

Merkmalsanalyse mit thermischen Wellen in der zerstörungsfreien Werkstoff- und Bauteilprüfung

Von der Fakultät Luft- und Raumfahrttechnik und Geodäsie
der Universität Stuttgart
zur Erlangung der Würde eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
genehmigte Abhandlung

vorgelegt von
Dipl.-Ing. Christian Spießberger
geboren in Schorndorf

Hauptberichter: Prof. Dr. rer. nat. habil. G. Busse
Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. P. Horst
Tag der mündlichen Prüfung: 5. September 2011

Institut für Kunststofftechnik
der Universität Stuttgart

2012

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter der Abteilung Zerstörungsfreie Prüfung am Institut für Kunststofftechnik der Universität Stuttgart.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. rer. nat. habil. Gerd Busse für die umfassende Unterstützung bei der Erstellung dieser Arbeit. Das entgegengebrachte Vertrauen, die intensive wissenschaftliche Betreuung und die gewährten Freiheiten ermöglichten ein interessantes und vielseitiges Arbeiten.

Außerdem danke ich sehr herzlich Prof. Dr.-Ing. Peter Horst für die sorgfältige Durchsicht dieser Arbeit und die bereitwillige Übernahme des Mitberichts.

Des weiteren gilt mein Dank allen Mitarbeitern am Institut. Ich erinnere mich sehr gerne an das angenehme Arbeitsklima und die gegenseitige Unterstützung bei der täglichen Arbeit. Wesentliche Punkte der Arbeit wurden durch Diskussionen mit den Herren Andreas Gleiter, Philipp Menner und Daniel Döring weiter entwickelt und vertieft. Dafür ebenfalls vielen Dank!

Für die umfassende Hilfe bei technischen und wissenschaftlichen Fragestellungen bedanke ich mich außerdem bei Herrn Alexander Dillenz von der Firma edevis GmbH.

Abschließend danke ich ganz besonders meiner Frau Anke und meinen Töchtern Anna und Jana, ohne deren Rückhalt und Unterstützung diese Arbeit nicht hätte geschrieben werden können.

Weinstadt, im September 2011

Christian Spießberger

Inhaltsverzeichnis

Verzeichnis der Abkürzungen	7
Verzeichnis der Formelzeichen	9
Zusammenfassung	11
Abstract	13
1 Einleitung	15
1.1 Stand der Technik	15
1.1.1 Thermische Wellen	15
1.1.2 Photothermische Radiometrie	16
1.1.3 Lockin-Thermografie	17
1.2 Motivation und Zielsetzung dieser Arbeit	18
2 Zerstörungsfreie Prüfung mit thermischen Wellen	21
2.1 Messung von Wärmestrahlung	21
2.1.1 Strahlungsphysik	21
2.1.2 Kameratechnik	23
2.2 Thermische Wellen	25
2.2.1 Wärmeleitung in Festkörpern	25
2.2.2 Mathematische Beschreibung thermischer Wellen	26
2.2.3 Reflexion an Grenzflächen	29
2.2.4 Kontaktwiderstand	30
2.2.5 Interferenz thermischer Wellen	34
2.3 Lockin-Thermografie	41
2.3.1 Lockin-Auswertung	41
2.3.2 Optisch angeregte Lockin-Thermografie (OLT)	43
2.3.3 Andere Anregungsmethoden	51
3 Auswertung im Merkmalsraum	55
3.1 Datenfusion von Messergebnissen	55
3.1.1 Einfache Bildkorrelation	55

3.1.2	Streudiagramme (Scatter Plots)	56
3.2	Merkmalsanalyse thermografischer Messungen	60
3.2.1	Streudiagramme an Keilen	60
3.2.2	Vergleich der Streudiagramme mit dem theoretischen Modell	68
3.2.3	Laterale Wärmeflüsse und Kontaktwiderstände	69
3.2.4	Defektmerkmale	75
3.3	Methodenübergreifende Korrelation	80
3.4	Multidimensionale Auswertung	86
4	Quantitative Auswertung	89
4.1	Tiefenbestimmung durch Frequenzvariation	90
4.2	Bestimmung von Dicke und Reflexionskoeffizient	95
4.2.1	Berechnung der Look-Up-Tabelle	96
4.2.2	Transformation der Phasenbilder	97
4.2.3	Negativer Reflexionskoeffizient	101
4.2.4	Genauigkeit von Dickenmessungen	104
4.2.5	Dickenmessung einer Landeklappe	105
4.3	Bestimmung von Kontaktwiderständen	109
4.3.1	Kontaktwiderstand innerhalb eines Werkstoffs	109
4.3.2	Kontaktwiderstand zwischen unterschiedlichen Werkstoffen	113
4.4	Korrelation von drei und mehr Messungen	117
4.4.1	Erweiterung des Dickenmessbereichs	117
4.4.2	Abschätzung frequenzabhängiger Störeffekte	120
5	Diskussion	123
6	Ausblick	125
	Literaturverzeichnis	127
	Lebenslauf	133

Verzeichnis der Abkürzungen

CCD	... engl. charge coupled device
CFK	... Carbonfaserverstärkte Kunststoffe
CMOS	... engl. complementary metal oxide semiconductor
DFT	... Diskrete Fourier-Transformation
FFT	... engl. fast Fourier transformation
FPA	... Focal plane array
IR	... Infrarot
LED	... engl. light emitting diode
MCT	... engl. Mercury Cadmium Telluride
NETD	... engl. noise equivalent temperature difference
OLT	... Optisch angeregte Lockin-Thermografie
POD	... engl. probability of detection
ULT	... Ultraschallangeregte Lockin-Thermografie
ZfP	... Zerstörungsfreie Prüfung

Verzeichnis der Formelzeichen

A	... Amplitude
α	... Temperaturleitfähigkeit [mm^2/s]
c	... Wärmekapazität [J/gK], Lichtgeschwindigkeit ($299792,5 km/s$)
d	... Dicke [m]
e	... Effusivität [$W\sqrt{s}/Km^2$]
ϵ	... Emissionsgrad
F	... Fouriertransformierte
h	... Plancksches Wirkungsquantum ($6,62607 \cdot 10^{-34} Js$)
k	... Wellenzahl, Boltzmann-Konstante ($1,38065 \cdot 10^{-23} J/K$)
H	... Übertragungsfunktion
λ	... Wärmeleitfähigkeit [W/mK], Wellenlänge elektromagnetischer Strahlung [m]
M	... spektrale spezifische Ausstrahlung [$W/m^2\mu m$]
μ	... thermische Eindringtiefe [m]
φ	... Phasenwinkel [$^\circ$]
\dot{Q}	... Wärmestromdichte [W/m^2]
R	... Reflexionskoeffizient
ρ	... Dichte [g/cm^3]
σ	... komplexe thermische Wellenzahl, Stefan-Boltzmann-Konstante ($5,670 \cdot 10^{-8} W/m^2K^4$)
T	... Temperatur [K], Transmissionskoeffizient
t	... Zeit [s]
τ	... Zeitkonstante [s]
Ω	... Kontaktwiderstand
ω	... Modulationsfrequenz [rad/s]
x	... Ortskoordinate [m]

Zusammenfassung

Moderne technische Systeme werden immer leistungsfähiger, aber auch komplexer. Jeder Fehler kann die Funktionstüchtigkeit des Gesamtsystems beeinträchtigen. Daher werden hohe Anforderungen an die Qualität der Einzelteile gestellt. Qualitätssicherung lässt sich auf zwei unterschiedlichen Wegen betreiben: Durch Optimierung des Fertigungsprozesses oder durch fertigungsbegleitende zerstörungsfreie Prüfung (ZfP) der produzierten Bauteile. Meistens geht beides Hand in Hand: Der Fertigungsprozess wird mit Hilfe der Ergebnisse der zerstörungsfreien Prüfung verbessert.

Die Anforderungen, die an ein zerstörungsfreies Prüfverfahren gestellt werden, sind immer die gleichen: Zuverlässigkeit, Schnelligkeit (Taktzeiten) und Wirtschaftlichkeit. Aktive thermische Prüfverfahren erfüllen häufig diese Vorgaben und werden auch dementsprechend eingesetzt. Besonders beliebt ist die optisch angeregte Lockin-Thermografie (OLT), die modulierte Wärme ins Prüfobjekt einbringt und die zeitliche Verzögerung der Temperaturmodulation (Phase) an der Oberfläche ausgewertet. Die Phasenauswertung ist praktisch störunanfällig und dadurch zuverlässig einsetzbar.

Allerdings wird bisher noch nicht die ganze Leistungsfähigkeit des Verfahrens ausgenutzt, da bei nur einer einzigen Lockin-Frequenz gemessen wird. Die vorliegende Arbeit zeigt, dass sich mit geeigneten Korrelationsverfahren die Phasenbildinformationen bei verschiedenen Frequenzen in der „Merkmalsebene“ zusammenführen lassen ("data fusion"). Bestimmte Eigenschaftskombinationen ergeben dabei wolkenartige Muster, die die untersuchte Probe, vergleichbar einem Fingerabdruck, eindeutig charakterisieren. Durch geeignete Blendensetzung in dieser Merkmalsebene lassen sich gezielt Eigenschaften (z.B. Dicken, Grenzflächeneigenschaften, laterale Wärmeflüsse, Defekte, usw.) aus den ursprünglichen Phasenbildern extrahieren. Dadurch wird die Trennschärfe der Lockin-Thermografie wesentlich erhöht, was sich in einer erhöhten Fehlerauffindwahrscheinlichkeit (probability of detection, POD) niederschlägt.

Auf Grundlage bekannter analytischer Modelle des eindimensionalen Wärmeflusses werden Möglichkeiten der quantitativen Ermittlung thermischer Parameter, insbesondere Dicken und Reflexionskoeffizienten, vorgestellt. Das Verfahren arbeitet kalibrierfrei, wodurch sich der Einsatzbereich in der Praxis erweitert. Erste Ansätze zur Bestimmung thermischer Kontaktwiderstände, die bei der Grenzflächencharakterisierung eine wichtige Rolle spielen, werden diskutiert. Die Ergebnisse werden experimentell an praxisnahen Beispielen auf den Prüfstand gestellt.

Abstract

Modern technical systems become more and more productive but also more complex. Every defect can affect the operability of the overall system. Therefore, high quality of every single component is required. Quality assurance is possible in two different ways: By optimizing manufacturing processes or by non-destructive testing (NDT) during production. In most cases, it is a combination of both: The manufacturing process is improved with the results of non-destructive testing.

Non-destructive testing methods should be reliable, fast (cycle times), and inexpensive. Active thermography very often meets those demands and is therefore being used for a wide range of applications. Very popular is optically excited lockin thermography (OLT) where the excitation of the tested object is done by modulated light and the time lag of the temperature modulation (phase) at the surface is analyzed. The phase evaluation is almost insensitive against disturbances and therefore has a wide range of applications.

However, the potential of the method is not fully exhausted until now because the measurements are usually performed at just a single lockin-frequency. This thesis shows that with suitable correlation algorithms the phase image information at different frequencies can be merged in feature space („data fusion“). Certain combinations of properties lead to cloudy patterns which unambiguously specify the tested object similar to a finger print.

By suitable filtering within feature space, certain properties (e.g. thicknesses, interface properties, lateral heat flow, defects, etc.) can be extracted out of phase images. This increases the accuracy of lockin-thermography significantly which results in enhanced probabilities of defect detection (POD). Additionally, the approach allows for distinguishing between different damage types like impacts or delaminations in fiber composite materials.

Based on well-known analytical models of one-dimensional heat flow, this work demonstrates new methods for quantitative determination of thermal parameters like thickness and reflection coefficients. The presented methods work calibration-free which opens up new fields of applications. New approaches for measuring thermal contact resistances are introduced which are applicable to characterize interfaces. The results are validated experimentally at application relevant examples.

1 Einleitung

1.1 Stand der Technik

1.1.1 Thermische Wellen

Die physikalischen Gesetzmäßigkeiten der Wärmeausbreitung wurden bereits Anfang des 19. Jahrhunderts von Jean Baptiste Joseph Fourier untersucht und beschrieben (Fouriersches Gesetz) [1, 2]. Mit diesen Grundlagen versuchte Fourier vorherzusagen, oberhalb welcher Tiefe Wasserleitungen im Winter zufrieren. Dies war wichtig, da die Leitungen damals von Hand verlegt wurden und eine größere Leitungstiefe einen erheblichen Mehraufwand bedeutete. Die durch den Jahreszyklus hervorgerufene Temperaturmodulation an der Erdoberfläche breitet sich als thermische Welle ins Erdreich aus. Es stellte sich die Frage, wie groß die Temperaturschwankung in einer bestimmten Tiefe ist. Fourier löste das Problem unter Verwendung der später nach ihm benannten Fourierreihen, die die Grundlage der heutigen Fouriertransformation sind.

Aufbauend auf diesen Erkenntnissen entwickelte Angström ein Messverfahren zur Bestimmung von Temperaturleitfähigkeiten in Metallstäben (Abbildung 1.1) [3]. Ein Stabende wird abwechselnd mit kaltem und heißem Wasser in Kontakt gebracht. Durch die eingebrachte lo-

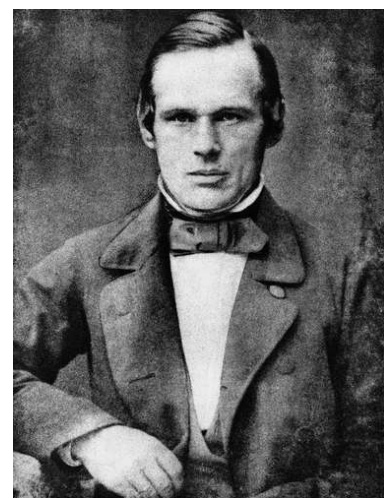
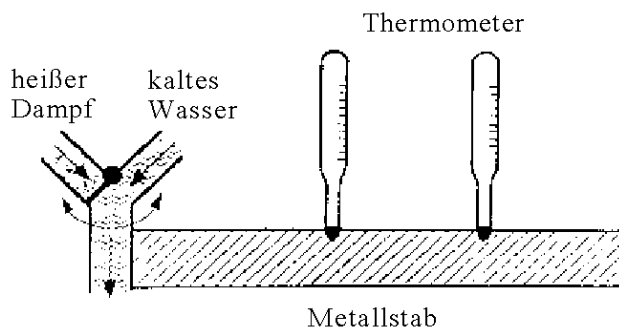


Abbildung 1.1: Angströms Versuch zur Messung von Temperaturleitfähigkeiten mit thermischen Wellen.

kale Temperaturmodulation werden thermische Wellen angeregt, die sich in Richtung des anderen Stabendes ausbreiten. Die Temperaturmodulation wird mit zwei Thermometern an zwei unterschiedlichen Orten entlang der Ausbreitungsrichtung gemessen. Über die zeitliche Verzögerung der Modulation (Phasenverschiebung) und den Abstand beider Thermometer lässt sich die Temperaturleitfähigkeit berechnen.

Die Detektion thermischer Wellen ist alternativ auch über den photoakustischen Effekt möglich, der 1881 von Alexander Graham Bell und seinem Assistenten Charles Sumner Tainter entdeckt und beschrieben wurde [4]: Sie erwärmten mit moduliertem Sonnenlicht die Oberflächen einiger Proben, die in einer Glaskammer mit angebrachtem Hörrohr eingeschlossen waren. Wenn moduliertes Licht auf die Proben fiel, war ein Ton zu hören, dessen Frequenz gleich der Modulationsfrequenz war. Indem sie die Lichtintensität durch Schall modulierten, war sogar die Übertragung von Sprache durch Lichtstrahlen möglich. Kurz darauf wurde dieser „photoakustische Effekt“ auch von Röntgen [5] und Tyndall [6] untersucht.

Der photoakustische Effekt an Festkörpern geriet zunächst in Vergessenheit, bis er von mehreren Forschergruppen in den siebziger Jahren des letzten Jahrhunderts wiederentdeckt wurde [7]. Die Anregung erfolgte mit monochromatischem Licht, das mit einem Chopper moduliert wurde, zur Detektion diente ein Mikrofon. Die von Allan Rosencwaig gemeinsam mit Allen Gersho entwickelte „Rosencwaig-Gersho-Theorie“ führte dann erstmals den photoakustischen Effekt auf thermische Wellen im Festkörper zurück [8]. Diese Erkenntnisse öffneten die Tür zur weiteren Entwicklung der Photoakustik. Das Verfahren wurde zunächst vor allem zur Messung von Festkörper-Absorptionsspektren eingesetzt [9, 10], später auch für optisch gepumpte Submillimeter-Laser [11, 12].

1.1.2 Photothermische Radiometrie

Für die Anwendung als zerstörungsfreies Prüfverfahren war die Photoakustik allerdings kaum geeignet, da die Probengröße limitiert und die photoakustische Zelle auf direkten Kontakt zur Probe angewiesen war. Daher wurden alternative Verfahren zur Messung der Oberflächentemperatur entwickelt, die verschiedene Effekte ausnutzten: Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex von Luft [13], piezoelektrische Detektion [14] und interferometrischer Nachweis der thermischen Ausdehnung [15].

Für die meisten Anwendungen stellte sich die Messung der Infrarotemission als die geeignetste Methode heraus. In Kombination mit einem Laser zur punktwisen modulierten Anregung sind kontaktfreie Messungen durchführbar (Abbildung 1.2). Das Verfahren wird als „Photothermische Radiometrie“ bezeichnet [16].

Über eine Fouriertransformation wird die lokale Temperaturmodulation hinsichtlich Phase und Amplitude untersucht. Durch diese „Schmalbandfilterung“ wird eine erhebliche Rauschreduzierung erreicht. Bei diesen Messungen, die auf der optischen Erzeugung thermischer Wellen und ihrer Ausbreitung im Festkörper beruhen, hängt die Tiefenreichweite von der

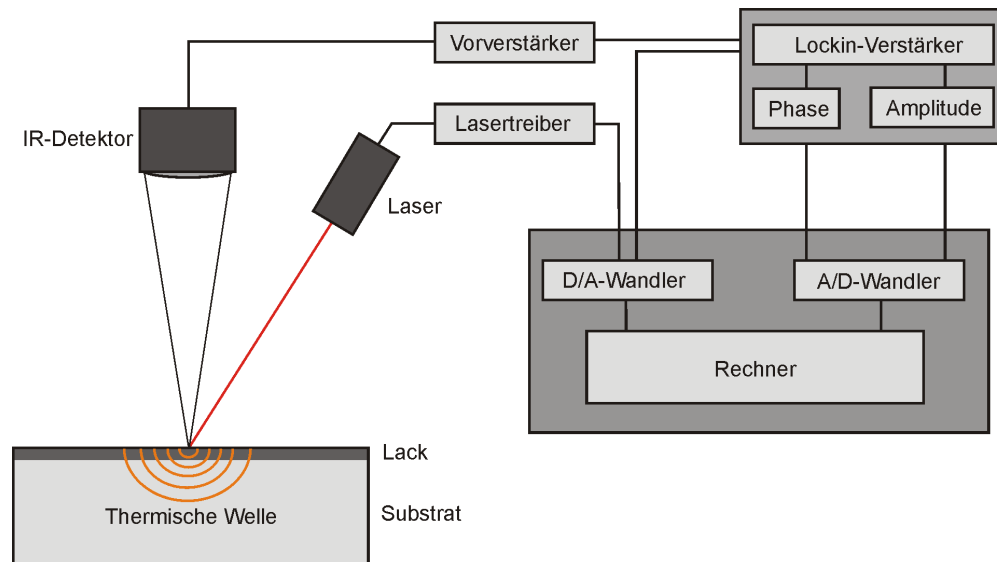


Abbildung 1.2: Prinzip der photothermischen Radiometrie

Modulationsfrequenz der optischen Anregung ab, wobei die Phase eine deutlich höhere Reichweite als die Amplitude hat [17, 18, 19, 20]. Thermische Wellen zeigen typische Interferenzeigenschaften durch Überlagerung der an der Oberfläche erzeugten Wellen mit an inneren Strukturen reflektierten Anteilen. Defekte unterhalb der Oberfläche werden auf diese Weise erkennbar [21]. Das Verfahren ist daher prinzipiell für die zerstörungsfreie Prüfung geeignet.

1.1.3 Lockin-Thermografie

Die Photothermik lässt sich auch als scannendes Verfahren betreiben. Seit Anfang der achtziger Jahre sind dadurch orts aufgelöste Messungen möglich [22, 20]. Punktweise rasternde photothermische Abbildungsverfahren sind allerdings prinzipiell langsam, da nacheinander an jedem Punkt der Probe gemessen werden muss. Eine flächige Messung der Wärmestrahlung mit Thermografiekameras wurde daher schon relativ früh angedacht [23] und dann später als „Lockin-Thermografie“ von drei Arbeitsgruppen innerhalb verschiedener Konzepte verwirklicht [24, 25, 26]. Die Bezeichnung „Lockin-Thermografie“ leitet sich vom „Lockin-Verstärker“ ab, der bei photothermischen Messungen Amplitude und Phase von verrauschten Signalen ermittelt. Durch die thermische Anregung der ganzen Probenoberfläche beispielsweise mit Halogenlampen und der feldhaften Messung der Wärmestrahlungsmodulation mit einer Thermografiekamera lassen sich im Vergleich zur photothermischen Radiometrie Messungen in einem Bruchteil der Zeit durchführen, wodurch industrielle Anwendungen des Verfahrens erst möglich wurden.

Bei der Lockin-Thermografie wird modulierte Wärme flächig ins Bauteil eingebracht und zeitgleich die Oberflächentemperatur mit einer Thermografiekamera erfasst. Die aufgenommene Bildsequenz wird pixelweise fouriertransformiert. So ergeben sich ein Phasen- und ein Amplitudenbild, wobei vor allem das Phasenbild einige für den praktischen Gebrauch sehr

wertvolle Eigenschaften aufweist [21]:

- es ist praktisch unempfindlich gegen ungleichmäßige Anregung des Bauteils
- unterschiedliche Emissionskoeffizienten der Probenoberfläche spielen keine Rolle
- die Phase enthält Informationen über Bauteildicken und/oder thermische Reflexionskoeffizienten

Vor allem in den letzten zehn Jahren wurde die Anregungstechnik weiterentwickelt. Als alternative Anregungsquellen haben sich neben der optischen Anregung mit Halogenlampen die Anregung mit Ultraschall, Heißluft oder Induktion bewährt [27]. Die Anregung wird jeweils problemspezifisch auf das zu untersuchende Bauteil angepasst und erweitert dadurch den Anwendungsbereich thermografischer Prüfmethode erheblich. Da thermische Wellen auf Grenzflächen und deren lokalen Veränderungen ansprechen, eignen sie sich als berührungslose Sonden z.B. zur Untersuchung von Schichtwerkstoffen und ihren Defekten anhand lokaler Frequenzgänge. Das Anwendungsspektrum reicht von der Metallhärtung bis zu CFK-Laminaten.

1.2 Motivation und Zielsetzung dieser Arbeit

Der bei der Lockin-Thermografie gemessene Phasenwert hat leider keinen direkten Bezug zu physikalisch nachprüfbar Parametern wie beispielsweise Bauteildicken oder Defekttiefen. Die Verbindung zwischen Phase und Bauteileigenschaft wird daher häufig indirekt über Kalibriermessungen hergestellt. Dieses Verfahren ist sehr zeitaufwändig und immer nur für eine bestimmte Werkstoffkombination gültig.

Die gesuchten Informationen sollten durch Datenfusion mehrerer Einzelmessungen bei unterschiedlichen Modulationsfrequenzen ohne vorherige Kalibriermessungen zugänglich sein. Diese Vermutung stützt sich auf theoretische Modelle des eindimensionalen Wärmeflusses, die ursprünglich für photothermische Messungen entwickelt wurden. Demnach sind genauso viele Einzelmessungen bei unterschiedlichen Modulationsfrequenzen notwendig, wie voneinander unabhängige Parameter bestimmt werden sollen (Abbildung 1.3). Für die Bestimmung von thermischer Dicke und thermischem Reflexionskoeffizient (zwei Unbekannte) wären also zwei Einzelmessungen durchzuführen.

Bestimmte Probeneigenschaften sollten sich, ähnlich menschlichen Fingerabdrücken, als charakteristische Muster im Merkmalsraum abzeichnen. Das Ziel dieser Arbeit ist es, diese Merkmalsstrukturen zu identifizieren und quantitativ auszuwerten. Darauf aufbauend leiten sich folgende Teilziele ab:

1. Auftragung von Phasenbildern in der Merkmalsebene und Zuordnung der entstehenden Merkmalsmuster zu bestimmten Probeneigenschaften.

2. Kalibrierfreie Bestimmung thermischer Parameter wie Dicken, Reflexionskoeffizienten und Kontaktwiderstände.
3. Ermittlung von Störfaktoren, die die Einsetzbarkeit der verwendeten Auswerteverfahren einschränken.

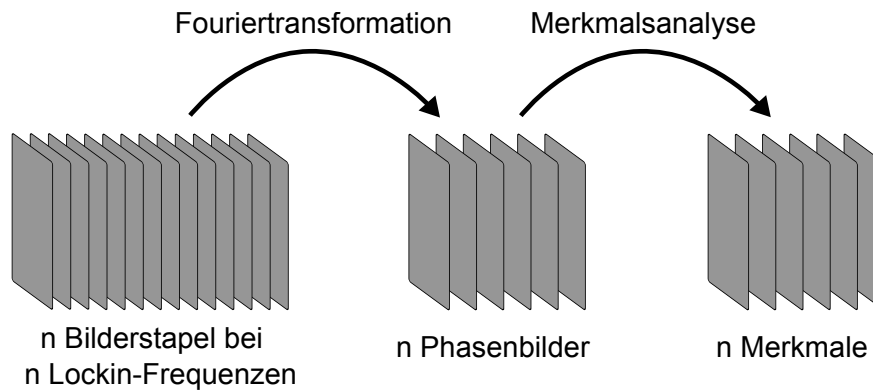


Abbildung 1.3: Prinzip der frequenzabhängigen Auswertung.

2 Zerstörungsfreie Prüfung mit thermischen Wellen

2.1 Messung von Wärmestrahlung

2.1.1 Strahlungsphysik

Infrarotstrahlung

Als Infrarotstrahlung werden elektromagnetische Wellen im Bereich zwischen 780 nm und 1 mm Wellenlänge bezeichnet. Am kurzwelligen Ende schließt sich der sichtbare Strahlungsbereich an, am langwelligen Ende der Terahertz- und der Mikrowellenbereich. Die Infrarotstrahlung wurde im Jahre 1800 vom Astronomen Sir Friedrich Wilhelm Herschel zufällig entdeckt. Er ließ Sonnenlicht durch ein Prisma fallen und stellte fest, dass sich ein Thermometer auch jenseits des roten Farbbereichs erwärmt.

Der Infrarotbereich wird häufig in nahes Infrarot (**NIR**, engl. *near infrared*, Wellenlängenbereich $0,7 - 1,4 \mu\text{m}$), kurzwelliges Infrarot (**SWIR**, engl. *short wavelength IR*, Wellenlängenbereich $1,4 - 3 \mu\text{m}$), mittelwelliges Infrarot (**MWIR**, engl. *mid wavelength IR*, Wellenlängenbereich $3 - 8 \mu\text{m}$), langwelliges Infrarot (**LWIR**, engl. *long wavelength IR*, Wellenlängenbereich $8 - 15 \mu\text{m}$) und fernes Infrarot (**FIR**, engl. *far infrared*, Wellenlängenbereich $15 - 1000 \mu\text{m}$) unterteilt. Der Submillimeter-Bereich des FIR wird inzwischen immer häufiger als Terahertz-Bereich bezeichnet.

Plancksches Strahlungsgesetz

Das Strahlungsspektrum eines schwarzen Körpers kann mit Hilfe des im Jahre 1900 von Max Planck gefundenen Strahlungsgesetzes berechnet werden. Danach gilt für die spektrale spezifische Ausstrahlung $M(\lambda, T)$ in der Wellenlängendarstellung:

$$M(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 (e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1)} . \quad (2.1)$$

Dabei sind h das Plancksche Wirkungsquantum, c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, k die Boltzmann-Konstante und T die absolute Temperatur. Die spektrale spezifische Ausstrahlung $M(\lambda, T)$ hat die Einheit $[W/m^2\mu\text{m}]$. Die mit dieser Gleichung berechneten Spektren im

für die Thermografie relevanten Bereich zwischen 280 K und 340 K sind in Abbildung 2.1 dargestellt.

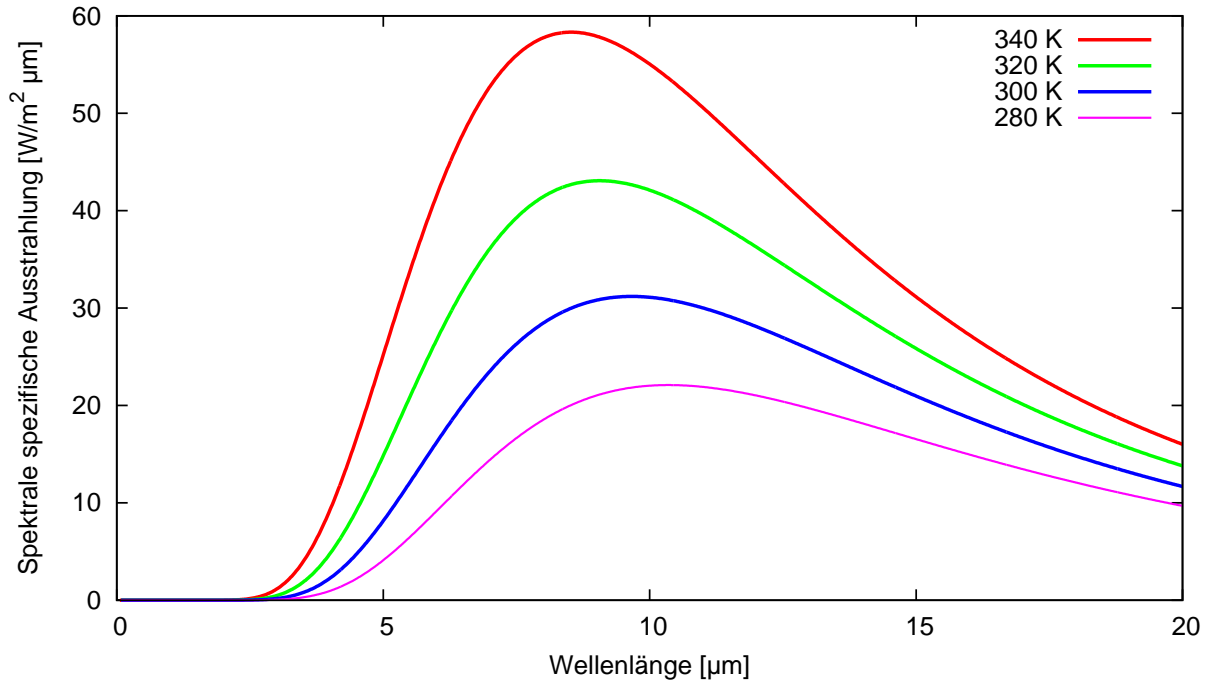


Abbildung 2.1: Plancksches Strahlungsspektrum in Abhängigkeit der Temperatur eines schwarzen Körpers.

Durch Differenzieren des Strahlungsgesetzes und Nullsetzen der Ableitung erhält man das 1893/94 von Wilhelm Wien entwickelte Verschiebungsgesetz:

$$\lambda_{max} \cdot T = const. = 2897,8 \mu m K . \quad (2.2)$$

Es beschreibt die Lage des Maximums des Strahlungsspektrums in Abhängigkeit von der Temperatur.

Durch Integration einer Isotherme des Planckschen Strahlungsgesetzes $M(\lambda, T)$ über alle Wellenlängen ergibt sich das Stefan-Boltzmann-Gesetz, das bereits 1879 von Josef Stefan [28] entdeckt und im Jahr 1884 von Ludwig Boltzmann [29] theoretisch hergeleitet wurde. Es beschreibt die Abhängigkeit der Strahlungsleistung pro Fläche W von Temperatur T und Emissionsgrad der Oberfläche ε :

$$M(T) = \varepsilon \cdot \sigma \cdot T^4 . \quad (2.3)$$

Emissionsgrad

Der Emissionsgrad ε beschreibt das Verhältnis der abgestrahlten Strahlungsleistung einer bestimmten realen Fläche zu einer gleich großen Fläche eines schwarzen Körpers. Ein schwarzer Körper absorbiert sämtliche elektromagnetische Strahlung, die auf ihn trifft und ist gleichzeitig eine ideale thermische Strahlungsquelle. Er hat per Definition den Emissionsgrad $\varepsilon = 1$.

Der Emissionsgrad liegt immer zwischen 0 und 1. Metalle haben einen Emissionsgrad zwischen 0 und 0,3, nichtmetallische Werkstoffe meistens über 0,8. Entscheidend für den Emissionsgrad sind die chemische Beschaffenheit und die Rauigkeit der Materialoberfläche. In Tabelle 2.1 sind die Emissionsgrade verschiedener Werkstoffe aufgeführt.

Tabelle 2.1: Emissionsgrade verschiedener Werkstoffe [30].

Metalle	ε	Nichtmetalle	ε
Aluminium (poliert)	0,04	Beton	0,94
Aluminium (oxidiert)	0,25	Glas	0,88
Eisen (poliert)	0,20	Holz	0,90
Eisen (angerostet)	0,65	Kunststoffe	0,90...0,97
Eisen (verzinkt)	0,25	Lacke, Farben	0,92...0,97
Chrom	0,071	Wasser	0,90

2.1.2 Kameratechnik

Eine Infrarotkamera besteht hauptsächlich aus der Optik, dem Detektor und der Ausleseelektronik, die alle in einem Gehäuse zusammengefasst sind.

Die Kameralinse wird meistens aus infrarottransparentem Germanium gefertigt. Da die Materialkosten hoch, die Herstellung (einschließlich Entspiegelung) aufwändig und die Stückzahlen gering sind, sind Infrarotoptiken relativ teuer.

Der Strahlungsempfänger (Detektor) ist der zentrale Teil der Kamera. Er setzt die einfallende Strahlung in elektronische Signale um. Moderne Kameras verwenden Focal-Plane-Array (FPA) Detektoren, die nicht nur aus einem Sensor, sondern aus vielen Sensorelementen bestehen. Jedes Sensorelement entspricht dabei einem Pixel im Infrarotbild.

Häufig wird zwischen Quanten- (d.h. Detektoren, die im Prinzip einzelne Photonen zählen) und Nichtquantendetektoren unterschieden. Letztere arbeiten in der Regel nach dem bolometrischen Prinzip. Dabei wird die Erwärmung eines Detektors durch Strahlungsabsorption gemessen. Gängige Detektormaterialien sind Vanadiumoxid (VOx) oder amorphes Silizium (a-Si). Einfallende Infrarotstrahlung erwärmt das Material, wodurch sich der elektrische Widerstand ändert. Diese Änderung wird von der angeschlossenen Elektronik für jedes Pixel gemessen und zu einem Bild zusammengesetzt [30].

Quantendetektoren bestehen aus Halbleitermaterialien, wie z.B. Indium-Antimonid (InSb) oder Cadmium-Quecksilber-Tellurid (CdHgTe oder MCT für engl. Mercury-Cadmium-Telluride). Das Funktionsprinzip basiert auf dem inneren Photoeffekt, der auch bei Solarzellen ausgenutzt wird. Die auf den Detektor auftreffenden Photonen erzeugen Elektron-Loch-Paare. Die hierbei entstehende Ladung wird kapazitiv gespeichert und nach einer bestimmten Zeit (Integrationszeit) ausgelesen. Technisch handelt es sich meistens um CMOS-Chips, die in der



Abbildung 2.2: Infrarotkamera Emerald der Firma CEDIP.

Digitalfotografie häufig verwendeten CCD-Technik wird hingegen kaum eingesetzt. Da alle Körper bei Raumtemperatur IR-Strahlung aussenden, also auch der Detektor selbst, müssen Quantendetektoren gekühlt werden. Dies geschieht entweder mit flüssigem Stickstoff oder mit einem Stirling-Kühler [30].

Die kleinste messbare Temperaturdifferenz, die der Rauschbreite entspricht, wird als NETD (engl. *noise equivalent temperature difference*) bezeichnet, sie ist eine wichtige Vergleichsgröße für Thermografiekameras. Insbesondere bei der ultraschallangeregten Thermografie ist die NETD der verwendeten Kamera wichtig, da die zu messenden Temperaturdifferenzen meistens gering sind [30].

Für die vorliegende Arbeit wurde die Infrarotkamera „Emerald“ der Firma Cedip Infrared Systems verwendet (Abb. 2.2). Diese Kamera besitzt eine parallele Schnittstelle (RS422) zur Übertragung der Infrarotbilder an einen Rechner, einen Videoausgang, einen Triggereingang zur optionalen externen Triggerung der Kamera sowie eine serielle Schnittstelle (RS232) zur Übertragung von Kameraparametern. Die wichtigsten Leistungsdaten der Kamera sind in Tabelle 2.2 zusammengefasst.

Die Rohbilder der Kamera bestehen nicht aus Temperaturwerten, sondern aus digitalen Levels. Um hieraus Temperaturbilder zu erhalten, muss die Kamera kalibriert werden. Dafür wird ein „Schwarzer Flüssigkeits-Strahler“ eingesetzt, der laut Herstellerangabe einen Emissionsgrad von $\epsilon = 0,9994$ aufweist. Mit einer Wasserkühlung und einer Heizung lässt sich die Temperatur im Bereich von 0°C bis 120°C variieren. Sobald sich eine bestimmte Temperatur eingestellt hat, wird die Kamera auf die Hohlraumöffnung gerichtet und bei dieser Temperatur kalibriert. Dieser Vorgang muss bei möglichst vielen Temperaturen wiederholt

Tabelle 2.2: Leistungsdaten der IR-Kamera Emerald MW

Detektormaterial	Halbleiterdetektor (InSb)
Detektorgröße	640 x 512 Pixel
NETD	< 20 mK
Wellenlängenbereich	MWIR, 3 - 5 μ
Maximale Bildwiederholrate (full frame)	80 Hz

werden. Auf Grundlage der gemessenen Werte können die digitalen Levels in Temperaturen umgerechnet werden. Die so gewonnenen Temperaturbilder entsprechen aber nur dann den realen Temperaturen, wenn der Emissionsgrad der betrachteten Oberflächen 1 ist. Dies ist näherungsweise nur bei Kunststoffen, Wasser, Glas und Beton der Fall, nicht aber bei Metallen.

2.2 Thermische Wellen

2.2.1 Wärmeleitung in Festkörpern

Auf den französischen Mathematiker Jean Baptiste Joseph Fourier (1768-1830) sind die ersten mathematischen Beschreibungen thermischer Transportvorgänge zurückzuführen [1, 2]. Er erkannte, dass die Wärmestromdichte \dot{Q} durch eine bestimmte Fläche der Wärmeleitfähigkeit λ und dem Temperaturgradienten $\partial T/\partial x$ senkrecht zu dieser Fläche proportional ist:

$$\dot{Q} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} . \quad (2.4)$$

Das negative Vorzeichen bedeutet, dass der Wärmestrom grundsätzlich dem Temperaturgradienten entgegengesetzt ist und diesen somit reduziert.

Das dynamische Verhalten von Temperaturfeldern in wärmequellenfreien Medien für den eindimensionalen Fall in Abhängigkeit einer Ortskoordinate x und der Zeit t lässt sich mit der Fourier'schen Differentialgleichung beschreiben [1]):

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} = 0 \quad (2.5)$$

Die Temperaturleitfähigkeit α hängt von der Dichte ρ , der spezifischen Wärmekapazität c und der Wärmeleitfähigkeit λ ab:

$$\alpha = \frac{\lambda}{\rho c} \quad (2.6)$$

Ein wichtiger Werkstoffkennwert ist auch die Effusivität e (auch Wärmeeindringkoeffizient genannt), die sich aus denselben physikalischen Größen zusammensetzt:

$$e = \sqrt{\lambda \rho c} \quad (2.7)$$

Tabelle 2.3: Wärme- und Temperaturleitfähigkeiten verschiedener Materialien [31].

Werkstoff	Wärmeleitfähigkeit [W/mK]	Temperaturleitfähigkeit [10 ⁻⁶ m ² /s]	Effusivität [W√s/Km ²]
Luft	0,03	31	4,7
Wasser	0,61	0,15	61
Glas	1,36	0,87	1460
Gummi	0,16	0,20	350
PMMA	0,61	0,11	1810
CFK (parallel zur Faser)	4,0	2,0	2800
CFK (senkrecht zur Faser)	0,63	0,40	1000
Al ₂ O ₃	0,68	0,85	700
Aluminium	237	98	24000
Aluminiumlegierungen	110 - 190	50 - 80	17000 - 23000
Kupfer	398	131	37000
Stahl	63,9	17,0	14700
Edelstahl	14,2	4,4	7400
Diamant	2230	1240	63000

Die Effusivität ist ein Maß für die Fähigkeit eines bestimmten Materials Wärme aufzunehmen oder abzugeben. Stoffe mit hoher Effusivität (z.B. Metalle) werden bei Berührung mit der Hand als kalt, Stoffe mit geringer Effusivität (z.B. die meisten Kunststoffe) als warm empfunden. Die Hand ist also ein Sensor für die Effusivität.

Die Wärme- und Temperaturleitfähigkeiten, und damit auch die Effusivitäten, können je nach Material sehr unterschiedlich sein. Metalle weisen generell höhere Wärmeleitfähigkeiten als Kunststoffe oder Keramiken auf. In Tabelle 2.3 sind die Wärme- und Temperaturleitfähigkeiten sowie die Effusivitäten verschiedener Materialien einander gegenübergestellt.

2.2.2 Mathematische Beschreibung thermischer Wellen

Wird die Temperatur an der Oberfläche ($x = 0$) eines Körpers sinusförmig mit der Frequenz ω moduliert, so breitet sich ins Innere eine thermische Welle aus. Wie auch bei optischen und akustischen Wellen lässt sich der Ansatz

$$T(x, t) = T_0 e^{i(\omega t - kx)} \quad (2.8)$$

zur Lösung der Differentialgleichung verwenden, k ist dabei die Wellenzahl.

Beim Einsetzen von Gleichung 2.8 in Gleichung 2.5 folgt für k :

$$k^2 = -\frac{i\omega}{\alpha}. \quad (2.9)$$

Mit

$$\sqrt{i} = \frac{1}{\sqrt{2}}(1 + i) \quad (2.10)$$

ergibt sich

$$k = \frac{i}{\sqrt{2}}(1 + i)\sqrt{\frac{\omega}{\alpha}}. \quad (2.11)$$

Über die Definition der thermischen Eindringtiefe μ

$$\mu = \sqrt{\frac{2\lambda}{\omega\rho c}} = \sqrt{\frac{2\alpha}{\omega}} \quad (2.12)$$

folgt die Lösung der Differentialgleichung

$$T(x, t) = T_0 e^{-\frac{x}{\mu}} e^{i(\omega t - \frac{x}{\mu})}. \quad (2.13)$$

Da bei der optisch angeregten Lockin-Thermografie eine externe Wärmequelle einen (modulierten) Wärmestrom \dot{Q}

$$\dot{Q} = \dot{Q}_0 e^{i\omega t} \quad (2.14)$$

senkrecht zur Oberfläche des untersuchten Materials aufprägt, kann die Neumann-Randbedingung zur Bestimmung von T_0 verwendet werden:

$$\dot{Q} e^{i\omega t} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \quad (2.15)$$

Einsetzen von Gleichung 2.13 in Gleichung 2.15 führt zu

$$T_0 = \frac{(1 - i)\dot{Q}_0}{\sqrt{2\lambda\rho c\omega}}. \quad (2.16)$$

Gleichung 2.13 lautet dann vollständig:

$$T(x, t) = \frac{(1 - i)\dot{Q}_0}{\sqrt{2\lambda\rho c\omega}} e^{-\frac{x}{\mu}} e^{i(\omega t - \frac{x}{\mu})} \quad (2.17)$$

$$= \frac{\dot{Q}_0}{e\sqrt{\omega}} e^{-\frac{x}{\mu}} e^{i(\omega t - \frac{x}{\mu} - \frac{\pi}{4})}. \quad (2.18)$$

Folgende Eigenschaften thermischer Wellen lassen sich aus Gleichung 2.18 ableiten:

- Die Amplitude thermischer Wellen erhöht sich durch Steigerung der eingebrachten Wärmeleistung pro Fläche oder Verringerung der Modulationsfrequenz. Bei gleicher Anregungsleistung und Frequenz führt eine geringere Effusivität des Materials zu höheren Amplituden.
- Thermische Wellen sind stark gedämpft, da die Amplitude mit zunehmender Ausbreitungsstrecke exponentiell abfällt ($e^{-x/\mu}$). Die Dämpfungskonstante ist eine Funktion der thermischen Eindringtiefe μ .

- Die Reichweite thermischer Wellen hängt von der Eindringtiefe μ und damit von der Modulationsfrequenz ω ab. Je tiefer die Frequenz, desto höher die Eindringtiefe. Abbildung 2.3 verdeutlicht diesen Zusammenhang an einem CFK-Keil, der bei sechs unterschiedlichen Lockin-Frequenzen mit Lockin-Thermografie untersucht wurde. Bei 1 Hz sind in der oberen Hälfte nur zwei unterschiedliche Abstufungen (die dünnsten) sichtbar, bei 0,25 Hz schon vier und bei 0,1 Hz sechs Abstufungen.
- Unter der Bedingung, dass keine Interferenzeffekte auftreten, ist der Phasenversatz

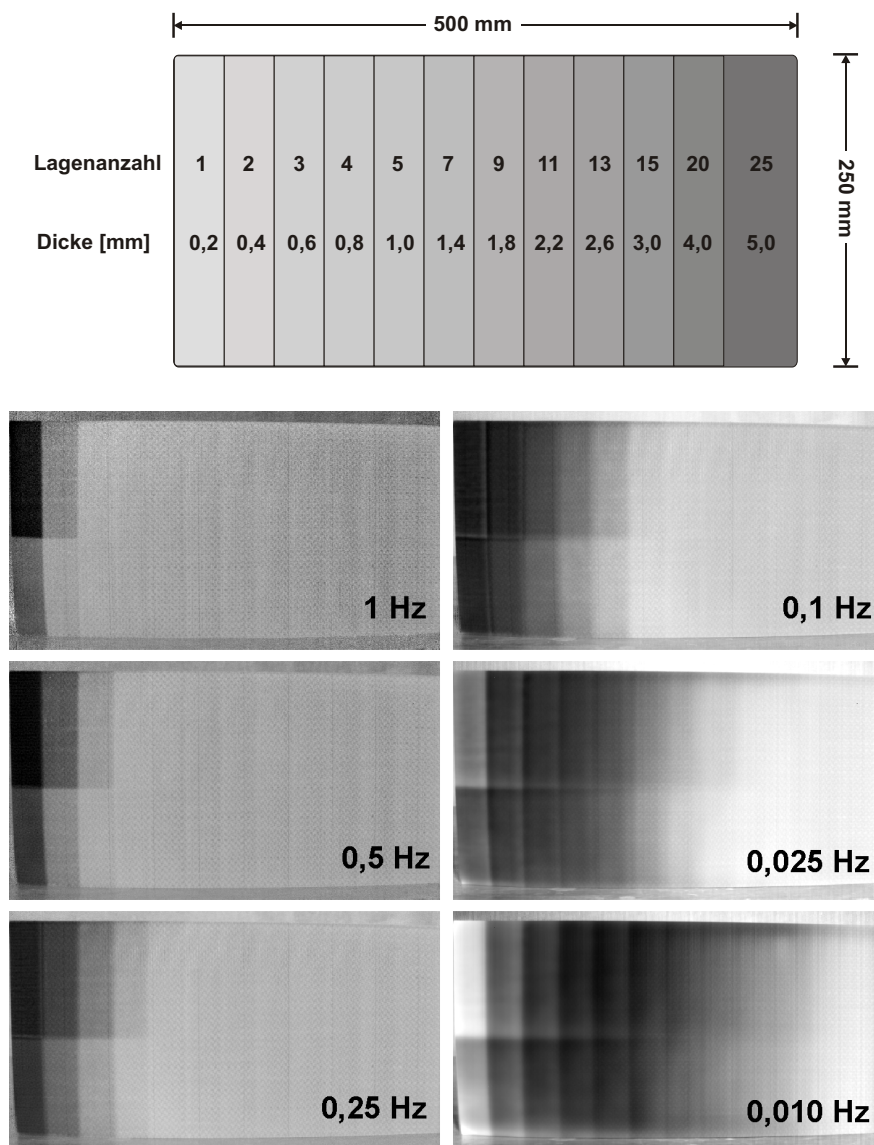


Abbildung 2.3: Aufbau (oben) und Phasenbilder (unten) eines CFK-Stufenkeils bei unterschiedlichen Lockin-Frequenzen (unten). Auf der Rückseite der unteren Keilhälfte ist noch Abreißgewebe vorhanden, der Stufenkeil ist dort also etwas dicker.

zwischen Anregungsquelle und Temperatur an einer bestimmten Stelle im Material:

$$\varphi = -\frac{x}{\mu} - \frac{\pi}{4}, \quad (2.19)$$

An der Oberfläche $x = 0$ ist die Phasendifferenz dann $-\frac{\pi}{4}$, also -45° .

Durch Verwendung der komplexen Wellenzahl σ

$$\sigma = \frac{(1+i)}{\mu} = (1+i)\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}} \quad (2.20)$$

lässt sich Gleichung 2.13 vereinfachen:

$$T(x, t) = T_0 e^{-\sigma x + i\omega t} = T_0 e^{-\sigma x} e^{i\omega t}. \quad (2.21)$$

Im folgenden Abschnitt wird zur besseren Übersichtlichkeit diese Form der Wellengleichung verwendet.

2.2.3 Reflexion an Grenzflächen

Die Reflexion thermischer und elektromagnetischer Wellen an Grenzflächen ist mathematisch vergleichbar. Es gibt jedoch einige Besonderheiten, auf die hier näher eingegangen wird.

Die einfallende Welle, die reflektierte Welle und die transmittierte Welle sind jeweils mit Gleichung 2.21 beschreibbar:

$$T_E(x, t) = T_0 e^{-\sigma_1 x} e^{i\omega t} \quad (2.22)$$

$$T_R(x, t) = T_0 R e^{\sigma_1 x} e^{i\omega t} \quad (2.23)$$

$$T_T(x, t) = T_0 T e^{-\sigma_2 x} e^{i\omega t}. \quad (2.24)$$

R ist der Reflexionskoeffizient, T der Transmissionskoeffizient (Abbildung 2.4).

Bei thermischen Wellen sind zur vollständigen Beschreibung von R und T zwei weitere Bedingungen notwendig:

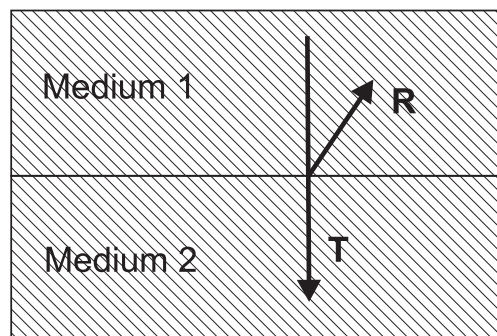


Abbildung 2.4: Reflexion thermischer Wellen an Grenzflächen.

1. Der Temperaturverlauf an einer defektfreien Grenzfläche ($x = 0$) muss stetig sein, d.h.:

$$T_E(0, t) + T_R(0, t) = T_T(0, t). \quad (2.25)$$

bzw.:

$$T_E(0, t) + T_R(0, t) - T_T(0, t) = 0. \quad (2.26)$$

Durch Einsetzen der Gleichungen 2.22 - 2.24 folgt

$$T = 1 + R. \quad (2.27)$$

2. Es gilt der Energieerhaltungssatz, d.h. der Wärmefluss in die Grenzfläche hinein entspricht dem Wärmefluss aus der Grenzfläche heraus. Mit dem Gesetz von Fourier für eindimensionalen Wärmefluss

$$\dot{Q} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \quad (2.28)$$

ergibt sich an der Grenzfläche ($x = 0$):

$$\dot{Q}_E + \dot{Q}_R = \dot{Q}_T \quad (2.29)$$

$$-\sigma_1 T_0 \lambda_1 e^{i\omega t} + \sigma_1 T_0 R \lambda_1 e^{i\omega t} = -\sigma_2 T_0 \lambda_2 e^{i\omega t} \quad (2.30)$$

$$\sigma_1 \lambda_1 - \sigma_1 \lambda_1 R = -\sigma_2 \lambda_2 T \quad (2.31)$$

Aus den Gleichungen 2.20, 2.27 und 2.31 folgt für R und für T :

$$R = \frac{\sqrt{\lambda_1 \rho_1 c_1} - \sqrt{\lambda_2 \rho_2 c_2}}{\sqrt{\lambda_1 \rho_1 c_1} + \sqrt{\lambda_2 \rho_2 c_2}} \quad (2.32)$$

$$T = \frac{2\sqrt{\lambda_1 \rho_1 c_1}}{\sqrt{\lambda_1 \rho_1 c_1} + \sqrt{\lambda_2 \rho_2 c_2}} \quad (2.33)$$

Die Größe $\sqrt{\lambda_1 \rho_1 c_1}$ entspricht der Effusivität e . Vereinfacht ergeben sich dann folgende Ausdrücke:

$$R = \frac{e_1 - e_2}{e_1 + e_2} \quad (2.34)$$

$$T = \frac{2e_1}{e_1 + e_2} \quad (2.35)$$

Aus den Gleichungen 2.34 und 2.35 folgt, dass R immer zwischen -1 und 1 und T zwischen 0 und 2 liegt.

2.2.4 Kontaktwiderstand

Alle bisherigen Betrachtungen gelten nur für den Fall eines idealen thermischen Kontaktes an der Grenzfläche. Reale Oberfläche sind allerdings rau und häufig leicht gekrümmt, so dass der Kontakt zwischen zwei Körpern nur über mikroskopisch kleine Kontaktpunkte erfolgt, die typischerweise nur wenige Prozent der Gesamtfläche ausmachen. Dieser Effekt spielt

beispielsweise in der Ultraschallprüfung eine wichtige Rolle, da der Wert des akustischen Reflexionskoeffizienten stark davon abhängt [32].

Der Effekt des thermischen Kontaktwiderstands ist schon lange bekannt [33], da er bei vielen Wärmeübergängen eine große Rolle spielt (z.B. bei der Anbindung von Kühlkörpern an Elektronikbauteile). Der thermische Kontaktwiderstand hängt außer von der Rauigkeit der Oberfläche sehr stark von den beteiligten Materialien, der Temperatur, dem Druck auf die Grenzfläche, Verschmutzungen (z.B. Staub) und der Spaltdicke ab. Mit thermischen Methoden ist nur eine integrale Messung über alle diese Einflussfaktoren möglich. Bei Messungen mit photothermischer Radiometrie ist der Einfluss von Kontaktwiderständen bereits lange bekannt [34, 35, 36]. Besonders die Haftung dünner Schichten auf Substraten lässt sich so kontaktfrei untersuchen [37, 38]. Flächige Messungen wurden mit Thermografie hingegen bisher nur selten (bewusst) durchgeführt [39, 40].

Ist ein thermischer Kontaktwiderstand vorhanden, so muss der gesamte Wärmestrom durch die reduzierte Gesamtfläche hindurchfließen (Abbildung 2.5, links). Dies führt zu einem Temperatursprung an der Grenzfläche, der proportional zum Wärmestrom über die Grenzfläche \dot{Q}_G ist (Abbildung 2.5, rechts) [33].

Die Proportionalitätskonstante Ω (Einheit Km^2/W) zwischen der Temperaturdifferenz ΔT und dem Wärmestrom \dot{Q}_G ist der thermische Kontaktwiderstand,

$$\Delta T = \Omega \dot{Q}_G . \quad (2.36)$$

Der reziproke Wert des Kontaktwiderstand Ω entspricht physikalisch dem aus der Technik bekannten Wärmeübergangskoeffizienten h . Dieser wird allerdings meistens nur bei Wärmeübergängen zwischen Gasen bzw. Fluiden und Feststoffen verwendet.

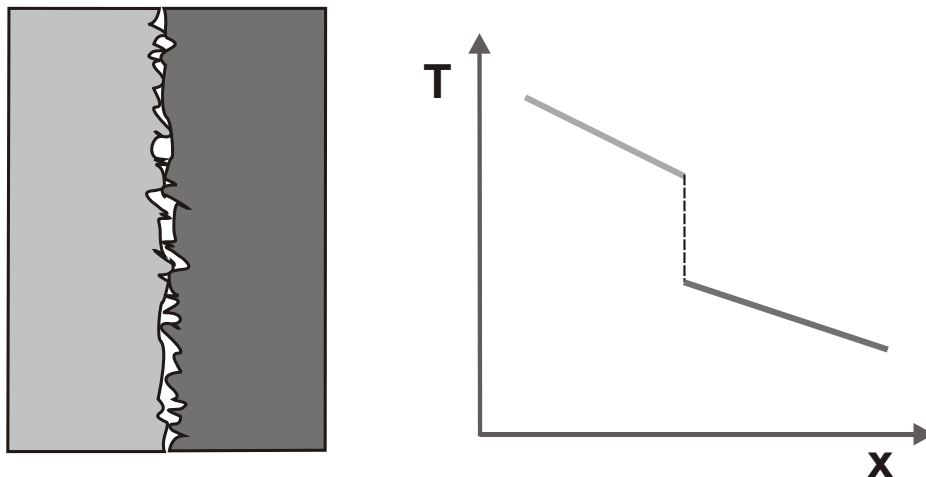


Abbildung 2.5: Temperatursprung (rechts) an einer Grenzfläche mit thermischem Kontaktwiderstand Ω . Ursache ist der nichtideale Kontakt der beiden Oberflächen an der Grenzfläche.

Da die Stetigkeit der Temperatur an der Grenzfläche nicht mehr gegeben ist, müssen die Gleichungen 2.25 und 2.26 unter Berücksichtigung von Gleichung 2.36 angepasst werden:

$$T_E(0, t) + T_R(0, t) - T_T(0, t) = \Omega \dot{Q}_G = \Omega \dot{Q}_E + \dot{Q}_R = \Omega \dot{Q}_T \quad (2.37)$$

Durch Einsetzen der Gleichungen 2.22 - 2.24 ergibt sich für T :

$$T_E(0, t) + T_R(0, t) - T_T(0, t) = \Omega \dot{Q}_G = \Omega \dot{Q}_E + \dot{Q}_R = \Omega \dot{Q}_T \quad (2.38)$$

Die Kombination der Gleichungen 2.20, 2.27 und 2.38 führt dann zu:

$$R = \frac{\lambda_1 \sigma_1 - \lambda_2 \sigma_2 + \Omega \lambda_1 \lambda_2 \sigma_1 \sigma_2}{\lambda_1 \sigma_1 + \lambda_2 \sigma_2 + \Omega \lambda_1 \lambda_2 \sigma_1 \sigma_2}, \quad (2.39)$$

oder mit Effusivitäten ausgedrückt:

$$R = \frac{e_1 - e_2 + \frac{1+i}{\sqrt{2}} \Omega e_1 e_2 \sqrt{\omega}}{e_1 + e_2 + \frac{1+i}{\sqrt{2}} \Omega e_1 e_2 \sqrt{\omega}}. \quad (2.40)$$

Gleichung 2.40 zeigt, dass der Reflexionskoeffizient bei Vorliegen eines Kontaktwiderstandes komplex wird. Die reflektierte und die transmittierte Welle sind gegeneinander phasenverschoben. Dies ist vergleichbar mit dem aus der Optik bekannten komplexen Brechungsindex bei der Reflexion auf Metalloberflächen [41]. Imaginär- und Realteil des Reflexionskoeffizienten folgen der Kramers-Kronig-Relation [42, 43], die auch Dämpfung und Schwingungsresonanz in der Mechanik beschreibt, aber auch in vielen anderen Physikfeldern zu finden ist. Der typische Verlauf von R verschiebt sich durch Änderung des Kontaktwiderstands oder der Frequenz, die Form bleibt aber immer die gleiche. Auch der komplexe Reflexionskoeffizient hängt von den Effusivitäten der beteiligten Materialien ab.

Bei Grenzflächen innerhalb eines Materials, wie z.B. Delaminationen in CFK, hängt R vom Produkt $\Omega e \sqrt{\omega}$ ab. Gleichung 2.40 lässt sich mit der Bedingung $e_1 = e_2$ entsprechend umformen:

$$R = \frac{\frac{1+i}{\sqrt{2}} \Omega e \sqrt{\omega}}{2 + \frac{1+i}{\sqrt{2}} \Omega e \sqrt{\omega}} \quad (2.41)$$

Der Imaginär- und Realteil von R in Abhängigkeit von $\Omega e \sqrt{\omega}$ ergibt, wie bereits erwähnt, den von der Kramers-Kronig-Relation bekannten typischen Verlauf (Abbildung 2.6 oben). An einem Übergang zwischen unterschiedlichen Materialien hängt der komplexe Reflexionskoeffizient von beiden Effusivitäten ab. In Abbildung 2.6 unten sind beispielhaft Imaginär- und Realteil für die Effusivitäten von CFK und Aluminium dargestellt. Dieses Diagramm ist im Gegensatz zum oberen Diagramm nicht allgemein, sondern nur für diese eine Werkstoffkombination gültig. Die Effusivitäten tauchen als Variablen im Diagramm nicht auf, da sie bereits eingerechnet sind.

Der Realteil entspricht bei sehr tiefen Modulationsfrequenzen dem thermischen Reflexionskoeffizienten der Grenzfläche. Bei Kunststoff auf Aluminium ist der Realteil bei tiefen Frequenzen nahe bei minus eins, bei Ablösungen innerhalb eines Materials null. Bei hohen

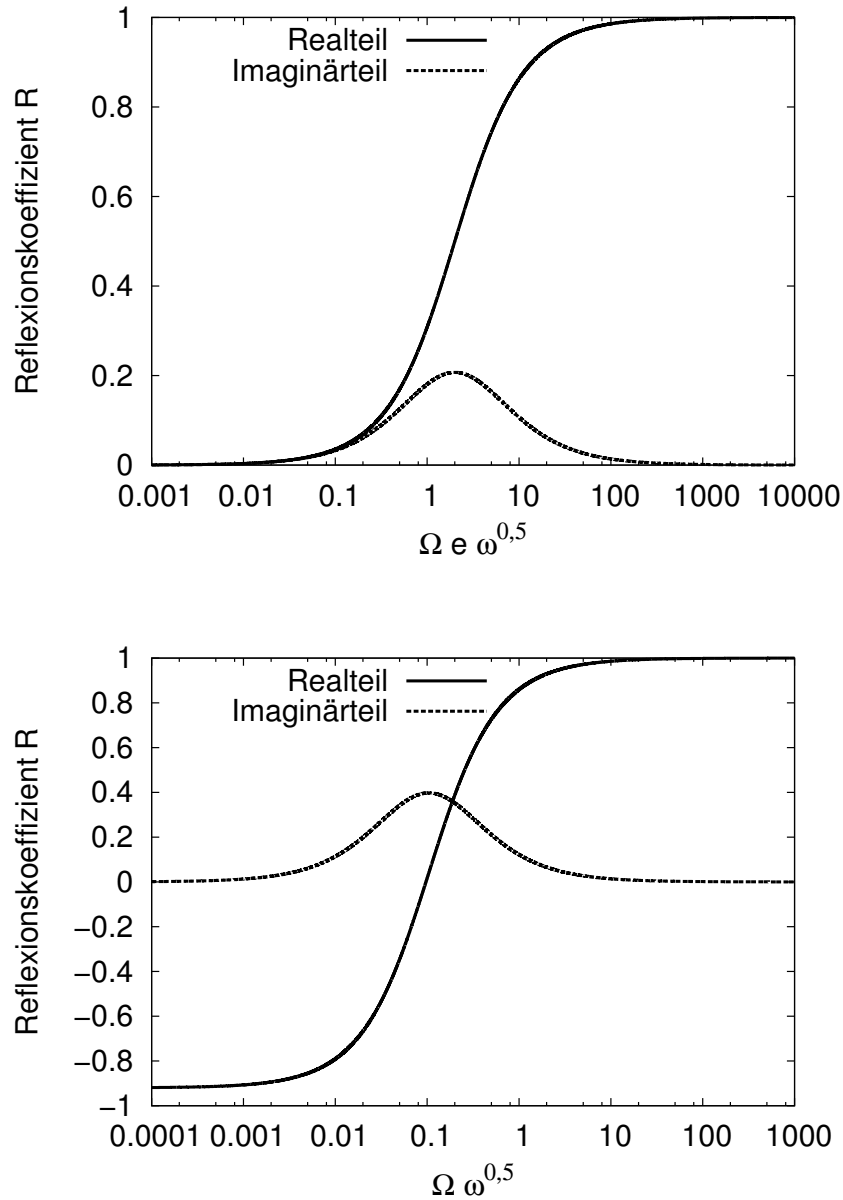


Abbildung 2.6: Oben: Imaginär- und Realteil des Reflexionskoeffizienten in Abhängigkeit des Kontaktwiderstands Ω , der Effusivität e und der Lockin-Frequenz $\sqrt{\omega}$ innerhalb eines Materials ($e_1 = e_2$). Unten: Imaginär- und Realteil des Reflexionskoeffizienten für den Übergang CFK-Aluminium.

Modulationsfrequenzen und hohen Kontaktwiderständen geht R gegen eins. Kontaktwiderstände sind bei negativen Reflexionskoeffizienten recht genau bestimmbar, da sich R mit Ω stark ändert und dadurch große Phasenunterschiede entstehen.

2.2.5 Interferenz thermischer Wellen

Ein-Schicht-Modell

Auf thermische Wellen kann, wie bei elektromagnetischen und elastischen Wellen sowie Diffusionswellen [44, 45], das Konzept der Interferenz angewendet werden. Ein Großteil der Interferenzeffekte thermischer Wellen lässt sich an einem Ein-Schicht-Modell erklären. Unter der Schicht befindet sich ein Substrat, das auch Luft sein kann.

Die an der Oberfläche erzeugten thermischen Wellen breiten sich in die Schicht hinein aus und werden an der Grenzfläche zwischen Schicht und Substrat reflektiert. Der reflektierte Anteil diffundiert wieder zurück zur Oberfläche, wo er wieder reflektiert wird (Abbildung 2.7).

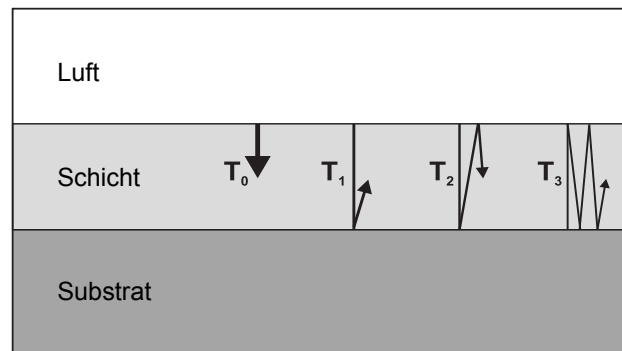


Abbildung 2.7: Mehrfachreflexionen thermischer Wellen in einer Schicht.

Zur mathematischen Behandlung des Modells werden folgende vereinfachende Annahmen getroffen:

1. Das Substrat ist unendlich dick. In der Praxis ist dieser Fall erfüllt, wenn das Substrat deutlich dicker als die Eindringtiefe μ ist.
2. Es wird angenommen, dass die thermische Welle ausschließlich an der Oberfläche der Schicht erzeugt wird. Die Schicht muss daher opak, also lichtundurchlässig, sein.
3. Alle Wärmeflüsse verlaufen senkrecht zu Oberfläche. Nur dann ist Gleichung 2.21 anwendbar. Dies bedeutet, dass die Anregung möglichst homogen über die Oberfläche erfolgen muss und die Schichtdicke sich nicht plötzlich ändern darf, da beides zu störenden lateralen Wärmeflüssen führt.

Jeder Punkt innerhalb der Schicht wird von folgenden Wellenanteilen erreicht:

$$T_0(x, t) = T_0 e^{-\sigma x} e^{i\omega t} \quad (2.42)$$

$$T_1(x, t) = T_0 R_{23} e^{-\sigma(2d-x)} e^{i\omega t} \quad (2.43)$$

$$T_2(x, t) = T_0 R_{12} R_{23} e^{-\sigma(2d+x)} e^{i\omega t} \quad (2.44)$$

$$T_3(x, t) = T_0 R_{12} R_{23}^2 e^{-\sigma(4d-x)} e^{i\omega t} \quad (2.45)$$

$$\dots = \dots \quad (2.46)$$

Bei thermografischen Messverfahren sind nur die Anteile an der Oberfläche ($x = 0$) relevant:

$$T_0(0, t) = T_0 e^{i\omega t} \quad (2.47)$$

$$T_1(0, t) = T_0 R_{23} e^{-2d\sigma} e^{i\omega t} \quad (2.48)$$

$$T_2(0, t) = T_0 R_{12} R_{23} e^{-2d\sigma} e^{i\omega t} \quad (2.49)$$

$$T_3(0, t) = T_0 R_{12} R_{23}^2 e^{-4d\sigma} e^{i\omega t} \quad (2.50)$$

$$\dots = \dots \quad (2.51)$$

Die geraden und ungeraden Terme lassen sich getrennt als Reihen darstellen:

$$T_{gerade}(0, t) = T_0 e^{i\omega t} \sum_{n=0}^{n=\infty} R_{12}^n R_{23}^n e^{-2nd\sigma} \quad (2.52)$$

$$T_{ungerade}(0, t) = T_0 e^{i\omega t} \sum_{n=0}^{n=\infty} R_{12}^{n+1} R_{23}^{n+1} e^{-2(n+1)d\sigma} \quad (2.53)$$

$$= T_0 R_{23} e^{-2d\sigma} e^{i\omega t} \sum_{n=0}^{n=\infty} R_{12}^n R_{23}^n e^{-2nd\sigma} \quad (2.54)$$

Die Summe beider Reihen ist die resultierende Oberflächentemperatur:

$$T(0, t) = T_0 e^{i\omega t} (1 + R_{23} e^{-2d\sigma}) \sum_{n=0}^{n=\infty} R_{12}^n R_{23}^n e^{-2nd\sigma} \quad (2.55)$$

$$= T_0 e^{i\omega t} (1 + R_{23} e^{-2d\sigma}) \sum_{n=0}^{n=\infty} (R_{12} R_{23} e^{-2d\sigma})^n \quad (2.56)$$

Bei der Summe in Gleichung 2.56 handelt es sich mathematisch gesehen um eine unendliche geometrische Reihe. Unter der Voraussetzung, dass die Basis q im Betrag kleiner als eins ist

$$|q| < 1, \quad (2.57)$$

konvergieren unendliche geometrische Reihen zu

$$\sum_{n=0}^{n=\infty} q^n = \frac{1}{1-q}. \quad (2.58)$$

Die Reihe in Gleichung 2.56 konvergiert, da

$$|R_{12} R_{23} e^{-2d\sigma}| < 1 . \quad (2.59)$$

(R_{12} und R_{23} haben immer Werte zwischen -1 und 1 . Gleichzeitig sind d und σ immer positiv.)

Es ergibt sich eine geschlossene Lösung für die Oberflächentemperatur:

$$T(0, t) = T_0 e^{i\omega t} \frac{1 + R_{23}e^{-2d\sigma}}{1 - R_{12} R_{23} e^{-2d\sigma}} \quad (2.60)$$

Für eine Platte (Substrat ist Luft) vereinfacht sich Gleichung 2.60 mit der Annahme $R_{12} = R_{23} = R$ zu [45]:

$$T(0, t) = T_0 e^{i\omega t} \frac{1 + Re^{-2d\sigma}}{1 - R^2 e^{-2d\sigma}} \quad (2.61)$$

Die Phase lässt sich aus Gleichung 2.60 und 2.61 mit

$$\varphi = \arg(T(0, t)) \quad (2.62)$$

berechnen.

Gleichung 2.60 wurde 1982 von Bennett und Patty für photoakustische Messungen hergeleitet [19]. Alternativ ist auch eine Herleitung über eine Green-Funktion möglich [39, 46].

Die Herleitung über die unendliche geometrische Reihe lässt sich grafisch veranschaulichen. In Abbildung 2.8 (oben) sind dazu alle Wellenanteile aus Gleichung 2.51 als Summe in der komplexen Ebene dargestellt. Die Berechnung erfolgt für einen Reflexionskoeffizienten an der Rückseite von $R_{23} = 0,9$. Der Reflexionskoeffizient an der Oberfläche wurde gleich eins gesetzt. Für jede thermische Dicke d/μ (bzw. $d\sigma$) bildet sich in Abbildung 2.8 jeweils eine spiralförmige Struktur aus, deren Endpunkte auf der gestrichelten Kurve liegen. Der Abstand der Endpunkte vom Ursprung der komplexen Ebene ist die Amplitude, der Azimutwinkel die Phase der komplexen Oberflächentemperatur. Der rote Pfeil zeigt das komplexe Wellenfeld für eine Dicke $d = \mu$, der rote Kreis die Punkte gleicher Amplitude. Es ergeben sich charakteristische Phasen- und Amplitudenkurven, die für das Verständnis der optisch angeregten Lockin-Thermografie eine zentrale Rolle spielen (Abbildung 2.8 unten).

Der in Gleichung 2.60 beschriebene Zusammenhang zwischen Phase, Amplitude und Reflexionskoeffizient ist in Abbildung 2.9 dargestellt.

Durch konvektive Effekte und Strahlungsverluste ist der tatsächliche Reflexionskoeffizient an der Oberfläche R_{12} etwas kleiner als eins. Für Kunststoffe hat sich gezeigt, dass R_{12} je nach Modulationsfrequenz zwischen $0,92$ und $0,95$ liegt. Dies führt zu Abweichungen der Phasenkurven, die vor allem bei Messungen mit positiven Reflexionskoeffizienten eine Rolle spielen. Abbildung 2.10 veranschaulicht diesen Sachverhalt. Die gestrichelten Linien sind die aus Abbildung 2.9 bekannten Verläufe, die durchgezogen eingezeichneten Kurven wurden unter der Annahme $R = 0,90$ berechnet. Die Symmetrie an der -45° -Linie ist dann nicht mehr gegeben.

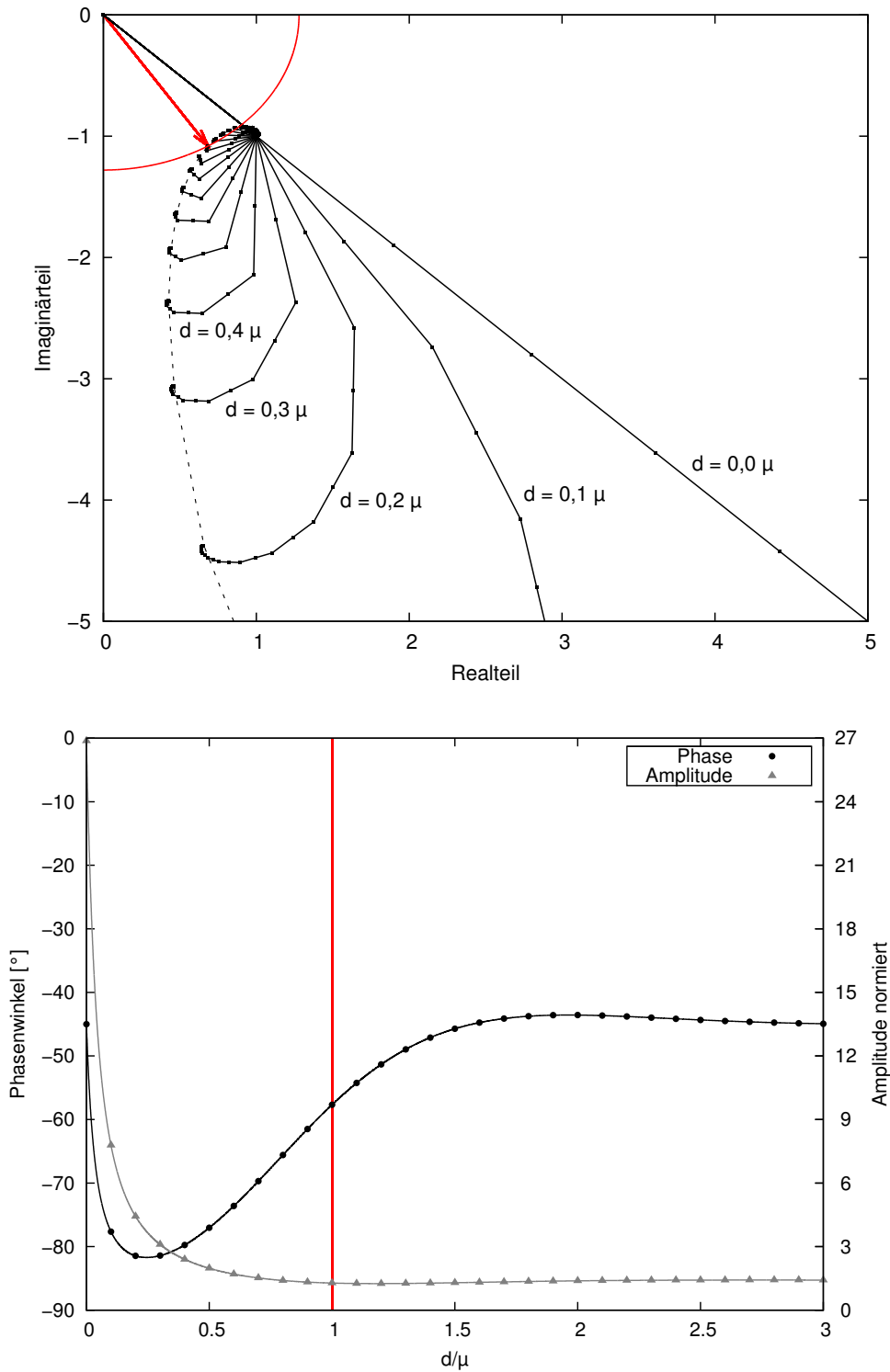


Abbildung 2.8: Grafische Darstellung der unendlichen geometrischen Reihe aus Gleichung 2.51 in der komplexen Ebene für unterschiedliche Dicken (oben). Der rote Pfeil zeigt das komplexe Wellenfeld für eine Dicke $d = \mu$. Die Abstandsvektoren auf der gestrichelten Grundlage bilden die Stützpunkte der entsprechenden Phasen- und Amplitudenkurven (unten, rote Linie entspricht rotem Pfeil oben). Annahme für beide Diagramme: $R_{23} = 0,9$.

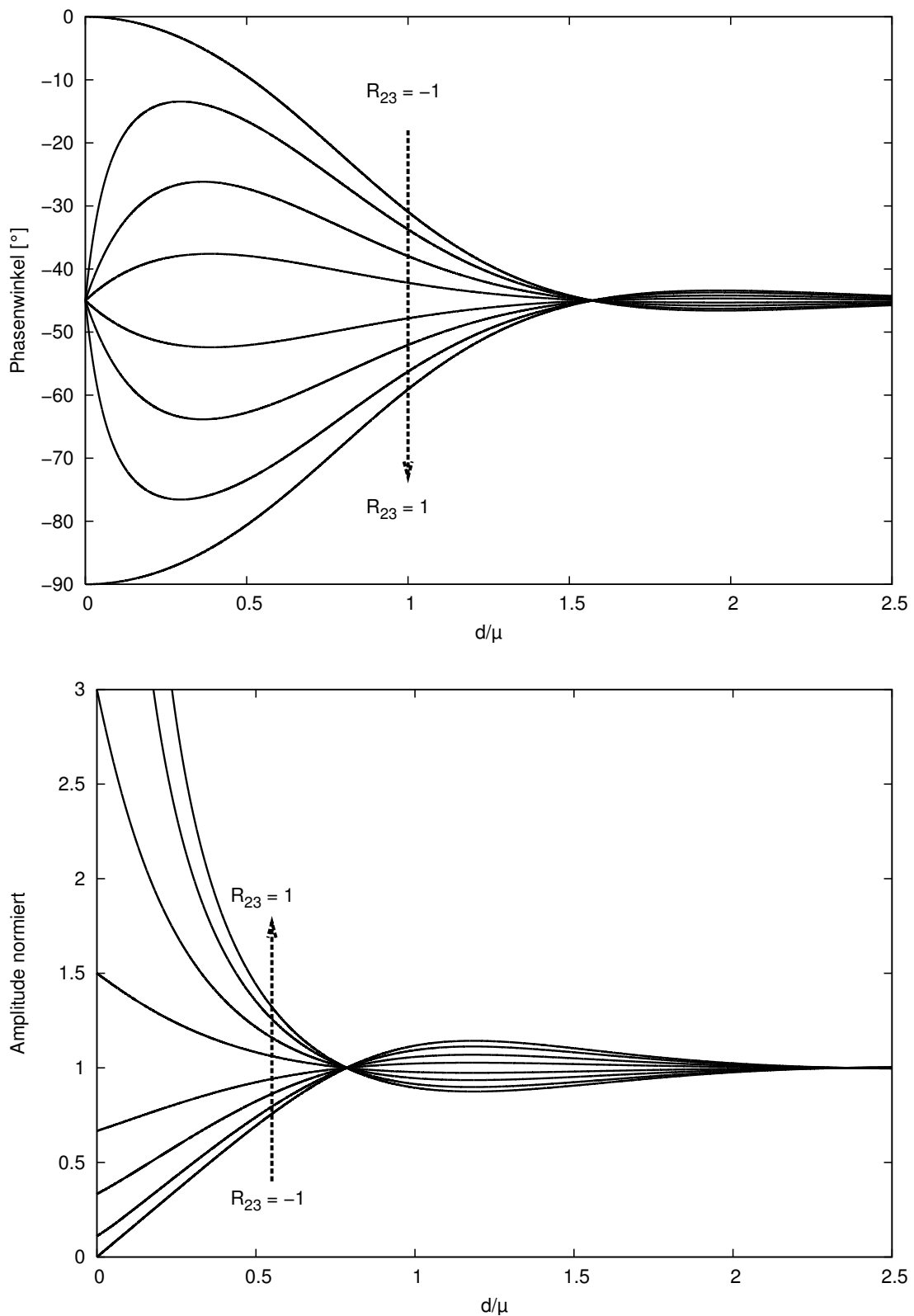


Abbildung 2.9: Phasen- (oben) und Amplitudenverlauf für verschiedene Reflexionskoeffizienten ($R_{23} = \pm 1, 0, \pm 0, 8, \pm 0, 5$ und $\pm 0, 2$) [19, 36].

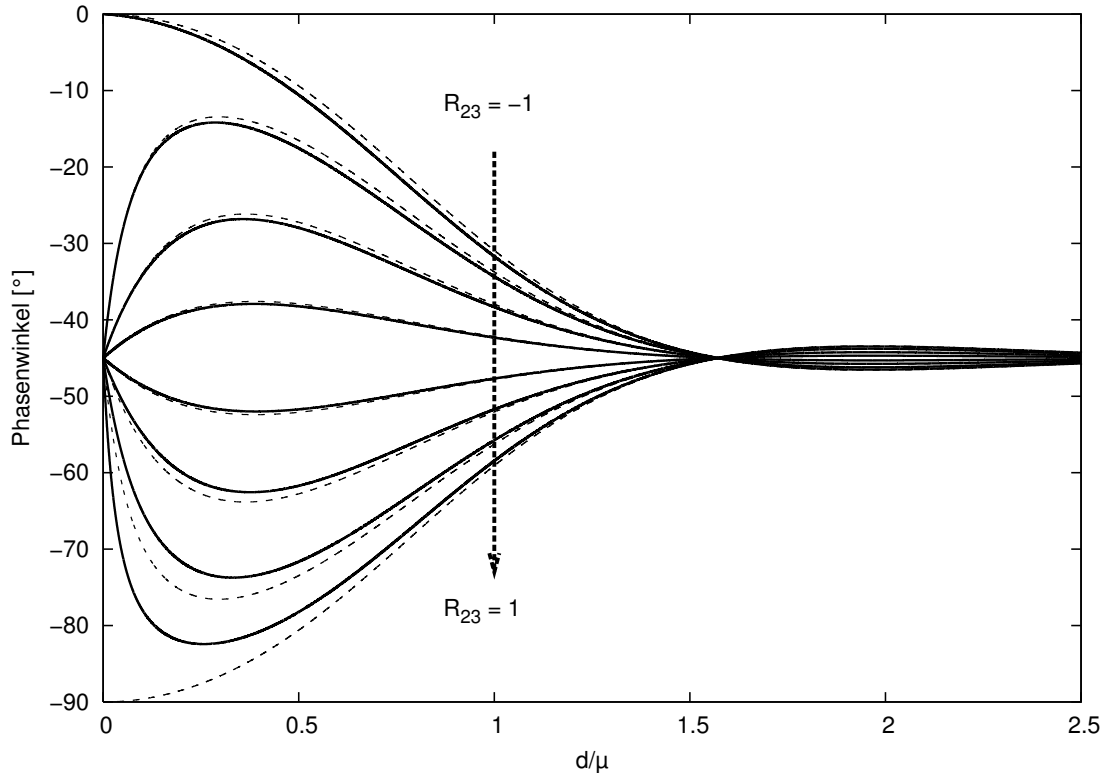


Abbildung 2.10: Phasenverlauf für unterschiedliche Reflexionskoeffizienten an der Rückseite ($R_{23} = \pm 1, 0; \pm 0,8; \pm 0,5; \pm 0,2$) für $R_{12} = 1.0$ (gestrichelte Linien) und $R_{12} = 0.9$ (durchgezogene Linien).

Diese theoretischen Betrachtungen sollen an dieser Stelle um ein praktisches Beispiel ergänzt werden. Abbildung 2.11 zeigt die Phasenverläufe für carbonfaserverstärkte Kunststoffe (CFK) unterschiedlicher Dicke für mehrere Modulationsfrequenzen. Die Temperaturleitfähigkeit von CFK senkrecht zur Faser liegt ungefähr bei $0,4 \text{ mm}^2/\text{s}$. Als Reflexionskoeffizienten für Vorder- und Rückseite wird $R_{12} = R_{23} = 0.95$ angenommen. Die Tiefenreichweite lässt sich gezielt durch Variation der Modulationsfrequenz anpassen. In der Praxis wird CFK bei Modulationsfrequenzen zwischen 1 Hz und $0,001 \text{ Hz}$ untersucht.

Zwei-Schicht-Modell

Das vorgestellte analytische Ein-Schicht-Modell ist auf Zwei-Schicht-Systeme erweiterbar. Für das komplexe Wellenfeld an der Oberfläche ergibt sich dann [38, 46]:

$$T(0, t) = T_0 e^{i\omega t} \frac{Z}{N}, \quad (2.63)$$

mit

$$Z = 1 + R_{23}e^{-2d_1\sigma_1} + R_{23}R_{34}e^{-2d_2\sigma_2} + R_{34}e^{-2d_1\sigma_1 - 2d_2\sigma_2} \quad (2.64)$$

und

$$N = 1 - R_{12}R_{23}e^{-2d_1\sigma_1} + R_{23}R_{34}e^{-2d_2\sigma_2} - R_{12}R_{34}e^{-2d_1\sigma_1 - 2d_2\sigma_2}. \quad (2.65)$$

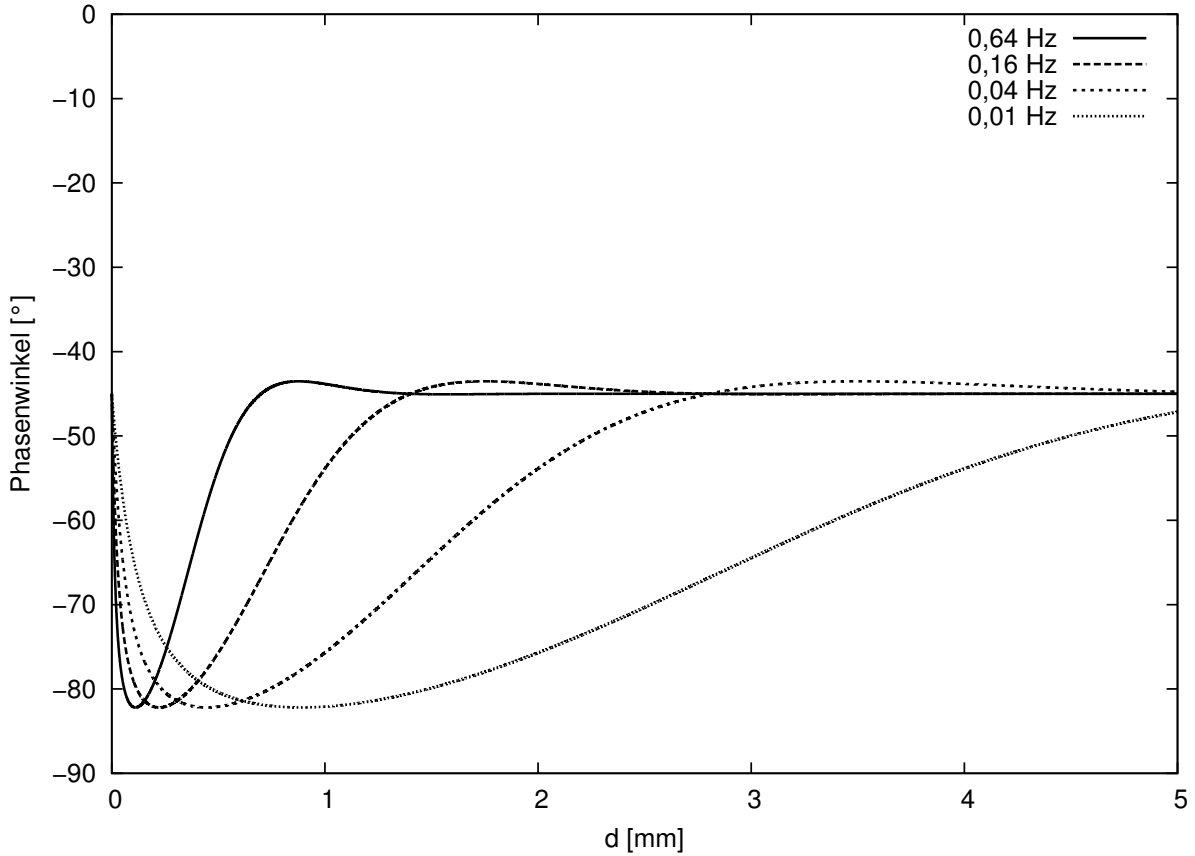


Abbildung 2.11: Abhängigkeit der Phase von der Modulationsfrequenz bei Messungen von CFK-Platten mit optisch angeregter Lockin-Thermografie. Die angenommene Temperaturleitfähigkeit α von $0,4 \text{ mm}^2/\text{s}$ ist ein typischer Wert für carbonfaserverstärkte Kunststoffe. Die Reflexionskoeffizienten an Vorderseite R_{12} und Rückseite R_{23} wurden mit 0,95 angesetzt.

Selbst für den Fall, dass es sich um ideale Grenzflächen handelt (Kontaktwiderstand null), treten bei Zwei-Schichtsystemen fünf Unbekannte auf (d_1 , d_2 , R_{12} , R_{23} , und R_{34}). Auch hier kann die Vereinfachung angenommen werden, dass R_{12} aufgrund der Grenzfläche zu Luft eins ist. Um die verbleibenden vier Parameter bestimmen zu können, sind vier Einzelmessungen bei unterschiedlichen Frequenzen notwendig.

In vielen Fällen ist eine Auswertung mit Ein-Schicht-Modellen ausreichend genau und gleichzeitig leichter verständlich. Daher werden Mehrschichtmodelle in dieser Arbeit nicht weiter behandelt.

Interferenz bei Vorliegen eines Kontaktwiderstands

Wie bereits beschrieben, wird der thermische Reflexionskoeffizient bei Vorliegen eines Kontaktwiderstands komplex und frequenzabhängig. Schwache Kontaktwiderstände sind prinzipiell nur mit hohen Lockin-Frequenzen nachweisbar, wie Abbildung 2.6 veranschaulicht. Da

die Tiefenreichweite der Lockin-Thermografie nur durch Reduzierung der Lockin-Frequenz gesteigert werden kann, bedeutet dies, dass die Bestimmbarkeit von Kontaktwiderständen extrem von der Tiefe der Grenzfläche im Material abhängt. Eine Grenzfläche mit geringem Kontaktwiderstand unter einer dicken Schicht zu detektieren ist prinzipiell unmöglich. Beispielsweise können Verklebungen zwischen mehrlagigen CFK-Platten nur auf das Vorhandensein von Kleber, nicht aber auf Haftungsunterschiede geprüft werden. Die Anbindung dünner Schichten auf Substraten (z.B. bei Lacken) lässt sich dagegen zerstörungsfrei charakterisieren [38].

Um Haftungscharakterisierungen unter dicken Schichten durchführen zu können, muss auf alternative Verfahren (z.B. Ultraschall) zurückgegriffen werden. Die Unempfindlichkeit der Thermografie gegenüber Grenzflächen bei tiefen Lockin-Frequenzen ist allerdings nicht nur als Nachteil zu sehen, da Störungen der Messung durch Reflexion an mikroskopischen Grenzflächen, z.B. Faser - Matrix, bei den verwendeten Lockin-Frequenzen nicht auftreten und daher faserverstärkte Kunststoffe zuverlässig mit Lockin-Thermografie geprüft werden können. Der Phasengang hängt sehr stark von den beteiligten Materialien ab. Zwei Modellrechnungen verdeutlichen diesen Sachverhalt. Abbildung 2.12 (oben) zeigt den Phasengang einer Delamination in CFK in 1 mm Tiefe für unterschiedliche Kontaktwiderstände. Das Verhalten einer 1 mm dicken CFK-Platte auf Aluminiumsubstrat unterscheidet sich davon deutlich (unten). Bei den zugrunde liegenden Kontaktwiderstandswerten handelt es sich um recht große Werte, die nur bei signifikanten Enthaltungen auftreten. Die bestimmbareren Kontaktwiderstände unter dünnen Schichten liegen um Größenordnungen darunter. Erwartungsgemäß nähert sich der Kurvenverlauf bei hohen Kontaktwiderständen dem theoretischen Verlauf für $R = 1$ an. Der Kontaktwiderstand hängt sehr stark von der Spaltdicke an der Grenzfläche ab. Werden beide Oberflächen langsam in mikroskopisch kleinen Schritten auseinanderbewegt, so steigt der Kontaktwiderstand stark an. Die Wärme kann den Spalt nicht mehr überbrücken, der Reflexionskoeffizient wird reell.

2.3 Lockin-Thermografie

2.3.1 Lockin-Auswertung

Wie in der Einleitung beschrieben, werden die Signale photothermischer und photoakustischer Messungen hinsichtlich Phase und Amplitude in Bezug zum Anregungssignal untersucht. Dies geschieht mit einem „Lockin-Verstärker“, der Signale einer bestimmten Periodizität aus verrauschten Messsignalen herausfiltert. Im Prinzip handelt es sich um eine Schmalbandfilterung. Das Ergebnis der Filterung sind zwei Gleichspannungen am Ausgang des Lockin-Verstärkers: Eine Spannung ist proportional zur Amplitude, die andere zur Phasenverschiebung zwischen Referenzsignal und Eingangssignal.

Zur Transformation einer analytischen Funktion wird die kontinuierliche Fouriertransforma-

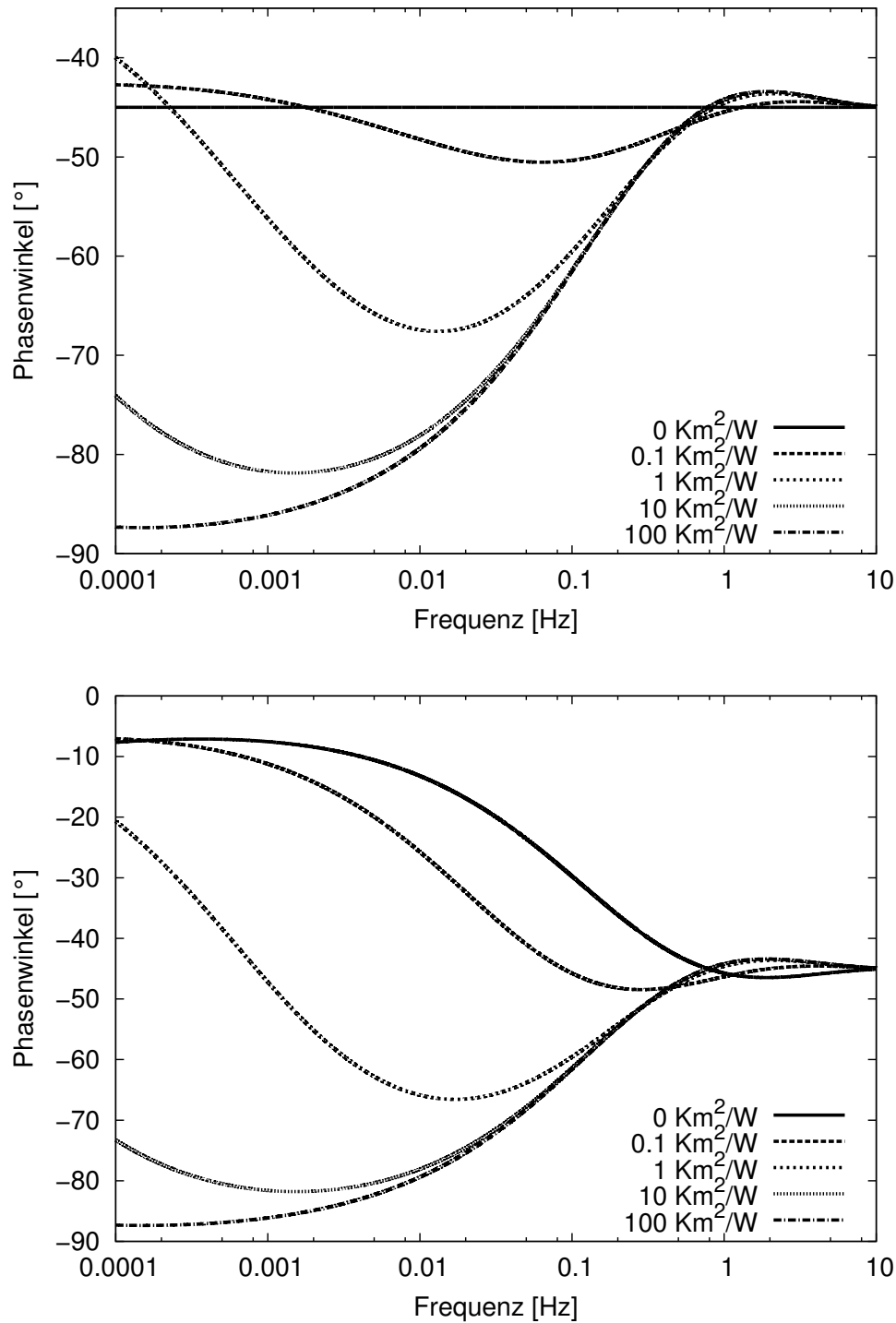


Abbildung 2.12: Oben: Phasengänge für unterschiedliche Kontaktwiderstände innerhalb eines Materials ($e_1 = e_2$). Materialdicke über der Grenzschicht $d = 1\text{mm}$, Effusivität $10\text{ W}\sqrt{\text{s}}/\text{Kmm}^2$ und Temperaturleitfähigkeit $\alpha = 0.4\frac{\text{mm}^2}{\text{s}}$. Unten: 1mm dicke CFK-Schicht auf Aluminiumsubstrat. Effusivität Aluminium $240\text{ W}\sqrt{\text{s}}/\text{Kmm}^2$.

tion verwendet:

$$\tilde{F}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t)e^{-i\omega t} dt . \quad (2.66)$$

In der Digitaltechnik werden Zeitsignale als diskrete, einzelne Werte verarbeitet, d.h. ein Zeitsignal besteht aus einer endlichen Anzahl von Werten (samples). Für die Spektrumsberechnung eines solchen Signalvektors steht die Diskrete Fourier-Transformation (DFT) zur Verfügung. Ein zu den Zeitpunkten t_k gesampeltes Signal $f(t_k)$ kann damit in die Fouriertransformierte $F(\omega_n)$ bei der Frequenz ω_n umgewandelt werden:

$$F(\omega_n) = \sum_{k=1}^N f(t_k) e^{-i\omega_n t_k} \quad (2.67)$$

Eine häufige Anwendung der Fouriertransformation ist die Berechnung von Frequenzspektren aus einem gemessenen Zeitsignal. Die Lockin-Thermografie hingegen wertet das Signal nicht bei vielen, sondern nur bei einer einzigen Frequenz aus, der Lockin-Frequenz. Eine seltene Ausnahme ist die Auswertung bei zwei oder drei Frequenzen in einer Multifrequenzmessung [47].

Für die Berechnung von Frequenzspektren gibt es einen von Cooley und Tukey 1965 für die Fourierspektroskopie veröffentlichten Algorithmus, die schnelle Fouriertransformation (FFT, engl. *Fast Fourier Transformation*), der die benötigte Rechenzeit im Vergleich zu einzelnen DFTs erheblich reduziert und damit den Erfolg der Fourierspektroskopie ermöglicht hat [48]. In Gleichung 2.67 werden viele Rechenoperationen doppelt ausgeführt, die bei der FFT eingespart werden.

Bei der „Lockin-Thermografie“ wird die Probe mit einer Anregungsquelle periodisch ange-regt und der Temperaturverlauf an der Oberfläche mit einer Thermografiekamera ständig aufgezeichnet. Bereits während der Messung wird die Bildsequenz mit einer diskreten Fouriertransformation ausgewertet. Als Bezug dient das Anregungssignal. Pro Pixel wird ein Phasen- und ein Amplitudenwert berechnet. Die Zusammenschau aller Pixelwerte wird als Phasen- bzw. Amplitudenbild bezeichnet.

2.3.2 Optisch angeregte Lockin-Thermografie (OLT)

Prinzipieller Aufbau

Unter den verschiedenen Formen der Lockin-Thermografie, die sich hauptsächlich durch die Art der Anregung unterscheiden, wird die optisch angeregte Lockin-Thermografie (OLT) am häufigsten eingesetzt. Infrarotkamera und Strahlungsquelle werden auf das Bauteil ausgerichtet (Abbildung 2.13). Bei „Reflexionsmessungen“ befinden sich Lampen und Kamera auf derselben Seite der Probe, bei „Transmissionsmessungen“ auf gegenüberliegenden Seiten. Transmissionsmessungen bieten sich immer dann an, wenn es sich um dünne Proben handelt, die von beiden Seiten frei zugänglich sind.

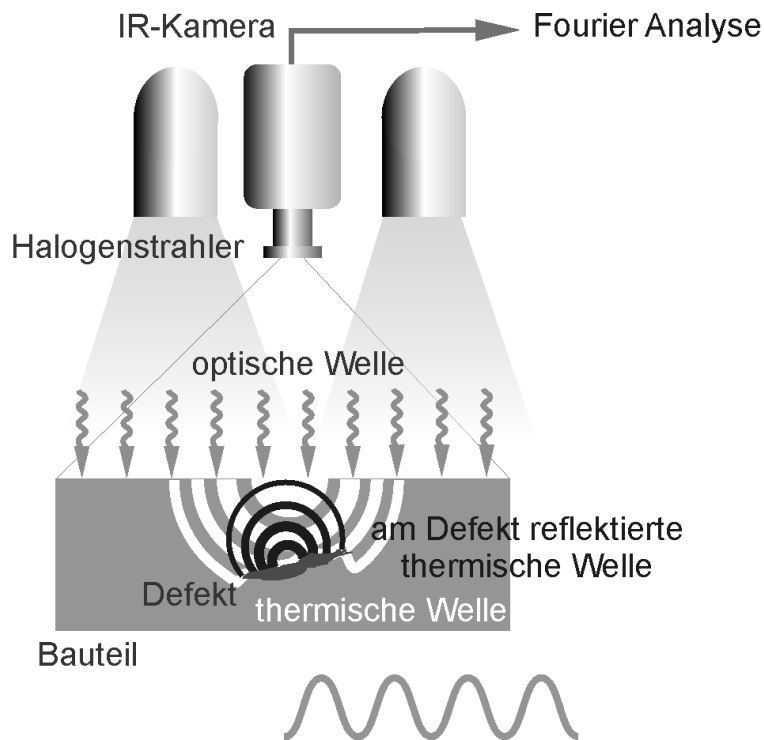


Abbildung 2.13: Prinzipieller Aufbau der optisch angeregten Thermografie.

Die Anregung wird periodisch moduliert, wodurch thermische Wellen angeregt werden. An Defekten oder der Rückseite werden die Wellen reflektiert und überlagern sich mit den einfallenden Wellenanteilen. Die reflektierten Wellenanteile führen zu der oben beschriebenen Phasenverschiebung des komplexen Wellenfeldes an der Oberfläche, die durch eine diskrete Fouriertransformation des aufgenommenen Bildstapels ermittelt wird.

Die Anregung kann mit Lampen, Laser oder LEDs erfolgen, wobei Halogenlampen viele praktische Vorteile bieten:

- Geringe Anschaffungskosten.
- Die Messungen sind kontaktfrei durchführbar, keine Gefährdung von Bauteiloberflächen.
- Hohe Leistungen, dadurch ist die simultane Untersuchung großer Flächen möglich.
- Die Erhöhung der Anregungsleistung ist mit zusätzlichen Lampen sehr einfach möglich.
- Keine Sicherheitsbedenken, die Anlage muss nicht eingehaust werden.

Der Infrarotanteil der Lampen im Wellenlängenbereich der Kamera ($3 - 5 \mu\text{m}$) wirkt sich allerdings wegen der direkten Überlagerung störend aus, weshalb Filter (häufig aus Plexiglas) eingesetzt werden, um den Infrarotanteil zu reduzieren.

Phasenoffset

Aufheizen und Abkühlen des Glühfadens in Halogenlampen geschieht relativ zum Stromverlauf zeitlich verzögert. Dies führt zu einem frequenzabhängigen Phasenfehler, da die Lockin-Thermografie ja gerade die zeitliche Verzögerung der Wärmeausbreitung misst [39]. Der Effekt ist vergleichbar mit einem Tiefpassverhalten. Die komplexe Übertragungsfunktion ist abhängig von der Modulationsfrequenz ω und einer lampenspezifischen Zeitkonstanten τ :

$$H(\omega) = \frac{1}{1 + i\omega\tau} \quad (2.68)$$

Aus Gleichung 2.68 folgt der Phasengang

$$\phi(\omega) = -\arctan(\omega\tau) \quad (2.69)$$

und der Amplitudengang

$$A(\omega) = \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega\tau)^2}} \quad (2.70)$$

Bei LEDs oder Laser ist τ nahezu null, und es treten keine messbaren Phasenverzögerungen auf. Bei einer idealen Anregungsquelle würde ein konstanter, frequenzunabhängiger Phasenwinkel von -45° gemessen werden. Das verwendete LED-Array zeigt diese gewünschte Eigenschaft, allerdings waren die Phasenbilder aufgrund der geringen Leistung sehr verrauscht. Der Phasenwinkel bei Halogenlampen zeigt eine sehr starke Frequenzabhängigkeit, die bei 1 Hz etwa 90° beträgt. Alle Phasenwerte der nachfolgenden Ergebnisse wurden anhand dieser Referenzkurven korrigiert und der Phasenoffset damit beseitigt. Bei hohen Anforderungen

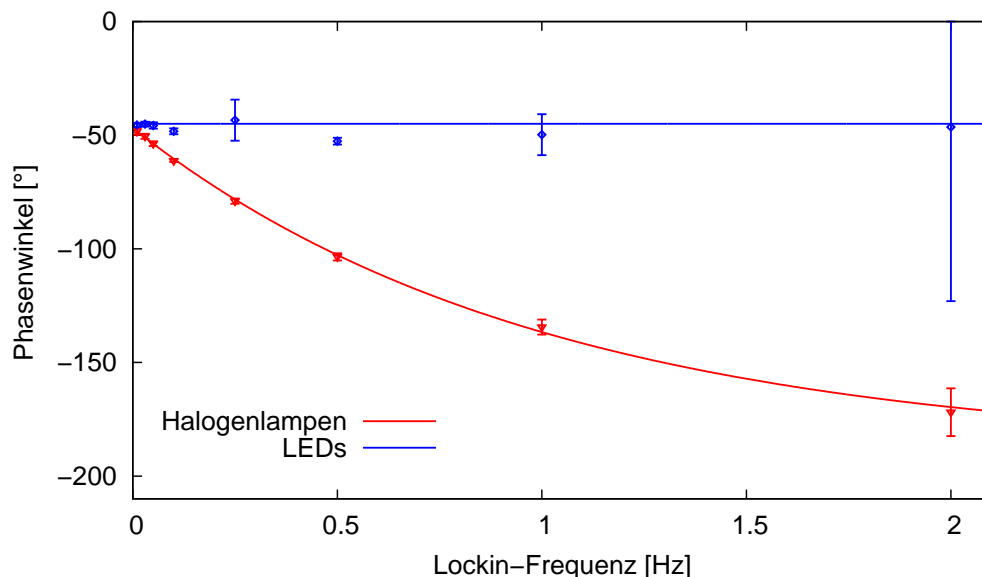


Abbildung 2.14: Phasenwinkel an der Oberfläche einer thermisch unendlich dicken Probe in Abhängigkeit der Lockin-Frequenz für die Anregung mit Halogenlampen und LEDs.

an die Phasengenauigkeit wurde zusätzlich eine dicke Referenzplatte mitgemessen, die den Phasenfehler der jeweiligen Messung direkt anzeigt.

Der Unterschied in der Amplitude zwischen Halogenlampen (elektrische Leistung 1000 W pro Lampe) und LEDs (elektrische Leistung 30 W) ist trotz des höheren Wirkungsgrades der LEDs sehr groß (Abbildung 2.15). Daher wurden für diese Arbeit Halogenlampen und nicht LEDs verwendet. Bei beiden Anregungsarten zeigt die Amplitude die typische Abhängigkeit des Phasenwinkels von der inversen Wurzel der Lockin-Frequenz ($\varphi \sim \omega^{-0.5}$, Gleichung 2.18). Bei hohen Frequenzen weichen die Halogenlampen von dieser Gesetzmäßigkeit ab, da die thermische Trägheit des Glühfadens die Lampen unmodulierbar macht. Unter bestimmten Bedingungen kann es sinnvoll sein, die Anregungsleistung so anzupassen, dass die gemessene Amplitude frequenzunabhängig ist. Dies ist beispielsweise bei einem begrenzten Temperaturmessbereich der Kamera der Fall.

Zusätzlich zur Lockin-Frequenz hat auch die verwendete Halogenlampenleistung einen Einfluss auf den Phasenoffset, da das Strahlungsspektrum der Lampe von der Lampenleistung abhängt (siehe Kapitel 2.1). Es ist unerheblich, wie viele Lampen parallel betrieben werden, nur die Leistung der einzelnen Lampe, und damit die Temperatur des Glühfadens, ist entscheidend.

Die Abhängigkeit der Phase von der Lockin-Frequenz und der Lampenleistung lässt sich in einem dreidimensionalen Diagramm darstellen (Abbildung 2.16). Der Einfluss der Frequenz ist zwar deutlich größer als der Einfluss der Leistung. Der mögliche Phasenfehler kann trotzdem bis zu 20° betragen, was bei quantitativen Auswertungen berücksichtigt werden muss.

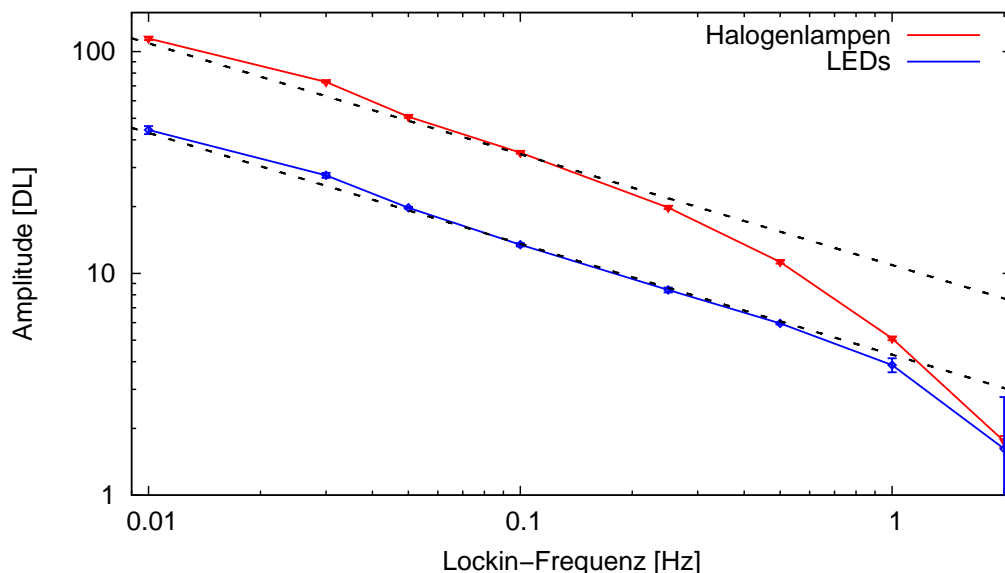


Abbildung 2.15: Amplitude an der Oberfläche einer, thermisch gesehen, unendlich dicken Probe in Abhängigkeit der Lockin-Frequenz für die Anregung mit Halogenlampen und LEDs.

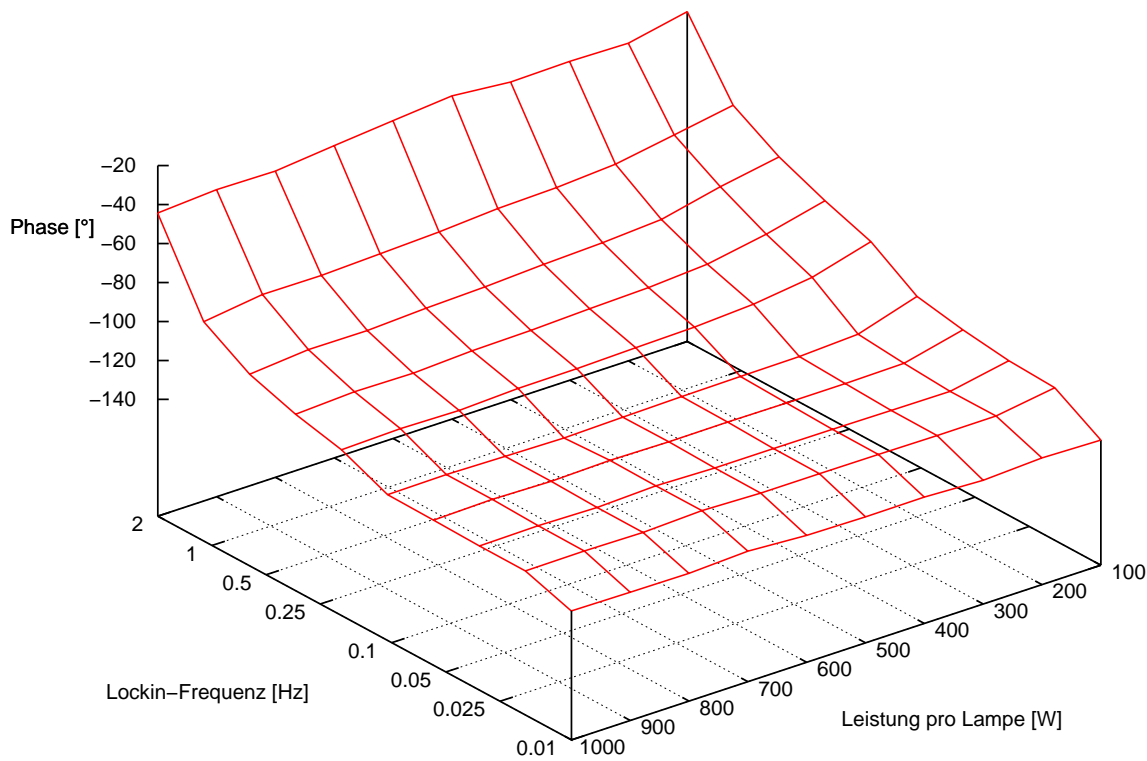


Abbildung 2.16: Gemessener Phasenoffset in Abhängigkeit der Lockin-Frequenz und der Halogenlampenleistung.

Einfluss des Einschwingvorgangs

Da bei optischen Anregungsverfahren nicht gekühlt wird, wärmt sich die Probe langsam auf. Bei der endlichen Anzahl an Messperioden wird der Gleichanteil durch die Fouriertransformation nicht vollständig beseitigt, was zu Phasenfehlern führt. Beispielsweise zeichnen sich dann bei hohen Lockin-Frequenzen tiefliegende Strukturen in den Phasenbildern ab. Alle theoretischen Betrachtungen dieser Arbeit gehen jedoch von einem eingeschwungenen Zustand aus, bei dem sich die mittlere Temperatur nicht ändert. In der Regel ist dann eine quantitative Auswertung nicht möglich.

Abbildung 2.17 zeigt den Einfluss des Einschwingvorgangs an CFK-Platten unterschiedlicher Dicke bei der Modulationsfrequenz 0,5 Hz. Dabei wird jede einzelne Modulationsperiode fouriertransformiert und der jeweilige Phasenwert im Diagramm dargestellt. Die Halogenlampen heizen die dünnen Stellen am schnellsten auf, was zu großen Phasenfehlern zu Beginn der Messung führt. Die dicken Bereiche heizen langsamer auf, erreichen aber höhere Endtemperaturen auf der Kameraseite, da der konvektive Wärmeabtransport über die Rückseite schwerer ist.

Nach etwa 30 Perioden, also 60 Sekunden, wird überall der stationäre Zustand erreicht. Für

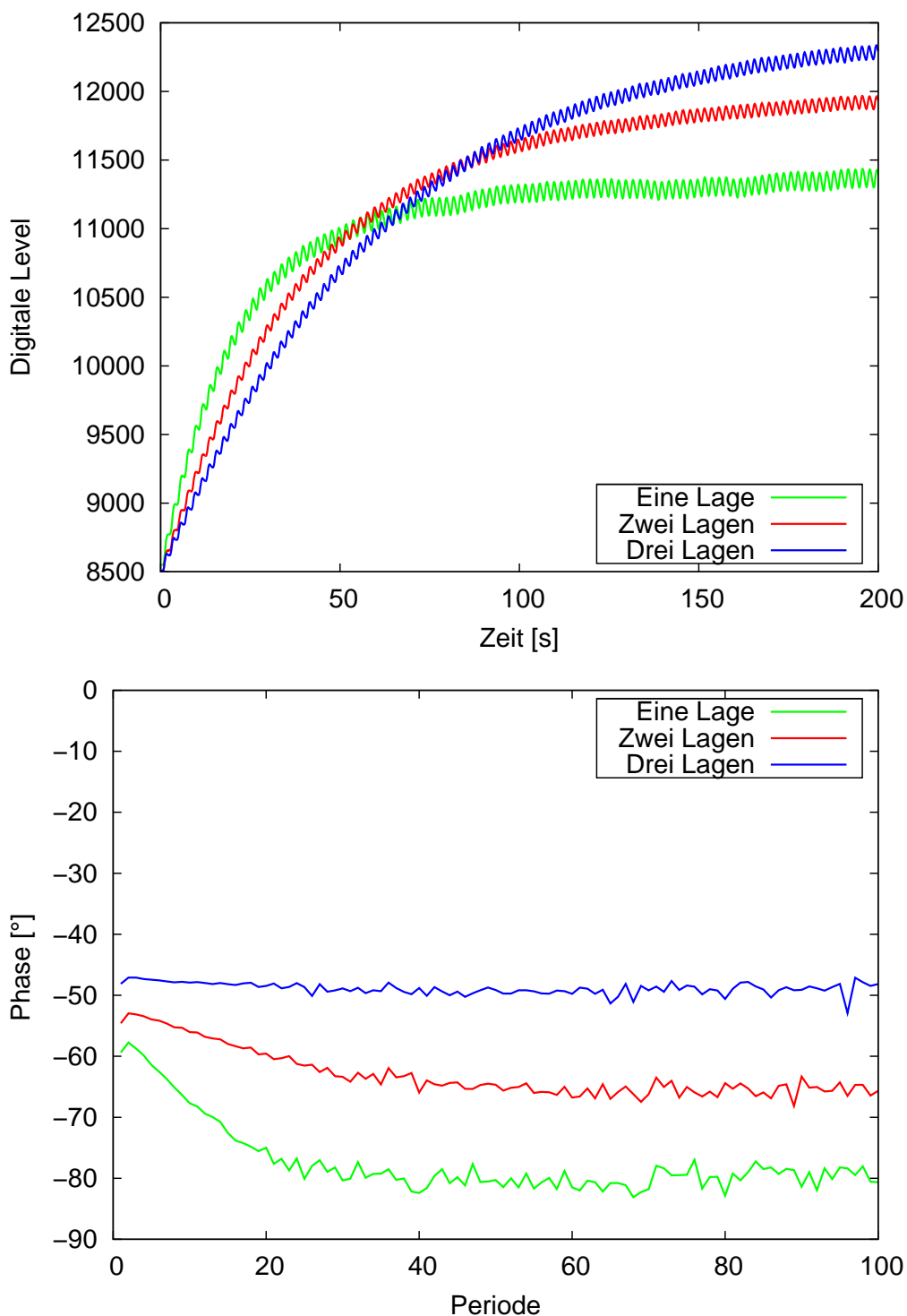


Abbildung 2.17: Einschwingvorgang von drei unterschiedlich dicken CFK-Platten (ein-, zwei- und dreilagig, Dicke einer Einzellege 0,35 mm). Temperaturverlauf oben, Phasenverlauf unten. Modulationsfrequenz 0,5 Hz.

die Messungen dieser Arbeit wurde daher mindestens eine Minute eingeschwungen, bei tiefen Frequenzen noch länger. Der Fehler durch ungenügendes Einschwingen ist dann vernachlässigbar.

Der Einschwingvorgang ist in der komplexen Ebene als Imaginär- und Realteil des komplexen Wellenfelds darstellbar (Abbildung 2.18). Im eingeschwungenen Zustand wird ein Punkt in der komplexen Ebene erreicht, der den asymptotischen Phasen- und Amplitudenwert widerspiegelt. Diese Darstellung hat den Vorteil, dass sich der eingeschwungene Zustand leichter erkennen lässt als in Abbildung 2.17.

Im eingeschwungenen Zustand ist die Vorderseite im Mittel wärmer als die Rückseite. Dieser Temperaturgradient beeinflusst die Phasenmessung nicht, da nur relative Temperaturänderungen bei der Auswertung erfasst werden. Die Wärmewelle kann sich auf einem zeitlich konstanten Untergrund ungestört ausbreiten. Dies lässt sich mit der Linearität der Wärmeleitungsgleichung (Gleichung 2.5) begründen, wonach eine Überlagerung der Wärmewelle und eines stationären Temperaturgradienten ebenfalls eine Lösung von Gleichung 2.5 darstellt [49].

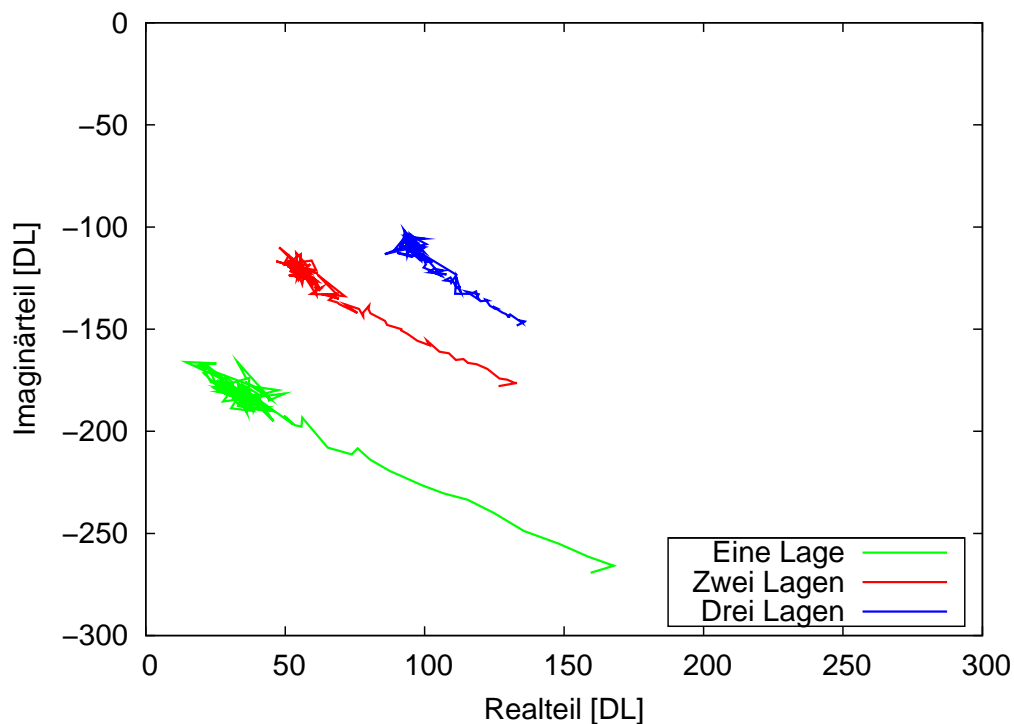


Abbildung 2.18: Einschwingverhalten gemessen

Phasenumkehr und Blind-Frequency

Wie bei der Messung am CFK-Stufenkeil (Abbildung 2.3) zu sehen ist, wird der Grauwert an der dünnsten Stelle mit abnehmender Lockin-Frequenz zunächst heller und dann wieder

dunkler. Dieser Effekt („Phasenumkehr“) erschwert die Auswertung von Phasenbildern, weil bei unterschiedlichen Frequenzen eine helle Stelle dünn oder dick sein kann.

Bei der Modulationsfrequenz 0,01 Hz weist die dünnste Stelle des CFK-Keils (eine Lage) nahezu den gleichen Phasenwert auf wie die dickste Stelle (25 Lagen). Würde man eine Platte mit 25 Lagen fertigen, wären Delamination unter der ersten Lage bei dieser Lockin-Frequenz nicht zu erkennen. Diese Frequenz wird „Blind-Frequency“ genannt. Für eine bestimmte Tiefe bei einer bestimmten Plattengesamtdicke gibt es genau eine Blind-Frequency. Daher sollten aus Sicherheitsgründen immer mehrere Messungen bei unterschiedlichen Lockin-Frequenzen durchgeführt werden.

Tiefenreichweite

Die Phase hat bei gleicher Lockin-Frequenz nahezu die doppelte Reichweite [17, 18, 19, 20]. Dies wird bei einer Kunststoffplatte mit von der Rückseite kreisförmig eingefrästen Nuten besonders deutlich (Abbildung 2.19, oben). Das Phasenbild (rechts unten) zeigt einen Ring mehr als das Amplitudenbild (links).

Störeinflüsse

Phasenbilder haben den Vorteil, dass Temperaturgradienten und unterschiedliche Emissionskoeffizienten wirkungsvoll unterdrückt werden [50, 39]. Abbildung 2.20 verdeutlicht diesen Zusammenhang an einem Doppelkeil aus rußgefülltem Kunststoff. Der Keil ist an jeder Stelle thermisch unendlich dick. Die Anregung erfolgt mit einer Halogenlampe von der rechten Seite aus, was eine sehr inhomogene Anregung zur Folge hat. Die geneigte Fläche in der rechten Probenhälfte ist schlecht ausgeleuchtet, was sich als dunkle Stelle im Amplitudenbild zeigt. Das Phasenbild ist hingegen sehr gleichmäßig und hat an jeder Stelle auf der Probe erwartungsgemäß den Phasenwert -45° .

Bei spiegelnden Proben müssen sich ändernde Reflexionen unbedingt ausgeschlossen werden. Statische Reflexionen, die sich während der Messzeit nicht verändern, sind hingegen kein Problem (z.B. Lampen an der Decke), da Gleichanteile von der Fouriertransformation beseitigt werden. Kritisch sind insbesondere sich bewegende Personen oder modulierte Anregungsquellen, die sich während der Messung in der Probe spiegeln.

Ein weiteres Problem sind konvektive Effekte, die bei tiefen Lockin-Frequenzen stören können [51]. Die erwärmte Oberfläche gibt einen Teil der Wärme an die umgebende Luft ab, die daraufhin aufsteigt und eine Konvektionswalze ausbildet. Die Oberflächenorientierung (vertikal oder horizontal) hat dann einen Einfluss auf das Messergebnis [52]. Optimal ist es, die Anregung von unten durchzuführen, da sich dann die warme Luft an der Platte aufstaut und nicht nach oben steigen kann. Der dafür notwendige Messaufbau ist allerdings relativ aufwändig. Es hat sich in vielen Messreihen gezeigt, dass vergleichbar gute Messergebnisse auch mit senkrecht stehenden Proben zu erzielen sind, weil die Konvektionswalze

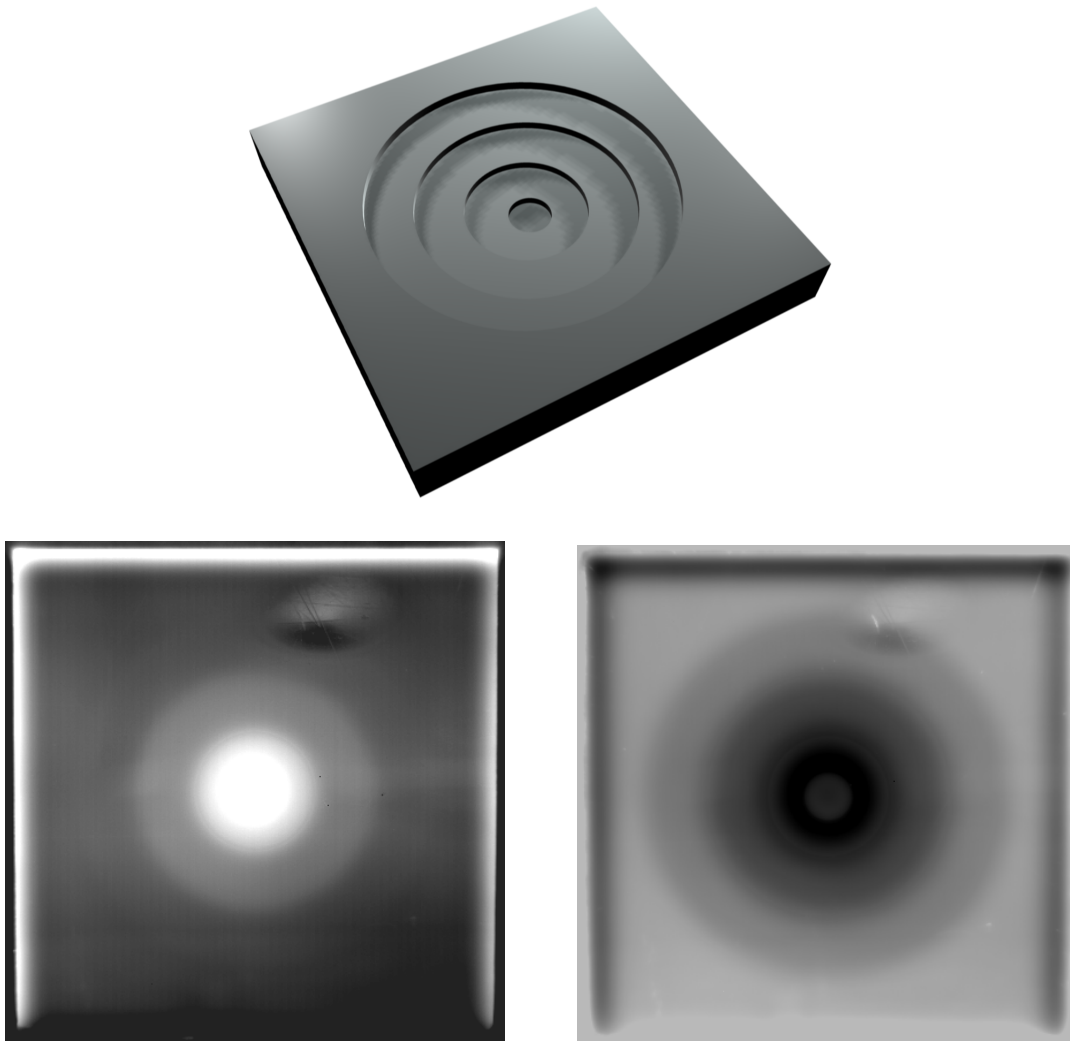


Abbildung 2.19: Kunststoffplatte mit kreisförmigen Einfräsungen von der Rückseite (oben). Amplituden- (links unten) und Phasenbild (rechts unten) bei der Lockin-Frequenz 0,08 Hz. Die größere Tiefenreichweite der Phase ist deutlich zu erkennen.

dabei gleichmäßig auf die Probe einwirkt. Der resultierende Phasenfehler im Vergleich zur Messung von unten liegt meistens deutlich unterhalb einem Grad und kann vernachlässigt werden. Die Messung von oben sollte hingegen unbedingt vermieden werden, denn dies führt zu verwirrenden Konvektionsmustern im Phasenbild und einem Phasenfehler von mehreren Grad.

2.3.3 Andere Anregungsmethoden

Ultraschallangeregte Lockin-Thermografie (ULT)

In Defektbereichen ist die Dämpfung erhöht. Diesen Effekt macht sich die ultraschallangeregte Thermografie zunutze: Durch Einkopplung von Ultraschall in Bauteile werden Defekte

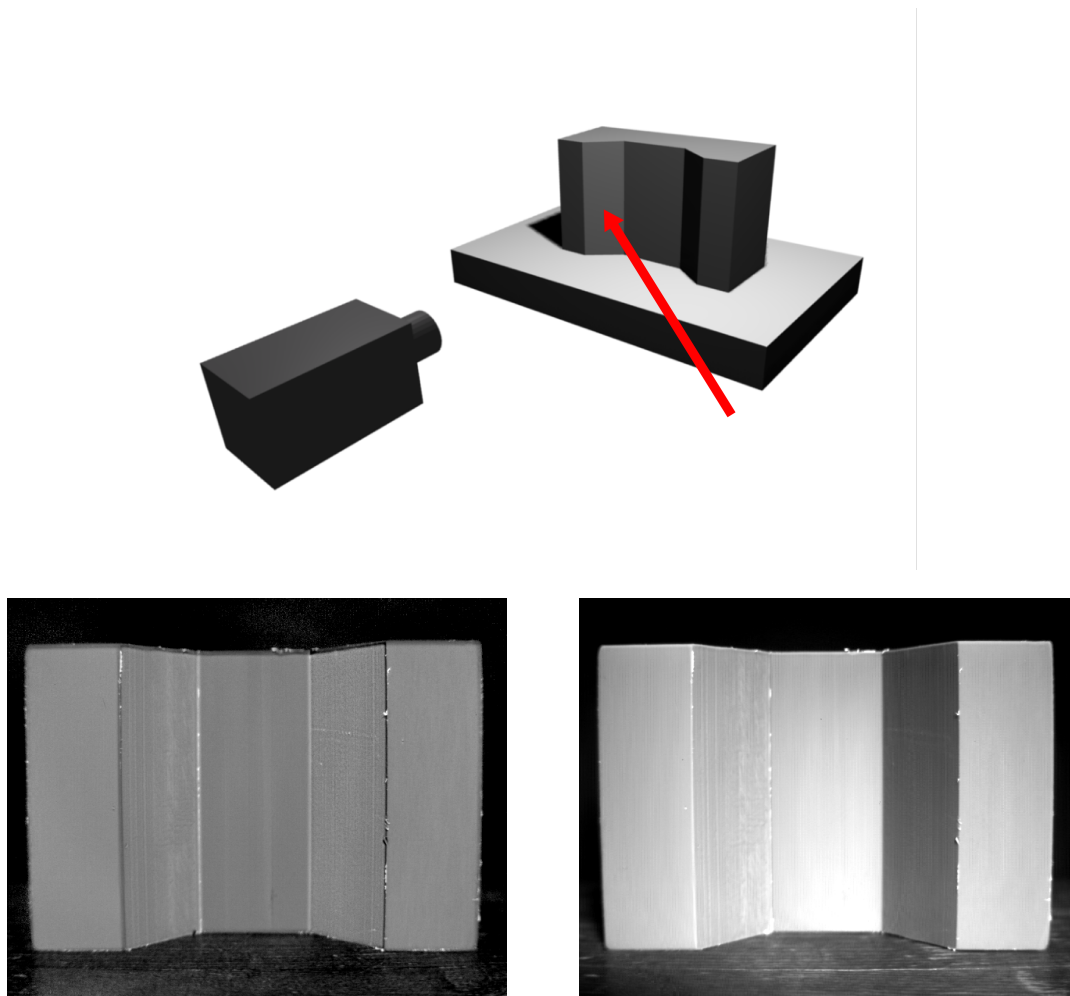


Abbildung 2.20: Phasen- (links unten) und Amplitudenbild (rechts unten) eines thermisch unendlich dicken Kunststoffkeils bei der Lockin-Frequenz 0,5 Hz.

gezielt angeregt und damit erwärmt. Diese Erwärmung wird mit einer Thermografiekamera registriert und daraus ein Bild erstellt. Da dieses Bild indirekt eine Karte der lokalen Ultraschalldämpfung darstellt, spricht man auch von „Ultrasound Attenuation Mapping“. Es handelt sich um eine defektselektive Dunkelfeldmethode, da im Idealfall nur Defekte ein thermisches Signal erzeugen.

In der Realität gibt es eine inhomogene Verteilung der Ultraschalleistung im Bauteil, d.h. eine Stelle im Bauteil wird umso wärmer, je näher sie sich an der Einkoppelstelle befindet. Die Temperatur an der Einkoppelstelle wird zusätzlich durch die Reibung zwischen Probe und Ultraschallkonverter erhöht.

Die erzeugte Defektwärme pro Zyklus entspricht der durchlaufenen Hystereseffläche. Um ein gutes thermisches Signal zu erhalten ohne die Probe zu beschädigen, wird möglichst viel Wärme pro Zeiteinheit bei gleichzeitig möglichst geringer Amplitude generiert. Daher ist es vorteilhaft, Ultraschall zur Anregung zu verwenden: Aufgrund der hohen Frequenz des Ultraschalls wird der Hysteresezyklus sehr oft pro Zeiteinheit durchlaufen und damit die Leis-

tungsdichte erhöht. Die verwendeten Ultraschallfrequenzen liegen typischerweise zwischen 15 kHz und 60 kHz, wobei die häufigste Frequenz 20 kHz ist.

Eine häufig verwendete Variante der ultraschallangeregten Thermografie ist die Ultraschall-Lockin-Thermografie (ULT). Bei diesem Verfahren wird die eingebrachte Ultraschallleistung sinusförmig moduliert. Dadurch wird am Defekt eine thermische Welle erzeugt, die sich in alle Richtungen, unter anderem auch an die Oberfläche, ausbreitet und von einer Thermografiekamera erfasst wird [53, 54]. Der prinzipielle Messaufbau ist in Abbildung 2.21 dargestellt.

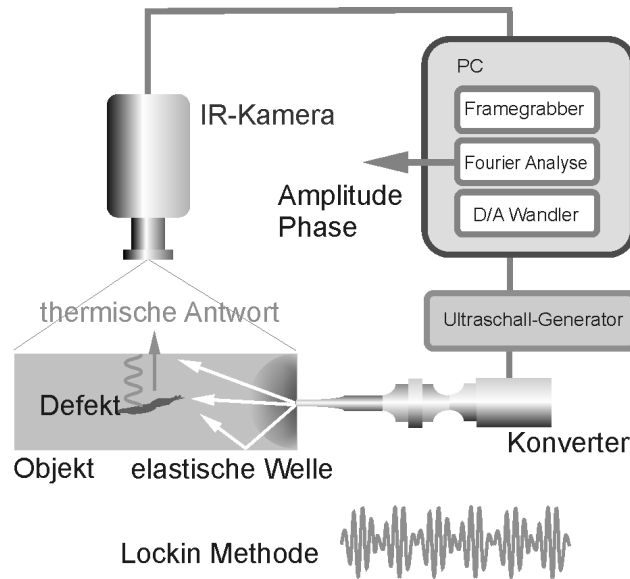


Abbildung 2.21: Prinzip der der Ultraschall-Lockin-Thermografie (ULT).

Induktive Anregung

Elektrisch leitende Werkstoffe lassen sich auch induktiv anregen. Die resultierenden Wirbelstromverluste heizen die Oberfläche auf, wodurch charakteristische Temperaturverteilungen entstehen, anhand derer Defekte identifiziert werden können [55, 56, 57, 58]. Die Methode ist besonders zur Detektion von Oberflächenrissen geeignet, da diese die Wirbelstromverteilung stark beeinflussen. In modernen Verbundwerkstoffen bietet die induktive Anregung den Vorteil, dass einlaminierte, metallische Bauteile (Inserts) gezielt angeregt werden können, während sich das restliche Bauteil nur wenig (CFK) oder gar nicht (GFK) erwärmt. Insbesondere die Anbindung dieser Inserts an den Verbundwerkstoff lässt sich damit gezielt untersuchen.

Konduktive Anregung

Bauteile lassen sich auch direkt mit elektrischem Strom über eine galvanische Kopplung erwärmen [59, 39, 58]. Dabei wird das Bauteil im gesamten Volumen erhitzt. Eine sinnvolle

Auswertung der Messergebnisse setzt allerdings eine genaue Kenntniss der Stromdichteverteilung voraus, die häufig nur durch aufwändige Simulationsrechnungen zugänglich ist.

Heiß- oder Kaltluftanregung

Die Anregung mit Heiß- oder Kaltluft entspricht physikalisch der optischen Anregung, da die Wärme ebenfalls flächig an der Oberfläche aufgebracht wird. Die Ergebnisse sind daher vergleichbar. Liegt eine komplexe Oberflächengeometrie vor, ist eine homogene Anregung der Oberfläche allerdings nahezu unmöglich. Besonders Vertiefungen sind nur schwer anzuregen. Die aerodynamischen Eigenschaften der Probe müssen unbedingt berücksichtigt werden. Optische Anregungsverfahren werden daher häufiger eingesetzt.

Mikrowellenanregung

Die Anregung kann auch mit Mikrowellen erfolgen, beispielsweise zum Nachweis von Wasser. Bereits 1993 wurde am Insitut für Kunststoffprüfung und Kunststoffkunde der Universität Suttgart auf diese Weise der Wassergehalt von Polyamid orts aufgelöst bestimmt [60]. Dazu wurde eine Polyamidscheibe bis zur Hälfte für 48 Stunden in heißes Wasser gelegt. Das Thermografiebild in Abbildung 2.22 zeigt diesen Bereich und zum Vergleich die vorherige Wassergrenze.

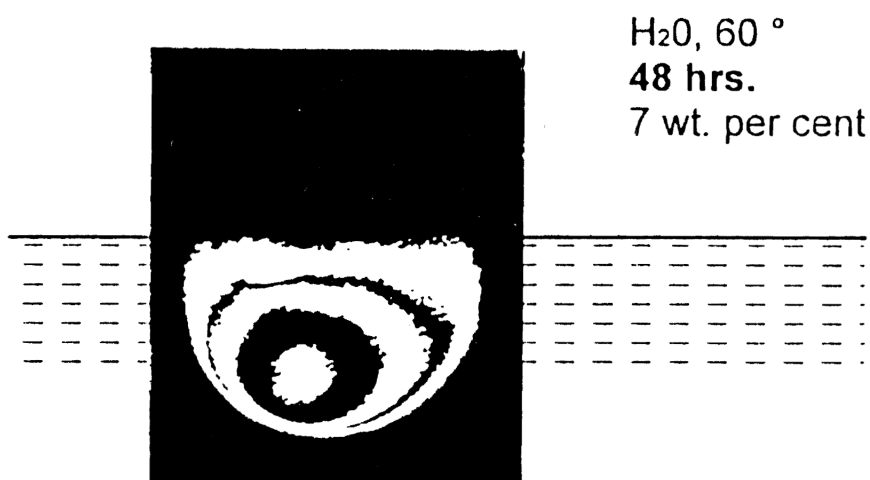


Abbildung 2.22: Thermografiebild einer zuvor halb in Wasser eingetauchten Polyamidscheibe [60].

3 Auswertung im Merkmalsraum

3.1 Datenfusion von Messergebnissen

3.1.1 Einfache Bildkorrelation

Die optisch angeregte Lockin-Thermografie (OLT) bildet die Beeinflussung thermischer Wellen durch Grenzflächen ab, die ultraschallangeregte Lockin-Thermografie (ULT) hingegen die lokale Ultraschalldämpfung, also z.B. Rissuferreibung. Wenn man bei identischer Kamera- und Probenposition zwei Phasenbilder mit diesen unterschiedlichen Anregungsarten aufnimmt, so lässt sich im einfachsten Fall eine Datenfusion durch Überlagerung beider Bilder herbei führen. Vor einigen Jahren wurde dies bereits an einer siliziuminfiltrierten SiC-Keramik demonstriert [61]: Infolge fehlerhafter Silizierung unterscheidet sich die Mitte der Platte vom Rand, wie das OLT-Bild zeigt (Abbildung 3.1, links). Das ULT-Bild, aufgenommen mit derselben Kamera am selben Ort, aber mit anderer Anregung, zeigt vor allem Risse (rechts). Die Bildfusion als pixeltreue Korrelation unterschiedlicher Kontrastmechanismen (Mitte) beweist, dass die Risse von der Grenzfläche zwischen den Bereichen unterschiedlicher Silizierung ausgehen. Sie zeigt den Zusammenhang zwischen Ursache und Wirkung. Bei diesem einfachen Beispiel für eine Datenfusion ist der Zusammenhang so offensichtlich, dass eine Darstellung in der Merkmalsebene nicht nötig ist. Der Nachteil dieser Vorgehens-

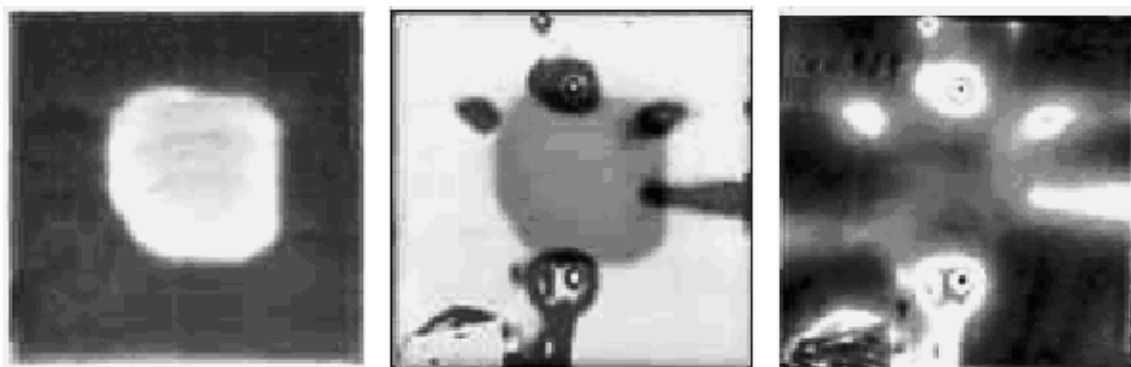


Abbildung 3.1: Datenfusion zur Untersuchung einer siliziuminfiltrierten SiC-Keramik. Links Phasenbild mit optisch angeregter Lockin-Thermografie, rechts Phasenbild mit ultraschallangeregter Lockin-Thermografie. Lockin-Frequenz bei beiden Messungen 0,03 Hz. Mitte: Überlagerung beider Bilder [61].

weise ist allerdings, dass gleichartige Fehler an anderen Orten auf der Probe zu anderen Mustern führen können, obwohl die thermische Signatur der Defekte ähnlich ist. Dies lässt sich häufig nur schwer deuten. Daher ist es sinnvoller, die ermittelten Ergebnisbilder nicht im Ortsraum, sondern im Merkmalsraum zu untersuchen. Die Merkmale der Bilder können dabei unabhängig von ihrer Position auf der Probe untersucht werden. Gleichartige Fehler führen zu gleichen bzw. ähnlichen Mustern in der Merkmalsebene und erleichtern die Fehlerklassifizierung. Der nächste Abschnitt geht auf diese Möglichkeiten näher ein.

3.1.2 Streudiagramme (Scatter Plots)

Wie bereits erwähnt, lässt sich ein Objekt durch die Angabe seiner Merkmale beschreiben. Je mehr Merkmale einbezogen werden, desto unverwechselbarer wird das Objekt gekennzeichnet. Wenn man sich für jedes Merkmal eine Koordinatenrichtung vorstellt, dann wird ein Merkmalsraum aufgespannt, in dem das Objekt durch einen Punkt dargestellt wird. Eine derartige Auftragung von Wertepaaren im zweidimensionalen Raum wird als Streudiagramm (engl. „scatter plot“) bezeichnet und kann wertvolle Zusatzinformation zur Interpretationen von Messdaten liefern.

In der zerstörungsfreien Prüfung (ZfP) werden solche Möglichkeiten der Klassifizierung durch Merkmalsextraktion bisher kaum ausgenutzt, obwohl schon vor mehreren Jahren an einem Praxisbeispiel ein erstaunlicher Erfolg erzielt wurde. Damals ging es um die Unterscheidung zwischen fehlerfreien und fehlerhaften Gummi/Metall-Federelementen [62]. Der Versuch, die mechanischen Eigenfrequenzen als Unterscheidungsmerkmal auszunutzen, scheiterte, denn beide Gruppen ließen sich nicht aufgrund der Daten trennen. Ebenso unbefriedigend verlief die dielektrische Charakterisierung dieser Proben. Die Erkenntnis, dass jede Probe durch zwei Messdaten beschrieben wird, führte zur Auftragung in der Merkmalsebene, wobei sich zwei Punktwolken mit einer klaren Trennlinie zwischen den guten und den schlechten Proben ergaben (Abbildung 3.2). Der schräge Verlauf der Trennlinie, die zur Defektklassifizierung führte, erklärte nachträglich, warum die Einzelmessungen keine Trennung zuließen.

Im Laufe der Zeit wurden die gewonnenen Erkenntnisse auf bildgebende Verfahren übertragen [63]. Die Anwendung solcher Bildkorrelationen wird allerdings schnell kompliziert, wenn bei den Kontrastmechanismen unterschiedliche Probenbereiche involviert sind, wenn z.B. ein tiefenintegrierendes Röntgendurchstrahlungsbild mit einem Interferometriebild desselben Bauteils korreliert wird. Ist die Probe keine ebene Platte - und dazu gehören die meisten Realbauteile - dann können Perspektiveneffekte störend hinzu kommen, die die Zuordnung von Bildpixel und Bauteiloberfläche verändern. Wer diesen Effekt sauber abtrennen will, muss die Bauteiltopographie getrennt erfassen und rechnerisch berücksichtigen.

Den großen Aufwand erspart man sich, wenn die Datenfusion mit Bildern vorgenommen wird, die von derselben Kamera aus demselben Blickwinkel aufgenommen wurden, also bei unveränderter Relativpositionierung von Kamera und Prüfobjekt. Jedes Pixel ist dann durch

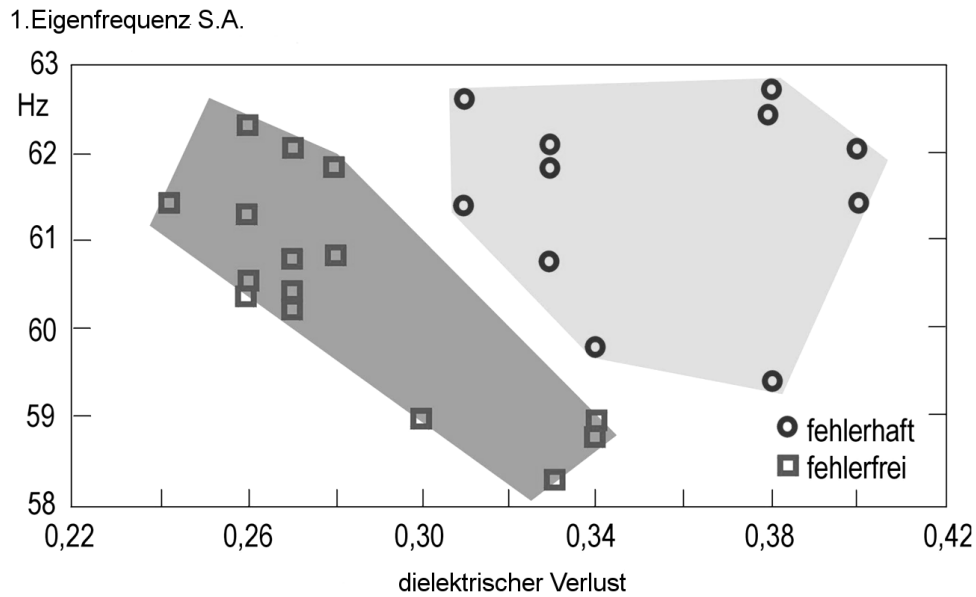


Abbildung 3.2: Trennbarkeit „guter“ und „schlechter“ Bauteile in der Merkmalsebene. Die Koordinaten jedes Punkts sind die beiden an der jeweiligen Probe erhaltenen Messwerte [62].

zwei Werte charakterisierbar, die sich in der Merkmalsebene als Punkt darstellen lassen. So erzeugen alle Bildpixel Punktwolken in der Merkmalsebene. Sind beide Bilder identisch, schrumpfen die Punktwolken zu einer Ursprungsgeraden mit 45° Steigung (Abbildung 3.3). Streudiagramme werden in der Bildverarbeitung als nützliches Hilfsmittel eingesetzt [64]. Die Vorgehensweise ist nicht zu verwechseln mit anderen pixelweisen Datenfusionen, die bereits in der zerstörungsfreien Prüfung eingesetzt werden [65, 66, 67].

Bei Abweichungen der Bildinhalte liegen die Wertepaare für einige Punkte nicht mehr auf dieser Geraden. Als anschauliches Beispiel zeigt Abbildung 3.4 zwei Bilder einer Cessna, die sich durch einen Buchstaben der Flugzeugkennung auf dem Rumpf unterscheiden.

Die Korrelation des Originalbildes mit dem bearbeiteten Bild in der Merkmalsebene zeigt zwei Punktwolken neben der Diagonalen. Die weitaus meisten der ausgewerteten Pixelwerte (ca. 3 Millionen) befinden sich auf der Winkelhalbierenden. Bei den zwei Wolken auf der Winkelhalbierenden handelt es sich um Stellen, bei denen die Grauwerte sich nur sehr gering unterscheiden. Die beiden Wolken abseits der Winkelhalbierenden, die im Bild mit gestrichelten Kreisen umrissen sind, repräsentieren Bereiche, in denen sich die Merkmale geändert haben. Bei diesem einfachen Beispiel handelt es sich um den Übergang grau nach weiß bzw. umgekehrt.

Beim Übergang von den beiden Bildern zur Merkmalsebene geht die Ortsinformation, die ursprünglich im Bildinhalt steckte, verloren, denn diese Ebene korreliert ja nur die jeweiligen Pixelinhalte der beiden Bilder unabhängig von der Lage des Pixels im Bild. Wenn sich der Rechner aber „gemerkt“ hat, welcher Punkt der Merkmalsebene zu welchem Bildpixel

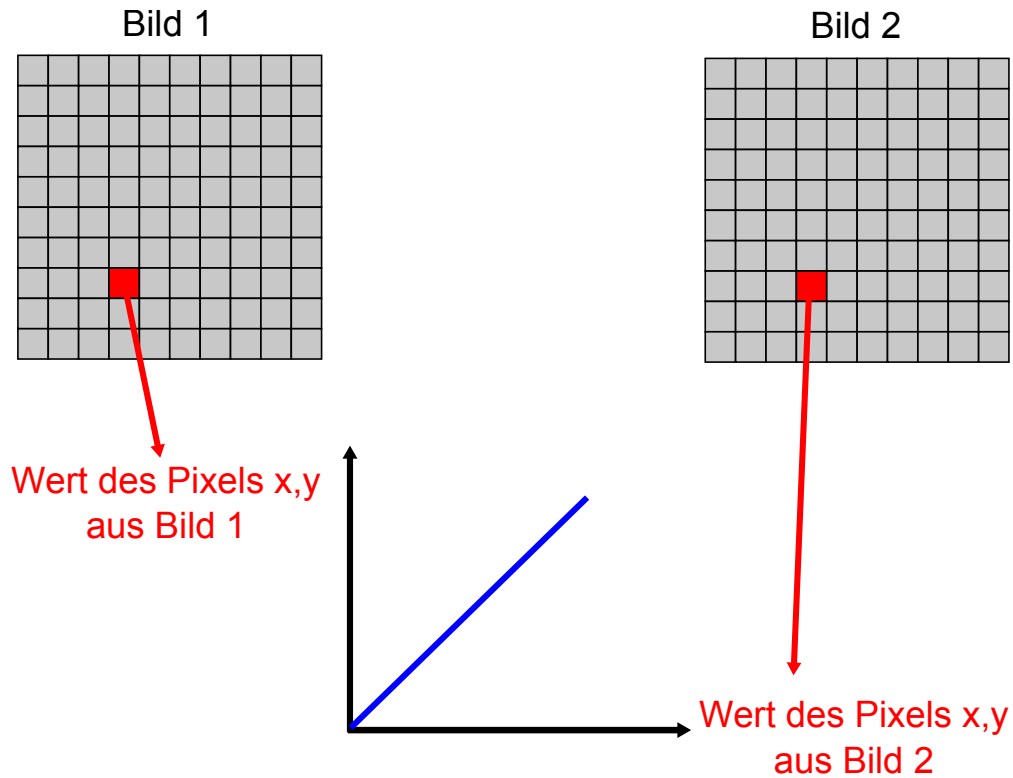


Abbildung 3.3: Erstellung eines Streudiagramms aus zwei Bildern. Die Werte jedes Pixel-paares werden in einem Diagramm aufgetragen. Wenn beide Bilder identisch sind, ergibt sich in der Merkmalsebene eine Gerade (blau).

gehört, lässt sich ein Sortier-Algorithmus anwenden und z.B. die Gerade auf diese Weise ausblenden, so dass im ursprünglichen Bildraaster nur noch die Bildpixel dargestellt werden, deren Korrelationspunkte außerhalb der Geraden in der Merkmalsebene lagen. Durch eine solche Bildfilterung (die formal einer Blendensetzung in der Merkmalsebene entspricht, in Analogie zum Raumfilter in der Fourierebene, das in der optischen Bilderkennung eine Rolle spielt [69]) entsteht ein Bild, das selektiv die Veränderungen zeigt. Dieser Aufwand ist im speziellen Beispiel unnötig, weil die Subtraktion der beiden Bilder die Veränderung sofort gezeigt hätte. Aber das Rezept, das hier durchscheint, die "Defektklassifizierung durch Bildfilterung in der Merkmalsebene", ist auf Thermografiebilder anwendbar und trägt dann erheblich weiter, wie nachfolgend gezeigt wird.

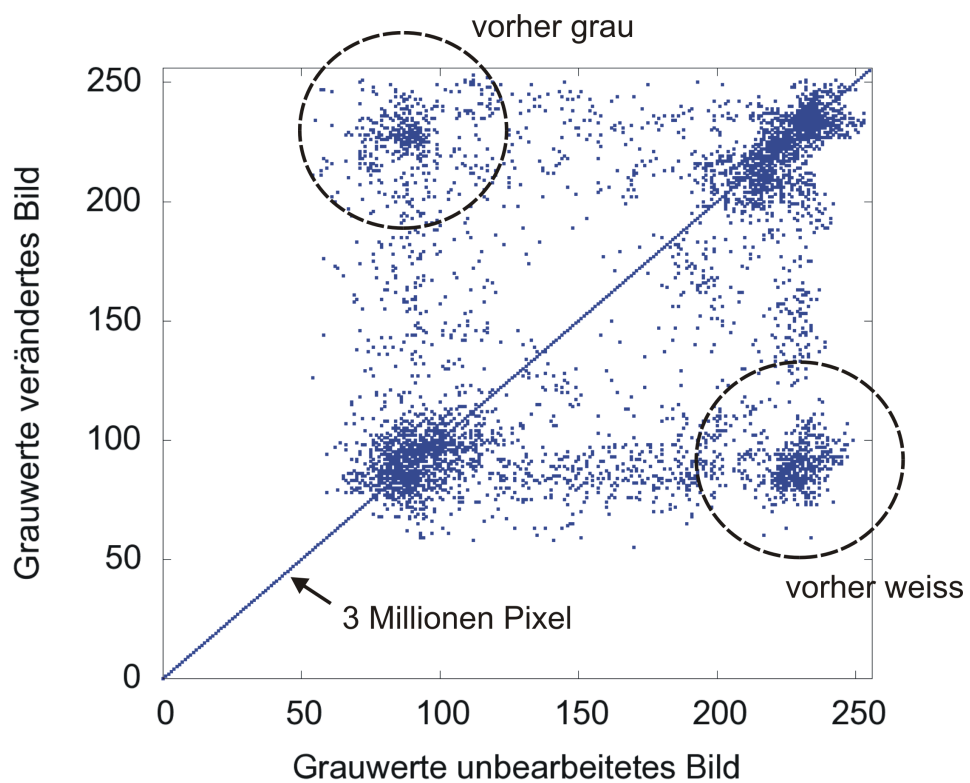


Abbildung 3.4: Bilder einer Cessna: Im unteren Foto wurde in der Flugzeugkennung das „D“ durch ein „E“ ersetzt. Im Streudiagramm zeigt sich die Veränderung mit einem charakteristischen Muster (unten) [68].

3.2 Merkmalsanalyse thermografischer Messungen

3.2.1 Streudiagramme an Keilen

Theoretische Betrachtungen

Die Auftragung von Phasenbildern unterschiedlicher Frequenzen in Streudiagrammen ist sinnvoll, da frequenzabhängige Eigenschaften als charakteristische Merkmalsstrukturen sichtbar werden [68, 70]. Dies wird im folgenden Abschnitt an Messungen an Keilen gezeigt.

Die aus Abschnitt 2.2.5 bekannte Phasenkurve lässt sich an Keilen direkt messen, da die Dicke vom dünnen zum dicken Keilende linear ansteigt. Bei einem Reflexionskoeffizienten von 0.9 an der Rückseite ergeben sich für die Frequenzen 1 Hz und 2 Hz die in Abbildung 3.5 (oben) dargestellten Phasenverläufe. Gewöhnlich wird bei Phasenkurven auf der x-Achse die Dicke d normiert auf die thermische Eindringtiefe μ abgetragen (siehe Gleichung 2.12). Da die Definition der Eindringtiefe die Modulationsfrequenz bereits enthält, wird auf der x-Achse die sogenannte „thermische Dicke“ $d/\sqrt{\alpha}$ abgetragen, bei der die Dicke d auf die Temperaturleitfähigkeit α normiert ist. Die thermische Dicke ist eine reine Probeneigenschaft, die unabhängig von der Lockin-Frequenz ist.

Aus nur einer Phasenmessung ist die thermische Dicke nicht bestimmbar, selbst wenn der thermische Reflexionskoeffizient bekannt ist. Die Dickenbestimmung gelingt jedoch, wenn die Phasenwerte zweier Messungen bei unterschiedlichen Lockin-Frequenzen in der Merkmalsebene aufgetragen werden (Abbildung 3.5 unten). Es ergibt sich eine ellipsenähnliche Struktur, bei der sich jeder Punkt eindeutig einer bestimmten Dicke zuordnen lässt.

Durch diese Art der Datenfusion (engl. „data fusion“) ist auch der Reflexionskoeffizient bestimmbar. Für jeden Reflexionskoeffizienten ergeben sich geschlossene Merkmalsstrukturen, die sich in der Größe unterscheiden. Reflexionskoeffizienten nahe eins bzw. nahe minus eins führen zu großen, Reflexionskoeffizienten nahe null zu kleinen ellipsenartigen Verläufen. Für verschiedene positive und negative Reflexionskoeffizienten ergibt sich ein Diagramm mit propellerartigem Aussehen (Abbildung 3.6). Grundsätzlich ist Abbildung 3.6 eine Kombination der Abbildungen 2.9 und 2.11.

Die Form der Merkmalsstrukturen hängt vom Frequenzverhältnis der Messungen ab. Abbildung 3.6 ist für die Streudiagramme gültig, bei denen eine Frequenz doppelt so hoch wie die andere ist. Bei größeren Frequenzunterschieden wird die von den Strukturen umschlossene Fläche größer, bei kleineren Verhältnissen kleiner (Abbildung 3.7).

Es hat sich gezeigt, dass die Frequenzunterschiede nicht zu groß sein sollten, da sonst zeitabhängige Störeffekte einen großen Einfluss haben. Konvektive Effekte sind beispielsweise stark zeitabhängig, da sich zunächst eine Konvektionswalze ausbilden muss. Wenn beide Modulationsfrequenzen weit auseinander liegen, werden die Messungen abhängig von der Frequenz unterschiedlich stark gestört, was zu Problemen bei quantitativen Auswertungen führt. Wenn die Frequenzen zu nahe beieinander liegen, ist der Messeffekt zu klein. Frequenzverhältnisse

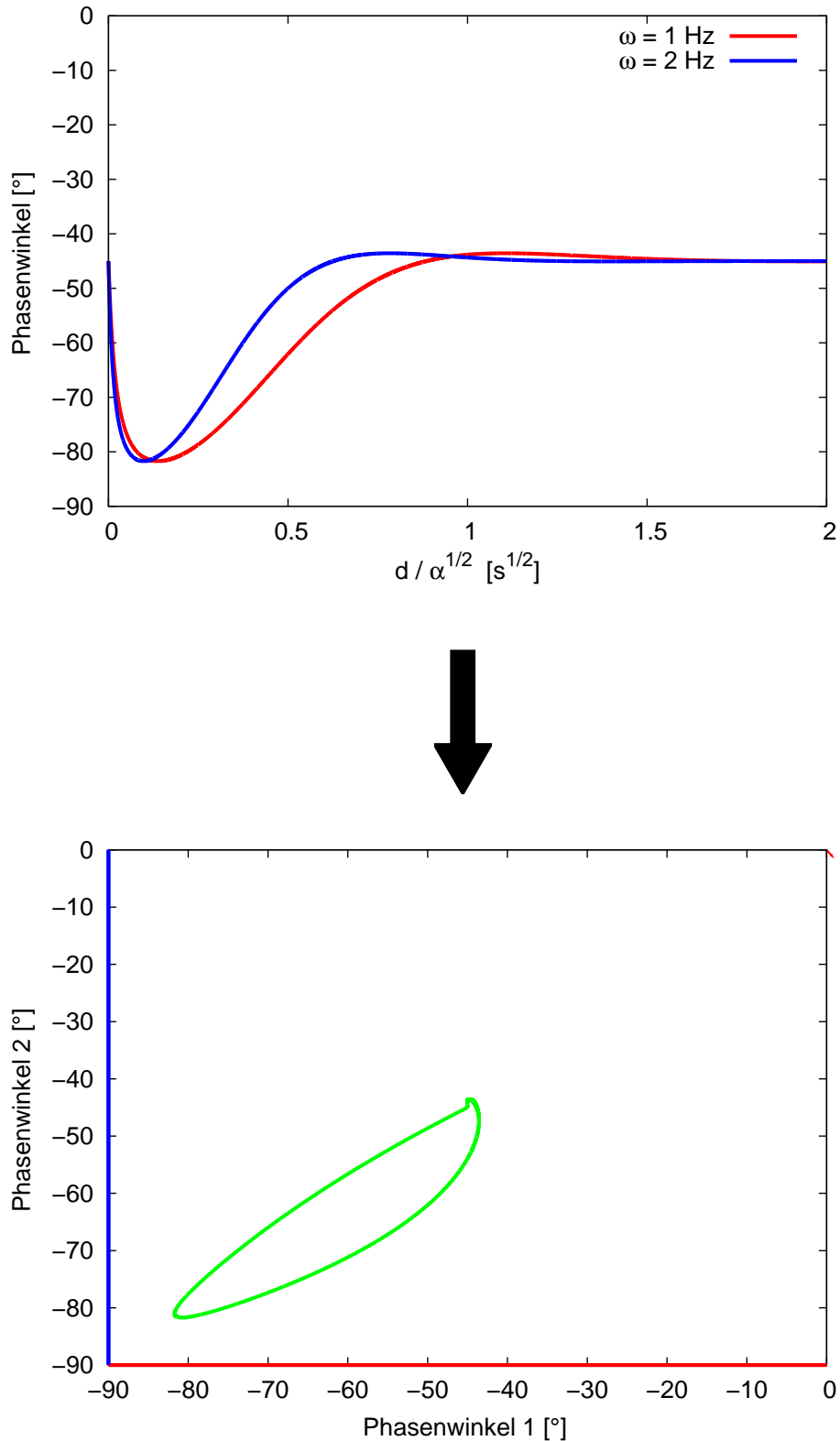


Abbildung 3.5: Streudiagramm: Auftragung von Phasenwerten in der Merkmalsebene für $R = 0,9$ und $\omega_1 = 2\omega_2$. Die Dicke ist in dieser Parameterdarstellung die Variable. Diese Kurve entspricht somit der Datenfusion zweier Phasenbilder eines Keils.

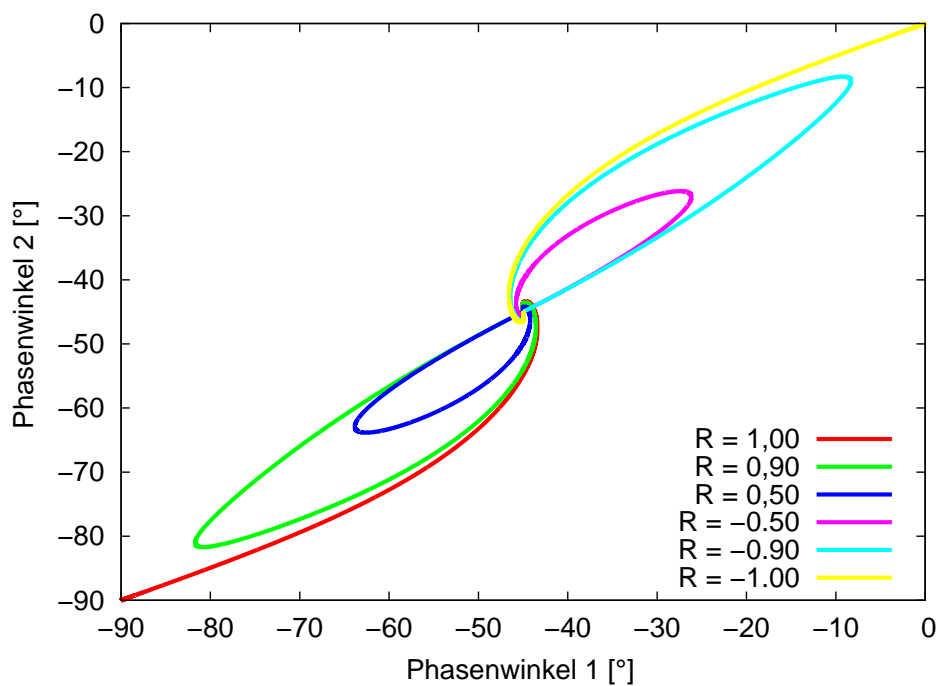


Abbildung 3.6: Streudiagramm: Merkmalsstrukturen für unterschiedliche thermische Reflexionskoeffizienten für das Frequenzverhältnis $\omega_1 = 2\omega_2$.

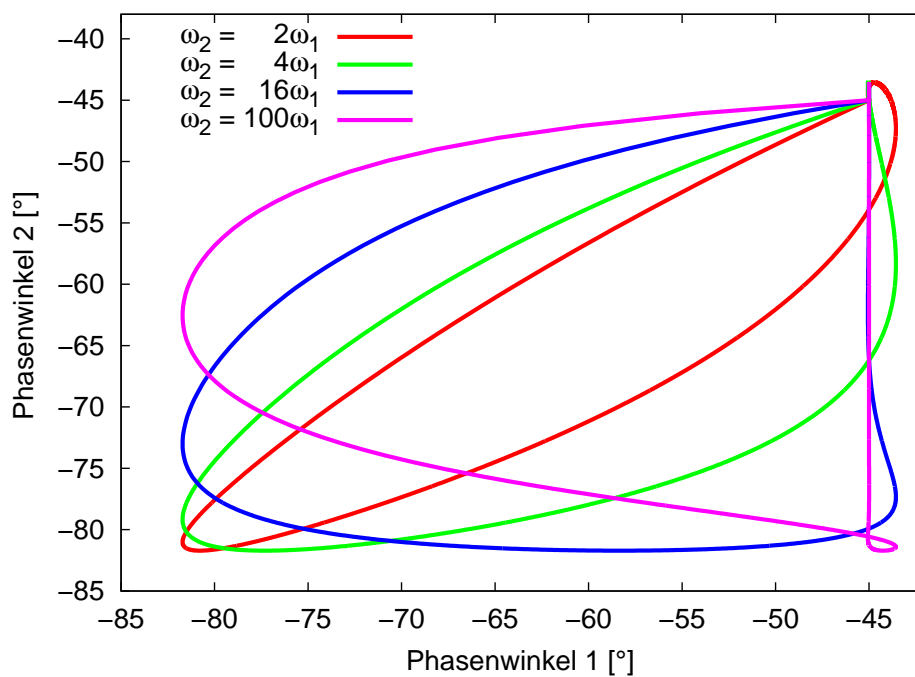


Abbildung 3.7: Streudiagramm: Merkmalsstrukturen für unterschiedliche Frequenzverhältnisse ($R = 0,9$).

zwischen 1,5-fach und 4-fach haben sich bewährt.

Messungen an einem Kunststoffkeil

Die bisherigen theoretischen Betrachtungen lassen sich direkt an einem Keil verifizieren. Als erstes Beispiel wurde ein Keil aus rußgefülltem Polyethylen untersucht. Dieser Werkstoff ist für die Untersuchung mit optisch angeregter Lockin-Thermografie bestens geeignet, da die Temperaturleitfähigkeit im mittleren Bereich liegt und aufgrund der schwarzen Färbung mit Halogenlampen gut angeregt werden kann. Die Keilform wurde in eine Polyethylenplatte eingefräst. Auf beiden Seiten wurden Stege zur mechanischen Stabilisierung des dünnen Keilendes stengelassen (Abbildung 3.8 oben).

Die Phasenbilder (Abbildung 3.8 Mitte) stimmen gut mit dem aus Abbildung 2.9 bekannten theoretischen Phasenverlauf überein. Die dünne Stelle links im Bild weist einen ähnlichen Grauwert wie deutlich dickere Stellen weiter rechts auf: Der Phasenwert lässt sich also erwartungsgemäß nicht eindeutig einer bestimmten Dicke zuordnen.

Die pixelweise Auftragung der beiden Phasenbilder in einem Streudiagramm hebt diese Uneindeutigkeit auf (Abbildung 3.8 unten). Die rot eingefärbten Pixel befinden sich direkt auf dem Keil (rot umrandeter Bereich im rechten Phasenbild), die restlichen Pixel sind grau eingefärbt.

Die diffuse graue Wolke links oben im Streudiagramm wird durch den Holztisch verursacht, der sich am unteren Rand der Phasenbilder befindet. Die breite Streuung der Wolke ist auf die inhomogenen Eigenschaften von Holz zurückzuführen. In dem Bereich, der von der geschwungenen Keilkurve eingeschlossen wird, sind feine Linien zu sehen, die eigentlich geringere Reflexionskoeffizienten andeuten sollten. Es handelt sich jedoch um laterale Wärmeflüsse von den Keilrändern zu den seitlichen Stegen. Im Kapitel 4 wird versucht, diese lateralen Wärmeflüsse gemeinsam mit anderen Störeinflüssen zu quantifizieren, um die Zuverlässigkeit der Dickenmessungen einschätzen zu können.

Der Vergleich mit Abbildung 3.6 zeigt, dass der Reflexionskoeffizient nahe bei eins liegt. Dies ist ein sinnvolles Ergebnis, da sich Luft hinter dem Keil befindet. In der Theorie weist die Kurve einen geschlossenen Verlauf auf, d.h. sie geht wieder auf den Ursprung zurück. Dies ist hier nicht der Fall, da das Keilende nicht unendlich dünn ist, sondern abrupt bei einer bestimmten Dicke ($0,38\text{ mm}$) endet.

Negativer Reflexionskoeffizient

Der Übergang Feststoff-Luft an der Rückseite des Kunststoffkeils führt zu stark positiven Reflexionskoeffizienten. Wie aber verändert sich das Streudiagramm, wenn ein gut temperaturleitender Werkstoff anstelle von Luft hinter dem Keil wäre? Der thermische Reflexionskoeffizient wird dann negativ. Die theoretischen Betrachtungen lassen eine zum luftumgebenen Keil punktgespiegelte Merkmalsstruktur erwarten. Dies tritt in der Realität auch genau-

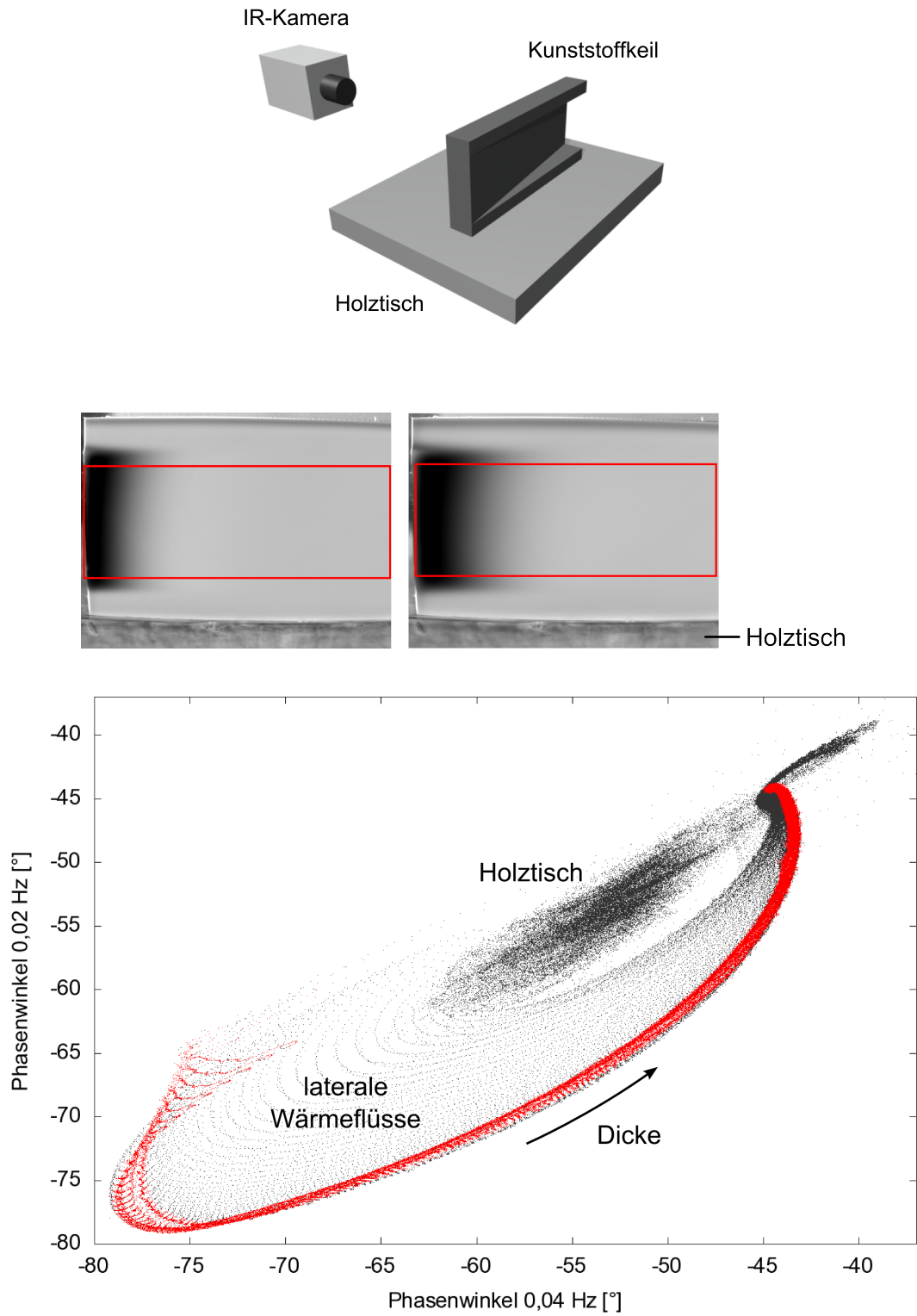


Abbildung 3.8: OLT-Messungen eines Kunststoffkeils bei zwei unterschiedlichen Lockin-Frequenzen. Oben: Schematischer Messaufbau. Mitte: Phasenbilder bei 0,04 Hz (links) und 0,02 Hz (rechts). Unten: Streudiagramm der beiden Phasenbilder. Der Pfeil zeigt in Richtung zunehmender Dicke.

so auf. Dichtet man den Keil ab und füllt die Rückseite bis zur halben Höhe mit Wasser auf (Abbildung 3.9 oben), so ergibt sich im Phasenbild eine Zweiteilung ((Abbildung 3.9) Mitte). Bereiche mit positivem Reflexionskoeffizienten sind dunkler, Bereich mit negativem Reflexionskoeffizienten heller als die dicken Keilbereiche rechts im Phasenbild. In der Merkmalsebene ergeben sich zwei von -45° , -45° in entgegengesetzte Richtungen ausgehende Äste (Abbildung 3.9 unten).

Der Vergleich mit Abbildung 3.6 deutet auf einen Reflexionskoeffizienten von $R = -0,4$ zwischen Kunststoff und Wasser hin. Der Phasenhub ist geringer als bei Luft, was an deutlich stärkerem Rauschen erkennbar ist. Die Aufspaltung des Wasserastes selbst ist vermutlich auf Konvektion im Wasser zurückzuführen, die zu einem leichten Phasengradienten in vertikaler Richtung führt.

Bei einem Epoxidharz-Keil auf Aluminium ergibt sich eine dem luftumgebenen Keil fast perfekt punktgespiegelte Struktur (Abbildung 3.10). Die Linie ist sehr scharf und kaum verschmiert, da das Signal-Rausch-Verhältnis extrem gut ist. Dies ist typisch für stark negative Reflexionskoeffizienten, weil konvektive Störeinflüsse zu vernachlässigen sind. Diese günstigen Bedingungen treten beispielsweise bei der Untersuchung von Lacken auf Metallsubstraten auf.

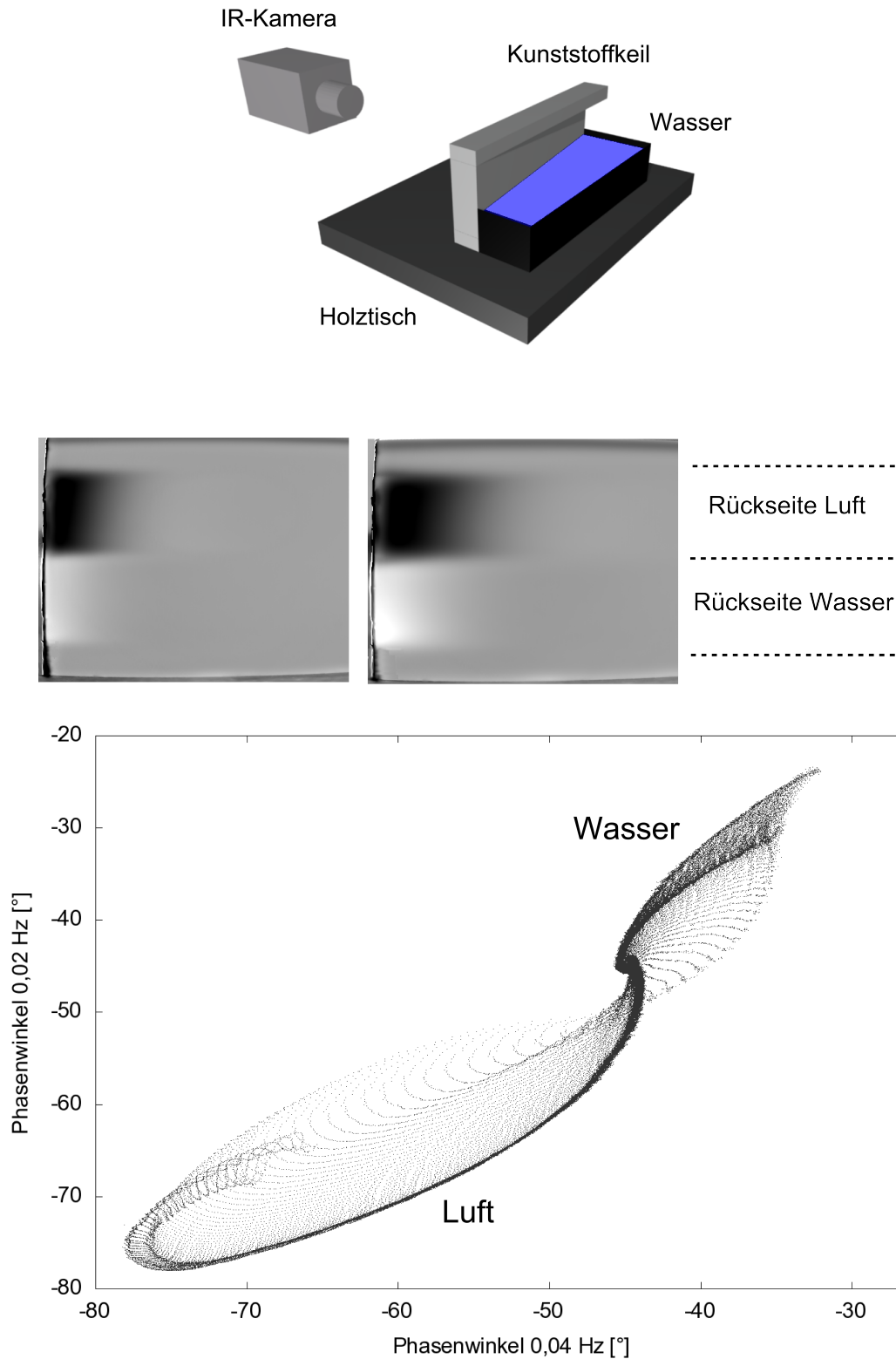


Abbildung 3.9: OLT-Messungen an einem Kunststoffkeil, hinter dem sich bis zur halben Höhe Wasser befindet, das im Prinzipbild blau eingezeichnet ist. Die Messungen wurden bei den Modulationsfrequenzen 0,04 Hz (links) und 0,02 Hz (rechts) durchgeführt.

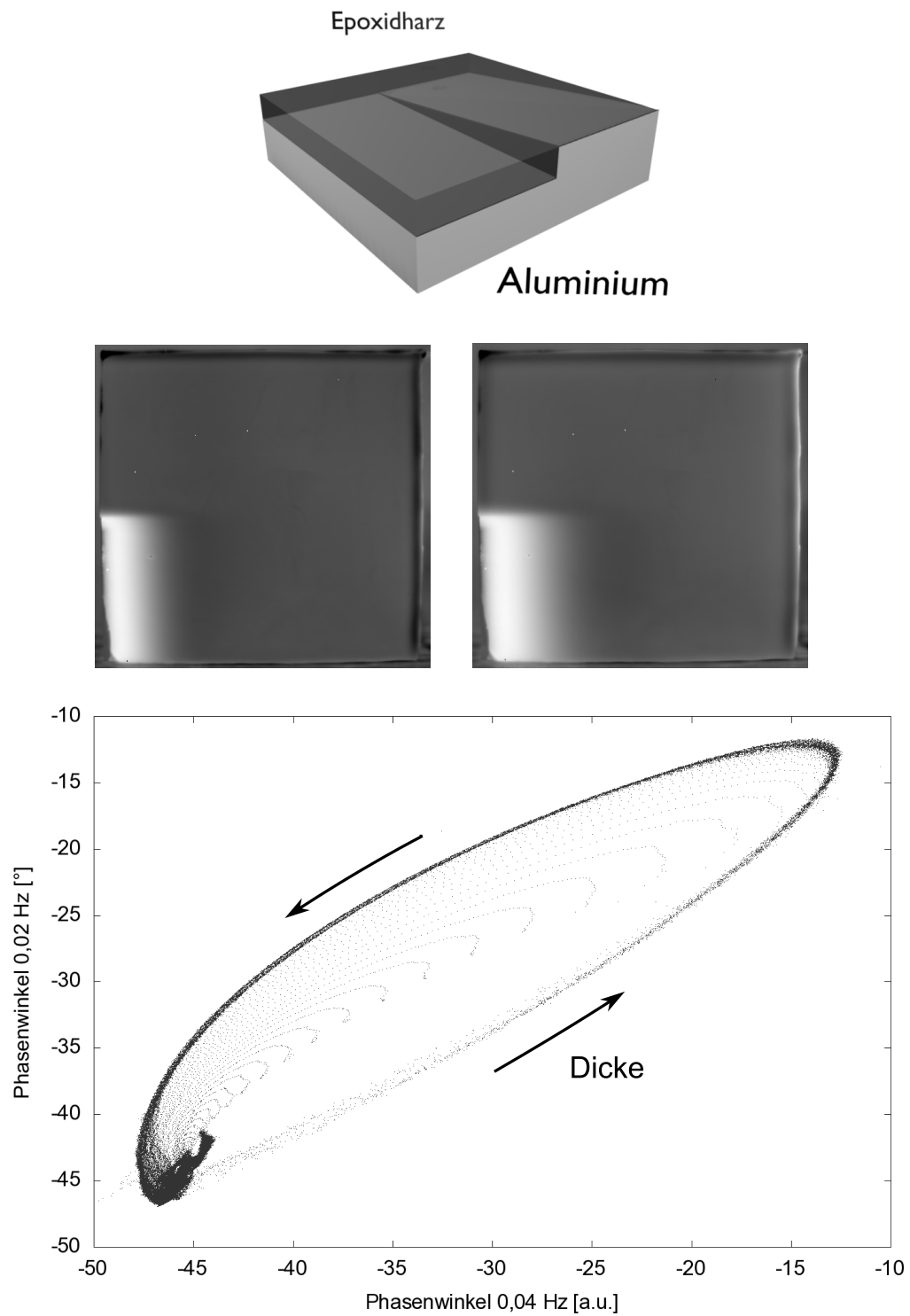


Abbildung 3.10: OLT-Messungen an einem aus Epoxidharz bestehenden Keil auf einem Aluminiumsubstrat (oben). Phasenbilder bei 0,04 Hz (Mitte, linkes Bild) und 0,02 Hz (Mitte rechts). Die Pfeile im Scatter-Plot (unten) zeigen in Richtung zunehmender Dicke.

3.2.2 Vergleich der Streudiagramme mit dem theoretischen Modell

Der gekrümmte Merkmalsverlauf des Kunststoffkeils im Streudiagramm lässt sich unter Verwendung von Gleichung 2.61 anfitzen. Reflexionskoeffizient und Dicke sind dadurch gemeinsam bestimmbar. Der Fit wird durch Ausprobieren durchgeführt. Versuche, den Fit zu automatisieren, waren nicht erfolgreich, da die richtige Gewichtung der Einzelpunkte nicht gefunden werden konnte. Die meisten Punkte befinden sich in der Nähe von $-45^\circ, -45^\circ$ und haben daher einen geringen Phasenkontrast zum unendlich dicken Teil des Keiles. Diese Punkte müssten geringer gewichtet werden. Der Versuch, den Abstand der Phasenwinkelpaare zum Punkt $-45^\circ, -45^\circ$ als Gewichtungsgrundlage zu verwenden, führte jedoch zu unbefriedigenden Ergebnissen.

Der Fit in Abbildung 3.11 ergibt einen Reflexionskoeffizienten von $R = 0,92$. An Keilen lässt sich der Reflexionskoeffizient bis auf etwa ein Prozent genau bestimmen, da über viele unterschiedliche Punkte in der Merkmalsebene gemittelt wird.

Eigentlich würde man erwarten, dass der Reflexionskoeffizient näher bei eins liegt. Mit Gleichung 2.34 und mit Tabellenwerten [31] der Effusivitäten von Kunststoffen (ca. $0,5 \text{ mm}^2/\text{s}$) und Luft (ca. $0,005 \text{ mm}^2/\text{s}$) ergibt sich

$$R = \frac{e_{PE} - e_{Luft}}{e_{PE} + e_{Luft}} = 0,98. \quad (3.1)$$

Tatsächlich werden geringere Werte für den Reflexionskoeffizienten gemessen. Die Abwei-

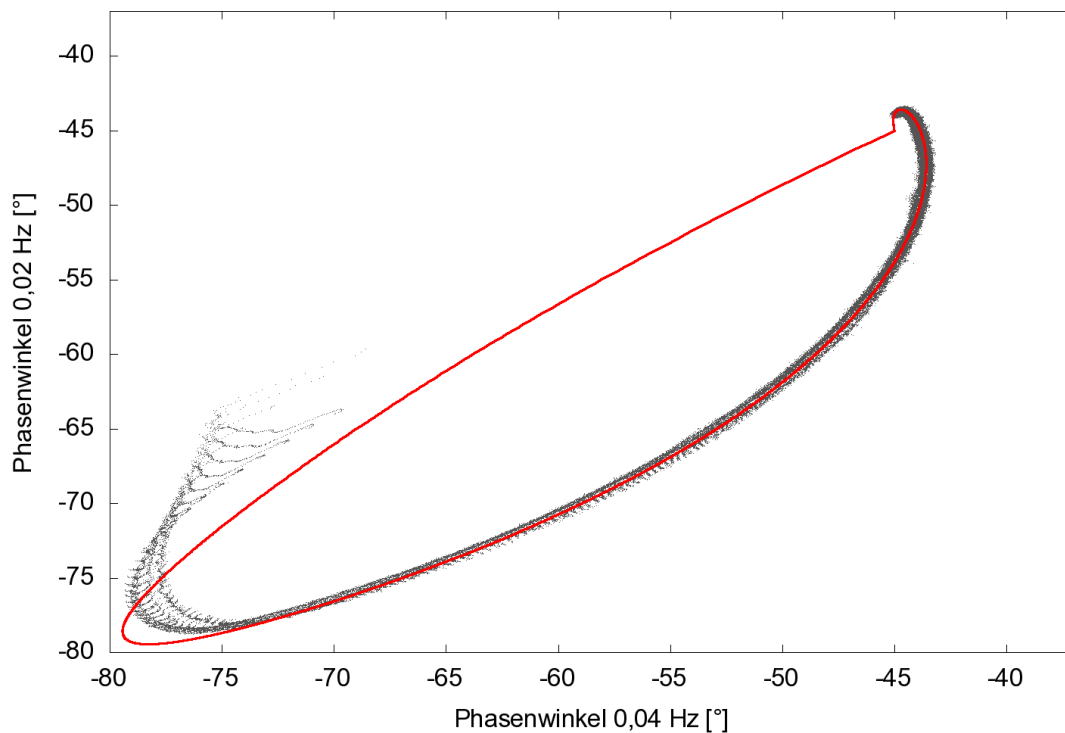


Abbildung 3.11: Fit an das Streudiagramm aus Abbildung 3.8. Für den Fit wurde $R = 0,92$ angenommen.

chung lässt sich dadurch erklären, dass Wärme in Luft nicht ausschließlich „geleitet“, sondern auch konvektiv transportiert wird. Die verwendeten Tabellenwerte wurden aus photothermischen und photoakustischen Messungen bei sehr hohen Modulationsfrequenzen ermittelt, bei denen Konvektion vernachlässigbar ist. In der an den Keil angrenzenden Luft wird es aber bei den relativ niedrigen Modulationsfrequenzen sicherlich zu Konvektion kommen, wodurch sich die effektive Effusivität von Luft erhöht. Dies schlägt sich in einem geringeren Reflexionskoeffizienten nieder, was bei genauen Messungen berücksichtigt werden muss. Der Effekt ist nicht immer störend, er kann beispielsweise zur Messung von Wärmeübergangskoeffizienten ausgenutzt werden [71].

Der Reflexionskoeffizient wird durch Konvektion in geringem Maße frequenzabhängig, da es sich um zeitabhängige Vorgänge handelt. Dieser Einflussfaktor ist für die vorliegende Arbeit von großer Bedeutung, da die vorgestellten Auswertemethoden den Frequenzgang der Phase analysieren und somit anfällig für frequenzabhängige Störeffekte sind. Es hat sich aber gezeigt, dass der Reflexionskoeffizient nur einen geringen frequenzabhängigen Fehler aufweist. Bei Werkstoffen mit niedriger Temperaturleitfähigkeit und Modulationsfrequenzen zwischen 0,01 Hz und 0,1 Hz liegt R bei ca. 0,92 und bei Frequenzen zwischen 0,1 Hz und 1 Hz bei ca. 0,95. Bei noch höheren Frequenzen, wie sie etwa bei der Photothermik verwendet werden, liegen die Werte über 0,95.

Völlig andere Merkmalsstrukturen als bei Keilen treten bei der Messung von Platten homogener Dicke auf. Im Idealfall ergibt eine Platte einen einzigen Punkt in der Merkmalsebene. Alle Abweichungen davon sind dann auf Defekte und Randeffekte zurückzuführen. Werden die Ränder der Platte im Scatter-Plot ausgeblendet, dann sind gezielt Defekte detektierbar. Experimentell lässt sich dies besonders gut an Platten aus carbonfaserverstärktem Kunststoff (CFK) demonstrieren. Die schwarze Färbung des Werkstoffs erleichtert die optische Anregung, wodurch rauscharme Phasenbilder erzeugt werden. Das Streudiagramm in Abbildung 3.12 ist das Ergebnis der gleichzeitigen Untersuchung von vier unterschiedlich dicken CFK-Platten mit 4, 8, 12 und 16 Lagen. Es ergeben sich vier Punkte in der Merkmalsebene, die mit Hilfe des an den Keilmessungen bestimmten Reflexionskoeffizienten von 0,92 angefügt werden. Die theoretischen Überlegungen decken sich auch hier mit den experimentellen Ergebnissen.

Die Phasenbilder wurden bei den Lockin-Frequenzen 0,08 Hz und 0,02 Hz aufgenommen, das Frequenzverhältnis ist also 4-fach. Das genaue Frequenzverhältnis spielt für das Ergebnis keine Rolle. Bei ähnlichen Frequenzverhältnissen sind gleichwertige Ergebnisse erzielbar.

3.2.3 Laterale Wärmeflüsse und Kontaktwiderstände

Im dünnen Bereich des Keils stimmt der Fit in Abbildung 3.11 aufgrund lateraler Wärmeflüsse nicht mit den Messdaten überein. Da die Modulationsamplitude in den dünnen Bereichen deutlich höher als in den dickeren Stellen ist (Abbildung 2.9), wechseln die Wärmeflüsse im

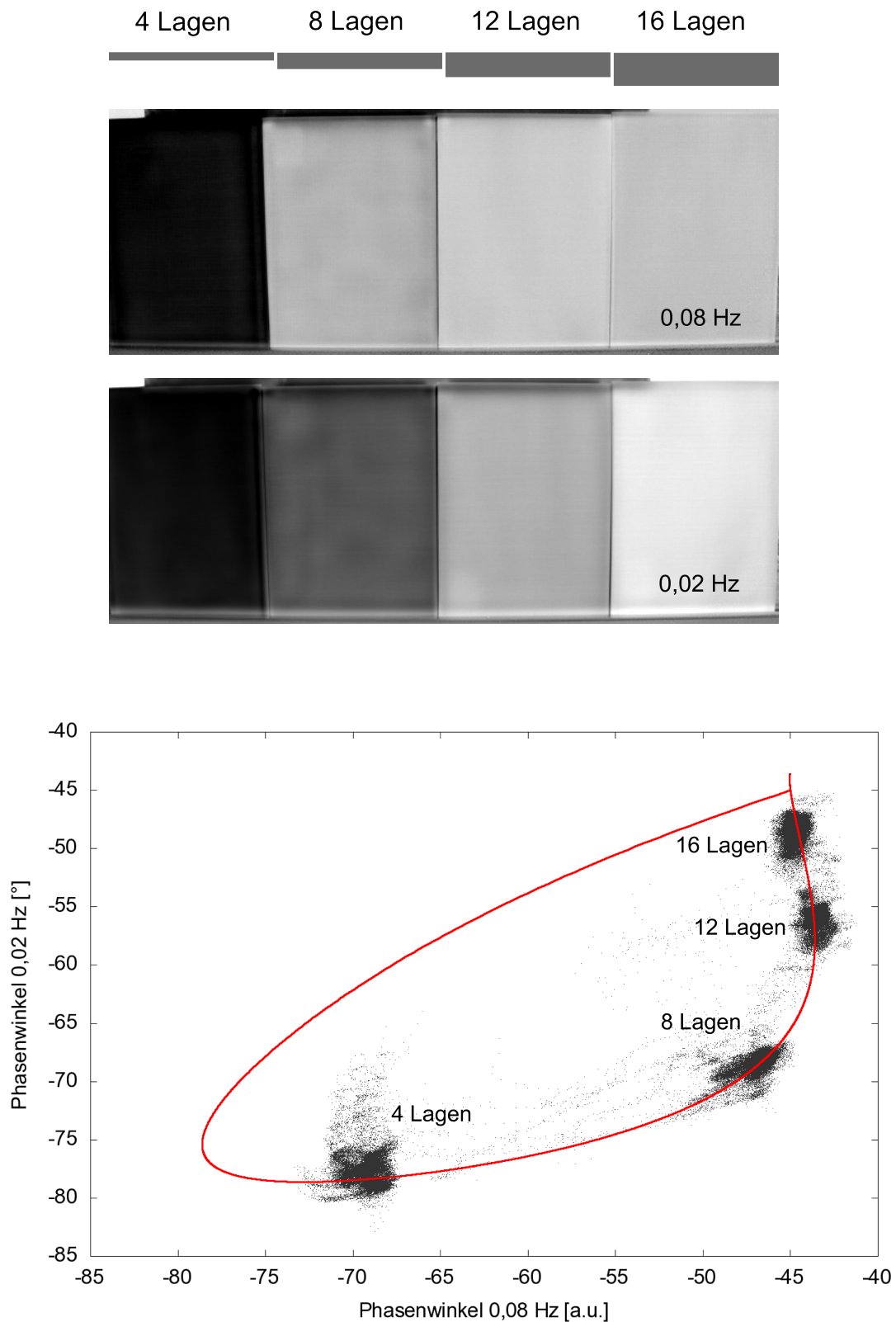


Abbildung 3.12: OLT-Messungen an vier CFK-Platten unterschiedlicher Dicke (von links nach rechts: 4, 8, 12, 16 Lagen). Oben: Phasenbilder bei 0,08 Hz und 0,02 Hz. Unten: Scatter-Plot mit Fit für $R = 0,92$.

Takt der Modulationsfrequenz ihre Richtung. Die dünnen Bereiche erscheinen im Phasenbild dicker, die dicken Bereiche dünner als erwartet.

Entscheidend für das Ausmaß der lateralen Wärmeflüsse ist der Gradient der Modulationsamplitude. Dieser ist mit dem periodisch sich ändernden Wärmefluss direkt verknüpft. Unmodulierte, statische Temperaturgradienten haben keinen Einfluss, da diese durch die Fouriertransformation eliminiert werden.

Ändert sich die Amplitude nur graduell über eine größere Distanz, z.B. bei leicht inhomogener Anregung, sind die Phasenfehler vernachlässigbar. Der exponentielle Anstieg der Amplitude vom dicken zum dünnen Keilende führt jedoch zu einem starken Amplitudengradienten und damit zu starken lateralen Wärmeflüssen in diesem Bereich (Abbildung 3.13).

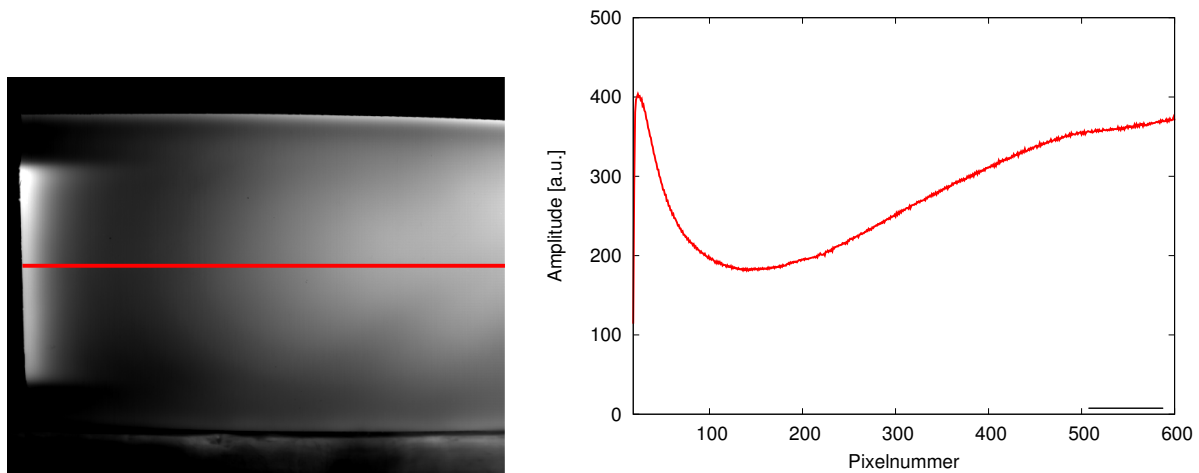


Abbildung 3.13: Amplitudenbild und Amplitudenprofil der Messung an dem Kunststoffkeil bei 0,02 Hz.

Quantitative Auswertungen werden durch laterale Wärmeflüsse grundsätzlich erschwert, da der dreidimensionale Fall der Wärmeleitung mathematisch nicht allgemein, sondern nur unter Kenntnis der inneren Struktur lösbar ist. Diese Problematik lateraler Wärmeflüsse wurde bereits bei photothermischen Einpunktmessungen erkannt [72, 73, 74]. Bei moderner OLT wird die Problematik häufig nicht ausreichend berücksichtigt, wodurch Messfehler unerkannt bleiben können.

Sacklochbohrungen unterschiedlicher Tiefe

Laterale Wärmeflüsse treten immer in der Umgebung kleiner Hindernisse auf, da die Wärme diese seitlich umfließt. Dies verdeutlichen Messungen an einer Kunststoffplatte mit drei unterschiedlich tiefen rückseitigen Sacklochbohrungen (Durchmesser 12 mm). Die Restwandstärke, also der Abstand zur Oberfläche, nimmt in der Reihenfolge Nr.1, Nr.2, Nr.3 zu. In Abbildung 3.14 sind der Probenaufbau, zwei Phasenbilder bei 0,025 Hz und 0,0125 Hz und das dazugehörige Streudiagramm dargestellt.

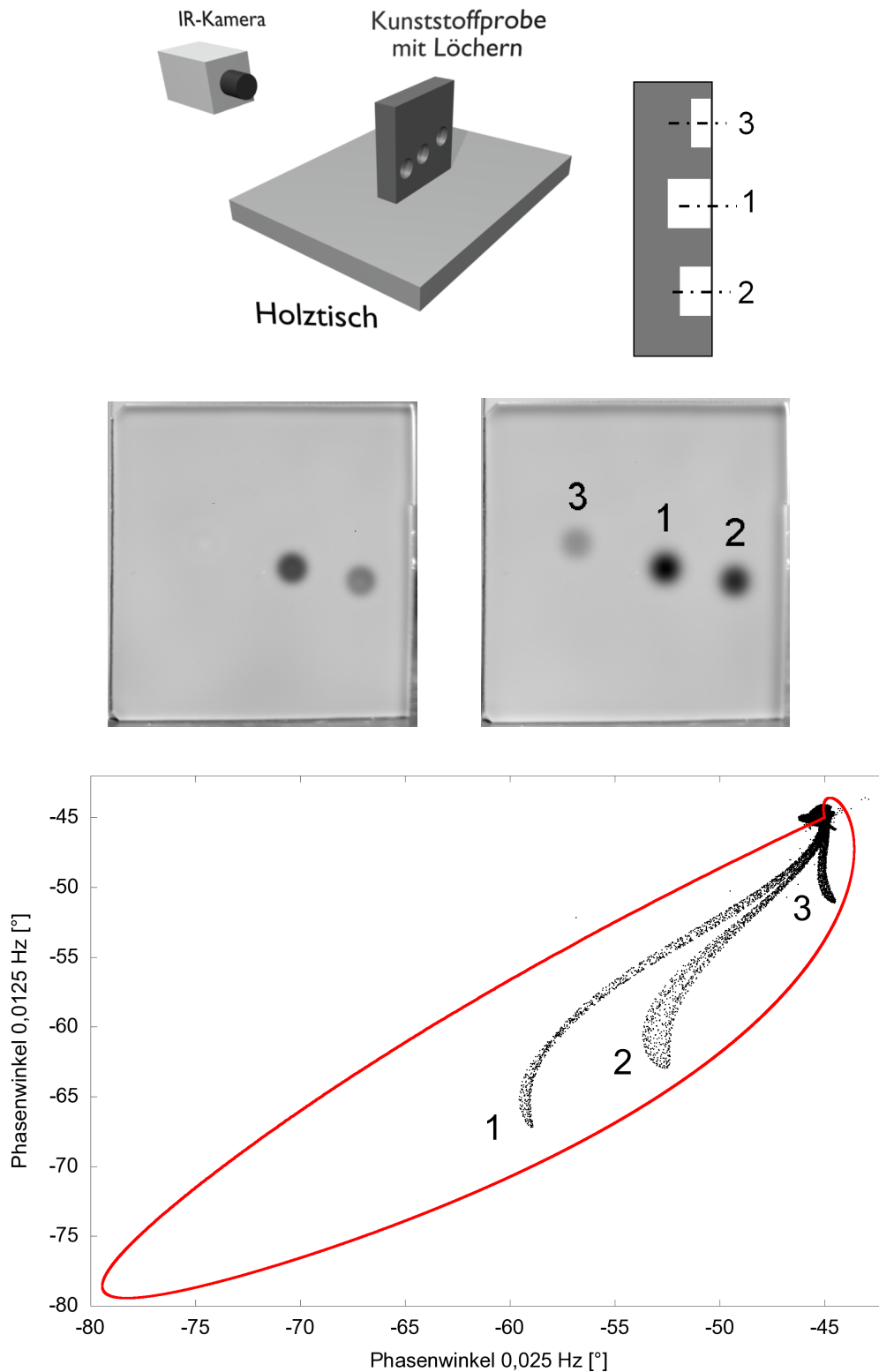


Abbildung 3.14: OLT-Messungen einer Probe mit Sacklochbohrungen bei 0,025 Hz und 0,0125 Hz. Messaufbau (oben), Phasenbilder (Mitte) und Streudiagramm mit Fitkurve für eindimensionalen Verlauf (unten). Für die Fitkurve wurde $R = 0,92$ angenommen.

Bei rein eindimensionalen Wärmeflüssen sollten im Streudiagramm vier voneinander getrennte Punktwolken auftauchen: Jeweils eine von jedem Sackloch und eine von der Kunststoffplatte. Die Punktwolke der Platte sollte sich bei den Koordinaten $-45^\circ, -45^\circ$ befinden, da sie thermisch gesehen unendlich dick ist. Die tatsächlich gemessenen Merkmalsstrukturen (Abbildung 3.14) sind jedoch nicht punktförmig, sondern sehr langgezogen mit dem Ursprung $-45^\circ, -45^\circ$. Das Aussehen ist nicht mit Dickeneffekten erklärbar, sondern muss lateralen Wärmeflüssen zugeordnet werden.

Wenn der Reflexionskoeffizient bekannt ist, lassen sich laterale Wärmeflüsse als Abweichung vom idealen Verhalten erkennen. Da es sich überall um die Grenzfläche Kunststoff - Luft handelt, lässt sich der zu Anfang des Kapitels ermittelte Werte für den Reflexionskoeffizienten ($R = 0,92$) hier übernehmen. Dieser Wert für R wurde dem Fit in Abbildung 3.14 zugrunde gelegt.

Bewegt man sich im Streudiagramm ausgehend von $-45^\circ, -45^\circ$ auf den drei von den Bohrungen erzeugten Merkmalschläuchen entlang, so entspricht das im Phasenbild einer Bewegung von der Kunststoffplatte in Richtung der Bohrungsmitten. Die Pixel der Bohrungsmitten liegen auf den Schlauchenden in der Nähe der 1d-Fitkurve.

Das Ende der Merkmalsstruktur von Bohrung 3 kommt der Fitkurve, also dem eindimensionalen Fall, am nächsten. Bohrung 3 ist im Phasenbild bei $0,025\text{ Hz}$ überhaupt nicht und bei $0,0125\text{ Hz}$ nur schwach zu sehen. Die thermische Eindringtiefe bei $0,0125\text{ Hz}$ ist gerade groß genug um das Sackloch zu erreichen, die Wärme hat aber innerhalb der Periodendauer nicht genügend Zeit, die Bohrung zu umfließen.

Bei den Bohrungen 1 und 2 sind die Eindringtiefen höher als die Tiefe des Sacklochs, so dass sich die Wärme aufstaut und es zu starken lateralen Wärmeflüssen kommt. Die beiden Bohrungsmitten sind weit vom eindimensionalen Verhalten entfernt, was sich in großen Abständen zur Fitkurve widerspiegelt.

Die Abschätzung der Stärke der lateralen Wärmeflüsse über die Amplitudenbilder ist auch hier sinnvoll (Abbildung 3.15). Die Bohrung Nr. 3 ist bei beiden Frequenzen fast nicht zu erkennen, es findet also kein nennenswerter Wärmestau statt. Im Gegensatz dazu leuchten die Bohrungen 1 und 2 als helle Kreisscheiben im Amplitudenbild auf, was zu höheren Amplitudengradienten und damit stärkeren lateralen Wärmeflüssen um beide Bohrungen führt. Eine exakte Tiefenbestimmung der Bohrungen ist aufgrund der lateralen Wärmeflüsse nicht möglich. Eine grobe Quantifizierung wäre eventuell durch Extrapolation der Merkmalsstrukturen auf die rote Fitkurve möglich. Der minimale Abstand der Merkmalsstrukturen von der Linie wächst, wenn die Bohrungen dichter unter der Oberfläche liegen. Die Extrapolation bis zum Schnitt mit der roten Linie würde daher zunehmend ungenau. Die Konsequenz ist: Um frequenzabhängige Störeinflüsse wie laterale Wärmeflüsse und Konvektion so gering wie möglich zu halten, sollten Dickenbestimmungen bei möglichst hohen Modulationsfrequenzen durchgeführt werden.

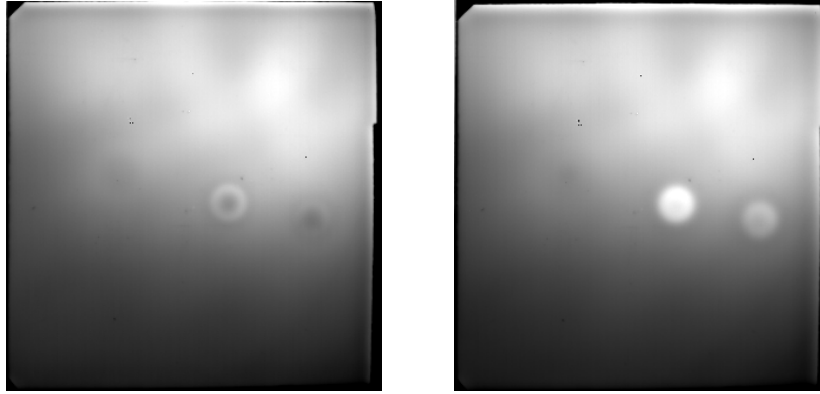


Abbildung 3.15: Amplitudenbilder bei 0,0250 Hz und 0,0125 Hz

Filterung in der Merkmalsebene

Durch Blendensetzung in der Merkmalsebene (bzw. allgemein im Merkmalsraum) lassen sich Phasenwinkelkombinationen nach bestimmten Eigenschaftskombinationen sortieren. Bei der untersuchten Sacklochprobe wäre es beispielsweise interessant, die lateralen Wärmeflüsse bestimmten Tiefen zuordnen zu können. Dafür werden im Streudiagramm Bereiche definiert, die mittels der im Rechner abgelegten Zuordnung in die ursprünglichen Phasenbilder zurückverfolgt werden. Dies lässt sich besonders gut an Bohrung 1 aus dem vorigen Messbeispiel demonstrieren. Dafür werden mehrere Merkmalsbereiche ausgewählt, die mit unterschiedlichen Farben markiert werden (Abbildung 3.16). Bei der Rückverfolgung der Merkmale in die Originalbilder (Abbildung 3.16) werden Binärbilder erzeugt, die die markierten Eigenschaftsbereiche bestimmten Orten auf der Probe zuordnen. Zur besseren Darstellung sind die Merkmale eingefärbt und mit dem Phasenbild für 0,0125 Hz hinterlegt. Das Phasenbild dient nur zur besseren Orientierung. Es gehört nicht zur Auswertung dazu!

Die markierten Bereiche unterscheiden sich in der Intensität der lateralen Wärmeflüsse untereinander. Diese sind im grünen und blauen Bereich höher als im roten, da sowohl in der Bohrungsmitte als auch auf der ungestörten Kunststoffplatte die Flussdichte null sein muss. Eine mögliche praktische Anwendung der Merkmalsfilterung könnte die Untersuchung von Delaminationen in Faserverbundwerkstoffen sein. Für die Berechnung von Restfestigkeiten sind vor allem Fehlertiefe und Fehlergröße wichtig. Je weiter der „Merkmalsarm“ des Fehlers im Uhrzeigersinn von der Fitkurve entfernt ist, desto geringer ist die Fehlertiefe, und je weiter der Endpunkt eines solchen Arms vom Ursprung entfernt ist, desto größer ist der Durchmesser des Fehlers. Diese Betrachtungen gelten allerdings nur für den Fall, dass die Delaminationen vollständig abgelöst sind, der thermische Kontaktwiderstand also hoch ist. Dies ist häufig aber nicht der Fall, wie das Beispiel im nächsten Abschnitt zeigt.

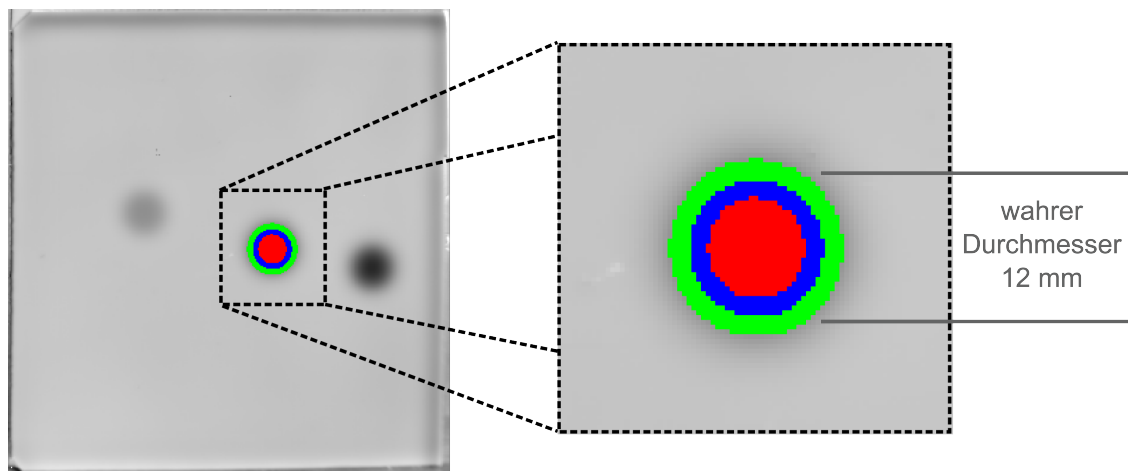
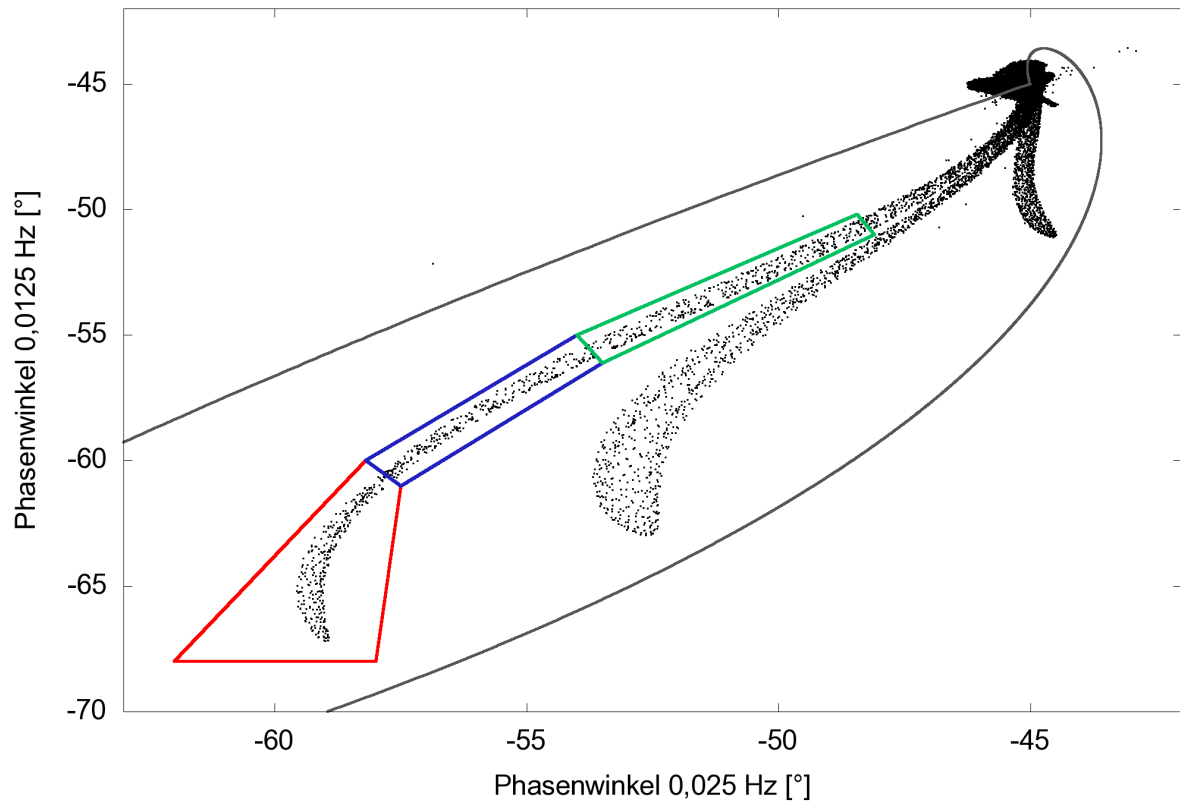


Abbildung 3.16: Streudiagramm mit farblich markierten Merkmalsbereichen (oben). Anhand dieser Bereiche wurde eine Rücktransformation durchgeführt (unten).

3.2.4 Defektmerkmale

Alle beschriebenen Einflüsse auf den Phasenwert, also Dicke, Temperaturleitfähigkeit, laterale Wärmeflüsse und Kontaktwiderstände, sind thermische Eigenschaften, die Defekte eindeutig charakterisieren. Wenn beispielsweise Lamine an einer unerwarteten Stelle eine Dickenänderung aufweisen, ist dies entweder ein Hinweis auf fertigungsbedingte Fehler (z.B. eine vergessene Laminatlage) oder auf eine Delamination an dieser Stelle.

Meistens findet ein Wärmefluss über die Grenzfläche hinweg statt, dessen Stärke vom thermischen Kontaktwiderstand der Grenzfläche bestimmt wird, der wiederum die Stärke lateraler Wärmeflüsse beeinflusst. Bei hohen Kontaktwiderständen fließt die Wärme überwiegend um die Grenzfläche herum, bei geringen Kontaktwiderständen eher durch die Grenzfläche hindurch. Der Weg des geringsten Widerstandes wird dabei bevorzugt. Das komplizierte Zusammenspiel zwischen lateralen Wärmeflüssen, Kontaktwiderständen und reduzierten Dicken erschwert die Tiefen- und Größenbestimmung von Defekten erheblich.

Laterale Wärmeflüsse und Kontaktwiderstände sind zeitabhängige Effekte, die zu frequenzabhängigen Reflexionskoeffizienten führen. Eine Auswertung bei mehreren Modulationsfrequenzen (mindestens zwei) ist für eine zuverlässige Tiefen- und Größenbestimmung von Defekten daher unerlässlich.

Delaminationen

Der Kontaktwiderstand einer Delamination hängt im Allgemeinen von der Spaltdicke ab: Je größer der Spalt, desto größer der Kontaktwiderstand. Im Grenzfall vollständiger Ablösung geht der Kontaktwiderstand gegen unendlich, wodurch der Reflexionskoeffizient reell wird (siehe Abschnitt 2.2.4). Der Betrag des Reflexionskoeffizienten ändert sich bei steigendem Kontaktwiderstand von null bei idealer Anbindung zu eins bei kompletter Ablösung. Dabei wird vorausgesetzt, dass die Wärmekapazität der Grenzschicht vernachlässigbar ist. Für einen gasgefüllten Spalt ist diese Annahme praktisch immer zulässig, da das umgebende Material eine um Größenordnungen höhere Wärmekapazität als Luft hat. Bei den meisten natürlichen Delaminationen wird der Effekt des Kontaktwiderstandes durch laterale Wärmeflüsse überlagert, besonders in den Randbereichen.

Dies ist auch im folgenden Beispiel der Fall: Dabei wurde eine dünne CFK-Platte untersucht (4-lagig, Dicke 0,9 mm), aus der durch Wasserstrahlschneiden sechs Fünfecke herausgeschnitten wurden. Beim Wasserstrahlschneiden wird Wasser unter hohem Druck (ca. 2000 bar) durch eine kleine Düse gedrückt, so dass der austretende Wasserstrahl Materialien zertrennen kann. Häufig wird dem Wasser ein abrasiver Zusatzstoff (z.B. Al_2O_3) zugemischt, um die Schneidwirkung zu verbessern. Bei der untersuchten CFK-Platte wurden der Einfluss der Schneidparameter auf die Schnittqualität untersucht. Besonders kritisch ist dabei die Einstichstelle. Dort kommt es bei fehlerhaften Einstellungen zu Rissen und Delaminationen, die in den Phasenbildern (Frequenzen 0,5 Hz und 0,1 Hz) deutlich erkennbar sind (Abbildung 3.17 oben). Bei der Lockin-Frequenz 0,5 Hz heben sie sich als schwarze Bereiche von der restlichen Platte ab. Wird die Frequenz auf 0,1 Hz erniedrigt, so weisen die Delaminationen hellere Grautöne als die Platte auf, nur die größte ist in der Mitte schwarz. In der unteren Hälfte des Phasenbilds sind helle Stellen um die Anschnittstellen zu sehen. Eine Sichtprüfung ergab, dass es sich dabei um Delaminationen zwischen allen Lagen und um Risse handelt. Die oberen Hälften der Phasenbilder sind im Streudiagramm zur besseren Orientierung rot, die unteren Hälften blau eingefärbt (siehe Phasenbild bei 0,5 Hz). Die Merkmalswolke der in-

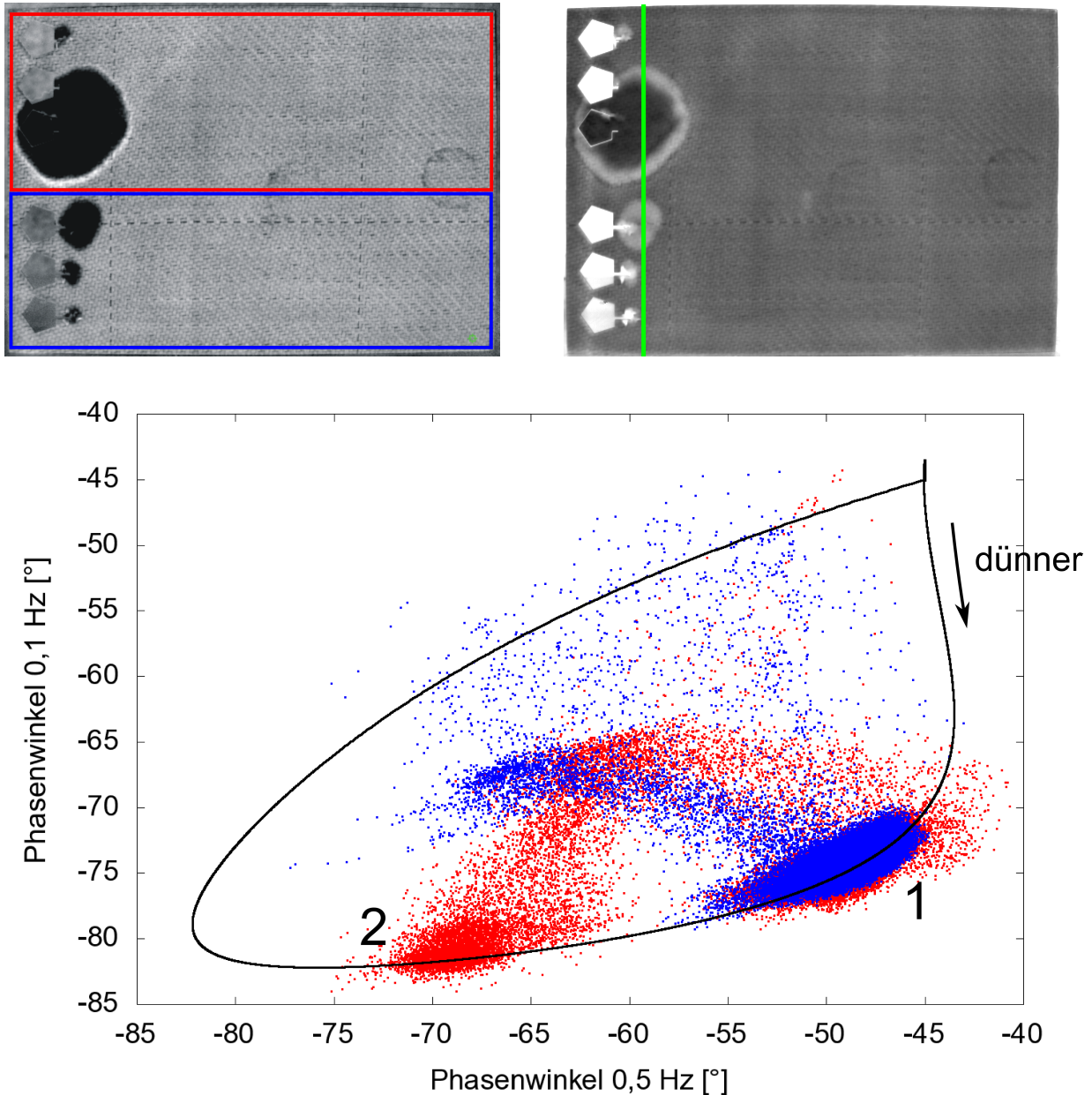


Abbildung 3.17: Oben: Phasenbilder der Wasserstrahlprobe bei 0,5 Hz (links) und 0,1 Hz (rechts). Unten: Angefittetes Streudiagramm (Annahme $R = 0,95$).

takten Platte findet sich im Streudiagramm an der Stelle $-50^\circ, -75^\circ$ (Position 1 im Diagramm). Die roten Pixel werden an dieser Stelle von den blauen verdeckt, sind aber im Hintergrund vorhanden. Die Wolke lässt sich unter Annahme von $R = 0,95$ anpassen (schwarze Linie). Aus der Wolke „wachsen“ nach links oben bogenförmig die delaminierten Bereich heraus. Der vollständig delaminierte Bereich der großen Delamination befindet sich am Ende des Bogens (Position 2). Das Bogenende befindet sich wie die intakte Platte auf der Fitkurve für ideales Verhalten, da aufgrund der großen Spaltdicke der Kontaktwiderstand nahezu unendlich groß und damit der Reflexionskoeffizient wieder reell ist. Eine quantitative Auswertung (Vorge-

hensweise siehe Abschnitt 4.2) zeigt, dass die Dicke an dieser Stelle ungefähr halb so groß wie bei der intakten Platte ist. Eine Sichtprüfung an der Schnittkante bestätigt dies: Die vierlagige CFK-Platte ist genau zwischen den beiden mittleren Lagen delaminiert.

Die Spaltdicke der Delamination lässt sich mit einer Mikrometerschraube von außen bestimmen. Es wird dabei angenommen, dass nur eine Lage delaminiert ist. Die Spaltdicke ist dann die gemessene Gesamtdicke abzüglich der Dicke der intakten Platte. Ein auf diese Weise ermitteltes Spaltdickenprofil entlang des grünen Linienprofils im Phasenbild bei 0,1 Hz wird in Abbildung 3.18 gezeigt.

Die Dicke des Luftspalts nimmt vom Rand zur Mitte der Delamination zu. Der Vergleich mit dem Phasenprofil entlang derselben Linie zeigt, dass die Phase nicht linear von der Spaltdicke abhängt. Ab einer gewissen Spaltdicke wird der Kontaktwiderstand unendlich und R gleich eins.

Quantitative Aussagen über den Kontaktwiderstand sind aufgrund der Überlagerung mit lateralen Wärmeflüssen nicht möglich. Eine Abschätzung lässt sich jedoch durchführen: Die Änderung des Phasenwinkels erstreckt sich bei der großen Delamination über eine Wegstrecke von etwa 25 mm. Die thermische Eindringtiefe in CFK bei der Modulationsfrequenz 0,1 Hz liegt ungefähr bei 1 mm, was sich durch Einsetzen der Temperaturleitfähigkeit für CFK senkrecht zur Faser (Tabelle 2.3) in Gleichung 2.12) zeigen lässt. Da thermische Wellen stark gedämpft sind und die Amplitude nach einer Wellenlänge ($2\pi\mu \approx 6\text{ mm}$) bei unter

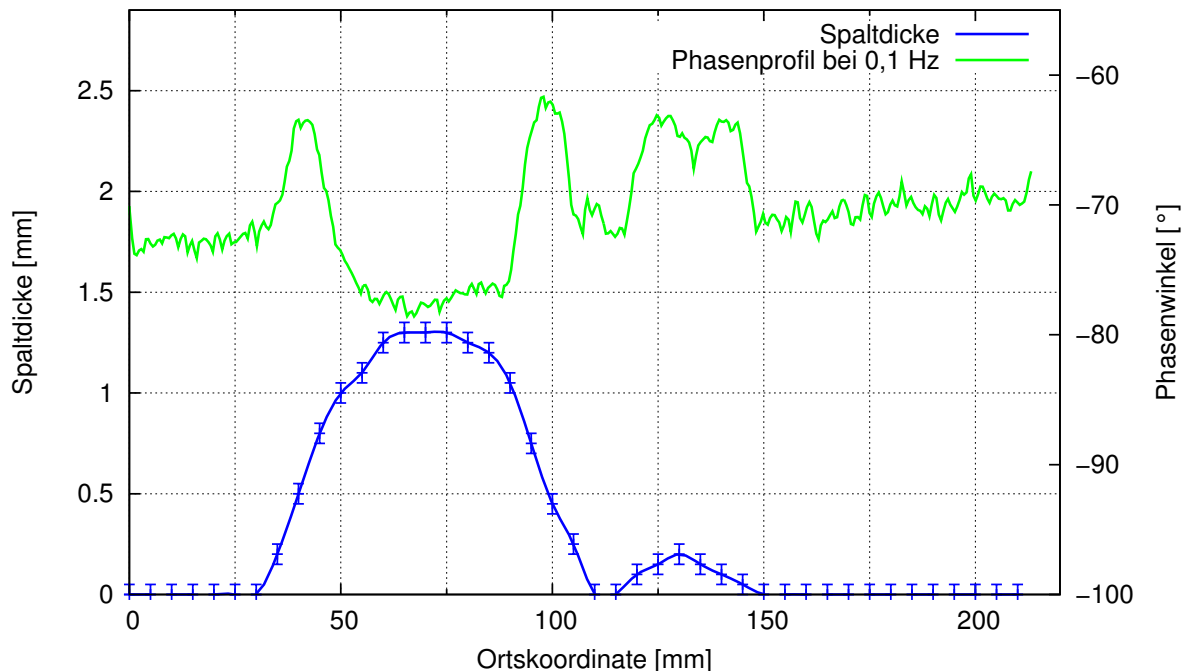


Abbildung 3.18: Gemessene Spaltdicke der Delaminationen (blaue Kurve) und das dazugehörige Phasenprofil entlang der grünen Linie im Phasenbild bei 0,1 Hz. Die Gesamtdicke der Platte beträgt 0,9 mm.

0,2% liegt, sind laterale Wärmeflüsse über 25 mm Wegstrecke nicht erklärbar.

Die Auswertung der Amplitudenbilder untermauert diese Überlegungen (Abbildung 3.19). Bei 0,5 Hz treten fast keine Amplitudengradienten und damit auch keine lateralen Wärmeflüsse in den delaminierten Bereichen auf. Bei 0,1 Hz hat die eingebrachte Wärme zwar genügend Zeit sich an den abgelösten Bereichen aufzustauen, die resultierenden Amplitudengradienten sind aufgrund der großen Ausdehnung des Fehlers aber eher schwach. Bei dieser großen Delamination spielt also der Kontaktwiderstand eine wichtigere Rolle als die lateralen Wärmeflüsse. Bei kleinen Delaminationen ist es meistens umgekehrt.

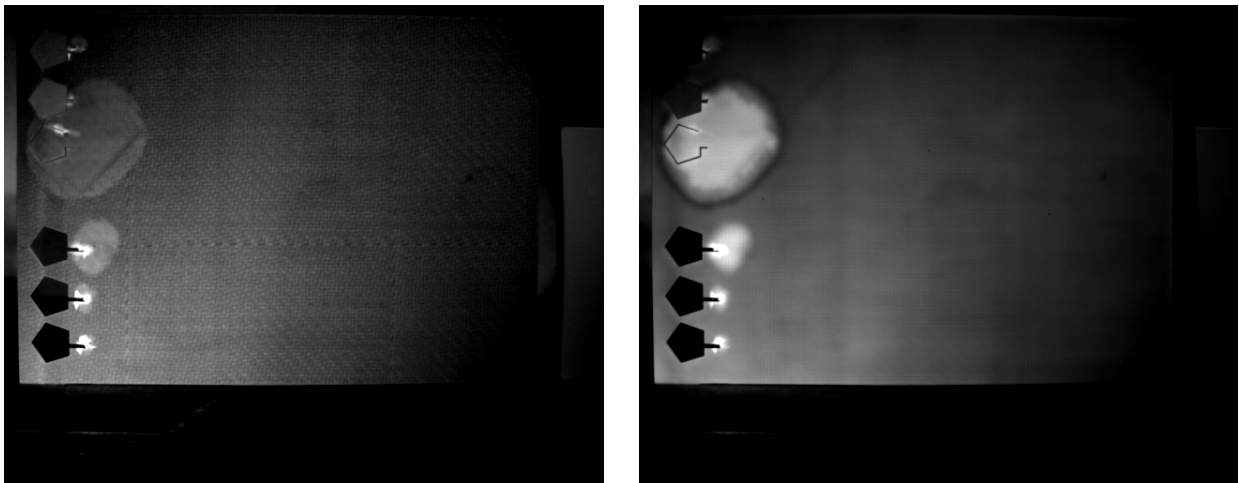


Abbildung 3.19: Amplitudenbilder der Messungen aus Abbildung 3.17 (links 0,5 Hz, rechts 0,1 Hz).

Impacts

Mit thermografischen Prüfmethode sind Faserverbundwerkstoffe schnell, großflächig und berührungslos auf Schlagschäden (Impacts) prüfbar. Bei mittlerer Impactenergie kann die Oberfläche unauffällig aussehen, im Innern können jedoch typischerweise kegelförmige Delaminationstrukturen verborgen sein. Ein geschädigtes Bauteil weist reduzierte Festigkeiten hinsichtlich Druck- und Schubbelastungen auf. Nur mit guter Kenntnis des Schadensausmaßes lässt sich einschätzen, ob ein Bauteil repariert werden kann oder ausgetauscht werden muss. Beispielsweise weisen Rotorblätter oder Propeller aus CFK fast immer kleinere Schäden auf, die anhand zerstörungsfreier Prüfverfahren richtig eingeordnet werden müssen.

Anhand eines einzelnen Phasenbilds ist eine solche Bewertung ohne ausreichende Vorkenntnisse kaum zu treffen. Besonders der Effekt der Blind-Frequency ist ein Problem, da Fehler unerkant bleiben oder Schadensflächen unterschätzt werden. Daher werden in der Praxis Einzelmessungen bei verschiedenen Frequenzen durchgeführt und die beste Einzelmessung zur Bewertung herangezogen. Die geeignete Datenfusion zweier (oder mehrerer) Messungen in der Merkmalsebene mit anschließender Rücktransformation ins Ursprungsbild liefert bei

gleichem Arbeitsaufwand mehr Informationen bei gleichzeitig erhöhter Aussagesicherheit. Ein starker Impact führt zu vollständig abgelösten Lagen, leichte Schlageinwirkung nur zu teilweisen Delaminationen. In der Praxis liegen meistens Mischformen vor, z.B. geht in einem gewissen Abstand vom Schlagzentrum die Schädigung von vollständiger Ablösung in Teilablösung über. Dies ist bei der CFK-Platte aus Abbildung 3.20 der Fall, in die sieben Impacts künstlich mit Stahlkugeln eingebracht wurden, die aus einer bestimmten Höhe, und damit definierter Impactenergie, auf die Probe fallen gelassen wurden (Probe vom DLR Stuttgart, Dipl.-Ing. R. Aoki). Die Phasenbilder bei 0,5 Hz und 0,1 Hz zeigen die Impacts entlang einer horizontalen Linie in der Bildmitte (Abbildung 3.20 oben). Zusätzlich zu den Impacts ist eine Delamination links oben im Bild erkennbar, die auf unsachgemäße Anregung bei einer ULT-Messung zurückzuführen ist.

Die intakte Platte führt im Streudiagramm zu einer massiven Punktwolke bei -45° , -70° (Abbildung 3.20 unten). Bei der höheren Frequenz 0,5 Hz ist die Platte thermisch dick, daher der Wert von -45° . Bei 0,1 Hz ist die thermische Eindringtiefe so groß, dass die von der Rückwand reflektierte thermischen Welle mit der einfallenden Welle interferiert und den Phasenwert auf -70° verringert. Die Punktwolke befindet sich auf dem erwarteten theoretischen Verlauf für eindimensionalen Wärmefluss (rote Linie). Alle Punkte, die von der Linie abweichen, lassen sich den Impacts oder der Delamination zuordnen.

Impactschädigungen und Delaminationen stellen, wie bereits erwähnt, eine Mischform aus reduzierter Dicke, Kontaktwiderständen und lateralen Wärmeflüssen dar. Wegen der Fülle an Einflussfaktoren ist bei dem vorliegenden Beispiel nur eine einfache Defektklassifizierung durchführbar. Dabei wird die Abweichung vom idealen thermischen Verhalten ermittelt. Es wird angenommen, dass die Schwere der Schädigung mit zunehmendem Abstand von der Punktwolke der idealen Platte zunimmt. Die Merkmalsebene wird dafür in Bereiche eingeteilt (Abbildung 3.21 oben). Befindet sich ein Phasenwinkelpaar innerhalb eines solchen Bereiches, so wird es farblich im Phasenbild markiert (Abbildung 3.21 unten). Die Rahmenfarben der ausgewählten Bereiche im Streudiagramm entsprechen somit den Farben im rücktransformierten Ergebnisbild. Die grün markierten Außenbereiche der Impacts und der Delamination weisen einen geringen, die blauen einen mittleren und die roten Bereiche einen starken Schädigungsgrad auf. Eine solche einfache Einordnung kann dabei helfen, Defekte automatisch in Schadensklassen einzuordnen. Durch die Einbeziehung mehrerer Frequenzen wird die Trennschärfe des Verfahrens und damit die Aussagesicherheit deutlich gesteigert.

3.3 Methodenübergreifende Korrelation

Die Aussagesicherheit lässt sich durch Datenfusion von Phasenbildern, die mit unterschiedlichen Anregungsmethoden aufgenommen wurden, weiter steigern. Mit optisch angeregter Lockin-Thermografie (OLT) sind Defekte anhand ihrer thermischen Grenzflächen gut nachweisbar, sich berührende Grenzflächen mit einem geringen thermischen Kontaktwiderstand

jedoch kaum. Risse, die senkrecht zur Oberfläche stehen, bleiben ebenfalls unentdeckt, da die Wärme an ihnen vorbeifließen kann. Die ultraschallangeregte Thermografie löst dieses Problem, da sie die Wärme direkt an der Grenzfläche erzeugt und damit Risse unabhängig von ihrer Orientierung findet. Umgekehrt ist die ultraschallangeregte Thermografie aber nicht für Lunker und Poren geeignet, da keine reibenden Grenzflächen vorhanden sind. Beide Verfahren sind also komplementär einsetzbar. Durch Datenfusion beider Anregungsformen werden mehr Fehlerarten als in den jeweiligen Einzelverfahren erkannt.

Dies lässt sich besonders gut an der wasserstrahlgeschnittenen Probe aus Abschnitt 3.2.4 demonstrieren. Die Probe muss vor Beginn der beiden Messungen bereits in der Ultraschallanlage eingespannt sein um eine pixeltreue Abbildung in beiden Verfahren zu gewährleisten

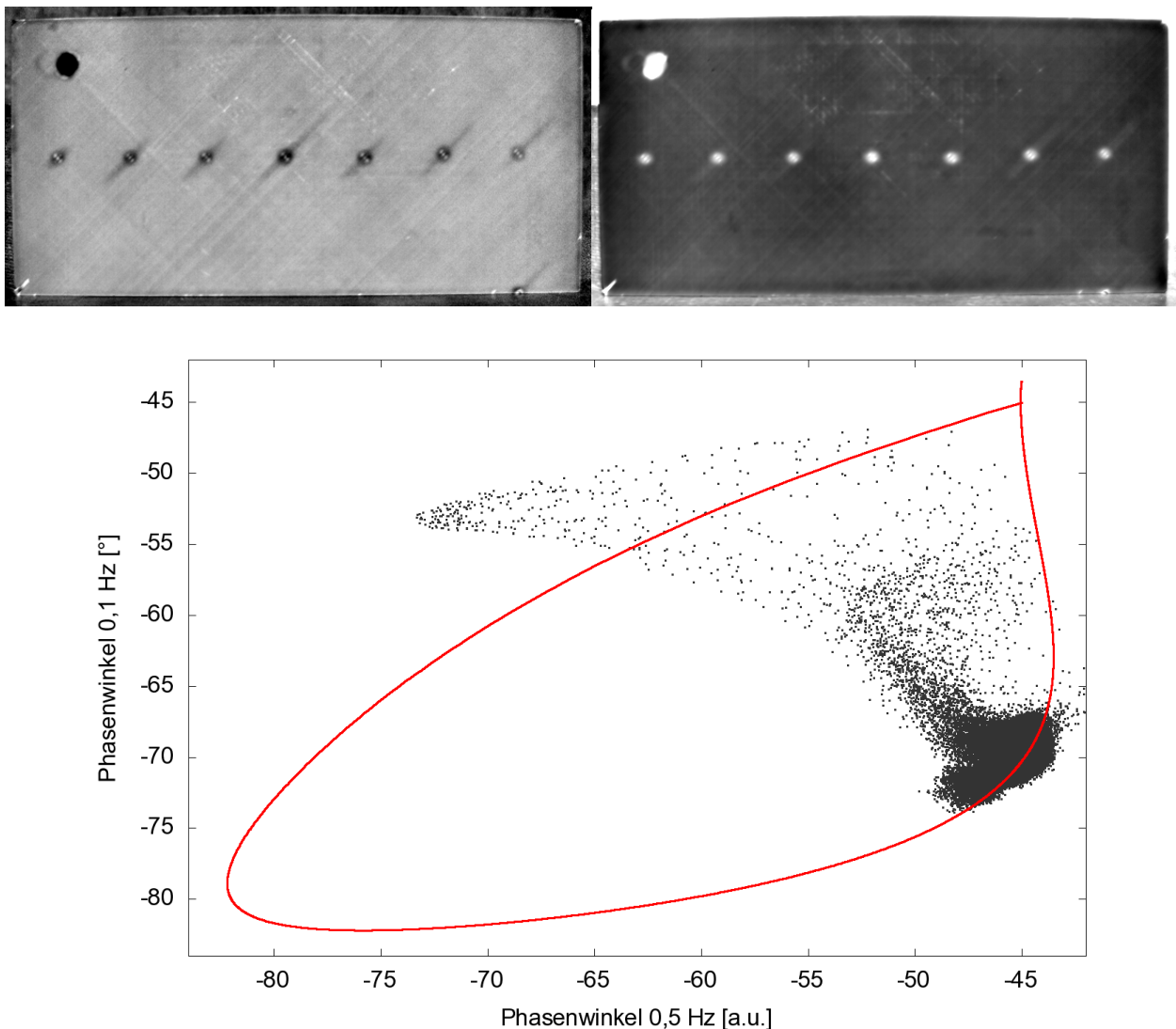


Abbildung 3.20: OLT-Phasenbilder einer CFK-Probe mit einer Delamination und sieben Impacts bei 0,5 Hz und 0,1 Hz (oben) mit dem entsprechenden Streudiagramm (unten). Für den Fit wurde $R = 0,95$ angenommen.

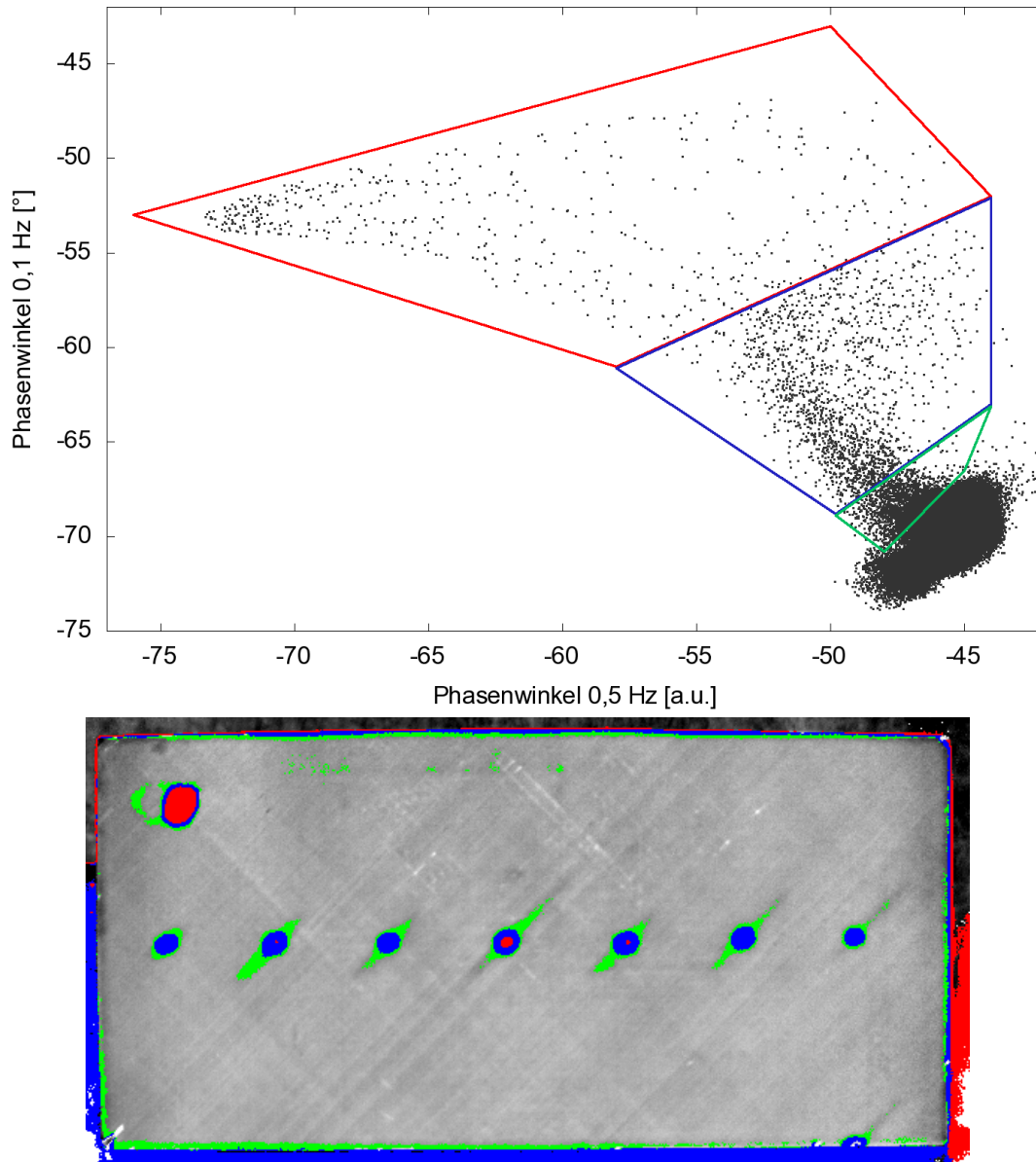


Abbildung 3.21: Streudiagramm mit farblich markierten Bereichen (oben), rücktransformiertes Ergebnisbild (unten).

(Abbildung 3.22 oben). Es ist hier sinnvoll, das ULT-Amplitudenbild anstelle des Phasenbilds auszuwerten, da die Amplitude im Gegensatz zur Phase die entstehende Reibungswärme direkt abbildet. Intakte Stellen und die Bereiche neben der Platte haben dann einheitlich einen Amplitudenwert nahe Null.

Im OLT-Phasenbild (links unten) ist die gesamte Delaminationsfläche erkennbar, während im ULT-Amplitudenbild nur der Delaminationsrand und die Risse aufleuchten. Die ULT-Messung (rechts unten) wird durch Messartefakte wie Stehwellen und Fehlsignale an der Einkoppelstelle gestört. Sowohl die OLT- als auch die ULT-Messung ergeben für sich allein genommen kein eindeutiges, defektselektives Ergebnisbild.

Die Datenfusion beider Messungen bringt eine deutliche Verbesserung mit sich. Im Streudiagramm (Abbildung 3.23) gibt es einen verrauschten Untergrund bei geringen ULT-Amplitudenwerten (kleiner 0,3 a.u.) mit einer breiten OLT-Phasenverteilung. Dabei handelt es sich um die unbedeutenden Bereiche neben der Probe. Die intakte CFK-Platte liegt im Streudiagramm bei -45° direkt unterhalb des blauen Rechtecks.

Im Streudiagramm wächst aus der Punktwolke der intakten Platte ein Punktschlauch nach oben ins blaue Rechteck hinein, der von dem Bereich um die Einkoppelstelle hervorgerufen wird. Die Wärme entsteht hier hauptsächlich durch den nicht sichtbaren, zylinderförmigen Teflongegenhalter auf der Plattenrückseite. Ebenfalls im blauen Rechteck befinden sich die starken Stehwellenfelder, die durch Spannungskonzentration um die Fünfecke herum entstehen. Bei beiden Effekten handelt es sich also nicht um Defekte sondern um Messartefakte.

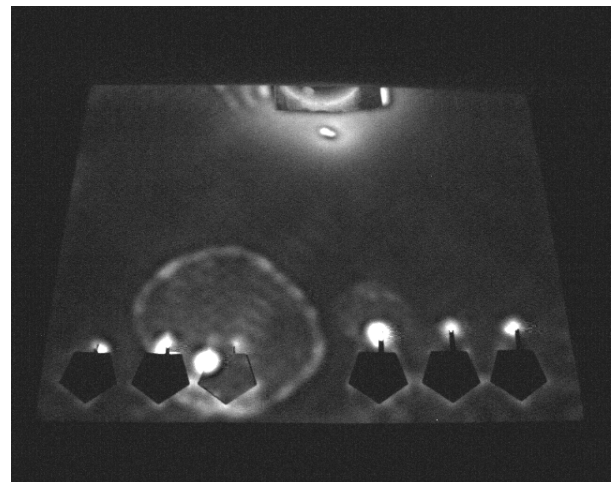
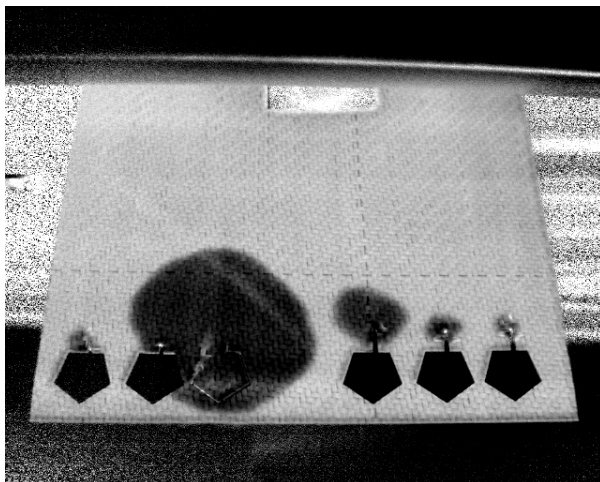
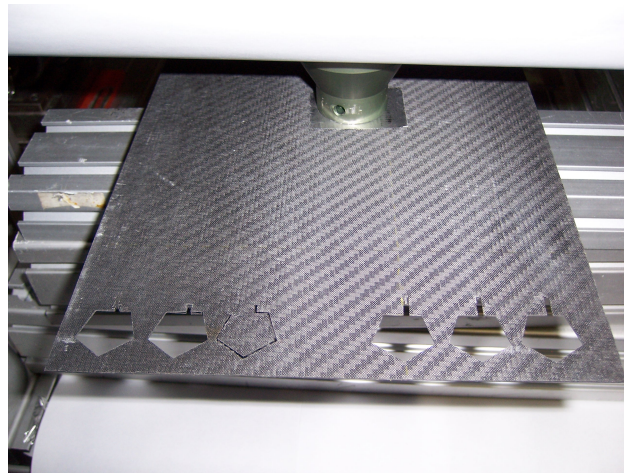


Abbildung 3.22: Wasserstrahlgeschnittene CFK-Platte: Eingespannt in die Apparatur zur Ultraschallanregung (oben), OLT-Phasenbild bei 0,5 Hz (links unten) und ULT-Amplitudenbild bei 0,2 Hz (rechts unten). Die Ultraschallanregungsfrequenz wurde zur Vermeidung von Stehwellen zwischen 20,5 kHz und 25,0 kHz moduliert.

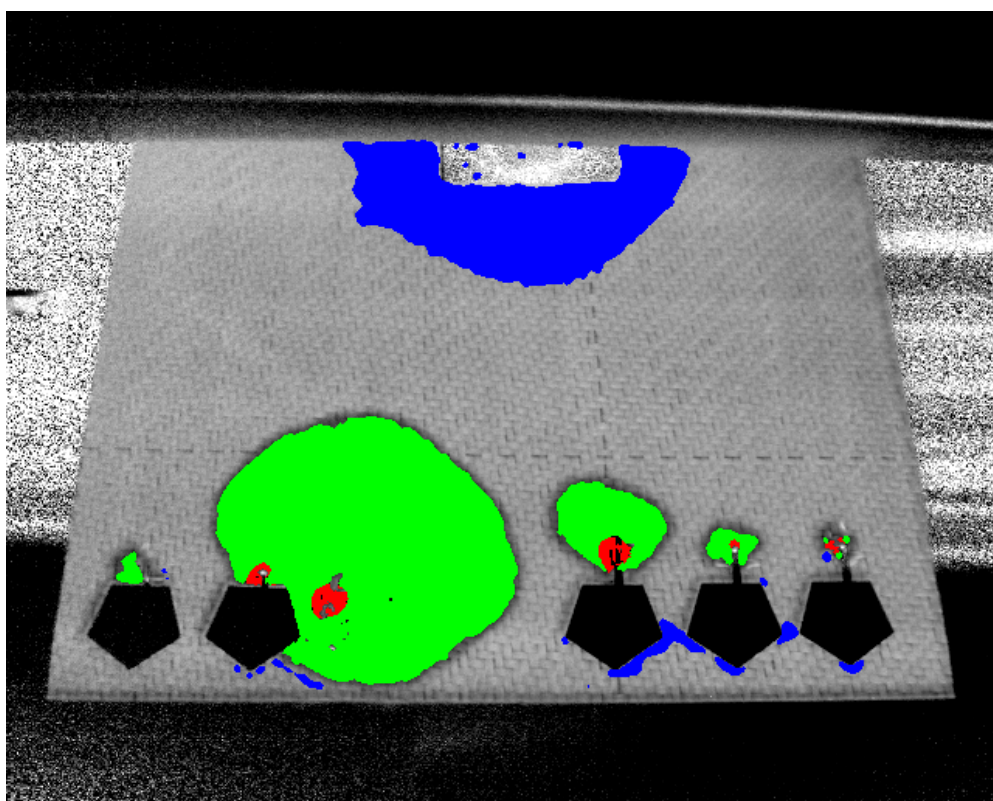
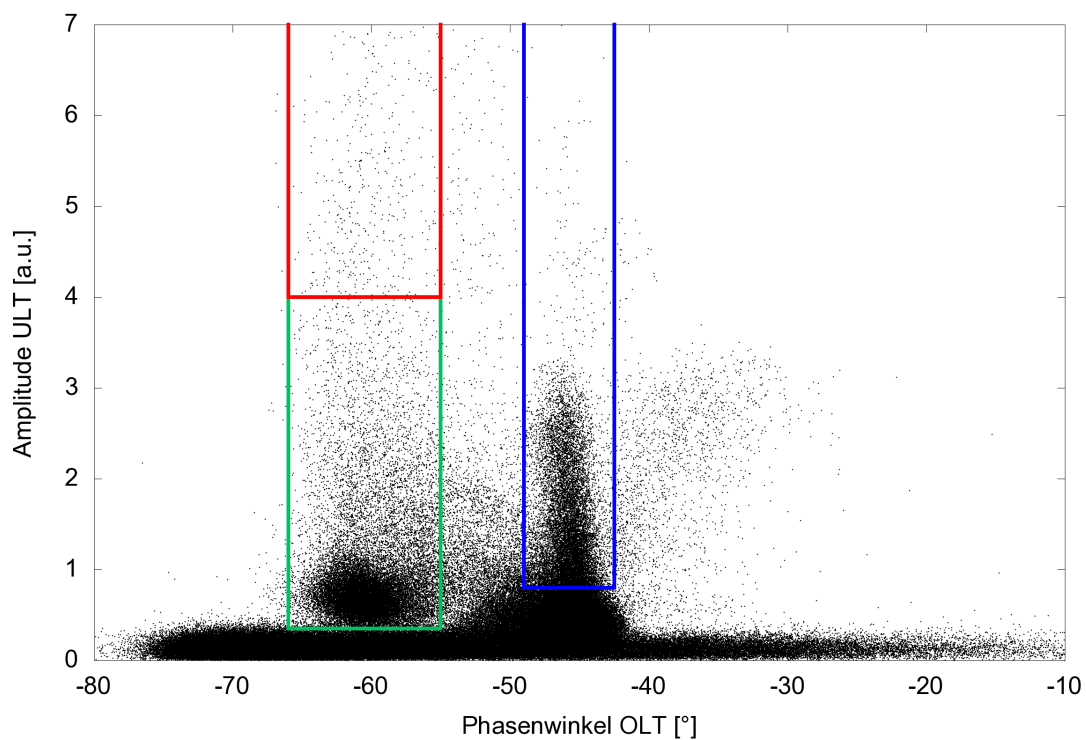


Abbildung 3.23: Streudiagramm der ULT-OLT-Messungen der Wasserstrahlprobe (oben), gefiltertes Ergebnisbild unten. Die ULT-Messartefakte von der Einkoppelstelle und Stehwellen sind blau, Delaminationen grün und Delaminationen mit Rissen rot eingefärbt.

Die Punktwolke links im Bild bei einem OLT-Phasenwert von -60° ist auf die Delaminationen zurückzuführen. Liegt der ULT-Amplitudenwert gleichzeitig über 4.0 a.u. (rotes Rechteck), dann sind zusätzlich Risse vorhanden. Liegt der Wert darunter (grünes Rechteck), handelt es sich um „normale Delaminationen“.

Das rücktransformierte Ergebnisbild zeigt die Fehlerklassen im Überblick (Abbildung 3.22 unten). Es wird eine saubere Trennung zwischen Messartefakten (blau), Delaminationen (grün) und Rissen (rot) erreicht.

Die eingezeichneten Rechtecke bilden eine Merkmalsmaske, die sich für die Prüfung anderer CFK-Platten mit gleicher Plattendicke wiederverwenden lässt. Allerdings müssten zusätzliche Rechtecke für den Fall eingefügt werden, dass sich Delaminationen zwischen den Randlagen und nicht in der Mitte zwischen den inneren Lagen befinden.

Der Vergleich mit Abbildung 3.17 zeigt die Vorteile der methodenübergreifenden Korrelation. Die Erkennungssicherheit von Defekten wird erhöht, da zwei unterschiedliche physikalische Effekte ausgenutzt werden. Feine Risse sind nur mit ultraschallangeregter Thermografie detektierbar, während klaffende Delamination nur im OLT-Bild auftauchen. Durch die Datendiffusion beider Ergebnisse lässt sich ein breiteres Fehlerspektrum erkennen. Zusätzlich lassen sich Messartefakte aus den Ergebnisbildern eliminieren, wodurch die Zuverlässigkeit automatisierter Auswertungsalgorithmen gesteigert wird.

3.4 Multidimensionale Auswertung

Durch Datenfusion zweier Einzelmessungen lassen sich Dicke und Reflexionskoeffizient nur in Abwesenheit lateraler Wärmeflüsse separat bestimmen. Der thermische Kontaktwiderstand der untersuchten Grenzfläche muss dabei bekannt sein. Bei der Merkmalsanalyse dreier Frequenzen ist hingegen die Trennung zwischen Dicken- / Reflexionskoeffizienteneffekten und der Anwesenheit lateraler Wärmeflüsse und Kontaktwiderstände prinzipiell möglich.

Diese dreidimensionale Datenfusion führt zu einem Übergang von der Merkmalsebene zum dreidimensionalen Merkmalsraum. Innerhalb dieses Raumes liegen bei perfekter Grenzflächenanbindung (Kontaktwiderstand null) alle Phasenwinkeltripel in Abhängigkeit von Dicke und Reflexionskoeffizient auf einer kompliziert geformten Fläche (Abbildung 3.24).

Wird die Messung durch laterale Wärmeflüsse gestört oder treten an den untersuchten Grenzflächen Kontaktwiderstände auf, so weichen die Phasenwinkeltripel von der theoretischen, auf dem eindimensionalen Modell beruhenden Fläche ab. Die in Abschnitt 3.2.3 („Laterale Wärmeflüsse und Kontaktwiderstände“) beschriebenen lateralen Wärmeflüsse in dünnen Keilbereichen sind ein Beispiel dafür. Wenn alle Punkte ausgeblendet werden, die sich auf der Fläche befinden, lassen sich diese Störeffekte selektiv in einem Bild darstellen.

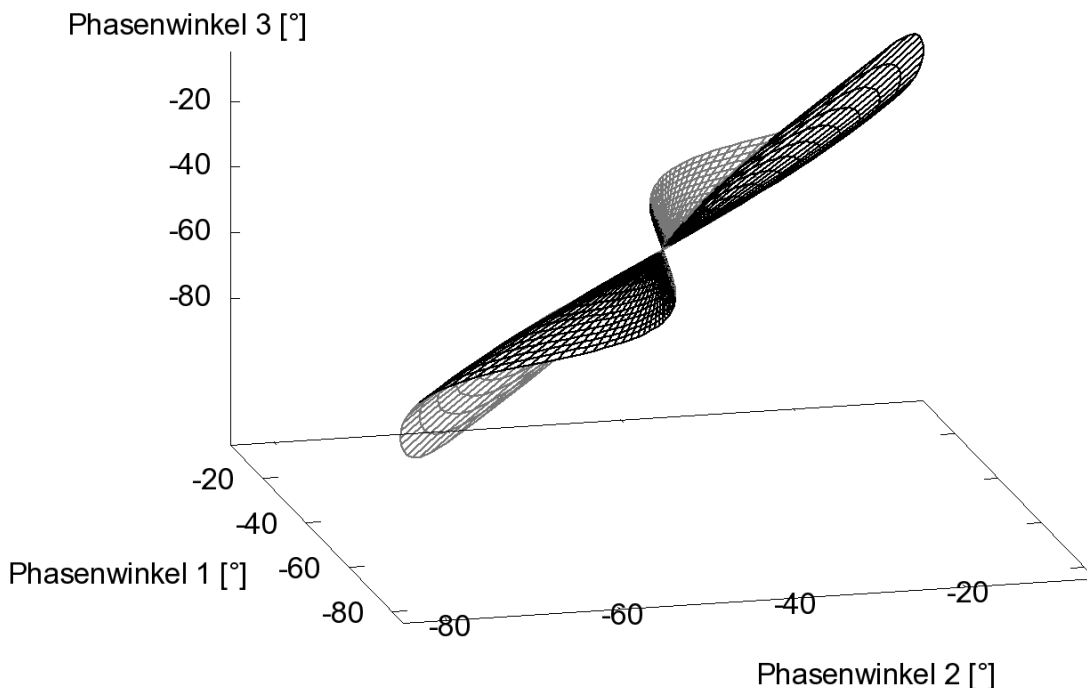


Abbildung 3.24: Theoretische Abhängigkeit beliebiger Phasentripel von Dicke und Reflexionskoeffizient. Alle gültigen Punkte liegen auf einer kompliziert geformten dreidimensionalen Fläche. Der Außenrand entspricht $R = 1$ bzw. $R = -1$ bei unterschiedlichen Dicken.

Der Kunststoffkeil aus Abschnitt 3.2.1 bildet im Dreidimensionalen eine schlauchförmige Struktur, die auf der theoretischen Fläche liegt (Abbildung 3.25). Die Lockin-Messungen erfolgten bei den Lockin-Frequenzen 0,04 Hz, 0,02 Hz und 0,01 Hz. Würde parallel zur Dicke auch der Reflexionskoeffizient variiert, ergäbe sich die gleiche Fläche wie in Abbildung 3.24. Es konnte jedoch trotz intensiver Versuche keine Probe mit einem fein abgestuften Reflexionskoeffizienten gefunden werden.

Insgesamt ist die Bewertung im Dreidimensionalen deutlich schwieriger, da sich Streudiagramme gedruckt oder am Bildschirm immer nur zweidimensional darstellen lassen. Dadurch sind Trennebenen zwischen unterschiedlichen Merkmalen schwer zu finden. Noch schwieriger wird die Auswertung bei der Korrelation von vier oder mehr Einzelmessungen. Multidimensionale Phasentupel lassen sich daher nur noch mit mathematischen Auswertemethoden analysieren.

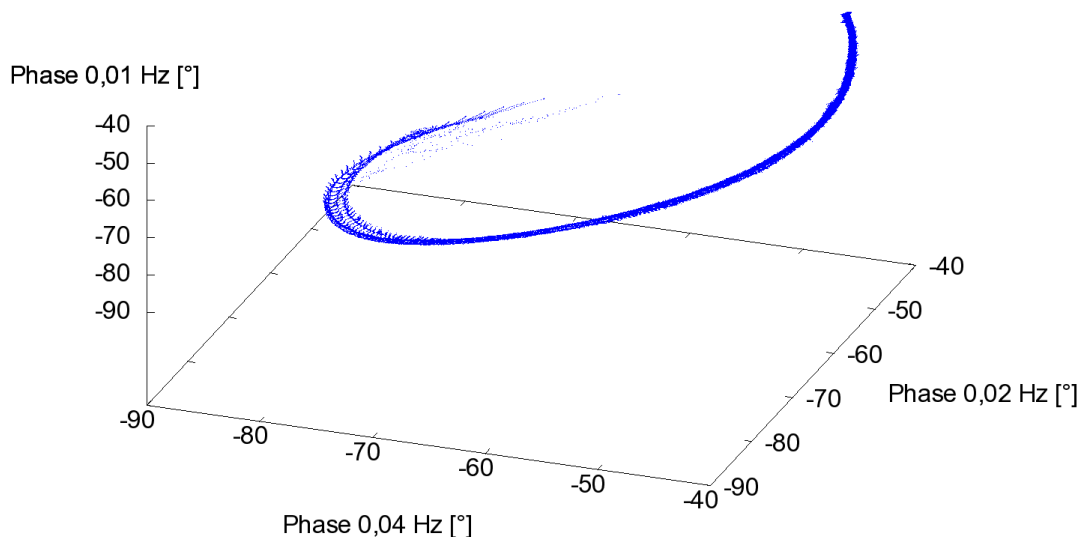


Abbildung 3.25: Dreidimensionaler Scatter-Plot des Kunststoffkeils aus Abschnitt 3.2.1 bei den Lockin-Frequenzen 0,04 Hz, 0,02 Hz und 0,01 Hz.

4 Quantitative Auswertung

Bei quantitativen Auswertungen sind mindestens so viele Messungen bei unterschiedlichen Lockin-Frequenzen durchzuführen, wie Unbekannte zu bestimmen sind. Wird ein reeller Reflexionskoeffizient erwartet (Kontaktwiderstand null), so sind mindestens zwei Messungen bei zwei unterschiedlichen Frequenzen notwendig. Dies gilt auch für Messungen von Dicke und Kontaktwiderstand, wenn der Reflexionskoeffizient bekannt ist. Für die gleichzeitige Bestimmung von Dicke, Reflexionskoeffizient und Kontaktwiderstand sind mindestens drei Messungen notwendig. Bei Mehrschichtsystemen müssen je nach Schichtanzahl vier oder mehr Messungen durchgeführt werden (Tabelle 4.1). Für photothermische Messungen gibt es hierzu einige Ansätze [38, 75]

Der folgende Abschnitt stellt zunächst einen allgemeingültigen Ansatz zur Tiefenbestimmung vor, der allerdings viele Einzelmessungen voraussetzt. In Abschnitt 4.2 werden diese Nachteile beseitigt und kalibrierfrei Dicke und Reflexionskoeffizient aus lediglich zwei Einzelmessungen bestimmt. Das Kapitel schließt mit der Quantifizierung von Kontaktwiderständen und lateralen Wärmeflüssen.

Tabelle 4.1: Auswertemöglichkeiten in Abhängigkeit von der Anzahl der Einzelmessungen bei unterschiedlichen Modulationsfrequenzen

nur eine Messung	Stand der Technik qualitative Fehlerbestimmung (IO \leftrightarrow NIO) Dickenbestimmung über Kalibriertabellen
zwei Messungen	Auswertung in der Merkmalsebene Kalibrierfreie Bestimmung zweier voneinander unabhängiger Parameter (z.B. Dicke und Reflexionskoeffizient)
drei Messungen	Bestimmung dreier voneinander unabhängiger Parameter (z.B. Dicke, Reflexionskoeffizient und Kontaktwiderstand)
mehr als drei Messungen	Thermische Tomografie Mehrschichtsysteme

4.1 Tiefenbestimmung durch Frequenzvariation

Bereits in den achtziger Jahren des letzten Jahrhunderts waren Methoden zur photoakustischen Dickenbestimmung durch Messungen bei unterschiedlichen Modulationsfrequenzen bekannt [76, 77]. Wird die Modulationsfrequenz ausgehend von sehr hohen Frequenzen langsam reduziert, so gibt es eine Grenzfrequenz, bei der die Phase von -45° abweicht. Diese Frequenz ist ein recht genaues Maß für die Probendicke. Im folgenden wird dieser Ansatz in leicht abgewandelter Form auf die Lockin-Thermografie übertragen und Vor- und Nachteile diskutiert [78].

Die dazu notwendigen Messungen wurden an einer Kunststoffplatte durchgeführt, in die von der Rückseite kreisförmige Sacklochbohrungen unterschiedlicher Tiefe eingefräst wurden (Abbildung 4.1). Mit zunehmender Tiefe steigt der Lochdurchmesser an, so dass sich eine ineinander geschachtelte Ringstruktur ergibt. Aus apparativen Gründen wurde die Modulationsfrequenz nicht durchgestimmt, sondern viele Einzelmessungen (in diesem Beispiel 16) bei unterschiedlichen Frequenzen durchgeführt. In Abbildung 4.2 werden exemplarisch vier Einzelbilder gezeigt. Die kleinste Bohrung in der Mitte zeigt eine Phasenumkehr von weiß nach schwarz. Das typische Verschwimmen der Bilder bei tieferen Frequenzen, das auf laterale Wärmeflüsse zurückzuführen ist, ist deutlich erkennbar.

Der gemessene Phasengang an vier Punkten unterschiedlicher Restwandstärke, die im Phasenbild bei 0,012 Hz farblich eingezeichnet sind, ist in Abbildung 4.3 abgebildet. Es handelt sich um Ausschnitte von Phasenkurven, wie sie im Teil „Lockin-Thermografie“ in der Theorie hergeleitet wurden. Der Vergleich mit der theoretischen Phasenkurve (siehe Abbildung 2.8) zeigt allerdings, dass die Phasenkurve bei einem zu erwartenden Reflexionskoeffizienten nahe eins (Grenzfläche Feststoff zu Luft) ihr Minimum bei -80° oder darunter haben sollte. Dies ist offensichtlich nicht der Fall, da laterale Wärmeflüsse von den dünnen zu den dicken Berei-

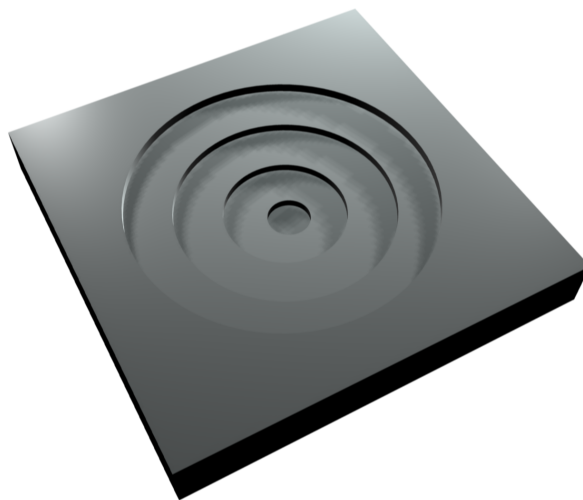


Abbildung 4.1: Aufbau Kreisstufenprobe.

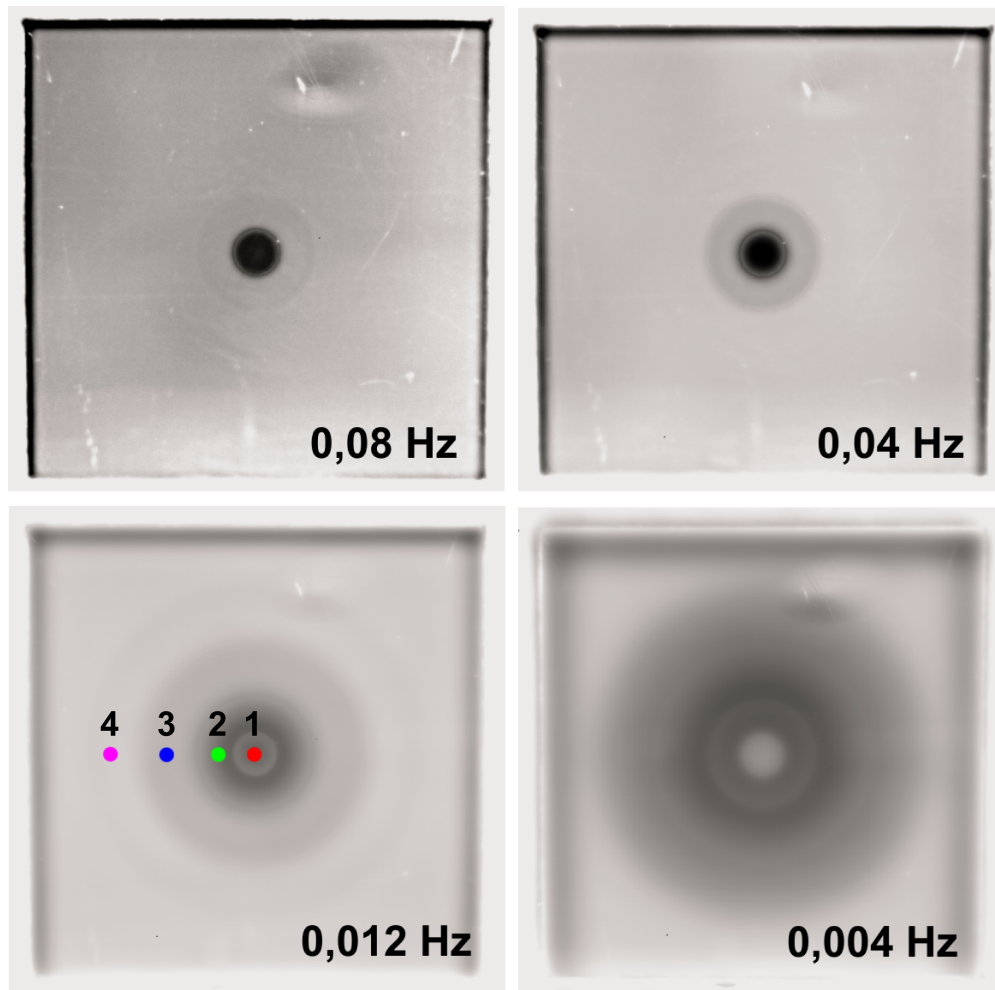


Abbildung 4.2: Phasenbilder der Kreisstufenprobe bei verschiedenen Lockin-Frequenzen. Die vier in Abbildung 4.3 abgebildeten Phasenkurven wurden an den im Bild links unten eingezeichneten Punkten aufgenommen.

chen den Phasenkontrast abschwächen. Ein Fit an die Kurve auf Grundlage der Gleichungen 2.60 und 2.61 zur Bestimmung der Dicke ist daher nicht möglich.

Aufbauend auf den in der Photothermik gewonnenen Erkenntnissen lässt sich die Dicke dennoch ermitteln. Ausgehend von der höchsten Modulationsfrequenz (in diesem Fall 1 Hz) wird in Richtung fallender Frequenzen untersucht, bei welcher Frequenz ein bestimmter Schwellwert (z.B. -50° , siehe gestrichelte Linie in Abbildung 4.3) unterschritten wird. Bei der Grenzfrequenz durchdringt die thermische Welle gerade eben die Probe, sie ist also ein Maß für die Probendicke an dieser Stelle. Der Schwellwert muss ausreichend hoch sein, um nicht durch Messrauschen überschritten zu werden. Eine hohe Genauigkeit der Grenzfrequenz wird durch lineare Interpolation zwischen den Messpunkten erreicht.

Dickenbestimmungen sollten immer bei möglichst hohen Frequenzen durchgeführt werden, um frequenzabhängige Störeinflüsse (z.B. laterale Wärmeflüsse) zu minimieren. Der vorgestellte Grenzfrequenzansatz erfüllt diese Voraussetzung optimal, da sich automatisch die

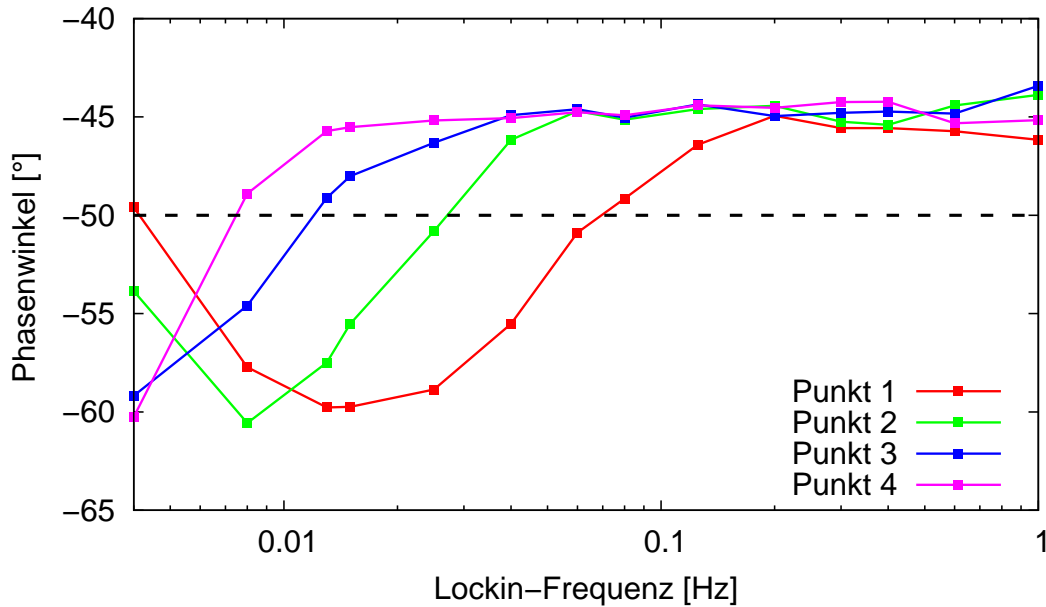


Abbildung 4.3: Phasenverlauf in Abhängigkeit der Lockin-Frequenz an einer Kunststoffprobe mit konzentrischen Fräsungen unterschiedlicher Tiefe von der Rückseite einer Kunststoffplatte.

höchstmögliche Modulationsfrequenz ergibt.

Für das vorliegende Beispiel wurden mit einem Schwellwert von 5° Phasenabweichung gute Ergebnisse erzielt (waagrechte, gestrichelte Linie in Abbildung 4.3). In Tabelle 4.2 sind die ermittelten Grenzfrequenzen und die mit einer Mikrometerschraube nachgemessenen Dicken für die Phasenverläufe aus Abbildung 4.3 aufgeführt.

Werden die Werte in einer Kalibrierkurve aufgetragen (Abbildung 4.4), so sollte sich laut Theorie in Analogie zur thermischen Eindringtiefe eine Abhängigkeit der Dicke von der reziproken Wurzel der Grenzfrequenz ergeben. Im Fall der untersuchten Kunststoffprobe ergibt sich bei logarithmischer Auftragung eine Steigung von $-0,43$, die dem theoretischen Wert von $-0,5$ sehr nahe kommt.

Anhand der Kalibrierkurve lassen sich die Grenzfrequenzen für jedes einzelne Pixel in Dickenwerte umrechnen. Je mehr Messungen bei unterschiedlichen Lockin-Frequenzen durchgeführt

Tabelle 4.2: Gemessene Grenzfrequenzen mit den dazugehörigen Bauteildicken.

Stufe (von innen)	Grenzfrequenz [Hz]	Gemessene Dicke [mm]
1	0,061	1,52
2	0,027	2,31
3	0,011	3,15
4	0,0065	4,07
Platte	0	6,12

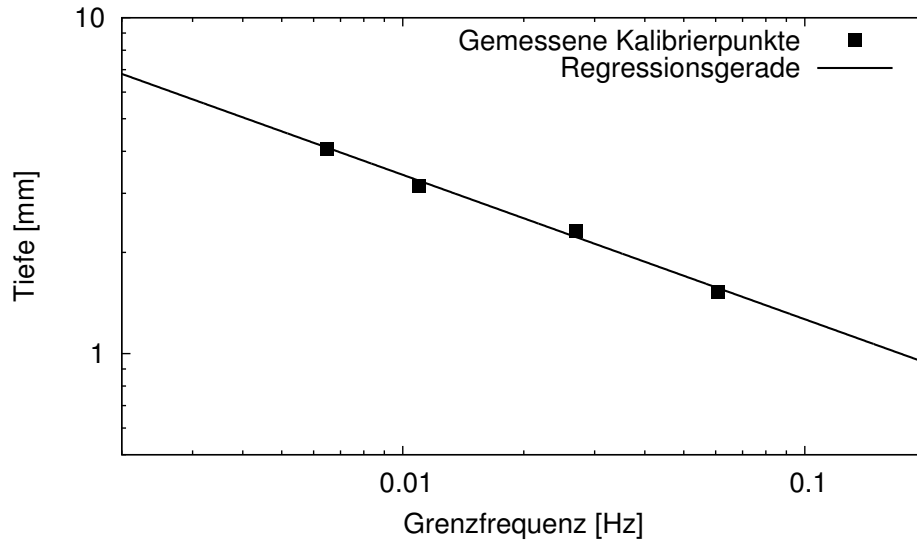


Abbildung 4.4: Aus Daten von Tabelle 4.2 bestimmte Kalibrierkurve. Logarithmische Auftragung. Die Steigung der Fitgeraden beträgt $-0,43$.

werden, desto genauer ist die Dickenbestimmung. In der Zusammenschau aller Pixel ergibt sich ein Ergebnisbild, in dem die Dicken grauwert- bzw. farbcodiert dargestellt werden. Das Dickenbild der Kreisstufenprobe ist in Abbildung 4.5 dargestellt. In den roten Bereichen ist die Restwandstärke gering, in den hellblauen Bereichen ist sie größer.

Die beschriebene Vorgehensweise zur Dickenbestimmung hat zum einen den Vorteil, dass

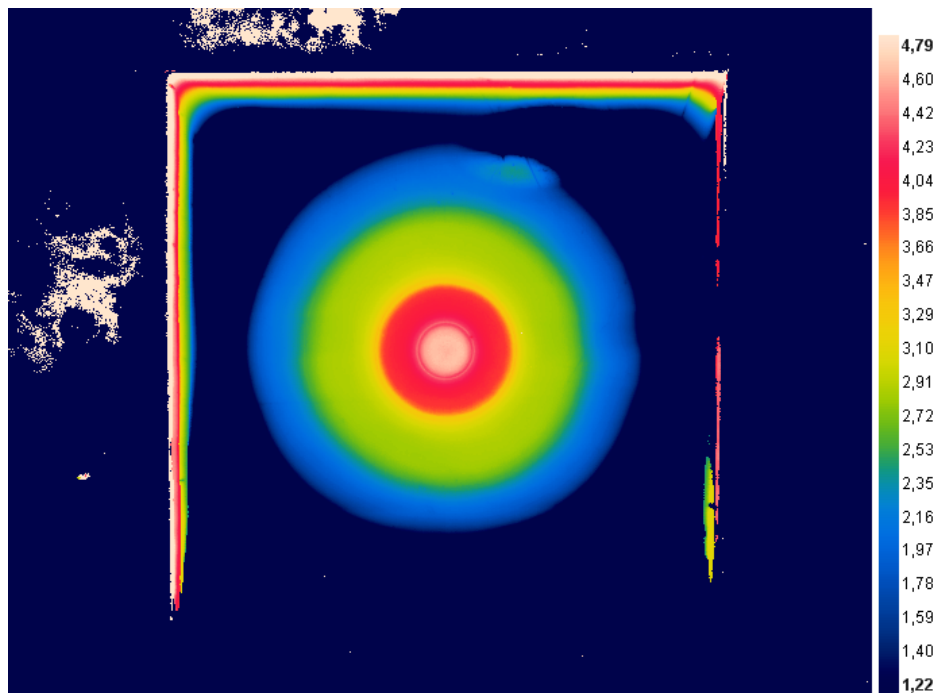


Abbildung 4.5: Aus den Phasengängen berechnetes farbcodiertes Dickenbild.

ein großer Dickenbereich abgedeckt wird. Zum anderen wirkt sich die Unempfindlichkeit des Verfahrens gegenüber lateralen Wärmeflüssen positiv aus. Da bei möglichst hohen Modulationsfrequenzen gemessen wird, ist der Wärmestau an der Grenzfläche, und damit auch laterale Wärmeflüsse, minimal.

Der gravierendste Nachteil des Verfahrens ist die lange Messzeit, die die Praxistauglichkeit erheblich einschränkt. Ein weiterer Nachteil ist die Abhängigkeit der Messgenauigkeit vom Reflexionskoeffizienten der untersuchten Grenzfläche. Bei stark positivem oder stark negativem R wird der Schwellwert schneller erreicht, was geringere Dicken suggeriert. Diese Nachteile sind durch Datenfusion zweier Einzelmessungen eliminierbar, wie der folgende Abschnitt zeigt. Die Robustheit gegenüber lateralen Wärmeflüssen geht dabei allerdings teilweise verloren.

4.2 Bestimmung von Dicke und Reflexionskoeffizient

Die direkte Umrechnung von Phasenwinkelpaaren in thermische Dicken und Reflexionskoeffizienten bietet einige Vorteile:

- Dicken- und Reflexionskoeffizienten sind einfacher zu verstehen als Phasenwinkel.
- Durch Messungen der Dicke und der Temperaturleitfähigkeit des gemessenen Werkstoffs mit anderen Verfahren ist die Qualität der Messergebnisse direkt nachprüfbar.
- Die Schichtdicke lässt sich von den Grenzflächeneigenschaften trennen, die im thermischen Reflexionskoeffizienten enthalten sind. Klebungen sind dadurch besser charakterisierbar.
- Dicken und Reflexionskoeffizienten sind eindeutig, Phasenwerte hingegen grundsätzlich nicht. Die damit zusammenhängenden Störeffekte Phasenumkehr und Blind-Frequency werden durch das vorgestellte Verfahren automatisch eliminiert.
- Für Dickenmessungen ist bei Kenntnis der Temperaturleitfähigkeit keine vorherige Phasenkalibrierung mehr notwendig.

Abschnitt 3.2.2 zeigt, dass sich Reflexionskoeffizienten und Dicken durch Anfitten in der Merkmalsebene bestimmen lassen. Grundlage hierfür sind die Gleichungen 2.60 bzw. 2.61. Bei beliebigen Probengeometrien ist das Anfitten allerdings nicht durchführbar, da es keine vorhersagbare Struktur in der Merkmalsebene gibt. Da die Gleichungen 2.60 und 2.61 nicht analytisch nach der Dicke L und dem Reflexionskoeffizient R aufgelöst werden können, ist die direkte Dickenberechnung aus Phasenwerten nicht möglich. Es lässt sich jedoch eine Look-Up-Tabelle berechnen, in der für jedes mögliche Phasenwinkelpaar die entsprechende Dicke und der entsprechende Reflexionskoeffizient hinterlegt sind.

Für die Anwendbarkeit des Verfahrens müssen wie beim Anfitten drei Voraussetzungen erfüllt sein:

- Die Messung darf nicht durch laterale Wärmeflüsse gestört werden. In Bereichen plötzlicher Dickenänderungen (z.B. Sacklochbohrungen, siehe Abschnitt 3.2.3) sind Dicken und Reflexionskoeffizienten nicht bestimmbar.
- Die Grenzfläche muss einen realen Reflexionskoeffizienten aufweisen, d.h. der Kontaktwiderstand muss null sein.
- Die Messungen müssen im richtigen Frequenzbereich durchgeführt werden, sonst ist kein ausreichender Phasenkontrast vorhanden.

4.2.1 Berechnung der Look-Up-Tabelle

Um immer wiederkehrende komplizierte Berechnungen zu beschleunigen, werden häufig Look-Up-Tabellen (LUTs) eingesetzt. Für alle möglichen Eingangswerte der betrachteten Funktion werden die Ergebnisse vorab berechnet und im Speicher abgelegt. Bei nachfolgenden Berechnungen werden die Ergebniswerte in dieser Tabelle „nachgeschaut“. Dadurch, dass die Werte nicht jedes Mal neu berechnet werden müssen, wird ein deutlicher Geschwindigkeitsgewinn erreicht.

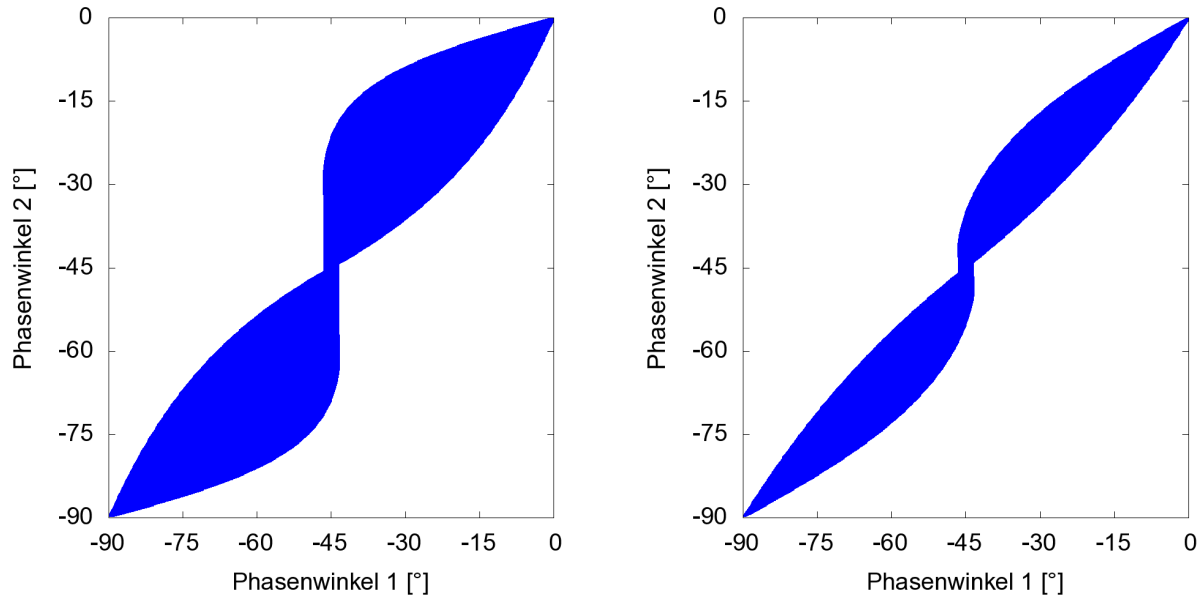
Im Wesentlichen handelt es sich dabei um eine Rückwärtsrechnung: Durch Einsetzen unterschiedlicher Werte für die thermische Dicke $d/\sqrt{\alpha}$ und den Reflexionskoeffizienten R wird für jedes Phasenwinkelpaar eine Kombination aus thermischer Dicke $d/\sqrt{\alpha}$ und R berechnet. Der Aufbau einer solchen Tabelle ist in Tabelle 4.3 schematisch dargestellt.

Identische Frequenzverhältnisse ergeben gleiche Look-Up-Tabellen. Für die Kombination zweier Einzelmessungen bei 2 Hz und 1 Hz lässt sich dieselbe Look-Up-Tabelle wie für 0,02 Hz und 0,01 Hz verwenden. Für die meisten Anwendungen kommt man daher mit wenigen Look-Up-Tabellen aus.

Nur ein Teil aller möglichen Phasenwinkelpaare wird mit einer bestimmten Dicke und einem bestimmten Reflexionskoeffizienten verknüpft. Alle anderen Kombinationen sind bei ein-

Tabelle 4.3: Schematischer Aufbau der Look-Up-Tabelle.

Dicke	Reflexionskoeffizient	Phasenwert ω_1	Phasenwert ω_2
d_1	R_1	$\phi_{d_1, R_1, \omega_1}$	$\phi_{d_1, R_1, \omega_2}$
d_2	R_1	$\phi_{d_2, R_1, \omega_1}$	$\phi_{d_2, R_1, \omega_2}$
d_3	R_1	$\phi_{d_3, R_1, \omega_1}$	$\phi_{d_3, R_1, \omega_2}$
...	R_1
d_n	R_1	$\phi_{d_n, R_1, \omega_1}$	$\phi_{d_n, R_1, \omega_2}$
d_1	R_2	$\phi_{d_1, R_2, \omega_1}$	$\phi_{d_1, R_2, \omega_2}$
d_2	R_2	$\phi_{d_2, R_2, \omega_1}$	$\phi_{d_2, R_2, \omega_2}$
d_3	R_2	$\phi_{d_3, R_2, \omega_1}$	$\phi_{d_3, R_2, \omega_2}$
...	R_2
d_n	R_2	$\phi_{d_n, R_2, \omega_1}$	$\phi_{d_n, R_2, \omega_2}$
d_1	R_3	$\phi_{d_1, R_3, \omega_1}$	$\phi_{d_1, R_3, \omega_2}$
d_2	R_3	$\phi_{d_2, R_3, \omega_1}$	$\phi_{d_2, R_3, \omega_2}$
d_3	R_3	$\phi_{d_3, R_3, \omega_1}$	$\phi_{d_3, R_3, \omega_2}$
...	R_3
d_n	R_3	$\phi_{d_n, R_3, \omega_1}$	$\phi_{d_n, R_3, \omega_2}$
...
d_n	R_n	$\phi_{d_n, R_n, \omega_1}$	$\phi_{d_n, R_n, \omega_2}$

Abbildung 4.6: Look-Up-Tabelle für $\omega_1 = 2\omega_2$ und $\omega_1 = 4\omega_2$.

mensionalen Wärmeflüssen theoretisch nicht möglich. Die erlaubten Bereiche in der Merkmalsebene sind in Abbildung 4.6 blau markiert. Sie sind abhängig vom Frequenzverhältnis unterschiedlich groß (links 4-fach, rechts 2-fach).

Die gesamte Rechnung wäre auch numerisch für jedes einzelne Pixel durchführbar. Allerdings wäre der Rechenaufwand deutlich größer. Die Umrechnung eines Bildpaares über eine Look-Up-Tabelle benötigt auf einem normalen Arbeitsplatzrechner für eine hochauflösende Thermografiekamera (> 300.000 Pixel) weniger als eine Sekunde. Numerisch kann die Rechnung je nach Genauigkeit und Rechnerleistung einige Minuten oder sogar Stunden dauern. Da das Ergebnis in beiden Fällen im Rahmen der Messgenauigkeit gleich ist, wurden in dieser Arbeit Look-Up-Tabellen für die Berechnung verwendet.

4.2.2 Transformation der Phasenbilder

Phasenwinkel in der Nähe von -45° sind nicht zuverlässig auswertbar, da es sich um sehr dünne oder sehr dicke Stellen handelt. Geringes Phasenrauschen kann dazu führen, dass thermisch dicke Bereiche als dünn angesehen werden oder umgekehrt, was zu einem fleckigen Aussehen der erzeugten Dicken- und Reflexionskoeffizientenbilder führen kann. Um diesen unschönen Effekt zu unterdrücken, ist es zweckmäßig, alle Punkte bis zu einem bestimmten Abstand um -45° , -45° herum nicht auszuwerten. In der Praxis hat sich gezeigt, dass für zuverlässige Messungen je nach Rauschbreite ein Abstand zwischen 2° und 5° geeignet ist. Bei sehr rauscharmen Messungen sind auch kleinere Abstände möglich.

Die Transformation lässt sich gut an den Keilmessungen aus Abschnitt 3.2.1 demonstrieren. Die Messungen wurden mit den Modulationsfrequenzen $0,04\text{ Hz}$ und $0,02\text{ Hz}$ durchgeführt. Wird das Streudiagramm der Messungen gemeinsam mit der vorberechneten Look-

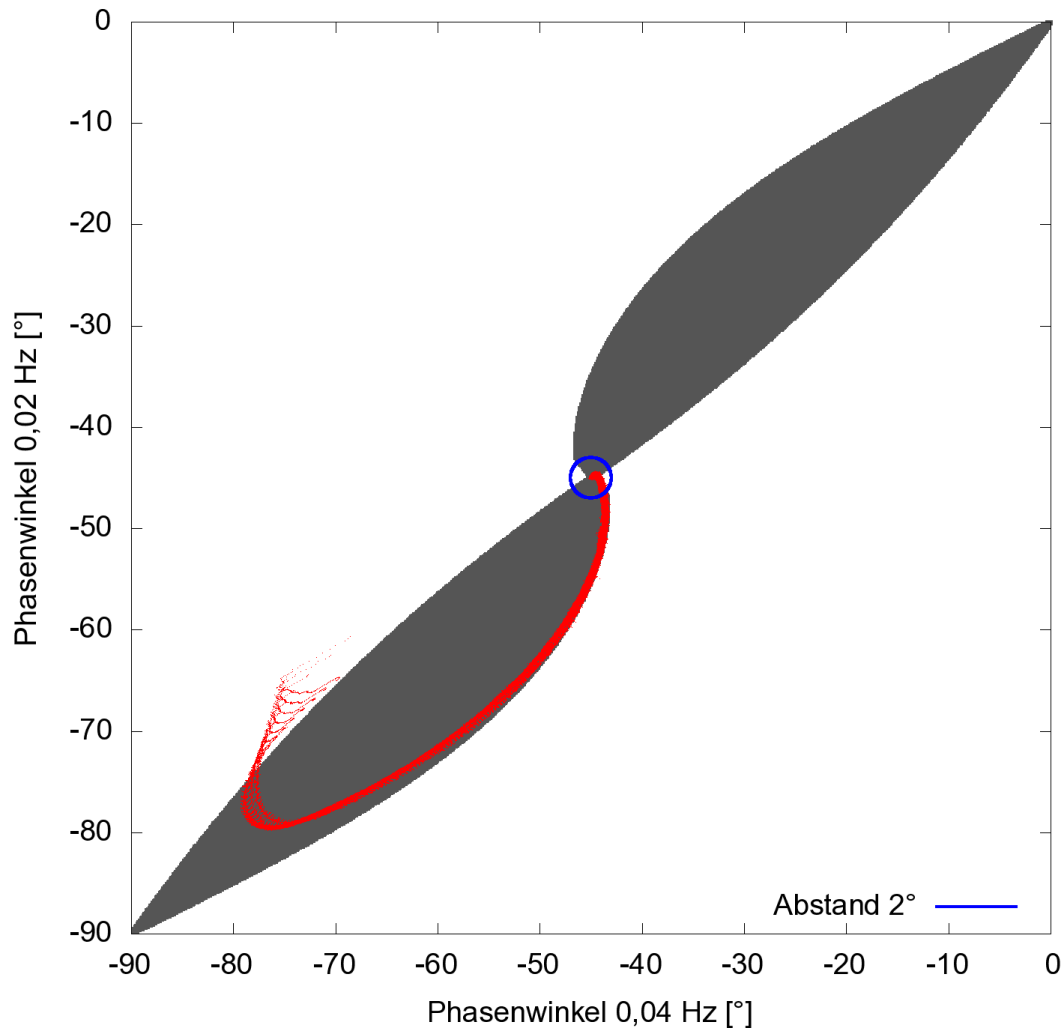


Abbildung 4.7: Scatter-Plot der Messungen bei 0,04 Hz und 0,02 Hz. Die Look-Up-Tabelle ist grau, die gemessenen Daten rot eingefärbt. Der im Text beschriebene Abstand von 2° um $-45^\circ, -45^\circ$ herum ist blau eingezeichnet.

Up-Tabelle in ein Diagramm eingetragen, so ergibt sich Abbildung 4.7. Aufgrund der rauscharmen Phasenbilder wurde ein Auswertungsabstand von 2° um $-45^\circ, -45^\circ$ verwendet (blauer zentraler Kreis).

Die roten Keildaten liegen nicht komplett innerhalb des grauen Bereichs der Look-Up-Tabelle. Das dünne Keilende liegt leicht außerhalb, was auf lateralen Wärmefluss zurückzuführen ist (siehe Abschnitt 3.2.3). Dort lassen sich die Phasendaten nicht in gültige Dicken und Reflexionskoeffizienten umrechnen.

Die Phasenwerte innerhalb des grauen Bereiches werden mit Hilfe der Look-Up-Tabelle zu Dicken und Reflexionskoeffizienten transformiert und als Dicken- und Reflexionskoeffizientenbild dargestellt (Mitte). In den dicken Bereichen sind Dicke und Reflexionskoeffizient aufgrund des geringen Phasenkontrasts nicht bestimmbar. Es ergeben sich unschöne fleckige Bereiche ohne Aussagekraft. Werden die Punkte innerhalb des Auswertungsabstandes von 2°

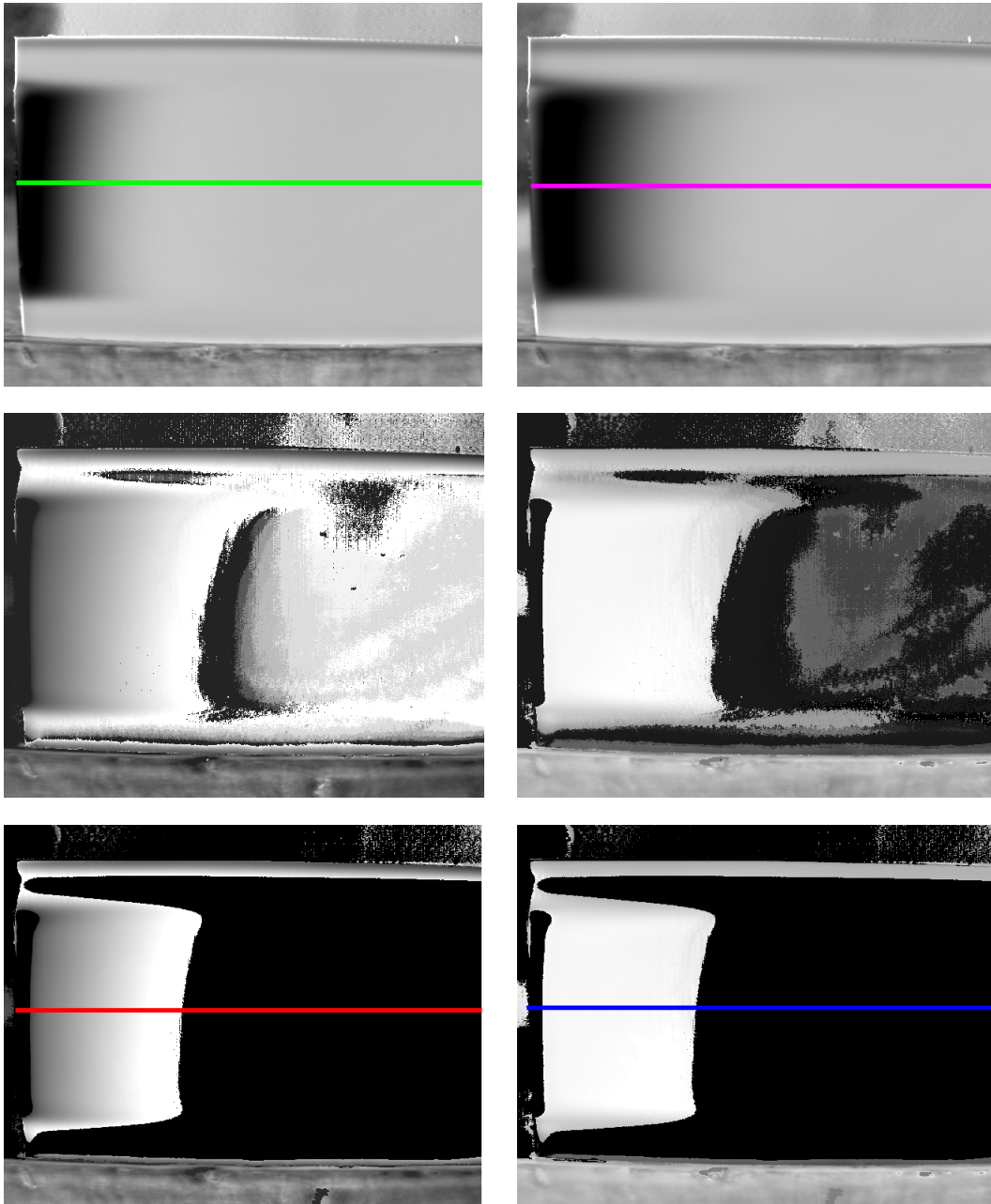


Abbildung 4.8: Oben: Phasenbilder des Kunststoffkeils bei 0,04 Hz und 0,02 Hz. Mitte: Transformiertes Dicken- (links) und Reflexionskoeffizientenbild (rechts) ohne Auswertungsabstand. Unten: Dicken- und Reflexionskoeffizientenbild mit Auswertungsabstand 2° .

für ungültig erklärt, so lassen sich diese Bereiche effektiv ausblenden. Die ungültigen Bereiche werden in den resultierenden Ergebnisbildern schwarz eingefärbt (unten).

Die Phasenprofile entlang der eingezeichneten Linien zeigen typische Phasenverläufe, die je nach Frequenz unterschiedlich gestaucht oder gedehnt sind (Abbildung 4.9 oben). Die Transformation führt zu einem linear ansteigenden Dickenprofil (Mitte). Der Reflexionskoeffizient

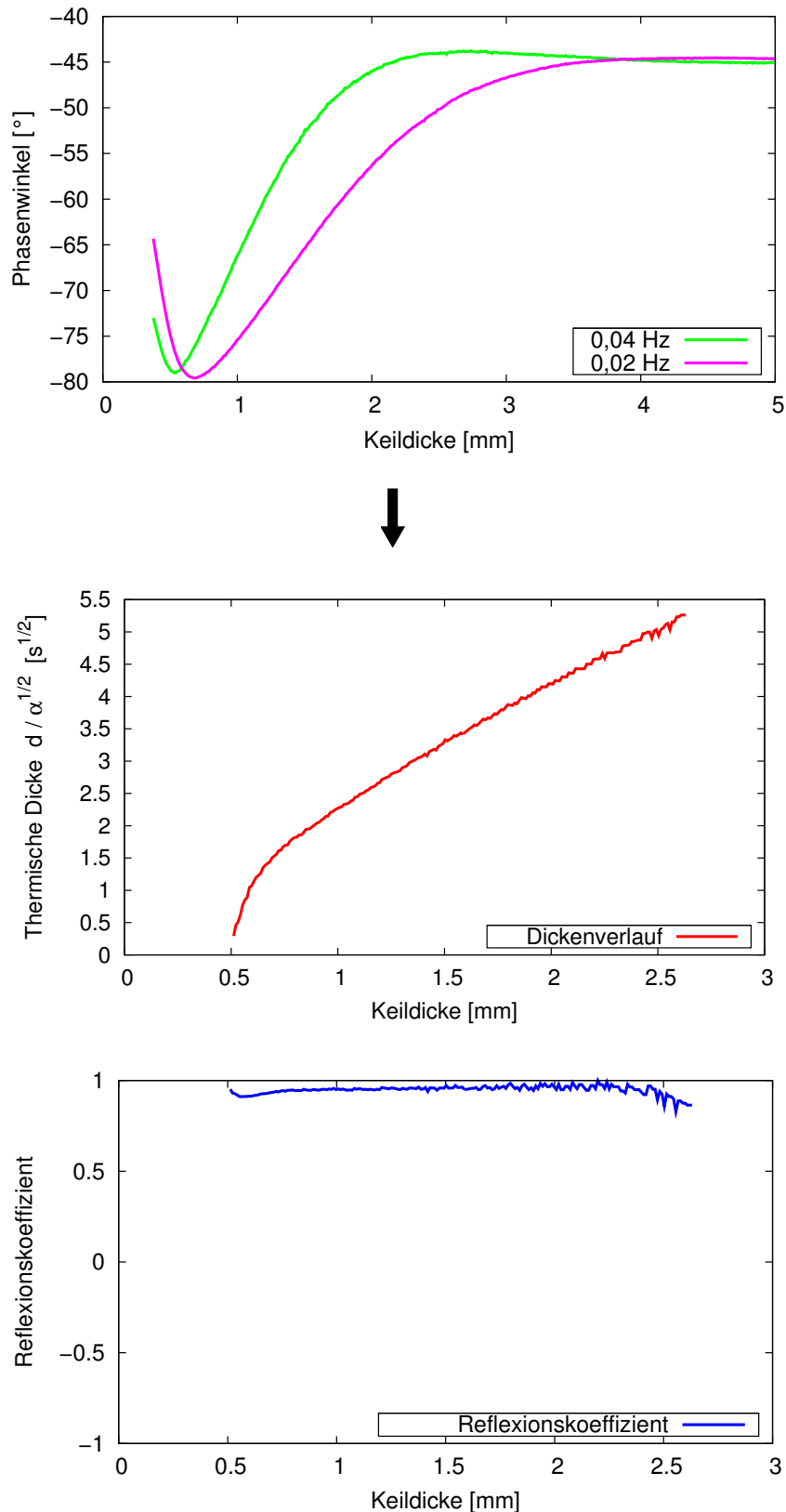


Abbildung 4.9: Oben: Phasenprofile am Keil. Mitte: Berechneter Dickenverlauf entlang der roten Linie in Abbildung 4.8. Unten: Reflexionskoeffizient entlang der blauen Linie in Abbildung 4.8.

liegt über die gesamte Profillänge erwartungsgemäß zwischen 0,9 und 1,0 (unten). Mit zunehmender Keildicke, also von links nach rechts, nimmt das Rauschen der Dicke und des Reflexionskoeffizienten zu: Die Messgenauigkeit nimmt mit zunehmender Materialdicke ab. Die Umwandlung der Phasenbilder ist eine nichtlineare Koordinatentransformation, bei der jedes Phasenwinkelpaar vom Phasenraum in den Dicken- und Reflexionskoeffizientenraum überführt wird. Die geschlossene, ellipsenförmige Struktur des Keils im Streudiagramm ergibt eine Linie mit konstantem Reflexionskoeffizienten im Dicken-Reflexionskoeffizienten-Raum (Abbildung 4.10). Bei größeren Dicken nimmt die Streuung des Reflexionskoeffizienten erwartungsgemäß zu, wodurch der Merkmalsstreifen breiter wird.

Die Dicken- und Reflexionskoeffizientenprofile aus Abbildung 4.9 weisen bei genauerem Hinsehen Fehler in den dünnsten Keilbereichen auf. Die Dicke geht dort scheinbar auf null zurück, der Reflexionskoeffizient führt eine nicht erklärbare Schlangenbewegung aus. In den dünnsten Bereichen können Dicke und Reflexionskoeffizient überhaupt nicht bestimmt werden. Diese Fehler sind auf die in Abschnitt 3.2.3 beschriebenen lateralen Wärme Flüsse zurückzuführen. Laterale Wärme Flüsse verfälschen grundsätzlich quantitative Messungen. Die negativen Auswirkungen lassen sich dadurch begrenzen, dass die Messungen bei möglichst hohen Modulationsfrequenzen durchgeführt werden. Abschnitt 4.4 stellt eine Möglichkeit vor, durch Korrelation mehrerer Messungen dieses Problem zu reduzieren.

4.2.3 Negativer Reflexionskoeffizient

Dicke und Reflexionskoeffizient sind auch bei negativen Reflexionskoeffizienten bestimmbar. Die Temperaturleitfähigkeit des Substrats ist dann höher als die der Schicht, was zu geringen Temperaturamplituden an der Oberfläche führt (Abbildung 2.9). Dies hat wiederum geringere Amplitudengradienten und damit auch geringe laterale Wärme Flüsse zur Folge. Die geringen Amplituden verhindern außerdem konvektive Störeffekte, was sehr homogene Phasenbilder zur Folge hat.

Aus diesen Gründen lassen sich die Phasenbilder des Epoxy-Keils aus Abschnitt 3.2.1 sehr gut auswerten. Der Dickenverlauf wird gut abgebildet, der Reflexionskoeffizient liegt nahe bei minus eins (Abbildung 4.11). Die leichte Drift des Reflexionskoeffizienten könnte auf unterschiedliche Adhäsion der Epoxy-Schicht zurückzuführen sein. Im Rahmen dieser Versuche konnte diese Annahme allerdings nicht sicher bestätigt werden.

An den thermisch sehr dünnen und dicken Stellen gibt es einige ungültige Pixel, an denen das Dicken- und Reflexionskoeffizientenprofil Lücken aufweisen. Dies ist auf die geringe Phasenempfindlichkeit in thermisch sehr dünnen und dicken Bereichen zurückzuführen, wodurch geringes Phasenrauschen dazu führt, dass Punkte außerhalb der Look-Up-Tabelle liegen und ungültig werden.

Aufgrund der geringen Störeinflüsse ergibt sich ein sehr großer Dynamikbereich der Messung. Der gesamte Dickenbereich von $0\text{ s}^{1/2}$ bis fast $6\text{ s}^{1/2}$ ist mit nur zwei Messungen bestimmbar.

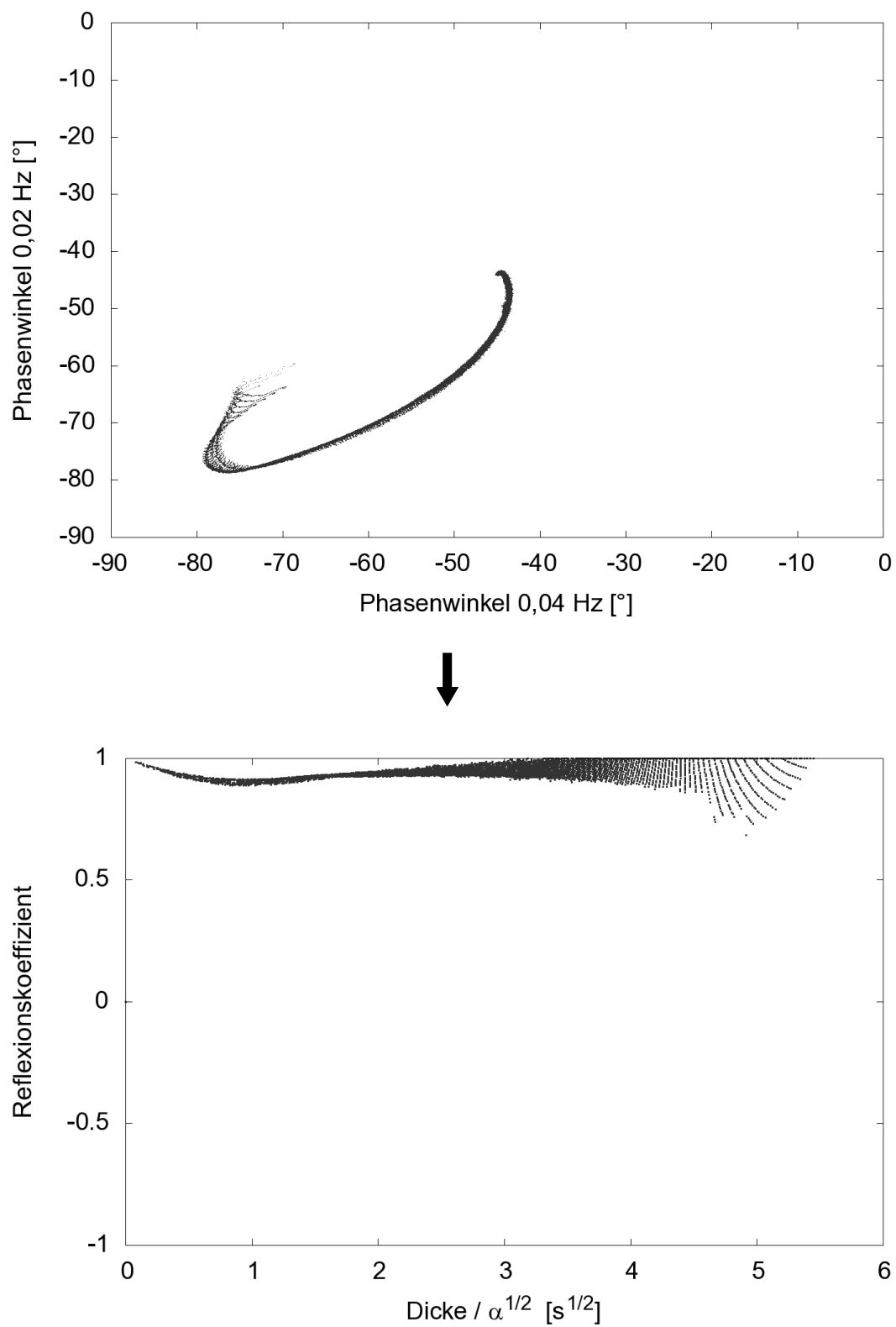


Abbildung 4.10: Die beiden Streudiagramme zeigen die nichtlineare Koordinatentransformation der Keildaten vom Phasenraum (oben) in den Dicken- und Reflexionskoeffizientenraum (unten).

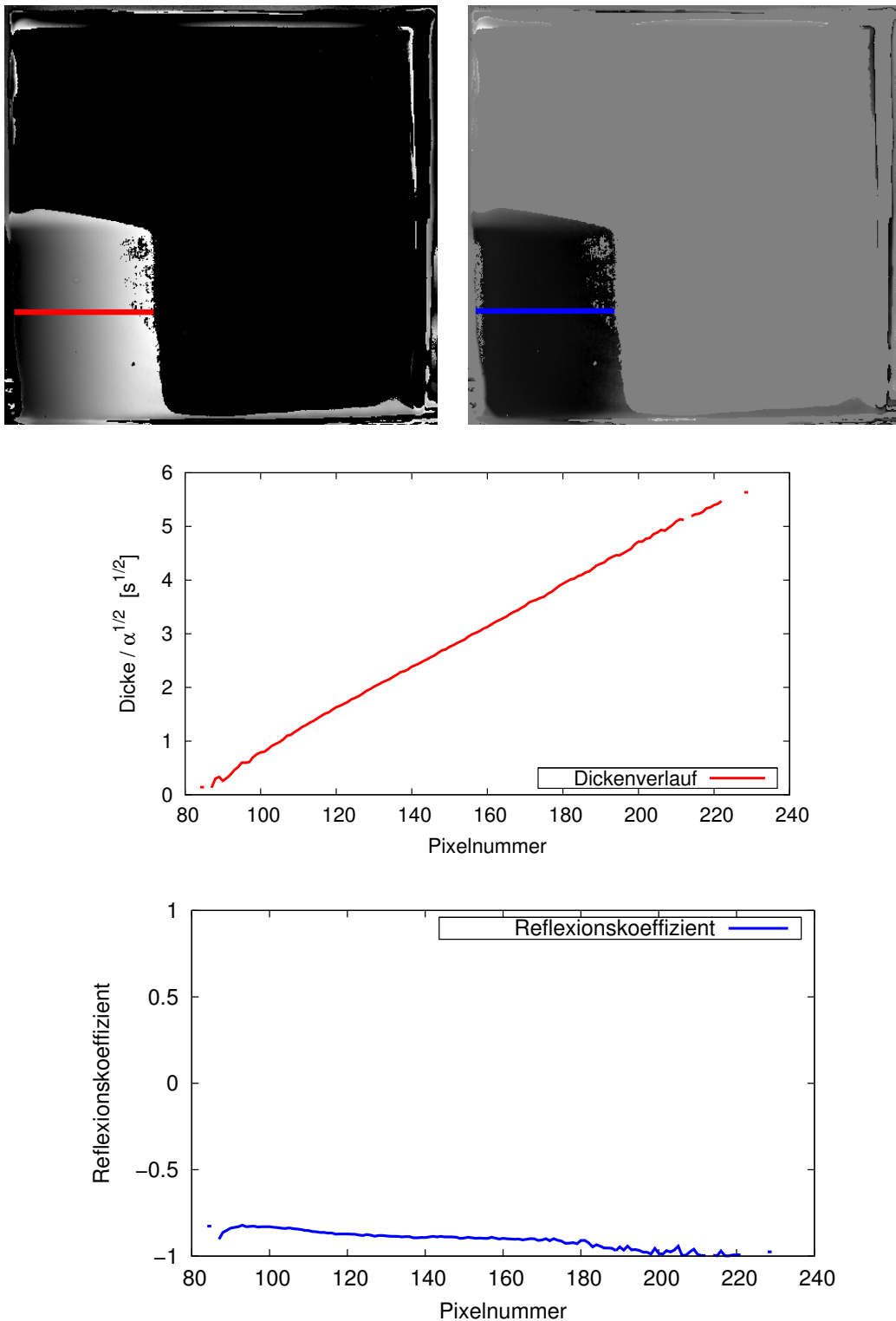


Abbildung 4.11: Dicken- (oben links) und Reflexionskoeffizientenbild (oben rechts) der Messungen am Alukeil aus Abschnitt 3.2.1, sowie Profilschnitte entlang der farbigen Linien im Bild (unten).

Zum Vergleich: Bei dem Kunststoffkeil sind dafür fünf Einzelmessungen notwendig (Abschnitt 4.4).

4.2.4 Genauigkeit von Dickenmessungen

Bei quantitativen Messungen stellt sich grundsätzlich die Frage nach der Genauigkeit der Ergebnisse. Hierfür entscheidend ist die Qualität der Phasenmessungen. Diese hängt vor allem von der Amplitude und der Dicke der Probe ab, da die Rauschbreite der Phase mit abnehmender Amplitude und/oder zunehmender Dicke ansteigt. Bei zu großem Phasenrauschen wird die Auswertung unmöglich.

Schwieriger sind systematische Fehler einzuschätzen, die durch instabile Konvektionsbedingungen oder eine zu geringe Einschwingdauer verursacht werden. Diese Störfaktoren sollten daher unbedingt vermieden werden.

Die Zunahme des Rauschens mit der Plattendicke lässt sich gut an den vier unterschiedlich dicken CFK-Platten aus Abschnitt 3.2.2 zeigen. Die Messungen wurden bei 0,04 Hz und 0,02 Hz durchgeführt. Mit einem Auswerteradius von 5° um $-45^\circ, -45^\circ$ lassen sich Dicke und Reflexionskoeffizient von drei der vier Platten bestimmen (Abbildung 4.12). Die Plattendicke nimmt von links nach rechts zu (4, 8, 12 und 16 Lagen). Die Merkmalswolke der dicksten Platte

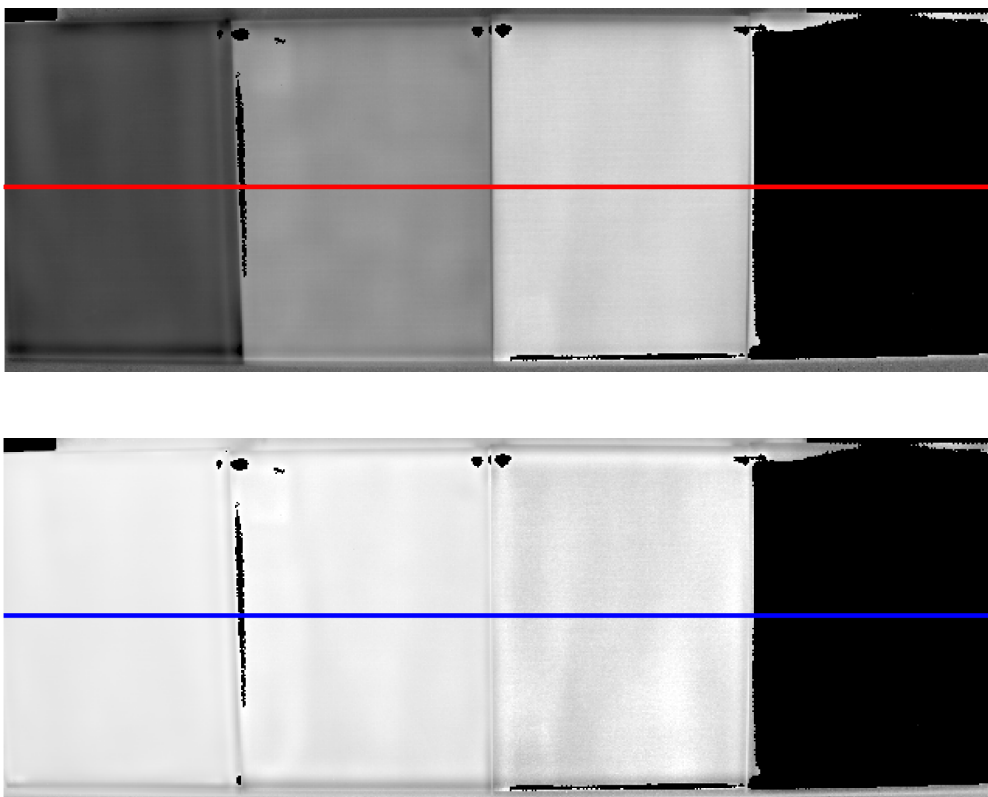


Abbildung 4.12: Dicken- (oben) und Reflexionskoeffizientenbild (unten) für CFK-Platten mit vier unterschiedlichen Dicken (von links nach rechts: 4, 8, 12, 16 Lagen).

Tabelle 4.4: Dicken der CFK-Platten.

Lagen	Mittelwert Dicke [mm]	kleinste Dicke [mm]	größte Dicke [mm]
4	0,85	0,84	0,89
8	1,71	1,70	1,52
12	2,58	2,57	2,59
16	3,43	3,41	3,44

(rechts im Phasenbild) liegt innerhalb des Auswerteradius und ist somit ungültig (schwarz eingefärbt).

Im Dicken- und Reflexionskoeffizientenprofil ist das mit der Dicke zunehmende Rauschen gut zu erkennen (Abbildung 4.13). Der Mittelwert der thermischen Dicke beträgt auf der ersten Stufe ca. $1,3 s^{1/2}$, auf der zweiten Stufe $2,7 s^{1/2}$ und auf der dritten Stufe $4,0 s^{1/2}$, was in guter Übereinstimmung mit der Lagenanzahl ist. Eine Einzellage hat also im Durchschnitt die thermische Dicke $0,33 s^{1/2}$. Der Mittelwert des Reflexionskoeffizienten beträgt auf allen drei Stufen 0,92. Die scheinbare Abnahme des Reflexionskoeffizienten im Reflexionskoeffizientenbild ist eine optische Täuschung, da das menschliche Auge die durchs Rauschen verbreiterte Grauwertverteilung falsch interpretiert.

Die Temperaturleitfähigkeit des CFK-Werkstoffs ist über Messungen der tatsächlichen Plattendicke mit einer Mikrometerschraube bestimmbar (Tabelle 4.4). Laut Messungen ist eine Lage im Mittel „0,21 mm“ dick. Die thermische Dicke setzt sich aus der tatsächlichen Dicke in *mm* und der Temperaturleitfähigkeit α zusammen:

$$d_{thermisch} = \frac{d_{gemessen}}{\sqrt{\alpha}} \quad (4.1)$$

Aus den gemessenen Plattendicken ergibt sich dann für die Temperaturleitfähigkeit α :

$$\alpha = \left(\frac{d_{gemessen}}{d_{thermisch}} \right)^2 = \left(\frac{0,21mm}{0,33s^{1/2}} \right)^2 \approx 0,42 \frac{mm^2}{s}. \quad (4.2)$$

Die Temperaturleitfähigkeit entspricht im Rahmen der Messgenauigkeit den in der Literatur beschriebenen Werte für CFK senkrecht zur Faser (vgl. Tabelle 2.3). Ist α bekannt, lässt sich die thermische Dicke für das ganze Bild in *mm* umrechnen. Dies bietet beispielsweise die Möglichkeit, Schichtdicken in Produktionsprozessen zu überwachen.

4.2.5 Dickenmessung einer Landeklappe

Das Verfahren ist auch bei komplexeren Probengeometrien einsetzbar, beispielsweise an Landeklappen aus CFK. Diese sind unterschiedlich dick, weisen gekrümmte Oberflächen auf und sind auf der Rückseite zusätzlich stringerverstärkt (Abbildung 4.14). Landeklappen werden häufig mit Ultraschall im Puls-Echo-Verfahren auf Maßhaltigkeit und Fehler geprüft. Die Prüfung ist teuer, da sie punktweise durchgeführt wird und daher zeitaufwändig ist. An

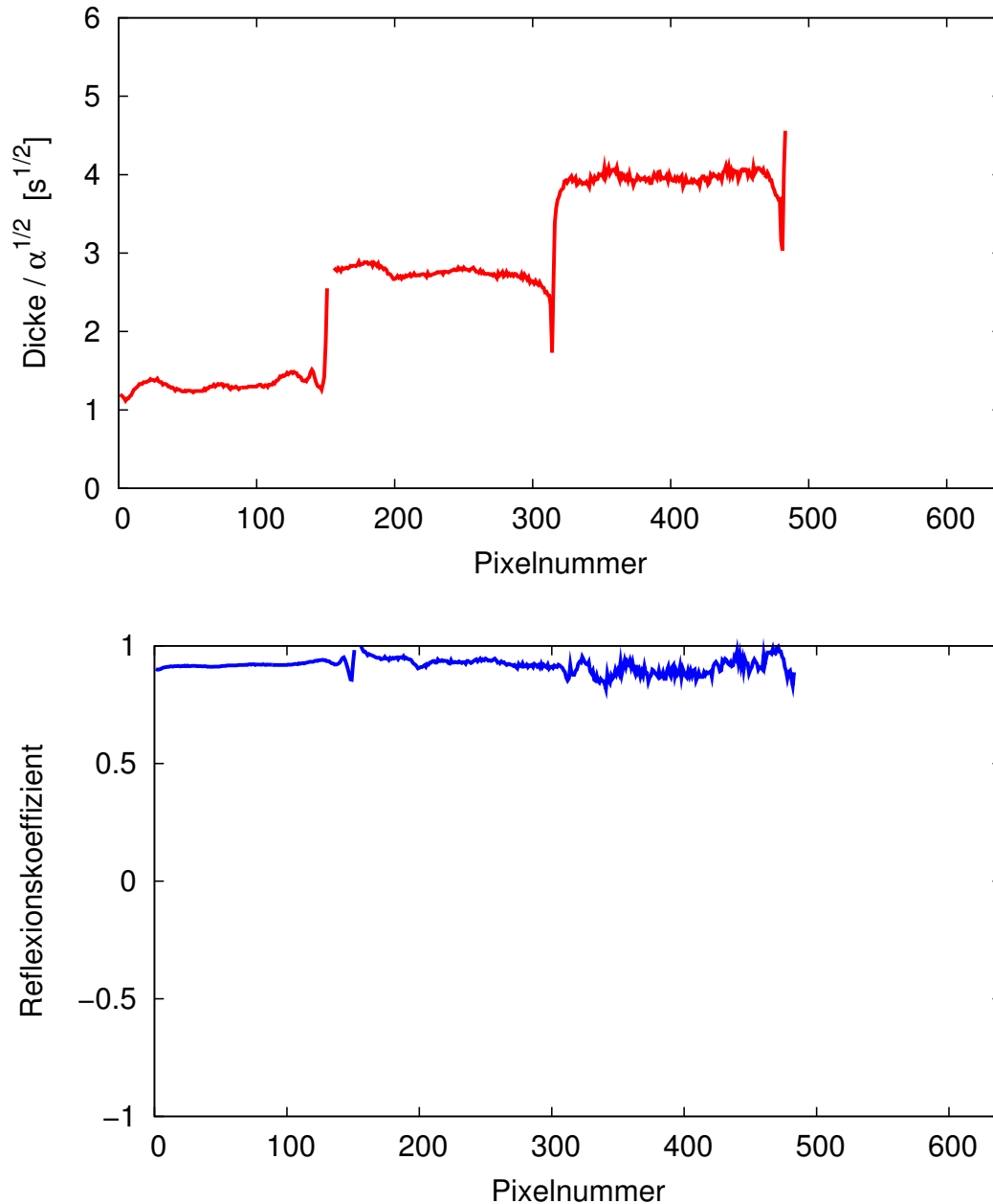


Abbildung 4.13: Dicken (oben) und Reflexionskoeffizienten (unten) entlang der Profillinien aus Abbildung 4.12.

gekrümmten Oberflächen ist Ultraschall außerdem anfällig für Fehlmessungen. Mit Lockin-Thermografie erstellte Dickenbilder könnten die Prüfung beschleunigen und unanfälliger gegenüber Störeinflüssen machen.

Abbildung 4.15 zeigt die Phasenbilder einer Landeklappe bei 0,025 Hz und 0,01 Hz. Beide Bilder weisen unterschiedliche Kontraste zwischen dicken und dünnen Bereichen auf. Die Probe weist außerdem einen Stringerbruch auf, der zusätzlich Schäden in der Deckhaut verursacht hat (roter Kreis in Abbildung 4.15). Da ein gewisser Teil der Wärme durch diese Schädigung hindurch fließt, ist der Kontaktwiderstand der Grenzfläche nicht null. Eine Voraussetzung

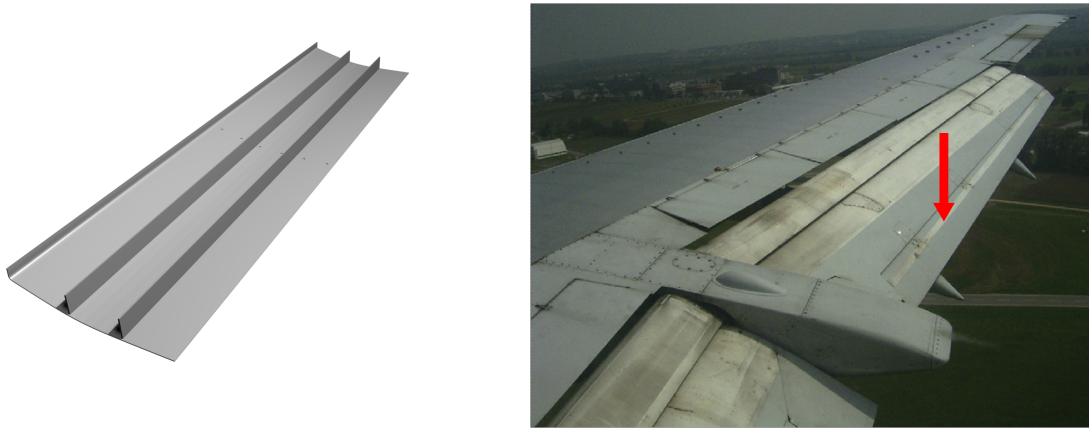


Abbildung 4.14: Links: Aufbau der gemessenen Landeklappe. Ansicht von hinten. Rechts: Position der Landeklappe im Flügel. Das Bild dient nur zur Veranschaulichung, die Landeklappe stammt von einem anderen Flugzeugtyp.

für die hier vorgestellte Auswertemethode ist damit nicht erfüllt (siehe Bedingungen am Anfang dieses Abschnitts) und eine quantitative Auswertung der Stelle nicht möglich. Der folgendende Abschnitt geht auf diese Problematik näher ein.

Eine Dickenauswertung der anderen Bereiche ist hingegen durchführbar. Die quantitative Auswertung liefert ein einfach zu interpretierendes Dickenbild (Abbildung 4.16 oben), bei dem die Grauwerte linear von der Dicke abhängen. Dünne Stellen erscheinen dunkel, dicke Bereiche hell. Durch den abrupten Dickensprung direkt an den Stringern kommt es zu latera-

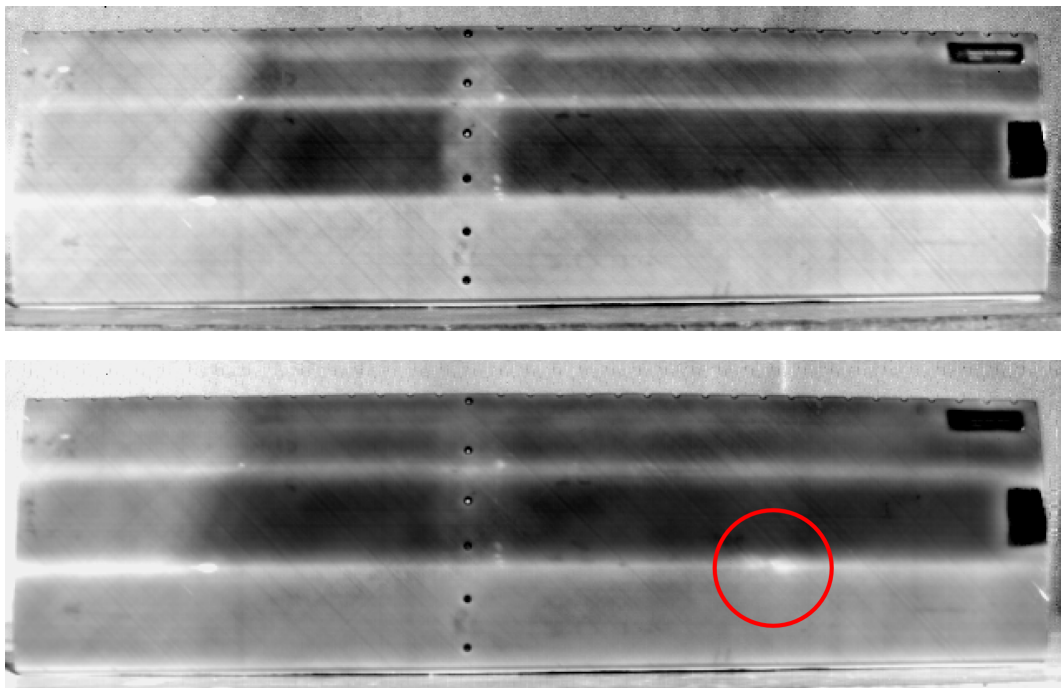


Abbildung 4.15: Phasenbilder einer CFK-Landeklappe bei 0,025 Hz und 0,010 Hz.

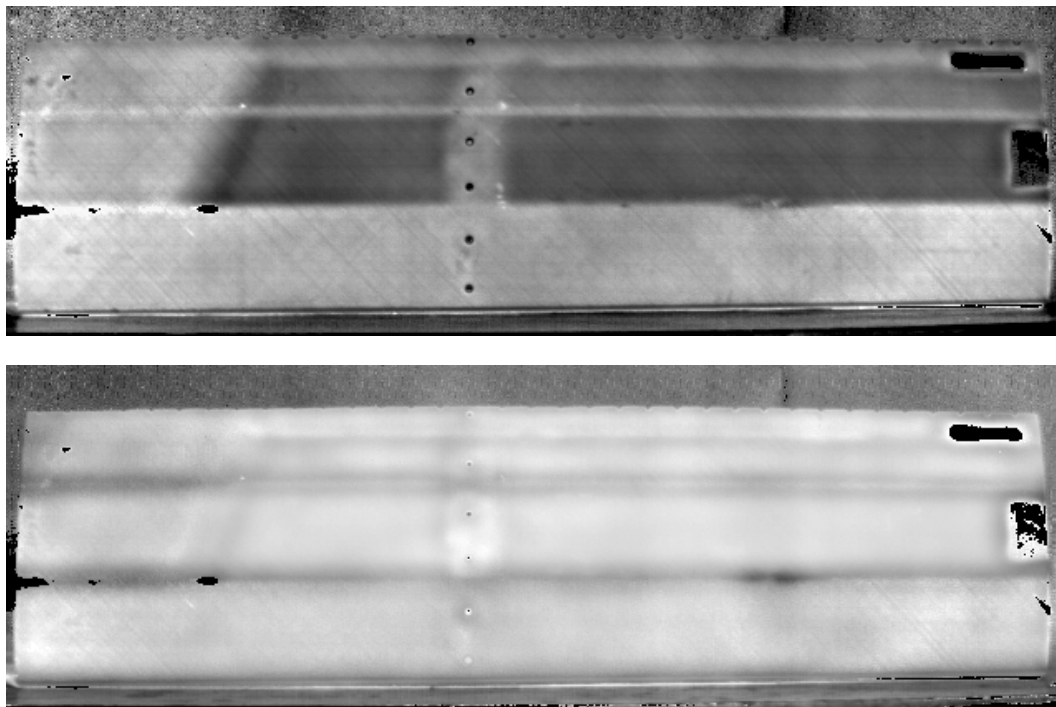


Abbildung 4.16: Dicken- (oben) und Reflexionskoeffizientenbild (unten) der untersuchten Landeklappe.

len Wärmeflüssen, wodurch Dicken- und Reflexionskoeffizienten im Stringerbereich verfälscht werden.

Der Reflexionskoeffizient (Abbildung 4.16 unten) liegt überall nahe bei eins (Grenzfläche CFK-Luft), was sich in einem gleichmäßig hellen Bild ausdrückt. In dickeren Bereichen (z.B. im unteren Drittel der Landeklappe) ist das Rauschen etwas erhöht, was das menschliche Auge als scheinbar dunklere Färbung interpretiert. Tatsächlich entspricht der Mittelwert von R aber ungefähr dem der dünneren Bereiche.

4.3 Bestimmung von Kontaktwiderständen

4.3.1 Kontaktwiderstand innerhalb eines Werkstoffs

Entscheidende Faktoren für die Erkennbarkeit von flächigen Defekten mit Lockin-Thermografie sind die Tiefenlage und der thermische Kontaktwiderstand der Grenzfläche. Geschlossene Delaminationen sind ab einer gewissen Tiefe nicht mehr erkennbar, da der Kontaktwiderstand zu gering ist (vgl. Abbildung 2.12).

Wie in Abschnitt 3.2.3 bereits beschrieben ist, wird der durch den Kontaktwiderstand hervorgerufene Effekt häufig von lateralen Wärmeflüssen überlagert. An plattenförmigen Körpern treten kaum laterale Wärmeflüsse auf, da es keine Dickenveränderungen gibt. Die folgenden Kontaktwiderstandsmessungen wurden daher an zwei gleichmäßig dicken Platten durchgeführt, die übereinandergelegt wurden. Die Unterschiede im Phasenbild lassen sich so eindeutig thermischen Kontaktwiderständen an der Grenzfläche zuordnen.

Das entsprechende Experiment wurde an den bereits in den Abschnitten 3.2.2 und 4.2.4 untersuchten CFK-Platten durchgeführt. Die 4-lagige Platte wird dabei auf die 16-lagige Platte gelegt. Beide Platten werden am Rand mit doppelseitigem Klebeband fixiert. Die Platten sind herstellungsbedingt leicht verzogen, so dass es beim Aufeinanderlegen zu unterschiedlich stark ausgeprägten Berührungspunkten mit unterschiedlichen Kontaktwiderständen kommt. Das gemessene Phasenmuster lässt sich direkt darauf zurückführen (Abbildung 4.18).



Abbildung 4.17: Kontaktwiderstandsmessung an zwei aufeinander gelegten CFK-Platten. Die Platten sind ringsum mit doppelseitigem Klebeband fixiert.

Bei hohen Modulationsfrequenzen über 0,3 Hz wird die Grenzfläche noch nicht erreicht, das Phasenbild ist sehr homogen. Bei 0,3 Hz erscheint in der rechten Hälfte des Phasenbildes ein heller Fleck, der bei tieferen Frequenzen deutlicher wird. An dieser Stelle ist der Kontaktwiderstand am geringsten. Ebenfalls bei 0,3 Hz wird am Rand das doppelseitige Klebeband sichtbar, das sich an der Grenzfläche befindet. Bei 0,03 Hz ist das Phasenbild sehr ungleichmäßig, der Einfluss des Kontaktwiderstands ist hier am größten. Zwischen 0,03 Hz und 0,005 Hz kehren sich die Phasenwerte um.

Die visuelle Auswertung der Phasenbilder kann erste Hinweise auf Kontaktwiderstände liefern. Für quantitative Auswertungen muss aber der Frequenzgang analysiert werden. Im Phasenbild bei 0,03 Hz sind drei Punkte eingezeichnet, deren Phasengänge in Abbildung 4.19

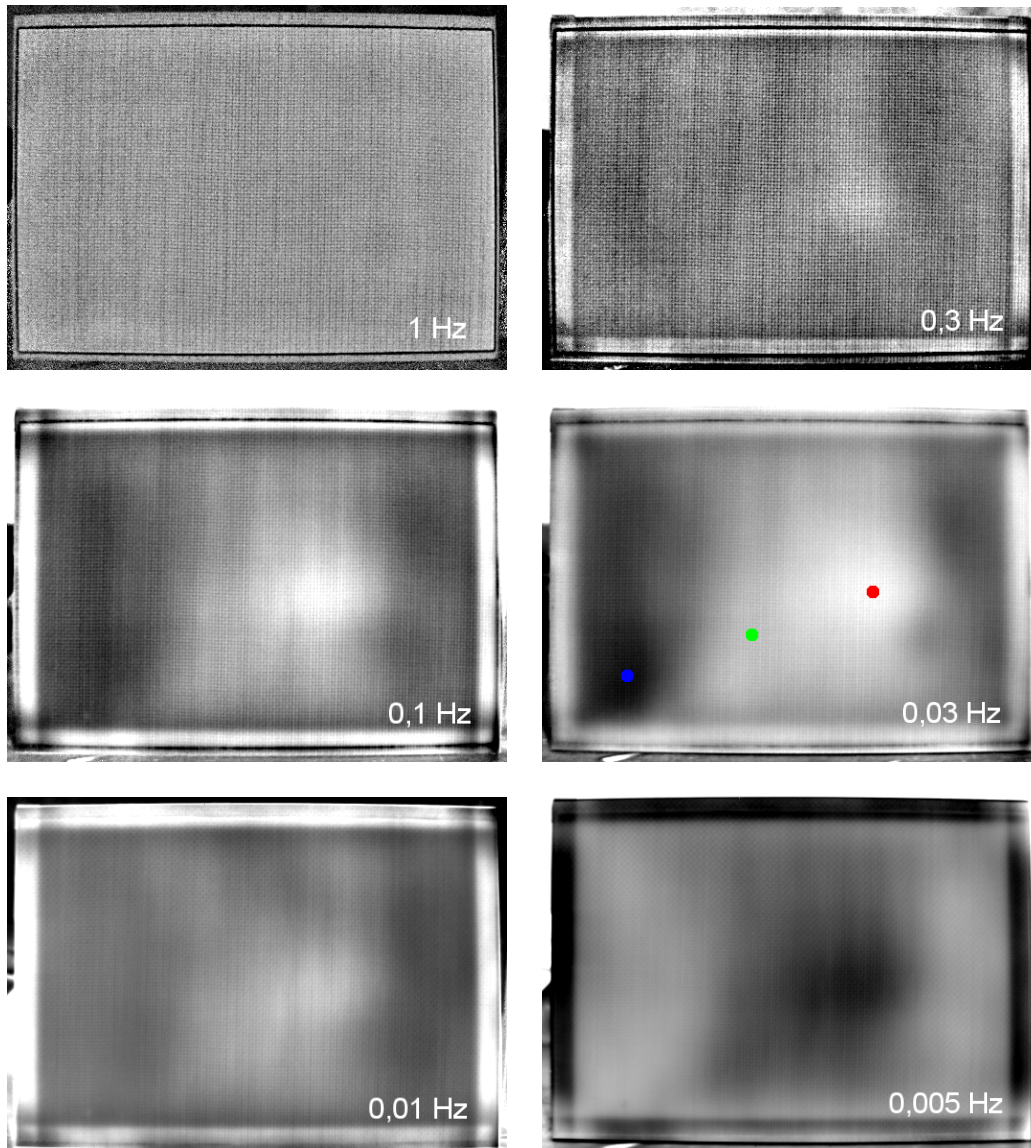


Abbildung 4.18: Phasenbilder einer 4-lagigen und 16-lagigen CFK-Platte, die übereinander gelegt wurden (siehe Text). Die Muster in den Phasenbildern sind auf unterschiedliche Kontaktwiderstände zwischen den Platten zurückzuführen.

dargestellt sind. Der Vergleich mit Abbildung 2.12 (oben) zeigt eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Das Phasenminimum verschiebt sich erwartungsgemäß bei höheren Kontaktwiderständen zu niedrigeren Modulationsfrequenzen hin.

Unterhalb von ca. 0,02 Hz fallen alle Phasenkurven stark ab. Die thermische Eindringtiefe ist dann groß genug, um beide Platten zu durchdringen. Es handelt sich quasi um das Rückwandecko. Bei diesem einfachen Probenbeispiel wird die Auswertung wesentlich dadurch erleichtert, dass sich Kontaktwiderstände und Rückwandecko in unterschiedlichen Frequenzbereichen zeigen. Durch diesen glücklichen Umstand ist es sogar möglich, die Kontaktwiderstände quantitativ zu bestimmen. Da bei hohen Frequenzen die zweite Schicht thermisch unendlich

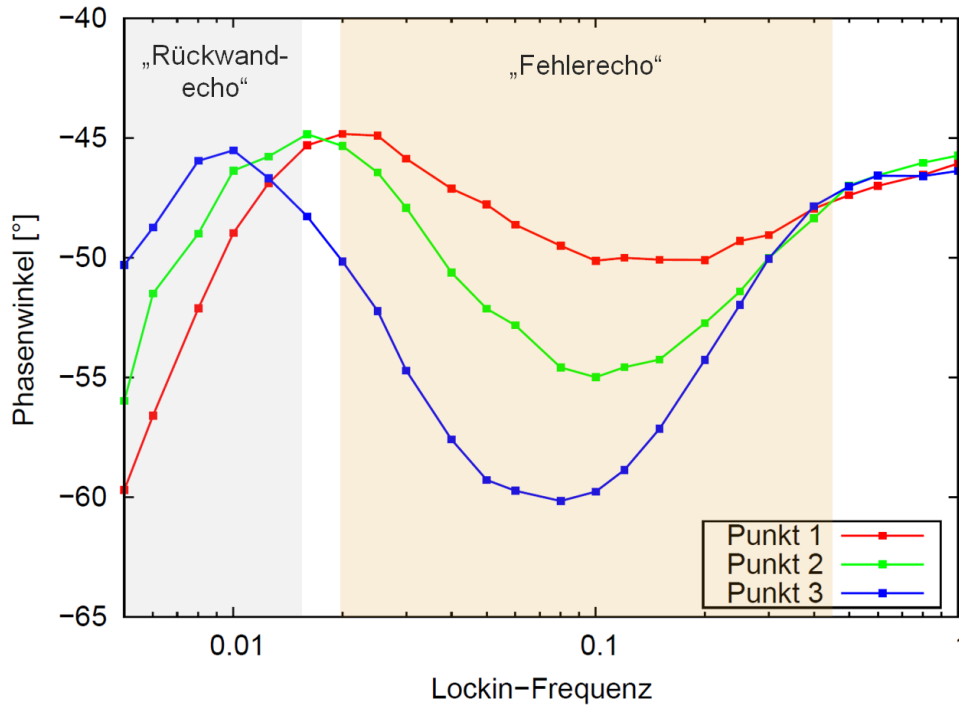


Abbildung 4.19: Phasenverlauf der beiden übereinander gelegten CFK-Platten an unterschiedlichen Positionen (siehe Phasenbilder).

dick erscheint, kann die Auswertung anhand des Ein-Schicht-Modells analog zur Dicken- und Reflexionskoeffizientenbestimmung des vorigen Abschnitts erfolgen. Der Reflexionskoeffizient wird dabei mit Gleichung 2.41 für unterschiedliche Kontaktwiderstände berechnet und in die Look-Up-Tabelle geschrieben. Die Auswertung liefert dann als Ergebnis das Produkt aus Kontaktwiderstand Ω und Effusivität e .

Zur Bestimmung von Ω muss die Effusivität der CFK-Platten bekannt sein. Für die Auswertung wurde $e = 1000 \text{ W} \sqrt{\text{s}} / \text{Kmm}^2$ aus Tabelle 2.3 übernommen.

Die Umrechnung der Phasenwerte ergibt ein Dicken- und ein Kontaktwiderstandsbild (Abbildung 4.20 oben) mit den dazugehörigen Profilschnitten (unten). Die Bilder und die Diagramme sind gleich skaliert, d.h. ein Dickenwert von $0 \text{ s}^{1/2}$ ist im Bild schwarz und der Wert $2 \text{ s}^{1/2}$ weiß. Die Kontaktwiderstände bewegen sich zwischen $0 \text{ Kmm}^2/\text{W}$ und $30 \text{ Kmm}^2/\text{W}$. Die Werte werden von einem starken Rauschen überlagert, das sich aus dem ursprünglichen Phasenrauschen und der Faserstruktur der Carbonfasern ergibt.

Laut Profil ist die Dicke über die gesamte Probe relativ homogen und beträgt $1,4(\pm 0,1) \text{ s}^{1/2}$. In Abschnitt 4.2 ergab die Dickenmessung $1,3(\pm 0,1) \text{ s}^{1/2}$, also ein im Rahmen der Messgenauigkeit gleicher Wert. Das Dickenrauschen hängt vom Kontaktwiderstand ab. Bei hohen Kontaktwiderständen ist der Phasenhub der Messungen groß und damit das Dickenrauschen klein und umgekehrt.

Der Kontaktwiderstand variiert zwischen $5 \text{ Kmm}^2/\text{W}$ und $30 \text{ Kmm}^2/\text{W}$. Wenn durch höheren Anpressdruck oder geänderte Grenzflächeneigenschaften der Kontaktwiderstand geringer

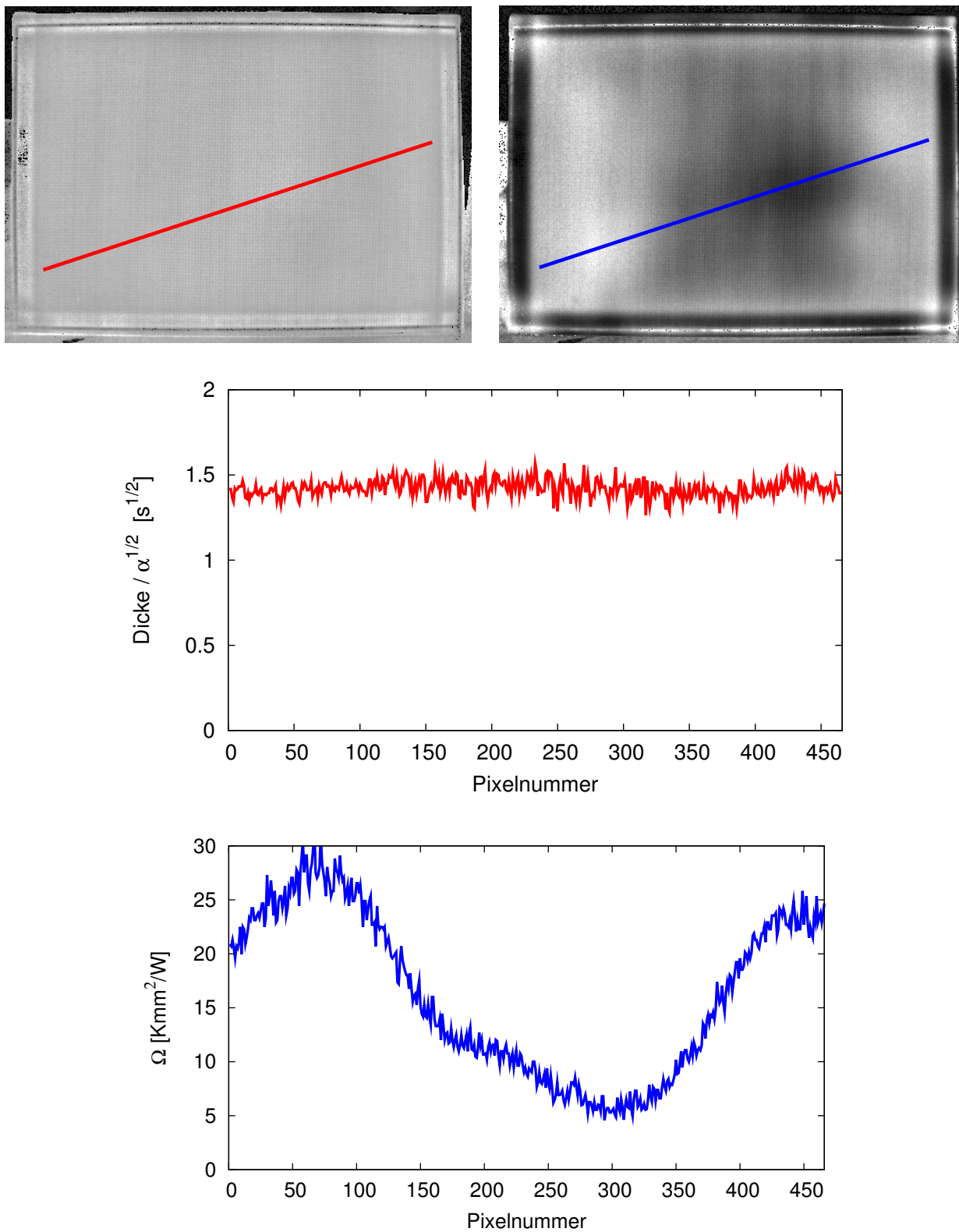


Abbildung 4.20: Dicken- (oben links) und Kontaktwiderstandsbild (oben rechts) der zwei aufeinander gelegten CFK-Platten. In der Mitte ist das Dickenprofil entlang der roten Linie aufgetragen, unten das Kontaktwiderstandsprofil entlang der blauen Linie.

als $5 \text{ Kmm}^2/\text{W}$ ausfallen würde, wäre die Nachweisgrenze des verwendeten Messsystems erreicht. Eine quantitative Auswertung wäre dann nicht mehr möglich. Bei noch geringeren Kontaktwiderständen und/oder geringeren Modulationsfrequenzen können Grenzflächen sogar gänzlich unentdeckt bleiben.

Prinzipiell sollte das Verfahren dazu geeignet sein, Tiefenbestimmungen von Delaminationen durchzuführen. Insbesondere für Restfestigkeitsberechnungen in Faserverbundwerkstoffen wäre diese Information relevant. In der Praxis stören allerdings laterale Wärmeflüsse und das „Rückwandecho“ die Auswertung. Diese beiden Probleme müssen noch gelöst werden, um eine Tiefenbestimmung durchführen zu können. Eine befriedigende Lösung dieser Aufgabe konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht gefunden werden. Erste Versuche, das Problem des Rückwandechos mit Hilfe von Gleichung 2.63 für Zwei-Schicht-Systeme zu lösen, waren nicht erfolgreich.

4.3.2 Kontaktwiderstand zwischen unterschiedlichen Werkstoffen

Das Verfahren ist in leicht abgewandelter Form auch auf Grenzflächen zwischen unterschiedlichen Werkstoffen anwendbar, wobei allerdings beide Effusivitäten bekannt sein müssen. Für die experimentelle Durchführung wurde wieder die 4-lagige CFK-Platte verwendet, unter die eine Aluminiumplatte (Dicke 2 cm) gelegt wurde. Die Platten wurden wie im vorherigen Beispiel mit doppelseitigem Klebeband ringsum verklebt.

Die Phasenbilder zeigen ähnliche Strukturen wie im vorigen Beispiel (Abbildung 4.21), während sich die Phasengänge deutlich voneinander unterscheiden. In Abbildung 4.22 sind die Phasenverläufe an drei unterschiedlichen Positionen auf der Probe dargestellt (siehe Phasenbild bei 0,01 Hz). Es wurde eine Stelle mit geringem, eine mit mittlerem und eine mit hohem Kontaktwiderstand ausgewählt.

Die Phase fällt ausgehend von hohen Frequenzen zunächst ab, was eigentlich auf einen positiven Reflexionskoeffizienten hindeutet. Wird die Frequenz jedoch weiter erniedrigt, macht sich die hohe Temperaturleitfähigkeit der Aluminiumplatte bemerkbar, und der Phasenwert steigt stark an. Bei noch niedrigen Frequenzen spielt der Kontaktwiderstand eine immer geringere Rolle, der Verlauf entspricht dann der klassischen Phasenkurve für stark negative Reflexionskoeffizienten bei guter thermischer Anbindung. Bei der niedrigsten verwendeten Modulationsfrequenz 0,005 Hz liegen die Phasenunterschiede zwischen gut und schlecht angebundenen Stellen unter 2° . Diese Beobachtungen bestätigen, dass Kontaktwiderstände nur in einem bestimmten Frequenzband optimal untersucht werden können. Zu hohe oder zu tiefe Frequenzen führen zu geringen Phasenkontrasten und damit zu aussageschwachen Ergebnissen.

Zur quantitativen Bestimmung des Kontaktwiderstandes an der Grenzfläche zwischen unterschiedlichen Werkstoffen müssen, wie bereits erwähnt, beide Effusivitäten bekannt sein. Effusivitäten sind durch Phasenmessungen prinzipiell nicht zugänglich, es sind immer nur

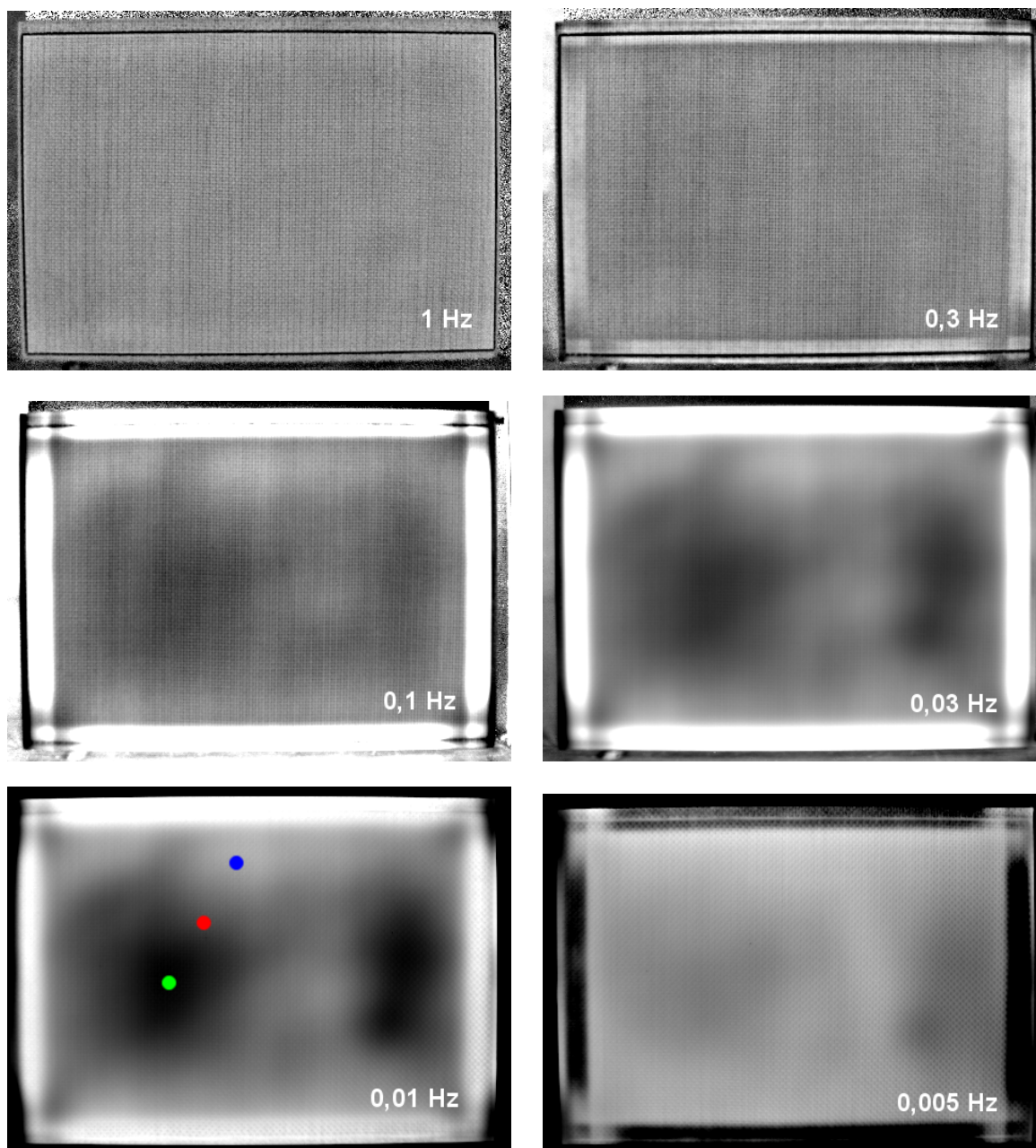


Abbildung 4.21: Phasenbilder einer 4-lagigen CFK-Platte, die auf eine Aluminiumplatte gelegt wurde.

Effusivitätsunterschiede bestimmbar. Daher muss bei der Auswertung auf Werkstoffdatenblätter oder Tabellenwerte zurückgegriffen werden.

Die Effusivitäten von Aluminiumlegierungen variieren je nach chemischer Zusammensetzung in weiten Grenzen (Tabelle 2.3). Die verwendete Aluminiumplatte besteht aus der Legierung AlMg3 (Handelsname Peraluman), deren Wärmeleitfähigkeit laut Datenblatt zwischen 130–140 W/mK liegt [79]. Die Dichte beträgt 2,67 g/cm^3 , die Wärmekapazität 940 $J/(kgK)$. Aus

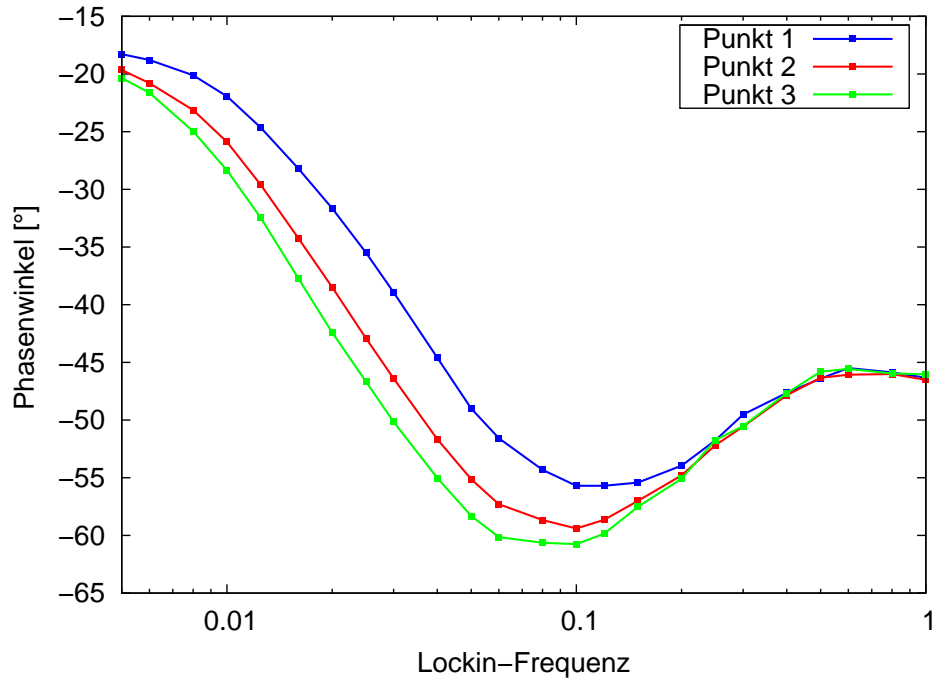


Abbildung 4.22: Phasenverlauf der beiden übereinander gelegten CFK-Platten an unterschiedlichen Positionen (siehe Phasenbilder).

diesen Angaben lässt sich die Effusivität berechnen:

$$e_{AIMg_3} = \sqrt{\lambda \rho c} \approx 18400 \frac{W s^{1/2}}{K m^2} \quad (4.3)$$

Gemeinsam mit der Effusivität für CFK senkrecht zur Faser ($1000 W s^{1/2}/K m^2$, Tabelle 2.3) lässt sich der Reflexionskoeffizient in Abhängigkeit von der Modulationsfrequenz auf Grundlage von Gleichung 2.40 berechnen.

Die Erstellung der Look-Up-Tabelle und die Transformation der Phasenbilder erfolgt analog zu Abschnitt 4.2. Die berechneten Dicken- und Kontaktwiderstandsbilder sind gemeinsam mit Profilschnitten entlang der blauen und roten Linien in Abbildung 4.23 dargestellt. Der Dickenverlauf entlang der roten Linie liegt ungefähr bei einer thermischen Dicke von $1,4 s^{1/2}$, was den Messungen mit Luft und CFK als Substrate (Abschnitt 4.2 und 4.3.1) sehr gut entspricht. Der Kontaktwiderstand liegt etwas höher als bei den Messungen mit zwei CFK-Platten. Insgesamt ist das Rauschen niedriger, da sich Dicke und Kontaktwiderstand bei negativen Reflexionskoeffizienten besonders genau bestimmen lassen.

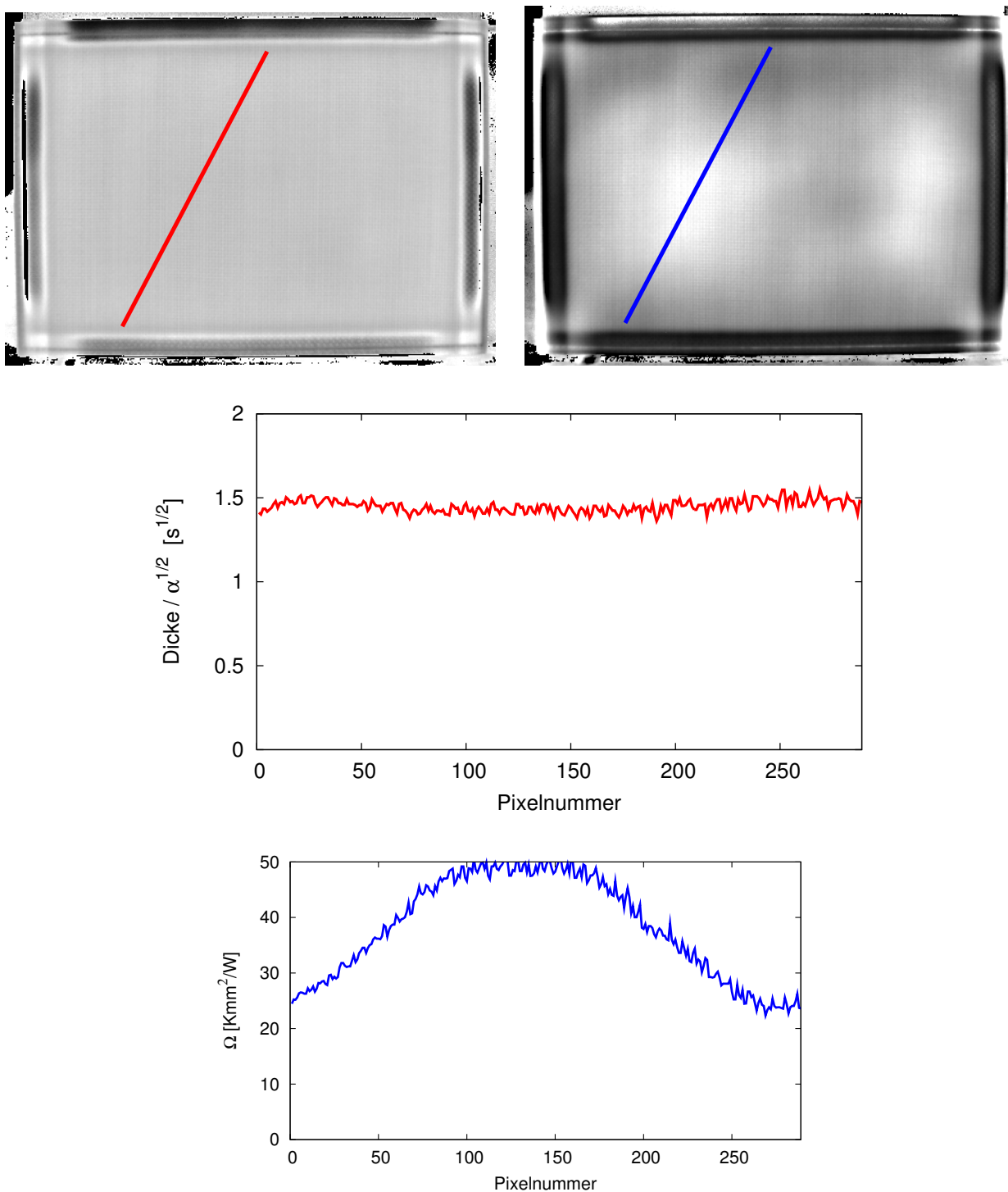


Abbildung 4.23: Dicken- (oben links) und Kontaktwiderstandsbild (oben rechts) einer über eine Aluminiumplatte gelegten CFK-Platte. In der Mitte ist das Dickenprofil entlang der roten Linie aufgetragen, unten das Kontaktwiderstandsprofil entlang der blauen Linie.

4.4 Korrelation von drei und mehr Messungen

Durch Korrelation mehrerer Messungen lassen sich theoretisch mehr als zwei Merkmale auswerten, beispielsweise die Schichtdicken in Mehrschichtsystemen [38]. Die vorgestellte quantitative Auswertung über eine Look-Up-Tabelle ist allerdings mit den am Institut vorhandenen Rechnern technisch nicht durchführbar, da der zur Verfügung stehende Arbeitsspeicher nicht ausreicht: In jeder Dimension sollten mindestens 1000 Einzelwerte zur Verfügung stehen, um eine ausreichende Auflösung zu gewährleisten. Da mit „float“-Variablen gerechnet wird, umfasst jeder Einzelwert 4-Bytes. Für eine zweidimensionale Look-Up-Tabelle sind also ca. 15 Megabyte Arbeitsspeicher erforderlich, die jeder moderne Rechner zur Verfügung stellt. Bei drei Dimensionen bläht sich die Look-Up-Tabelle allerdings auf ca. 60 Gigabyte auf, die sich derzeit nicht verarbeiten lassen. Außerdem vertausendfacht sich die Berechnungszeit der Look-Up-Tabelle von derzeit etwa 30 Sekunden auf über 8 Stunden. Alternative numerische Methoden, die jedes Pixel-Tripel einzeln umrechnen, benötigen ebenfalls viel Rechenzeit. An dieser Stelle ist also Forschungsbedarf vorhanden, um die Auswertung zu optimieren.

Eine einfache Alternative bietet die Kombination mehrerer getrennt durchgeführter Datenfusionen. Beispielsweise wird zunächst Messung 1 mit Messung 2 und dann Messung 2 mit Messung 3 korreliert. So erhält man die Projektion des räumlichen Gebildes in die einzelnen Ebenen. Anschließend werden beide Ergebnisse fusioniert. Die Auswertezeit steigt so nur linear mit der Anzahl der ausgewerteten Phasenbildern an.

4.4.1 Erweiterung des Dickenmessbereichs

Die in Abschnitt 4.2 vorgestellte Methode zur Dickenbestimmung aus zwei Einzelmessungen lässt sich durch die Einbeziehung zusätzlicher Messungen verfeinern. Dadurch werden zwei Vorteile erreicht: Der messbare Dickenbereich wird erweitert und laterale Wärmeflüsse wirksam unterdrückt. Diese Vorteile werden mit einer längeren Messzeit erkaufte.

Da bei vielen Frequenzen gemessen wird, ist es möglich, den Auswertungsbereich für jedes Phasenwinkelpaar einzuschränken. Dazu wird der Gültigkeitsradius von 2° auf 15° erweitert (siehe grüner Kreis in Abbildung 4.24). Das hat den Vorteil, dass jeweils bei einer möglichst hohen Phasenempfindlichkeit gemessen wird, da diese mit dem Abstand von -45° , -45° ansteigt.

Zur Demonstration des Verfahrens wurden fünf Messungen am Kunststoffkeil durchgeführt (0,2 Hz, 0,1 Hz, 0,04 Hz, 0,02 Hz und 0,01 Hz) und paarweise in Dicken- und Reflexionskoeffizienten umgerechnet. Die fünf Phasenprofile sind in Abbildung 4.25 oben, die vier berechneten Dickenprofile in der Mitte dargestellt. Die Tiefenreichweite der tieffrequenten Phasenpaare ist zwar größer, der Fehler, der durch laterale Wärmeflüsse verursacht wird, aber auch. Bei höheren Modulationsfrequenzen ist dieser Fehler durch die begrenzte Tiefenreichweite kleiner. Abgesehen von den Bereichen mit lateralen Wärmeflüssen (am dünnen Keilende) liegen alle Profile fast genau aufeinander.

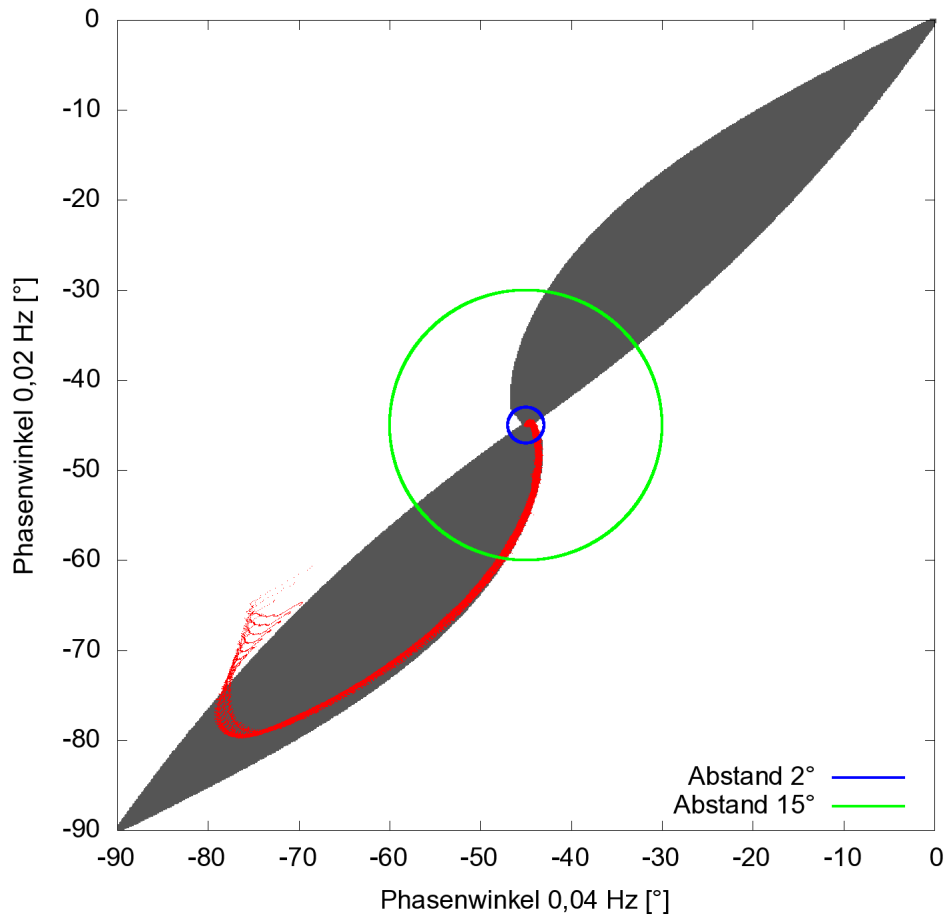


Abbildung 4.24: Scatter-Plot der Messungen bei 0,04 Hz und 0,02 Hz. Die Look-Up-Tabelle ist grau, die gemessenen Daten rot eingefärbt. Die im Text beschriebenen Abstände 2° bzw. 15° um -45°, -45° herum sind blau bzw. grün eingezeichnet.

Das untere Diagramm kombiniert alle Einzelprofile zu einem Gesamtprofil. Wenn Dickeninformationen bei mehreren Frequenzen gleichzeitig verfügbar sind, werden jeweils die Daten der höherfrequenten Messung verwendet. Diese Auswahl wird pixelweise durchgeführt. Das erstellte Gesamtprofil (Abbildung 4.25 unten) bildet den tatsächlichen Dickenverlauf des Keils besser als die Einzelprofile ab. Die Dicke des Keilendes ist auch bei hohen Modulationsfrequenzen nicht null, da der Kunststoffkeil herstellungsbedingt bei einer gewissen Restdicke endet. Die Erstellung eines Reflexionskoeffizientenprofils verläuft analog dazu (Abbildung 4.26).

Dieses Prinzip ist nicht nur auf Profile entlang des Keils anwendbar, sondern auch auf komplette Phasenbilder. Die resultierenden Dicken- und Reflexionskoeffizientenbilder der Keilmessungen werden in Abbildung 4.27 gezeigt. Da die Ergebnisbilder aus verschiedenen Einzelmessungen zusammengesetzt sind, lässt es sich nicht vermeiden, dass die Übergänge teilweise im Bild erkennbar sind. Trotzdem handelt es sich um qualitativ hochwertigere Bilder als bei der Auswertung mit nur zwei Frequenzen, da die durch laterale Wärmeflüsse verursachten

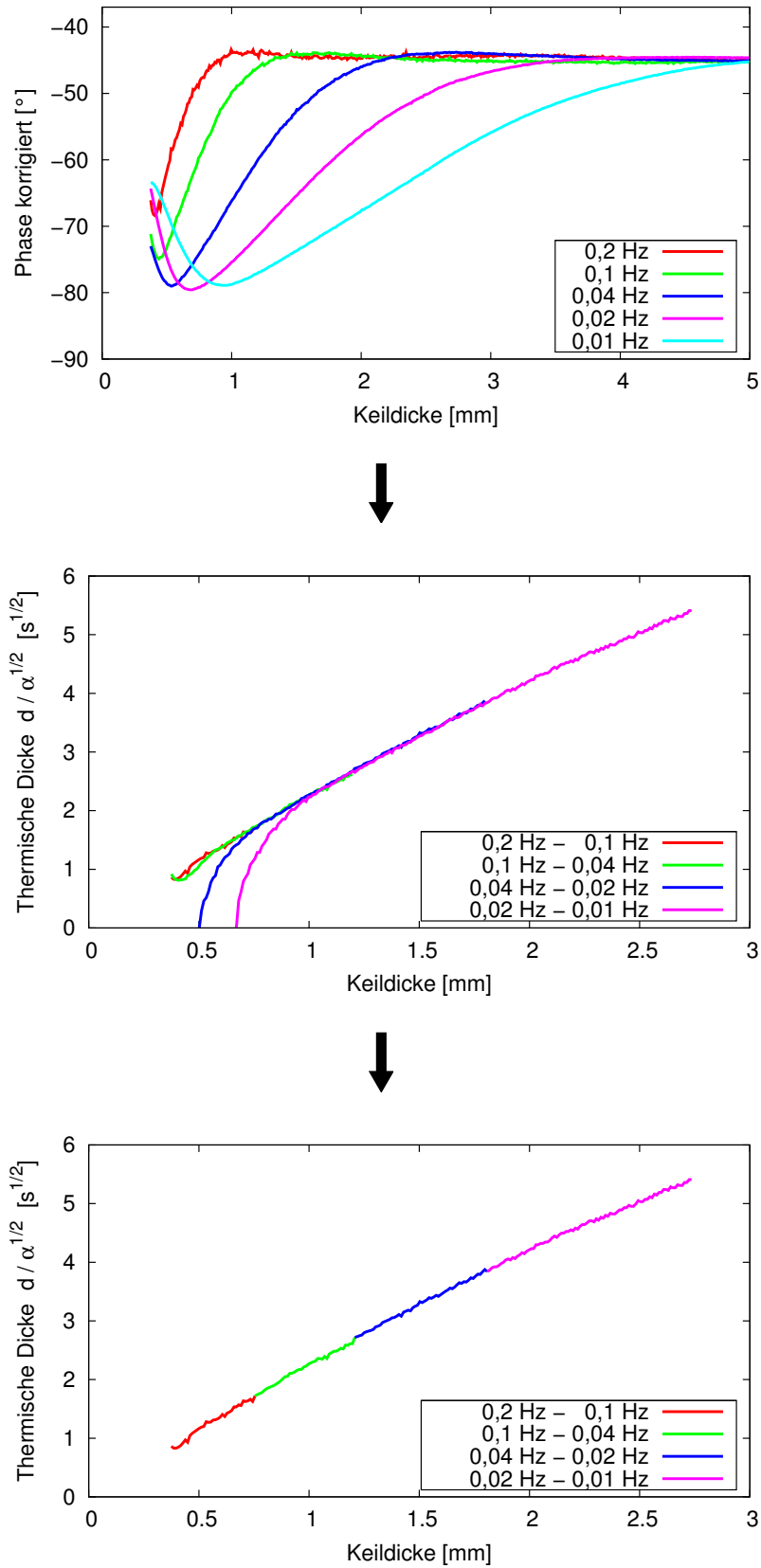


Abbildung 4.25: Bestimmung von Dicke und Reflexionskoeffizient aus mehreren Einzelmessungen am Beispiel des Kunststoffkeils.

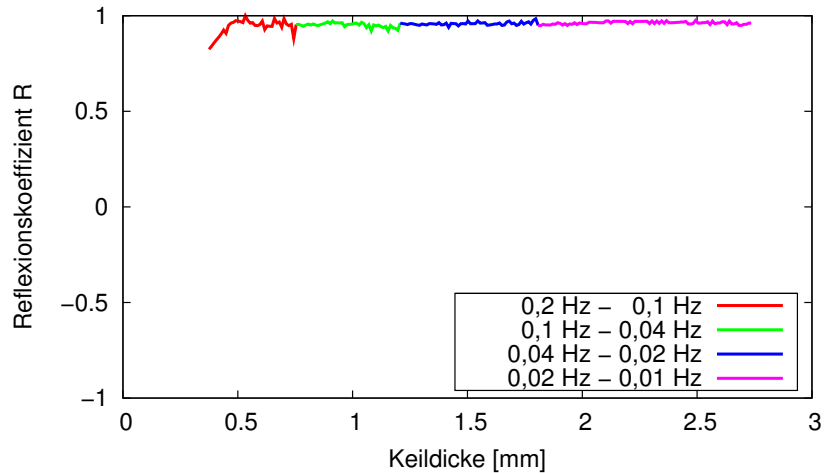


Abbildung 4.26: Aus mehreren Einzelmessungen zusammengesetztes Reflexionskoeffizientenprofil.

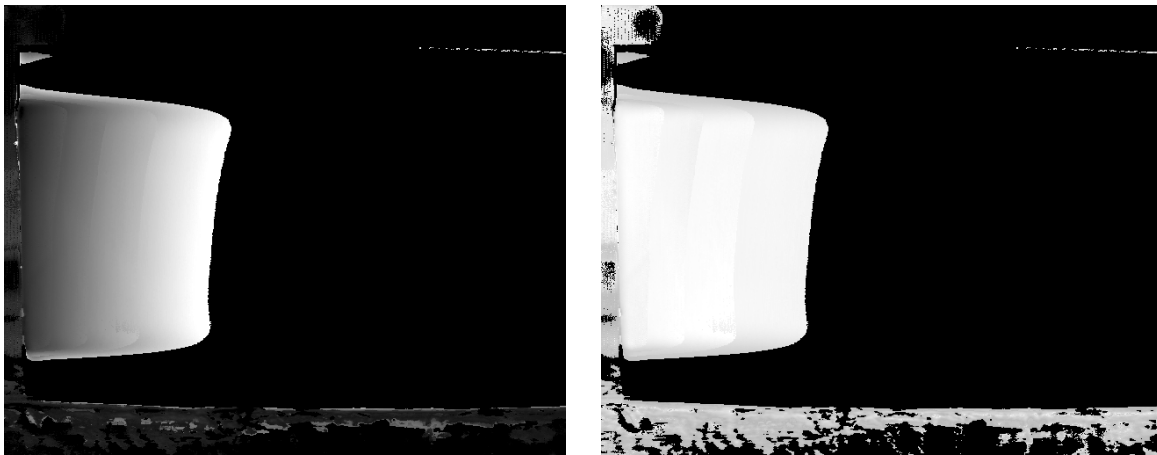


Abbildung 4.27: Aus mehreren Einzelmessungen zusammengestelltes Dicken- (links) und Reflexionskoeffizientenbild (rechts).

Fehler minimiert sind. Es treten am dünnen Keilende keine ungültigen Bereiche mehr auf, der ganze Keil ist sichtbar.

4.4.2 Abschätzung frequenzabhängiger Störeffekte

Die Ergebnisse der quantitativen Auswertung können von Störeffekten verfälscht werden. Hinweise auf frequenzabhängige Effekte, wie z.B. Konvektion oder laterale Wärmeflüsse, lassen sich durch Vergleich zweier Korrelationen bei unterschiedlichen Modulationsfrequenzen finden. Der Kunststoffkeil ist ein gutes Beispiel dafür: Am dünnen Keilende weichen die Dicken- und Reflexionskoeffizientenprofile zweier unterschiedlicher Korrelationen aufgrund lateraler Wärmeflüsse und Konvektion voneinander ab, während in dickeren Bereichen die Werte nahe beieinander liegen (vgl. Abbildung 4.25).

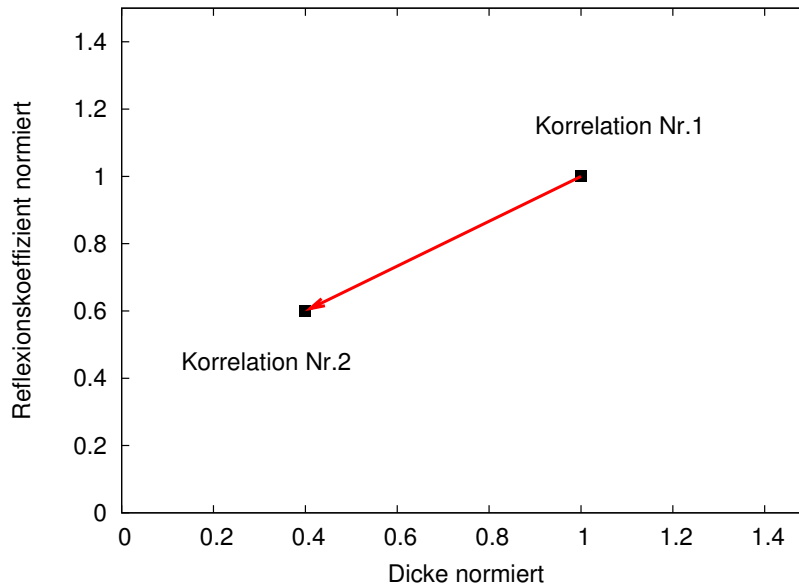


Abbildung 4.28: Prinzip der Abschätzung von Störeffekten. Maßgeblich ist der relative Abstand zweier Korrelationen im Dicken-Reflexionskoeffizienten-Raum (Länge des roten Pfeils).

Da unterschiedliche Arten von Störeinflüssen vorliegen können, ist eine modellbasierte Trennung zwischen „idealen“ und „nichtidealen“ Bereichen schwer durchführbar. Als einfache empirische Alternative bietet sich als „Nichtidealitätsparameter“ der euklidische Abstand der beiden Korrelationsergebnisse im Dicken-Reflexionskoeffizienten-Raum an. Um Dicke und Reflexionskoeffizienten gleichwertig zu behandeln, müssen diese vor der Abstandsberechnung normiert werden. Der Abstand des zweiten Korrelationspaares von den Koordinaten (1,1) ist dann der gesuchte „Nichtidealitätsparameter“ (rote Linie in Abbildung 4.28).

Die Abweichung lässt sich pixelweise berechnen und als Bild darstellen (Abbildung 4.29, oben links). Das dünne Keilende erscheint im Grauwertbild hell, da hier die Störeinflüsse (laterale Wärmefflüsse und Konvektion) am stärksten sind. Mit zunehmender Keildicke nehmen die Störeinflüsse ab, das Bild wird dunkler. Bei noch größeren Materialdicken wird der Grauwert scheinbar heller, was durch zunehmendes Rauschen hervorgerufen wird. Im Profilschnitt entlang der blauen Linie ist dies deutlich erkennbar (Abbildung 4.29 unten).

Aussagekräftiger wird das Bild, wenn die Pixel oberhalb eines bestimmten Schwellwertes, in diesem Beispiel 10%, rot eingefärbt werden. Das entsprechende Ergebnis ist in Abbildung 4.29 oben rechts dargestellt. Es ergeben sich rote Bereiche am dünnen Keilende und am Übergang des Keils zu den seitlichen Stegen. Der Bereich mit erhöhtem Rauschen (im Profil rechts) ist weit vom idealen Verhalten entfernt und daher ebenfalls rot eingefärbt.

Für den Anwender ist die rote Farbe ein Warnhinweis auf die Grenzen der Methode: Nur für die nichtroten Bereiche sind verlässliche quantitative Aussagen möglich. Die roten Bereiche lassen sich mit den verwendeten einfachen Modellen nicht auswerten. Bei lateralen

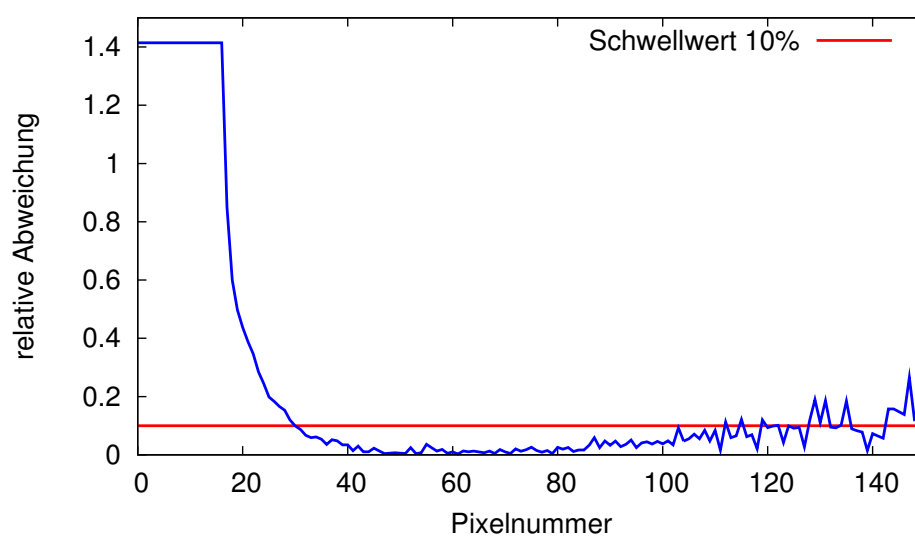
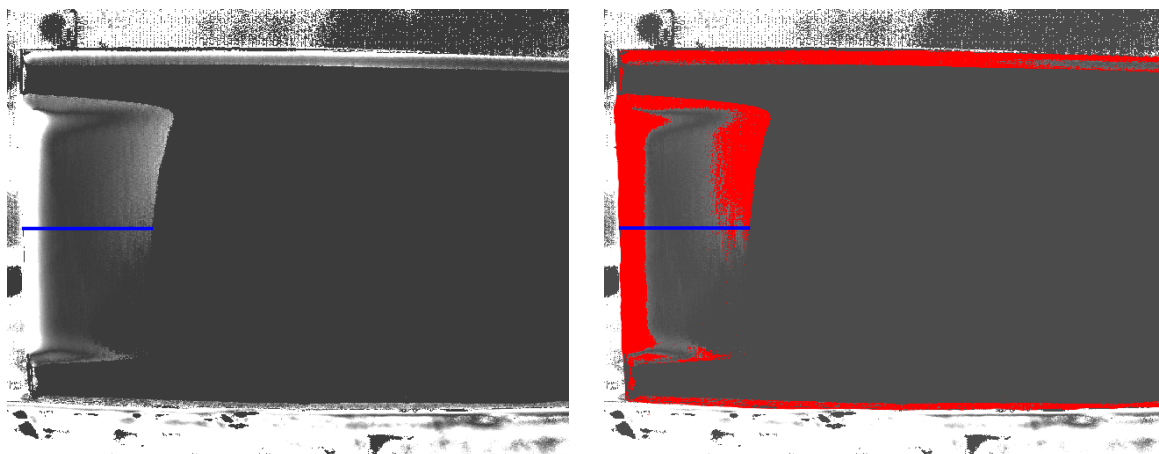


Abbildung 4.29: Bildhafte Darstellung des „Nichtidealitätsparameters“ ohne (oben links) und mit Schwellwert (oben rechts). Die roten Bereiche weichen mehr als 10% vom idealen Verhalten ab. Unten ist der Profilschnitt entlang der blauen Linie aufgetragen. Die rote Linie zeigt den Schwellwert 10%.

Wärmefflüssen müssten beispielsweise dreidimensionale Wärmefflüsse berücksichtigt werden. Eine einfache Analyse anhand analytischer Gleichungen ist dann unmöglich.

5 Diskussion

Die Leistungsfähigkeit der Lockin-Thermografie konnte durch die Kombination mehrerer Einzelmessungen, die bei unterschiedlichen Modulationsfrequenzen durchgeführt wurden, deutlich gesteigert werden. Es zeigt sich, dass geeignete Korrelationsverfahren die Phasenbildinformationen bei verschiedenen Frequenzen in der „Merkmalsebene“ zusammenführen ("data fusion"). Die entstehenden Merkmalsstrukturen charakterisieren die thermischen Eigenschaften der Probe eindeutig. Die Strukturen sind unabhängig von Lage und Orientierung der Probe im Phasenbild.

Durch Korrelation mehrerer Anregungsarten lässt sich die Aussagekraft deutlich erhöhen. Die Datenfusion von optisch angeregter Thermografie mit ultraschallangeregter Thermografie ist ein Beispiel dafür (Abschnitt 3.3). Die Vorteile beider Verfahren, die Grenzflächensensitivität der optisch angeregten Thermografie und die Defektselektivität der ultraschallangeregten Thermografie, lassen sich so gemeinsam ausnutzen. Die erreichte Trennschärfe ist nur durch Datenfusion möglich und das Streudiagramm ein geeignetes Werkzeug dafür.

Die vorliegende Arbeit stellt die „thermische Dicke“ bzw. „thermische Tiefe“ d/α als relevante Probeneigenschaft in den Mittelpunkt, während die meisten anderen Veröffentlichungen mit der thermischen Eindringtiefe μ arbeiten. Die thermische Dicke hat den Vorteil, dass sie eine von Messparametern unabhängige Probeneigenschaft darstellt, während die thermische Eindringtiefe abhängig von der Modulationsfrequenz ω ist.

Besonders irreführend ist die Verwendung thermischer Eindringtiefen bei der Bewertung der Erkennbarkeit von Defekten. Diese hängt nämlich nicht von der Eindringtiefe, sondern allein von der thermischen Dicke und dem Kontaktwiderstand der untersuchten Grenzfläche ab. Defekte in einer bestimmten thermischen Tiefe müssen einen bestimmten Mindestkontaktwiderstand aufweisen, um thermografisch nachweisbar zu sein.

Dicke und Reflexionskoeffizient sind unabhängig von der Modulationsfrequenz, während Kontaktwiderstände und laterale Wärmeflüsse ein frequenzabhängiges Verhalten zeigen. Beide Effekte sind schwer trennbar, da sie in der Regel gemeinsam auftreten. Bei kleinen Delaminationen spielen beide Effekte eine Rolle, da die aufstauende Wärme sowohl den Kontaktwiderstand der Grenzfläche direkt überwindet als auch das Hindernis lateral umfließt.

Ein höherer Kontaktwiderstand führt zu einem stärkeren Wärmestau und verstärkt damit laterale Wärmeflüsse und umgekehrt. Im Streudiagramm zeigen sich diese Effekte als Abweichung vom idealen eindimensionalen Verhalten bei perfekter Anbindung. Lassen sich laterale Wärmeflüsse messtechnisch ausschließen, z.B. bei der Messung der übereinander gelegten

CFK-Platten, so ist eine quantitative Bestimmung von Kontaktwiderständen möglich. Falls dies nicht der Fall ist, ist alternativ ein „Nichtidealitätsparameter“ bestimmbar, der alle frequenzabhängigen Störeinflüsse beinhaltet. Dadurch lässt sich die Genauigkeit von Dicken- und Reflexionskoeffizientenbestimmungen besser einschätzen.

Prinzipiell sollten sich Tiefen von Delaminationen bestimmen lassen, was allerdings durch mehrere Faktoren erschwert wird: Zum einen stört bei geringen Kontaktwiderständen das „Rückwandecho“ die Messung, so dass die Gesamtdicke der Probe berücksichtigt werden muss. Zum anderen treten, wie bereits erwähnt, laterale Wärmeflüsse auf. Die Tiefenbestimmung von Delaminationen konnte daher im Rahmen dieser Arbeit nicht erfolgreich durchgeführt werden. Hier besteht noch Forschungsbedarf.

Die Korrelation von drei und mehr Einzelmessungen gestaltete sich aus praktischen Gründen schwierig. Drei Einzelmessungen lassen sich nicht mehr in einem zweidimensionalen, sondern nur in dreidimensionalen Streudiagrammen darstellen. Auf dem Papier und am Bildschirm ist es dann für das menschliche Auge schwierig, Merkmalsstrukturen sinnvoll auszuwerten. Am Bildschirm kann durch Drehung des Diagramms ein räumlicher Eindruck erzielt werden, jedoch benötigt das Drehen von je nach Bildgröße 100.000 - 300.000 Phasentripel viel Rechenleistung. Zwei Optimierungsmöglichkeiten sind hier denkbar: Zum einen ließe sich die Drehung durch Ausnutzung moderner Grafikkarten sicherlich verbessern. Zum anderen könnte durch Methoden der 3-D-Visualisierung (z.B. Rot-Grün-Brillen) der räumliche Eindruck verbessert werden.

Die quantitative Auswertung mehrerer Frequenzen mit einer Look-Up-Tabelle scheiterte ebenfalls aus technischen Gründen. Vor allem die zu geringe Größe des Arbeitsspeichers ist ein Problem. Durch Reduzierung der Auflösung und / oder Verwendung leistungsfähiger Rechner könnten die Schwierigkeiten vielleicht überwunden werden.

6 Ausblick

Zunächst wäre es sinnvoll, die vorgeschlagenen Auswertemethoden auf weitere Anwendungsfelder zu übertragen. Für die praktische Anwendbarkeit ist es dabei besonders wichtig, die Phasengenauigkeit der Lockin-Thermografie durch Reduzierung von Störeinflüssen zu verbessern. Erst dann lässt sich die maximale Leistungsfähigkeit der vorgestellten Verfahren zuverlässig ausloten. Denkbar wäre beispielsweise der Aufbau einer Unterdruckkammer, um konvektive Wärmetransporte zu unterbinden.

Das in dieser Arbeit verwendete Ein-Schicht-Modell hat den Nachteil, dass es nur auf einen bestimmten Schichtaufbau anwendbar ist. Moderne numerische Methoden, die mit Elementen arbeiten, haben den Vorteil, dass sie universeller einsetzbar sind und so auf den jeweiligen Anwendungsfall angepasst werden können. Mehrschichtsysteme, Gradienten der Temperaturleitfähigkeiten, wie sie beispielsweise bei Einhärteverläufen auftreten, teiltransparente Werkstoffe und Kontaktwiderstände lassen sich einfach in das Modell integrieren. Die Finite-Differenzen-Methode erscheint besonders gut geeignet, da sich der Gradient aus dem Fourierschen Gesetz (Gleichung 2.4) über die Temperaturdifferenz zweier benachbarter Elemente in der Simulation gut abbilden lässt. Auf Grundlage der Simulationsergebnisse sollte sich die Genauigkeit quantitativer Auswertungen weiter steigern lassen.

Die schon seit mehreren Jahren bekannte Überlagerung mehrerer Anregungsfrequenzen [80] ermöglicht die simultane Messung zweier Phasenbilder („Mehrfrequenz-“ oder „Multifrequenzanregung“). Es eröffnet die Möglichkeit, innerhalb einer Messung Dicke und Reflexionskoeffizient zu bestimmen. Die Erweiterung der Auswertung auf diese Anregungsart erscheint daher lohnenswert.

Eine Anpassung des Verfahrens auf die Puls-Phasen-Thermografie könnte im Hinblick auf kürzere Messzeiten und der Charakterisierung dünner Schichten ebenfalls sinnvoll sein. Durch eine Fouriertransformation der Abkühlungssequenz bei unterschiedlichen Frequenzen sollten auch hier Informationen aus unterschiedlichen Tiefen zugänglich sein.

Die vorgestellten Vorgehensweisen für die Merkmalsextraktion und -quantifizierung müssten sich auch auf andere Verfahren anwenden lassen, die ebenfalls mit thermischen Wellen arbeiten. Naheliegend wäre die Übertragung auf die Lockin- oder Puls-Phasen-Shearografie. Für erste Voruntersuchungen wurden von Herrn Philipp Menner freundlicherweise Shearografie-daten zur Verfügung gestellt. Erste Auswertungen in der Merkmalsebene weisen ähnliche Strukturen wie die Thermografiedaten auf (Abbildung 6.1). Da die mit Lockin-Shearografie ermittelten Phasenwerte nicht nur von thermischen, sondern auch von mechanischen Eigen-

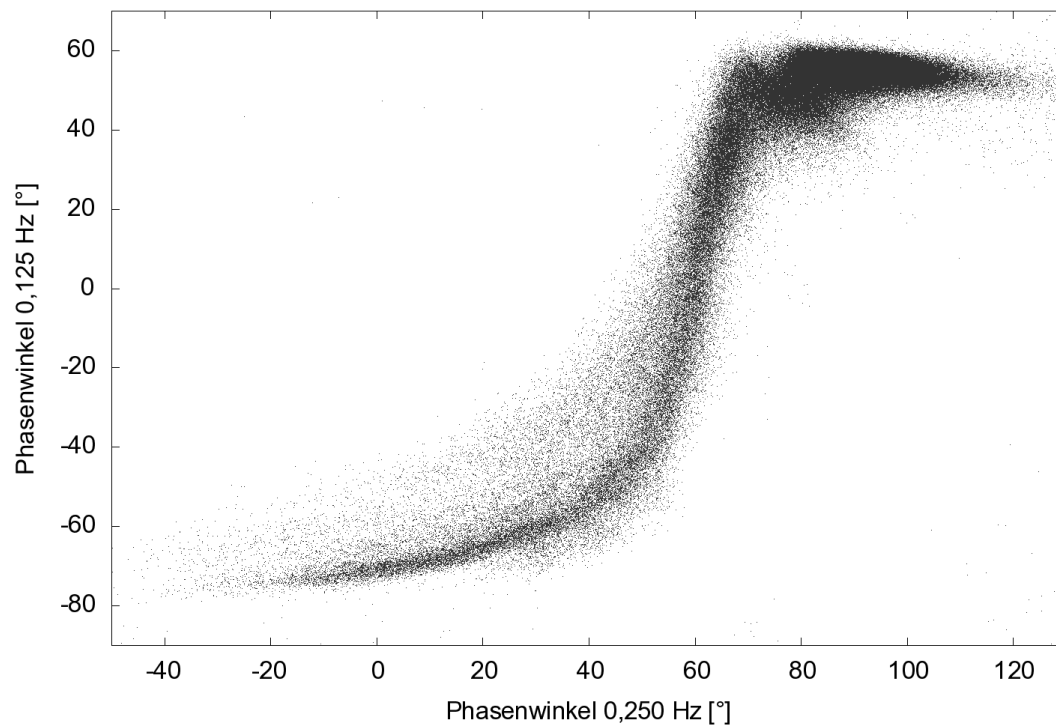


Abbildung 6.1: Puls-Phasen-Shearografie mit optischer Anregung an einem Kunststoffkeil. Scatter-Plot bei den Auswertefrequenzen 0,250 Hz und 0,125 Hz.

schaften der untersuchten Probe abhängen, ist eine direkte Übertragung der in dieser Arbeit vorgestellten quantitativen Auswertemöglichkeiten allerdings nicht möglich. Die Einbeziehung mechanischer Kennwerte könnte hier interessante Zukunftsperspektiven bieten.

Literaturverzeichnis

- [1] FOURIER, J.: Théorie du mouvement de la chaleur dans les corps solides, Ier partie. In: *Mémoires de l'Académie des Sciences* 4 (1824), S. 185–555
- [2] FOURIER, J.: Théorie du mouvement de la chaleur dans les corps solides, IIer- partie. In: *Mémoires de l'Académie des Sciences* 5 (1826), S. 153–246
- [3] ANGSTRÖM, M.A.J.: New method of determining the thermal conductivity of bodies. In: *Phil. Mag.* 25 (1863), S. 130–142
- [4] BELL, A.G.: Upon the production of sound by radiant energy. In: *Phil. Mag.* 11 (1881), S. 510–528
- [5] RÖNTGEN, W.C.: On tones produced by the intermittent irradiation of a gas. In: *Phil. Mag.* 11 (1881), S. 308 – 311
- [6] TYNDALL, J.: Action of Free Molecules on Radiant Heat, and Its Conversion Thereby into Sound. In: *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* 173 (1882), S. 291–354
- [7] HARSHBARGER, W.R. ; ROBIN, M.B.: The opto-acoustic effect: revival of an old technique for molecular spectroscopy. In: *Acc. Chem. Res.* 6 (1973), S. 329–334
- [8] ROSENCWAIG, A. ; GERSHO, A.: Theory of the photoacoustic effect with solids. In: *J. Appl. Physics* 47 (1976), S. 64–69
- [9] ROSENCWAIG, A.: Photoacoustic spectroscopy of solids. In: *Phys. Today* 28 (1975), 9, S. 23–30
- [10] PAO, Y.-H.: *Optoacoustic Spectroscopy and Detection*. Academic Press, 1977
- [11] BUSSE, G. ; BASEL, E. ; A.PFALLER: Applications of the opto-acoustic effect to the operation of optically pumped far-infrared gas lasers. In: *Appl. Phys.* 12 (1977), S. 387–389
- [12] BUSSE, G. ; THURMAIER, R.: Use of the optoacoustic effect to discover cw far-infrared laser lines. In: *Appl. Phys. Lett.* 31 (1977), S. 194–195
- [13] BOCCARA, A.C. ; FOURNIER, D.: Sensitive photothermal deflection technique for measuring absorption in optically thin media. In: *Optics Letters* 5 (1980), S. 377–379

- [14] WHITE, R.M.: Generation of Elastic Waves by Transient Surface Heating. In: *J. Appl. Phys.* 34 (1963), S. 3559
- [15] WICKRAMASINGHE, H. K. ; BRAY, R. C. ; JIPSON, V. ; QUATE, C. F. ; SALCEDO, J. R.: Photoacoustics on a microscopic scale. In: *Appl. Phys. Lett.* 33 (1978), S. 923
- [16] NORDAL, P.-E. ; KANSTAD, S.O.: Photothermal Radiometry. In: *Physica Scripta* 20 (1979), S. 659–662
- [17] BUSSE, G.: Optoacoustic phase angle measurement for probing a metal. In: *Appl. Phys. Lett.* 35 (1979), S. 759–760
- [18] THOMAS, R.L. ; POUCH, J.J. ; WONG, Y.H. ; FAVRO, L.D. ; KUO, P.K. ; ROSENCWAIG, A.: Subsurface flaw detection in metals by photoacoustic microscopy. In: *J. Appl. Phys.* 51 (1980), S. 1152–1156
- [19] BENNETT, C.A. ; PATTY, R.R.: Thermal wave interferometry: a potential application of the photoacoustic effect. In: *Applied Optics* 21 (1982), S. 49–54
- [20] LUUKKALA, M. ; LEHTO, A. ; JAARINEN, J. ; JOKINEN, M.: Photothermal imaging and thermal surface waves as NDT tool for coatings. In: *Proc. IEEE Ultrasonics Symp.*, 1982, S. 227 – 230
- [21] BUSSE, G. ; ROSENCWAIG, A.: Subsurface imaging with photoacoustics. In: *Appl. Phys. Lett.* 36 (1980), Nr. 10, S. 815–816
- [22] BUSSE, G.: Optoacoustic and photothermal material inspection techniques. In: *Appl. Opt.* 21 (1982), S. 107 – 110
- [23] CARLOMAGNO, G.M. ; BERARDI, P.G.: Unsteady thermography in nondestructive testing. In: *Proceedings of the 3rd Biannual Information Exchange, St. Louis/USA*, 1976, S. 33–39
- [24] BEAUDOIN, J.L. ; MERIENNE, E. ; DANJOUX, R. ; M. EGEE: Numerical system for infrared scanners and application to the subsurface control of materials by photo-thermal radiometry. In: *Infrared technology and applications*. SPIE 590, 1985, S. 287
- [25] KUO, P.K. ; FENG, Z.J. ; AHMED, T. ; FAVRO, L.D. ; THOMAS, R.L. ; HARTIKAINEN, J.: Parallel thermal wave imaging using a vector lockin video technique. In: *Photoacoustic and photothermal phenomena*, (Hrsg. P. Hess und J. Pelzl), Springer-Verlag, Heidelberg, 1988, S. 415–418
- [26] BUSSE, G. ; WU, D. ; KARPEN, W.: Thermal wave imaging with phase sensitive modulated thermography. In: *J. Appl. Phys.* 71 (1992), S. 3962–3965

- [27] BUSSE, G. ; WU, D.: *Verfahren zur phasenempfindlichen Darstellung eines effektmodulierten Gegenstandes*. Patent Nr. 42 03 272 C2, 1992
- [28] STEFAN, J.: Über die Beziehung zwischen der Wärmestrahlung und der Temperatur. In: *Sitzungsberichte der mathematisch-naturwissenschaftlichen Classe der kaiserlichen Akademie der Wissenschaften* 79 (1879), S. 391–428
- [29] BOLTZMANN, L.: Ableitung des Stefan'schen Gesetzes, betreffend die Abhängigkeit der Wärmestrahlung von der Temperatur aus der electromagnetischen Lichttheorie. In: *Annalen der Physik und Chemie* 22 (1884), S. 291–294
- [30] BUSSE, G.: *Vorlesungsskript Thermografie*. 2006
- [31] BUSSE, G. ; WALTHER, H.G.: Principles and perspectives of photothermal and photoacoustic measurements. In: *Progress in Photothermal and Photoacoustic Science and Technology*, A. Mandelis, 1992, S. 1:205
- [32] CLARK, A.V. ; CHASKELIS, H.H.: Measurement of ultrasound reflected from ultra-thin defects. In: *Ultrasonics* 19 (1981), S. 201 – 207
- [33] CARSLAW, H.S. ; JAEGER, J.C.: *Conduction of Heat in Solids*. Oxford Science Publications, 1946. – S.23
- [34] MONCHALIN, J.P. ; PARPAL, J.L. ; BERTRAND, L. ; GAGNÉ, J.M.: Thermal contact probing by photoacoustic effect. In: *Appl. Phys. Lett.* 39 (1981), S. 391 – 393
- [35] LEPOUTRE, F. ; FOURNIER, D. ; BOCCARA, A.C.: Nondestructive control of weldings using the mirage detection. In: *J. Appl. Phys.* 57 (1985), S. 1009 – 1015
- [36] PATEL, P.M. ; ALMOND, D.P. ; REITER, H.: Thermal-wave detection and characterisation of sub-surface defects. In: *Appl. Phys. B* 43 (1987), S. 9 – 15
- [37] JAARINEN, J.: *Nondestructive Evaluation of Coatings by Low-Frequency Thermal Waves*. Acta Polytechnica Scandinavica, Applied Physics Series No.162, 1988
- [38] KARPEN, W.: *Berührungslose und zerstörungsfreie Prüfung von Kunststofflackierungen mit thermischen Wellen*. Institut für Kunststoffprüfung und Kunststoffkunde (IKP), Universität Stuttgart, Universität Stuttgart, Dissertation, 1993
- [39] WU, D.: *Lockin-Thermographie für die zerstörungsfreie Werkstoffprüfung und Werkstoffcharakterisierung*. Institut für Kunststoffprüfung und Kunststoffkunde (IKP), Universität Stuttgart : Dissertation, 1996
- [40] ZWESCHPER, T.: Zerstörungsfreie und berührungslose Charakterisierung von Fügeverbindungen mittels Lockin-Thermografie. In: *ZfP-Zeitung* 71 (2000), S. 43 – 46

- [41] HECHT, E.: *Optik*. Oldenbourg Verlag, 2005. – 216ff. S.
- [42] KRONIG, R. de L.: On the theory of dispersion of X-rays. In: *J. Opt. Soc. Am.* 12 (1926), S. 547–556
- [43] KRAMERS, H.A.: La diffusion de la lumiere par les atomes. In: *Atti Cong. Intern. Fisica* 2 (1927), S. 545–557
- [44] MOORE, Richard K.: *Wave and Diffusion Analogies*. McGraw-Hill Book Company, 1964
- [45] TWARDON, F. F. A.: *Konzentrationswellenmesstechnik - eine Methode zur Untersuchung von Stofftransportphänomenen an Kunststoffen*, Institut für Kunststoffprüfung und Kunststoffkunde, Universität Stuttgart, Diss., 1991
- [46] MANDELIS, A.: *Diffusion-Wave Fields*. Springer-Verlag, 2001
- [47] BUSSE, G.: *Werkstoffuntersuchungen mit optisch angeregter Mehrfrequenz-Lockin-Thermographie und Oberwellen-Lockin-Thermographie*. Abschlussbericht DFG-Projekt Bu 624/19-2, 2007
- [48] COOLEY, J.W. ; TUKEY, J.W.: An algorithm for the machine calculation of complex Fourier series. In: *Math. Comput.* 19 (1965), S. 297–301
- [49] BUSSE, G.: *Rasterbildverfahren mit optisch erzeugten Wärmewellen in der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung*. Universität Stuttgart, Fakultät 13 : Habilitation, 1984
- [50] ROSENCWAIG, A. ; BUSSE, G.: High resolution photoacoustic thermal wave microscopy. In: *Appl. Phys. Lett.* 36 (1980), S. 725–727
- [51] BAI, W. ; WONG, B.S.: Photothermal models for lock-in thermographic evaluation of plates with finite thickness under convection conditions. In: *J. Appl. Phys.* 89 (2001), S. 3275 – 3282
- [52] DANESI, S. ; SALERNO, A. ; WU, D. ; BUSSE, G.: Cooling down thermography: principle and results for NDE. In: *Snell, J. R.; Wurzbach, R. N. Jr. (Hrsg): Thermosense XX. SPIE Bellingham* Bd. 3361, 1998, S. 266–274
- [53] RANTALA, J. ; WU, D. ; BUSSE, G.: Amplitude Modulated Lock-In Vibrothermography for NDE of Polymers and Composites. In: *Research in Nondestructive Evaluation* 7 (1996), S. 215–218
- [54] SALERNO, A. ; A.DILLENZ ; WU, D. ; RANTALA, J. ; BUSSE, G.: Progress in Ultrasound Lockin Thermography. In: *Quantitative Infrared Thermography, QIRT*, 1998

-
- [55] BAMBERG, J. ; ERBECK, G. ; ZENZINGER, G.: EddyTherm: Ein Verfahren zur bildgebenden Rißprüfung metallischer Bauteile. In: *ZfP-Zeitung* 68 (1999), S. 60–62
- [56] RIEGERT, G. ; BUSSE, G.: Induktions-Lockin-Thermografie. In: *MP Materialprüfung* 46 (2004), S. 33 – 35
- [57] RIEGERT, G.: *Induktions-Lockin-Thermografie - ein neues Verfahren zur zerstörungsfreien Prüfung*, Universität Stuttgart, Dissertation, 2006
- [58] VRANA, J.: *Grundlagen und Anwendungen der aktiven Thermographie mit elektromagnetischer Anregung*, Universität des Saarlandes, Dissertation, 2008
- [59] RIEF, B.: *Zerstörungsfreie Charakterisierung von kohlenstoffaserverstärkten Kunststoffen mittels Wärmewellenanalyse*, Dissertation, Institut für Kunststoffprüfung und Kunststoffkunde, Universität Stuttgart, Diss., 1987
- [60] BUSSE, G. ; BINDER, B. ; BOHNACKER, A. ; DIENER, L. ; ELSNER, P. ; KARPEN, W. ; OTA, M. ; RIPPEL, W. ; RITTER, S. ; WU, D.: Zerstörungsfreie Prüfung von Polymerwerkstoffen - Neue Entwicklungen und Anwendungen. In: HÜTHIG-VERLAG, Heidelberg (Hrsg.): *13. Stuttgarter Kunststoff-Kolloquium.*, 1993, S. S. 25–40
- [61] ZWESCHPER, T. ; DILLENZ, A. ; BUSSE, G.: Inspection of aerospace structures with ultrasound lockin-thermography. In: *Rom*, WCNDT, 2000
- [62] BUSSE, G. ; BRÜHL, B. ; DIENER, L. ; ELSNER, P. ; OTA, M.: Neuere Methoden der zerstörungsfreien Prüfung für Polymerwerkstoffe. In: *Berlin: DVM* (1990), S. 261–276
- [63] BUSSE, G.: Hybride Verfahren in der Zerstörungsfreien Prüfung (ZfP): Prinzip und Anwendungsbeispiele. In: O.W. BUCHHOLZ, O.W. G. (Hrsg.): *Herausforderung durch den industriellen Fortschritt*, Verlag Stahleisen GmbH, Düsseldorf, 2003
- [64] *Kapitel Feature Recognition and Classification*. In: RUSS, J. C.: *The image processing handbook*. CRC Press, Taylor & Francis Group, 2007, S. 610 ff.
- [65] GROS, X.E. ; BOUSIGUE, J. ; TAKAHASHI, K.: NDT data fusion at pixel level. In: *NDT E Int.* 32 (1999), Nr. 5, S. 283–292
- [66] GROS, X.E. ; LIU, Z. ; TSUKADA, K. ; HANASAKI, K.: Experimenting with pixel level NDT data fusion techniques. In: *IEEE Trans. Instrum. Meas.* 49 (2000), Nr. 5, S. 1083–1090
- [67] LIU, Z. ; FORSYTH, D.S. ; KOMOROWSKI, J.P. ; HANASAKI, K. ; KIRUBARAJAN, T.: Survey: State of the Art in NDE data fusion techniques. In: *IEEE Transactions of Instrumentation and Measurement* 56 (2007), S. 2435–2451
-

- [68] SPIESSBERGER, C. ; GLEITER, A. ; BUSSE, G.: Merkmalsextraktion und Defektklassifizierung mit Lockin-Thermografie. In: *MP Materials Testing* 50 (2008), S. 632–637
- [69] HECHT, E.: *Optik*. Oldenbourg Verlag, 2005. – 835ff. S.
- [70] SPIESSBERGER, C. ; GLEITER, A. ; BUSSE, G.: Data fusion of lockin-thermography phase images for innovative non-destructive evaluation. In: *QIRT-Journal* 6 (2009), S. 149–161
- [71] M.WANDELT ; ROETZEL, W.: Lockin thermography as a measurement technique in heat transfer. In: *Proceedings Quantitative InfraRed Thermography (QIRT)* (1996), S. 189 – 194
- [72] QUIMBY, R.S. ; YEN, W.M.: Three-dimensional heat-flow effects in photoacoustic spectroscopy of solids. In: *Appl. Phys. Lett.* 35 (1979), S. 43 – 45
- [73] BUSSE, G. ; OGRABEK, A.: Optoacoustic images. In: *J. Appl. Phys.* 51 (1980), S. 3576 – 3578
- [74] AAMODT, L.C. ; MURPHY, J.C.: Effect of 3-D heat flow near edges in photothermal measurements. In: *Appl. Opt.* 21 (1982), S. 111 – 115
- [75] KARPEN, W. ; BOHNACKER, A. ; BUSSE, G.: Dickenmessung an Zwei-Schicht-Lacksystemen auf Kunststoff. In: *Werkstoffprüfung, Deutscher Verband für Materialforschung und -prüfung* (1991), S. S. 235–242
- [76] GUSEV, V. ; VELINOV, T. ; BRANSALOV, K.: Thermal-wave depth profiling of inhomogeneous solids. In: *Semicond. Sci. Technol.* 4 (1989), S. 20–24
- [77] *Patent US 5070733*. 1991
- [78] A. GLEITER, G. B. C. Spiessberger S. C. Spiessberger: Phase angle thermography for depth resolved defect characterization. In: *35th Annual Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation* Bd. 1096 AIP Conference Proceedings, 2008, S. 526–532
- [79] THYSSENKRUPP: *Datenblatt Peraluman 300*. Schweiz, 2010
- [80] *Patent DE 198 37 889 C1*. 1991

Lebenslauf

Name: Christian Spießberger
Geburtstag/-Ort: 20.12.1980 in Schorndorf

Schulischer und beruflicher Werdegang

1987 - 1991 Grundschule in Weinstadt
1991 - 2000 Gymnasium in Weinstadt
2000 - 2001 Zivildienst beim Landratsamt Waiblingen (Umweltschutz)
2001 - 2006 Studium der Werkstoffwissenschaften an der Universität Stuttgart
2006 - 2010 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Kunststofftechnik der
 Universität Stuttgart
seit 2011 Angestellter bei der Firma edevis GmbH, Stuttgart

Praktika

1.8 - 30.9.2005 Forschungspraktikum am Materials Research Laboratory, University of
 California, Santa Barbara (Stipendium des Max-Planck-Instituts für Me-
 tallforschung, Bünsau)

Preise und Auszeichnungen

2000 Chemiepreis des Remstalgymnasiums Weinstadt
2008 Schiebold-Gedenkmünze der Deutschen Gesellschaft für zerstörungsfreie
 Prüfung (DGZfP) für die Diplomarbeit „Frequenzabhängigkeit bei der
 akustischen Anregung von Materialfehlern in der zerstörungsfreien Werk-
 stoffprüfung“