{\beta,R}(t) = K \int_0^L T(t,z) \beta \exp(-z\beta) dz \quad (4.3)$$

und für die T-Konfiguration mit

$$\check{T}_{\beta,T}(t) = K \int_0^L T(t,z) \beta \exp(-(L-z)\beta) dz \quad (4.4)$$

berechnet werden. Dabei beschreibt L die Probendicke. In dieser Arbeit wird immer $K = 1$ verwendet, da K nur die Amplitude und nicht den zeitlichen Verlauf der Temperatur beeinflusst (genau wie die Energie pro Fläche Q , siehe Kapitel 4.4.4). In Kapitel 5.1.3 wird diese vereinfachte Modellierung mit einer vollständigen mathematischen Modellierung der IR-Kamera verglichen.

4.3.3 Anregungsquelle

Die in dem Abschnitt beschriebene mathematische Modellierung wurde bereits in [99] veröffentlicht und wird hier größtenteils wie in [99] besprochen wiedergegeben.

Die Anregungsquelle dient zur Erwärmung des zu untersuchenden Materials. In dieser Arbeit wurde für alle PT-Experimente ein Diodenlasersystem eingesetzt (monochromatische Quelle). Doch da in der Praxis die Blitzthermografie sehr weit verbreitet ist, wird hier auch kurz

²Fullframe-Modus (FF), werden weniger Pixel verwendet, können höhere max. Bildraten erreicht werden.

³Temperaturauflösung: noise equivalent differential temperature (NETD) [35].

auf die Modellierung einer Blitzlampe (polychromatische Lichtquelle) eingegangen. Bei der Modellierung der Anregungsquelle wird die Bestrahlungsstärke modelliert, d. h. die Leistung pro Fläche, die auf das zu untersuchende Bauteil auftrifft und noch nicht absorbiert wurde.

Polychromatische Anregungsquelle

Blitzlampen werden in der PT als eine schnelle und energiereiche impulsartige Anregungsquelle verwendet. Die normierte spektrale Ausstrahlung einer Blitzlampe zum Zeitpunkt des Blitzes zeigt Abbildung 4.7 (a) [91]. Stark vereinfacht entspricht der Verlauf einem emittierenden Körper mit einer Temperatur von 5800 K [91]. Die zeitliche Form der Bestrahlungsstärke, gemessen mit einer PDA36A Photodiode und dann auf das Maximum normiert, zeigt Abbildung 4.7 (b) [100].

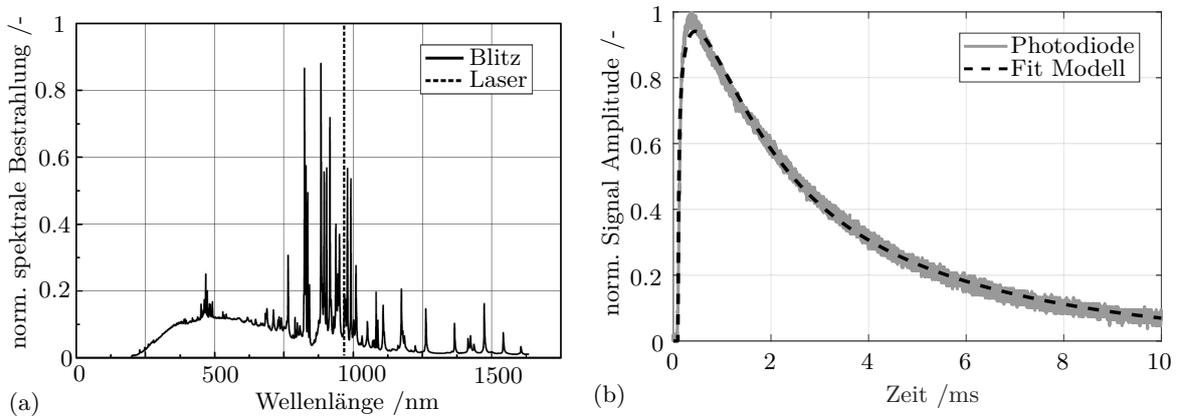


Abbildung 4.7: (a) Normierte Spektren der emittierten Strahlung eines Blitzes [91] und eines Lasers. (b) Die zeitliche Form der Bestrahlungsstärke, gemessen mit einer PDA36A Photodiode und dann auf das Maximum normiert [100]. Mit Gleichung 4.7 kann der Verlauf mathematisch modelliert werden. *Reproduziert aus [100], mit Genehmigung von Taylor & Francis.*

Die spektrale Bestrahlungsstärke $E_\lambda(\lambda, t)$ in $\text{Wm}^{-2}\text{m}^{-1}$ ist eine Funktion der Wellenlänge und der Zeit. Die Integration über alle Wellenlängen ergibt die Bestrahlungsstärke der Anregungsquelle:

$$E(t) = \int_0^\infty E_\lambda(\lambda, t) d\lambda. \quad (4.5)$$

Für eine Blitzlampe hängt die spektrale Zusammensetzung des Lichts von der Lampentemperatur und von der Zeit t während und nach der Entladung ab. Da die emittierte Leistung jedoch von der 4. Potenz der Temperatur abhängt, hat der größte Teil der emittierten Energie die spektrale Zusammensetzung der maximalen Temperatur der Lampe. Somit kann die spektrale Zusammensetzung als zeitlich konstant betrachtet werden. In diesem Fall kann die Zeitabhängigkeit getrennt werden:

$$E_{0,\lambda}(\lambda, t) = Q_0 P_t(t) M_\lambda(\lambda) \quad (4.6)$$

mit der gesamten Bestrahlungsenergie pro Fläche Q_0 in Jm^{-2} , der normierten zeitlichen Form $P_t(t)$ (in s^{-1} , $\int_0^\infty P_t(t) dt = 1$) und der normierten spektralen spezifischen Ausstrahlung des Anregungsquelle (in m^{-1} , $\int_0^\infty M_\lambda(\lambda) d\lambda = 1$). Altenburg et al. [100] zeigen, wie das zeitliche

Verhalten einer Blitzlampe modelliert werden kann. Dabei wird folgende phänomenologische Gleichung zur Annäherung des zeitlichen Verhaltens der Intensität (normiert in s^{-1}) verwendet, welche durch zwei e-Funktionen bestimmt wird:

$$P_{t,B}(t) = N t^f \left((1-a) e^{-t/\tau_1} + a e^{-t/\tau_2} \right) \text{ mit } N = \Gamma(1+f) \left((1-a)\tau_1^{1+f} + a\tau_2^{1+f} \right)^{-1} \quad (4.7)$$

mit der Zeit t , zwei Zeitkonstanten τ_1 und τ_2 , zwei Gewichtungsfaktoren a und f , der Gamma-Funktion Γ und dem Normalisierungsfaktor N ($\int_{-\infty}^{\infty} P_{t,B}(t) dt = 1$). Diese Gleichung kann sehr einfach in den Laplace-Bereich transformiert werden:

$$\overline{P_{t,B}}(s) = \frac{N}{\Gamma(1+f)} \left((1-a) \left(s + \frac{1}{\tau_1} \right)^{-(1+f)} + a \left(s + \frac{1}{\tau_2} \right)^{-(1+f)} \right) \quad (4.8)$$

mit der Laplace-Transformierten s . Die Parameter hängen von den Eigenschaften einer Blitzlampe ab, welche mit einem Fit von Gleichung 4.7 an die gemessene zeitliche Form der Bestrahlungsstärke bestimmt werden können.

Monochromatische Anregungsquelle

In dieser Arbeit wird ein Diodenlasersystem als Anregungsquelle verwendet. Der Laser (LaserLine Diodenlasersystem LDM 500-20) arbeitet bei einer Wellenlänge von (935 ± 5) nm und hat eine Ausgangsleistung P von max. 500 W [101]. Mittels einer 2-Zoll-Homogenisieroptik mit Strahlaufweitung kann der Laser auf eine Fläche A von z.B. $A_{19} = 19 \text{ mm} \times 19 \text{ mm}$ (Homogenisieroptik Typ LL-line 2.35 [102]), $A_{39} = 39 \text{ mm} \times 39 \text{ mm}$ (Homogenisieroptik Typ LL-line 2.35 [102]) oder auf $A_{68} = 68 \text{ mm} \times 68 \text{ mm}$ (Homogenisieroptik Typ LL-line 2.20 [102]) aufgeweitet werden. Eine Probe kann durch die Aufweitung des Laserstrahles sehr homogen erwärmt werden. Abbildung 4.8 (a) zeigt die räumliche Verteilung des Strahles für eine Aufweitung von A_{19} . Der Laser wird mittels der Software SAMLight der Firma SCAPS GmbH gesteuert [103]. Dabei können die Ausgangsleistung und die Pulslänge τ frei gewählt werden. Die Pulslänge wurde mit einer Fotodiode (Thorlabs PDA36A, Spektralbereich: 350 nm - 1100 nm) gemessen. Das zeitliche Verhalten entspricht einem Rechteckpuls (siehe Abbildung 4.8 (b)) mit der Pulslänge τ und kann mathematisch mit zwei Heaviside-Funktionen Θ modelliert werden:

$$P_{t,La}(t) = \Theta(t) - \Theta(t - \tau). \quad (4.9)$$

Im Laplace-Bereich, normiert auf ($\int_{-\infty}^{\infty} P_{t,La}(t) dt = 1$), entspricht dies:

$$\overline{P_{t,La}}(s) = \frac{1 - e^{-\tau s}}{\tau s}. \quad (4.10)$$

Die Bestrahlungsstärke für eine monochromatische Anregungsquelle berechnet sich ebenfalls aus Gleichung 4.5. Da die Bestrahlungsstärke für den Laser zeitlich konstant ist, vereinfacht sich Gleichung 4.5 zu

$$E(t) = Q_0 P_{t,La}(t) \text{ mit : } Q_0 = \frac{P}{A} \tau, \quad (4.11)$$

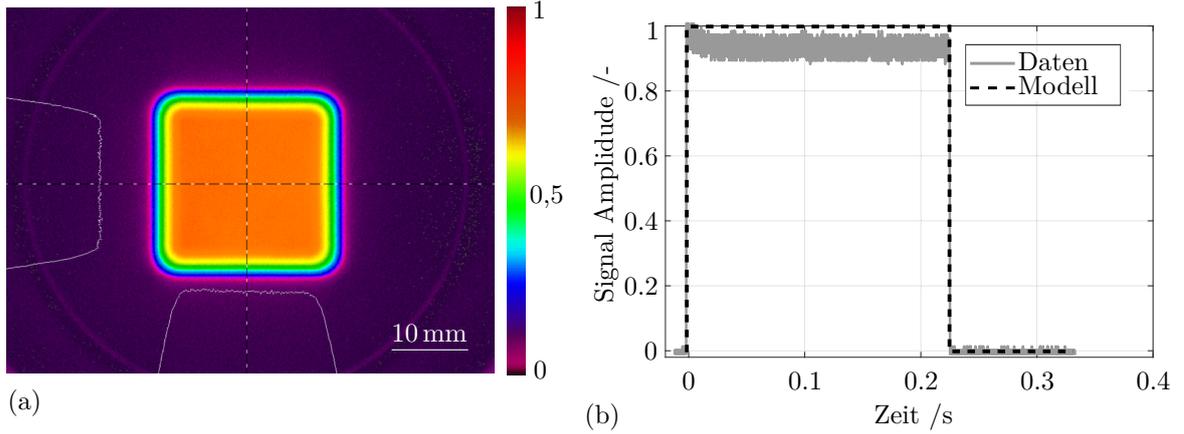


Abbildung 4.8: (a) Normiertes Thermogramm zum Zeitpunkt der Erwärmung einer Probe mit dem LDM 500 Laser und 2-Zoll-Homogenisieroptik Typ LL-line 2.35 [102] (Quadrat $19\text{ mm} \times 19\text{ mm}$). (b) Die zeitliche Form der Bestrahlungsstärke des LDM 500 Lasers für einen Rechteckpuls, gemessen mit einer PDA36A Photodiode und dann auf das Maximum normiert. Die Länge des Laserpulses wird in der Software SAMLight [103] festgelegt. Mit Gleichung 4.9 kann das zeitliche Verhalten mathematisch modelliert werden.

mit der Leistung P des Lasers in W, der Fläche A (der Laserstrahl wird aufgeweitet), der Pulslänge τ und dem normierten zeitlichen Verlauf des Lasers (Rechteckpuls) $P_{t,La}(t)$ (in s^{-1} , $\int_{-\infty}^{\infty} P_{t,La}(t) dt = 1$).

4.3.4 Prüfkörper

Bei teiltransparenten Materialien wird die Strahlungsintensität der optischen Anregungsquelle im Volumen und gegebenenfalls zusätzlich an einer oder mehreren Grenzschichten absorbiert.

Die in dem Abschnitt beschriebene mathematische Modellierung der Absorption mit zwei Absorptionskoeffizienten wurde bereits in [89, 99] veröffentlicht und wird hier größtenteils wie in [89, 99] besprochen wiedergegeben.

Absorption im Volumen

Trifft Strahlung auf ein teiltransparentes Material, dann nimmt die spektrale Bestrahlungsstärke $E_{0,\lambda}(\lambda, t)$ im Material in Abhängigkeit von der Tiefe z ab. Die Abnahme der Bestrahlungsstärke kann durch ein Transmissionsprofil $F_{\tau}(z, \lambda)$ mathematisch beschrieben werden. Die spektrale Bestrahlungsstärke in der Tiefe z berechnet sich mit

$$E_{z,\lambda}(z, \lambda, t) = (1 - \tilde{r}(\lambda)) E_{0,\lambda}(\lambda, t) F_{\tau}(\lambda, z). \quad (4.12)$$

Ein Teil der Strahlung wird an die Oberfläche reflektiert (Reflexionsgrad an der Oberfläche $\tilde{r}(\lambda)$) und gelangt nicht ins Innere des Materials. Für die Rekonstruktion experimenteller Daten ist der absolute Wert der Bestrahlungsstärke für die Auswertung nicht relevant (siehe Kapitel 5.1.1). Somit werden für alle Auswertungen in dieser Arbeit $\tilde{r}(\lambda)$ unabhängig der Wellenlänge und gleich Null gesetzt.

Für ein teiltransparentes, homogenes und nicht streuendes Material nimmt die anfängliche spektrale Bestrahlungsstärke $E_{0,\lambda}(\lambda, t)$ der Anregungsquelle nach dem Lambert-Beer'schen Gesetz mit der Tiefe z ab. Die spektrale Bestrahlungsstärke in der Tiefe z zum Zeitpunkt t berechnet sich mit Gleichung 2.17 und 4.12 zu

$$E_{z,\lambda}(z, \lambda, t) = (1 - \tilde{r}) E_{0,\lambda}(\lambda, t) e^{-\alpha(\lambda)z} \quad (4.13)$$

mit dem Transmissionsprofil $F_\tau(z, \lambda) = e^{-\alpha(\lambda)z}$ und dem Absorptionskoeffizienten $\alpha(\lambda)$. Mit der Annahme, dass die spektrale Bestrahlungsstärke unabhängig vom zeitlichen Verhalten der Anregungsquelle ist, kann mit Gleichung 4.6 und der Integration über alle Wellenlängen die Bestrahlungsstärke in der Tiefe z bestimmt werden:

$$E_z(z, t) = (1 - \tilde{r}) Q_0 P_t(t) \int_0^\infty M_\lambda(\lambda) e^{-\alpha(\lambda)z} d\lambda \quad (4.14)$$

mit der Energie pro Fläche Q_0 in Jm^{-2} , der normierten zeitlichen Form der Anregungsquelle $P_t(t)$ und der normierten spektralen spezifischen Ausstrahlung des Lichtes (in m^{-1} , $\int_0^\infty M_\lambda(\lambda) d\lambda = 1$) (vergleiche Gleichung 4.6).

Im Material erfolgt eine Umwandlung der Strahlungsenergie in Wärmeenergie, welche mathematisch mit der Ableitung von $E_z(z, t)$ nach dem Ort z beschrieben werden kann, womit die interne Wärmequelle g aus Gleichung 2.11 definiert wird:

$$g(t, z) = -\frac{dE_z(z, t)}{dz} = (1 - \tilde{r}) Q_0 P_t(t) \int_0^\infty E(\lambda) \alpha(\lambda) e^{-\alpha(\lambda)z} d\lambda. \quad (4.15)$$

Aufgrund der Normierung gilt $\int_0^\infty \int_0^\infty g(t, z) dt d\lambda = (1 - \tilde{r}) Q_0$. Wenn der Absorptionskoeffizient α unabhängig von der Wellenlänge ($\alpha(\lambda_n) = \alpha_n$) oder die Anregungsquelle monochromatisch (z.B. ein Laser) ist ($E_\lambda(\lambda_n) = \delta(\lambda - \lambda_n)$ Delta-Funktion δ) vereinfacht sich Gleichung 4.15 zu:

$$g_n(t, z) = (1 - \tilde{r}) Q_0 P_t(t) \alpha_n e^{-\alpha_n z}. \quad (4.16)$$

Altenburg et al. [99] diskretisierten Gleichung 4.15 mit Berücksichtigung von zwei Wellenlängen bzw. zwei Absorptionskoeffizienten und zeigten, dass die Absorption einer polychromatischen Anregungsquelle, wie z.B. einer Blitzlampe, in einem homogenen Material durch zwei Absorptionskoeffizienten für viele Fälle ausreichend gut beschrieben wird. Die interne Wärmequelle ergibt sich dann zu

$$g_{2\alpha}(t, z) = g_{\alpha_1}(t, z) + g_{\alpha_2}(t, z) = Q_1 P_t(t) \alpha_1 e^{-\alpha_1 z} + Q_2 P_t(t) \alpha_2 e^{-\alpha_2 z}. \quad (4.17)$$

Die Absorptionskoeffizienten beschreiben z.B. die Absorption für den kurzwelligen und den langwelligen spektralen Anteil der Ausstrahlung eines Blitzes. Die unterschiedlich großen Pfeile in Abbildung 4.9 (a) veranschaulichen den kurzwelligen und langwelligen Anteil einer polychromatischen Anregungsquelle.

Die Gesamtenergie Q_0 ergibt sich dabei aus $Q_1 + Q_2$, welche z.B. die Energieanteile der

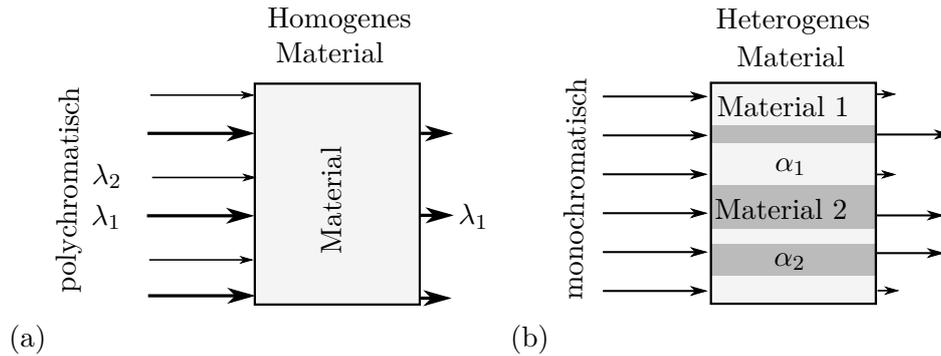


Abbildung 4.9: (a) Polychromatische Strahlung (λ_1 und λ_2) trifft auf ein homogenes Material. Der Strahlungsanteil mit der Wellenlänge λ_2 wird im Material komplett absorbiert, wohingegen die Strahlung mit der Wellenlänge λ_1 nicht komplett absorbiert wird. (b) Monochromatische Strahlung trifft auf ein heterogenes Material (Material 1 und Material 2). Die Materialanteile 1 und 2 sind zur einfallenden Strahlung parallel ausgerichtet und absorbieren unterschiedlich stark die monochromatische Strahlung ($\alpha_1 \neq \alpha_2$).

kurzwelliger bzw. der langwelliger Strahlung beschreiben. Die Energieanteile berechnen sich aus der Gesamtenergie und einem Gewichtungsfaktor:

$$Q_0 = Q_1 + Q_2 = f_1 Q_0 + f_2 Q_0 \text{ mit } f_2 = 1 - f_1. \quad (4.18)$$

Damit ergibt sich die interne Wärmequelle mit Berücksichtigung von zwei Absorptionskoeffizienten zu

$$g_{2\alpha}(t, z) = (1 - \tilde{r}) Q_0 P_t(t) (f_1 \alpha_1 e^{-\alpha_1 z} + (1 - f_1) \alpha_2 e^{-\alpha_2 z}). \quad (4.19)$$

Mit dieser Gleichung kann somit die Absorption einer monochromatischen Anregungsquelle in einem heterogenen Material beschrieben werden, wenn dabei das heterogene Material, bestehend aus zwei Anteilen, Material 1 und Material 2, zur einfallenden Strahlung parallel ausgerichtet ist. Die Materialanteile 1 und 2 weisen unterschiedliche Absorptionskoeffizienten auf (siehe Abbildung 4.9 (b)). Es wird dabei angenommen, dass die Breite der homogenen Bereiche (Material 1 und 2) sehr viel kleiner ist als die Gesamtbreite, da sonst laterale Wärmeflüsse im Material aufgrund der unterschiedlichen Absorption entstehen.

Absorption an Grenzflächen

Die Absorption von elektromagnetischer Strahlung an Grenzflächen, z.B. bei Oberflächen eines Materials, Flächen zwischen zwei Festkörpern oder Flächen an einer Fehlstelle, ist eine Funktion der optischen Eigenschaften des Materials (oder der Materialien an einer Grenzfläche), der Rauigkeit der Grenzfläche bzw. Oberfläche und der Wellenlänge der Strahlung. Bei optisch rauen Grenzflächen wird ein Teil der Strahlung gestreut und somit erhöht sich die Absorption der Strahlung an der Grenzfläche. Bei optisch glatten Grenzflächen hingegen kann die Absorption an der Grenzfläche vernachlässigt werden (vergleiche Gleichung 2.16). Bei rauen Oberflächen wird der Lichtstrahl gestreut und aufgrund der vergrößerten Oberfläche erhöht sich die Absorption. Mathematisch kann die Absorption an Grenzflächen mit einem Flächenabsorptionskoeffizienten a'_z modelliert werden. Eine Oberflächenabsorption kann nach [104–106] für die Vorderseite einer Probe bei $z = 0$ (orientiert zur Lichtquelle)

mit

$$-k \frac{dT}{dz} \Big|_{z=0} = a'_0 (1 - \tilde{r}) Q_0 P_t(t) \quad (4.20)$$

und für die Rückseite bei $z = L$ mit

$$-k \frac{dT}{dz} \Big|_{z=L} = a'_L (1 - a'_0) (1 - \tilde{r}) Q_L P_t(t) \quad (4.21)$$

modelliert werden. Dabei wird die Gesamtenergie Q_0 , die Restenergie Q_L bei $z = L$, der Reflexionsgrad \tilde{r} und der normierte Zeitverlauf der Anregungsquelle $P_t(t)$ berücksichtigt. Erfolgt die Absorption im Material nach dem Lambert-Beer'schen Gesetz, ergibt sich die Restenergie $Q_L = Q_0 e^{(-\alpha_n L)}$. Für $a'_0 = 1$ wird die gesamte Energie an der Oberfläche absorbiert, welches einem opaken Material entspricht. Dies kann durch Oberflächenbeschichtungen, wie z.B. einer dünnen Graphitschicht, realisiert werden.

Grenzflächen im Volumen, z.B. durch eine Delamination in einem GFK-Material oder einem Mehrschichtsystem aus einem Materialverbund, können analog zur Oberflächenabsorption modelliert werden. Eine Flächenabsorption im Material an der Stelle z_a ergibt die Randbedingung

$$-k \frac{dT}{dz} \Big|_{z=z_a} = a'_z Q_{z_a} P_t(t). \quad (4.22)$$

Die Energiemenge an der Stelle z_a beschreibt Q_{z_a} .

Räumliche Orientierung des Materials zur Anregungsquelle

Die Anregungsquelle sollte bei einem PT-Experiment an teiltransparenten Materialien orthogonal zur Materialoberfläche orientiert sein. Wenn die Ausstrahlung der Anregungsquelle unter einen Winkel $\gamma > 0$ (bezogen auf die Oberflächennormale) ins Material eindringt, wird sich die Weglänge des Lichtstrahles im Material erhöhen. Abbildung 4.10 skizziert dies beispielhaft für einen Lichtstrahl, welcher durch ein teiltransparentes Material fällt (die Skizze berücksichtigt nicht das Brechungsgesetz). Die Weglänge des Lichtstrahls L' ändert sich mit $L/\cos(\gamma)$. Dies bedeutet, dass sich die Weglänge des Lichtstrahls vergrößert. Berücksichtigt wird dies im Transmissionsprofil mit

$$F_\tau(\lambda, z, \gamma) = e^{-\alpha_\lambda(\lambda)z/\cos(\gamma)}. \quad (4.23)$$

Abbildung 4.10 (b) zeigt verschiedene Transmissionsprofile für ein teiltransparentes Material mit $\alpha = 1000 \text{ m}^{-1}$, berechnet nach Gleichung 4.23. Mit steigendem Winkel γ verringert sich die Transmission bzw. erhöht sich die Absorption im Material.

Thermischer Übergangswiderstand

Fehlstellen in einem Material, welche die Wärmediffusion im Material beeinflussen, können mit einem thermischen Übergangswiderstand R modelliert werden [73,104,107–112]. Die Fehlstellen können u.a. Delaminationen, Luft einschließen in Materialien oder poröse Materialstellen im Volumen sein. Auch in Mehrschichtsystemen können sehr dünne Schichten als thermischer Übergangswiderstand vereinfacht modelliert werden, mit $R_i = L_i/k_i$. Dabei beschreibt L_i die Materialstärke und k_i die Wärmeleitfähigkeit der dünnen Schicht [104,113,114].

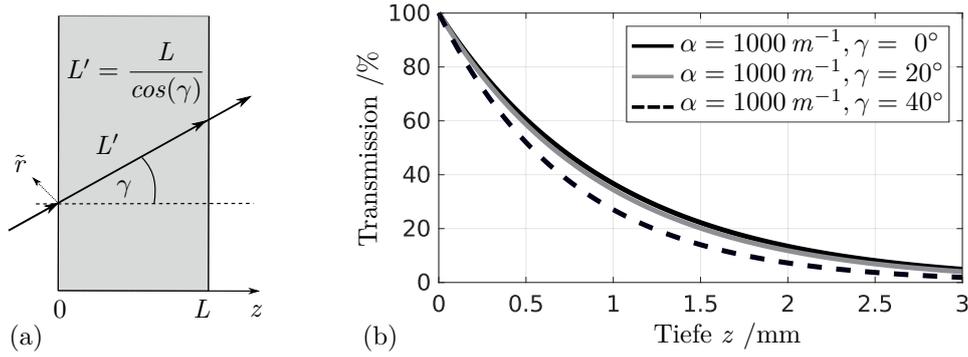


Abbildung 4.10: (a) Skizziert wird ein Lichtstrahl durch ein teiltransparentes Material. Die Weglänge des Lichtstrahles ändert sich mit dem Einfallswinkel γ . (b) Verschiedene Transmissionsprofile für ein teiltransparentes Material in Abhängigkeit des Einfallswinkels des Lichtstrahls.

4.3.5 Umgebung

Die Umgebungstemperatur sowie die Oberflächen der Umgebung sollten sich während der thermografischen Messung nicht ändern, damit die Wärmestrahlung der Umgebung konstant bleibt und somit keinen Einfluss auf die Änderung der Wärmestrahlung des untersuchten Probekörpers hat (siehe Gleichung 5.2).

Bei einem PT-Experiment wird zunächst ein Objekt erwärmt. An den Oberflächen des Objekts entstehen thermische Verluste durch Konvektion und Strahlung. Der Verlustwärmestrom an der Oberfläche errechnet sich aus der Summe von Gleichung 2.13 und 2.9:

$$\dot{q}_{ges} = \dot{q}_K + \dot{q}_S = h_{Kon} (T - T_U) + \varepsilon \sigma (T^4 - T_U^4). \quad (4.24)$$

Die 1D-WLG kann analytisch oder semi-analytisch gelöst werden, wenn der Verlustwärmestrom linearisiert wird. Somit wird ein effektiver Wärmeübergangskoeffizient h , welcher Konvektion und Strahlung berücksichtigt, definiert [6, 104, 115, 116]. Die Linearisierung der Wärmestrahlung ist nur bei kleinen Temperaturdifferenzen gerechtfertigt, welches bei ZfP-üblichen PT-Experimenten der Fall ist. Die Randbedingungen der thermischen Verluste an der Vorder- und Rückseite ergeben sich zu

$$-k \frac{dT}{dz} \Big|_{z=i} = \phi_i = h (T(t, z = i) - T_U) \text{ mit } i = 0, L. \quad (4.25)$$

4.3.6 Konfigurationen und Bezeichnung der Modelle

PT-Experimente können in R-Konfiguration oder T-Konfiguration durchgeführt werden (vergleiche Kapitel 2.2.1). Teiltransparente Materialien werden dabei teilweise beschichtet, damit die Energie der Anregungsquelle vollständig an der Probenoberfläche absorbiert wird oder damit die IR-Kamera ausschließlich Wärmestrahlung von der Oberfläche empfängt. Somit kann eine einseitig beschichtete Probe in T- und R-Konfiguration verschieden orientiert werden. Abbildung 4.11 zeigt die möglichen Konfigurationen für eine Probe mit und ohne Beschichtung.

Die Vorderseite einer Probe wird als die der Anregungsquelle zugewandte Seite definiert. Vorderseitig beschichtete Proben werden mit VB abgekürzt. Die Anregungsenergie wird an der vorderen Oberfläche vollständig absorbiert, es dringt keine Strahlung in das Material ein. Bei unbeschichteten Proben UB muss die Teiltransparenz des Materials für die Anregungsquelle und gegebenenfalls für die IR-Kamera berücksichtigt werden. Wenn eine Probe im Wellenlängenbereich der Anregungsquelle teiltransparent ist, wird ein Teil der Strahlungsenergie nicht nur an der Oberfläche, sondern auch innerhalb des Volumens absorbiert. Bei der Konfiguration mit einer schwarzen Beschichtung auf der Rückseite (RB) wird die Strahlung teilweise im Material absorbiert, die restliche (sonst durchgelassene) Strahlung wird an der Beschichtung auf der Rückseite absorbiert.

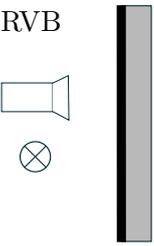
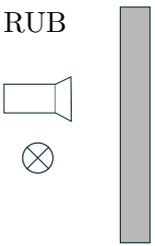
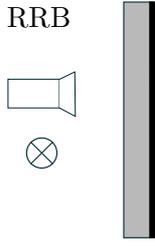
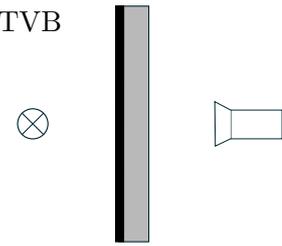
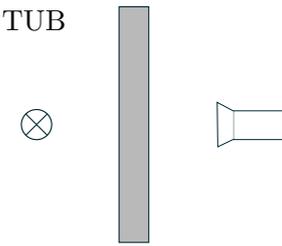
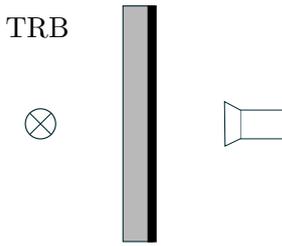
	Vorderseite beschichtet	Unbeschichtet	Rückseite beschichtet
Reflexion, R	RVB 	RUB 	RRB 
Transmission, T	TVB 	TUB 	TRB 

Abbildung 4.11: Unterschiedliche Konfigurationen in Reflexions- (obere Reihe) und Transmissionskonfiguration (untere Reihe). *Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [89] ©(2018).*

Für die verschiedenen Konfigurationen müssen die mathematischen Modelle (MM) angepasst werden. Dabei wird eine Syntax für die verwendeten Modelle eingeführt. Aus dem Modellnamen soll ersichtlich werden, wie viele Schichten, Absorptionskoeffizienten, thermische Übergangswiderstände und Graphitschichten berücksichtigt werden. Wenn ein Modellname mit einem “O” beginnt (oder endet), ist die vordere (oder hintere) Oberfläche undurchsichtig (Graphit beschichtet). Die Zahl n in “nL” oder “n α ” gibt an, wie viele Schichten (L) oder effektive Absorptionskoeffizienten (α bzw. β) im Modell berücksichtigt werden. Modelle mit einem “R” berücksichtigen einen thermischen Übergangswiderstand zwischen den Schichten. Modelle ohne Transparenz (opak) mit einer (O1L) oder zwei Schichten plus thermischem Übergangswiderstand (O2LR) werden für VB-Proben verwendet. Für UB-Proben werden eine Schicht und ein (1L1 α) oder zwei (1L2 α) effektive Absorptionskoeffizienten berücksichtigt. Wenn das Material im Wellenlängenbereich der IR-Kamera teiltransparent ist, wird zusätzlich ein β hinzugefügt (z.B. 1L1 α 1 β). Für RB-Proben kann die Temperaturverteilung mit

drei verschiedenen Modellen berechnet werden. Das erste Modell berücksichtigt nur einen (1L1 α O), die anderen zwei effektive Absorptionskoeffizienten. Diese beiden Modelle berücksichtigen eine Schicht (1L2 α O) oder zwei Schichten mit einem thermischen Übergangswiderstand (2L2 α OR).

4.4 Lösen der Wärmeleitungsgleichung

In diesem Kapitel wird gezeigt, wie die WLГ für verschiedene Randbedingungen analytisch, semi-analytisch oder numerisch gelöst werden kann. Zusätzlich wird eine Sensitivitätsstudie der einzelnen Parameter der mathematischen Modelle durchgeführt, um eventuelle Korrelationen zwischen den Parametern zu erkennen.

4.4.1 Analytische und semi-analytische Lösung (1D)

Damit eine geschlossene Lösung für Gleichung 2.11 gefunden werden kann, müssen folgende Annahmen gelten:

1. Die thermischen Materialeigenschaften sind unabhängig vom Ort, der Temperatur und der Zeit.
2. Die interne Wärmequelle ist unabhängig von der Temperatur des Materials.
3. Es wird der eindimensionale (1D) Fall betrachtet. Die Wärmeausbreitung erfolgt nur in die Tiefe z des Materials.

Die allgemeine Gleichung 2.11 der WLГ vereinfacht sich in diesem Fall zu

$$\frac{\partial T(t,z)^2}{\partial z^2} - \frac{1}{D} \frac{\partial T(t,z)}{\partial t} = \frac{g(t,z)}{k} \quad (4.26)$$

mit nur noch einer Ortskoordinate z . Das Lösen dieser Gleichung kann auf verschiedenen Wegen erfolgen. Die gängigsten Varianten sind mittels Greenschen Funktionen [117] oder über die Laplace-Transformation [118]. In dieser Arbeit wird die Laplace-Transformation verwendet.

Das Lösen der WLГ mit Hilfe der Laplace-Transformation erfolgt in drei Schritten:

1. Transformation der WLГ in den Laplace-Raum:

$$T(t,z) \rightarrow \bar{T}(s,z), \quad t \rightarrow s, \quad g(t,z) \rightarrow \bar{g}(s,z). \quad (4.27)$$

2. Lösen der transformierten WLГ für die Laplace-transformierte Temperatur $\bar{T}(s,z)$.
3. Rücktransformation (Inverse der Laplace-Transformation) in den Zeitbereich

$$\bar{T}(s,z) \rightarrow T(t,z), \quad s \rightarrow t. \quad (4.28)$$

Durch die Laplace-Transformation wird Gleichung 4.26 im Laplace-Raum zu einer gewöhnlichen linearen Differentialgleichung

$$\frac{\partial \bar{T}^2(s,z)}{\partial z^2} = q^2 \bar{T}(s,z) + \frac{\bar{g}(s,z)}{k}, \quad \text{mit } q^2 = \frac{s}{D}, \quad (4.29)$$

der Laplace-Transformierten Temperatur \bar{T} , der Laplace-transformierten Zeit s und der Laplace-transformierten internen Wärmequelle \bar{g} . Die Lösung kann wie folgt ausgedrückt werden:

$$\bar{T}(s,z) = \overbrace{K_1 \sinh(qz) + K_2 \cosh(qz)}^{\text{homogene Lösung}} + y(s,z) \quad (4.30)$$

mit der partikulären Lösung $y(s,z)$ der Gleichung 4.29, welche eine Funktion der internen Wärmequelle ist, und den Unbekannten K_1 und K_2 , welche aus den Anfangs- und Randbedingungen berechnet werden. Die Lösung der Gleichung 4.29 kann mit der Ansatzfunktion 4.30 für verschiedene Randbedingungen exakt gelöst werden. Mittels der Quadrupole-Methode [104] ist es möglich, den homogenen und den partikulären Lösungsanteil aus Gleichung 4.29 in Matrixschreibweise zu formulieren. Für ein Material mit interner Wärmequelle gilt:

$$\begin{bmatrix} \bar{T}_{in} \\ \bar{\phi}_{in} \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} \bar{T}_{out} \\ \bar{\phi}_{out} \end{bmatrix} - H. \quad (4.31)$$

Das Gleichungssystem berücksichtigt die Laplace-transformierten Temperaturen \bar{T} und die Laplace-transformierten Wärmeströme $\bar{\phi}$ an der Vorderseite (Index *in*) und Rückseite (Index *out*) eines Materials (siehe Abbildung 4.12). Die Matrix M beschreibt die homogene und H die partikuläre Lösung der Gleichung 4.29. Für ein Einschichtsystem ($i = 1$) mit der Schichtdicke $L_i = L$ gilt

$$M = \begin{bmatrix} \bar{A}_i & \bar{B}_i \\ \bar{C}_i & \bar{D}_i \end{bmatrix} \quad \text{und} \quad H = \begin{bmatrix} \bar{X}_i \\ \bar{Y}_i \end{bmatrix}. \quad (4.32)$$

Die Parameter \bar{A}_i , \bar{B}_i , \bar{C}_i und \bar{D}_i hängen von der Laplace-transformierten s , der Diffusivität D und der Schichtdicke L des Materials ab (Herleitung in [104]):

$$\bar{A}_i = \bar{D}_i = \cosh(q_i L_i); \quad \bar{B}_i = \frac{1}{k_i q_i} \sinh(q_i L_i); \quad \bar{C}_i = k_i q_i \sinh(q_i L_i). \quad (4.33)$$

Die Parameter \bar{X}_i und \bar{Y}_i beschreiben die partikuläre Lösung mit (Herleitung in [104]):

$$\begin{aligned} \bar{X}_i &= y(s, L_i) \cosh(q_i L_i) - y(s, 0) - y'(L_i) \frac{\sinh(q_i L_i)}{q} \\ \bar{Y}_i &= k_i (y(s, L_i) q_i \sinh(q_i L_i) + y'(s, 0) - y'(s, L_i) \cosh(q_i L_i)). \end{aligned} \quad (4.34)$$

Dabei gilt:

$$y'(s, z) = \frac{\partial y(s, z)}{\partial z}. \quad (4.35)$$

Die Quadrupole-Methode eignet sich hervorragend für Mehrschichtsysteme [104,115,119]. M und H errechnen sich für ein Zweischichtsystem mit einem thermischen Übergangswiderstand zwischen der 1. Schicht ($i = 1$) und der 2. Schicht ($i = 2$) wie folgt:

$$M = \begin{bmatrix} \bar{A}_1 & \bar{B}_1 \\ \bar{C}_1 & \bar{D}_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & R \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \bar{A}_2 & \bar{B}_2 \\ \bar{C}_2 & \bar{D}_2 \end{bmatrix} \quad (4.36)$$

$$H = \begin{bmatrix} \bar{X}_1 \\ \bar{Y}_1 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \bar{A}_1 & \bar{B}_1 \\ \bar{C}_1 & \bar{D}_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \bar{X}_2 \\ \bar{Y}_2 \end{bmatrix}.$$

Abbildung 4.12 (b) skizziert den Aufbau des 2L-Modells.

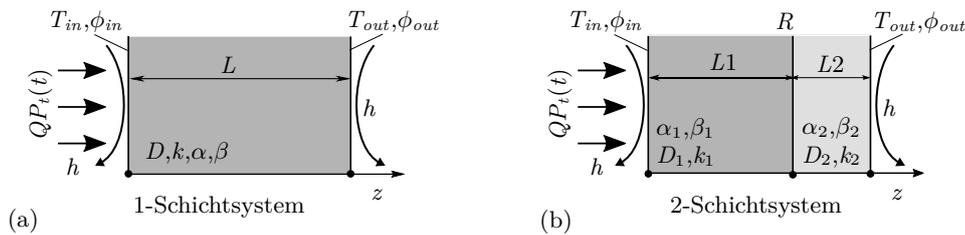


Abbildung 4.12: (a) Einschicht- und (b) Zweischicht-Modell. Der thermische Übergangswiderstand R repräsentiert eine Delamination zwischen den zwei Schichten.

Wenn die interne Wärmequelle, die Anfangs- und Randbedingungen bekannt sind, kann die Gleichung 4.30 im Laplace-Bereich analytisch gelöst werden. Die analytische Lösung im Laplace-Bereich wird durch die Inverse der Laplace-Transformation in den Zeitbereich transformiert. Dies kann analytisch für halbumendliche Körper ($L = \infty$)⁴, meist über bereits bestehende Tabellen [9, 12], oder numerisch erfolgen. Geeignete Algorithmen für die numerische inverse Laplace-Transformation sind der Stehfest- [120] und der Euler-Algorithmus [121]. Einen Vergleich verschiedener Algorithmen für die inverse Laplace-Transformation bietet die Literatur [122,123]. In dieser Arbeit erfolgen die numerischen Rücktransformationen mit dem Euler-Algorithmus.

4.4.2 Beispielrechnung für das 1L1 α 1 β -Modell

In diesem Abschnitt wird gezeigt, wie die WLG mit den vorgestellten Randbedingungen gelöst werden kann. Als Beispiel soll hier ein PT-Experiment an einem homogenen teiltransparenten Material (für die Anregungsquelle und die IR-Kamera) mit isotropen thermischen Eigenschaften, welches durch ein Laser erwärmt wird (Rechteckpuls), mathematisch modelliert werden. Die absorbierte Energie pro Fläche Q ist definiert mit $Q = (1 - \tilde{r})Q_0$. Dieses Modell entspricht somit einem 1L1 α 1 β Modell. An den Oberflächen werden thermische Verluste an die Umgebung berücksichtigt. Die Anfangsbedingungen werden mit $\Delta T(0, z) = 0$ definiert.

⁴Modelle, welche einen halbumendlichen Körper beschreiben ($L = \infty$ mit $T(L = \infty) = 0$). Für Modelle, welche einen endlichen Körper ($L < \infty$) beschreiben, erfolgt die inverse der Laplace-Transformation numerisch.

Die interne Wärmequelle \bar{g} kann mit der Gleichung 4.16 beschrieben werden. Das Zeitverhalten der Anregungsquelle im Laplace-Raum wird mit Gleichung 4.10 beschrieben. Die partielle Lösung berechnet sich zu

$$y(s, z) = \frac{\alpha Q \bar{P}_{t, La}(s)}{k(q^2 - \alpha^2)} \exp(-\alpha z). \quad (4.37)$$

Der Wärmestrom an den Oberflächen wird mit den thermischen Verlusten an die Umgebung modelliert (Gleichung 4.25):

$$\begin{aligned} \bar{\phi}_{in} &= -k \frac{\partial \bar{T}(s, z)}{\partial z} \Big|_{z=0} = -h \bar{T}_{in} \\ \bar{\phi}_{out} &= -k \frac{\partial \bar{T}(s, z)}{\partial z} \Big|_{z=L} = h \bar{T}_{out}. \end{aligned} \quad (4.38)$$

Nun kann mit 4.33, 4.34 und 4.35 das Gleichungssystem 4.31 gelöst werden. Das Lösen des Gleichungssystems erfolgt mit Mathematica [124]. Für die Oberflächentemperatur an der Vorderseite ergibt sich

$$\bar{T}_{in} = \frac{Q \bar{P}_{t, La}}{k} \frac{\alpha e^{-\alpha L} \left(e^{\alpha L} \left(\sinh(Lq) \left(\alpha \frac{h}{k} - q^2 \right) + q \left(\alpha - \frac{h}{k} \right) \cosh(Lq) \right) + q \left(\frac{h}{k} - \alpha \right) \right)}{(\alpha^2 - q^2) \left(\left(\frac{h^2}{k^2} + q^2 \right) \sinh(Lq) + 2 \frac{h}{k} q \cosh(Lq) \right)} \quad (4.39)$$

und für die Rückseite

$$\bar{T}_{out} = \frac{Q \bar{P}_{t, La}}{k} \frac{-\alpha e^{-\alpha L} \left(\sinh(Lq) \left(\alpha \frac{h}{k} + q^2 \right) + q \left(-e^{\alpha L} \right) \left(\alpha + \frac{h}{k} \right) + q \left(\alpha + \frac{h}{k} \right) \cosh(Lq) \right)}{(\alpha^2 - q^2) \left(\left(\frac{h^2}{k^2} + q^2 \right) \sinh(Lq) + 2 \frac{h}{k} q \cosh(Lq) \right)}. \quad (4.40)$$

Mit der Anfangsbedingung und den Randbedingungen können K_1 und K_2 aus Gleichung 4.30 bestimmt werden:

$$\begin{aligned} K_1 &= \frac{h \bar{T}_{in}}{-kq} - \frac{y'(s, 0)}{q} \\ K_2 &= \bar{T}_{in} - y(s, 0) \end{aligned} \quad (4.41)$$

Die Temperaturverteilung im Material $\bar{T}(s, z)$ ergibt sich aus Gleichung 4.30. Die scheinbar gemessene Temperatur mit einer IR-Kamera an einem teiltransparenten Material wird mit Gleichung 4.3 und 4.4 berücksichtigt. Für die R-Konfiguration ergibt die scheinbar gemessene Temperatur

$$\bar{T}_{\beta, R}(t) = F \int_0^L \bar{T}(s, z) \beta \exp(-z\beta) dz \quad (4.42)$$

und für die T-Konfiguration

$$\bar{T}_{\beta, T}(t) = F \int_0^L \bar{T}(s, z) \beta \exp(-(L-z)\beta) dz. \quad (4.43)$$

Die Inverse der Laplace-Transformation dieser Gleichungen erfolgt numerisch mit dem Euler-Algorithmus [121].

Mit den Gleichungen aus Kapitel 4.4.1 kann jedes verwendete mathematische Modell nach dem hier beschriebenen Schema gelöst werden.

4.4.3 Numerische Lösung mittels FEM

Aufgrund der numerischen Inversion der Laplace-Transformation können 1D-Mehrschicht-Modelle oder mehrdimensionale Modelle, welche ein teiltransparentes Material beschreiben, nicht ausreichend genau semi-analytisch gelöst werden. Nur durch eine enorme Erhöhung der Präzision können Rundungsfehler in der Berechnung der inversen Laplace-Transformation für das 1D-Modell, welche die Ursache für die ungenaue Lösung ist, verhindert werden. Doch durch die Erhöhung der Präzision erhöht sich auch die Berechnungszeit. Somit wird für die Berechnung einer semi-analytischen Simulation im Vergleich zu einer kompletten numerischen Simulation mittels der Finite-Elemente-Methode (FEM) mehr Zeit benötigt. Daher werden 1D-Mehrschicht-Modelle, welche ein teiltransparentes Material beschreiben, mit der FEM berechnet. Dabei wurde die FE-Software Comsol Multiphysics 5.3.0 [125] und das dazugehörige Heat Transfer Modul [126] verwendet.

1D-Modell

Eindimensionale Wärmediffusionsprozesse wurden mit einem Stab-Modell modelliert (siehe Abbildung 4.13). Die Parameterbezeichnung im numerischen Modell entspricht den Parametern aus dem analytischen Modell. Die thermischen Verluste werden linear betrachtet und entsprechen demnach der Gleichung 4.25. Die Teiltransparenz des Materials wurde in Anlehnung an [127] mit der internen Wärmequelle nach Gleichung 4.16 modelliert. Eine Delamination wird wie im semi-analytischen Modell mit einem thermischen Übergangswiderstand R berücksichtigt. Die Teiltransparenz im Wellenlängenbereich einer IR-Kamera wurde, wie im analytischen Modell, mit Gleichung 4.3 bzw. 4.4 berücksichtigt. Diese Berechnung kann in Comsol sehr einfach als Postprocessing durchgeführt werden. Das Stab-Modell wurde mit 51 Knotenpunkten diskretisiert. Eine feinere Vernetzung der Geometrie lieferte keine Verbesserung der Simulation (Rechenzeit vs Genauigkeit).

2D-Modell

Das numerische Modell soll einen Probekörper mit einer Nut, z.B. den PVC-Probekörper aus Kapitel 4.3.4, beschreiben. Aufgrund der einfachen Geometrie wird diese auf zwei Dimensionen (x, z) reduziert. Um den Rechenaufwand zu minimieren, wurde die Geometrie unter Ausnutzung der Symmetrieeigenschaften nur zur Hälfte modelliert. An der Oberfläche erfolgt der Energieeintrag nach Gleichung 4.20 mit $a'_0 = 1$. An allen Seitenflächen werden thermische Verluste an die Umgebung nach Gleichung 4.25 festgelegt. Die Berücksichtigung der Teiltransparenz im Wellenlängenbereich einer IR-Kamera erfolgt analog zum numerischen 1D-Modell. Abbildung 4.13 (b) zeigt die Vernetzung der 2D-Geometrie mit den wichtigsten Randbedingungen. Die Diskretisierung des Modells erfolgte mit Rechteckelementen

(Lagrange-Interpolation). Die Geometrie ist oberhalb der Nut feiner diskretisiert, da die Temperaturgradienten im Körper zur Oberfläche hin am größten sein werden. Die Geometrie besteht aus ca. 1500 Elementen. Da die Größe der Nut während der Rekonstruktion variiert wird, kann sich die Vernetzung leicht ändern.

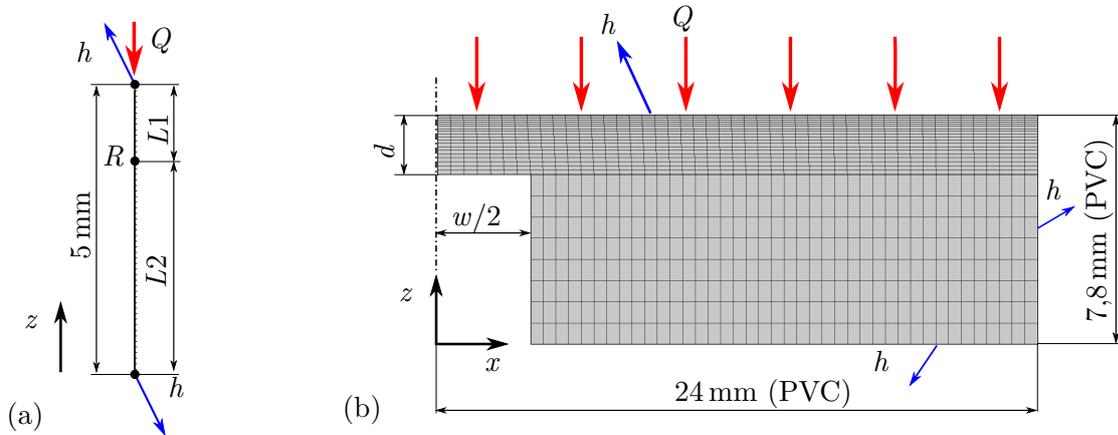


Abbildung 4.13: (a) Stab-Modell zur Beschreibung von eindimensionaler Wärmeleitung. (b) Vernetzung des 2D-Modells. Zu sehen ist die Geometrie der PVC-Probe 2.

Die Berechnung in Comsol erfolgte mit dem BDF (implicit Backward Differentiation Formula) Solver. Die Rechenzeit einer Simulation für das 1D-Modell betrug ca. 2,5s und für das 2D-Modell 20s, bei einer Rechenleistung von 128 GB RAM und $2 \times (2.67\text{ GHz}, 6\text{-core X5650 CPU})$.

Für thermische Simulationen mit Comsol werden die thermischen Materialparameter k , ρ und c_p zwingend benötigt. Mittels der Diffusivität $D = k/(\rho c_p)$ können ρ und c_p bestimmt werden:

$$\rho = c_p = \sqrt{\frac{k}{D}}, \quad (4.44)$$

da für die Berechnung der Wärmediffusion im Material nur D und k bzw. nur das Produkt von ρ und c_p relevant ist (siehe Gleichung 2.11).

4.4.4 Einfluss der Modell-Parameter auf den Temperaturverlauf

In diesem Abschnitt werden die Einflüsse der verschiedenen Parameter des mathematischen Modells auf die Temperaturentwicklung bei PT-Experimenten an teiltransparenten Materialien beschrieben.

Nach Gleichung 4.39 hängt die Temperaturentwicklung für ein homogenes teiltransparentes Material (Einschichtsystem) von folgenden Parametern ab: L , β , α , k , D , Q , h , und P_t (siehe auch Tabelle 4.5). Für teiltransparente eindimensionale Einschichtsysteme wurden bereits Sensitivitätsstudien durchgeführt [7, 40]. Eine Beschreibung des Einflusses der Parameter auf die Temperaturentwicklung ist in Tabelle 4.5 zusammengefasst. Zur Orientierung ist die Temperaturentwicklung für ein opakes (1L-Modell, ohne thermische Verluste mit $h = 0$) und ein teiltransparentes Material (1L1 α 1 β Modell, mit thermischen Verlusten $h = 12\text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$) in

Abbildung 4.14 zu sehen. Die verwendeten Parameter sind in Tabelle 4.4 aufgelistet.

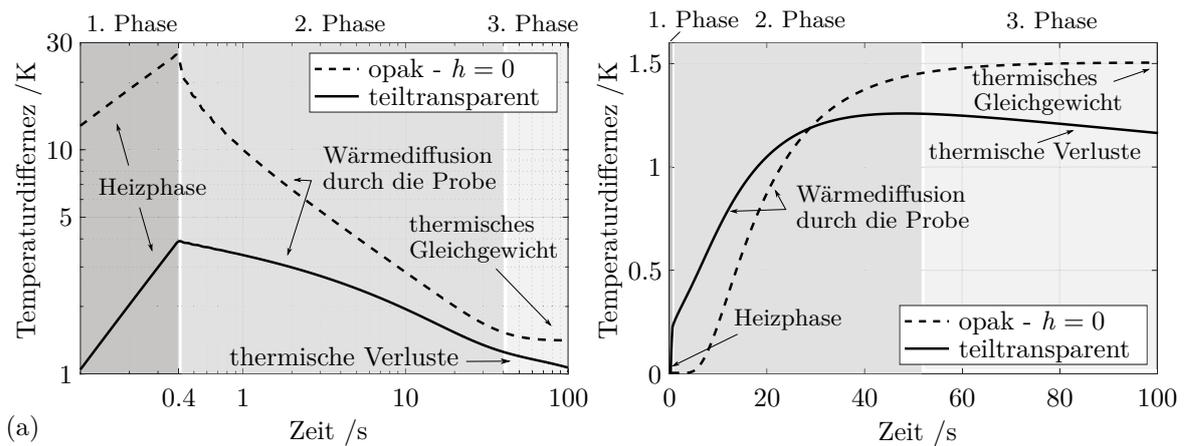


Abbildung 4.14: Temperaturentwicklung in R-Konfiguration (a) und in T-Konfiguration (b) für opakes und für teiltransparentes Material. Die verwendeten Parameter zeigt Tabelle 4.4.

Tabelle 4.4: Parameter des semi-analytischen und numerischen 1D-Modells. Die Werte entsprechen einem GFK-Material

Parameter	Bedeutung	Wert	Einheit
L	Dicke der Probe	5	mm
D	Diffusivität der Probe	2E-7	m^2s^{-1}
k	Wärmeleitfähigkeit der Probe	0,4	$\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$
α	Absorptionskoeffizient Laser	650	m^{-1}
β	Absorptionskoeffizient IR-Kamera	3500	m^{-1}
Q	Energie pro Fläche	15000	Jm^{-2}
h	Wärmeverlust-Parameter	12	$\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$
τ	Laser-Pulslänge	0,4	s
P_t	Pulsform	Rechteck	

Der Kurvenverlauf der Temperaturentwicklung in T-Konfiguration und R-Konfiguration kann in drei Phasen eingeteilt werden:

Die **1. Phase** ist die Heizphase. Die Anregungsquelle erwärmt kurzzeitig das Material. PT-Messdaten aus R-Konfigurationen werden häufig in doppelt logarithmischer Achsenskalierung dargestellt, damit die Heizphase im Plot zu erkennen ist. Der Temperaturverlauf in Reflexionsanordnung verhält sich während der Heizphase bei doppelt logarithmischer Achsenskalierung linear. Dies gilt für opake oder teiltransparente Materialien, wobei der Temperaturanstieg bei einem opaken Material höher ist als bei einem teiltransparenten Material, bei gleichen thermischen Eigenschaften. Im Gegensatz hierzu zeigt sich in T-Konfiguration bei einem opaken Material quasi kein Temperaturanstieg während der Anregung (abhängig von der Anregungsdauer und der Dicke des Materials). Die Wärme benötigt etwas Zeit, bis sie zur Rückseite diffundiert ist. Wohingegen bei einem teiltransparenten Material der Temperatur-

Tabelle 4.5: Einflüsse der Modell-Parameter auf die Temperaturentwicklung für die eindimensionale Wärmediffusion.

Parameter	Einfluss
L	Die Dicke der Probe definiert in R-Konfiguration den Zeitpunkt, wenn der Temperaturverlauf bei der Abkühlung von $1/\sqrt{t}$ abweicht und in Transmission den Zeitpunkt der maximalen Temperaturerhöhung. Je dicker eine Probe ist, desto weiter verschiebt sich der Zeitpunkt nach hinten. L korreliert mit D .
D	Die Diffusivität korreliert mit L . Der Zeitpunkt der maximalen Temperatur in T-Konfiguration bzw. wenn der Temperaturverlauf von $1/\sqrt{t}$ in R-Konfiguration abweicht, verschiebt sich mit kleiner werdendem D zu größeren Zeiten. Zusätzlich ändert sich die Amplitude der Temperaturerhöhung. Bei geringem D erhöht sich die Temperatur in R-Konfiguration, da die Wärme nur langsam durch das Material diffundiert und somit nur langsam von der Oberfläche ins Materialinnere abgeführt werden kann.
Q	Die Energie pro Fläche beeinflusst ausschließlich die Amplitude der Temperaturerhöhung. Dies gilt für die T- und R-Konfiguration. Die Energie hat keinen Einfluss auf die Form des Temperaturverlaufes. Im Plot verschiebt sich die Kurve nach unten (geringes Q) oder nach oben (großes Q). Aus Gleichung 4.39 ist ersichtlich, dass Q mit k korreliert. Es wird der Quotient zwischen Q und k berücksichtigt. Je größer k ist, desto geringer ist die Temperaturerhöhung.
k	Die Wärmeleitfähigkeit korreliert mit Q (siehe Text bei Q). Aus Gleichung 4.39 ist zu sehen, dass k im Quotienten h/k steht. Somit ändert sich nicht nur die Amplitude, sondern auch die 3. Phase der Temperaturentwicklung. Ein hoher Wert verringert somit den Einfluss der thermischen Verluste.
h	Die thermischen Verluste fallen bei größeren Zeiten immer stärker ins Gewicht. Mit steigendem h knickt der Kurvenverlauf in der 3. Phase stärker ab. Ohne Berücksichtigung von thermischen Verlusten stellt sich ein thermisches Gleichgewicht ein.
α	Der Absorptionskoeffizient im Wellenlängenbereich der Anregungsquelle beeinflusst vor allem die 1. Phase. Bei gleichbleibender Anregungsquelle wird sich bei großem α bzw. kleinem α eine hohe bzw. niedrige Oberflächentemperatur einstellen. Die 2. Phase wird bei teiltransparenten Materialien ebenfalls stark beeinflusst. In R-Konfiguration wird der Temperaturverlauf kein $1/\sqrt{t}$ Verhalten aufweisen, die Abweichung steigt mit sinkendem α . In T-Konfiguration wird, abhängig von der Materialdicke und dem Absorptionskoeffizienten, die Rückseite direkt erwärmt.
β	Absorptionskoeffizient im Wellenlängenbereich der IR-Kamera: gleiches Verhalten wie bei α . Mathematisch sind α und β gleich bzw. können ausgetauscht werden (gilt nur für eindimensionale Wärmeleitung). Bei sehr teiltransparenten Materialien im Wellenlängenbereich der IR-Kamera (kleines β) empfängt die IR-Kamera viel Strahlung aus dem Volumen (aus dem Materialinneren). In T-Konfiguration bedeutet dies, dass die IR-Kamera Strahlung auch von der Vorderseite empfängt.
P_t	Das zeitliche Verhalten der Anregungsquelle beeinflusst vor allem die 1. Phase.

verlauf während der Heizphase sprunghaft ansteigt (abhängig vom Absorptionskoeffizienten). Das Material wird im Volumen während der Heizphase erwärmt, und wenn das Material teiltransparent im Wellenlängenbereich der IR-Kamera ist, empfängt diese Strahlung aus dem Volumen und misst somit eine nur scheinbare Temperatur.

Die **2. Phase** wird dominiert durch die Wärmediffusion durch die Probe. In R-Konfiguration sinkt die Temperatur des Materials. Für ein opakes Material erfolgt dies mit $1/\sqrt{t}$. Bei einem teiltransparenten Material erwärmt sich das Material während der Anregung auch im Volumen. Somit fällt der Temperaturabfall im Vergleich zu einem opaken Material deutlich schwächer aus und es ergibt sich kein lineares Verhalten in doppelt logarithmischer Darstellung. In T-Konfiguration verursacht die Wärmediffusion von der Vorderseite zur Rückseite einen langsamen Temperaturanstieg an der Rückseite des Materials. Bei einem teiltransparenten Material hat der Temperaturanstieg eine geringere Steigung als bei einem opaken Material.

Die **3. Phase** beschreibt das Abkühlen der Probe durch thermische Verluste an die Umgebung. Der Beginn der 3. Phase ist abhängig von der Probendicke und der thermischen Diffusivität. In T-Konfiguration und R-Konfiguration knickt der Temperaturverlauf nach unten ab. Ohne Berücksichtigung der thermischen Verlusten, adiabatischen Randbedingungen, stellt sich ein thermisches Gleichgewicht ein.

Altenburg et al. [42] zeigen, dass der thermische Verlustparameter h leichte laterale Wärmeleitung in einem Material kompensieren kann, auch wenn dies phänomenologisch ist. Der Wert von h steigt bei leichten lateralen Wärmeflüssen deutlich an und weicht von realistischen Werten um $10 \text{ Wm}^{-2}\text{K}$ ab. Die laterale Wärmeleitung kann z.B. durch eine räumlich stark variierende Anregung oder räumlich variierende Schichtdicken erfolgen. Dieser Effekt wird in dieser Arbeit untersucht (Kapitel 6.4).

Wie bereits in Kapitel 4.3.4 erläutert, können Delaminationen in z.B. GFK-Probekörpern durch einen thermischen Übergangswiderstand modelliert werden. Hierfür werden für opake Materialien 2LR-Modelle, für teiltransparente Materialien z.B. $2L1\alpha1\beta R$ verwendet. Die Tiefe der Delamination wird mit $L1$ beschrieben (vergleiche Abbildung 4.12).

Der Einfluss von thermischen Übergangswiderständen auf den Temperaturverlauf ist bisher nur für opake Materialien diskutiert worden [73, 128, 129]. In Abbildung 4.15 sind Temperaturverläufe für ein teiltransparentes Material mit und ohne Delamination zu sehen, welche mit einem $2L1\alpha1\beta R$ -Modell numerisch berechnet wurden. Die verwendeten Materialparameter entsprechen den Werten aus Tabelle 4.4. Die Gesamtdicke L setzt sich aus $L1$ (1. Schicht) und $L2$ (2. Schicht) zusammen, zwischen den Schichten befindet sich der Übergangswiderstand R .

Die Abbildungen 4.15 (a) und (c) zeigen Temperaturverläufe bei variierenden R und konstantem $L1 = 3 \text{ mm}$. Für die Berechnung der Temperaturverläufe in Abbildung 4.15 (c) wurden thermische Verluste an die Umgebung berücksichtigt. Durch den thermischen Übergangswiderstand wird die Wärmediffusion im Material verlangsamt, dies führt zu einem Wärmestau und einem langsameren Temperaturabfall. Dadurch wird die Temperaturkurve durch den thermischen Übergangswiderstand nach oben gedrückt. Dieser Effekt steigt mit R .

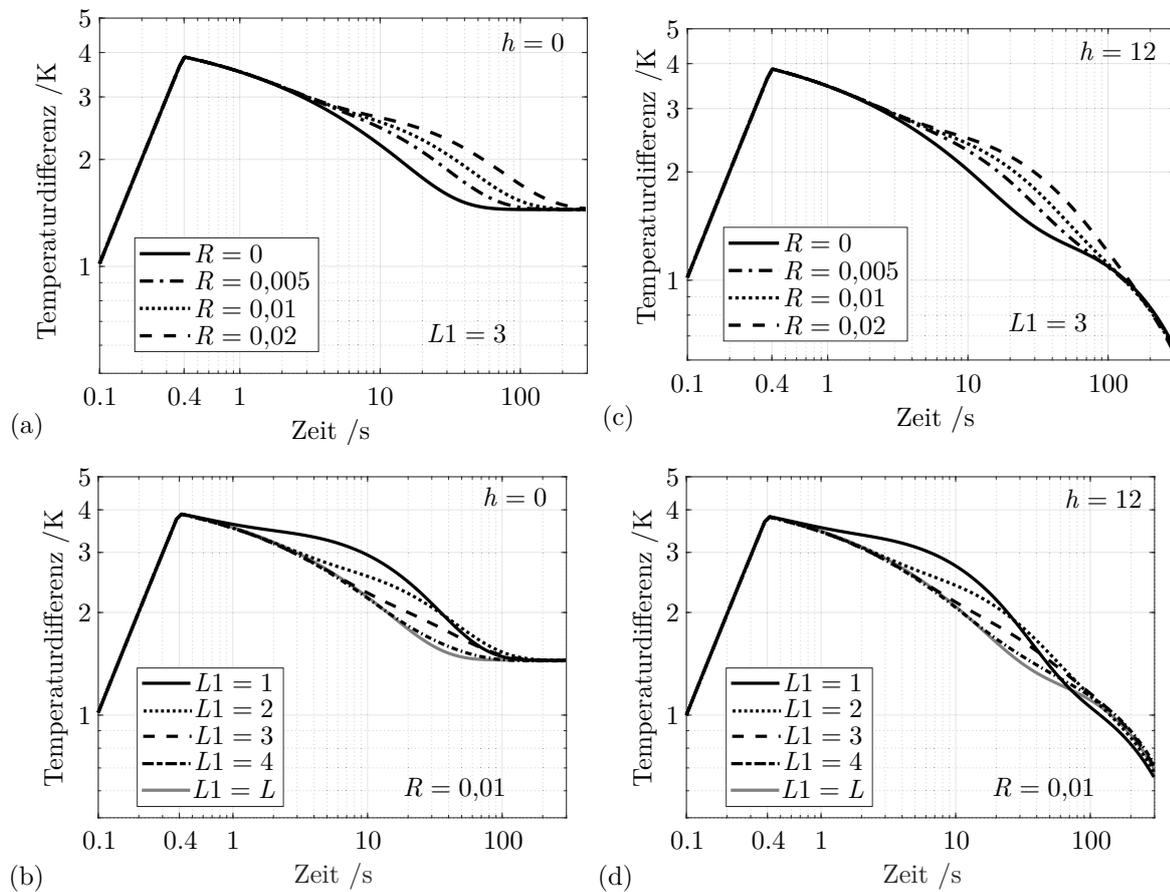


Abbildung 4.15: Temperaturdifferenzen berechnet mit einem $2L1\alpha1\beta R$ -Modell. Der thermische Übergangswiderstand R und die Tiefe der Delamination $L1$ variieren. (a) und (c) $L1 = 3$ mm und R variiert. (b) und (d) $R = 0,01$ Km^2W^{-1} und $L1$ variiert. In (a) und (b) werden keine thermischen Verluste berücksichtigt ($h = 0$). Die verwendeten Parameter sind in Tabelle 4.4 zu sehen. R in Km^2W^{-1} , L in mm und h in $\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$. Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [95] ©(2020).

Die Abbildungen 4.15 (b) und (d) zeigen die Temperaturentwicklungen bei variierenden $L1$ und konstantem $R = 0,01$ Km^2W^{-1} . Für die Berechnung der Temperaturverläufe in Abbildung 4.15 (d) wurden thermische Verluste an die Umgebung berücksichtigt. Die graue Linie zeigt den Temperaturverlauf ohne thermischen Übergangswiderstand. Je kleiner $L1$ (Oberflächen nahe Delamination) wird, desto früher tritt der Wärmestau im Material auf und der Temperaturverlauf wird immer stärker nach oben gedrückt. Aus Abbildung 4.15 (d) ist zu erkennen, dass die Kombination aus thermischem Übergangswiderstand, endlicher Bauteildicke und thermischen Verlusten zu komplexen Temperaturverläufen führt, welche nicht leicht zu interpretieren sind.

4.4.5 Sensitivitätsstudie

Die in diesem Abschnitt gezeigten Ergebnisse wurden bereits in [95] veröffentlicht und werden hier größtenteils wie in [95] besprochen wiedergegeben.

Um die Tiefe einer Delamination zu rekonstruieren, müssen L_1 und R als Fitparameter definiert werden. Dies kann nur erfolgen, wenn diese Parameter nicht korrelieren. Eine Sensitivitätsstudie von R und L_1 wird in Anlehnung an [7, 40] durchgeführt. Die Sensitivität S_x der normierten Temperaturdifferenz $\Delta T_n = \Delta T / \max(\Delta T)$ für einen Parameter x ist definiert mit

$$S_x = \frac{x}{\Delta T_n} \frac{\partial \Delta T_n}{\partial x}. \quad (4.45)$$

Abbildung 4.16 zeigt die Sensitivitäten S_{L_1} , S_R und S_h für die normierte Temperaturdifferenz. Die verwendeten Parameter für die Berechnung sind in Tabelle 4.4 aufgelistet, mit $L_1 = 3$ mm und $R = 0,01 \text{ Km}^2\text{W}^{-1}$.

Die Extrema von S_{L_1} und S_R zeigen, zu welchen Zeitpunkten die Parameter L_1 und R den größten Einfluss auf den Temperaturverlauf haben. Für S_{L_1} erscheint das Extremum früher als für S_R . S_R und S_{L_1} haben zwar einen zeitlichen Überlapp, da dieser aber nicht komplett ist, können L_1 und R als nicht korrelierend betrachtet werden. Der Verlauf von S_h zeigt, dass die thermischen Verluste den Temperaturverlauf bei späten Zeiten beeinflussen, wie bereits im vorherigen Kapitel erklärt.

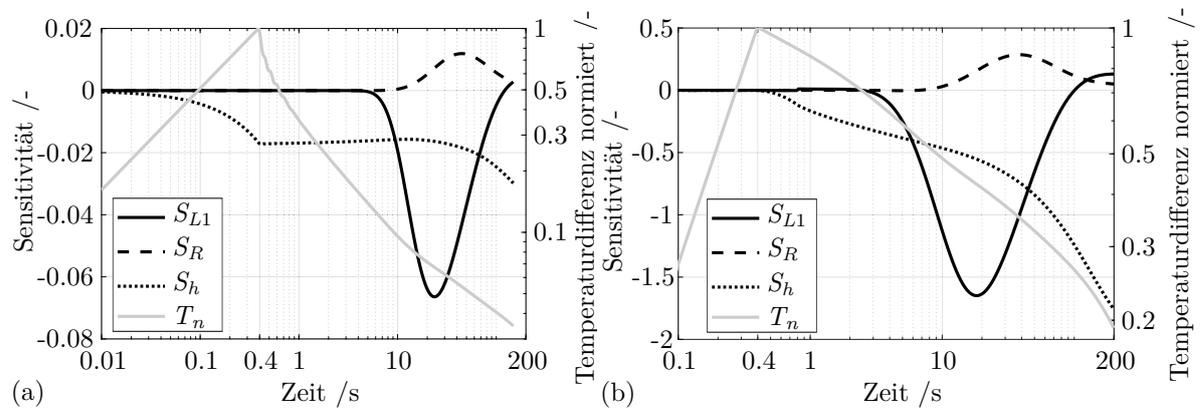


Abbildung 4.16: Empfindlichkeit S_x und die normierte Temperaturdifferenz ΔT_n ((a) opakes und (b) teiltransparentes Material). Die verwendeten Parameter sind in Tabelle 4.4 aufgelistet. Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [95] ©(2020).

Die absolute Empfindlichkeit von S_R steigt mit steigendem Wert von R , und wenn L_1 variiert wird, verschiebt sich das Extrema von S_{L_1} auf der Zeitachse. Abbildung 4.17 zeigt die Zeitpunkte des Auftretens der Extremwerte von S_R und S_{L_1} d.h. $(t(\max(S_x)))$ für ein opakes und ein teiltransparentes Material. Für beide Materialien kreuzen sich die Kurven nicht, was bedeutet, dass es keinen Parametersatz gibt, bei dem R und L_1 stark korrelieren. Es hat sich gezeigt, dass wenn die Delamination sehr tief liegt (große Werte für L_1), die Empfindlichkeiten S_R und S_{L_1} aufgrund der thermischen Verluste abnehmen.

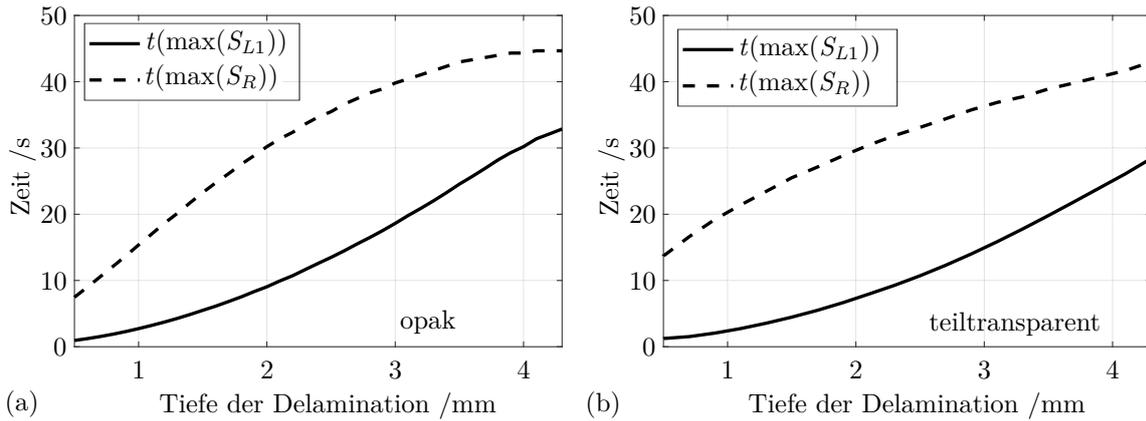


Abbildung 4.17: Zeitpunkt des Auftretens der Extrema von S_x in Abhängigkeit von $L1$. (a) Opak und (b) teiltransparentes Material. *Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [95] ©(2020).*

Die Sensitivitätsstudie zeigt, dass $L1$ und R aus PT-Messdaten mit dem gleichen Datensatz prinzipiell gefittet werden können, wenn die Messdaten ausreichend genau sind.

4.5 Rekonstruktion von experimentellen Daten

4.5.1 Messdaten aufbereiten

Nachdem ein PT-Experiment durchgeführt wurde und die Randbedingungen bzw. die mathematischen Modelle bekannt sind, müssen die Messdaten für die Rekonstruktion aufbereitet werden. Die Rekonstruktion der experimentellen Messdaten erfolgt mit dem Programm MATLAB [130].

Experimentelle Messdaten

Die Messdaten als *.irb*-Files können mit einem Importfilter des Kameraherstellers in MATLAB importiert werden. Die Messdaten werden für die Rekonstruktionen mit 1D-Modellen wie folgt aufbereitet:

1. Startpunkt wählen: Das Thermogramm vor dem Auslösen der Anregungsquelle wird als $t_0 = 0$ definiert.
2. Temperaturdifferenz ermitteln. Der Mittelwert wird für jeden Pixel aus den Thermogrammen für $t < t_0$ gebildet und vom Film subtrahiert. Somit wird nur die Temperaturerhöhung bestimmt.
3. Räumliche Mittelung. Um das Rauschen zu reduzieren, erfolgt eine räumliche Mittelung für den zu untersuchenden Bereich, dem sog. ROI (region of interest). Über wie viele Pixel gemittelt wird, hängt zum einen von der räumlichen Auflösung und zum anderen von der Geometrie des untersuchten Körpers ab. Es sollten nur Bereiche auf der Probe berücksichtigt werden, wo der Wärmefluss eindimensional verläuft.

Erfolgt die Rekonstruktion mit 2D-Modellen, müssen die Koordinaten des Modells und die Koordinaten des Experiments übereinstimmen (px/mm muss bekannt sein) und gegebenenfalls mittels einer Koordinatentransformation angepasst werden. In dieser Arbeit wird immer $x = 0$ genau mittig der Nut definiert.

Für die Rekonstruktion wird aus dem Film der Temperaturverlauf ($T(t, y_{\text{mitte}}, x)$) extrahiert, wobei y_{mitte} die Probenmitte beschreibt (in y-Richtung), welche mit dem numerischen 2D-Modell verglichen werden soll.

Simulierte Messdaten

Berechnungen mit einem semi-analytischen Modell erfolgen direkt in MATLAB. Die numerischen Simulationen erfolgen mit Comsol. Mit dem Modul LiveLink™ for MATLAB® [131] von Comsol kann die komplette Simulation aus MATLAB gesteuert und auf die Ergebnisse zugegriffen werden. Der Zeitvektor der experimentellen Daten wird für die Simulation verwendet.

4.5.2 Rekonstruktionsalgorithmus

Abbildung 4.18 zeigt den Ablauf des Rekonstruktionsalgorithmus. Mit dem mathematischen Modell $MM(p_j)$ und den Fitparametern p_j (p beschreibt einen Vektor mit den Fitparametern und j den Iterationsschritt) kann die Temperaturverteilung T_{sim} berechnet werden. Für die erste Berechnung der Temperaturverteilung werden dem Modell Startwerte p_0 vorgegeben. Diese werden zu Beginn grob abgeschätzt. Danach wird die Abweichung χ^2 zwischen den Messdaten und den simulierten Daten berechnet. Für Modelle, welche eine R-Konfiguration beschreiben, erfolgt die Berechnung der Abweichung logarithmisch mit

$$\chi_{\log}^2 = \sum_{n=1}^F \left[\sum_{i=1}^N \left((\log(T_{\text{exp}}(t_i, x_n)) - \log(T_{\text{sim}}(t_i, x_n)))^2 \right) 1/N \right], \quad (4.46)$$

für Modelle, welche eine T-Konfiguration beschreiben, linear mit

$$\chi_{\text{lin}}^2 = \sum_{n=1}^F \left[\sum_{i=1}^N \left((T_{\text{exp}}(t_i) - T_{\text{sim}}(t_i))^2 \right) 1/N \right]. \quad (4.47)$$

Dabei beschreibt $T_{\text{exp}}(t_i, x_x)$ die experimentellen Messdaten, $T_{\text{sim}}(t_i, x_n)$ die simulierten Daten, N die Länge des Zeitvektors bzw. die Anzahl der Frames und F die Anzahl der x-Koordinaten (für die Rekonstruktion mit einem 1D-Modell gilt $F = 1$). Anschließend wird überprüft, ob die Abweichung χ^2 kleiner ist als ein vorgegebener Schwellenwert e . Wenn dies nicht der Fall ist, dann werden die Fitparameter angepasst. Die Anpassung der Fitparameter erfolgt mit der internen Matlab-Funktion *fminsearch*, welche auf der Nelder-Mead Methode basiert (beschrieben in [132]). Die Funktion *fminsearch* entscheidet, in welche Richtung und wie groß die Änderung der Fitparameter Δp_j gewählt werden soll. Zudem können in dieser Funktion weitere Abbruchkriterien gewählt werden, wie z.B. die maximale Anzahl an Iterationen oder wenn die Änderung der Abweichungen $\Delta \chi^2 = |\chi_j^2 - \chi_{j-1}^2|$ unter einen Toleranzwert e_{chi} fällt. Die angepassten Fitparameter werden dem Modell F übergeben und es erfolgt eine

weitere Iteration. Dieser Vorgang wird so häufig wiederholt, bis ein Abbruchkriterium erfüllt ist.

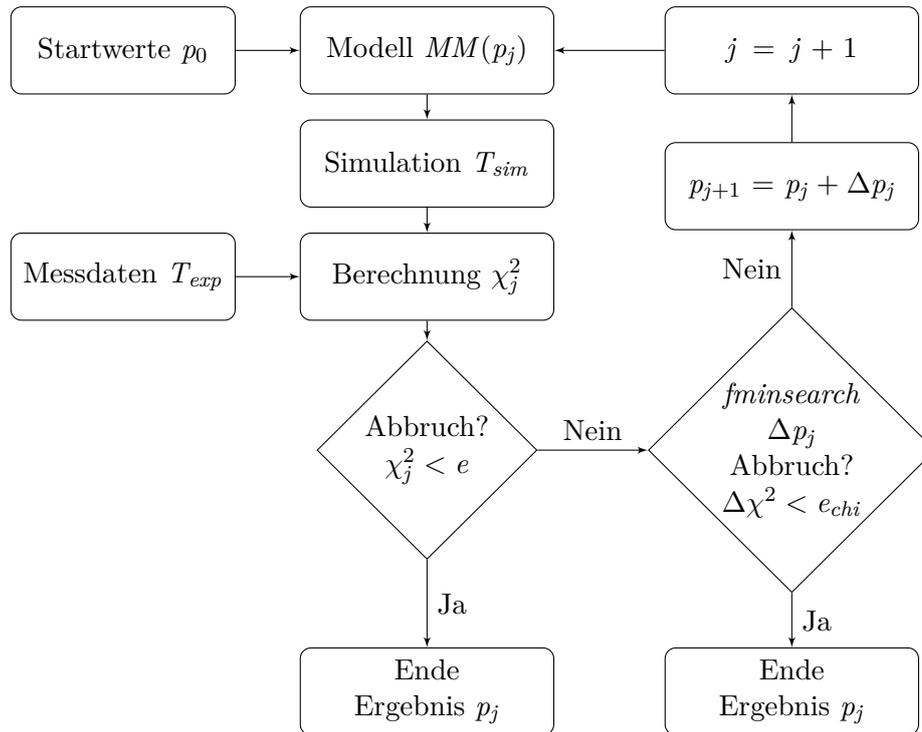


Abbildung 4.18: Ablauf der Rekonstruktion von experimentellen Daten

Die Anpassungsgüte (goodness of fit) zwischen dem Ergebnis eines 1D-Modells und den experimentellen Messdaten wird mit dem Parameter

$$\zeta^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{(T_{exp}(t_i) - T_{sim}(t_i))^2}{\sigma_i^2} \right) 1/N \quad (4.48)$$

beschrieben, wobei σ_i die Standardabweichung der räumlich gemittelten, experimentell gemessenen Temperatur einer ROI entspricht. N ist die Anzahl der Frames. Je geringer der Wert von ζ^2 ist, desto besser kann ein Modell die experimentellen Daten beschreiben.

Ein Vergleich zwischen den experimentellen und den simulierten Temperaturen kann mittels der Residuen $\hat{\epsilon}$ berechnet werden:

$$\hat{\epsilon} = \left| \frac{T_{exp}}{T_{sim}} - 1 \right|. \quad (4.49)$$

4.6 Validierung der mathematischen Modelle

Die semi-analytischen Modelle werden an ND-Filtern, die numerischen Modelle an analytischen und experimentellen Daten validiert.

Die in dem Abschnitt 6.1.2 beschriebene Methode (Überprüfung des 2D-Modells) wurde bereits in [92] veröffentlicht und wird hier größtenteils wie in [92] besprochen wiedergegeben.

4.6.1 Überprüfung des Ausgangsmodells an ND-Filtern

Die Validierung des semi-analytischen $1L1\alpha1\beta$ -Modells (Kapitel 4.4.2) erfolgt an vier verschiedenen ND-Filtern (siehe Kapitel 4.3.4). ND-Filter eignen sich hervorragend zur Validierung der mathematischen Modelle [7, 40], da die Filter eine optisch glatte Oberfläche und keine Streueigenschaften aufweisen und zudem sehr homogen sind.

Mit dem mathematischen Modell wurden die Materialeigenschaften mittels der Rekonstruktion von experimentellen Daten bestimmt. Hierfür wurden PT-Experimente in T- und R-Konfiguration (TUB und RUB, die Filter sind nicht beschichtet) durchgeführt. Das verwendete Setup ist in Tabelle 4.6 aufgelistet. Die PT-Experimente wurden mit einer LWIR (ImageIR[®] 8800) Kamera durchgeführt. Für die PT-Experimente an der NINIR20A-Probe wurde zusätzlich die MWIR (ImageIR[®] 8300 hp) Kamera eingesetzt.

Tabelle 4.6: Verwendetes Setup für die PT-Experimente an ND-Filtern und deren Einstellungen.

Setup	Eigenschaft	Wert	Einheit
Anregungsquelle	LDM 500 Laser		
	Ausgangsleistung	50	W
	Pulsdauer τ	0,075	s
	Beleuchtungsfläche	19×19	mm×mm
IR-Kamera	ImageIR [®] 8300 hp		
	Wellenlänge	2 – 5,7 (MWIR)	μm
	Framerate	350	Hz
	Auflösung	320 × 256	px×px
	Objektiv	100	mm
	Kalibrierung	-10 - 30	°C
Abstand in Trans.	IR-Kamera - Probe	0,90	m
Abstand in Refl.	IR-Kamera - Probe	0,90	m
IR-Kamera	ImageIR [®] 8800		
	Wellenlänge	8 – 9,4 (LWIR)	μm
	Framerate	350	Hz
	Auflösung	320 × 256	px×px
	Objektiv	25	mm
	Kalibrierung	0 - 60	°C
Abstand in Trans.	IR-Kamera - Probe	0,60	m
Abstand in Refl.	IR-Kamera - Probe	0,60	m
Proben	ND-Filter		
	KG2/NINIR04A $\varnothing \times L$	25×0,598 ± 0,002	mm×mm
	KG2/NINIR06A $\varnothing \times L$	25×0,863 ± 0,002	mm×mm
	KG3/NINIR13A $\varnothing \times L$	25×0,768 ± 0,002	mm×mm
	KG3/NINIR20A $\varnothing \times L$	25×1,238 ± 0,002	mm×mm

Die experimentellen Daten wurden mit dem $1L1\alpha1\beta$ -Modell rekonstruiert (siehe Kapitel 4.5.2). Dabei wurden die Diffusivität und die Absorptionskoeffizienten bestimmt, welche mit den bekannten Werten verglichen wurden. Die Parameter des $1L1\alpha1\beta$ -Modells sind in Tabelle 4.7 aufgelistet.

Tabelle 4.7: Verwendete Parameter zur Validierung des $1L1\alpha1\beta$ -Modells.

Parameter	Bedeutung	Wert	Einheit
L	Dicke der Probe	Siehe Tab. 4.6	mm
D	Diffusivität der Probe	Fitparameter	m^2s^{-1}
k	Wärmeleitfähigkeit der Probe	1	$\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$
α	Absorptionskoeffizient - Laser	Fitparameter	m^{-1}
β	Absorptionskoeffizient - IR-Kamera	Fitparameter	m^{-1}
Q	Energie pro Fläche	Fitparameter	Jm^{-2}
h	thermischer Verlustparameter	Fitparameter	$\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$
τ	Laser-Pulslänge	0,075	s

4.6.2 Überprüfung der numerischen 1D- und 2D-Modelle

Mit der Validierung der numerischen Modelle wird sichergestellt, dass die FE-Simulationen der PT-Experimente in Comsol valide Ergebnisse liefern.

1D-Modell

Das numerische 1D-Modell wird an dem semi-analytischen $1L1\alpha1\beta$ -Modell (siehe Kapitel 4.4.2) in R-Konfiguration validiert. Dafür wurden die berechneten Temperaturverläufe von beiden Modellen verglichen. Die thermischen und optischen Eigenschaften entsprechen einem GFK-Material. Das Modell berücksichtigt die Teiltransparenz im Wellenlängenbereich einer IR-Kamera (MWIR), zum einen mit $\beta = 3500 \text{ m}^{-1}$ und zum anderen mit $\beta = \infty$ (opak). Als Anregung wird ein Rechteckpuls vorgegeben. In Tabelle 4.8 sind alle Parameter zusammengefasst.

Die Simulation des numerischen 1D-Modells erfolgt in Comsol und ist in Kapitel 4.4.3 beschrieben.

2D-Modell

Das 2D-Modell aus Kapitel 4.4.3 wird an experimentellen Daten überprüft. Damit die Randbedingungen des numerischen Modells möglichst einfach gehalten werden können, erfolgt die Validierung an experimentellen Daten einer Stahlprobe (opakes Material mit isotropen thermischen Eigenschaften). Die experimentellen Daten stammen von einem PT-Experiment an einer Stahlprobe mit integrierter Nut (siehe Kapitel 4.3.4). Tabelle 4.9 beschreibt das Setup des PT-Experiments und die verwendeten Einstellungen.

Für die Rekonstruktion wurde eine Pixellinie des Detektors, welche die Temperaturerhöhung $T_{exp}(t, x)$ der Oberfläche über der Nut detektiert, berücksichtigt. Der Koordinatenvektor x

Tabelle 4.8: Parameter des semi-analytischen und numerischen 1D-Modells zur Validierung des numerischen Modells. Die Parameter entsprechen einem GFK-Material.

Parameter	Bedeutung	Wert	Einheit
L	Dicke der Probe	5	mm
D	Diffusivität der Probe	2,2E-7	m^2s^{-1}
k	Wärmeleitfähigkeit der Probe	0,4	$\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$
α	Absorptionskoeffizient - Laser	650	m^{-1}
β	Absorptionskoeffizient - IR-Kamera	3500, ∞	m^{-1}
Q	Energie pro Fläche	10000	Jm^{-2}
h	Wärmeverlust-Parameter	12	$\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$
τ	Laser-Pulslänge	0,4	s
P_0	Pulsform	Rechteck	

Tabelle 4.9: Verwendetes Setup für das PT-Experimente und deren Einstellungen zur Validierung des numerischen 2D-Modells

Setup	Eigenschaft	Wert	Einheit
Anregungsquelle	LDM 500 Laser		
	Ausgangsleistung	300	W
	Pulsdauer τ	0,21	s
	Beleuchtungsfläche	68×68	mm×mm
IR-Kamera	Bestrahlungsenergie Q_0	13625	Jm^{-2}
	ImageIR [®] 8300 hp		
	Wellenlänge	2-5,7 (MWIR)	μm
	Framerate	450	Hz
	Auflösung	640 × 300	px×px
	Objektive	100	mm
	Kalibrierung	-10 - 40	°C
	Probe	Stahl (1.0037)	
Abstand in Refl.	Geometrie der Probe	50×60×9,9	mm×mm×mm
	IR-Kamera - Probe	0,90	m
	Geometrische Auflösung	0,13	mm px ⁻¹

entspricht der Detektorpixelline mit einer geometrischen Auflösung von $0,13 \text{ mmpx}^{-1}$. Die Mitte der Nut wird mit $x = 0$ definiert.

Die numerische Simulation des PT-Experiments ist in Kapitel 4.4.3 beschrieben. Durch die symmetrische Geometrie der Probe und zur Reduzierung der Rechenzeit wird zum einen nur eine Hälfte der Nut modelliert und zum anderen das thermische Verhalten in y-Richtung vernachlässigt. Somit kann ein 2D-Modell verwendet werden. Die experimentellen Daten $T_{exp}(t,x)$ geben den x-Koordinatenvektor vor, welcher auch für die simulierte Temperatur $T_{sim}(t,x)$ verwendet wird, damit die Temperaturen im Rekonstruktionsalgorithmus verglichen werden können (siehe Kapitel 4.5.2).

Die thermischen Eigenschaften, die Geometrie und die thermischen Verluste werden als feste Parameter definiert. Der effektive Verlustparameter h beträgt $10 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ (typischer Wert für Stahlproben [133]). Aufgrund des hohen thermischen Diffusionsvermögens von Stahl haben die thermischen Verluste nur einen sehr geringen Einfluss auf den Temperaturverlauf, d.h. h muss nicht exakt bekannt sein. Häufig werden die thermischen Verluste vernachlässigt (vergleiche z.B. [67, 112, 134]). Somit ist nur die Energie Q ein Fitparameter. Zur Vollständigkeit sind in Tabelle 4.10 alle Parameter des numerischen 2D-Modells aufgelistet.

Tabelle 4.10: Parameter zur Validierung des numerischen 2D-Modells

Parameter	Bedeutung	Wert	Einheit
B	Breite der Probe	60	mm
L	Dicke der Probe	9,9	mm
w	Breite der Nut	5	mm
d	Restwanddicke	3,12	mm
D	Diffusivität der Probe	$1,4 \times 10^{-5}$	m^2s^{-1}
Q	Gesamtenergie pro Fläche	Fitparameter	Jm^{-2}
k	Wärmeleitfähigkeit der Probe	50	$\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$
h	Wärmeverlust Parameter	10	$\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$
τ	Laser Pulslänge	0,21	s

Die Ergebnisse der Validierung der mathematischen Modelle sind in Kapitel 6.1 beschrieben.

4.7 Quantitative Bestimmung von Materialeigenschaften und Fehlstellen

In diesem Kapitel erfolgt die Versuchsbeschreibung und Durchführung verschiedener PT-Experimente an verschiedenen Prüfkörpern. Ziel ist es, die Geometrie von Fehlstellen in teiltransparenten Materialien mittels PT-Experimenten und mathematischen Modellen zu quantifizieren. Dabei werden 1D- und 2D-Modelle verwendet. Zuerst wird das 1D-Modell an einem GFK-Prüfkörper ohne Fehlstelle überprüft, ob dieses auch heterogene Materialien beschreiben kann. Anschließend wird mittels 2D-Modellen die Geometrie künstlicher Fehlstellen in Form von Nuten in teiltransparentem PVC quantifiziert. Abschließend wird die Durchführung zur Quantifizierung der Tiefe einer Delaminationen in einem GFK-Prüfkörper beschrieben.

Die in den Abschnitten 4.7.1 bis 4.7.3 beschriebenen Methoden wurden bereits in [89, 92, 95] veröffentlicht und werden hier größtenteils wie in [89, 92, 95] besprochen wiedergegeben.

4.7.1 Quantifizierung von Materialeigenschaften in verschiedenen Konfigurationen

Die Bestimmung der Materialparameter (Diffusivität und Absorptionskoeffizienten im Wellenlängenbereich der Anregungsquelle) in verschiedenen Konfigurationen erfolgt an der GFK-Nanolam-Probe (siehe Kapitel 4.2). Es wurden PT-Experimente in T- und R-Konfiguration durchgeführt, dabei wurde die Probe unbeschichtet und mit einer Graphit-Beschichtung untersucht. Die Beschichtung erfolgte einmal an der Vorderseite (orientiert zur Anregungsquelle) und einmal an der Rückseite. Die Schichtdicke der Graphitschicht betrug $20\ \mu\text{m}$. Somit ergaben sich sechs verschiedene Messkonfigurationen (RVB, TVB, RUB, TUB, RRB und TRB) (vergleiche Abbildung 4.11). Für diese sechs Konfigurationen wurden die Diffusivität und die Absorptionskoeffizienten im Wellenlängenbereich der Anregungsquelle bestimmt und untereinander verglichen. Tabelle 4.11 listet das verwendete Setup und deren Einstellung auf.

Tabelle 4.11: Verwendetes Setup für die PT-Experimente an GFK-Nanolam-Proben und deren Einstellungen.

Setup	Eigenschaft	Wert	Einheit
Anregungsquelle	LDM 500 Laser		
	Ausgangsleistung	300	W
	Pulsdauer τ	0,14	s
	Beleuchtungsfläche	68×68	$\text{mm} \times \text{mm}$
IR-Kamera	ImageIR [®] 8800		
	Wellenlänge	8-9,4 (LWIR)	μm
	Framerate	200	Hz
	Auflösung	160×128	$\text{px} \times \text{px}$
	Objektive	100	mm
Probe	Kalibrierung	0 - 60	$^{\circ}\text{C}$
	Probe	GFK mit weißen Pigmenten	
	Geometrie der Probe	$150 \times 115 \times 3,12$	$\text{mm} \times \text{mm} \times \text{mm}$
Beschichtung	Graphit		
Abstand in Trans.	IR-Kamera - Probe	0,95	m
Geometrische Auflösung	In Transmission	1,4	pxmm^{-1}
Abstand in Refl.	IR-Kamera - Probe	1,42	m
Geometrische Auflösung	In Reflexion	1,0	pxmm^{-1}

Die Modellierung der semi-analytischen Modelle erfolgt mit der Quadrupole-Methode (siehe Kapitel 4.4.1 bzw. 4.4.2). Das Modell kann in seiner Komplexität an die unterschiedlichen Randbedingungen angepasst werden. Tabelle 4.12 zeigt die spezifischen Randbedingungen sowie die Eigenschaften der verwendeten mathematischen Modelle für die Rekonstruktion der experimentellen Daten. Für alle Modelle werden an der Vorder- und Rückseite thermische Verluste modelliert (siehe Gleichung 4.25).

Tabelle 4.12: Semi-analytische Modelle zur Beschreibung von PT-Experimenten in verschiedenen Konfigurationen.

Eigenschaft	O1L	O2LR	1L1 α	1L2 α	1L1 α O	1L1 α O	2L2 α OR
Probenorientierung	VB	VB	UB	UB	RB	RB	RB
Schichten	1	2	1	1	1	1	2
Absorptionskoeffizient	-	-	1	2	1	2	2
Absorption an der Vorderseite	x	x	-	-	-	-	-
Absorption an der Rückseite	-	-	-	-	x	x	x
Randbedingungen ⁵	4.20	4.20	4.16	4.19	4.16, 4.21	4.19, 4.21	4.19, 4.21
Freier Parameter	D, Q, h	D, Q, h	D, Q, h α	D, Q, h α_1, α_2, f_1	D, Q, h α	D, Q, h α_1, α_1, f_1	D, Q, h α
Fester Parameter	L, k, τ	L, k, τ, R D_g, L_g, k_g	L, k, τ	L, k, τ	L, k, τ	L, k, τ	L, k, τ, R D_g, L_g, k_g

Tabelle 4.13 fasst alle Parameter der mathematischen Modelle zusammen. Für jedes Modell werden die absorbierte Energie Q , die thermischen Verluste h , die Diffusivität D und, falls die Transparenz der Probe berücksichtigt werden muss, die Absorptionskoeffizienten (α oder α_1, α_2 und f_1) berücksichtigt. Für alle Modelle sind die Schichtdicken L , die Wärmeleitfähigkeit k und die Dauer des Anregungsimpulses τ feste Parameter.

Tabelle 4.13: Parameter der mathematischen Modelle.

Parameter	Bedeutung	Wert	Einheit
L	Schichtdicke der Probe	$3,14 \pm 0,02$	mm
L_g	Schichtdicke von Graphit	20	μm
D	Diffusivität von Probe	Fitparameter	m^2s^{-1}
D_g	Diffusivität von Graphit	8×10^{-5}	m^2s^{-1}
α_i	Effektiver Absorptionskoeffizient	Fitparameter	m^{-1}
f_a	Gewichtungsfaktor	Fitparameter	-
Q	Gesamtenergie pro Fläche	Fitparameter	Jm^{-2}
k	Wärmeleitfähigkeit der Probe	0,3	$\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$
k_g	Wärmeleitfähigkeit von Graphit	68	$\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$
h	Wärmeverlust-Parameter	Fitparameter	$\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$
R	Thermischer Übergangswiderstand	6×10^{-5}	Km^2W^{-1}
τ	Laser-Pulslänge	0,14	s

Die Ergebnisse der Quantifizierung von Materialeigenschaften sind in Kapitel 6.2 beschrieben.

4.7.2 Quantifizierung von künstlichen Fehlstellen

Ziel ist es, die Nut-Breite w und die Restwanddicke d zu bestimmen. Aufgrund von lateralen Wärmeflüssen im Material wird ein 2D-Modell verwendet.

⁵Gleichungen zur Berücksichtigung der Teiltransparenz

An drei verschiedenen PVC-Proben (siehe Kapitel 4.2) wurden PT-Experimente in R-Konfiguration durchgeführt. Die Probe PVC 3 wurde mit und ohne Graphitbeschichtung untersucht. Die PT-Experimente an den Proben PVC 2 und PVC 1 erfolgten ohne Beschichtung. Die Graphitbeschichtung an Probe 3 verhindert, dass die IR-Kamera Strahlung aus dem Inneren des Materials empfängt. Somit muss für die Simulation nur ein opaker Körper modelliert werden. Für die unbeschichteten Proben wird die Teiltransparenz im Wellenlängenbereich der IR-Kamera berücksichtigt.

Die Durchführung der PT-Experimente erfolgt wie in Kapitel 6.1.2 beschrieben. Dabei wird die Leistung des Lasers variiert und beträgt für die unbeschichteten Proben 250 W und für die beschichtete Probe 170 W. Das numerische 2D-Modell entspricht dem Modell aus Kapitel 6.1.2.

Die Aufbereitung der experimentellen und simulierten Daten für den Rekonstruktionsalgorithmus erfolgt wie in Kapitel 6.1.2 (2D-Modell). Tabelle 4.14 fasst alle Parameter des numerischen Modells zusammen.

Tabelle 4.14: Parameter der numerischen 2D-Modelle für die PT-Experimente an PVC-Proben.

Parameter	Bedeutung	Wert	Einheit
B	Breite der Probe	48	mm
L	Dicke der Probe	7,8	mm
w	Breite der Nut	Fitparameter	mm
d	Restwanddicke	Fitparameter	mm
D	Diffusivität der Probe	$1,4 \times 10^{-7}$	m^2s^{-1}
Q	Energie pro Fläche	Fitparameter	Jm^{-2}
k	Wärmeleitfähigkeit der Probe	0,2	$\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$
β	Effektiver Absorptionskoeffizient	6500	m^{-1}
h	Wärmeverlust-Parameter	Fitparameter	$\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$
τ	Laser-Pulslänge	0,21	s

Das Modell erfordert Startwerte für d und w . Die unbekanntenen Werte (Fitparameter) wurden zunächst geschätzt. Es stellte sich heraus, dass die Anfangswerte erheblich von den realen Werten abweichen können und der Rekonstruktionsalgorithmus trotzdem zu den richtigen Werten konvergiert.

Die Ergebnisse der Quantifizierung von künstlichen Fehlstellen sind in Kapitel 6.3 beschrieben.

4.7.3 Quantifizierung von realen Fehlstellen

An der GFK-Probe mit Delamination, vergleiche Kapitel 4.2, soll die Tiefe der Delamination quantifiziert werden. Ein PT-Experiment wurde an dieser Probe in R-Konfiguration (RUC) durchgeführt. Die Probe ist für die eingesetzte MWIR-Kamera und Anregungsquelle (Laser) teiltransparent. Das verwendete Setup und deren Einstellungen für das PT-Experiment ist in

Tabelle 4.15 aufgelistet. Eine Skizze des Versuchsaufbaus ist in Abbildung 4.19 dargestellt. Der aufgeweitete Laserstrahl mit der Fläche A_{68} wurde so ausgerichtet, dass Bereiche mit und ohne Delamination in der Probe, beleuchtet wurden.

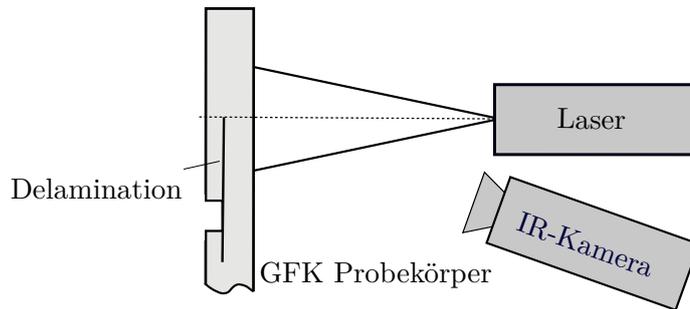


Abbildung 4.19: Skizze des Versuchsaufbaus. Der Laser ist mittig zur Delamination ausgerichtet. *Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [95] ©(2020).*

Tabelle 4.15: Verwendete Setup für das PT-Experiment an der GFK-Probe mit Delamination und deren Einstellungen

Setup	Eigenschaft	Wert	Einheit
Anregungsquelle	LDM 500 Laser		
	Ausgangsleistung	300	W
	Pulsdauer τ	0,375	s
	Beleuchtungsfläche	68×68	mm \times mm
IR-Kamera	ImageIR [®] 9300		
	Wellenlänge	3-5 (MWIR)	μ m
	Framerate	20	Hz
	Auflösung	640×512	px \times px
	Objektiv	50	mm
	Kalibrierung	0 - 60	°C
Probe	GFK mit Delamination		
	Geometrie der Probe	$250 \times 50 \times 5$	mm \times mm \times mm
Beschichtung	Graphit		
Geometrische Auflösung	In Reflexion	7,5	pxmm ⁻¹

Abbildung 4.20 zeigt eine Skizze der GFK-Probe. Der schraffierte Bereich zeigt den Bereich der Delamination in der Probe. Das Quadrat mit der gestrichelten Linie beschreibt den Bereich der Datenauswertung, jenes mit der Strich-Punkt-Linie die Beleuchtungsfläche des aufgeweiteten Lasers. Die Punkte A und B sowie der Schnitt C-C dienen zur Orientierung für die Ergebnisse, welche in Kapitel 6.4 beschrieben sind.

Anstelle einer 3D- oder 2D-Rekonstruktion der Delaminationsgeometrie wurden die experimentellen Daten mit einem 1D-Modell ausgewertet, um die Komplexität und die Berechnungszeit zu reduzieren. Der aufgezeichnete Film mit 3640 Thermogrammen wurde auf 233

Thermogramme reduziert, um die Auswertung der experimentellen Daten weiter zu beschleunigen. Dies entspricht 100 Thermogrammen pro Zeitdekade und einem äquidistanten Zeitschritt auf der logarithmischen Zeitskala. Das Rauschen des thermografischen Signals wurde durch räumliche Mittelung reduziert. Der Bereich der Datenauswertung wurde in 27×24 Regions of Interest (ROI) unterteilt. Die Größe einer ROI beträgt $15 \text{ px} \times 15 \text{ px}$ ($2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$).

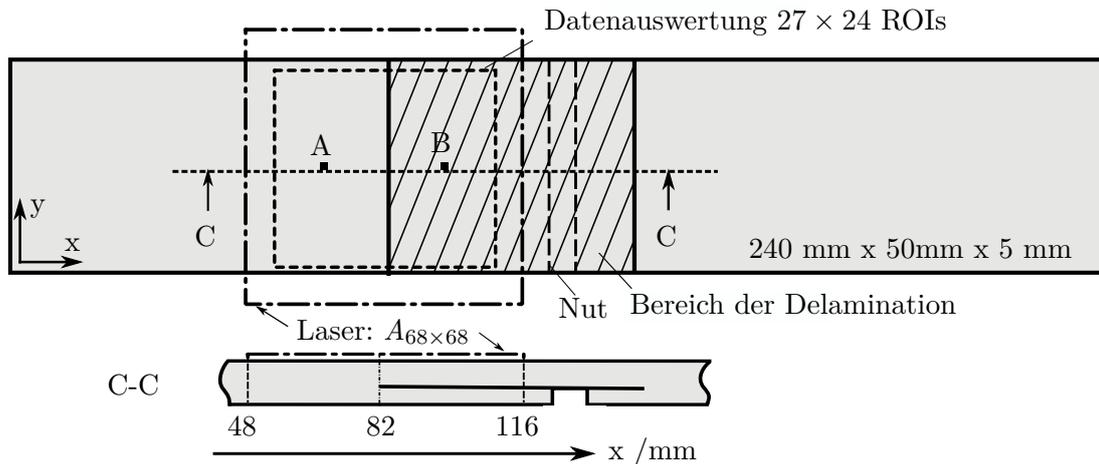


Abbildung 4.20: Skizze der GFK-Probe mit Delamination. Ein Foto der Probe ist in Abbildung 4.5 zu sehen. Die Strich-Punkt-Linie zeigt den Beleuchtungsbereich des aufgeweiteten Lasers, die gestrichelte Linie den Bereich der Datenauswertung (entspricht 27×24 ROI). Der schraffierte Bereich zeigt, in welchem Bereich der Probe eine Delamination vorliegt. Die Positionen A ($x = 68 \text{ mm} \mid y = 26 \text{ mm}$) und B ($x = 90 \text{ mm} \mid y = 26 \text{ mm}$) dienen zur Orientierung und werden für die Datenauswertung benötigt (siehe Kapitel 6.4). *Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [95] ©(2020).*

Die Datenauswertung der Messdaten beschreibt das folgende Diagramm (Abbildung 4.21). Zuerst wurden für alle ROIs die experimentellen Daten mit einem 1-Schicht-Modell rekonstruiert, um zu überprüfen, ob an der Position eines ROI eine Delamination vorliegt oder nicht. Dies erfolgte indem die Dicke des Materials L für jedes ROI gefittet wurde. Wenn die Ergebnisse des 1-Schicht-Modells (semi-analytisches $1L1\alpha1\beta$ -Modell) zu stark von den experimentellen Daten abweichen, z.B. $\zeta > 0,3$ (Gleichung 4.48), ist eine Delamination innerhalb des Probekörpers sehr wahrscheinlich. In diesem Fall werden die Daten mit einem 2-Schicht-Modell (numerisches $2L1\alpha1\beta R$ -Modell) analysiert, um die Tiefe der Delamination zu bestimmen. Dafür wurde die Tiefe der Delamination $L1$ und der thermische Übergangswiderstand R gefittet. Die Gesamtdicke der Probe $L = 5 \text{ mm}$ wurde als fester Parameter definiert. Für $\zeta > 0,3$ reicht das 1D-Modell zur Beschreibung der experimentellen Daten nicht mehr aus. Dies zeigte die Auswertung der 1D-Modelle, beschrieben in Kapitel 6.4.

Das $1L1\alpha1\beta$ -Modell entspricht exakt dem $1L1\alpha1\beta$ -Modell, welches in Tabelle 4.13 beschrieben wird, das numerische $2L1\alpha1\beta R$ -Modell entspricht dem Modell für die Sensitivitätsstudie in Kapitel 4.4.5. Für beide Modelle werden die optischen und thermischen Parameter als

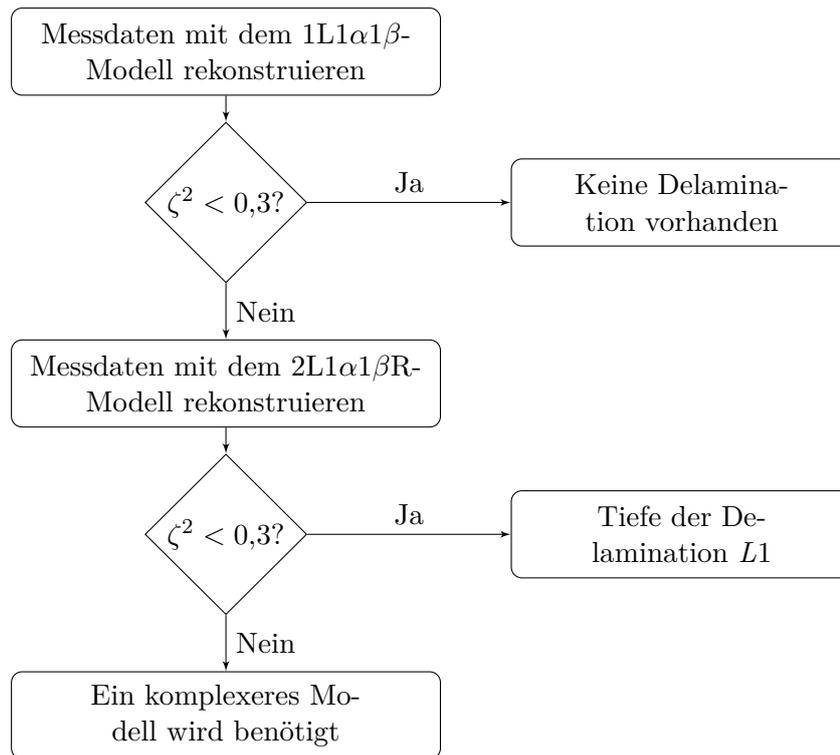


Abbildung 4.21: Diagramm zum Ablauf der Datenauswertung. *Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [95] ©(2020).*

festen Parameter und die Energie und der thermische Verlustparameter als freie Parameter definiert. Tabelle 4.16 fasst alle Parameter der beiden mathematischen Modelle zusammen.

Tabelle 4.16: Parameter der 1D-Modelle zur Auswertung der PT-Messdaten. Die Parameter R und $L1$ werden nur im 2-Schicht-Modell verwendet. *Startwerte. **Freier Parameter für das 1-Schicht-Modell und fester Parameter für das 2-Schicht-Modell.

Symbol	Bedeutung	Fit	Wert	Einheit
L	Dicke der Probe	Fest/Frei**	5**	mm
$L1$	Tiefe der Delamination	Frei	2*	mm
R	Übergangswiderstand	Frei	0,001*	s
D, k, α, β	Materialparameter	Fest	Kapitel 4.2	-
Q	Energie pro Fläche	Frei	150000*	Jm^{-2}
h	Wärmeverlust-Parameter	Frei	13*	$\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$
τ	Laser-Pulslänge	Fest	0,375	s

Für den Rekonstruktionsalgorithmus werden alle Datenpunkte für $t > 5$ s berücksichtigt. Somit reduziert sich noch einmal die Rechenzeit der mathematischen Modelle. Dies ist gerechtfertigt, da der Temperaturverlauf bei kleinen Zeiten vor allem durch die optischen Eigenschaften des Materials bestimmt wird und nicht durch die Tiefe der Delamination (siehe Kapitel 4.4.4).

Synthetische PT-Daten

Zur Überprüfung der Rekonstruktion der experimentellen Daten mit einem 1D-Modell werden synthetische experimentelle Daten mit einem 2D-Modell erzeugt, um diese ebenfalls mit einem 1D-Modell zu rekonstruieren. Das 2D-Modell beschreibt das reale Experiment. Der Vorteil von synthetischen experimentellen Daten ist, dass alle Parameter bekannt sind, vor allem L , R und h , welche sonst nicht exakt bekannt sind. Zudem können die Randbedingungen einfach verändert werden, wie z.B. die Größe der Anregungsfläche A_i .

Mit einem numerischen 2D-Modell (x-z-Richtung) in Comsol wurden zwei verschiedene synthetische experimentelle Datensätze ($synthPT_i$) erzeugt. Die Geometrie des Modells entspricht dem Schnitt C - C aus Abbildung 4.20, dabei wird die komplette Probe modelliert (von $x = 0$ mm bis $x = 240$ mm). Die Nut wurde dabei vernachlässigt, um das Modell zu vereinfachen und da dieser Bereich der Probe nicht ausgewertet wird. Es wurden dieselben Randbedingungen wie für das eindimensionale $2L\alpha1\beta R$ -Modell berücksichtigt. Die Delamination wurde über einen thermischen Übergangswiderstand mit $R = 0,01 \text{ Km}^2\text{W}^{-1}$ in der Tiefe $z = 3,3$ mm und von $x = 82$ mm bis $x = 240$ mm modelliert. In der ersten 2D-Simulation wurde nur ein Teil der Probe beleuchtet von $x = 48$ mm bis $x = 116$ mm, genau wie im PT-Experiment mit der Laseraufweitung A_{68} . Das Ergebnis ist der Datensatz $synthPT_{A68}$. In der zweiten 2D-Simulation wurde die gesamte Probe beleuchtet. Dieses Ergebnis wird mit dem Datensatz $synthPT_{A240}$ bezeichnet. Die Auswertung der synthetischen Datensätze erfolgt analog zur Auswertung der experimentellen PT-Messdaten. Die verwendeten Parameter für die zwei 2D-Simulationen zeigt Tabelle 4.17.

Mit den Ergebnissen der beiden Datensätze kann der Einfluss der lateralen Wärmeleitung auf die Parameter der mathematischen Modelle verglichen werden. Denn aufgrund der begrenzten Anregungsfläche A_{68} wird sich schon von Beginn an ein lateraler Wärmefluss im Material, vor allem zu den Rändern der Anregungsfläche hin, einstellen.

Tabelle 4.17: Parameter für das numerische 2D-Modell zur Berechnung der synthetischen PT-Daten. *Die Anregungsfläche entspricht bei einer 2D-Simulation einer Anregungslinie. **Die Anregungslinie beginnt bei $x = 48$ mm und endet bis $x = 116$ mm.

Symbol	Bedeutung	Wert	Einheit
L	Dicke der Probe	5	mm
$L1$	Tiefe der Delamination	3,3	mm
R	Übergangswiderstand	0,01*	Km^2W^{-1}
D, k, α, β	Materialparameter	Kapitel 4.2	-
Q	Energie pro Fläche	150000	Jm^{-2}
h	Wärmeverlust-Parameter	13	$\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$
τ	Laser-Pulslänge	0,4	s
$A_{68/240}$	Anregungsfläche*	$68^{**}/240$	mm

Die Ergebnisse der Quantifizierung der Delamination sind in Kapitel 6.4 beschrieben.

5 Charakterisierung einer IR-Kamera

In Kapitel 4.3.2 wurde erläutert, dass die mathematische Modellierung einer IR-Kamera für die Rekonstruktion von PT-Messdaten nur das Temperaturfeld berücksichtigt. Die Annahme, dass die spektrale Ausstrahlung proportional zur Temperatur ist, gilt nur für sehr kleine Temperaturdifferenzen ($\Delta T \ll T$). Somit wird in diesem Kapitel untersucht, welche Parameter des mathematischen Modells, welches die Temperaturverteilung in einem Material durch ein PT-Experiment beschreibt, durch diese Vereinfachung beeinflusst werden können. Des Weiteren wird für die Modellierung eine konstante spektrale Empfindlichkeit der IR-Kamera angenommen, was aber bei den verwendeten IR-Kameras nicht zutrifft. Daher werden in den folgenden Abschnitten zwei Fragen thematisiert und beantwortet:

1. Wie erfolgt die mathematische Modellierung einer IR-Kamera, wenn diese Strahlung aus dem Volumen empfängt? Und unter welchen Randbedingungen sollte Gleichung 4.3 (berücksichtigt keine Strahlungstherme) nicht mehr verwendet werden, wenn experimentelle Daten einer IR-Kamera rekonstruiert werden sollen?
2. Wie kann die spektrale Empfindlichkeit einer IR-Kamera, d. h. des gesamten Messsystems einschließlich Optiken und internen Filtern, bestimmt werden?

5.1 Temperaturmessung mit IR-Kameras

In Kapitel 2.2.2 wurde die Funktionsweise einer IR-Kamera nur in wenigen Sätzen beschrieben. In diesem Abschnitt erfolgt eine detaillierte Beschreibung der Funktionsweise einer IR-Kamera. Dabei wird erläutert, wie das Ausgangssignal der IR-Kamera, bevor eine Temperatur berechnet wird, mathematisch modelliert werden kann. Dafür wird zunächst beschrieben, welche Strahlungstherme eine IR-Kamera empfängt und wie die Umrechnung zwischen Ausgangssignal der IR-Kamera und der dazugehörigen Temperatur erfolgt. Danach wird untersucht, welchen Einfluss die Temperaturmessung bzw. die scheinbare Temperaturmessung bei teiltransparenten Materialien auf die Temperaturentwicklung hat. Somit wird in den folgenden Abschnitten die erste Fragestellung thematisiert und beantwortet.

5.1.1 Strahlungsbilanz

Bei einem PT-Experiment detektiert die IR-Kamera Wärmestrahlung vom untersuchten Objekt, von der Umgebung und von der Atmosphäre (siehe Abbildung 5.1).

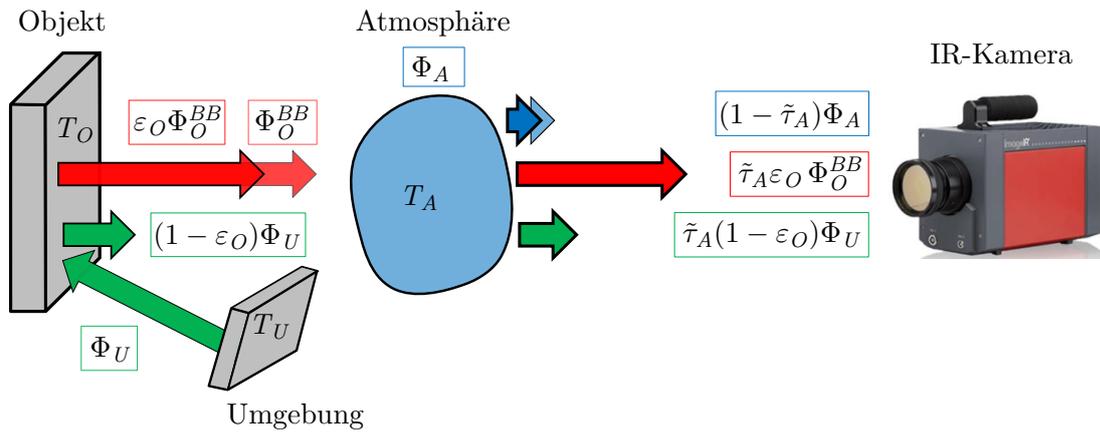


Abbildung 5.1: Strahlungsbilanz - Eine IR-Kamera empfängt Strahlung von dem Prüfobjekt, der Umgebung und der Atmosphäre.

Zur Vereinfachung wird ein opaker, diffuser, grauer Körper (Emissionsgrad $\varepsilon(\lambda)$ und Reflexionsgrad $\tilde{r}(\lambda)$ sind unabhängig von der Wellenlänge) betrachtet. Die Wärmestrahlung des Körpers $\Phi_O(T_O)$ berechnet sich aus der Wärmestrahlung eines idealen Schwarzkörperstrahlers (BB) mit Objekttemperatur T_O und dem Emissionsgrad ε_O ($\Phi_O(T_O) = \varepsilon_O \Phi_O^{BB}(T_O)$). Die Wärmestrahlung der Umgebung $\Phi_U(T_U)$ — betrachtet wird ein geschlossener Raum, welcher gleichmäßig temperiert ist — wird auf der Oberfläche des Körpers mit $\tilde{r} = 1 - \varepsilon_O$ reflektiert. Die Atmosphäre absorbiert einen Teil der Wärmestrahlung, welcher durch den Transmissionsgrad $\tilde{\tau}_A$ der Atmosphäre beschrieben wird. Mit der Annahme, dass die Transmission der Atmosphäre durch Absorption dominiert wird (Streuung wird vernachlässigt), emittiert die Atmosphäre Wärmestrahlung mit $(1 - \tilde{\tau}_A) \Phi_A(T_A)$ [114]. Die empfangene Wärmestrahlung der IR-Kamera berechnet sich aus der Summe der Wärmestrahlungsanteile wie folgt:

$$\Phi_{IR-K} = \tilde{\tau}_A \varepsilon_O \Phi_O^{BB}(T_O) + \tilde{\tau}_A (1 - \varepsilon_O) \Phi_U(T_U) + (1 - \tilde{\tau}_A) \Phi(T_A). \quad (5.1)$$

Bei einem PT-Experiment wird das zeitliche Temperaturverhalten des Materials mit der IR-Kamera detektiert. Vor Beginn der Experimente $t < t_0$ ist der Probekörper im thermischen Gleichgewicht mit der Umgebung, damit nur das thermische Verhalten des Materials aufgrund der aktiven Anregung untersucht werden kann. Zu einem späteren Zeitpunkt t_i nach der Anregung ist somit nur die Temperaturänderung von Interesse. Wenn sich die Umgebungstemperatur nicht ändert, dann ist die Wärmestrahlungsdifferenz zum Zeitpunkt t_i nur noch vom Emissionsgrad, dem Transmissionsgrad und der Objekttemperatur abhängig:

$$\Delta \Phi_{i,IR-K} = \Phi_{IR-K}(t_i) - \Phi_{IR-K}(t_0) = \varepsilon_O \tilde{\tau}_A \left(\Phi_O^{BB}(T_O(t_i)) - \Phi_O^{BB}(T_O(t_0)) \right). \quad (5.2)$$

Wenn der Transmissionsgrad der Atmosphäre und der Emissionsgrad des Objektes temperaturunabhängig sind, dann ist die detektierte Wärmestrahlungsdifferenz direkt proportional zur Wärmestrahlungsänderung des Objekts, d.h. das empfangene Nettsignal der IR-Kamera hängt linear mit dem Emissionsgrad zusammen. Dies ist der Grund, warum für die Rekonstruktion von experimentellen Daten die Energie pro Fläche Q immer ein Fitparameter sein muss, wenn der Emissionsgrad nicht bekannt ist. Der Emissionsgrad verändert nur die Amplitude des gemessenen Signals, genau wie die Energie pro Fläche (siehe Kapitel 4.4.4). Für

die Berechnung von Absoluttemperaturen ist der Emissionsgrad zwingend notwendig. Bei kleinen Temperaturänderungen ist der Transmissionsgrad der Atmosphäre und der Emissionsgrad des Objekts temperaturabhängig. Die Umwandlung der Wärmestrahlung in eine Temperatur wird im nächsten Abschnitt erläutert.

5.1.2 IR-Kamera-Kalibrierung/Justage

IR-Kameras fungieren als Wandler, welche elektromagnetische Strahlung in elektrische Signale umwandeln. Diese werden wiederum mit Kalibrierkurven in Temperaturen umgerechnet. Die Kalibrierkurven werden mittels Kalibrierstrahlern bzw. Schwarzkörperstrahlern bei verschiedenen Temperaturen erstellt. Es werden Schwarzkörperstrahler verwendet, da zum einen ihre radiometrischen Größen, wie z.B. die spektrale Ausstrahlung, eindeutig definiert sind und zum anderen der Emissionsgrad sehr nah bei 1 liegt. Eigenschaften von Kalibrierstrahlern sind ausführlicher in der VDI/VDE 3511 [135] aufgeführt. Es wird für verschiedene Temperaturen das Ausgangssignal S_{out} der IR-Kamera (als Digitalwert DV) bestimmt, um eine Kalibrierkurve zu erstellen, welche als Lookup-Tabelle dient. Das genaue Kalibrierverfahren für Thermografiekameras wird in VDI/VDE 5585 Blatt 2 [36] beschrieben.

Für die Berechnung des Ausgangssignals S_{out} muss zunächst der grobe Aufbau einer IR-Kamera bekannt sein. Die Hauptkomponenten einer IR-Kamera sind die Optik, der Detektor, die Kühlung bzw. Temperaturstabilisierung des Detektors, die Elektronik für Signal- und Bildverarbeitung sowie der grafische Benutzerschnittstelle (GUI) (siehe Abbildung 5.2).

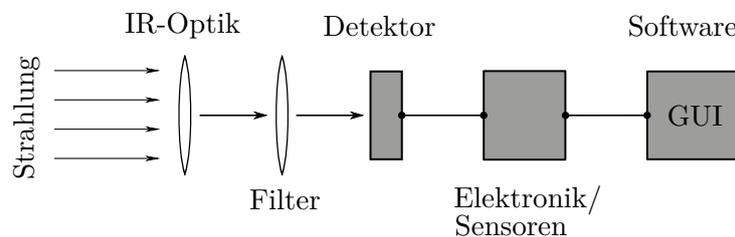


Abbildung 5.2: Relevante Komponenten einer IR-Kamera.

Aus der einfallenden Strahlung wird mittels der IR-Optik und eventuell zusätzlich eingebauter Filter die IR-Strahlung herausgefiltert, welche anschließend auf den Detektor fällt. Die spektrale Empfindlichkeit des Detektors wird durch das verwendete Detektormaterial vorgegeben. Bei zu hohen Intensitäten wird die IR-Strahlung mittels internen Filtern (z.B. Bandpass, Langpass, Kurzpass oder Neutralsichtfilter) reduziert. Der Detektor integriert über eine bestimmte Zeitspanne (sog. Integrationszeit t_{int}) die empfangene IR-Strahlung auf und wandelt diese in elektrische Signale (sog. Ausgangssignal) um. Für die Wärmestrahlungsdifferenz (Gleichung 5.2, die Umgebungsstrahlung muss nicht berücksichtigt werden) hängt das Ausgangssignal somit von folgenden Faktoren ab [114, 136]:

- Temperatur bzw. spezifische Ausstrahlung M_λ des Schwarzkörperstrahlers
- Spektrale Empfindlichkeit des Detektors
- Bildwiederholrate (Integrationszeit)

- Bildmodus (Full Frame (FF), Half Frame oder Quarter Frame (oder beliebiger Ausschnitt))
- Spektrale Abhängigkeit des Transmissions- und Reflexionsgrades der Optik
- Geometrie der Optik
- Spektrale Abhängigkeit des Transmissions- und Reflexionsgrades interner Filter
- Spektrale Abhängigkeit des Transmissionsgrades der Umgebungsatmosphäre $\tilde{\tau}_A$.

Die Beschreibung des Funktionsprinzips von IR-Detektoren (thermische Detektoren, Quantendetektoren) und der Anordnung von Detektoren (Einzelelementdetektor, mit 2D-Abtastung, Zeilendetektor oder Detektormatrix) erfolgt in dieser Arbeit nicht, da dies für die Modellierung hier nicht relevant ist. Die verschiedenen Detektoren werden in [22] klassifiziert und in [114] erläutert.

Für eine IR-Kamera, welche im Wellenlängenbereich von λ_u bis λ_o sensitiv ist, kann das Ausgangssignal nach Gleichung 5.1 berechnet werden:

$$S_{out,opak} = \int_0^{t_{int}} \int_{\lambda_u}^{\lambda_o} \hat{S}(\lambda) [\tilde{\tau}_A \varepsilon_O M_\lambda(T_O, \lambda) + \tilde{\tau}_A (1 - \varepsilon_O) M_\lambda(T_U, \lambda) + (1 - \tilde{\tau}_A) M_\lambda(T_A, \lambda)] d\lambda dt. \quad (5.3)$$

Die spektrale spezifische Ausstrahlung M_λ für die verschiedenen Temperaturen T_O , T_U und T_A wird zwischen λ_u bis λ_o und von 0 bis t_{int} integriert. Dabei werden der Emissionsgrad ε_O , der Transmissionsgrad $\tilde{\tau}_A$ und die spektrale Empfindlichkeit des IR-Kamerasystems $\hat{S}(\lambda)$ in $\text{DVm}^2\text{W}^{-1}\text{s}^{-1}$ berücksichtigt. Die spektrale Empfindlichkeit des IR-Kamerasystems beschreibt die Eigenschaften der Optik, der Filter und des Detektors und ist somit für jedes Objektiv oder jeden internen Filter spezifisch, d.h. für jede Kombination von Objektiven und internen Filtern muss $\hat{S}(\lambda)$ neu berechnet werden. Abbildung 5.3 zeigt verschiedene Kalibrierkurven der IR-Kamera ImageIR[®] 8300 hp bei FF und mit Verwendung eines 25 mm Objektivs. Die Integrationszeit definiert dabei die Kalibrierbereiche.

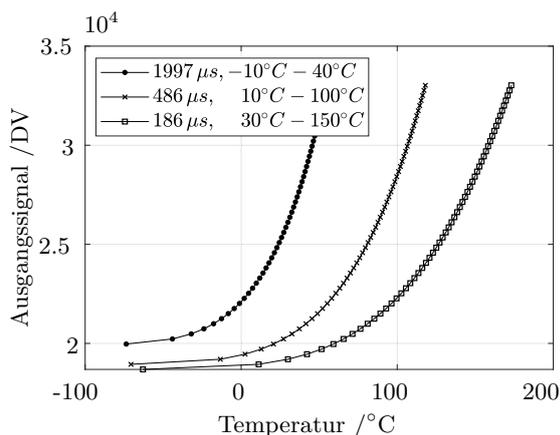


Abbildung 5.3: (a) Kalibrierkurven für drei verschiedene Integrationszeiten bzw. Kalibrierbereiche der IR-Kamera (ImageIR[®] 8300 hp) in FF und bei 23°C Umgebungstemperatur. Messpunkte außerhalb des Kalibrierbereichs sind nicht gültig.

Für die IR-Kamera ImageIR[®] 8300 hp liegt der theoretische Aussteuerungsbereich des Detektors im Digitalisierungsbereich von 16384 DV bis 32768 DV [136]. Es wird nur ein begrenzter Bereich von min. 19000 DV bis max. 28500 DV für die Kalibrierung verwendet, da der Detektor zum einen ein sog. Dunkelsignal besitzt, welches abhängig von der Kamertemperatur und der Integrationszeit ist, und zum anderen auf keinen Fall die Sättigungsgrenze erreicht werden

darf. D.h. für Datenpunkte außerhalb dieses Bereiches ist die Kalibrierung nicht gültig. Des Weiteren kann im gültigen Bereich die Kennlinie des Detektors linear zur Integrationszeit betrachtet werden.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die IR-Kamera Strahlung empfängt, welche in einen Digitalwert umgewandelt wird. Dieser wird anschließend mittels einer Kalibrierkurve in eine Temperatur umgerechnet. Die Kalibrierkurven gelten ausschließlich für konstante Temperaturen, d.h. während der Integration der Strahlung ändert sich die Temperatur (die spezifische Ausstrahlung) nicht. Wie bereits in Kapitel 2.2.2 erläutert, empfängt die IR-Kamera bei teiltransparenten Materialien im Wellenlängenbereich der IR-Kamera Strahlung nicht nur von der Oberfläche, sondern auch aus dem Volumen. Dies bedeutet, dass die IR-Kamera bei einem Temperaturgradienten im Material Strahlung aus dem Volumen von verschiedenen Temperaturen empfängt. Die hinterlegten Kalibrierkurven berücksichtigen dies aber nicht. Im folgenden Kapitel wird diese Problematik aufgegriffen, um den Einfluss bei teiltransparentem Material zu untersuchen.

5.1.3 Einfluss bei teiltransparentem Material

In Kapitel 4.3.2 wurde beschrieben, wie die Teiltransparenz eines Materials im Wellenlängenbereich einer IR-Kamera mathematisch modelliert werden kann. Die Temperaturverteilung im Volumen wird mit einer Gewichtungsfunktion nach dem Lambert-Beer'schen Gesetz gewichtet (siehe Gleichung 4.3). In dieser Gleichung werden grundsätzlich nur Temperaturen berücksichtigt. Da die IR-Kamera aber Strahlung empfängt, muss nicht die Temperatur, sondern die Strahlung mit dem Lambert-Beer'schen Gesetz gewichtet werden. Das Ausgangssignal einer IR-Kamera berechnet sich somit mit Gleichung 5.3 und 2.17 (ohne Berücksichtigung der Wärmestrahlung der Umgebung und der Atmosphäre):

$$S_{out,\beta} = \int_0^{\infty} \int_0^{t_{int}} \int_{\lambda_u}^{\lambda_o} M_{\lambda}(T(t,z),\lambda)\varepsilon(\lambda)\hat{S}(\lambda)\tilde{\tau}_A(\lambda)\beta(\lambda)\exp(-z\beta(\lambda))d\lambda dt dz. \quad (5.4)$$

Der Absorptionskoeffizient $\beta(\lambda)$ wird durch das untersuchte teiltransparente Material vorgegeben.

Im Folgenden wird der Unterschied zwischen den Temperaturverläufen für ein teiltransparentes Material im Wellenlängenbereich der IR-Kamera bei PT untersucht, wenn die Temperaturverteilung im Material zum einen als Strahlung und zum anderen als Temperatur betrachtet wird. Es werden zwei Berechnungsmethoden verglichen. Rechenweg 1 erfolgt ohne Berechnung des Strahlungsfeldes nach Gleichung 4.3. Dies entspricht einer virtuellen IR-Kamera, welche nur Temperaturen betrachtet (T-IR-Kamera). Rechenweg 2 hingegen entspricht einer virtuellen IR-Kamera, welche das Strahlungsfeld berücksichtigt (M-IR-Kamera). Abbildung 5.4 zeigt den Ablauf für die zwei verschiedenen Rechenwege zur Berücksichtigung der Teiltransparenz eines Materials.

Für einen homogenen, nicht streuenden, halbbunendlichen Körper wird eine Temperaturverteilung $T(t,z)$ im Material vorgegeben. Das Material ist im Wellenlängenbereich der IR-

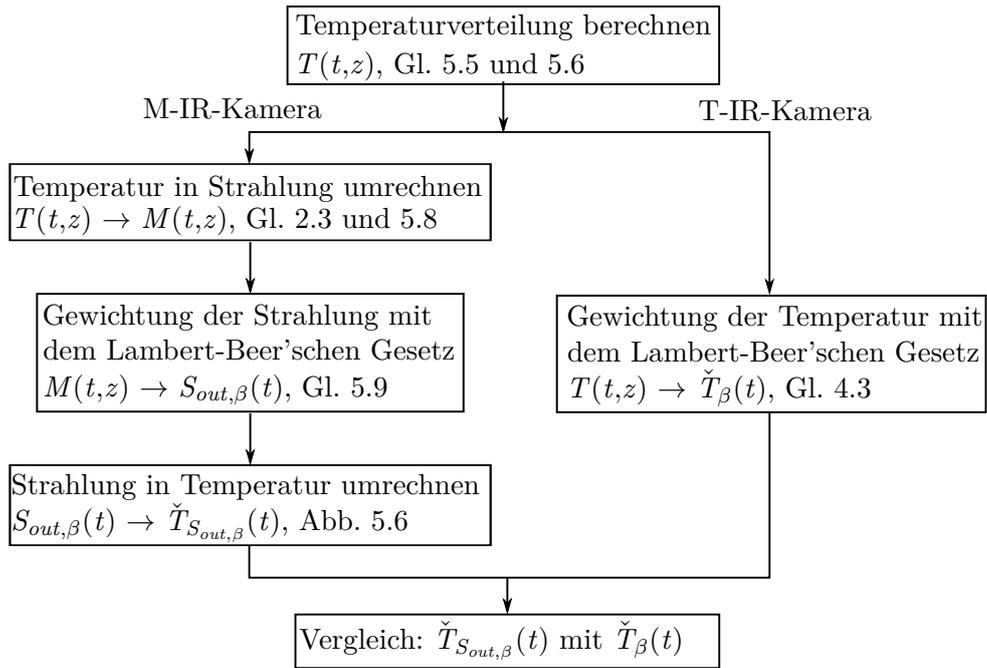


Abbildung 5.4: Unterschiedliche Modellierung einer IR-Kamera für teiltransparente Materialien im Wellenlängenbereich der IR-Kamera.

Kamera teiltransparent und für die Anregungsquelle opak. Der Energieeintrag erfolgt somit an der Oberfläche, zum einen als Dirac-Delta-Puls und zum anderen als Rechteckpuls mit endlicher Länge. Die relevanten Parameter und die Materialeigenschaften sind in Tabelle 5.1 aufgelistet. Gewählt wurden Materialeigenschaften, welche ungefähr den Eigenschaften von Polymerwerkstoffen entsprechen. Mit den vorgegebenen Randbedingungen kann die Temperaturverteilung analytisch (berechnet über den Laplace-Bereich) für eine Dirac-Puls-förmige Anregung (entspricht Gleichung 2.14)

$$T_{\text{Dirac}}(t,z) = \frac{Q}{k} \frac{\sqrt{D}}{\sqrt{\pi t}} \exp\left(\frac{-z^2}{4Dt}\right) + T_U \quad (5.5)$$

und semi-analytisch für eine Anregung mit Rechteckpuls

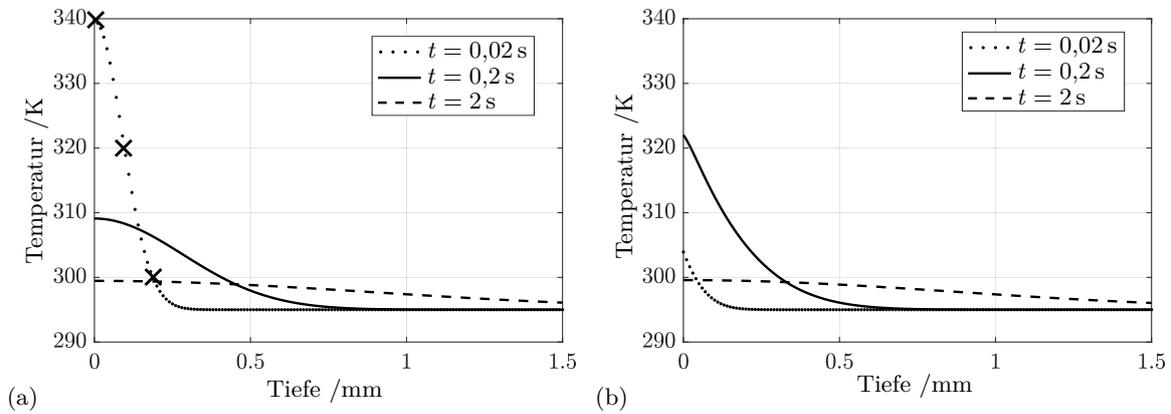
$$\mathcal{L}\{T_{\text{Puls}}(t,z,\tau)\} = \frac{Q}{k} \frac{(1 - e^{-s\tau}) e^{-z\sqrt{\frac{s}{D}}}}{s\tau\sqrt{\frac{s}{D}}} + T_U \quad (5.6)$$

mit der Laplace-Variable s , der Pulsdauer τ und der Umgebungstemperatur T_U berechnet werden. Die inverse Laplace-Transformation erfolgt nach [121]. Die Umgebungstemperatur muss berücksichtigt werden, da später die spezifische Ausstrahlung berechnet wird und somit die Absoluttemperaturen relevant sind. Diese Gleichungen berücksichtigen keine Teiltransparenz im Wellenlängenbereich der IR-Kamera. Diese wird, wie in Abbildung 5.4 beschrieben, berücksichtigt.

Abbildungen 5.5 (a) und (b) zeigen die Temperaturverteilung im Material während des PT-Experiments für drei verschiedene Zeiten. Die drei Kreuze dienen zur Orientierung für Abbildung 5.6. Das PT-Experiment beginnt bei $t = 0$.

Tabelle 5.1: Randbedingungen und Materialeigenschaften zur Berechnung der Temperaturverteilung. *Gilt für den Wellenlängenbereich der IR-Kamera.

Beschreibung	Wert	Einheit
Wärmeleitfähigkeit k	0,5	$\text{WK}^{-1}\text{m}^{-2}$
Diffusivität D	$2,0E-7$	s^2m^{-1}
Absorptionskoeffizient β	2500*	m^{-1}
Emissionsgrad ε	1	-
Pulsdauer τ	0,2	s
Energie pro Fläche Q	5000, 50000	Jm^{-2}
Anregungsform (δ, τ)	Dirac- und Rechteck-Puls	-
Sensitivität der IR-Kamera	2 bis 5,7	μm
Umgebungstemperatur T_U	295	K


 Abbildung 5.5: Temperaturverteilung im Material bei Dirac-Impuls (a) und bei Anregung mit Rechteckpuls (b) für drei verschiedene Zeiten. Die Anregung beginnt bei $t = 0$. Die drei Kreuze in (a) dienen zur Orientierung für Abbildung 5.6.

Die T-IR-Kamera berücksichtigt die Teiltransparenz nach Gleichung 4.3. Das Ausgangssignal der M-IR-Kamera wird mit Gleichung 5.4 berechnet. Zur Vereinfachung wird angenommen, dass die Sensitivität der virtuellen M-IR-Kamera im Wellenlängenbereich zwischen λ_u und λ_o konstant ist mit $\hat{S} = 1$, die Transmission der Atmosphäre ebenfalls $\tau_A = 1$ beträgt, dass der Absorptionskoeffizient wellenlängenunabhängig ist und dass der Detektor der virtuellen M-IR-Kamera eine lineare Kennlinie besitzt (die Integrationszeit ist proportional zum Ausgangssignal). Das Integral der Integrationszeit muss somit nicht berücksichtigt werden. Die Gleichung 5.4 vereinfacht sich zu

$$S_{out,\beta}(t) = \int_0^\infty \int_{\lambda_u}^{\lambda_o} \overbrace{M \text{ oder } S_{out,opak}} M_\lambda(T(t,z),\lambda) d\lambda \beta \exp(-z\beta) dz. \quad (5.7)$$

Die Temperaturverteilung $T(t,z)$ muss zuerst in die spektrale spezifische Ausstrahlung $M_\lambda(T,t,z)$ mit Gleichung 2.3 umgerechnet werden. Abbildung 5.6 (a) zeigt M_λ für drei ver-

schiedene Temperaturen.

Für reale IR-Kameras gelten die hinterlegten Kalibrierkurven nur für opake Materialien. Somit wird für die virtuelle M-IR-Kamera ebenfalls eine Kalibrierkurve für ein opakes Material nach Gleichung 5.3 berechnet. Diese wird später für die Umrechnung von $S_{out,\beta}(t)$ in eine Temperatur benötigt. Die virtuelle M-IR-Kamera ist im Wellenlängenbereich von $2\ \mu\text{m}$ bis $5,7\ \mu\text{m}$ sensitiv, was der IR-Kamera ImageIR[®] 8300 hp (siehe Kapitel 4.3.2) entspricht. Die Umrechnung von Temperatur in Strahlung ergibt sich mit den oben beschriebenen Vereinfachungen zu

$$S_{out,opak}(T) = M(T) = \int_{2\ \mu\text{m}}^{5,7\ \mu\text{m}} M_\lambda(\lambda, T) d\lambda \quad (5.8)$$

was der spezifischen Ausstrahlung entspricht. Abbildung 5.6 (b) zeigt $S_{out,opak}$ für Temperaturen von 290 K bis 600 K. Die drei Kreuze auf der Kurve entsprechen den Temperaturen aus Abbildung 5.5 (a), die dort ebenfalls mit einem Kreuz markiert sind.

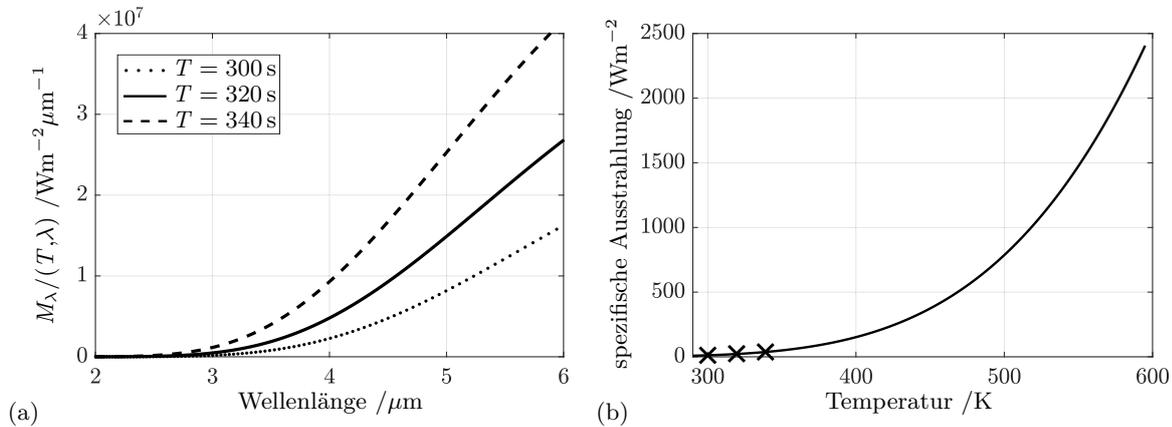


Abbildung 5.6: (a) Spektrale spezifische Ausstrahlung $M_\lambda(T, \lambda)$ für drei verschiedene Temperaturen (die Kreuze in Abbildung 5.5 (a)). (b) Dazugehörige spezifische Ausstrahlung $M(T)$ bzw. $S_{out,opak}$ berechnet nach Gleichung 5.8. Berücksichtigt wird der Wellenlängenbereich von $2\ \mu\text{m}$ bis $5,7\ \mu\text{m}$. Diese Kurve entspricht der Kalibrierungskurve der virtuellen M-IR-Kamera.

Abbildung 5.7 zeigt die spezifische Ausstrahlung $M(T, z, t)$ für die Temperaturverteilungen aus Abbildung 5.5.

Da das Material im Wellenlängenbereich der Kamera teiltransparent ist, wird nun die Strahlungsverteilung mit dem Lambert-Beer'schen Gesetz gewichtet, das Ausgangssignal der M-IR-Kamera ergibt sich mit Gleichung 5.7 zu

$$S_{out,\beta}(t) = \int_0^\infty M(T, z, t) \beta \exp(-z\beta) dz. \quad (5.9)$$

Die Umrechnung von $S_{out,\beta}(t)$ in eine scheinbare Temperatur $\check{T}_{S_{out,\beta}}(t)$ erfolgt über die Kalibrierkurve der virtuellen M-IR-Kamera (Gleichung 5.8 oder Abbildung 5.6 (b)). Die Ergebnisse von $\check{T}_\beta(t)$ und $\check{T}_{S_{out,\beta}}(t)$ sind in Abbildung 5.8 dargestellt. Die Umgebungstemperatur $T_U = 295\ \text{K}$ wurde subtrahiert. Zur Orientierung sind auch Temperaturverläufe ohne Berücksichtigung der Teiltransparenz im Wellenlängenbereich der IR-Kamera dargestellt

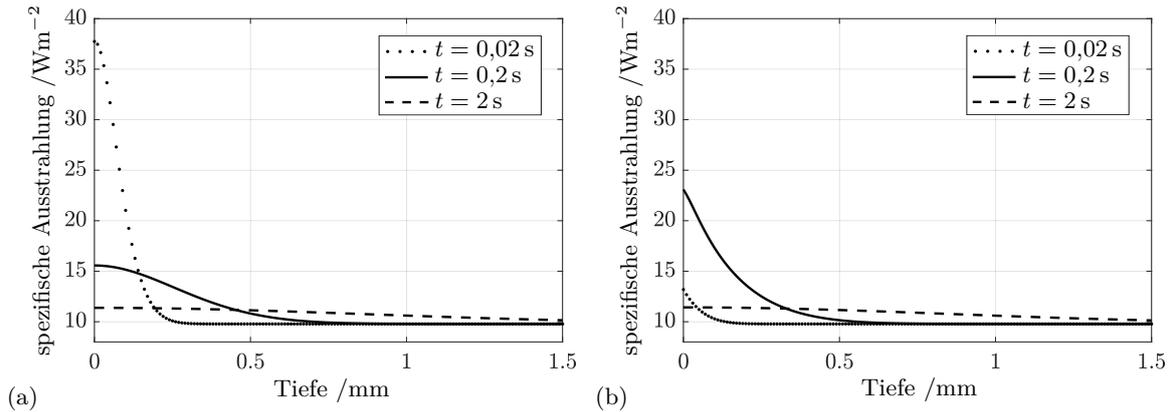


Abbildung 5.7: (a) Spezifische Ausstrahlung $M(T, z, t)$ im Material. Dirac-Impuls und (b) Anregung mit Rechteckpuls (vergleiche Abbildung 5.5).

($T_{Dirac}(t, z = 0)$ bzw. $T_{Puls}(t, z = 0)$, gepunktete Linien).

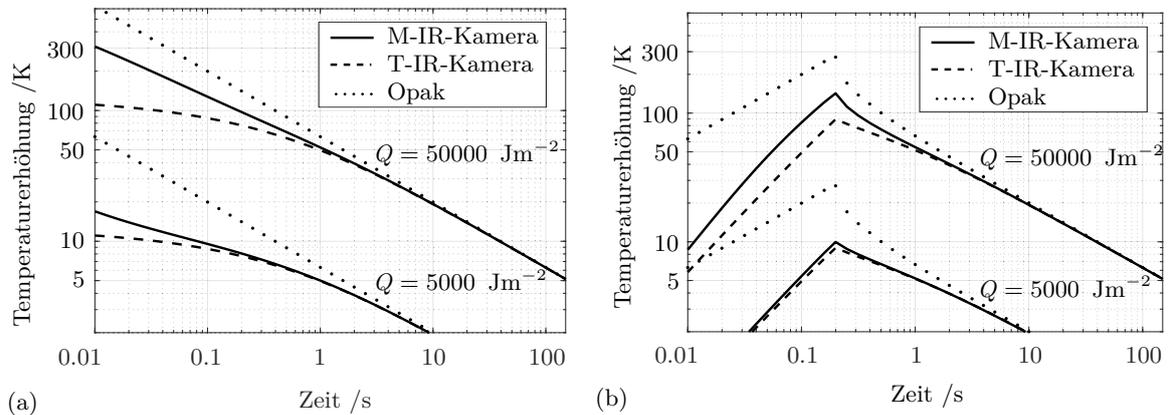


Abbildung 5.8: (a) Temperaturerhöhung durch eine Dirac-Impuls-Anregung und eine Anregung mit Rechteckpuls (b) für ein teiltransparentes Material im Wellenlängenbereich von $2 \mu\text{m}$ bis $5,7 \mu\text{m}$ mit einem konstanten Absorptionskoeffizienten von 2500 m^{-1} . Die Energie Q pro Fläche beträgt dabei 5000 Jm^{-2} bzw. 50000 Jm^{-2} . Weitere Parameter sind in Tabelle 5.1 aufgelistet. Die gestrichelte Linie zeigt das Ergebnis für $\check{T}_{\beta}(t)$ (T-IR-Kamera), die durchgezogene Linie für $\check{T}_{S_{out,\beta}}(t)$ (M-IR-Kamera, wie eine vom Hersteller am BB kalibrierte Kamera). Die gepunktete Linie dient hier zur Orientierung und beschreibt den Temperaturverlauf für ein opakes Material (Oberflächentemperatur).

Wenn das Strahlungsfeld nicht berücksichtigt wird, dann verhält sich die Energie zur Temperatur proportional (Linearität der Diffusionsgleichung). Somit verschiebt sich die Temperaturkurve bei unterschiedlichen Energien linear zur Temperaturachse (gepunktete und gestrichelte Linie), unabhängig von der Anregungsform. Aus Abbildung 5.8 ist zu erkennen, dass der Temperaturverlauf mit Berücksichtigung des Strahlungsfeldes $\check{T}_{S_{out,\beta}}(t)$ (durchgezogene Linie) bei kleinen Zeiten von \check{T}_{β} abweicht. Die Abweichung nimmt mit steigender Energie Q zu (vergleiche $Q = 5000 \text{ Jm}^{-2}$ mit $Q = 50000 \text{ Jm}^{-2}$). Weiter ist zu sehen, dass der Temperaturverlauf für $\check{T}_{S_{out,\beta}}(t)$ bei unterschiedlichen Q sich nicht linear verschiebt. Die Erhöhung von Q auf 50000 Jm^{-2} dient hier nur als Beispiel und soll zeigen, wie sich der Temperaturverlauf bei sehr hohen Temperaturen verhalten würde. Bei PT-Experimenten an Polymeren

werden in der Regel Temperaturerhöhungen an der Oberfläche auf ca. 40 K begrenzt, damit das Material nicht beschädigt wird.

Die Abweichung resultiert aus der Tatsache, dass sich die spektrale Ausstrahlung $M(T)$ nicht proportional zur Temperatur verhält (vergleiche Abbildung 5.6 (b) oder Kapitel 2.1.1). Dies bedeutet; Wenn große Temperaturdifferenzen im Material vorliegen, weicht $\check{T}_{S_{out,\beta}}(t)$ von $\check{T}_\beta(t)$ ab. Dabei steigt die Abweichung mit steigenden Temperaturen und Temperaturdifferenzen.

Welche Schlussfolgerungen können nun gezogen werden, wenn für die Rekonstruktion von experimentellen Daten die Gleichung 4.3 (\check{T}_β) verwendet wird? Da die Abweichungen nur bei kleinen Zeiten (Phase 1 bzw. Heizphase) auftreten, werden die Parameter im Modell abweichen, die den Temperaturverlauf der Heizphase stark beeinflussen (vergleiche Abschnitt 4.4.4). In diesem Fall sind es die Parameter Q und β . Dies zeigt auch die Rekonstruktion des Temperaturverlaufes $\check{T}_{S_{out,\beta}}(t)$ mit Gleichung 4.3 (\check{T}_β). Beide Parameter weichen leicht (<5 %) von den vorgegebenen Parametern aus Tabelle 5.1 ab. Doch da bei der Rekonstruktion von experimentellen Daten Q immer ein Fitparameter ist und β als effektiver Absorptionskoeffizient betrachtet wird, sind die Abweichungen hier vernachlässigbar.

Die vollständige Modellierung der IR-Kamera wird benötigt, wenn die Parameter D oder L den Temperaturverlauf der Heizphase beeinflussen, die 1. und 2. Phase also nicht mehr auseinander gehalten werden können. Dies kann bei sehr dünnen Proben der Fall sein. In dieser Arbeit ist dies nicht der Fall. Die untersuchten Polymere sind mehrere Millimeter dick, somit kann Gleichung 4.3 verwendet werden.

5.2 Spektrale Empfindlichkeit des IR-Systems

In diesem Kapitel wird die spektrale Empfindlichkeit (Sensitivität) einer IR-Kamera bestimmt. Es wird die zweite Fragestellung aus Kapitel 5 beantwortet. Zum jetzigen Stand (2019) ist es nicht einfach, ein komplettes IR-System spektral vermessen zu lassen. Oft wird dem Kunden vereinzelt die spektrale Empfindlichkeit des Detektors bzw. der Optiken beim Kauf einer IR-Kamera zur Verfügung gestellt, das komplette Kamerasystem wird dabei jedoch nicht vermessen. Für die verwendeten IR-Kameras in dieser Arbeit gibt es keine Daten zur spektralen Empfindlichkeit des Detektors bzw. der Optiken. Dem Hersteller (InfraTec GmbH) ist die Weitergabe dieser Daten durch den Detektorhersteller untersagt⁶. Doch für die richtige mathematische Modellierung des Ausgangssignals der IR-Kamera bei teiltransparenten Materialien ist die spektrale Empfindlichkeit der IR-Kamera relevant, siehe Gleichung 5.4.

⁶Aussage von InfraTec GmbH Infrarotsensorik und Messtechnik, Kontakt mit Herrn Rost im Jahr 2019

5.2.1 Vorgehensweise zur Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit

Das Ausgangssignal für eine IR-Kamera kann mit Gleichung 5.3 für ein opakes Material bestimmt werden. Die Idee zur Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit des IR-Systems $\widehat{S}(\lambda)$ beruht auf einer Diskretisierung mit schmalbandigen Bandpassfiltern (BP-Filter). Die IR-Kamera wird vor einen BB mit konstanter Temperatur gestellt, anschließend werden zwischen der IR-Kamera und dem BB verschiedene BP-Filter positioniert, sodass nur noch die Strahlung innerhalb des BP-Spektrums durchgelassen wird. Das Ausgangssignal wird demnach reduziert. Wenn der spektrale Transmissionsgrad des BP-Filters $\tilde{\tau}$ bekannt ist, kann durch die Messung der Änderung des Ausgangssignals bei verschiedenen BP-Filtern die spektrale Empfindlichkeit der IR-Kamera berechnet werden. Abbildung 5.9 skizziert den experimentellen Aufbau.

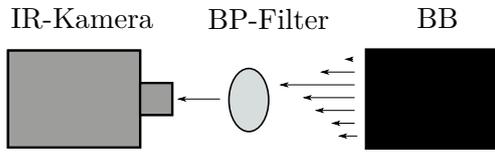


Abbildung 5.9: Skizze für den experimentellen Aufbau zur Bestimmung der Sensitivität einer IR-Kamera.

Unter der Annahme, dass der Detektor der IR-Kamera eine lineare Kennlinie besitzt, ist die Integrationszeit proportional zum Detektorsignal (diese Annahme wird in Kapitel 5.2.6 bestätigt). Somit wird in Gleichung 5.3 aus dem Integral der Zeit eine Multiplikation mit der Integrationszeit. Die Strahlung bei konstanter Temperatur wird über einen BB realisiert. Dies bedeutet, dass der Emissionsgrad unabhängig von der Wellenlänge betrachtet werden kann. Weiter wird angenommen, dass die Temperatur der Atmosphäre der Umgebungstemperatur entspricht. Damit vereinfacht sich Gleichung 5.3 zu

$$S_{out,opak} \approx t_{int} \int_{\lambda} \widehat{S}(\lambda) [\tilde{\tau}_A \varepsilon_O M_{\lambda}(T_O, \lambda) + (1 - \tilde{\tau}_A \varepsilon_O) M_{\lambda}(T_U, \lambda)] d\lambda \quad (5.10)$$

Gesucht ist die Empfindlichkeit des IR-Systems $\widehat{S}(\lambda)$. Dafür wird die Gleichung 5.10 mittels i BP-Filtern diskretisiert. Die Filter lassen nur zwischen λ_{i1} und λ_{i2} Strahlung des BB durch. Im Wellenlängenbereich der jeweiligen BP-Filter wird die spektrale Empfindlichkeit \widehat{S}_i als konstant betrachtet und kann somit aus dem Integral gezogen werden:

$$S_{out,BB,i}(\tilde{\tau}_i) \approx t_{int} \int_{\lambda_u}^{\lambda_o} (1 - \tilde{\tau}_i(\lambda)) \widehat{S}(\lambda) [\tilde{\tau}_A \varepsilon_{Filter} M_{\lambda}(T_{Filter}, \lambda) + (1 - \tilde{\tau}_A \varepsilon_{Filter}) M_{\lambda}(T_U, \lambda)] d\lambda \\ + t_{int} \widehat{S}_i \int_{\lambda_{i1}}^{\lambda_{i2}} \tilde{\tau}_i(\lambda) [\tilde{\tau}_A \varepsilon_{BB} M_{\lambda}(T_{BB}, \lambda) + (1 - \tilde{\tau}_A \varepsilon_{BB}) M_{\lambda}(T_U, \lambda)] d\lambda. \quad (5.11)$$

Wenn der Filter im thermischen Gleichgewicht mit der Umgebung ist ($T_{Filter} = T_U$), vereinfacht sich Gleichung 5.11 und kann nun nach \widehat{S}_i umgestellt werden:

$$\widehat{S}_i(\tilde{\tau}_i) \approx \frac{\overbrace{S_{out,BB,i}(\tilde{\tau}_i) - t_{int} \int_{\lambda_u}^{\lambda_o} (1 - \tilde{\tau}_i(\lambda)) \widehat{S}(\lambda) M_{\lambda}(T_{Filter}, \lambda) d\lambda}^{\text{Kann vernachlässigt werden, wenn } T_{BB} \gg T_{Filter}}}{t_{int} \int_{\lambda_{i1}}^{\lambda_{i2}} \tilde{\tau}_i(\lambda) [\tilde{\tau}_A \varepsilon_{BB} M_{\lambda}(T_{BB}, \lambda) + (1 - \tilde{\tau}_A \varepsilon_{BB}) M_{\lambda}(T_{Filter}, \lambda)] d\lambda} \quad (5.12)$$

Abbildung 5.10 veranschaulicht, wie sich das Gesamtsignal aufteilt. Im Wellenlängenbereich von λ_u bis λ_{i1} und von λ_{i2} bis λ_o muss die Temperatur des Filters (der Emissionsgrad des Filters kürzt sich raus) berücksichtigt werden. Dahingegen müssen im Wellenlängenbereich des Filters (λ_{i1} bis λ_{i2}) die Temperatur und der Emissionsgrad ε_{BB} des Schwarzkörperstrahlers berücksichtigt werden.

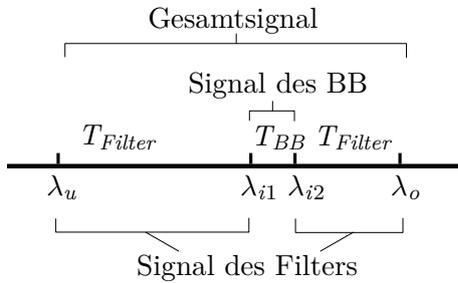


Abbildung 5.10: Das Gesamtsignal setzt sich aus zwei verschiedenen Bereichen bzw. Temperaturen zusammen. Im Wellenlängenbereich des Filters (zwischen λ_{i1} und λ_{i2} mit z.B. $\tilde{\tau}_i = 1$ empfängt die IR-Kamera Strahlung vom BB und im restlichen Wellenlängenbereich Strahlung des Filters.

Für die Berechnung der spektralen Empfindlichkeit im Wellenlängenbereich eines Filters \hat{S}_i muss nach Gleichung 5.12 die spektrale Empfindlichkeit $\hat{S}(\lambda)$ bekannt sein, die für die Berechnung des Strahlungsanteils des Filters benötigt wird. Wenn die Temperatur des BB sehr viel höher ist als die Temperatur des Filters ($T_{BB} \gg T_{Filter}$) und der Filter nicht zu schmalbandig ist, wird das Signal des BB sehr viel größer als das Signal des Filters, sodass das Signal des Filters vernachlässigt werden kann. Demnach vereinfacht sich Gleichung 5.12 zu:

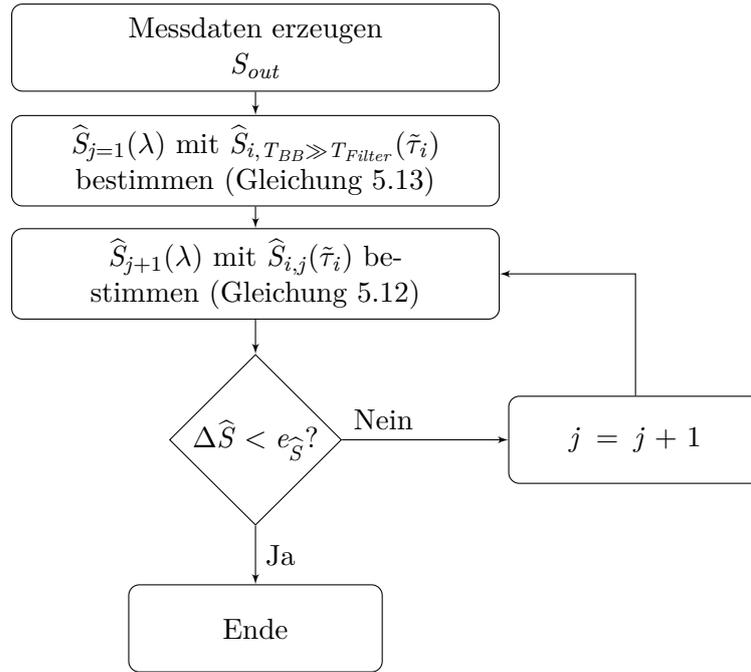
$$\hat{S}_{i, T_{BB} \gg T_{Filter}}(\tilde{\tau}_i) \approx \frac{S_{out, BB, i}(T_{BB}, \tilde{\tau}_i)}{\varepsilon_{BB} t_{int} \int_{\lambda_{i1}}^{\lambda_{i2}} \tilde{\tau}_i(\lambda) M_\lambda(T_{BB}, \lambda) d\lambda}. \quad (5.13)$$

Die spektrale Empfindlichkeit des IR-Kamerasystems $\hat{S}(\lambda)$ ergibt sich aus der Interpolation von $\hat{S}_{i, T_{BB} \gg T_{Filter}}(\tilde{\tau}_i)$ für alle verwendeten Filter im Wellenlängenbereich der verwendeten IR-Kamera (siehe nächsten Abschnitt).

Wenn die Strahlung der Filter berücksichtigt werden soll, muss zur Berechnung der spektralen Empfindlichkeit iterativ vorgegangen werden. Abbildung 5.11 zeigt den Ablauf zur Berechnung von $\hat{S}(\lambda)$. Zuerst wird mit Gleichung 5.13 für alle Filter $\hat{S}_{i, T_{BB} \gg T_{Filter}}(\tilde{\tau}_i)$ bestimmt, um mittels linearer Interpolation $\hat{S}_{j=1}(\lambda)$ (j Anzahl der Iterationen) zu berechnen. Anschließend wird mit $\hat{S}_{j=1}(\lambda)$ in Gleichung 5.12 $\hat{S}_{i, j+1}(\tilde{\tau}_i)$ berechnet, um mittels linearer Interpolation $\hat{S}_{j+1}(\lambda)$ zu bestimmen. Dieser Iterationsschritt wird nun so häufig wiederholt, bis die Änderung der spektralen Empfindlichkeit $\Delta\hat{S} = |\hat{S}_{j+1}(\lambda) - \hat{S}_j(\lambda)|$ unter einen Toleranzwert $e_{\hat{S}}$ fällt ($\Delta\hat{S} < e_{\hat{S}}$).

5.2.2 Auswahl und Beschreibung der optischen Elemente

Für die Auswahl der BP-Filter muss zunächst der Spektralbereich der zu charakterisierenden IR-Kamera bekannt sein. In dieser Arbeit wird die ImageIR[®] 8300 hp mit einem 25 mm Objektiv charakterisiert, die im Wellenlängenbereich von $\lambda_u = 2 \mu\text{m}$ bis $\lambda_o = 5,7 \mu\text{m}$ sensitiv ist. Wenn sich nun ein BP-Filter zwischen einem BB und der IR-Kamera befindet, empfängt die IR-Kamera Strahlung vom Filter (Eigentemperatur des Filters) und Strahlung vom BB, die durch den Filter transmittiert wird. Gesucht sind die Bandbreite eines Filters bzw. die


 Abbildung 5.11: Ablauf zur Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit $\hat{S}(\lambda)$.

Grenzen λ_{i1} und λ_{i2} (vergleiche Abbildung 5.10).

Wenn die Bandbreite sehr schmal gewählt wird, kann die spektrale Empfindlichkeit der IR-Kamera mit vielen Stützstellen charakterisiert werden. Der Nachteil ist dabei jedoch, dass das Signal des BB sehr klein wird und Gleichung 5.13 nicht verwendet werden kann. Dagegen kann bei einer breiten Bandbreite die spektrale Empfindlichkeit nur über sehr wenige Stützstellen bestimmt werden.

Für die Auslegung der BP-Filter muss ein Kompromiss zwischen der Anzahl an BP-Filtern (Anzahl der Stützstellen) und dem Einfluss der Eigenstrahlung des Filters gewählt werden. Als Vorgabe wird definiert, dass das Signal, das aus der Eigenstrahlung des Filters resultiert, weniger als 5% des durch die Strahlung des BBs verursachten Signals betragen soll. Für die Berechnung der spektralen Empfindlichkeit wird in Gleichung 5.12 die Temperatur des Filters berücksichtigt. Somit werden die 5% nur für die Auslegung der BP-Filter benötigt.

Für die Berechnung der prozentualen Eigenstrahlung und der Auslegung der BP-Filter wird zunächst eine konstante Sensitivität von $\hat{S} = 1$, eine Transmission der Umgebungsluft von $\tilde{\tau}_A(\lambda) = 1$ und eine Integrationszeit von $t_{int} = 1$ s definiert. Der BP-Filter wird als Rechteckfunktion modelliert. In der Bandbreite von λ_{i1} bis λ_{i2} beträgt der mittlere Transmissionsgrad von üblichen auf dem Markt verfügbaren BP-Filtern $\tilde{\tau}_i(\lambda) = 0,8$. Gleichung 5.11 vereinfacht sich zu

$$S_{out}(T_{BB}, T_{Filter}, \tilde{\tau}_i) = \int_{\lambda_u}^{\lambda_{i1}} M_{\lambda}(T_{Filter}, \lambda) d\lambda + 0,8 \int_{\lambda_{i1}}^{\lambda_{i2}} M_{\lambda}(T_{BB}, \lambda) d\lambda + \int_{\lambda_{i2}}^{\lambda_o} M_{\lambda}(T_{Filter}, \lambda) d\lambda. \quad (5.14)$$

Die prozentuale Eigenstrahlung berechnet sich somit mit folgender Gleichung:

$$\text{Prozentuale Eigenstrahlung} = \frac{0,8 \int_{\lambda_{1i}}^{\lambda_{2i}} M_{\lambda}(T_{BB}, \lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_u}^{\lambda_{1i}} M_{\lambda}(T_{Filter}, \lambda) d\lambda + \int_{\lambda_{2i}}^{\lambda_o} M_{\lambda}(T_{Filter}, \lambda) d\lambda} \cdot 100\%. \quad (5.15)$$

Abbildung 5.12 zeigt die prozentuale Eigenstrahlung für sechs verschiedene Filter. Dabei unterscheiden sich die Filter in der Breite der Bandbreite (50 nm und 100 nm) und in der Wellenlänge (3000 nm, 4000 nm und 5000 nm).

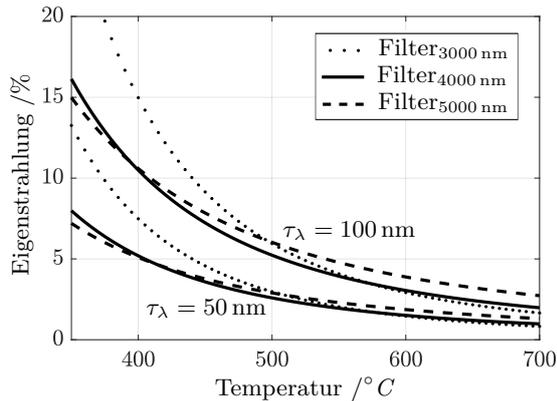


Abbildung 5.12: Prozentuale Eigenstrahlung des Filters. Bedingung ist kleiner 5 %.

Bei einer Bandbreite von 50 nm liegt die prozentuale Eigenstrahlung $< 5\%$ für alle Filter ab ca. $T_{BB} > 450^{\circ}\text{C}$, bei einer Bandbreite von 100 nm bei ca. $T_{BB} > 550^{\circ}\text{C}$. Da die Preise für nur einen BP-Filter im Wellenlängenbereich der IR-Kamera zwischen 300 € und 600 € betragen und es sehr wenige Anbieter gibt, wird festgelegt, dass die BP-Filter eine Bandbreite von ca. 100 nm aufweisen sollen (die Bandbreite variiert bei jedem BP-Filter). Gewählt wurden 15 verschiedene 1-Zoll BP-Filter der Firma Spectrogon, welche in Tabelle 5.2 zusammengefasst sind. Die prozentuale Eigenstrahlung wird somit bei z.B. $T_{BB} = 600^{\circ}\text{C}$ deutlich unter 5 % liegen. Die Transmissionsgrade der 15 BP-Filter sind in Abbildung 5.13 dargestellt.

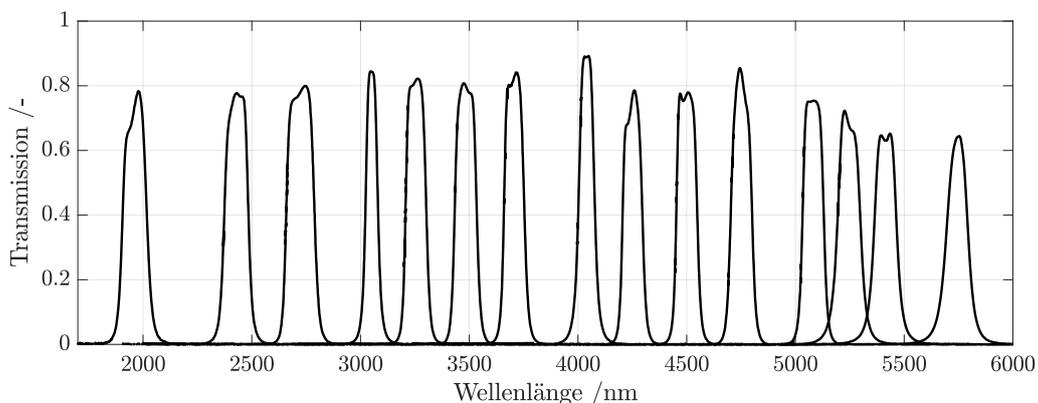


Abbildung 5.13: Transmissiosgrad der ausgewählten BP-Filter. Der Transmissionsgrad wurde von Spectrogon für jeden BP-Filter einzeln gemessen.

Tabelle 5.2: 1-Zoll BP-Filter der Firma Spectrogon. Der genaue Verlauf des Transmissionsgrads $\tilde{\tau}_i(\lambda)$ dieser Filter ist in Abbildung 5.13 zu sehen. *central wavelength (mittlere Wellenlänge). **full width at half maximum (Breite bei halber maximaler Transmission). ***durchschnittlicher Transmissionsgrad.

Nr.	CWL* /nm	FWHM* /nm	$\tilde{\tau}_{\text{avg}}$ *** /%
1	1962	111	65,9
2	2429	113	75,85
3	2723	130	77,25
4	3051	58	82,87
5	3255	96	80,4
6	3483	102	78,57
7	3706	94	81,55
8	4039	74	87,74
9	4250	92	73,45
10	4500	98	76,49
11	4751	96	80,21
12	5081	99	74,63
13	5246	108	68,47
14	5438	118	62,1
15	5757	100	63,0

5.2.3 Einfluss der Umgebungsluft

Im Wellenlängenbereich von IR-Kameras wird elektromagnetische Strahlung durch die Umgebungsluft teils absorbiert. Das in der Luft enthaltene Kohlendioxid (CO_2) und Wasser (H_2O) sind dabei die dominierenden absorbierenden Stoffe (S) [9,114,137]. Entscheidend für die Absorption der Strahlung in der Luft sind der Volumenanteil V_S und der Absorptionskoeffizient $\alpha_S(\lambda)$ dieser Stoffe. Der Transmissionsgrad $\tilde{\tau}_A$ ergibt sich aus der Multiplikation der einzelnen Transmissionsgrade der jeweiligen Stoffe $\tilde{\tau}_S$, der sich nach dem Lambert-Beer'schen-Gesetz mit folgender Gleichung berechnen lässt:

$$\tilde{\tau}_A(\lambda) = \prod_{i=1}^{n_S} \exp(-W_S \alpha_S(\lambda)) \quad \text{mit} \quad W_S = W \cdot V_S. \quad (5.16)$$

Dabei beschreibt W die Weglänge (z.B. Abstand IR-Kamera zum beobachteten Objekt) und n_S die Anzahl der verschiedenen Stoffe.

Der Volumenanteil von CO_2 in der Luft bei 1 bar Umgebungsdruck beträgt $V_{\text{CO}_2} = 0,0004$ [137]. Der auf die Masse bezogene H_2O -Gehalt m_W in Luft ist von der relativen Feuchtigkeit, der Umgebungstemperatur und dem Umgebungsdruck abhängig. Z.B. beträgt der Wassergehalt in einem Kubikmeter Luft bei 1 bar Umgebungsdruck, 23°C Umgebungstemperatur und 45 % relativer Feuchtigkeit $m_W = 8 \text{ g}$ (berechnet nach [138]). Bei einer Dichte von Wasser $\rho_W = 998 \text{ m}^3\text{kg}^{-1}$ (23°C) beträgt dann der Volumenanteil von Wasser in der Luft $V_{\text{H}_2\text{O}} = 0,00001$.

Die Abhängigkeit der Absorptionskoeffizienten für CO_2 und H_2O von der Wellenlänge ist in Abbildung 5.14 zu sehen. Diese Daten stammen aus der Datenbank HITRAN (high-resolution transmission molecular absorption database) [139]. Die charakteristischen Absorptionsmerkmale im Wellenlängenbereich von MWIR-Kameras (2000 nm-5700 nm) liegen um $2,7 \mu\text{m}$ (CO_2 und H_2O), $4,2 \mu\text{m}$ (CO_2) und zwischen $5,5 \mu\text{m}$ und $7 \mu\text{m}$ (H_2O).

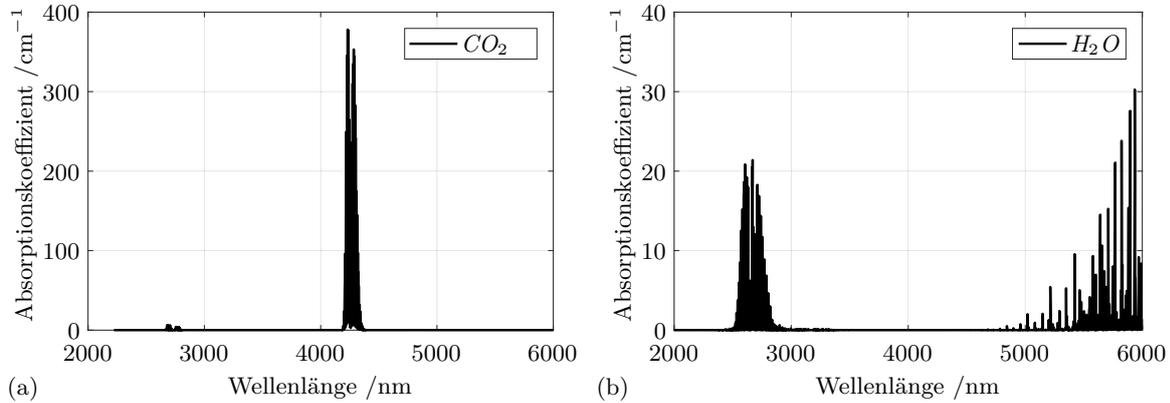


Abbildung 5.14: Absorptionskoeffizienten von CO_2 und H_2O [139] für den Wellenlängenbereich MWIR-Kameras (2000 nm-5700 nm).

Abbildung 5.15 zeigt die Transmissionsgrade für CO_2 und H_2O ($W = 0,5 \text{ m}$, $V_{\text{H}_2\text{O}} = 0,00001$ und $V_{\text{CO}_2} = 0,0004$). Der Transmissionsgrad von H_2O ist im Vergleich zu CO_2 deutlich kleiner. Aufgrund der hohen Absorption von CO_2 im Wellenlängenbereich um $4,3 \mu\text{m}$ wird das Ausgangssignal der IR-Kamera stark reduziert.

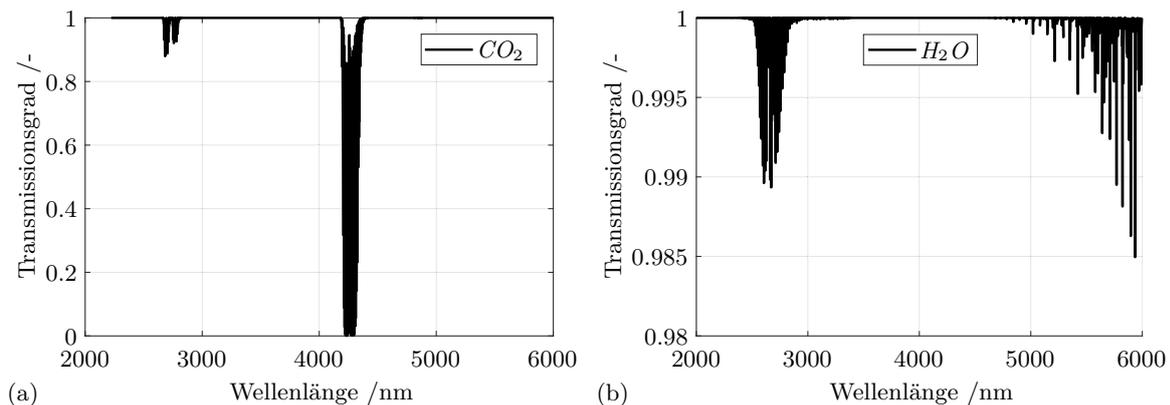


Abbildung 5.15: Transmissionsgrade von CO_2 und H_2O für eine Weglänge von $W = 0,5 \text{ m}$ bei 23°C Umgebungstemperatur und 45% relativer Luftfeuchtigkeit. Die Volumenanteile betragen dabei $V_{\text{CO}_2} = 0,0004$ und $V_{\text{H}_2\text{O}} = 0,00001$.

Für die Auslegung der BP-Filter wurde $\tilde{\tau}_A = 1$ angenommen, doch die hier gezeigten Transmissionsgrade weisen eindeutig darauf hin, dass für die Berechnung der spektralen Empfindlichkeit (Gleichung 5.13) die Transmission der Atmosphäre $\tilde{\tau}_A(\lambda)$ berücksichtigt werden muss.

5.2.4 Experimenteller Aufbau

Abbildung 5.16 (a) zeigt den experimentellen Aufbau zur Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit der IR-Kamera. Als BB wird der Kalibrier- und Prüfstrahler PYROTHERM CS 1200 von der Firma DIAS Infrared GmbH verwendet. Der BB ist ein Hohlraumstrahler mit einem Durchmesser von 38 mm, einem Temperaturbereich von 300 °C bis 1200 °C und weist eine Messunsicherheit von $2\text{ K} + 0,0025 T$ (T in °C) auf. Der Emissionsgrad beträgt $0,99 \pm 0,005$ [140]. Abbildung 5.16 (b) zeigt den BB mit einer Halterung für die BP-Filter. Die BP-Filter aus Abschnitt 5.2.2 werden mittels einer selbst konstruierten Vorrichtung in den Strahlengang geschoben. Die Vorrichtung besteht aus einem 3 mm dicken Aluminium Shutter (1. Shutter), der von Hand betätigt wird, und einem Lamellen-Shutter (2. Shutter) von Thorlabs [141], der elektronisch angesteuert wird. Die Halterung für die 1-Zoll-Filter sind Normbauteile von Thorlabs [142]. Mit diesen kann eine Kette gebildet werden, welche von Hand durch die Halterung bewegt wird.

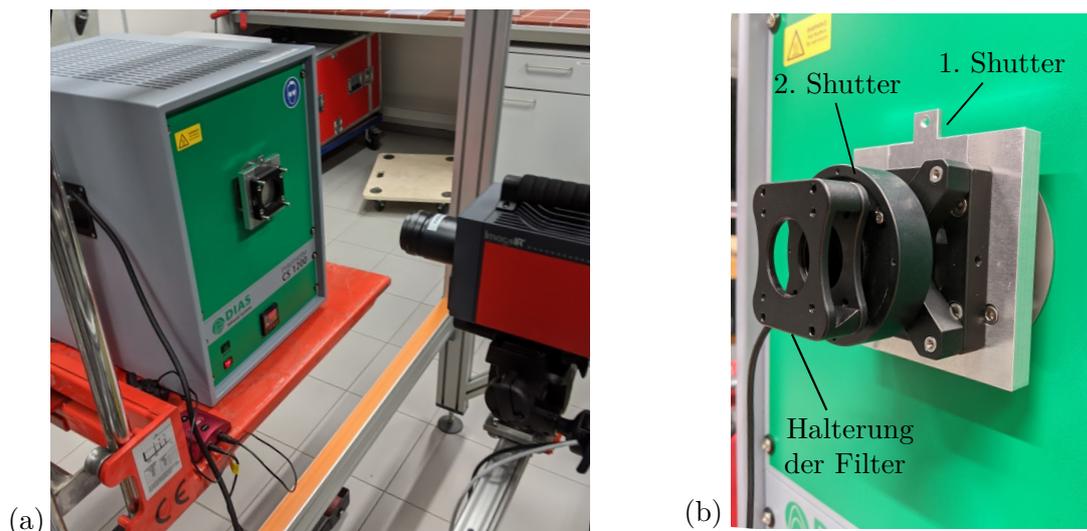


Abbildung 5.16: (a) Experimenteller Aufbau. (b) Positionierung der Filter vor dem BB.

Charakterisiert wird die IR-Kamera ImageIR[®] 8300 hp mit einem 25 mm Objektiv. Durch die BP-Filter wird das Signal so stark reduziert, dass der Kalibrierbereich von 60 °C bis 200 °C mit einer Integrationszeit von $t_{int} = 89 \mu\text{s}$ gewählt wird. Der Abstand zwischen dem BB (Innenseite des Hohlraumstrahlers) und der IR-Kamera (Vorderkante Objektiv) beträgt 0,5 m. Bei einer BB-Temperatur von 873,15 K (600 °C) wird der erste Shutter geöffnet. Anschließend werden die Filter von Hand nach und nach durch die Halterung geschoben, dabei öffnet sich der zweite Shutter für 0,1 s. Durch das kurze Öffnen des zweiten Shutters wird verhindert, dass sich der Filter erwärmt.

Das Experiment wird in einem Labor mit einer Umgebungstemperatur von 23 °C und einer relativen Luftfeuchtigkeit von 45 % durchgeführt.

5.2.5 Ergebnisse des Experiments

Abbildung 5.17 zeigt das Ausgangssignal der IR-Kamera für die 15 verschiedenen Filter. Um die Messunsicherheit des Ausgangssignals zu reduzieren, wurde über $28 \text{ px} \times 28 \text{ px}$ räumlich gemittelt. Das Ausgangssignal der Umgebung wurde dabei abgezogen. Das Signal der Umgebung entspricht dem Signal des Filters, wenn beide Shutter geschlossen sind. Die Sensitivitätsgrenzen der IR-Kamera sind sehr gut zu erkennen. Im Wellenlängenbereich 1950 nm (Filter 1) und 5757 nm (Filter 15) empfängt die IR-Kamera fast keine Strahlung vom BB mehr. Das Ausgangssignal steigt mit der Wellenlänge der Filter an und fällt ab 4750 nm (Filter 11) wieder ab. Die Ausnahme sind Filter 3 (3051 nm) und 9 (4250 nm).

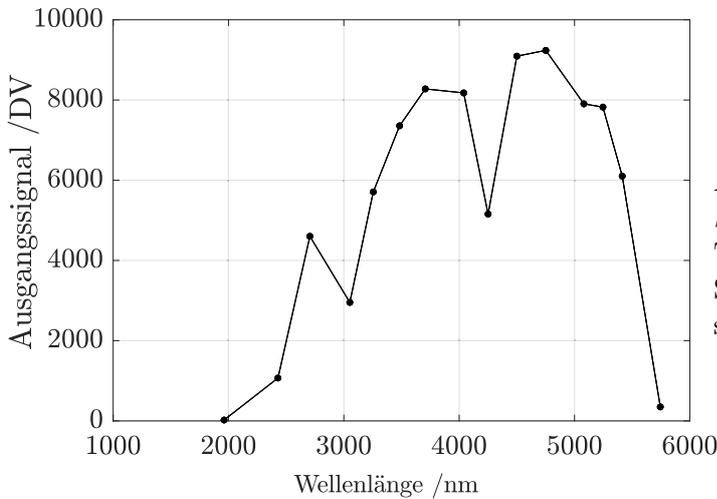


Abbildung 5.17: Ausgangssignal $S_{out, BB, i}(T_{BB}, \tau_i)$ bei einer BB-Temperatur von $600^\circ C$. Die Strahlung der Umgebung wurde subtrahiert.

Der Transmissionsgrad für die 15 Filter $\tilde{\tau}_i$ (vergleiche Abbildung 5.13) multipliziert mit dem Transmissionsgrad der Luft $\tilde{\tau}_A$ (Abbildung 5.15) ist in Abbildung 5.18 zu sehen. Da die spek-

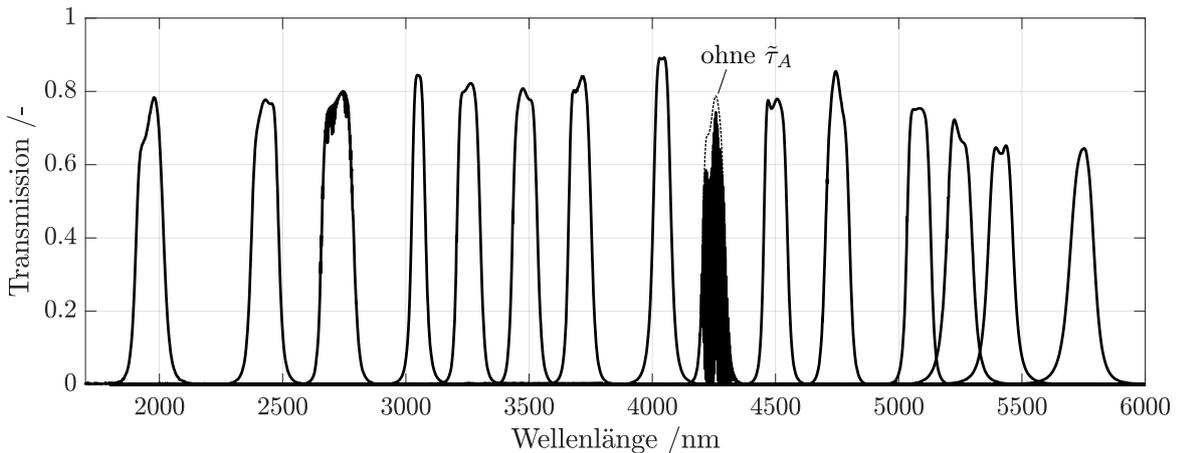


Abbildung 5.18: Transmission der Filter mit Berücksichtigung der Transmission der Umgebungsluft ($\tilde{\tau}_i(\lambda) \cdot \tilde{\tau}_A(\lambda)$).

tralen Transmissionsgrade $\tilde{\tau}_A$ und $\tilde{\tau}_i$ bekannt sind, werden die Intervallgrenzen des Integrals aus Gleichung 5.13 auf $\lambda_{i1} = 1800 \text{ nm}$ und $\lambda_{i2} = 6000 \text{ nm}$ festgelegt. Die spektrale Empfindlichkeit wurde mit Gleichung 5.12 und 5.13 iterativ bestimmt (vergleiche Abbildung 5.11).

Dabei wurden zehn Iterationen durchgeführt. Abbildung 5.19 zeigt das Ergebnis des Integrals aus Gleichung 5.13 ($\int_{\lambda_{i1}}^{\lambda_{i2}} \tilde{\tau}_i(\lambda) M_\lambda(T_{BB}, \lambda) d\lambda$) für jeden BP-Filter. Die graue Linie zeigt dabei das Ergebnis, wenn der Transmissionsgrad $\tilde{\tau}_A$ nicht berücksichtigt wird. Ein deutlicher Unterschied ist bei BP-Filter 9 (4250 nm) zu sehen. Dieser BP-Filter liegt exakt im Wellenlängenbereich des Absorptionsbandes von CO_2 . Der starke Unterschied des Ausgangssignals von BP-Filter 3 und 4 resultiert aus den unterschiedlichen Bandpassbreiten.

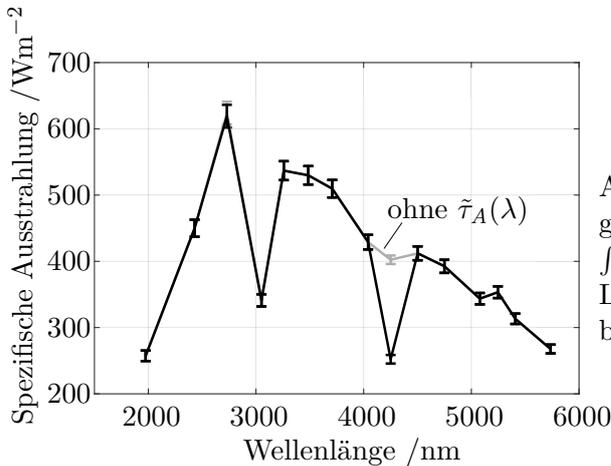


Abbildung 5.19: Ergebnis des Integrals aus Gleichung 5.13: $M(600^\circ\text{C}) = \int_{1800\text{ nm}}^{6000\text{ nm}} M_\lambda(600^\circ\text{C}, \lambda) \tilde{\tau}_A(\lambda) \tilde{\tau}_i(\lambda) d\lambda$. Die graue Linie zeigt das Ergebnis, wenn $\tilde{\tau}_A(\lambda)$ nicht berücksichtigt wird.

Abbildung 5.20 zeigt das Ergebnis der spektralen Empfindlichkeit $\hat{S}(\lambda)$ des IR-Kamerasystems (Gleichung 5.12) mit und ohne Berücksichtigung von $\tilde{\tau}_A(\lambda)$. Die spektrale Empfindlichkeit steigt kontinuierlich von 2000 nm bis 4750 nm an und fällt anschließend wieder ab. Wird die Umgebungsluft nicht berücksichtigt, reduziert sich die spektrale Empfindlichkeit im Wellenlängenbereich bei 4250 nm (BP-Filter 9) um ca. 35 %. Genau dort liegt das Absorptionsband von CO_2 . Das Ergebnis zeigt eindeutig, dass sogar im Labor und auf sehr kurzen Entfernungen der Transmissionsgrad $\tilde{\tau}_A$ zur Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit berücksichtigt werden muss.

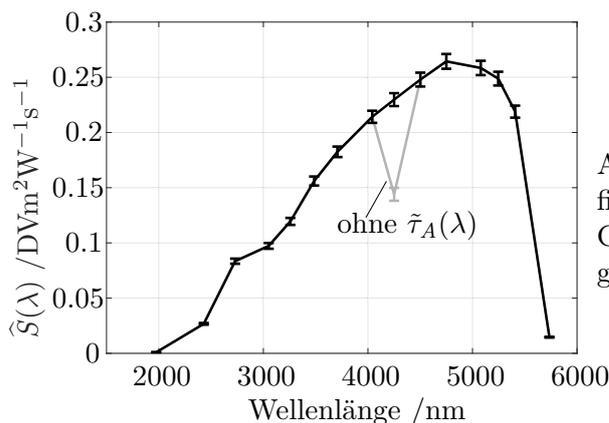


Abbildung 5.20: Berechnete spektrale Empfindlichkeit $\hat{S}(\lambda)$ der ImageIR[®] 8300 hp nach Gleichung 5.12. Die graue Linie zeigt das Ergebnis, wenn $\tilde{\tau}_A(\lambda)$ nicht berücksichtigt wird.

Zur Bestimmung der Messunsicherheit werden die fehlerbehafteten Größen y (z.B. \hat{S}), welche mit den Parametern f_i bestimmt werden, untersucht. Die Gesamtunsicherheit g_u errechnet sich aus der Fortpflanzung der Unsicherheiten der einzelnen Parameter. Für die Unsicherheiten der einzelnen Parameter $u(f_i)$ sind nur die obere f_{i+} und untere f_{i-} Grenze bekannt. Dies entspricht einer sog. Rechteckverteilung und daher muss die Gesamtunsicherheit durch $\sqrt{3}$

geteilt werden [143]:

$$u_g(y) = \sqrt{\frac{1}{3}} \sqrt{\sum_i^{n=1} \left[\frac{\partial y}{\partial f_i} u(f_i) \right]^2} \approx \sqrt{\frac{1}{3}} \sqrt{\sum_i^{n=1} [y(f_i + u(f_i)/2) - y(f_i - u(f_i)/2)]^2} \quad (5.17)$$

Als Näherung der Ableitung $\partial y / \partial f_i$ wird der Differenzenquotient verwendet:

$$\frac{\partial y}{\partial f_i} \approx \frac{y(f_i + u(f_i)/2) - y(f_i - u(f_i)/2)}{u(f_i)}. \quad (5.18)$$

In Tabelle 5.3 sind die Unsicherheiten der einzelnen Parameter aufgelistet. Die Gesamtunsicherheit wird für die jeweiligen fehlerbehafteten Größen mit einem Fehlerbalken (siehe Abbildungen 5.19, 5.20 und 5.22 (b)) dargestellt.

Tabelle 5.3: Unsicherheiten der einzelnen Parameter

Parameter f_i	Unsicherheit $u(f_i)$
Temperatur des BB (600 °C)	+3,5 K
Emissionsgrad des BB	$\pm 0,005$
Transmission der Filter	$\pm 2 \% \tau_i$
Umgebungstemperatur	+2 K
CO ₂ -Gehalt	$\pm 2 \%$
H ₂ O-Gehalt	$\pm 2 \%$

5.2.6 Überprüfung und Validierung der Ergebnisse

Ein Vergleich mit Daten aus der Literatur zeigt, dass die Ergebnisse für die spektrale Empfindlichkeit plausibel sind. Abbildung 5.21 (a) zeigt die relative Empfindlichkeit für einen InSb-Detektor [114], den Transmissionsgrad einer IR-Optik [144] und den Transmissionsgrad eines 5 mm dicken Germanium(Ge)-Fensters [145].

Die Multiplikation des Transmissionsgrads der IR-Optik und der relativen Empfindlichkeit des InSb-Detektors normiert auf das Maximum kann mit der berechneten Empfindlichkeit aus dem vorherigen Abschnitt verglichen werden. Der Vergleich ist in Abbildung 5.21 (b) zu sehen. Die relativen spektralen Empfindlichkeiten stimmen sehr gut überein. Eine perfekte Übereinstimmung darf nicht erwartet werden, da jedes IR-Kamerasystem eine eigene spektrale Empfindlichkeit besitzt (vergleiche Abschnitt 5.1.2).

Das verwendete IR-Objektiv besteht aus einer Kombination aus Germanium und Silizium, welche die untere Grenze der spektralen Empfindlichkeit einer IR-Kamera definiert. Der Transmissionsgrad von Ge zeigt deutlich, dass Ge erst ab ca. 1900 nm IR-Strahlung durchlässt. Die obere Grenze wird vor allem durch das Detektormaterial InSb bestimmt. Die spektrale Empfindlichkeit von InSb ist eine Funktion der Temperatur. Der Detektor der verwendeten IR-Kamera arbeitet bei 77 K (-196,15°C). In der Literatur wird die obere Grenze von InSb bei 80 K 5,5 μm angegeben [146]. Die obere und untere Grenze der berechneten spektralen

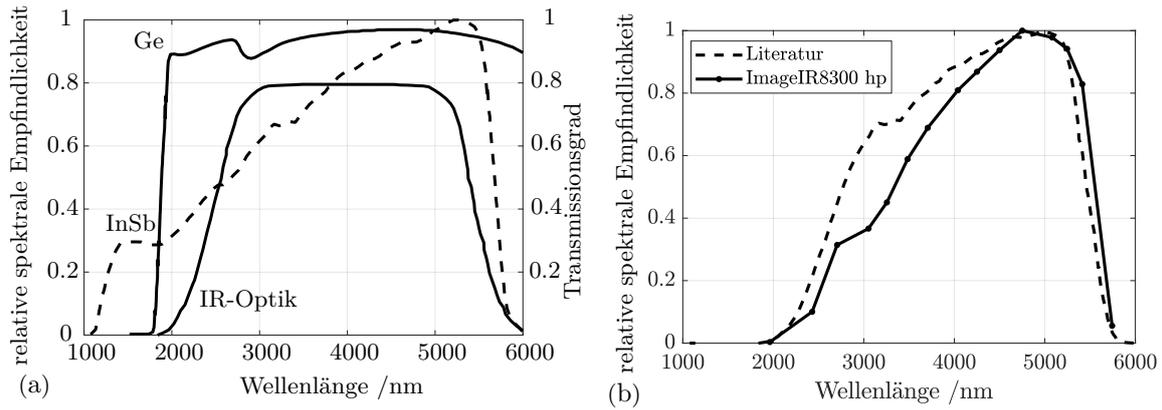


Abbildung 5.21: (a) Relative spektrale Empfindlichkeit eines InSb-Detektors [114], der Transmissionsgrad einer IR-Optik [144] und der Transmissionsgrad von einem 5 mm dicken Germanium(Ge)-Fenster mit Antireflexbeschichtung [145]. (b) Vergleich der relativen spektralen Empfindlichkeiten zwischen ImageIR® 8300 hp und der Literatur (Detektor + Optik).

Empfindlichkeit $\hat{S}(\lambda)$ passen daher sehr gut zu den Angaben aus der Literatur.

Mit Gleichung 5.10 kann nun das Ausgangssignal für eine vorgegebene Integrationszeit und eine Temperatur berechnet werden. Somit ist es möglich, die hinterlegten Kalibrierkurven der IR-Kamera zu berechnen. Es wird überprüft, wie groß die Unterschiede zwischen der berechneten Kalibrierkurve nach Gleichung 5.10 und den hinterlegten Kalibrierkurven der IR-Kamera ImageIR® 8300 hp (siehe Abbildung 5.3) sind.

Abbildung 5.22 (a) zeigt die berechneten und die hinterlegten Kalibrierkurven für verschiedene Integrationszeiten. Für die Berechnung wurden die Temperaturen berücksichtigt, in denen die hinterlegten Kalibrierkurven gültig sind (vergleiche Abbildung 5.3).

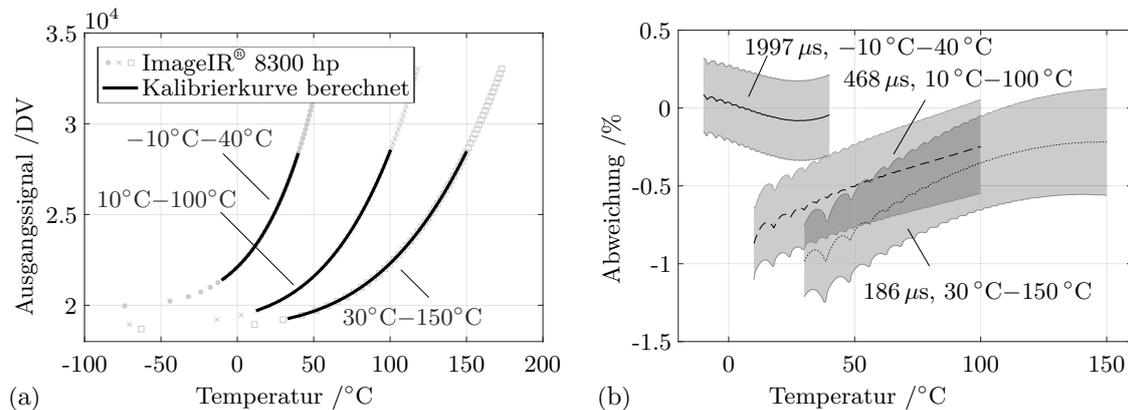


Abbildung 5.22: (a) Vergleich zwischen berechneten Kalibrierkurven nach Gleichung 5.10 und den hinterlegten Kalibrierkurven der IR-Kamera ImageIR® 8300 hp. (b) Prozentuale Abweichung zwischen den berechneten und den hinterlegten Kalibrierkurven.

Abbildung 5.22 (b) zeigt die prozentuale Abweichung zwischen einer vorgegebenen Temperatur T_{vor} und der berechneten Temperatur T_{cal} mittels der hinterlegten Kalibrierkurven. Dafür wird wie folgt vorgegangen:

1. Eine Temperatur T_{vor} wird vorgegeben (aus dem Temperaturbereich, in dem die hinterlegten Kalibrierkurven der IR-Kamera ImageIR® 8300 hp gültig sind).

2. Das Ausgangssignal $S_{out}(T_{vor})$ wird mit Gleichung 5.10 berechnet. $\hat{S}(\lambda)$ entspricht der Interpolation von $\hat{S}_{1,2,\dots,15}$. Für alle Wellenlängen kleiner 1962 nm (Filter 1) und größer 5757 nm (Filter 12) gilt $\hat{S}(\lambda) = 0$.
3. Mit der hinterlegten Kalibrierkurve der IR-Kamera ImageIR[®] 8300 hp wird $T_{cal}(S_{out}(T_{vor}))$ bestimmt.
4. Die prozentuale Abweichung zwischen T_{vor} und T_{cal} wird mit bestimmt.

Für alle drei Kalibrierkurven beträgt die Abweichung ca. $\pm 1\%$, somit liegt die Abweichung vom mathematischen Modell der Kalibrierkurve im Toleranzbereich der IR-Kamera ($\pm 1\%$, siehe Abschnitt IR-Kamera). Aufgrund der geringen Abweichung ist auch eindeutig gezeigt, dass der Detektor eine lineare Kennlinie besitzt (Vereinfachung von Gleichung 5.3 zu Gleichung 5.10).

5.3 Zusammenfassung und Schlussfolgerungen

In Kapitel 5 wurde gezeigt, wie eine IR-Kamera für die Messung der Temperaturverteilung von teiltransparenten Materialien mathematisch modelliert und quantitativ charakterisiert werden kann. Es wurden zwei Fragestellungen, die zu Beginn des 5. Kapitels gestellt wurden, beantwortet.

Die erste Frage bezieht sich auf die mathematische Modellierung von IR-Kameras und wurde in Kapitel 5.1 behandelt. Zunächst wurde erläutert, wie eine IR-Kamera aus der empfangenen Strahlung mittels Kalibrierkurven eine Temperatur bestimmt und wie die Kalibrierkurven mathematisch berechnet werden können. Mit einem virtuellen PT-Experiment an einem teiltransparenten Material im Wellenlängenbereich der IR-Kamera wurden zwei Varianten der mathematischen Modellierung von IR-Kameras verglichen. Variante 1 berücksichtigt ausschließlich das Temperaturfeld und vernachlässigt, dass eine IR-Kamera eigentlich Strahlung misst. Variante 2 berücksichtigt das Strahlungsfeld. Der Vergleich beider Varianten zeigt, dass große Temperaturdifferenzen im Material zu deutlichen Abweichungen der berechneten scheinbaren Temperatur führen. Die Abweichungen steigen mit höheren Temperaturen und Temperaturdifferenzen im Material an. Dabei ergibt sich eine höhere scheinbare Temperatur, wenn diese nach Variante 2 berechnet wird. Bei PT-Experimenten treten die größten Temperaturdifferenzen im Material während der Anregung bzw. der Heizphase auf. Dies bedeutet für die Rekonstruktion von PT-Messdaten mit Variante 1 (vereinfachte Modellierung), dass alle Modellparameter, welche die Heizphase besonders stark beeinflussen, von den realen Werten abweichen können. Diese sind vor allem die absorbierte Energie Q und die Absorptionskoeffizienten α und β . Ausnahmen sind sehr dünne Proben mit verhältnismäßig langer Heizphase, bei denen während der Erwärmung wesentliche Wärmetransportprozesse im Material stattfinden. Hier wird der Temperaturverlauf der scheinbaren Temperatur während der Heizphase zusätzlich von der thermischen Diffusivität und der Tiefe der Fehlstellen beeinflusst. Wenn dies der Fall ist, dann sollte die mathematische Modellierung der IR-Kamera das Strahlungsfeld berücksichtigen. In dieser Arbeit erfolgt die mathematische Modellierung der IR-Kamera nach Variante 1, da zum einen während der Heizphase keine wesentlichen

Wärmetransportprozesse im Material auftreten und zum anderen bei der Rekonstruktion die Energie Q immer ein Fitparameter und die Absorptionskoeffizienten α und β als effektive Absorptionskoeffizienten betrachtet werden. Somit können mögliche Abweichungen dieser Parameter vernachlässigt werden.

Kapitel 5.2 beantwortet die zweite Frage. Die spektrale Empfindlichkeit der in dieser Arbeit eingesetzten IR-Kamera bzw. die Berechnung der hinterlegten Kalibrierkurven der IR-Kamera waren bisher nicht bekannt und wurden daher experimentell bestimmt. Dafür wurde die IR-Kamera vor einen Schwarzkörperstrahler positioniert. In den Strahlengang wurden verschiedene BP-Filter (unterschiedliche Wellenlängenbereiche) gehalten. So konnte die spektrale Empfindlichkeit der IR-Kamera mit 15 Stützstellen über ein mathematisches Modell, welches das Experiment beschreibt, ermittelt werden. Mit der Gleichung zur mathematischen Berechnung der Kalibrierkurven 5.3 wurden die hinterlegten Kalibrierkurven der verwendeten IR-Kamera berechnet und anschließend die Abweichung zueinander bestimmt. Die Abweichungen betragen weniger als 1%, was im Toleranzbereich der verwendeten IR-Kamera liegt (Messgenauigkeit $\pm 1\%$).

6 Ergebnisse und Diskussion

6.1 Ergebnisse — Validierung der mathematischen Modelle

In diesem Kapitel wird die Validierung der semi-analytischen und numerischen Modelle dargestellt und diskutiert. Hierfür werden mittels der 1D-semi-analytischen Modelle die optischen Eigenschaften von Neutraldichtefiltern (ND-Filtern) bestimmt und mit spektroskopisch gemessenen Werten verglichen. Die numerischen Modelle werden an simulierten und experimentellen PT-Messdaten validiert. Der Ablauf der Versuchsdurchführung ist in Kapitel 4.6 beschrieben.

Die in den Abschnitt 6.1.2 gezeigten Ergebnisse (Überprüfung des 2D-Modells) wurden bereits in [92] veröffentlicht und werden hier größtenteils wie in [92] besprochen wiedergegeben.

6.1.1 Überprüfung des Ausgangsmodells an ND-Filtern

Abbildung 6.1 zeigt die experimentellen Messdaten der MWIR- und der LWIR-Kamera von den PT-Experimenten an der NINIR20A-Probe in T-Konfiguration (TUB) und die simulierten Daten des $1L1\alpha1\beta$ -Modells. Die simulierten Daten weisen eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten auf, dabei betragen die Residuen weniger als 2% (berechnet nach Gleichung 4.49). Die gemessenen Temperaturdifferenzen weisen einen deutlichen Unterschied zwischen der MWIR-Kamera und der LWIR-Kamera auf, wobei die MWIR-Kamera höhere Messwerte verzeichnet. Dieser Unterschied ist auf einen unterschiedlichen Emissionsgrad für den MWIR- und den LWIR-Bereich zurückzuführen. Die Messdaten zeigen, dass für dieses Material der Emissionsgrad im MWIR-Bereich höher liegt als im LWIR-Bereich. Aus Abbildung 6.1 (b) ist zu erkennen, dass dieses Material teiltransparent ist, da die Temperaturerhöhung sofort bei $t > 0$ beginnt (vergleiche Kapitel 4.4.4). Die experimentellen PT-Messdaten in R-Konfiguration zeigen ebenfalls, dass die MWIR-Kamera eine höhere Temperaturdifferenz im Vergleich zur LWIR-Kamera misst (siehe Abbildung 6.2). Während die Temperaturdifferenzen der MWIR- und LWIR-Kamera in der T-Konfiguration den gleichen Kurvenverlauf zeigen, unterscheiden sich die Verläufe in der R-Konfiguration. Nach dem Abschalten des Lasers, $t > 0,075$ s, knicken die Kurven unterschiedlich stark ab. Der Kurvenverlauf der MWIR-Daten knickt weniger stark ab und eine leichte Rundung im Bereich zwischen $t = 0,08$ s und $t = 0,3$ s ist zu erkennen. Dies deutet darauf hin, dass das Material für die MWIR-Kamera teiltransparenter als für die LWIR-Kamera ist.

Die Ergebnisse der angepassten optischen und thermischen Parameter (Ergebnisse der Fits)

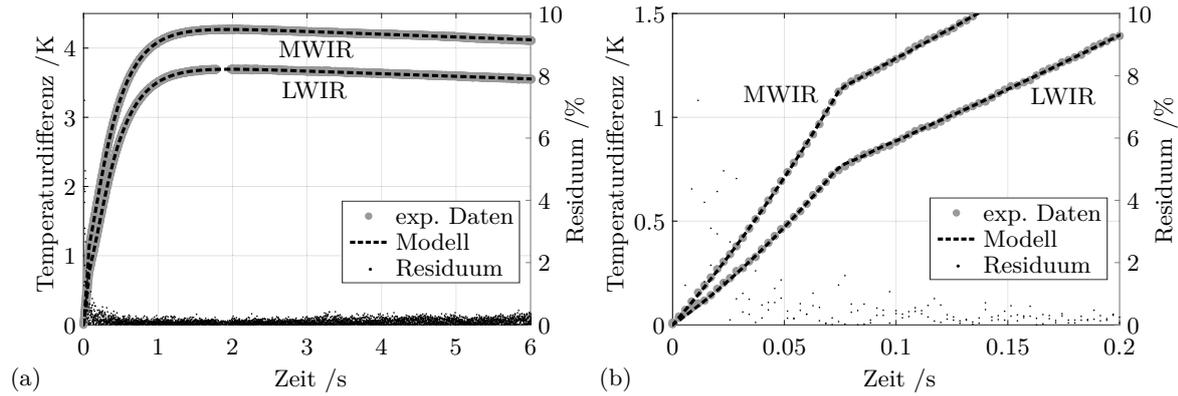


Abbildung 6.1: (a) zeigt experimentelle Daten von PT-Experimenten an der NINIR20A-Probe in T-Konfiguration. (b) zeigt eine Detailansicht aus (a). Die gestrichelte Linie zeigt das Ergebnis des angepassten $1L1\alpha1\beta$ -Modells. Tabelle 6.1 zeigt die Ergebnisse der Fitparameter.

sind in Tabelle 6.1 aufgelistet. Der effektive Absorptionskoeffizient $\beta_{\text{Trans/Ref}}$ zeigt, dass das Material für die MWIR-Kamera deutlich teiltransparenter ist, da β für die MWIR-Kamera deutlich kleiner ist als für die LWIR-Kamera. Für die LWIR-Kamera beträgt $\beta > 40000 \text{ m}^{-1}$. Dies bedeutet, dass das Material als opak im LWIR-Bereich angenommen werden kann ($\beta \times L > 30$, siehe Abbildung 2.7), somit können die LWIR-Messdaten auch mit einem $1L1\alpha$ -Modell ausgewertet werden (β wird nicht berücksichtigt). Für die MWIR-Daten muss β berücksichtigt werden ($\beta \times L \approx 8$). Ein Vergleich zwischen den angepassten $\alpha_{\text{Trans/Ref}}$ und den gemessenen α_{Spekt} Absorptionskoeffizienten zeigt, dass das $1L1\alpha1\beta$ -Modell zur Bestimmung der optischen Eigenschaften geeignet ist, da die Abweichungen kleiner als 5% sind. Die Diffusivität für die einzelnen Materialien können in T- und in R-Konfiguration sehr genau bestimmt werden, wobei die Abweichung zwischen D_{Trans} und D_{Ref} kleiner 3% beträgt. Ein Vergleich mit den Angaben des Herstellers [83–85] ($D = (5,0 \pm 0,5)10^{-7} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$) zeigt, dass die Diffusivitäten im Toleranzbereich liegen.

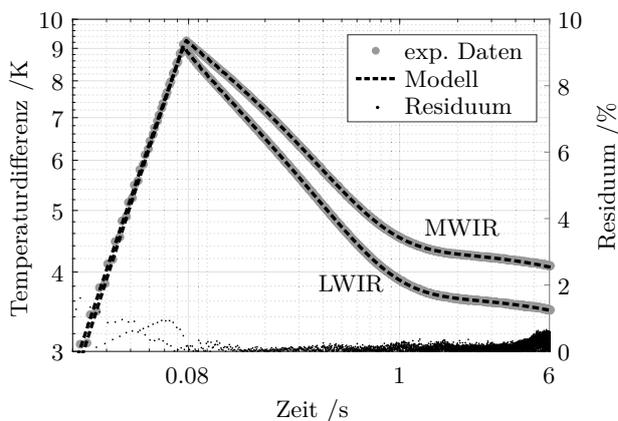


Abbildung 6.2: Experimentelle Daten von PT-Experimenten an der NINIR20A-Probe in R-Konfiguration. Die gestrichelte Linie zeigt das Ergebnis des angepassten $1L1\alpha1\beta$ -Modells. Die angepassten Parameter sind in Tabelle 6.1 aufgelistet.

Insgesamt zeigt die Auswertung der PT-Messdaten an den ND-Filtern, dass das 1D-Modell hervorragend geeignet ist, optische und thermische Materialparameter in Transmission und in Reflexion zu bestimmen.

Tabelle 6.1: Ergebnisse für vier verschiedene ND-Filter vom Typ KG2 und KG3. Der Absorptionskoeffizient $\alpha_{Spekt.}$ gilt für den Wellenlängenbereich des Lasers $\lambda = 935 \text{ nm}$. *Die Absorptionskoeffizienten β_{Refl} und β_{Trans} können bei der Auswertung der LWIR-Daten stark schwanken und haben nahezu keinen Einfluss auf α . Für die Auswertung von MWIR-Daten muss β berücksichtigt werden. Die Ungenauigkeit für $\alpha_{Refl, Trans}$ beträgt $\pm 30 \text{ m}^{-1}$ und für $D_{Refl, Trans}$ $\pm 0.02 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. **Ungenauigkeit $\pm 200 \text{ m}^{-1}$

Kamera	Filter	$\alpha_{Spekt.}$ m^{-1}	α_{Trans} m^{-1}	α_{Refl} m^{-1}	β_{Trans} m^{-1}	β_{Refl} m^{-1}	D_{Trans} $\text{m}^2 \text{ s}^{-1}$	D_{Refl} $\text{m}^2 \text{ s}^{-1}$
MWIR	IR20A	2745	2721	2694	6520**	6950**	4,66E-7	4,71E-7
LWIR	IR20A	2745	2655	2674	>40000*	>40000*	4,65E-7	4,68E-7
LWIR	IR13A	2801	2714	2715	>40000*	>40000*	4,60E-7	4,61E-7
LWIR	IR06A	1122	1034	1056	>40000*	>40000*	4,75E-7	4,73E-7
LWIR	IR04A	1100	1091	1090	>40000*	>40000*	5,19E-7	5,20E-7

6.1.2 Überprüfung der numerischen 1D- und 2D-Modelle

Um sicher zu stellen, dass das numerische Modell zur Rekonstruktion von experimentellen Daten verwendet werden kann, werden im folgenden Kapitel die numerischen Modelle aus Kapitel 4.4.3 validiert. Das numerische 1D-Modell wird dabei an dem semi-analytischen 1D-1L1 α 1 β -Modell überprüft, während das 2D-Modell an experimentellen Daten validiert wird. Das verwendete Setup und die Art der Datenauswertung sind in Kapitel 4.6 beschrieben.

1D-Modell

Abbildung 6.3 (a) zeigt die Temperaturdifferenz für das semi-analytische (Punkte) und das numerische Modell (Linie) jeweils mit $\beta = 3500 \text{ m}^{-1}$ und $\beta = \infty$. Aus dieser Abbildung ist kein Unterschied zwischen den Modellen ersichtlich. Abbildung 6.3 (b) stellt die prozentuale Abweichung zwischen dem analytischen und dem numerischen Modell dar. Die Abweichung beträgt über die komplette Zeitachse weniger als 0.5 %. Die Schwingungen zwischen $0.4 \text{ s} < t < 2 \text{ s}$ resultieren aus der numerischen inversen Laplace-Transformation. Diese sind somit von dem Algorithmus der numerischen inversen Laplace-Transformation abhängig und nicht durch die numerische Simulation bedingt.

2D-Modell Abbildung 6.4 (a) zeigt ein gemessenes Thermogramm (Stahlprobe, siehe Abbildung 4.2) 2 s nach dem Start der Anregung ($t = 2 \text{ s}$), Abbildung 6.4 (b) zeigt das Ergebnis der Rekonstruktion der experimentellen PT-Daten mit dem 2D-Modell ($T(y, x, z = 0) = T(x, z = 0)$) zum Zeitpunkt $t = 2 \text{ s}$ (simuliertes Thermogramm). Die Starttemperatur der Stahl-Probe wurde subtrahiert (die Stahl-Probe befand sich im thermischen Gleichgewicht mit der Umgebung). Ein inhomogener Temperaturanstieg ist zu erkennen, der durch einen Wärmestau oberhalb der Nut verursacht wird. Da in der Simulation kein Rauschen berücksichtigt wird, verlaufen die Temperaturdifferenzen glatt. Die drei im Thermogramm dargestellten Punkte dienen zur Orientierung:

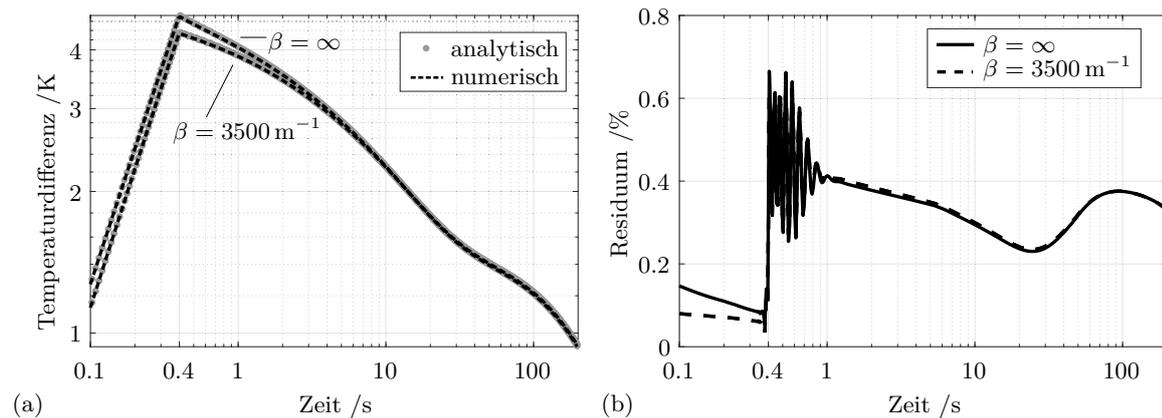


Abbildung 6.3: (a) Temperaturdifferenzen, berechnet nach mit semi-analytischen und mit dem numerischen $1L1\alpha1\beta$ -Modell. (b) Residuen zwischen dem numerischen und dem semi-analytischen Modell nach Gleichung 4.49.

- Blauer Kreis: Koordinate über dem Mittelpunkt der Nut
- Rotes Quadrat: Koordinate über dem Rand der Nut
- Grünes Dreieck: Koordinate bei $x = w$, hier $w = 10$ mm)

Die Orientierungspunkte werden in diesem Abschnitt sowie in Kapitel 6.3 berücksichtigt.

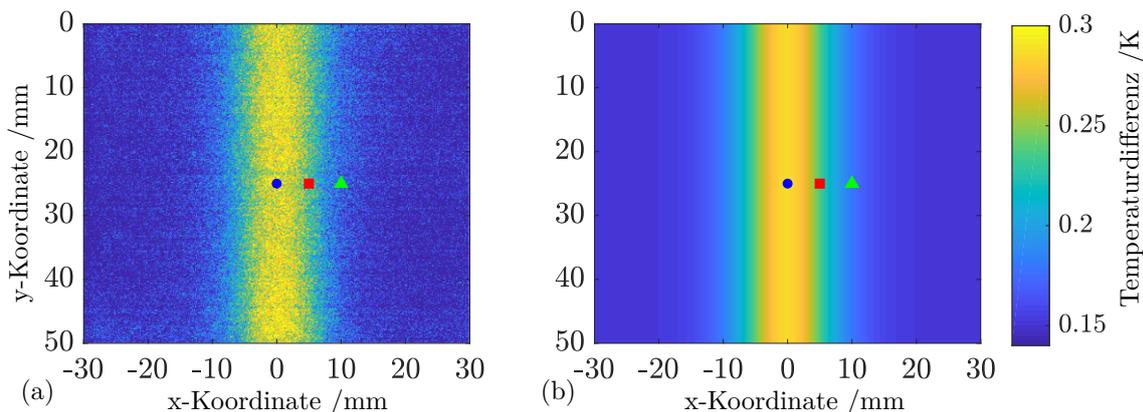


Abbildung 6.4: Thermogramm bei 2 s nach Beginn der Anregung, (a) experimentelle Daten, (b) numerische Daten. Der blaue Kreis, das rote Quadrat und das grüne Dreieck dienen zur Orientierung. Die Farbskala gilt für beide Thermogramme. Ein Foto der ist in Abbildung 4.2 zu sehen. *Reproduziert von [92], mit Genehmigung von AIP Publishing.*

Aus der Seitenansicht der simulierten Daten (Abbildung 6.5 (a)) ist zu erkennen, dass das Material oberhalb der Nut komplett durchgewärmt ist, somit wird die Wärme in der Nähe der Nut durch Wärmeleitung zur Seite hin abgeleitet. Abbildung 6.5 (b) zeigt den Vergleich zwischen den experimentellen und den simulierten Daten ($t = 2$ s) für die x-Koordinaten bei $y = 25$ mm (Mitte der Probe). Die experimentellen Daten stammen von nur einer Pixelline des Detektors. Da der Temperaturanstieg sehr gering ist (< 300 mK), fällt das Rauschen der Kamera (NETD = 20 mK) deutlich auf. Das numerische Modell beschreibt das Experiment innerhalb dieses Zeitschrittes sehr genau.

Als nächstes wird die zeitliche Entwicklung der Temperatur verglichen. In Abbildung 6.6 ist die Temperaturentwicklung für die drei Orientierungspunkte aus Abbildung 6.4 dargestellt.

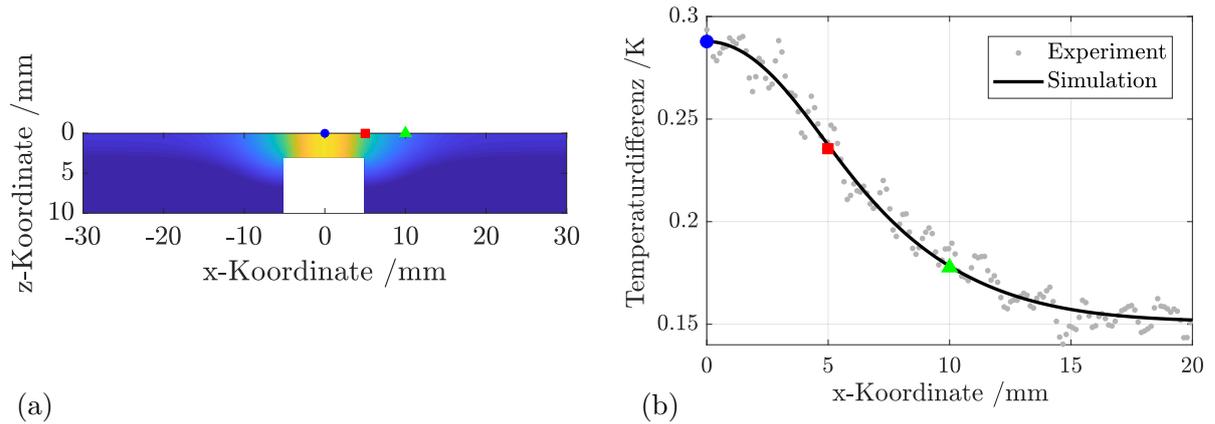


Abbildung 6.5: (a) Seitenansicht der simulierten Daten (Temperaturverteilung) bei $t = 2$ s, die Farbskala entspricht der Skala aus Abbildung 6.4. (b) zeigt den direkten Vergleich zwischen den experimentellen und den numerischen Daten für die x-Koordinaten bei $y = 25$ mm. Der blaue Kreis, das rote Quadrat und das grüne Dreieck dienen zur Orientierung. *Reproduziert von [92], mit Genehmigung von AIP Publishing.*

Die Zeit- und die Temperaturdifferenzachse entsprechen einer logarithmischen Skala. Die grauen Punkte beschreiben die experimentellen Daten eines einzelnen Pixels der IR-Kamera.

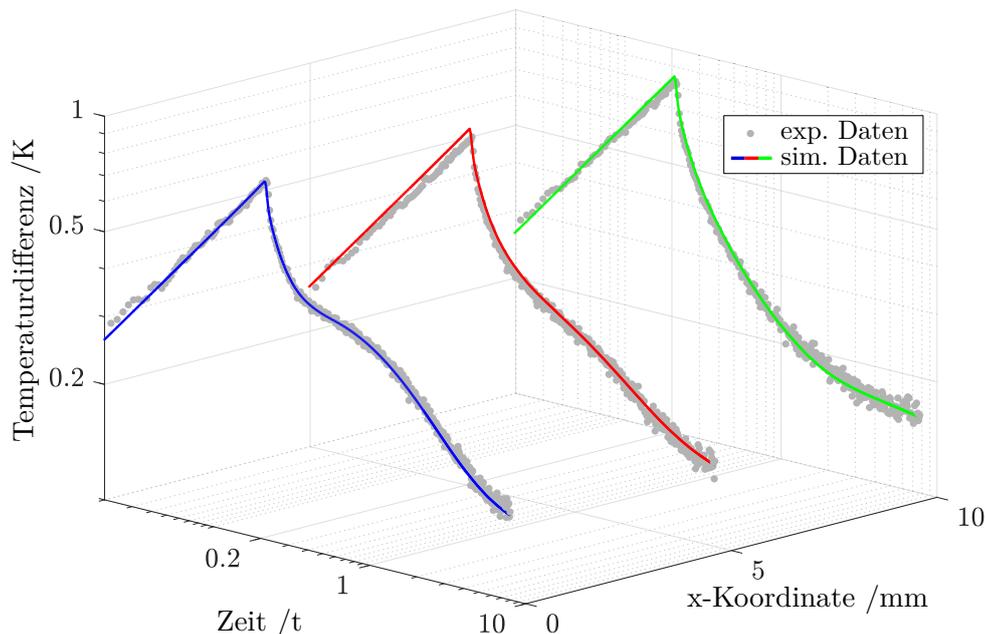


Abbildung 6.6: Temperaturentwicklung für die drei verschiedenen Orientierungspunkte. Die grauen Punkte (jeweils nur ein Pixel) sind die experimentellen Daten, die durchgezogenen Linien entsprechen den numerischen Daten. *Reproduziert von [92], mit Genehmigung von AIP Publishing.*

Während der Anregung steigt die Temperatur der Probe mit $1/\sqrt{t}$ an, was einem linearen Anstieg in der doppelt logarithmischen Skala entspricht. Danach sinkt die Temperaturdifferenz. Der Temperaturverlauf für den Punkt über der Mitte der Nut (blaue Linie) weist eine Biegung nach einigen Zehntelsekunden auf, welche durch die langsamere Abkühlung (Wär-

mestau) des Materials verursacht wird. Diese Biegung ist für die rote Linie (Rand der Nut) noch leicht sichtbar, jedoch nicht mehr für die grüne Linie (Punkt im ungestörten Bereich). Ab ca. $t = 5$ s ist die Probe durchgewärmt und die thermischen Verluste bestimmen den weiteren Temperaturverlauf. Die simulierten Temperaturen stimmen mit den experimentell gemessenen Temperaturen äußerst präzise (Residuen $< 2\%$) überein.

Abbildung 6.7 (a) zeigt den thermischen Kontrast

$$C(x) = \frac{T(t, x) - T(t = 0, x)}{T_{sound}(t) - T_{sound}(t = 0)} \quad (6.1)$$

direkt über der Nut bei $x = 0$ für die experimentellen und die simulierten Daten. T_{sound} beschreibt die Temperatur im ungestörten Bereich (ohne Fehlstelle) bei $x = 20$ mm.

Abbildung 6.7 (a) zeigt den thermischen Kontrast für die experimentellen und die simulierten Daten. Die absolute Differenz zwischen dem experimentellen und dem simulierten thermischen Kontrast beträgt $< 0,003$ K und wird in Abbildung 6.7(b) dargestellt. Die absolute Differenz liegt für jeden Zeitpunkt unterhalb der NETD der IR-Kamera.

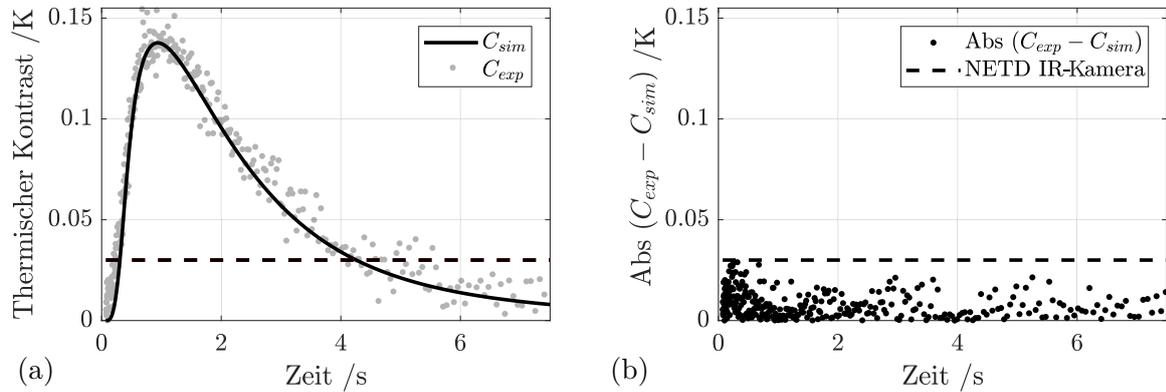


Abbildung 6.7: (a) Der thermische Kontrast C_i , berechnet aus den experimentellen Daten ($i = exp$) und den simulierten Daten ($i = sim$), die gestrichelte Linie zeigt das NETD der IR-Kamera. (b) Die absolute Differenz des experimentellen und des numerischen thermischen Kontrastes. *Reproduziert von [92], mit Genehmigung von AIP Publishing.*

Auch hier zeigt die gute Übereinstimmung zwischen dem experimentellen und dem simulierten thermischen Kontrast deutlich, dass das numerische Modell das PT-Experiment sehr gut beschreibt.

6.2 Ergebnisse — Quantifizierung von Materialeigenschaften in verschiedenen Messkonfigurationen

Im vorherigen Kapitel wurde das 1D-Modell an ND-Filtern erfolgreich validiert. Nun werden 1D-Modelle an teiltransparentem GFK (heterogenes Material) getestet, um zu überprüfen, wie gut Messdaten von PT-Experimenten an teiltransparenten GFK-Proben mit 1D-Modellen rekonstruiert werden können. Dafür werden mit 1D-Modellen die Materialparameter der

GFK-Nanolam-Probe in verschiedenen PT-Konfigurationen bestimmt. Die Versuchsdurchführung ist in Kapitel 4.7.1 beschrieben.

Die in den Abschnitten 6.2.1 bis 6.2.4 gezeigten Ergebnisse wurden bereits in [89] veröffentlicht und werden hier größtenteils wie in [89] besprochen wiedergegeben.

6.2.1 Probekörper mit vorderseitiger Beschichtung

Abbildung 6.8 zeigt die experimentellen Daten für die RVB- und TVB-Konfigurationen, sowie das Ergebnis der Modelle, welche die experimentellen Daten am besten rekonstruiert haben und die jeweiligen Residuen. Das O2LR-Modell wurde für die RVB-Konfiguration, das O1L-Modell für die TVB-Konfiguration verwendet. In der R-Konfiguration steigt die Temperatur auf der Vorderseite während der Erwärmung linear in der doppelt-logarithmischen Darstellung an (siehe Abbildung 6.8 (a)). Nach dem Abschalten des Lasers fällt die Temperatur zunächst sehr schnell ab, gefolgt von einem linearen Temperaturabfall ($t = 0,5\text{ s}$ bis $t = 10\text{ s}$) mit $1/\sqrt{t}$. Der Zeitpunkt, an dem das lineare Abklingen aufhört, wird durch die Probendicke beeinflusst. In T-Konfiguration steigt die Oberflächentemperatur nach dem Aufheizen vergleichsweise langsam an und entspricht dem klassischen Temperaturanstieg, wie er aus der Parker-Methode [39] bekannt ist, mit Ausnahme des Temperaturabfalls durch die thermischen Verluste, die dort vernachlässigt werden. Die Zeitskala des Temperaturanstiegs hängt von der Probendicke und deren Temperaturleitfähigkeit ab.

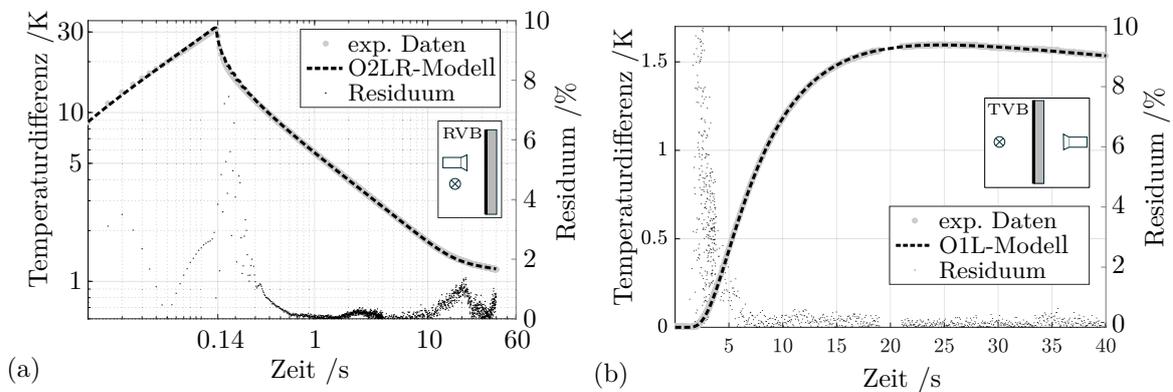


Abbildung 6.8: Experimentell bestimmte Oberflächentemperaturerhöhung für den VR-Probekörper in Reflexions- (a) und Transmissionskonfiguration (b) (graue Punkte). Die gestrichelten Linien zeigen die Anpassungsergebnisse unter Verwendung des O2LR-Modells (a) und des O1L-Modells (b). Die schwarzen Punkte zeigen die Residuen zwischen den experimentellen Daten und den Ergebnissen der semi-analytischen Modelle (ab $t = 4\text{ s}$ ist nur noch jeder zehnte Punkt gezeigt). *Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [89] ©(2018).*

Für beide Konfigurationen passen die Ergebnisse der analytischen Modelle sehr gut zu den experimentellen Daten. Für die TVB-Konfiguration ist ein Unterschied zwischen dem O2LR-Modell und dem O1L-Modell nicht erkennbar; doch für die RVB-Konfiguration ergeben sich

mit dem O2LR-Modell bessere Übereinstimmungen mit den experimentellen Daten. Abbildung 6.9 zeigt eine vergrößerte Ansicht der Heizphase aus Abbildung 6.8 (a). Zusätzlich ist das Ergebnis des O1L-Modells zu sehen, das nicht optimal zu den experimentellen Daten während der Heizphase passt. Die ermittelte Diffusivität beträgt $D_{O1L} = (1,92 \pm 0,03)10^{-7} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$. Das Ergebnis des komplexeren O2LR-Modells hat eine deutlich bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Die ermittelte Diffusivität beträgt $D_{O2LR} = (1,73 \pm 0,03)10^{-7} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$. Dies lässt darauf schließen, dass die Graphitschicht im Modell nicht vernachlässigt werden darf.

Die fehlenden Datenpunkte in Abbildung 6.8 (b) um $t = 20 \text{ s}$ resultieren aus einem Datenübertragungsfehler von IR-Kamera zum Computer, was jedoch keinen Einfluss auf das Datenauswerteverfahren hat.

Wie bereits oben erwähnt, sind die Residuen zwischen dem semi-analytischen 1D-Modell und den experimentellen Daten ebenfalls in Abbildung 6.8 dargestellt. Die kleinen Schwingungen der semi-analytischen Lösung zu Beginn des Temperaturabfalls in Abbildung 6.8 (a) sind durch die numerische inverse Laplace-Transformation bedingt. Für beide Konfigurationen liegen die Residuen für $t > 5 \text{ s}$ deutlich unter 2%.

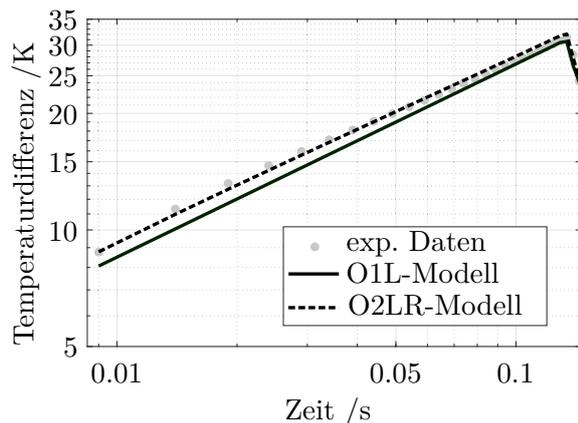


Abbildung 6.9: Detailansicht der experimentellen Daten aus Abbildung 6.8. *Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [89] ©(2018).*

Die Auswertung der O1L- und O2LR-Modelle in TVB-Konfiguration zeigt, dass der Einfluss der Graphitschicht in TVB-Konfiguration in den experimentellen Daten nicht erkennbar ist. Die Ergebnisse der Diffusivitäten sind für beide Modelle gleich. Tabelle 6.2 fasst die Fit-Ergebnisse für die Diffusivität in den VB-Proben zusammen. Die angegebenen Fehler stehen im Zusammenhang mit der Ungenauigkeit der Dickenmessung der Probe.

Tabelle 6.2: Gefittete Diffusivitäten mit verschiedenen semi-analytischen Modellen für den VB-Probekörper

Modell	Konfiguration	$D / 10^{-7} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$
O1L	RVB	$1,92 \pm 0,03$
O2LO	RVB	$1,73 \pm 0,03$
O1L	TVB	$1,82 \pm 0,03$
O2LO	TVB	$1,82 \pm 0,03$

6.2.2 Unbeschichteter Probekörper

Die Temperaturentwicklungen für den UB-Probekörper sind in Abbildung 6.10 zusammen mit den besten Fit-Ergebnissen des 1L1 α -Modells und den Residuen dargestellt. Die Temperaturentwicklung zeigt deutlich, dass diese Probe für die Wellenlänge des Lasers semitransparent ist. In der RUB-Konfiguration ist der Temperaturabfall nach der Erwärmung (in doppelt-logarithmischer Darstellung) nicht mehr linear. In der TUB-Konfiguration erwärmt sich die Oberfläche sofort mit Beginn der Anregung. Diese beiden Effekte werden durch die direkte Erwärmung des Volumens des Probenmaterials während der Anregung verursacht.

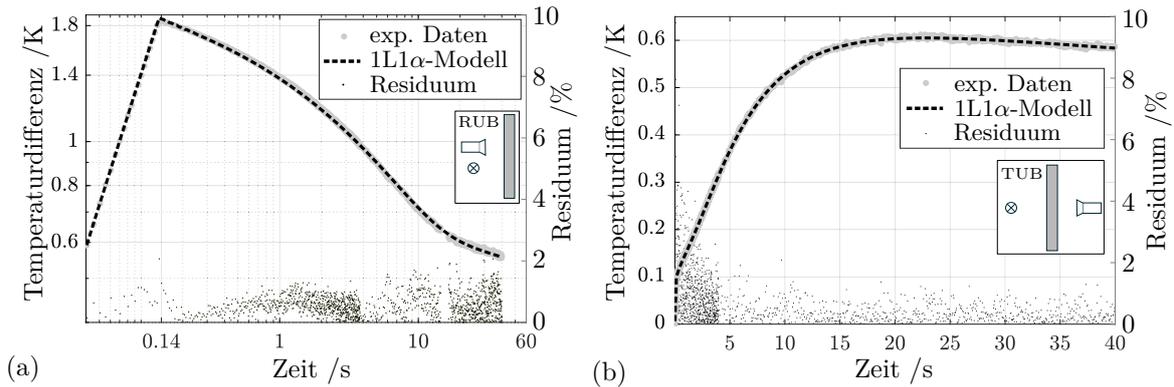


Abbildung 6.10: Experimentelle Daten der PT-Experimente an UB-Probe in Reflexions- (a) und in Transmissionskonfiguration (b) (graue Punkte). Die gestrichelten Linien zeigen die Fit-Ergebnisse unter Verwendung des 1L1 α -Modells (a) und des 1L1 α -Modells (b). Die schwarzen Punkte zeigen die Residuen zwischen den experimentellen Daten und den Ergebnissen der semi-analytischen Modelle (ab $t = 4$ s ist nur noch jeder zehnte Punkt gezeigt). *Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [89] ©(2018).*

In beiden Konfigurationen stimmen die Ergebnisse des analytischen Modells sehr gut mit den experimentellen Daten überein. Die resultierenden Fitparameter sind in Tabelle 6.3 zusammengestellt. Die Verwendung des 1L2 α -Modells (zwei Absorptionskoeffizienten) verbessert die Ergebnisse für beide Konfigurationen nicht. Der zweite Absorptionskoeffizient konvergiert zu $\alpha_2 = 0 \text{ m}^{-1}$ und der Gewichtungsfaktor zu $f_1 = 1$, während α_1 auf den gleichen Wert wie für das 1L1 α -Modell konvergiert. Dies deutet darauf hin, dass die Absorption der monochromatischen Anregungsquelle (Laser) durch einen einzigen Absorptionsparameter gut beschrieben werden kann.

Tabelle 6.3: Gefittete Diffusivitäten und effektive Absorptionskoeffizienten mit verschiedenen semi-analytischen Modellen für den UB-Probekörper

Modell	Konfiguration	$D / 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$	α_1 / m^{-1}	α_2 / m^{-1}	f_1 / m^{-1}
1L1 α	RUB	$1,73 \pm 0,03$	1020 ± 10	-	-
1L2 α	RUB	$1,73 \pm 0,03$	1020 ± 10	0	1
1L1 α	TUB	$1,80 \pm 0,03$	1032 ± 13	-	-
1L2 α	TUB	$1,80 \pm 0,03$	1032 ± 13	0	1

6.2.3 Probekörper mit rückseitiger Beschichtung

Abbildung 6.11 zeigt die Temperaturentwicklungen für den RB-Probekörper, sie stellt die experimentellen Daten zusammen mit den Ergebnissen des analytischen Modells 1L2 α O (a), 2L2 α OR (b) und den Residuen dar. In der RRB-Konfiguration (a) erscheint die Temperaturentwicklung wie in der RUB-Konfiguration und es gibt keinen offensichtlichen qualitativen Hinweis auf die Beschichtung der Rückseite. In der TRB-Konfiguration ist der Einfluss der Beschichtung jedoch eindeutig erkennbar. Die Temperatur der Rückseite steigt während der Heizphase rasch an, verursacht durch die direkte Absorption des durchgelassenen Lichts an der beschichteten Oberfläche. Nach Abschalten des Lasers sinkt die Temperatur aufgrund der Diffusion der Wärme im Material schnell ab. Der anschließende erneute Temperaturanstieg nach der Temperaturabsenkung resultiert aus der Diffusion der Wärme, welche von der Vorderseite kommt.

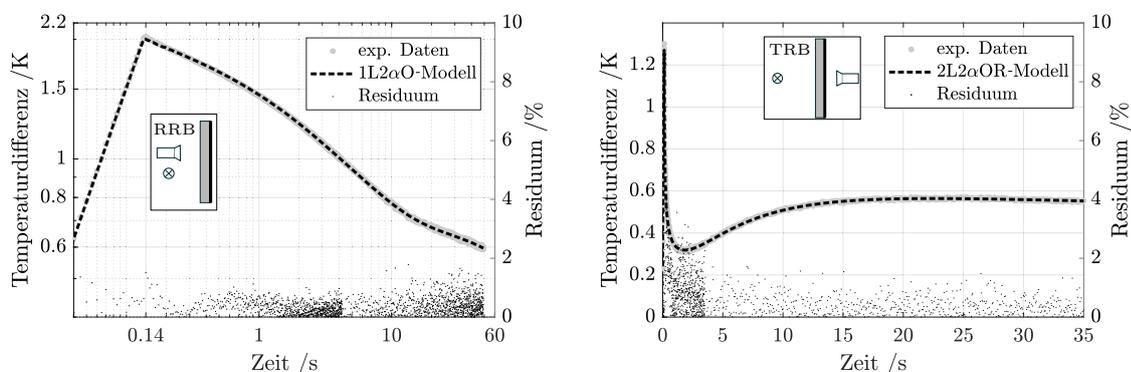


Abbildung 6.11: Experimentelle Daten der PT-Experimente an dem RB-Probekörper in Reflexions- (a) und in Transmissionskonfiguration (b) (graue Punkte). Die gestrichelten Linien zeigen die Anpassungsergebnisse unter Verwendung des 1L2 α O-Modells (a) und des 2L2 α OR-Modells (b). Die schwarzen Punkte zeigen die Residuen zwischen den experimentellen Daten und den Ergebnissen der semi-analytischen Modelle (ab $t = 4$ s ist nur noch jeder zehnte Punkt gezeigt). *Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [89] ©(2018).*

Bevor die Fit-Ergebnisse diskutiert werden, muss die Wärmeverteilung des Materials auf der beschichteten Rückseite der Probe näher betrachtet werden. Abbildung 6.12 (a) zeigt eine Nahaufnahme der Probe. Dabei ist die Probe teilweise mit Graphit beschichtet. Abbildung 6.12 (b) und (c) zeigen Thermogramme, die während der Erwärmung (0,1 s nach Beginn der Heizphase) in TRB-Konfiguration aufgezeichnet wurden. Das linke Thermogramm (b) ist so skaliert, dass der Kontrast im unbeschichteten Bereich zu erkennen ist. Die Temperatur ist gleichmäßig verteilt, was für ein homogenes Material spricht. Das rechte Thermogramm ist so skaliert, dass es den Kontrast im beschichteten Bereich zeigt. Eine Art Wabenstruktur ist nun sichtbar. Die Form der wärmeren Bereiche lässt vermuten, dass es sich dabei um die Bereiche handelt, in denen sich die Glasfasern befinden. Durch diese Bereiche gelangt mehr Strahlung durch die Probe und erwärmt direkt die Beschichtung auf der Rückseite.

Abbildung 6.13 zeigt die experimentellen Ergebnisse der TRB-Konfiguration zusammen mit den angepassten Ergebnissen verschiedener analytischer Modelle. Mit dem einfacheren 1L1 α O-

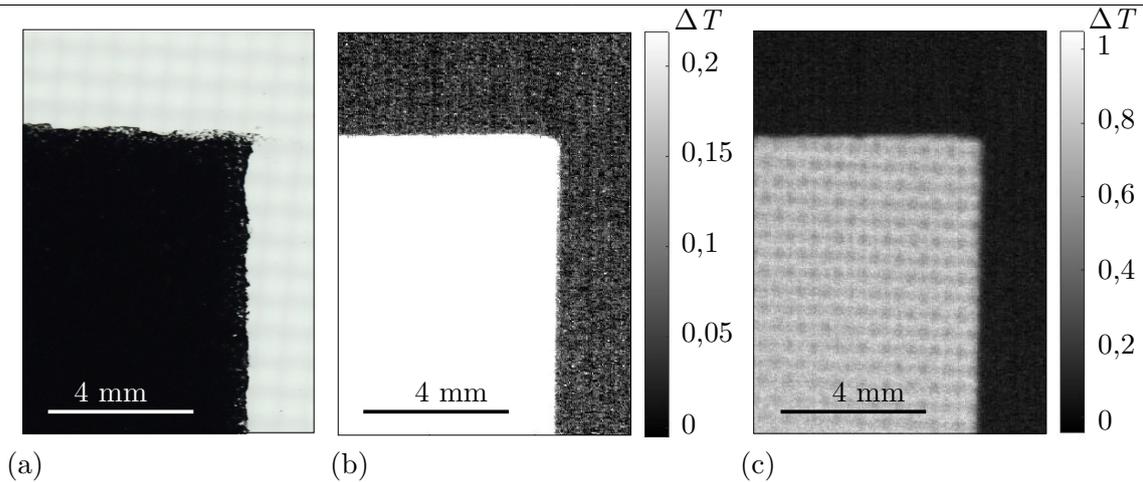


Abbildung 6.12: (a) Foto der beschichteten Probe. Die schwarze Fläche ist eine dünne Graphitschicht. (b) zeigt ein Thermogramm, das während der Erwärmung (0,1 s nach Beginn der Heizphase) in TRB-Konfiguration aufgenommen wurde. (c) dasselbe Thermogramm wie (b), nun so skaliert, dass der Kontrast im beschichteten Bereich zu sehen ist. *Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [89] ©(2018).*

Modell ist es nicht möglich, die Temperaturentwicklung richtig zu beschreiben (gestrichelte Linie in Abbildung 6.13). Die resultierende Diffusivität von $D_{1L1\alpha O} = 1,13 \times 10^{-7} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ weicht signifikant von den Ergebnissen der anderen Konfigurationen ab. Die Verwendung des komplexeren 2L1 α OR-Modells verbessert das Ergebnis nicht (hier nicht gezeigt), und auch bei dem 1L2 α O-Modell stimmt die resultierende Temperaturentwicklung nicht mit den experimentellen Daten überein (hier nicht gezeigt). Wird hingegen das 2L2 α OR-Modell verwendet, können die experimentellen Daten rekonstruiert werden. Dies ist plausibel, da das Thermogramm in Abbildung 6.12 (c) zeigt, dass das Material unterschiedlich stark absorbiert. Es ist zu beachten, dass die genauen Werte für α_1 , α_2 und f_1 in gewissem Umfang von den Startwerten abhängen. Daher wurden Startwerte verwendet, welche nahe an den Ergebnissen der unbeschichteten Probe liegen ($\alpha_A = 1000 \text{ m}^{-1}$, $\alpha_B = 0 \text{ m}^{-1}$, $f_\alpha = 1$). Die Ergebnisse der verschiedenen Modelle sind in Tabelle 6.4 zusammengestellt.

Für die RRB-Konfiguration können die experimentellen Daten mit dem 1L1 α O-Modell rekonstruiert werden, jedoch weicht die ermittelte Diffusivität $D_{1L1\alpha O} = 1,25 \times 10^{-7} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ stark von den zuvor ermittelten Werten ab (siehe Tabelle 6.4). Dies ergibt Sinn, da die Auswertung der TRB-Messdaten gezeigt hat, dass die Absorption aufgrund der Wabenstruktur nicht mit einem α beschrieben werden kann. Wenn das 2L2 α OR-Modell verwendet wird, das für die Auswertung der TRB-Messdaten verwendet wurde, kann die Diffusivität bestimmt werden (siehe Tabelle 6.4). Es hat sich herausgestellt, dass die Diffusivität auch mit einem 1L2 α O-Modell für die RRB-Konfiguration bestimmt werden kann. Dies bedeutet, dass die Modellierung der Beschichtung und der thermische Übergangswiderstand vernachlässigt werden können. Wie bei der TVB-Konfiguration befindet sich die Beschichtung auf der gegenüberliegenden Seite der Temperaturmessung. Der Einfluss der Beschichtung und des thermischen Übergangswiderstands sind aus den Messdaten nicht zu erkennen.

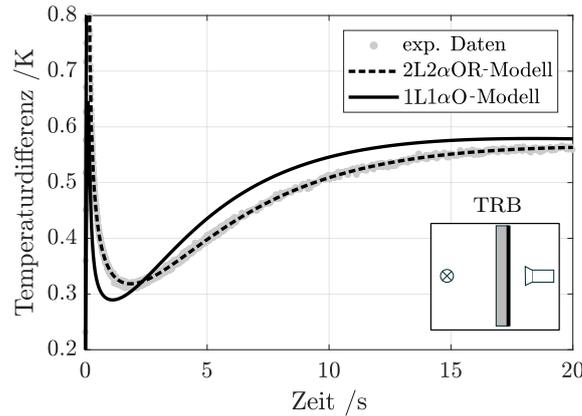


Abbildung 6.13: Detailansicht der experimentellen Daten aus Abbildung 6.11 (b), des Fit-Ergebnisses des 1L1 α O-Modells (gestrichelte Linie) und des 2L2 α OR-Modells (durchgezogene Linie). Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [95] ©(2018).

Tabelle 6.4: Gefittete Diffusivitäten und effektive Absorptionskoeffizienten mit verschiedenen semi-analytischen Modellen für den RB-Probekörper. *Diese Werte hängen von den Startwerten der jeweiligen Parameter ab.

Modell	Konfiguration	$D / 10^{-7} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$	α_1 / m^{-1}	α_2 / m^{-1}	f_1 / m^{-1}
1L1 α O	RRB	$1,25 \pm 0,14$	895 ± 70	-	-
1L2 α O	RRB	$1,85 \pm 0,04$	1056 ± 12 *	0^*	$0,95^*$
2L2 α OR	RRB	$1,84 \pm 0,04$	1099 ± 12 *	0^*	$0,94^*$
1L1 α O	TRB	$1,13 \pm 0,14$	800 ± 80	-	-
1L2 α O	TRB	$1,88 \pm 0,04$	1054 ± 10 *	0^*	$0,95^*$
2L2 α OR	TRB	$1,81 \pm 0,03$	1089 ± 21 *	0^*	$0,94^*$

6.2.4 Zusammenfassung

Tabelle 6.5 fasst die Fit-Ergebnisse der angewandten Modelle für alle Konfigurationen zusammen. Dabei werden hier nur die Modelle berücksichtigt, welche die experimentellen Daten am besten beschreiben. Die ermittelten Diffusivitäten liegen für alle T-Konfigurationen um $D_T = 1,82 \times 10^{-7} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$, während die Diffusivitäten in der R-Konfiguration für RVB und RUB etwas geringer ($D = 1,73 \times 10^{-7} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$) sind als für RRB ($D = 1,84 \times 10^{-7} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$). Die Unterschiede liegen jedoch unter 10 %. Vergleicht man die Diffusivitäten in T- und in R-Konfiguration so ist, mit Ausnahme des RRB, die Diffusivität in T-Konfiguration etwa $0,1 \times 10^{-7} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ größer als in R-Konfiguration. Dies entspricht einer systematischen Abweichung von 6%. Der Grund für diese Abweichung ist noch nicht bekannt und muss in zukünftigen Arbeiten untersucht werden.

Das auf den ersten Blick überraschende Ergebnis $\alpha_2 = 0$ lässt sich wie folgt erklären. Das Material ist hochtransparent (keine Absorption) für den Laserstrahl in Bereichen, in denen die Glasfasern im Material vorherrschen. In diesen Bereichen wird der Laserstrahl durch den Probekörper transmittiert und lagert nur sehr wenig Energie in der Probenmasse ab, so dass die

Tabelle 6.5: Zusammenfassung der angepassten thermischen und optischen Materialparameter für die verwendeten Modelle, welche die experimentellen Daten am besten beschreiben. *Diese Werte hängen von den Startwerten der jeweiligen Parameter ab.

Modell	Konfiguration	$D / 10^{-7} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$	α_1 / m^{-1}	α_2 / m^{-1}	f_1 / m^{-1}
O2LR α	RVB	$1,73 \pm 0,03$	-	-	-
1L2 α	TVB	$1,82 \pm 0,03$	-	-	-
1L1 α	RUB	$1,73 \pm 0,03$	1020 ± 10	0	1
1L1 α	TUB	$1,80 \pm 0,04$	1032 ± 13	0	1
2L2 α OR	RRB	$1,84 \pm 0,04$	1099 ± 12 *	0*	0,94*
2L2 α OR	TRB	$1,81 \pm 0,03$	1089 ± 21 *	0*	0,94*

Temperaturentwicklung durch das 1L1 α -Modell für den UB-Probekörper beschrieben werden kann. Bei dem RB-Probekörper hingegen erwärmt die durchgelassene Strahlung die Beschichtung auf der Rückseite des Probekörpers und verändert so die Temperaturentwicklung. Dies erklärt auch, dass der Wert für α_1 sowohl für den UB- als auch für den BR-Probekörper stets im gleichen Bereich liegt. Hinsichtlich der erforderlichen Komplexität des Modells kann Folgendes festgestellt werden: Für Konfigurationen, bei denen die IR-Kamera die Temperatur der beschichteten Oberfläche erfasst (RVB und TRB), sind die 2-L-R-Modelle mit thermischem Übergangswiderstand erforderlich, da der Einfluss der begrenzten thermischen Kopplung zwischen Beschichtung und Probe auf die Temperatur der dünnen Beschichtung, die in diesem Fall gemessen wird, groß ist. Für die anderen Konfigurationen mit Beschichtung (TVB und RRB) sind die 1-L-Modelle ausreichend und liefern die gleichen Ergebnisse wie die 2-L-Modelle. Die 2- α -Modelle sind nur für die Auswertung der PT-Experimente an dem, RB-Probekörper relevant.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Temperaturverläufe aller Konfigurationen mit einem geeignetem Modell beschrieben werden können und sich einheitliche Ergebnisse für die Diffusivität und den Absorptionskoeffizienten ergeben. Somit können die 1D-Modelle auch für GFK (heterogene Materialien) verwendet werden.

6.3 Ergebnisse — Quantifizierung von künstlichen Fehlstellen

In diesem Kapitel werden Nuten in PVC-Proben mittels PT-Experimenten und numerischen Modellen quantifiziert. Ziel ist es, die Nutbreite w und die Restwandstärke d zu bestimmen. Aufgrund von lateralen Wärmefläüssen im Material müssen 2D-Modelle verwendet werden. Die Versuchsdurchführung und das Vorgehen der Datenauswertung ist in Kapitel 4.7.2 beschrieben.

Ein Teil der Ergebnisse in diesem Kapitel wurde bereits in [92] publiziert.

Abbildung 6.14 zeigt die Temperaturverteilung für die Probe PVC 3 mit Beschichtung (a) und ohne Beschichtung (b) für die x-Koordinaten $x = 0$ mm (direkt über der Nutmitte), $x = 3$ mm (direkt über der Nutkante) und bei $x = 6$ mm (abseits der Nut). Trotz höherer

Ausgangsleistung des Lasers bei dem PT-Experiment mit der PVC-Probe ohne Beschichtung (ca. 50% mehr Leistung) erwärmt sich die Probe während der Anregung nicht ganz so stark, wie die Probe mit Beschichtung bei geringerer Leistung. Ein Unterschied zwischen den Temperaturverläufen ist bei $t = 0,2\text{s}$ zu sehen. Wenn die Probe beschichtet ist, fällt die Temperatur kurzzeitig deutlich schneller ab im Vergleich zur unbeschichteten Probe (zwischen $t = 0,2\text{s}$ bis $t = 0,4\text{s}$). Die Unterschiede zwischen der Temperaturentwicklung oberhalb der Nut (blaue Linie) und im ungestörten Bereich (grüne Linie) sind eindeutig zu erkennen. Aufgrund des Wärmestaus durch die Nut kühlt sich das Material oberhalb der Nut nicht so schnell ab. Der Temperaturverlauf weist somit eine Biegung bei $t = 10\text{s}$ auf.

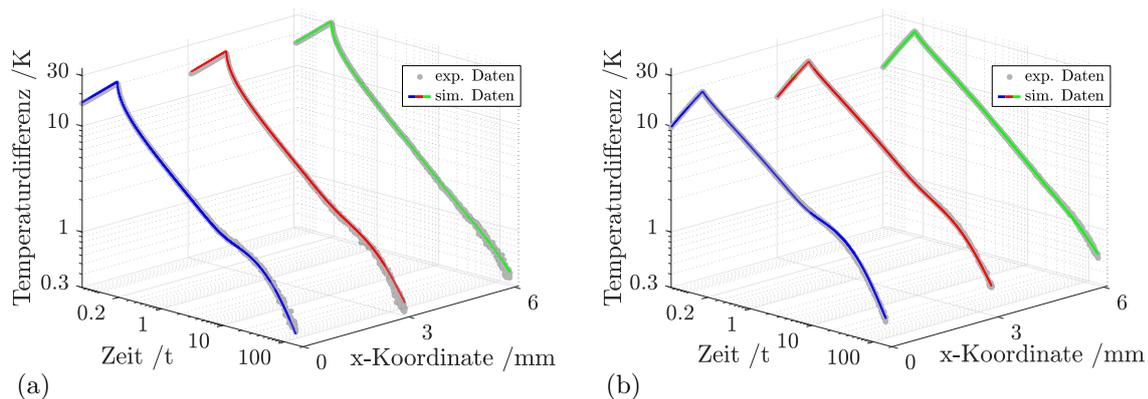


Abbildung 6.14: Temperaturdifferenz der Proben PVC 3 (a) beschichtet ($P_{\text{Laser}} = 170\text{ W}$) und (b) unbeschichtet ($P_{\text{Laser}} = 250\text{ W}$). Die grauen Punkte (ein Detektorpixel) sind die experimentellen Daten, die Linien die numerischen Daten für die drei Orientierungspunkte auf der Probe. (a) reproduziert von [92], mit Genehmigung von AIP Publishing.

Die Ergebnisse für die Probe PVC 2 sind hier nicht abgebildet, da sie sehr stark Abbildung 6.14 (b) ähneln, nur dass die Biegung des Temperaturverlaufes um $t = 10\text{s}$ nicht mehr so deutlich zu erkennen ist. Für die Probe PVC 1 ist der Unterschied zwischen der Temperaturentwicklung oberhalb der Nut und abseits der Nut in solch einer Darstellung nicht mehr zu erkennen. Daher wird für die Probe PVC 1 der thermische Kontrast untersucht. Abbildung 6.15 zeigt den thermischen Kontrast, berechnet nach Gleichung 6.1, für die experimentellen und für simulierte PT-Daten.

Es ist zu erkennen, dass der Kontrast mit $<350\text{ mK}$ nur sehr schwach ausgeprägt ist. Doch trotz dieses geringen Kontrasts kann die Nut sehr gut rekonstruiert werden. Für alle numerischen Modelle ohne Teiltransparenz und mit Teiltransparenz passen die simulierten Daten sehr gut mit den experimentellen Daten überein. Die Ergebnisse der Rekonstruktion von w und d sind in Tabelle 6.6 zusammengefasst. Die Restwanddicke kann mit einer Genauigkeit von $0,1\text{ mm}$ und der Nutbreite von $0,2\text{ mm}$ bestimmt werden. Die Ergebnisse für PVC 1 zeigen, dass der Algorithmus auch für kleine AR sehr gut funktioniert.

Abbildung 6.16 verdeutlicht, welchen Einfluss die thermischen Verluste auf die Temperaturentwicklung haben und wie wichtig die Berücksichtigung der thermischen Verluste im numerischen Modell ist, um die experimentellen Daten beschreiben zu können. Zu sehen ist die Temperaturerhöhung der beschichteten Probe PVC 3 genau oberhalb der Nut. Die grauen Punkte zeigen die experimentellen Daten, die gestrichelte Linie beschreibt das numerische

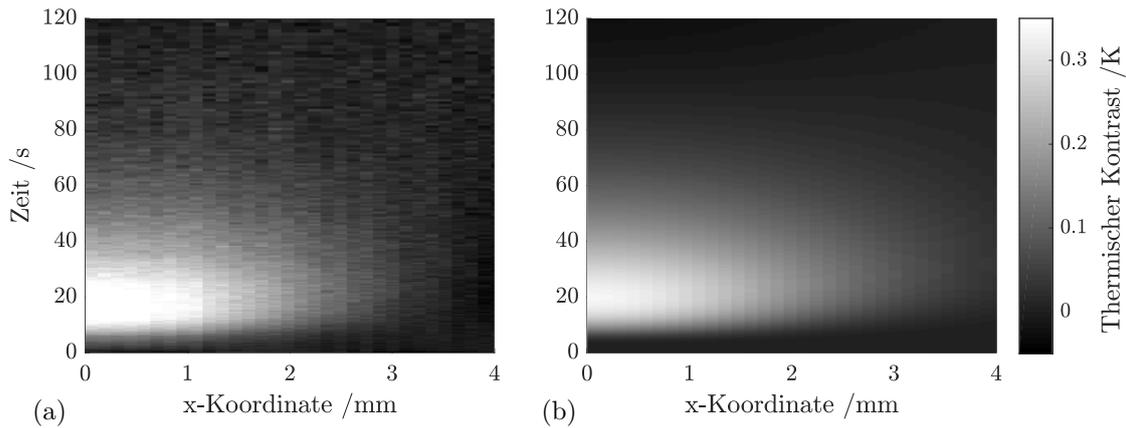


Abbildung 6.15: Thermischer Kontrast C für die Probe PVC 1, (a) experimentelle Daten, (b) simulierte Daten.

Probekörper	AR	Restwanddicke d /mm		Nutbreite w /mm	
		real	fit	real	fit
PVC 1	1,17	1,8	1,9	2,1	2,0
PVC 2	1,95	2,1	2,0	4,1	4,3
PVC 3	3	2,1	2,1	6,3	6,4
PVC 3 beschichtet	3	2,1	2,0	6,4	4,3

Tabelle 6.6: Ergebnisse der PVC-Proben. Die Genauigkeit der Anpassungsparameter beträgt $< 5\%$.

Modell mit $h = 14 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$, die durchgezogene Linie zeigt das gleiche numerische Modell ohne thermische Verluste ($h = 0$). Die thermischen Verluste haben bei PVC-Proben so einen großen Einfluss, da PVC eine sehr geringe thermische Diffusivität aufweist und somit das PT-Experiment deutlich länger dauert als z.B. an Stahlproben (vergleiche Abbildung 6.6), wodurch die thermischen Verluste immer stärker den Temperaturverlauf beeinflussen.

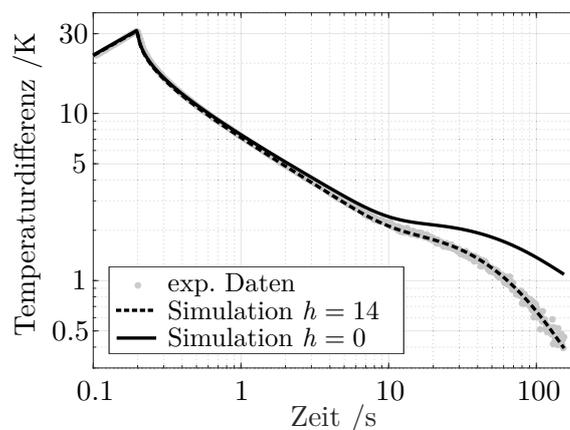


Abbildung 6.16: Temperaturanstieg oberhalb der Nut für die Probe PVC 3. Die durchgezogene Linie zeigt die Ergebnisse des Modells für die Temperaturentwicklung ohne Berücksichtigung der Wärmeverluste ($h = 0$). Reproduziert von [92], mit Genehmigung von AIP Publishing.

6.4 Ergebnisse — Quantifizierung von realen Fehlstellen

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse zur Quantifizierung der Tiefe einer Delamination in einer unbeschichteten GFK-Probe vorgestellt und diskutiert. Der Ablauf und die Versuchsdurchführung ist in Kapitel 4.7.3 beschrieben.

Die nachfolgend gezeigten Ergebnisse der Abschnitte 6.4.1 bis 6.4.3 wurden bereits in [95] veröffentlicht und werden hier größtenteils wie in [95] besprochen wiedergegeben.

6.4.1 Auswertung mit einem 1-Schicht-Modell

Zuerst wurden die experimentellen Daten (27 x 24 ROIs) mit dem 1-Schicht-Modell (1L1 α 1 β) ausgewertet. Abbildung 6.17 (a) und (b) zeigen die experimentellen Daten (graue Punkte) für den defektfreien Bereich ROI-Position: A, und für den Bereich, wo eine Delamination vorliegt, ROI-Position: B (siehe Abbildung 4.20). Die gestrichelten Linien zeigen das Ergebnis für das 1L1 α 1 β -Modell. Es ist zu sehen, dass das Modell die experimentellen Daten sehr gut für die Position A mit $\zeta^2 = 0,08$ und weniger gut für die Position B mit $\zeta^2 = 2,71$ beschreibt. Abbildung 6.18 (a) zeigt den Goodness-of-Fit für alle ROIs. Das 1-Schicht-Modell beschreibt

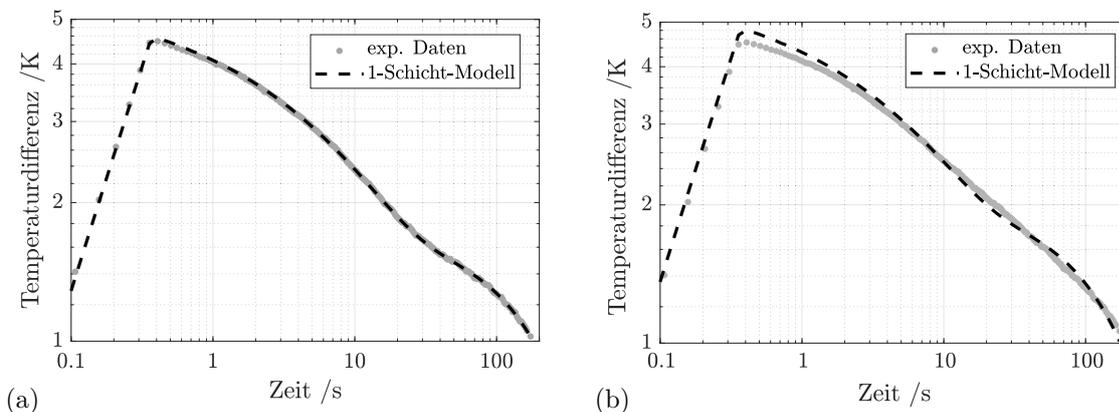


Abbildung 6.17: (a) Experimentelle Daten und das Ergebnis des angepassten 1L1 α 1 β -Modells für den defektfreien Bereich (ROI-Position A). (b) Experimentelle Daten und das Ergebnis des angepassten 1L1 α 1 β -Modells für den Bereich mit Delamination (ROI-Position B). *Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [95] ©(2018)*

die experimentellen Daten bis $x = 82$ mm sehr genau. Dieser Bereich weist keine Delamination innerhalb des Materials auf. Bis $x = 82$ mm liegt ζ^2 bei maximal 0,24. Daher wird der Schwellwert für ζ^2 auf 0,3 gesetzt (vergleiche den Ablauf der Datenauswertung in Abbildung 4.21). Alle Bereiche für $\zeta^2 > 0,3$ müssen mit einem 2-Schicht-Modell ausgewertet werden.

Die absolute Abweichung $\Delta L = |L_{fit} - L_{real}|$ von der ermittelten Dicke L_{fit} und der Referenzdicke L_{real} ist für alle ROIs mit $\zeta^2 < 0,3$ in Abbildung 6.18 (b) dargestellt. Die Abweichungen liegen unter 0,5 mm.

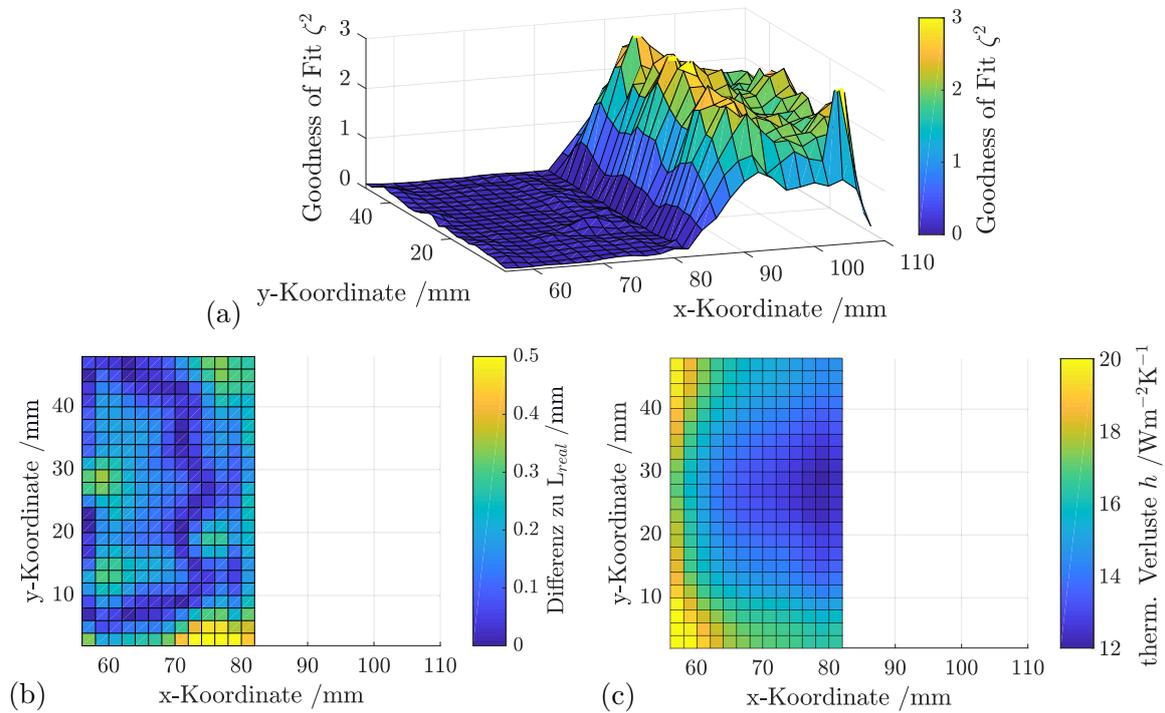


Abbildung 6.18: Ergebnisse der Rekonstruktion der experimentellen Daten mit dem 1-Schicht-Modell. (a) Goodness-of-Fit, (b) die absolute Differenz der ermittelten Dicke L_{fit} mit der Referenzdicke $L_{real} = 5$ mm für alle ROIs mit $\zeta^2 < 0,3$ und (c) der Wärmeverlustparameter h für alle ROIs mit $\zeta^2 < 0,3$. Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [95] ©(2018).

Abbildung 6.18 (c) zeigt die Ergebnisse von h für alle ROIs mit $\zeta^2 < 0,3$. Der Wert von h nimmt zu den Rändern des beleuchteten Bereichs hin deutlich zu, welches mit einem erhöhten Einfluss der lateralen Wärmeströme in diesen Bereichen übereinstimmt, da die thermischen Verluste an den Seitenflächen der Probe, bei $y = 0$ mm und $y = 50$ mm, die lateralen Wärmeströme in der Probe erhöhen.

6.4.2 Auswertung mit einem 2-Schicht-Modell

Die experimentellen Daten für die Position B und der Temperaturverlauf, berechnet mit dem $2L1\alpha1\beta R$ -Modell, sind in Abbildung 6.19 dargestellt. Im Vergleich zum 1-Schicht-Modell (siehe Abbildung 6.17 (b)) beschreibt das 2-Schicht-Modell die experimentellen Daten mit $\zeta^2 = 0,07$ signifikant besser. Das Ergebnis der Rekonstruktion ist für die Tiefe der Delamination $L1 = 3,3$ mm, was der realen Tiefe der Delamination entspricht.

Abbildung 6.20 zeigt die Ergebnis für die Tiefe der Delamination $L1$, den thermischen Kontaktwiderstand R , die thermischen Verluste h und den Goodness-of-Fit für die ROI-Linie bei $y = 26$ mm und $x > 82$ mm (siehe Schnitt C-C aus Abbildung 4.20). Der thermische Kontaktwiderstand (graue Linie) in Abbildung 6.20 (a) steigt bei $x = 82$ mm bis $x = 102$ mm

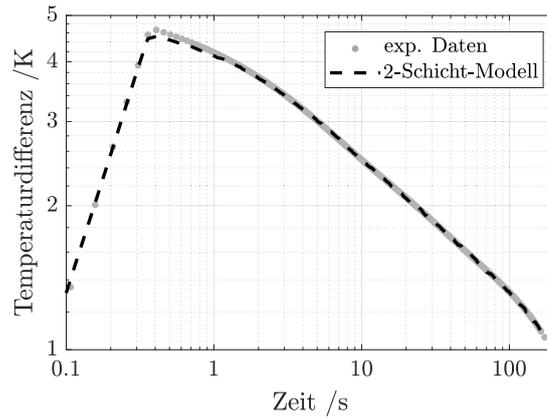
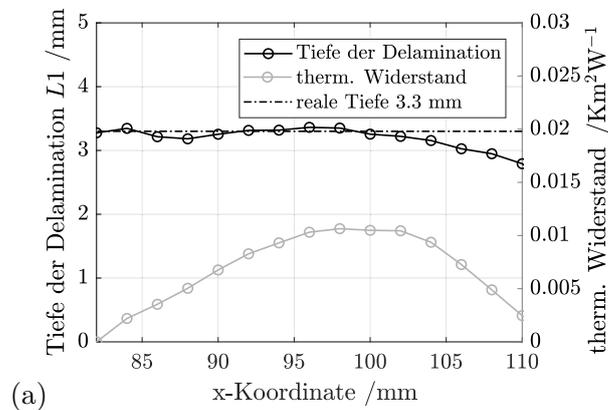
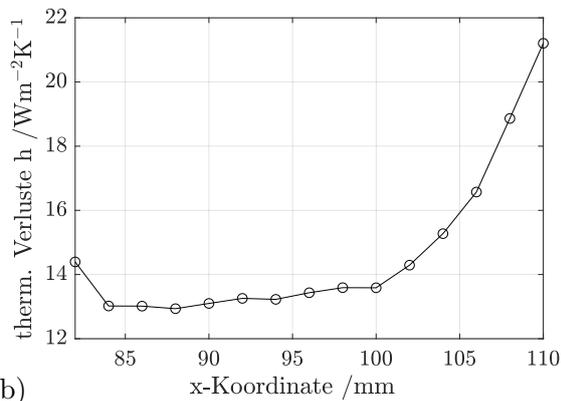


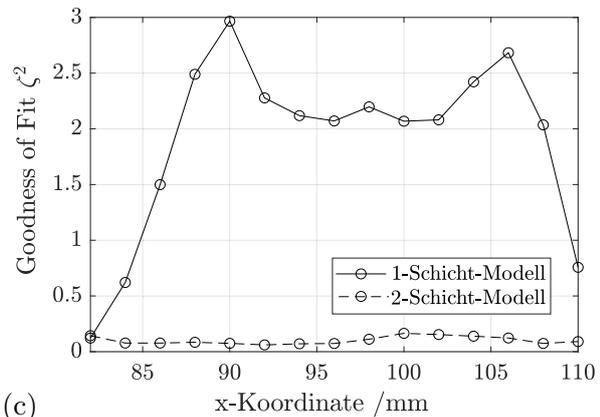
Abbildung 6.19: Ergebnisse der Rekonstruktion der experimentellen Daten mit dem 2-Schicht-Modell für die Position B. *Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [95] ©(2018).*



(a)



(b)



(c)

Abbildung 6.20: Ergebnisse der Rekonstruktion der experimentellen Daten mit dem 2-Schicht-Modell für die ROIs bei $y = 26$ mm und $x > 82$ mm. (a) Tiefe der Delamination $L1$ und des thermischen Übergangswiderstandes R , (b) thermischen Verluste h und (c) Goodness-of-Fit für das 1- und das 2-Schicht-Modell. *Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [95] ©(2018).*

von Null auf ca. $0,01 \text{ Km}^2\text{W}^{-1}$ an. Die berechnete Tiefe der Delamination liegt in diesem Bereich nahe der Referenztiefe von 3,3 mm (Strich-Punktlinie). Ab $x = 102$ mm nehmen die

Parameter R und $L1$ kontinuierlich ab, während h schnell ansteigt (siehe Abbildung 6.20 (b)). Abbildung 6.20 (c) zeigt den Goodness-of-Fit für das 1- und das 2-Schicht-Modell. Das 2-Schicht-Modell kann im Gegensatz zum 1-Schicht-Modell für alle ROIs mit $x > 82$ mm die experimentelle Daten mit $\zeta^2 < 0,3$ beschreiben.

Damit die Ergebnisse besser eingeordnet werden können, werden die synthetischen Datensätze $synthPT_{A68}$ und $synthPT_{A240}$ ebenfalls mit dem 2-Schicht-Modell analysiert. Die Ergebnisse für $L1$, R und h sind in Abbildung 6.21 dargestellt. Wenn die gesamte Oberfläche beleuchtet wird (Datensatz $synthPT_{A240}$), können $L1$ (für $x > 85$ mm), R (für $x > 95$ mm) und h gut rekonstruiert werden. In dem Bereich, wo die Delamination anfängt ($x = 82$ mm), weichen die rekonstruierten Parameter von den vorgegebenen Parametern leicht ab. In diesem Bereich werden sich laterale Wärmeflüsse einstellen, die die rekonstruierten Parameter beeinflussen. Die Auswertung der $synthPT_{A68}$ -Daten, bei denen wie im PT-Experiment nur ein Teil der Oberfläche beleuchtet wurde, zeigt, dass $L1$ und R bis $x = 106$ mm den Ergebnissen der $synthPT_{A240}$ entsprechen. Insbesondere die Ergebnisse für $L1$ liegen nahe an den modellierten Werten. Ab $x > 106$ mm weichen jedoch $L1$ und R von den modellierten Parametern ab.

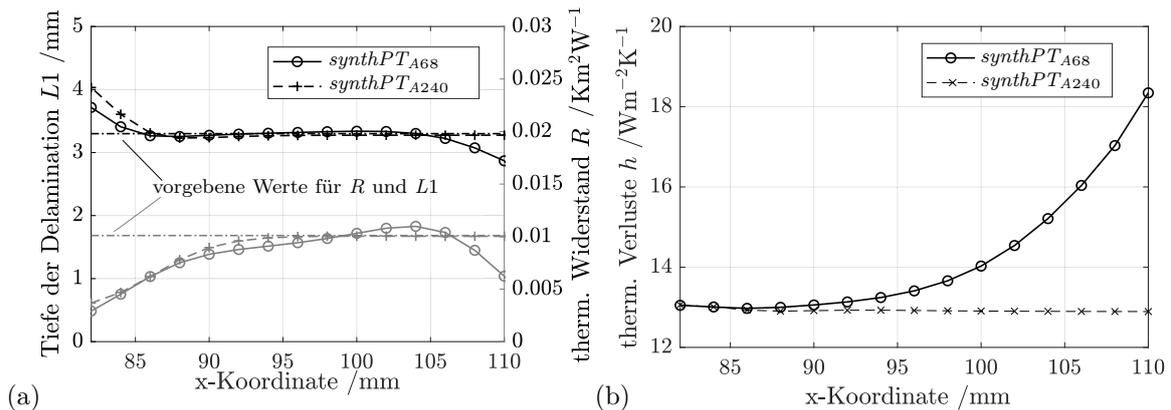


Abbildung 6.21: Auswertung der synthetischen PT-Daten. (a) Ergebnis der Delaminierungstiefe $L1$, des thermischen Widerstandes R und (b) die thermischen Verluste h . Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [95] ©(2018).

Der Vergleich von $synthPT_{A68}$ und $synthPT_{A240}$ zeigt, dass für $x > 106$ mm die lateralen Wärmeströme innerhalb des Materials der Grund für die Abweichungen von $L1$ und R sind. Die lateralen Wärmeströme werden durch die begrenzte Beleuchtungsfläche A_{68} verursacht. Der Wärmeverlustparameter nimmt für $synthPT_{A68}$ ab $x > 90$ mm kontinuierlich zu, wohingegen für $synthPT_{A240}$ der Wert konstant bleibt. Durch die begrenzte Beleuchtungsfläche wird die Wärme aus dem Bereich der Probe, der beleuchtet wird, in den Bereich diffundieren, der nicht beleuchtet wird. Dies zeigt eindeutig, dass der Wärmeverlust-Parameter h auch Verluste durch laterale Wärmeleitung kompensieren kann, da die Tiefe der Delamination auch noch bei $x = 104$ mm sehr genau bestimmt werden kann.

6.4.3 Vergleich zwischen synthetischen und den realen PT-Experimenten

Der Vergleich zwischen der Auswertung der experimentellen Daten (Abbildung 6.20) und den synthetischen Daten $synthPT_{A68}$ (Abbildung 6.21) mit kleiner Beleuchtungsfläche zeigt, dass der Verlauf der rekonstruierten Parameter R , $L1$ und h sehr ähnlich sind. Für die Tiefe der Delamination stellt sich ein Plateau in beiden Fällen bis zu $x = 104$ mm ein. Der Unterschied zur gemessenen Tiefe der Delamination beträgt weniger als 5%. Die synthetischen Daten zeigen deutlich, dass der laterale Wärmefluss die Ergebnisse für den thermischen Übergangswiderstand, die Tiefe der Delamination und die thermischen Verluste beeinflusst. Insbesondere die Ergebnisse für R und h werden durch den lateralen Wärmefluss stark beeinflusst. Diese beiden Parameter können im 1D-Modell verwendet werden, um einen schwachen lateralen Wärmefluss innerhalb des Materials zu kompensieren, denn die experimentellen Daten konnten mit dem 2-Schicht-Modell gut rekonstruiert werden. Folglich können zwar gute Fits hergestellt werden, aber starke laterale Wärmeströme können zu falschen Werten der Fit-Parametern führen. Um laterale Wärmeflüsse zu vermeiden, sollte eine möglichst große Beleuchtungsfläche verwendet werden.

6.5 Zusammenfassung und Schlussfolgerungen

Die Validierung der 1D-1L1 α 1 β -Modelle an den ND-Filtern hat gezeigt, dass die thermische Diffusivität und die Absorptionskoeffizienten der ND-Filter mittels der Rekonstruktion von PT-Messdaten quantitativ bestimmt werden können. Dies bedeutet auch, dass das Setup der PT-Experimente korrekt modelliert wurde. Die Absorption der Laserstrahlung im Volumen der ND-Filter kann mit einem Absorptionskoeffizienten modelliert werden; dies ist plausibel, da die Filter homogen sind und keine Streueigenschaften aufweisen.

Die mathematische Modellierung der Absorption der Laserstrahlung in GFK (heterogenes Material) kann bei einer unbeschichteten Probe mit einem effektiven Absorptionskoeffizienten modelliert werden, der die Streuung und die Absorption berücksichtigt. Die Ergebnisse aus Kapitel 6.2 zeigen, dass für unterschiedliche Messkonfigurationen der Impulsthermografie mit unbeschichteten und einseitig beschichteten GFK-Probekörpern die Temperaturverläufe für alle untersuchten Konfigurationen mit einem geeigneten Modell beschrieben werden können.

Durch diese Überprüfung des mathematischen Modells wurde sichergestellt, dass dieses Messdaten von GFK-Probekörpern (heterogenes Material) beschreiben kann. Somit wurde für einen GFK-Probekörper mit realer Delamination die Tiefe der Delamination quantitativ bestimmt. Das mathematische Modell muss dafür mit einem thermischen Übergangswiderstand R , der die Delamination beschreibt, und mit einer zweiten Schicht (Tiefe der Delamination $L1$) erweitert werden. Mit den Erkenntnissen der Sensitivitätsstudie aus Kapitel 4.4.5 (es besteht keine direkte Korrelation zwischen $L1$ und R) wurden für die Rekonstruktion der PT-Messdaten die Tiefe der Delamination und der thermische Übergangswiderstand als Fitparameter definiert. Dabei hat sich gezeigt, dass der thermische Verlustparameter h als Fitparameter definiert werden sollte, da dieser laterale Wärmeflüsse kompensieren kann. D.

h. obwohl der Wärmefluss im Material nicht eindimensional verläuft, kann dennoch das 1D-Modell den Temperaturverlauf beschreiben, und somit kann die Tiefe der Delamination bestimmt werden. Es muss angemerkt werden, dass wenn die lateralen Wärmeflüsse im Material dominieren, diese nicht über den thermischen Verlustparameter kompensiert werden können. Da dieser Effekt nicht nur für teiltransparente Materialien gilt, wurde dieser in dieser Arbeit nicht quantifiziert.

Mit dem beschriebenen Ablauf zur Bestimmung der Tiefe einer Delamination können auch Bauteile untersucht werden, die nur von einer Seite zugänglich sind, wenn dabei angenommen werden kann, dass das untermischte Prüfobjekt eine konstante Bauteildicke aufweist. Denn mit einem 1-Schicht-Modell kann zuerst die Dicke des Prüfobjektes bestimmt werden, um anschließend diese als Gesamtdicke im 2-Schicht-Modell zu verwenden.

Überwiegen die lateralen Wärmeflüsse in einem Prüfobjekt, z.B. bedingt durch die Geometrie, müssen 2D/3D-Modelle zur Beschreibung der Temperaturverteilung verwendet werden. Mittels der FEM kann die mehrdimensionale Diffusionsgleichung, mit Berücksichtigung der Teiltransparenz eines Materials, gelöst werden. Die Ergebnisse aus Kapitel 6.3 zeigten, dass künstliche Fehlstellen, in Form einer Nut, mit numerischen 2D-Modellen und PT-Messdaten rekonstruiert werden können. Das 2D-Modell ist dabei nicht auf die Beschreibung von Prüfobjekten mit Nuten beschränkt, sondern kann beliebig erweitert werden. Z.B. können Prüfobjekte mit Flachlochbohrungen untersucht werden. Dafür muss das 2D-Modell nur durch eine Rotationssymmetrie erweitert werden. Prüfobjekte mit Flachlochbohrungen sind in der Thermografie weit verbreitet, da diese eine Delamination simulieren können.

Die Ergebnisse des Kapitels zeigen, dass die Geometrie von Defekten in teiltransparenten Materialien, auch ohne die sonst zwingend benötigten Oberflächenbeschichtungen nach DIN 54184 [5] quantitativ bestimmt werden können. Somit können Zeit und Kosten bei der Vor- und Nachbereitung der Probekörper für die PT-Experimente eingespart werden.

7 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden Experimente mittels Impulsthermografie (PT) an Prüfkörpern durchgeführt, deren Materialien sowohl im Wellenlängenbereich der verwendeten Anregungsquelle als auch der eingesetzten IR-Kamera teiltransparent sind. Die durchgeführten PT-Experimente wurden mathematisch modelliert, damit der gemessene Temperaturverlauf mit diesen iterativ rekonstruiert werden konnte, um so die Materialeigenschaften der Prüfkörper oder die Geometrien ihrer Fehlstellen zu bestimmen. Nach der Norm DIN 54184 für die Impulsthermografie [5] sind für teiltransparente Materialien Oberflächenbeschichtungen vorgeschrieben. Die Ergebnisse dieser Arbeit zeigen, dass die Quantifizierung der Geometrien von realen Fehlstellen in Prüfkörpern aus teiltransparenten Materialien auch ohne zusätzliche Beschichtungen erfolgen kann.

Hierfür wurden zunächst ausführlich die Grundlagen zur mathematischen Beschreibung der PT-Experimente an teiltransparenten Prüfkörpern für jede einzelne Komponente eines PT-Experiments beschrieben und modelliert, bestehend aus der IR-Kamera, der Anregungsquelle, dem Prüfkörper und der Umgebung. Die mathematische Modellierung einer IR-Kamera wurde in dieser Arbeit genauer untersucht. Bei teiltransparenten Materialien empfängt die IR-Kamera Strahlung auch aus dem Volumen und misst daher eine scheinbare Temperatur und nicht wie bei opaken Materialien nur die Oberflächentemperatur, dennoch wird in herkömmlichen Modellierungen [56] nur das Temperaturfeld, nicht jedoch das Strahlungsfeld berücksichtigt. Dabei wird angenommen, dass bei kleinen Temperaturdifferenzen im Material sich die spektrale Ausstrahlung proportional zur Temperatur verhält. Unbekannt ist jedoch, welche Modellparameter bei der Rekonstruktion durch diese Vereinfachung beeinflusst werden können. Daher wurde ein Vergleich zwischen der bisher üblichen mathematischen Modellierung mit einer neu entwickelten Modellierung der IR-Kamera unter Berücksichtigung des Strahlungsfeldes durchgeführt. Somit konnte untersucht werden, welche Unterschiede im Temperaturverlauf der scheinbaren Temperatur auftreten und welche Modellparameter bei der Rekonstruktion von PT-Messdaten beeinflusst werden. Folgende Erkenntnisse haben sich ergeben:

- Bei großen Temperaturdifferenzen in $T(z)$ (es gilt nicht mehr $\Delta T \ll T$) weichen die Ergebnisse der beiden Rechenwege (Temperatur vs Strahlung) stark voneinander ab. Die scheinbare Temperatur, ohne Berücksichtigung des Strahlungsfeldes, ist dabei geringer. Die Abweichung tritt während der aktiven Anregung bzw. der Heizphase (1. Phase im Temperaturverlauf) auf, da während der Heizphase die größten Temperaturdifferenzen im Material vorhanden sind.

- Für die Rekonstruktion von PT-Messdaten mit der vereinfachten Modellierung der IR-Kamera, bedeutet dies, dass alle Modellparameter, welche die Heizphase besonders stark beeinflussen, von den realen Werten abweichen können. Dies sind vor allem die absorbierte Energie Q und die Absorptionskoeffizienten α und β .
- Die Diffusivität und die Tiefe von Fehlstellen werden dabei üblicherweise nicht beeinträchtigt, da diese die 2. Phase prägen (Wärmediffusion durch den Körper). Ausnahmen sind sehr dünne Proben mit verhältnismäßig langer Heizphase, wo während der Erwärmung wesentliche Wärmetransportprozesse im Material stattfinden. In diesem Fall kann der Temperaturverlauf der scheinbaren Temperatur während der Heizphase von der Diffusivität und der Tiefe der Fehlstelle beeinflusst werden.
- Bei ZfP-üblichen PT-Experimenten an GFK oder anderen Polymeren, wie die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente, sind die Temperaturdifferenzen gering und es finden während der Erwärmung keine wesentlichen Wärmetransportprozesse im Material statt. Des Weiteren ist für die Rekonstruktion die Energie Q immer ein Fitparameter und α und β werden als effektive Absorptionskoeffizienten betrachtet, daher können eventuelle Abweichungen dieser Parameter vernachlässigt werden.

Wenn das Strahlungsfeld für die Modellierung einer IR-Kamera berücksichtigt werden soll, dann muss die spektrale Empfindlichkeit des IR-Kamera-Gesamtsystems bestehend aus Detektor, Filter, Objektiven und Atmosphäre bekannt sein. Die spektrale Empfindlichkeit ist jedoch meistens nicht bekannt, da sie bei opaken Materialien nur sehr selten benötigt wird. In dieser Arbeit wurde daher eine auf die Laborpraxis von IR-Thermografielaboren zugeschnittene Methode zur Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit über 15 Stützstellen vorgestellt und durchgeführt. Benötigt wird dafür ein Bandpassfilterset im Wellenlängenbereich der IR-Kamera, ein Schwarzkörperstrahler, das IR-Kamerasystem und ein mathematisches Modell, welches das Experiment beschreibt. Validiert wurde die spektrale Empfindlichkeit durch einen Vergleich zwischen berechneten Kalibrierkurven und den hinterlegten Kalibrierkurven der IR-Kamera. Die Abweichungen betragen weniger als 1 %, was im Toleranzbereich der verwendeten IR-Kamera liegt (Messgenauigkeit ± 1 %). Durch diese Methode kann die spektrale Empfindlichkeit beliebig komplexer IR-Gesamtsysteme kostengünstig und schnell bestimmt werden.

Durch die Bestimmung der Materialparameter (Diffusivität und Absorptionskoeffizient im Wellenlängenbereich der Anregungsquelle) an einem heterogenen Material (GFK mit weißen Pigmenten) in verschiedenen Messkonfigurationen mittels der Rekonstruktion der experimentellen Daten mit einem Modell, wurde untersucht, welche Modellkomplexität für die unterschiedlichen experimentellen Messkonfigurationen benötigt werden. Die Probe wurde unbeschichtet und einseitig beschichtet untersucht. Folgende Ergebnisse lassen sich zusammenfassen:

- Die gemessenen Temperaturverläufe konnten für alle Messkonfigurationen mit einem geeigneten semi-analytischen 1D-Modell rekonstruiert werden. Dabei konnten die thermische Diffusivität und die effektiven Absorptionskoeffizienten der Probe in allen Konfigurationen einheitlich bestimmt werden. Dies bedeutet, dass das 1D-Modell, das eigent-

lich homogene Materialien beschreibt, auch für heterogenes Material (GFK) verwendet werden kann. Die Absorption der monochromatischen Anregungsquelle (Laser) konnte dabei mit effektiven Absorptionskoeffizienten, welche Streuung und Absorption zusammenfassen, beschrieben werden.

- Hinsichtlich der erforderlichen Komplexität des Modells konnte festgestellt werden, dass für Konfigurationen, bei denen die IR-Kamera die Temperatur der beschichteten Oberfläche erfasst, die 2-Schicht-Modelle mit thermischem Übergangswiderstand erforderlich sind. Denn hier ist der Einfluss der begrenzten thermischen Kopplung zwischen Beschichtung und Probe auf die Temperatur der dünnen Beschichtung, die in diesem Fall gemessen wird, groß. Für die anderen Konfigurationen mit Beschichtung (die Kamera beobachtet die unbeschichtete Oberfläche der Probe) sind die 1-Schicht-Modelle ausreichend und liefern die gleichen Ergebnisse wie die 2-Schicht-Modelle.
- Für Messkonfiguration, bei der die unbeschichtete Seite zur Anregungsquelle orientiert ist, kann die Absorption der monochromatischen Anregungsquelle nicht mehr mit einem effektiven Absorptionskoeffizienten beschrieben werden. Daher wurde das 1D-Modell durch einen zweiten Absorptionskoeffizienten und einen Gewichtungsfaktor erweitert. So konnte mathematisch die Absorption der Laserstrahlung in der GFK-Probe, die eine zur einfallenden Laserstrahlung parallele Materialstruktur aufweist, beschrieben werden.

Die Quantifizierung der Geometrie von künstlichen Fehlstellen (in Form von Nuten) erfolgte an PVC-Prüfkörpern, die teiltransparent im Wellenlängenbereich der verwendeten MWIR-Kamera sind. Die Geometrie, Nutbreite und Restwanddicke mit bis zu einem Aspektverhältnis von eins konnte mit PT-Experimenten durch Rekonstruktion der PT-Messdaten mit einem numerischen 2D-Modell, das die Teiltransparenz berücksichtigt, rekonstruiert werden. Die Abweichungen zu den realen Werten beträgt weniger als 5%. Die Quantifizierung von realen Fehlstellen erfolgte an einer GFK-Probe mit realer Delamination, die teiltransparent im Wellenlängenbereich der Anregungsquelle und der IR-Kamera ist. Die PT-Messdaten wurden zunächst systematisch mit einem 1D-1-Schicht-Modell ausgewertet, um den Bereich der Probe zu identifizieren, in dem sich die Delamination befindet. Anschließend wurde mit einem 2-Schicht-Modell die Tiefe der Delamination bestimmt. Zusätzlich wurden synthetische PT-Messdaten, die mit einem numerischen 2D-Modell erzeugt wurden, mit demselben 2-Schicht-Modell ausgewertet. So konnte der Einfluss der unbekannt Parameter (die thermischen Verluste und der thermische Übergangswiderstand sind im realen Experiment nicht bekannt) untersucht werden. Folgende Erkenntnisse haben sich ergeben:

- Mit dem 1-Schicht-Modell konnte der Bereich der Probe, der eine Delamination aufweist, eindeutig bestimmt werden.
- Zur Bestimmung der Tiefe der Delamination L_1 müssen der thermische Übergangswiderstand R , der die Delamination beschreibt, und die Tiefe der Delamination gleichzeitig als Fitparameter definiert sein. Die Tiefe der Delamination kann in Bereichen, wo die Wärmediffusion im Material annähernd eindimensional verläuft, sehr gut bestimmt werden.

- Die Auswertung der synthetischen PT-Messdaten (alle Modellparameter sind bekannt) mit einem 1D-Modell hat gezeigt, dass die Auswertungen der realen PT-Messdaten plausibel sind. Weiter zeigten die Auswertungen der synthetischen PT-Daten, dass der thermische Verlustparameter als Fitparameter für die Bestimmung der Tiefe der Delamination definiert werden sollte. Für Bereiche der Probe, in denen 2D- oder 3D-Wärmetransport im Material vorliegt (wie z.B. zum Rand der Beleuchtungsfläche, da im PT-Experiment nicht die komplette Probe beleuchtet wurde), können diese im Modell über den thermischen Verlustparameter teils kompensiert werden.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass die Ergebnisse dieser Arbeit zeigen, dass PT-Experimente an teiltransparenten Prüfkörpern im Wellenlängenbereich der IR-Kamera und der Anregungsquelle mit geeigneten mathematischen Modellen beschrieben werden können. Somit ist die Quantifizierung der Tiefe von realen Fehlstellen in teiltransparentem GFK auch ohne Oberflächenbeschichtungen möglich. Da solche Hilfsbeschichtungen im Allgemeinen nicht vollständig entfernt werden können, kann die aktive Thermografie an teiltransparenten Prüfkörpern mithilfe der Erkenntnisse dieser Arbeit wieder als wirkliche ZfP verstanden werden. Zusätzlich werden Zeit und Kosten bei der Vor- und Nachbereitung der Prüfobjekte für die PT-Experimente eingespart.

Der nächste Schritt wäre eine Erweiterung der numerischen 2D-Modelle (Ort x , Tiefe z) mit einem thermischen Übergangswiderstand $R(x)$, der vom Ort x abhängig ist. So könnten auch Fehlstellen mit einem kleinen Aspektverhältnis, bei dem der Wärmefluss im Material nicht eindimensional ist, untersucht werden. Die Funktion $R(x)$ wird dabei als Gerade oder als ein Polynom angenähert. Durch diese Erweiterung könnten die PT-Messdaten der GFK-Probe mit Delamination aus Kapitel 6.4 ausgewertet und mit den Ergebnissen aus dieser Arbeit verglichen werden.

Um das hier beschriebene Auswerteverfahren, basierend auf den 1D-Modellen, zu etablieren, müssen weitere teiltransparente Prüfkörper mit realen Fehlstellen untersucht werden. Dafür sollte man sich zunächst auf eine Materialsorte konzentrieren, bei der die Absorptionskoeffizienten im Wellenlängenbereich der Anregungsquelle und der IR-Kamera bekannt sind. Es hat sich gezeigt, dass sich die Teiltransparenz von GFK von Materialcharge zu Materialcharge ändern kann. Bei bekanntem Material können somit die unterschiedlichen Fehlstellen (z.B. Delaminationen, Einschlüsse oder Risse) untereinander verglichen werden. Bei einer erfolgreichen Validierung des Auswerteverfahrens könnte die PT-Norm DIN 54184 [5] mit der in dieser Arbeit beschriebenen Methode erweitert werden.

Literaturverzeichnis

- [1] R. Oster. Herausforderungen an die ZfP bei ihrer Anwendung an Faserverbundbauteilen. *Proceedings of the DACH-Jahrestagung*, 2012.
- [2] C. Maierhofer, P. Myrach, M. Reischel, H. Steinfurth, M. Röllig, and M. Kunert. Characterizing damage in CFRP structures using flash thermography in reflection and transmission configurations. *Composites Part B: Engineering*, 57:35–46, 2014.
- [3] C. Maierhofer, M. Röllig, K. Ehrig, D. Meinel, and G. Céspedes-Gonzales. Validation of flash thermography using computed tomography for characterizing inhomogeneities and defects in CFRP structures. *Composites Part B: Engineering*, 64:175–186, 2014.
- [4] DIN EN ISO 9712:2012-12. Zerstörungsfreie Prüfung - Qualifizierung und Zertifizierung von Personal der zerstörungsfreien Prüfung, 2012.
- [5] DIN 54184:2017-10. Zerstörungsfreie Prüfung - Impulsthermografie mit optischer Anregung, 2017.
- [6] A. Salazar, A. Mendioroz, E. Apiñaniz, C-Pradere, F. Noël, and J.-C. Batsale. Extending the flash method to measure the thermal diffusivity of semitransparent solids. *Measurement Science and Technology*, 25(3):035604, 2014.
- [7] N. W. Pech-May, Á. Cifuentes, A. Mendioroz, A. Oleaga, and A. Salazar. Simultaneous measurement of thermal diffusivity and effusivity of solids using the flash technique in the front-face configuration. *Measurement Science and Technology*, 26(8):085017, 2015.
- [8] R. Fuente, E. Apinaniz, A. Mendioroz, and A. Salazar. Simultaneous measurement of thermal diffusivity and optical absorption coefficient using photothermal radiometry. i. homogeneous solids. *Journal of Applied Physics*, 110(3):033515, 2011.
- [9] H. D. Baehr and K. Stephan. *Wärme-und Stoffübertragung*, volume 7. Springer, Berlin, Heidelberg, 2010.
- [10] M. Planck. Über das Gesetz der Energieverteilung im Normalspectrum. *Annalen der Physik*, 309(3):553–563, 1901.
- [11] W. Wien. Über die Energievertheilung im Emissionsspectrum eines schwarzen Körpers. *Annalen der Physik*, 294(8):662–669, 1896.
- [12] J. C. Jaeger and H. S. Carslaw. *Conduction of heat in solids*. Clarendon Press, 1959.

- [13] J. M. Dowden. *The Mathematics of Thermal Modeling: An Introduction to the Theory of Laser Material Processing*. CRC Press, 2001.
- [14] VDI. *VDI Wärmeatlas*, volume 11 of *VDI-Buch*. Springer Berlin Heidelberg, 2013.
- [15] J. Prasad and C. G. Krishnadas Nair. *Non-Destructive Test and Evaluation of Materials*. Tata McGraw-Hill, New Delhi, 2008.
- [16] T. Li, D. P. Almond, and D. A. S. Rees. Crack imaging by scanning laser-line thermography and laser-spot thermography. *Measurement Science and Technology*, 22(3):035701, 2011.
- [17] C. Maierhofer, R. Arndt, M. Röllig, C. Rieck, A. Walther, H. Scheel, and B. Hillemeier. Application of impulse-thermography for non-destructive assessment of concrete structures. *Cement and Concrete Composites*, 28(4):393 – 401, 2006. Non-Destructive Testing.
- [18] N. A. Fouad and T. Richter. *Leitfaden Thermografie im Bauwesen: Theorie, Anwendungsgebiete, praktische Umsetzung*. Fraunhofer IRB Verlag, 2007.
- [19] DIN 54191:2017-10. *Zerstörungsfreie Prüfung - Thermografische Prüfung elektrischer Anlagen*, 2017.
- [20] DIN EN 16714-1:2016-11. *Zerstörungsfreie Prüfung - Thermografische Prüfung - Teil 1: Allgemeine Grundlagen*, 2016.
- [21] C. Maierhofer und M. Ziegler. Neue Normen und Richtlinien für die Thermografie in der zerstörungsfreien Prüfung. <https://www.ndt.net/search/docs.php3?showForm=off&id=22488>. Eingesehen am 17.02.2020.
- [22] DIN EN 16714-2:2016-11. *Zerstörungsfreie Prüfung - Thermografische Prüfung - Teil 2: Geräte*, 2016.
- [23] DIN EN 16714-3:2016-11. *Zerstörungsfreie Prüfung - Thermografische Prüfung - Teil 3: Begriffe*, 2016.
- [24] ISO 10878:2013-10. *Zerstörungsfreie Prüfung - Infrarotthermografie - Terminologie*, 2013.
- [25] ISO 10880:2017-02. *Zerstörungsfreie Prüfung - Infrarotthermografische Prüfung - Allgemeine Grundlagen*, 2017.
- [26] ISO 18251-1:2017-02. *Zerstörungsfreie Prüfung - Infrarotthermografische Prüfung - System und Prüfausrüstung - Teil 1: Beschreibung der technischen Eigenschaften*, 2017.
- [27] DIN EN 17119:2018-10. *Zerstörungsfreie Prüfung - Thermografische Prüfung - Aktive Thermografie*, 2018.
- [28] DIN 54183:2018-02. *Zerstörungsfreie Prüfung - Thermografische Prüfung - Induktiv angeregte Thermografie*, 2018.

-
- [29] DIN 54185:2018-10 Entwurf. Zerstörungsfreie Prüfung - Thermografische Prüfung - Lock-in-Thermografie mit optischer Anregung, 2018.
- [30] DIN EN 17501:2020-05 Entwurf. Zerstörungsfreie Prüfung - Thermografische Prüfung - Aktive Thermografie mit Laser-Anregung, 2020.
- [31] DIN 19277:2015-12. Zustandsüberwachung und -diagnostik von Maschinen - Thermografie - Allgemeine Methoden, 2015.
- [32] Bundesverband für Angewandte Thermografie e.V. . VATH-Richtlinie: Bauthermografie, 2016.
- [33] Bundesverband für Angewandte Thermografie e.V. . Richtlinie zur Elektrothermografie, Hochspannung, 2016.
- [34] Bundesverband für Angewandte Thermografie e.V. . Richtlinie zur Elektrothermografie, Niederspannung, 2018.
- [35] VDI/VDE 5585 Blatt 1. Technische Temperaturmessung - Temperaturmessung mit Thermografiekameras - Messtechnische Charakterisierung, 2018.
- [36] VDI/VDE 5585 Blatt 2. Technische Temperaturmessung - Temperaturmessung mit Thermografiekameras - Kalibrierung, 2020.
- [37] D. P. Almond and P. M. Patel. *Photothermal Science and Techniques*, volume 10 of *Physics and its applications*. Chapman & Hall, London, 1996.
- [38] X. Maldague. *Theory and practice of infrared technology for nondestructive testing*. Wiley Interscience, 2001.
- [39] W. J. Parker, R. J. Jenkins, C. P. Butler, and G. L. Abbott. Flash method of determining thermal diffusivity, heat capacity, and thermal conductivity. *Journal of Applied Physics*, 32(9):1679–1684, 1961.
- [40] N. W. Pech-May, A. Mendioroz, and A. Salazar. Generalizing the flash technique in the front-face configuration to measure the thermal diffusivity of semitransparent solids. *Review of Scientific Instruments*, 85(10):104902, 2014.
- [41] A. Salazar, R. Fuente, E. Apiñaniz, A. Mendioroz, and R. Celorrio. Simultaneous measurement of thermal diffusivity and optical absorption coefficient using photothermal radiometry. II Multilayered solids. *Journal of Applied Physics*, 110(3):033516, 2011.
- [42] S. J. Altenburg, M. Chien, F. Bavendiek, and R. Krankenhagen. Thickness determination of surface protection systems for concrete by means of impulse thermography. *Materials Testing*, 60(7-8):759–764, 2018.

- [43] M. Ziegler, J. Schlichting, M. Kreutzbruck, and C. Maierhofer. Vorrichtung zur thermografischen Prüfung auf Defekte insbesondere auf Risse in Oberflächen und Hohlräumen. Patentschrift: DE 102012101467B4. Inhaber: Bundesanstalt für Materialforschung und -prüfung (BAM), Anmeldung: 22.03.2012.
- [44] J. Vrana, M. Goldammer, J. Baumann, M. Rothenfusser, and W. Arnold. Mechanisms and models for crack detection with induction thermography. In *AIP conference Proceedings*, volume 975, pages 475–482. American Institute of Physics, 2008.
- [45] D. Wu and G. Busse. Lock-in thermography for nondestructive evaluation of materials. *Revue générale de thermique*, 37(8):693–703, 1998.
- [46] W. Rupprecht and K.D. Becker. *Ausbreitung elektromagnetischer Wellen: Eine Einführung in die Theorie*. Springer Berlin Heidelberg, 2013.
- [47] A. Ishimaru. Wave propagation and scattering in random media and rough surfaces. *Proceedings of the IEEE*, 79(10):1359–1366, 1991.
- [48] A. Ishimaru. *Wave propagation and scattering in random media*, volume 2. Academic press New York, 1978.
- [49] J. H. Lambert. *Photometria sive de mensura et gradibus luminis, colorum et umbrae*. Klett, 1760.
- [50] B. Majaron, W. Verkruyse, B. S. Tanenbaum, T. E. Milner, and J. S. Nelson. Spectral variation of the infrared absorption coefficient in pulsed photothermal profiling of biological samples. *Physics in Medicine and Biology*, 47(11):1929–1946, 2002.
- [51] S. A. Prahl, I. A. Vitkin, U. Bruggemann, B. C. Wilson, and R. R. Anderson. Determination of optical properties of turbid media using pulsed photothermal radiometry. *Physics in medicine and biology*, 37(6):1203, 1992.
- [52] I. A. Vitkin, B. C. Wilson, and R. R. Anderson. Analysis of layered scattering materials by pulsed photothermal radiometry: application to photon propagation in tissue. *Applied optics*, 34(16):2973–2982, 1995.
- [53] A. J. Welch, M. J. Van Gemert, et al. *Optical-thermal response of laser-irradiated tissue*, volume 2. Springer, 2011.
- [54] A. Matvienko, A. Mandelis, R. J. Jeon, and S. H. Abrams. Theoretical analysis of coupled diffuse-photon-density and thermal-wave field depth profiles photothermally generated in layered turbid dental structures. *Journal of Applied Physics*, 105(10):102022, 2009.
- [55] J. R. Howell, M. P. Menguc, and R. Siegel. *Thermal Radiation Heat Transfer, 5th Edition*. Taylor & Francis, 2010.

- [56] H. G. Walther, U. Seidel, W. Karpen, and G. Busse. Application of modulated photothermal radiometry to infrared transparent samples. *Review of Scientific Instruments*, 63(11):5479–5480, 1992.
- [57] A. Kim and B. C. Wilson. *Measurement of Ex Vivo and In Vivo Tissue Optical Properties: Methods and Theories*. Springer Netherlands, Dordrecht, 2011.
- [58] HGH Infrared Systems. BIRD 210 - universal electro-optic test bench for ir detectors. https://www.hgh-infrared.com/content/download/2796/33902/version/14/file/BIRD-HGH_LR.pdf. Eingesehen am 17.09.2020.
- [59] L. M. Clark III and R. E. Taylor. Radiation loss in the flash method for thermal diffusivity. *Journal of Applied Physics*, 46(2):714–719, 1975.
- [60] M. Tischler, J. J. Kohanoff, G. A. Rangugni, and G. Ondracek. Pulse method of measuring thermal diffusivity and optical absorption depth for partially transparent materials. *Journal of Applied Physics*, 63(5):1259–1264, 1988.
- [61] B. Majaron, W. Verkruyse, B. S. Tanenbaum, T.E. Milner, S. A. Telenkov, D. M. Goodman, and N. J. Stuart. Combining two excitation wavelengths for pulsed photothermal profiling of hypervascular lesions in human skin. *Physics in Medicine & Biology*, 45(7):1913, 2000.
- [62] B. Majaron and M. Milanič. Re-evaluation of pulsed photothermal radiometric profiling in samples with spectrally varied infrared absorption coefficient. *Physics in Medicine and Biology*, 52(4):1089–1101, 2007.
- [63] A. Marin, N. Verdel, M. Milanič, and B. Majaron. Influence of healthy skin baseline on bruise dynamics parameters as assessed by optical methods. In *European Conference on Biomedical Optics*, page 11075_58. Optical Society of America, 2019.
- [64] M. Milanic, A. Cenian, N. Verdel, W. Cenian, J. Stergar, and B. Majaron. Temperature depth profiles induced in human skin in vivo using pulsed 975 nm irradiation. *Lasers in Surgery and Medicine*, 51(9):774–784, 2019.
- [65] N. Verdel, A. Marin, M. Milanič, and B. Majaron. Physiological and structural characterization of human skin in vivo using combined photothermal radiometry and diffuse reflectance spectroscopy. *Biomedical optics express*, 10(2):944–960, 2019.
- [66] L. Vidovič, M. Milanič, L. L. Randeberg, and B. Majaron. Quantitative characterization of traumatic bruises by combined pulsed photothermal radiometry and diffuse reflectance spectroscopy. In *Photonic Therapeutics and Diagnostics XI*, volume 9303, pages 24 – 37, 2015.
- [67] M. F. Beemer and S. M. Shepard. Aspect ratio considerations for flat bottom hole defects in active thermography. *Quantitative InfraRed Thermography Journal*, 15(1):1–16, 2018.

- [68] D. P. Almond and S. G. Pickering. An analytical study of the pulsed thermography defect detection limit. *Journal of Applied Physics*, 111(9):093510, 2012.
- [69] W. P. Winfree, K. E. Cramer, J. N. Zalameda, and P. A. Howell. Numerical simulations of thermographic responses in composites. Report 20160006465, NASA, 2015.
- [70] W. P. Winfree and J. N. Zalameda. Thermographic determination of delamination depth in composites. In K. Elliott Cramer and Xavier P. Maldague, editors, *Thermosense XXV*, volume 5073, pages 363 – 373, 2003.
- [71] W. P. Winfree, J. N. Zalameda, P. A. Howell, and K. E. Cramer. Simulation of thermographic responses of delaminations in composites with quadrupole method. volume 9861, pages 98610N–98610N–14.
- [72] W. P. Winfree, K. E. Cramer, J. N. Zalameda, and P. A. Howell. Numerical simulations of thermographic responses in composites. In *42nd Annual Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation: Incorporating the 6th European-American Workshop on Reliability of Nde*, volume 1706, 2016.
- [73] A. Bendada, F. Erchiqui, and M. Lamontagne. Pulsed thermography in the evaluation of an aircraft composite using 3d thermal quadrupoles and mathematical perturbations. *Inverse Problems*, 21(3):857, 2005.
- [74] S. M. Shepard. Method of interpreting thermographic data for non-destructive evaluation. Patentschrift: US 5631465A. Inhaber: Thermal Wave Imaging, Anmeldung: 29.02.1996.
- [75] S. M. Shepard. Temporal noise reduction, compression and analysis of thermographic image data sequences. Patentschrift: US 6516084. Inhaber: Thermal Wave Imaging, Anmeldung: 4. 12. 2000.
- [76] D. L. Balageas. Thickness or diffusivity measurements from front-face flash experiments using the tsr (thermographic signal reconstruction) approach. In *Proceedings of 10th Quantitative InfraRed Thermography conference, paper QIRT2010-011*, 2010.
- [77] X. Maldague and S. Marinetti. Pulse phase infrared thermography. *Journal of Applied Physics*, 79(5):2694–2698, 1996.
- [78] A. I. Moskovchenko, V. P. Vavilov, R. Bernegger, C. Maierhofer, and A. O. Chulkov. Detecting delaminations in semitransparent glass fiber composite by using pulsed infrared thermography. *Journal of Nondestructive Evaluation*, 39(3):1–10, 2020.
- [79] S. J. Altenburg, R. Krankenhagen, and F. Bavendiek. Thickness determination of polymeric multilayer surface protection systems for concrete by means of pulse thermography. *AIP Conf Proc*, 1806(1):100004, 2017.

- [80] S. J. Altenburg, H. Weber, and R. Krankenhagen. Thickness determination of semi-transparent solids using flash thermography and an analytical model. *QIRT*, 0(0,0):1–11, 2017.
- [81] J. G. Sun. Analysis of pulsed thermography methods for defect depth prediction. *Journal of Heat Transfer*, 128(4):329–338, 2005.
- [82] A. Rieder. *Keine Probleme mit Inversen Problemen: Eine Einführung in ihre stabile Lösung*. Springer-Verlag, 2013.
- [83] Schott AG. Datenblatt Schott KG2. https://www.schott.com/d/advanced_optics/a8c53ebb-23fa-41c7-8ebd-fabf6203fa56/1.10/schott-shortpass-kg2-may-2019-de.pdf. Eingesehen am 17.02.2020.
- [84] Schott AG. Datenblatt Schott KG3. https://www.schott.com/d/advanced_optics/8c568719-c307-4c00-982d-c1278c501c43/1.10/schott-shortpass-kg3-may-2019-de.pdf. Eingesehen am 17.02.2020.
- [85] Schott AG. Mechanical and thermal properties of optical glass. https://www.schott.com/d/advanced_optics/d08c2fb9-c2f2-4861-a57b-18495ef5a4fd/1.4/schott_tie-31_mechanical_and_thermal_properties_of_optical_eng.pdf. Eingesehen am 17.02.2020.
- [86] PerkinElmer Inc. Lambda 800/900 user’s guide. Report B Jan 2003, 2003.
- [87] Thorlabs Inc. ND-Filter Thorlabs. https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=6732. Eingesehen am 07.12.2019.
- [88] Thyssen Krupp Materials International GmbH. Warmgewalzter unlegierter Baustahl - Werkstoffdatenbank S235JR, S235JRC, S235J2, S235J2C. Report Werkstoffblatt S235Jxx 01/2011, 2016.
- [89] R. Bernegger, S. J. Altenburg, M. Röllig, and C. Maierhofer. Applicability of a 1d analytical model for pulse thermography of laterally heterogeneous semitransparent materials. *International Journal of Thermophysics*, 39(3):39, 2018.
- [90] Nanolam 140 Laminat. http://www.carbonscout-shop.de/img/Nanolam_140_Laminat_03.02.2015.pdf. Eingesehen am 10.10.2017.
- [91] R. Richter. *Numerisches Verfahren für die aktive Thermografie zur Untersuchung von Rückwandgeometrien (Dissertation)*. Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 2013.
- [92] R. Bernegger, S. J. Altenburg, and C. Maierhofer. Iterative numerical 2D-modelling for quantification of material defects by pulsed thermography. *AIP Conference Proceedings*, 2102(1):020015, 2019.

- [93] M. Gower. Final Publishable Report Validated inspection techniques for composites in energy applications (ENG57). https://www.euramet.org/research-innovation/search-research-projects/details/?eurametCtcp_project_show%5Bproject%5D=1266, 2018. Eingesehen am 07.06.2020.
- [94] C. Maierhofer, R. Krankenhagen, M. Röllig, B. Rehmer, M. Gower, G. Baker, M. Lodeiro, A. Aktas, C. Monte, A. Adibekyan, and B. Gutschwager. Defect characterisation of tensile loaded CFRP and GFRP laminates used in energy applications by means of infrared thermography. *Quantitative Infrared Thermography Journal (QIRT)*, 15(1):17–36, 2017.
- [95] R. Bernegger, S. J. Altenburg, and C. Maierhofer. Quantification of delaminations in semitransparent solids using pulsed thermography and mathematical 1d models. *International Journal of Thermophysics*, 41(5):67, 2020.
- [96] CRC Industries Europe BVBA. Datenblatt Graphit 33. <https://docs.rs-online.com/c39a/0900766b8159beb7.pdf>. Eingesehen am 17.02.2020.
- [97] InfraTec GmbH. Infrarot-Thermografiekamera, ImageIR® - Bedienhandbuch. Report, 2013.
- [98] InfraTec GmbH. Irbis® 3 - infrared thermographic software - user manual. Report 2012.
- [99] S. J. Altenburg, R. Bernegger, and R. Krankenhagen. Absorption coefficient dispersion in flash thermography of semitransparent solids. *International Journal of Thermophysics*, 40(1):13, 2018.
- [100] S. J. Altenburg and R. Krankenhagen. Continuous and laplace transformable approximation for the temporal pulse shape of xe-flash lamps for flash thermography. *Quantitative InfraRed Thermography Journal*, 15(1):121–131, 2018.
- [101] Laserline GmbH. Handbuch Diodenlasersystem, LDM 100-20. Report 01-01-01, 2010.
- [102] Laserline GmbH. Homogenisieroptiken. <https://www.laserline.com/de-int/homogenisierungsoptik/>. Eingesehen am 17.04.2020.
- [103] SCAPS GmbH. SAMLight, Version 9. <https://www.scaps.com/index.php?id=10>. Deisenhofen, 2014.
- [104] D. Maillet. *Thermal quadrupoles: solving the heat equation through integral transforms*. John Wiley & Sons Inc, 2000.
- [105] B. Mongeau, G. Rousset, and L. Bertrand. Separation of surface and volume absorption in photothermal spectroscopy. *Canadian Journal of Physics*, 64(9):1056–1058, 1986.
- [106] H. S. Bennett and R. A. Forman. Photoacoustic methods for measuring surface and bulk absorption coefficients in highly transparent materials: theory of a gas cell. *Applied optics*, 15(10):2405–2413, 1976.

- [107] C. Fieberg and R. Kneer. Determination of thermal contact resistance from transient temperature measurements. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51(5-6):1017–1023, 2008.
- [108] J. P. Müller, G. Dell’Avvocato, and R. Krankenhagen. Assessing overload-induced delaminations in glass fiber reinforced polymers by its geometry and thermal resistance. *NDT & E International*, page 102309, 2020.
- [109] D. L. Balageas, J.-C. Krapez, and P. Cielo. Pulsed photothermal modeling of layered materials. *Journal of Applied Physics*, 59(2):348–357, 1986.
- [110] A. Degiovanni, A. Bendada, J.-C. Batsale, and D. Maillet. Analytical simulation of a multidimensional temperature field produced by planar defects of any shape; application to nondestructive testing. *Proc. of QIRT*, pages 253–259, 1994.
- [111] V. Feuillet, L. Ibos, M. Fois, J. Dumoulin, and Y. Candau. Defect detection and characterization in composite materials using square pulse thermography coupled with singular value decomposition analysis and thermal quadrupole modeling. *NDT & E International*, 51(Supplement C):58–67, 2012.
- [112] S. L. Angioni, F. Ciampa, F. Pinto, G. Scarselli, D. P. Almond, and M. Meo. An analytical model for defect depth estimation using pulsed thermography. *Experimental Mechanics*, 56(6):1111–1122, 2016.
- [113] A. Salazar, R. Fuente, A. Mendioroz, E. Apiñaniz, and R. Celorrio. Application of the thermal quadrupoles method to semitransparent solids. *International Journal of Thermophysics*, 33(10):1887–1891, 2012.
- [114] M. Vollmer and K.-P. Möllmann. *Infrared thermal imaging: fundamentals, research and applications*. John Wiley & Sons, 2017.
- [115] A. Salazar, R. Fuente, A. Mendioroz, E. Apiñaniz, and R. Celorrio. Application of the thermal quadrupoles method to semitransparent solids. *International Journal of Thermophysics*, 33(10):1887–1891, 2012.
- [116] A. Salazar, A. Mendioroz, E. Apiñaniz, C. Pradere, F. Noël, and J.-C. Batsale. Extending the flash method to measure the thermal diffusivity of semitransparent solids. *Meas. Sci. Technol.*, 25(3):035604, 2014.
- [117] A. Mandelis. *Diffusion Wave Fields: Green Functions and Mathematical Methods*. Springer-Verlag Berlin, 2001.
- [118] H. D. Baehr. Die Lösung nichtstationärer Wärmeleitungsprobleme mit Hilfe der Laplace-Transformation. *Forschung auf dem Gebiet des Ingenieurwesens A*, 21(2):33–40, 1955.

- [119] A. Salazar and R. Celorrio. Application of the thermal quadrupole method to the propagation of thermal waves in multilayered cylinders. *Journal of Applied Physics*, 100(11):113535, 2006.
- [120] H. Stehfest. Algorithm 368 numerical inversion of laplace transforms [d5]. *Communications of the ACM*, 13(1):47–49, 1970.
- [121] J. Abate and W. Whitt. A unified framework for numerically inverting laplace transforms. *INFORMS J Comput*, 18(4):408–421, 2006.
- [122] Q. Wang and H. Zhan. On different numerical inverse laplace methods for solute transport problems. *Advances in Water Resources*, 75:80–92, 2015.
- [123] H. Hassanzadeh and M. Pooladi-Darvish. Comparison of different numerical laplace inversion methods for engineering applications. *Applied Mathematics and Computation*, 189(2):1966–1981, 2007.
- [124] Wolfram Research Inc. Mathematica, Version 12.1. <https://www.wolfram.com/mathematica>. Champaign, IL, 2020.
- [125] Comsol Inc. Comsol multiphysics programming reference manual - comsol 5.3. Report COMSOL 5.3, 2017.
- [126] Comsol Inc. Heat transfer module user’s guide - comsol 5.3. Report COMSOL 5.3, 2017.
- [127] W. Frei. Modeling Laser-Material Interactions with the Beer-Lambert Law. <https://www.comsol.com/blogs/modeling-laser-material-interactions-with-the-beer-lambert-law/>. Eingesehen am 17.02.2018.
- [128] A. Bendada. Approximate solutions to three-dimensional unsteady heat conduction through plane flaws within anisotropic media using a perturbation method. *Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering*, 10(6):673, 2002.
- [129] W. P. Winfree, J. N. Zalameda, P. A. Howell, and K. E. Cramer. Simulation of thermographic responses of delaminations in composites with quadrupole method. In *Thermosense: Thermal Infrared Applications XXXVIII*, 2016.
- [130] The MathWorks Inc. Software matlab 2018b. Report 2018b, 2018.
- [131] Comsol Inc. LiveLin(TM) for Matlab(R) User’s Guide - Comsol 5.3. Report COMSOL 5.3, 2017.
- [132] J. C. Lagarias, J. A. Reeds, M. H. Wright, and P. E. Wright. Convergence properties of the nelder–mead simplex method in low dimensions. *SIAM J Optim*, 9(1):112–147, 1998.
- [133] E. Thiel. *Thermische Wellenformung für interferenzbasierte thermografische Defektdektktion*. Dissertation, Universität Stuttgart, 2019.

-
- [134] M. Krishnapillai, R. Jones, I. H. Marshall, M. Bannister, and N. Rajic. NDTE using pulse thermography: Numerical modeling of composite subsurface defects. *Composite Structures*, 75(1):241–249, 2006.
- [135] VDI/VDE 3511 Part 4. Technische Temperaturmessung - Strahlungsthermometrie, 2011.
- [136] InfraTec GmbH. Temperaturkalibrierung des Thermografiesystems ImageIR(a) durch den Anwender, 2017.
- [137] M AK-BHD. WMO GREENHOUSE GAS BULLETIN - The State of Greenhouse Gases in the Atmosphere. 15, 2019.
- [138] H. Dubbel. *Taschenbuch für den Maschinenbau.-17., neu-bearb. Aufl.-Berlin; Dubbel. W. Beitz und K.-H. Küttner.* Springer Verlag, Heidelberg, 1990.
- [139] R. V. Kochanov, I. E. Gordon, L. S. Rothman, P. Wcisło, C. Hill, and J. S. Wilzewski. Hitran application programming interface (hapi): A comprehensive approach to working with spectroscopic data. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 177:15–30, 2016.
- [140] DIAS Infrared GmbH. Kalibrier- und Prüfstrahler Calibration Source PYROTHERM CS 1200 Bedienungsanleitung. 2019.
- [141] Inc. Thorlabs. Diaphragm Shutters with Controller. https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=6619&pn=SHB1#7096. Eingesehen am 07.02.2012.
- [142] Inc. Thorlabs. Filter Mount with Sliding Modular Inserts. https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=10262&pn=CFS1. Eingesehen am 07.02.2012.
- [143] European Accreditation (EA) Laboratory Committee. Ermittlung der Messunsicherheit bei Kalibrierungen (Deutsche Übersetzung) . https://www.dakks.de/sites/default/files/dokumente/ea-4-02_m_2013_uebersetzung_angabe_messunsicherheit_k-laboratorien_20190801_v1.1.pdf, 2013. Eingesehen am 17.09.2020.
- [144] IRCAM GmbH. User manual - velox 327k sm, 2018.
- [145] Inc. Thorlabs. Total Transmission of 5 mm Thick AR Coated GE Window. https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=3980. Eingesehen am 17.02.2020.
- [146] A. Rogalski. Progress in focal plane array technologies. *Progress in Quantum Electronics*, 36(2-3):342–473, 2012.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Spektrale spezifische Ausstrahlung $M_{\lambda, BB}(\lambda, T)$ eines BB für verschiedene Temperaturen, berechnet nach Gleichung 2.3. Die gestrichelte Linie zeigt das Wien'sche Verschiebungsgesetz.	4
2.2	Schematische Einordnung der Richtlinien, Normen und Standards für die Thermografie nach [21]. Die Nummerierung entspricht der entsprechenden Norm in Tabelle 2.1.	7
2.3	Typische Fehlstellen in einem Körper, welche mit der aktiven Thermografie detektiert werden können.	9
2.4	(a) R-Konfiguration, die Anregungsquelle und die IR-Kamera sind auf derselben Seite positioniert. (b) T-Konfiguration, die Probe ist zwischen Anregungsquelle und der IR-Kamera positioniert.	10
2.5	Verlauf der Temperaturerhöhung an der Vorderseite (a) und an der Rückseite (b) einer 5 mm dicken Probe, welche sich bei einem PT-Experiment einstellt. Die durchgezogene Line entspricht der Oberflächentemperatur im Bereich ohne Fehlstelle (Position A und C in Abbildung 2.4), die gestrichelte Linie im Bereich mit Fehlstelle (Position B und D in Abbildung 2.4). Die Temperaturdifferenzen wurden mit einem 1D-Modell berechnet (vergleiche Kapitel 4.4). Die Strich-Punkt-Linie zeigt die Temperaturerhöhung für einen halbumendlichen Körper, nach Gleichung 2.14. Die Materialparameter sind in Tabelle 4.14 aufgelistet mit $L1 = 1 \text{ mm}$ und $R = 0,01 \text{ Km}^2\text{W}^{-1}$. (c) zeigt den thermischen Kontrast.	11
2.6	(a) Ein Lichtstahl durch ein teiltransparentes Material. Dabei kann der Lichtstrahl im Volumen absorbiert oder gestreut werden. (b) Mehrfachreflexion an den Grenzflächen. (c) Optisch raue Grenzfläche, die Strahlung wird an der Grenzfläche diffus reflektiert und transmittiert.	12
2.7	Nach Fuente et al. [8] kann ein Material in transparent, teiltransparent und opak eingeteilt werden. <i>Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [8] ©(2014).</i>	14
2.8	(a) Die Umrechnung des Ausgangssignals in eine Temperatur erfolgt mit einer Kalibrierkurve. Für einen teiltransparenten Körper wird nur eine scheinbare Temperatur gemessen. (b) Eine IR-Kamera empfängt bei teiltransparenten Körpern Strahlung aus dem Volumen. Diese Abbildung veranschaulicht Gleichung 2.22.	15

2.9	Normierter Temperaturverlauf (vergleiche Abbildung 2.5 (b)) zur Bestimmung der Diffusivität mittels der Flash-Methode nach Parker et al. [39]. Bei $T/\max(T) = 0,5$ beträgt $t_{1/2} = 17,37$ s. Mit Gleichung 2.24 beträgt hier die thermische Diffusivität $D = 2,012 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ (berechnet wurde die Temperaturdifferenz mit $D = 2 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$)	17
4.1	Ablauf der Rekonstruktion von experimentellen Daten.	24
4.2	(a) Unlegierte Flachstahlprobe mit Nut (Stahlprobe). (b) Skizze der Stahlprobe, alle Angaben in Millimeter.	25
4.3	(a) Foto der unbeschichteten Probe und (b) mikroskopische Aufnahme der Probe (schwarzes Rechteck in (a)). Die Textur des Materials ist deutlich sichtbar. Die hellen Bereiche werden von den Faserbündeln dominiert. <i>Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [89] ©(2018).</i>	26
4.4	(a) Foto der PVC Probe 3. (b) Foto der PVC-Probe 1. (c) Skizze der PVC-Proben, alle Angaben in Millimeter. Die Nutbreite w und Restwanddicke d für die PVC-Proben zeigt Tabelle 4.2. <i>(a) und (b) reproduziert aus [92], mit Genehmigung von AIP Publishing.</i>	26
4.5	(a) Rückseite der GFK Probe mit Delamination. (b) Seitenansicht der Probe. Eine Skizze der Probe mit den Abmaßen zeigt Abbildung 4.20. <i>Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [95] ©(2020).</i>	27
4.6	Experimenteller Aufbau eines PT-Experiments in Reflexionsanordnung bestehend aus der Anregungsquelle, der IR-Kamera, dem Material und der Umgebung. <i>Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [89] ©(2018).</i>	28
4.7	(a) Normierte Spektren der emittierten Strahlung eines Blitzes [91] und eines Lasers. (b) Die zeitliche Form der Bestrahlungsstärke, gemessen mit einer PDA36A Photodiode und dann auf das Maximum normiert [100]. Mit Gleichung 4.7 kann der Verlauf mathematisch modelliert werden. <i>Reproduziert aus [100], mit Genehmigung von Taylor & Francis.</i>	31
4.8	(a) Normiertes Thermogramm zum Zeitpunkt der Erwärmung einer Probe mit dem LDM 500 Laser und 2-Zoll-Homogenisieroptik Typ LL-line 2.35 [102] (Quadrat 19 mm × 19 mm). (b) Die zeitliche Form der Bestrahlungsstärke des LDM 500 Lasers für einen Rechteckpuls, gemessen mit einer PDA36A Photodiode und dann auf das Maximum normiert. Die Länge des Laserpulses wird in der Software SAMLight [103] festgelegt. Mit Gleichung 4.9 kann das zeitliche Verhalten mathematisch modelliert werden.	33

4.9	(a) Polychromatische Strahlung (λ_1 und λ_2) trifft auf ein homogenes Material. Der Strahlungsanteil mit der Wellenlänge λ_2 wird im Material komplett absorbiert, wohingegen die Strahlung mit der Wellenlänge λ_1 nicht komplett absorbiert wird. (b) Monochromatische Strahlung trifft auf ein heterogenes Material (Material 1 und Material 2). Die Materialanteile 1 und 2 sind zur einfallenden Strahlung parallel ausgerichtet und absorbieren unterschiedlich stark die monochromatische Strahlung ($\alpha_1 \neq \alpha_2$).	35
4.10	(a) Skizziert wird ein Lichtstrahl durch ein teiltransparentes Material. Die Weglänge des Lichtstrahles ändert sich mit dem Einfallswinkel γ . (b) Verschiedene Transmissionsprofile für ein teiltransparentes Material in Abhängigkeit des Einfallswinkels des Lichtstrahls.	37
4.11	Unterschiedliche Konfigurationen in Reflexions- (obere Reihe) und Transmissionskonfiguration (untere Reihe). <i>Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [89] ©(2018).</i>	38
4.12	(a) Einschicht- und (b) Zweischicht-Modell. Der thermische Übergangswiderstand R repräsentiert eine Delamination zwischen den zwei Schichten.	41
4.13	(a) Stab-Modell zur Beschreibung von eindimensionaler Wärmeleitung. (b) Vernetzung des 2D-Modells. Zu sehen ist die Geometrie der PVC-Probe 2.	44
4.14	Temperaturentwicklung in R-Konfiguration (a) und in T-Konfiguration (b) für opakes und für teiltransparentes Material. Die verwendeten Parameter zeigt Tabelle 4.4.	45
4.15	Temperaturdifferenzen berechnet mit einem $2L1\alpha1\beta R$ -Modell. Der thermische Übergangswiderstand R und die Tiefe der Delamination $L1$ variieren. (a) und (c) $L1 = 3$ mm und R variiert. (b) und (d) $R = 0,01 \text{ Km}^2\text{W}^{-1}$ und $L1$ variiert. In (a) und (b) werden keine thermischen Verluste berücksichtigt ($h = 0$). Die verwendeten Parameter sind in Tabelle 4.4 zu sehen. R in Km^2W^{-1} , L in mm und h in $\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$. <i>Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [95] ©(2020).</i>	48
4.16	Empfindlichkeit S_x und die normierte Temperaturdifferenz ΔT_n ((a) opakes und (b) teiltransparentes Material). Die verwendeten Parameter sind in Tabelle 4.4 aufgelistet. <i>Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [95] ©(2020).</i>	49
4.17	Zeitpunkt des Auftretens der Extrema von S_x in Abhängigkeit von $L1$. (a) Opak und (b) teiltransparentes Material. <i>Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [95] ©(2020).</i>	50
4.18	Ablauf der Rekonstruktion von experimentellen Daten	52

4.19	Skizze des Versuchsaufbaus. Der Laser ist mittig zur Delamination ausgerichtet. <i>Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [95] ©(2020).</i>	60
4.20	Skizze der GFK-Probe mit Delamination. Ein Foto der Probe ist in Abbildung 4.5 zu sehen. Die Strich-Punkt-Linie zeigt den Beleuchtungsbereich des aufgeweiteten Lasers, die gestrichelte Linie den Bereich der Datenauswertung (entspricht 27×24 ROI). Der schraffierte Bereich zeigt, in welchem Bereich der Probe eine Delamination vorliegt. Die Positionen A ($x = 68 \text{ mm} \mid y = 26 \text{ mm}$) und B ($x = 90 \text{ mm} \mid y = 26 \text{ mm}$) dienen zur Orientierung und werden für die Datenauswertung benötigt (siehe Kapitel 6.4). <i>Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [95] ©(2020).</i>	61
4.21	Diagramm zum Ablauf der Datenauswertung. <i>Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [95] ©(2020).</i>	62
5.1	Strahlungsbilanz - Eine IR-Kamera empfängt Strahlung von dem Prüfobjekt, der Umgebung und der Atmosphäre.	66
5.2	Relevante Komponenten einer IR-Kamera.	67
5.3	(a) Kalibrierkurven für drei verschiedene Integrationszeiten bzw. Kalibrierbereiche der IR-Kamera (ImageIR [®] 8300 hp) in FF und bei 23°C Umgebungstemperatur. Messpunkte außerhalb des Kalibrierbereichs sind nicht gültig.	68
5.4	Unterschiedliche Modellierung einer IR-Kamera für teiltransparente Materialien im Wellenlängenbereich der IR-Kamera.	70
5.5	Temperaturverteilung im Material bei Dirac-Impuls (a) und bei Anregung mit Rechteckpuls (b) für drei verschiedene Zeiten. Die Anregung beginnt bei $t = 0$. Die drei Kreuze in (a) dienen zur Orientierung für Abbildung 5.6.	71
5.6	(a) Spektrale spezifische Ausstrahlung $M_\lambda(T, \lambda)$ für drei verschiedene Temperaturen (die Kreuze in Abbildung 5.5 (a)). (b) Dazugehörige spezifische Ausstrahlung $M(T)$ bzw. $S_{out,opak}$ berechnet nach Gleichung 5.8. Berücksichtigt wird der Wellenlängenbereich von $2 \mu\text{m}$ bis $5,7 \mu\text{m}$. Diese Kurve entspricht der Kalibrierungskurve der virtuellen M-IR-Kamera.	72
5.7	(a) Spezifische Ausstrahlung $M(T, z, t)$ im Material. Dirac-Impuls und (b) Anregung mit Rechteckpuls (vergleiche Abbildung 5.5).	73

5.8	(a) Temperaturerhöhung durch eine Dirac-Impuls-Anregung und eine Anregung mit Rechteckpuls (b) für ein teiltransparentes Material im Wellenlängenbereich von $2\ \mu\text{m}$ bis $5,7\ \mu\text{m}$ mit einem konstanten Absorptionskoeffizienten von $2500\ \text{m}^{-1}$. Die Energie Q pro Fläche beträgt dabei $5000\ \text{Jm}^{-2}$ bzw. $50000\ \text{Jm}^{-2}$. Weitere Parameter sind in Tabelle 5.1 aufgelistet. Die gestrichelte Linie zeigt das Ergebnis für $\check{T}_\beta(t)$ (T-IR-Kamera), die durchgezogene Linie für $\check{T}_{S_{out,\beta}}(t)$ (M-IR-Kamera, wie eine vom Hersteller am BB kalibrierte Kamera). Die gepunktete Linie dient hier zur Orientierung und beschreibt den Temperaturverlauf für ein opakes Material (Oberflächentemperatur).	73
5.9	Skizze für den experimentellen Aufbau zur Bestimmung der Sensitivität einer IR-Kamera.	75
5.10	Das Gesamtsignal setzt sich aus zwei verschiedenen Bereichen bzw. Temperaturen zusammen. Im Wellenlängenbereich des Filters (zwischen λ_{i1} und λ_{i2} mit z.B. $\tilde{\tau}_i = 1$ empfängt die IR-Kamera Strahlung vom BB und im restlichen Wellenlängenbereich Strahlung des Filters.	76
5.11	Ablauf zur Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit $\hat{S}(\lambda)$	77
5.12	Prozentuale Eigenstrahlung des Filters. Bedingung ist kleiner 5 %.	78
5.13	Transmissionsgrad der ausgewählten BP-Filter. Der Transmissionsgrad wurde von Spectrogon für jeden BP-Filter einzeln gemessen.	78
5.14	Absorptionskoeffizienten von CO_2 und H_2O [139] für den Wellenlängenbereich MWIR-Kameras (2000 nm-5700 nm).	80
5.15	Transmissionsgrade von CO_2 und H_2O für eine Weglänge von $W = 0,5\ \text{m}$ bei 23°C Umgebungstemperatur und 45 % relativer Luftfeuchtigkeit. Die Volumenanteile betragen dabei $V_{\text{CO}_2} = 0,0004$ und $V_{\text{H}_2\text{O}} = 0,00001$	80
5.16	(a) Experimenteller Aufbau. (b) Positionierung der Filter vor dem BB.	81
5.17	Ausgangssignal $S_{out, BB, i}(T_{BB}, \tau_i)$ bei einer BB-Temperatur von 600°C . Die Strahlung der Umgebung wurde subtrahiert.	82
5.18	Transmission der Filter mit Berücksichtigung der Transmission der Umgebungsluft ($\tilde{\tau}_i(\lambda) \cdot \tilde{\tau}_A(\lambda)$).	82
5.19	Ergebnis des Integrals aus Gleichung 5.13: $M(600^\circ\text{C}) = \int_{1800\ \text{nm}}^{6000\ \text{nm}} M_\lambda(600^\circ\text{C}, \lambda) \tilde{\tau}_A(\lambda) \tilde{\tau}_i(\lambda) d\lambda$. Die graue Linie zeigt das Ergebnis, wenn $\tilde{\tau}_A(\lambda)$ nicht berücksichtigt wird. . .	83
5.20	Berechnete spektrale Empfindlichkeit $\hat{S}(\lambda)$ der ImageIR [®] 8300 hp nach Gleichung 5.12. Die graue Linie zeigt das Ergebnis, wenn $\tilde{\tau}_A(\lambda)$ nicht berücksichtigt wird.	83
5.21	(a) Relative spektrale Empfindlichkeit eines InSB-Detektors [114], der Transmissionsgrad einer IR-Optik [144] und der Transmissionsgrad von einem 5 mm dicken Germanium(Ge)-Fenster mit Antireflexbeschichtung [145]. (b) Vergleich der relativen spektralen Empfindlichkeiten zwischen ImageIR [®] 8300 hp und der Literatur (Detektor + Optik).	85

5.22	(a) Vergleich zwischen berechneten Kalibrierkurven nach Gleichung 5.10 und den hinterlegten Kalibrierkurven der IR-Kamera ImageIR [®] 8300 hp. (b) Prozentuale Abweichung zwischen den berechneten und den hinterlegten Kalibrierkurven.	85
6.1	(a) zeigt experimentelle Daten von PT-Experimenten an der NINIR20A-Probe in T-Konfiguration. (b) zeigt eine Detailansicht aus (a). Die gestrichelte Linie zeigt das Ergebnis des angepassten $1L1\alpha1\beta$ -Modells. Tabelle 6.1 zeigt die Ergebnisse der Fitparameter.	90
6.2	Experimentelle Daten von PT-Experimenten an der NINIR20A-Probe in R-Konfiguration. Die gestrichelte Linie zeigt das Ergebnis des $1L1\alpha1\beta$ -Modells. Die angepassten Parameter sind in Tabelle 6.1 aufgelistet.	90
6.3	(a) Temperaturdifferenzen, berechnet nach mit semi-analytischen und mit dem numerischen $1L1\alpha1\beta$ -Modell. (b) Residuen zwischen dem numerischen und dem semi-analytischen Modell nach Gleichung 4.49.	92
6.4	Thermogramm bei 2s nach Beginn der Anregung, (a) experimentelle Daten, (b) numerische Daten. Der blaue Kreis, das rote Quadrat und das grüne Dreieck dienen zur Orientierung. Die Farbskala gilt für beide Thermogramme. Ein Foto der ist in Abbildung 4.2 zu sehen. <i>Reproduziert von [92], mit Genehmigung von AIP Publishing.</i>	92
6.5	(a) Seitenansicht der simulierten Daten (Temperaturverteilung) bei $t = 2$ s, die Farbskala entspricht der Skala aus Abbildung 6.4. (b) zeigt den direkter Vergleich zwischen den experimentellen und den numerischen Daten für die x-Koordinaten bei $y = 25$ mm. Der blaue Kreis, das rote Quadrat und das grüne Dreieck dienen zur Orientierung. <i>Reproduziert von [92], mit Genehmigung von AIP Publishing.</i>	93
6.6	Temperaturentwicklung für die drei verschiedenen Orientierungspunkte. Die grauen Punkte (jeweils nur ein Pixel) sind die experimentellen Daten, die durchgezogenen Linien entsprechen den numerischen Daten. <i>Reproduziert von [92], mit Genehmigung von AIP Publishing.</i>	93
6.7	(a) Der thermische Kontrast C_i , berechnet aus den experimentellen Daten ($i = exp$) und den simulierten Daten ($i = sim$), die gestrichelte Linie zeigt das NETD der IR-Kamera. (b) Die absolute Differenz des experimentellen und des numerischen thermischen Kontrastes. <i>Reproduziert von [92], mit Genehmigung von AIP Publishing.</i>	94
6.8	Experimentell bestimmte Oberflächentemperaturerhöhung für den VR-Probekörper in Reflexions- (a) und Transmissionskonfiguration (b) (graue Punkte). Die gestrichelten Linien zeigen die Anpassungsergebnisse unter Verwendung des OL2R-Modells (a) und des O1L-Modells (b). Die schwarzen Punkte zeigen die Residuen zwischen den experimentellen Daten und den Ergebnissen der semi-analytischen Modelle (ab $t = 4$ s ist nur noch jeder zehnte Punkt gezeigt). <i>Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [89] ©(2018).</i>	95

6.9	Detailansicht der experimentellen Daten aus Abbildung 6.8. <i>Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [89] ©(2018).</i>	96
6.10	Experimentelle Daten der PT-Experimente an UB-Probe in Reflexions- (a) und in Transmissionskonfiguration (b) (graue Punkte). Die gestrichelten Linien zeigen die Fit-Ergebnisse unter Verwendung des 1L1 α -Modells (a) und des 1L1 α -Modells (b). Die schwarzen Punkte zeigen die Residuen zwischen den experimentellen Daten und den Ergebnissen der semi-analytischen Modelle (ab $t = 4$ s ist nur noch jeder zehnte Punkt gezeigt). <i>Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [89] ©(2018).</i>	97
6.11	Experimentelle Daten der PT-Experimente an dem RB-Probekörper in Reflexions- (a) und in Transmissionskonfiguration (b) (graue Punkte). Die gestrichelten Linien zeigen die Anpassungsergebnisse unter Verwendung des 1L2 α O-Modells (a) und des 2L2 α OR-Modells (b). Die schwarzen Punkte zeigen die Residuen zwischen den experimentellen Daten und den Ergebnissen der semi-analytischen Modelle (ab $t = 4$ s ist nur noch jeder zehnte Punkt gezeigt). <i>Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [89] ©(2018).</i>	98
6.12	(a) Foto der beschichteten Probe. Die schwarze Fläche ist eine dünne Graphitschicht. (b) zeigt ein Thermogramm, das während der Erwärmung (0,1 s nach Beginn des Heizphase) in TRB-Konfiguration aufgenommen wurde. (c) dasselbe Thermogramm wie (b), nun so skaliert, dass der Kontrast im beschichteten Bereich zu sehen ist. <i>Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [89] ©(2018).</i>	99
6.13	Detailansicht der experimentellen Daten aus Abbildung 6.11 (b), des Fit-Ergebnisses des 1L1 α O-Modells (gestrichelte Linie) und des 2L2 α OR-Modells (durchgezogene Linie). <i>Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [95] ©(2018).</i>	100
6.14	Temperaturdifferenz der Proben PVC 3 (a) beschichtet ($P_{\text{Laser}} = 170$ W) und (b) unbeschichtet ($P_{\text{Laser}} = 250$ W). Die grauen Punkte (ein Detektorpixel) sind die experimentellen Daten, die Linien die numerischen Daten für die drei Orientierungspunkte auf der Probe. (a) <i>reproduziert von [92], mit Genehmigung von AIP Publishing.</i>	102
6.15	Thermischer Kontrast C für die Probe PVC 1, (a) experimentelle Daten, (b) simulierte Daten.	103
6.16	Temperaturanstieg oberhalb der Nut für die Probe PVC 3. Die durchgezogene Linie zeigt die Ergebnisse des Modells für die Temperaturentwicklung ohne Berücksichtigung der Wärmeverluste ($h = 0$). <i>Reproduziert von [92], mit Genehmigung von AIP Publishing.</i>	103

6.17	(a) Experimentelle Daten und das Ergebnis des angepassten 1L1 α 1 β -Modells für den defektfreien Bereich (ROI-Position A). (b) Experimentelle Daten und das Ergebnis des angepassten 1L1 α 1 β -Modells für den Bereich mit Delamination (ROI-Position B). <i>Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [95] ©(2018)</i>	104
6.18	Ergebnisse der Rekonstruktion der experimentellen Daten mit dem 1-Schicht-Modell. (a) Goodness-of-Fit, (b) die absolute Differenz der ermittelten Dicke L_{fit} mit der Referenzdicke $L_{real} = 5$ mm für alle ROIs mit $\zeta^2 < 0,3$ und (c) der Wärmeverlustparameter h für alle ROIs mit $\zeta^2 < 0,3$. <i>Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [95] ©(2018)</i>	105
6.19	Ergebnisse der Rekonstruktion der experimentellen Daten mit dem 2-Schicht-Modell für die Position B. <i>Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [95] ©(2018)</i>	106
6.20	Ergebnisse der Rekonstruktion der experimentellen Daten mit dem 2-Schicht-Modell für die ROIs bei $y = 26$ mm und $x > 82$ mm. (a) Tiefe der Delamination $L1$ und des thermischen Übergangswiderstandes R , (b) thermischen Verluste h und (c) Goodness-of-Fit für das 1- und das 2-Schicht-Modell. <i>Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [95] ©(2018)</i>	106
6.21	Auswertung der synthetischen PT-Daten. (a) Ergebnis der Delaminierungstiefe $L1$, des thermischen Widerstandes R und (b) die thermischen Verluste h . <i>Reproduziert mit Genehmigung von Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature International Journal of Thermophysics [95] ©(2018)</i>	107

Tabellenverzeichnis

2.1	Aktueller Stand der Richtlinien, Normen und Standards in der Thermografie (nach [21]). Die Nummern sind in Abbildung 2.2 zu finden. *Bundesverband für Angewandte Thermografie (VATh)	8
4.1	Untersuchte ND-Filter der Firma Schott [83,84]. *Bezeichnung von Thorlabs [87].	25
4.2	Nutgeometrie der PVC-Proben. Die Grundmaße für alle drei Proben betragen 48 mm × 24 mm × 7,8 mm.	27
4.3	Eigenschaften der verwendeten IR-Kameras.	30
4.4	Parameter des semi-analytischen und numerischen 1D-Modells. Die Werte entsprechen einem GFK-Material	45
4.5	Einflüsse der Modell-Parameter auf die Temperaturentwicklung für die eindimensionale Wärmediffusion.	46
4.6	Verwendetes Setup für die PT-Experimente an ND-Filtern und deren Einstellungen.	53
4.7	Verwendete Parameter zur Validierung des $1L1\alpha1\beta$ -Modells.	54
4.8	Parameter des semi-analytischen und numerischen 1D-Modells zur Validierung des numerischen Modells. Die Parameter entsprechen einem GFK-Material.	55
4.9	Verwendetes Setup für das PT-Experimente und deren Einstellungen zur Validierung des numerischen 2D-Modells	55
4.10	Parameter zur Validierung des numerischen 2D-Modells	56
4.11	Verwendetes Setup für die PT-Experimente an GFK-Nanolam-Proben und deren Einstellungen.	57
4.12	Semi-analytische Modelle zur Beschreibung von PT-Experimenten in verschiedenen Konfigurationen.	58
4.13	Parameter der mathematischen Modelle.	58
4.14	Parameter der numerischen 2D-Modelle für die PT-Experimente an PVC-Proben.	59
4.15	Verwendetes Setup für das PT-Experiment an der GFK-Probe mit Delamination und deren Einstellungen	60
4.16	Parameter der 1D-Modelle zur Auswertung der PT-Messdaten. Die Parameter R und $L1$ werden nur im 2-Schicht-Modell verwendet. *Startwerte. **Freier Parameter für das 1-Schicht-Modell und fester Parameter für das 2-Schicht-Modell.	62

4.17	Parameter für das numerische 2D-Modell zur Berechnung der synthetischen PT-Daten. *Die Anregungsfläche entspricht bei einer 2D-Simulation einer Anregungslinie. **Die Anregungslinie beginnt bei $x = 48$ mm und endet bis $x = 116$ mm.	63
5.1	Randbedingungen und Materialeigenschaften zur Berechnung der Temperaturverteilung. *Gilt für den Wellenlängenbereich der IR-Kamera.	71
5.2	1-Zoll BP-Filter der Firma Spectrogon. Der genaue Verlauf des Transmissionsgrads $\tilde{\tau}_i(\lambda)$ dieser Filter ist in Abbildung 5.13 zu sehen. *central wavelength (mittlere Wellenlänge). **full width at half maximum (Breite bei halber maximaler Transmission). ***durchschnittlicher Transmissionsgrad.	79
5.3	Unsicherheiten der einzelnen Parameter	84
6.1	Ergebnisse für vier verschiedene ND-Filter vom Typ KG2 und KG3. Der Absorptionskoeffizient $\alpha_{Spekt.}$ gilt für den Wellenlängenbereich des Lasers $\lambda = 935$ nm. *Die Absorptionskoeffizienten β_{Refl} und β_{Trans} können bei der Auswertung der LWIR-Daten stark schwanken und haben nahezu keinen Einfluss auf α . Für die Auswertung von MWIR-Daten muss β berücksichtigt werden. Die Ungenauigkeit für $\alpha_{Refl, Trans}$ beträgt ± 30 m ⁻¹ und für $D_{Refl, Trans}$ ± 0.02 m ² s ⁻¹ . **Ungenauigkeit ± 200 m ⁻¹	91
6.2	Gefittete Diffusivitäten mit verschiedenen semi-analytischen Modellen für den VB-Probekörper	96
6.3	Gefittete Diffusivitäten und effektive Absorptionskoeffizienten mit verschiedenen semi-analytischen Modellen für den UB-Probekörper	97
6.4	Gefittete Diffusivitäten und effektive Absorptionskoeffizienten mit verschiedenen semi-analytischen Modellen für den RB-Probekörper. *Diese Werte hängen von den Startwerten der jeweiligen Parameter ab.	100
6.5	Zusammenfassung der angepassten thermischen und optischen Materialparameter für die verwendeten Modelle, welche die experimentellen Daten am besten beschreiben. *Diese Werte hängen von den Startwerten der jeweiligen Parameter ab.	101
6.6	Ergebnisse der PVC-Proben. Die Genauigkeit der Anpassungsparameter beträgt < 5 %.	103

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand als externe Promotion an der Bundesanstalt für Materialforschung und -prüfung (BAM) mit Betreuung durch das Institut für Werkstoffwissenschaften und -technologien der Technischen Universität Berlin. Ich möchte allen, die mich während dieser Zeit begleitet haben, danken.

Herrn Prof. Dr. rer. nat. Walter Reimers von der Technischen Universität Berlin sowie Frau Prof. Dr.-Ing. Birgit Skrotzki von der BAM - 5.2 danke ich für die Übernahme der Begutachtung, für das Interesse an meiner wissenschaftlichen Arbeit und für die konstruktiven Diskussionen.

Ich möchte mich bei dem Fachbereich „Thermografische Methoden“ an der BAM für das außerordentlich gute Arbeitsumfeld bedanken. Ein besonderer Dank gilt Frau Dr. Maierhofer und Herrn Dr. Altenburg für die Betreuung meiner Dissertation. Es war für mich immer eine Freude, mit euch über die Themen meiner Arbeit und über die Thermografie im Allgemeinen zu diskutieren. Weiter möchte ich mich für die konstruktive Kritik meiner wissenschaftlichen Arbeiten sowie dieser Dissertation bedanken. Mein Dank gilt natürlich auch der Arbeitsgruppe des Fachbereichs (Florian, Mathias R., Mathias Z., Samim, Rainer, Simon A., Simon O., Jan, Jens, Julien, Christian, Philipp) für die wissenschaftlichen und außerwissenschaftlichen Gespräche.

Liebe BAM-Superfastrunners (Erik, Mathias, Tobi, Samim, Rainer), vielen Dank für die gemeinsam gelaufenen Kilometer. Es hat bei jedem Wetter Spaß gemacht.

Onkel Holger, vielen lieben Dank für die Übernahme des Korrektorats. Es ist einfach klasse, dass wir uns auf diesem Wege wiedertreffen.

Zu guter Letzt möchte ich meiner Familie für die Unterstützung danken. Ohne euch wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Selbständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, die vorliegende Dissertation selbständig und nur unter Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel angefertigt zu haben.

Raphael Bernegger, Berlin, 24.03.2021