

Entwicklung und Erprobung neuer
dynamischer Speckle-Verfahren für die
zerstörungsfreie 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. Henry Gerhard
geboren in Zwickau

Hauptberichter: Prof. Dr. rer. nat. habil. G. Busse
Mitberichter: Prof. (em.) Dr. phil. habil. H. Tiziani
Tag der mündlichen Prüfung: 12.07.2007

Institut für Kunststofftechnik
der Universität Stuttgart
2007

Danksagung

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

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. rer. nat. habil. G. Busse für die Motivation und die wohlwollende Förderung dieser Arbeit sowie für die Übernahme des Hauptberichts. Das entgegengebrachte Vertrauen und die gewährten Freiheiten ermöglichten ein selbstständiges, interessantes und vielseitiges Arbeiten.

Gleichfalls möchte ich mich bei Herrn Prof. (em.) Dr. phil. habil. H. Tiziani bedanken für das entgegengebrachte Interesse und für die sorgfältige Durchsicht dieser Arbeit sowie die Übernahme des Mitberichts.

Meinen Kollegen in der Abteilung ZfP schulde ich Dank für das aufgeschlossene und angenehme Arbeitsklima. Durch gemeinsame Erlebnisse auf Konferenzen, Projekttreffen und Abteilungsausflügen entstand ein Teamgeist, der den Institutsalltag sehr leicht bewältigen ließ. Meinen beiden Kollegen, Frau Sabine Predak und Herrn Oliver Bullinger, möchte ich für die Diskussionen und die Korrekturen danken, die letztendlich in diese Arbeit eingegangen sind. Bei einer solchen Arbeit ist man auch auf die Mithilfe von Studenten angewiesen. Den Herren Ulrich Lampater, Philipp Menner, Florian Hesselbach, Michael Frank, Oliver Markovic, Kai Kuppinger und Dominik Breising möchte ich für ihren engagierten und zuverlässigen Einsatz danken.

Hilfe und Unterstützung zu dieser Arbeit wurden auch von Mitarbeitern anderer Institute gewährt. Ich danke Herrn Dirk Ballhause vom Institut für Statik und Dynamik, der den Zugang zur Simulation ermöglichte und für Fragen immer positiv aufgeschlossen war. Herrn Jochen Kaufmann vom Institut für Technische Optik danke ich für anregende Diskussionen im Bereich der Interferometrie.

Durch meine Projektarbeit im Sonderforschungsbereich 381 („Charakterisierung des Schädigungsverlaufes in Faserverbundwerkstoffen mittels zerstörungsfreier Prüfung“) entstanden durch Diskussionen und gemeinsame Arbeiten mit den Projektpartnern viele Ideen und Anregungen, die für das Entstehen dieser Arbeit sehr wertvoll waren. Ich bin allen engagierten Forschern des SFBs dankbar.

Neben dem Arbeitsumfeld ist auch das familiäre Umfeld wichtig. Ohne die stetige Moti-

vation, Unterstützung und das Verständnis seitens meiner Eltern sowie meiner Freundin wäre diese Arbeit nicht vollendet worden. Danke!

Meinem Bruder Walter bin ich dankbar für die Unterstützung bei elektrotechnischen Fragestellungen. Ich wünsche ihm für das Gelingen seiner Dissertation viel Erfolg.

Stuttgart, im Juli 2007

Henry Gerhard

Inhaltsverzeichnis

Verzeichnis der Abkürzungen	9
Verzeichnis der Formelzeichen	11
Zusammenfassung	15
Abstract	17
1 Einleitung	19
1.1 Stand der Technik	19
1.1.1 Historische Entwicklung der Speckle-Interferometrie	19
1.1.2 Bisherige Lockin-Verfahren für die Wärmewellenmesstechnik	21
1.2 Motivation und Zielsetzung dieser Arbeit	23
2 Messprinzip und Aufbau der Speckle-Interferometrie	27
2.1 Interferometeranordnung	27
2.2 Sensitivitätsvektor	29
2.3 Speckle-Effekt	32
2.4 Speckle-Dekorrelation	33
2.5 Systemaufbau	35
3 Signalverarbeitung	37
3.1 Subtraktionsverfahren	37
3.2 Phasenschiebungsverfahren	38
3.2.1 Phasenfindung	39
3.2.2 Drei-Interferogramm-Verfahren	40
3.2.3 Vier-Interferogramm-Verfahren	41
3.3 Berechnung der Phasenänderungen	42
3.3.1 Berechnung aus Differenzphasen	42
3.3.2 Berechnung der Phasendifferenz	43
3.4 Phasenfilterung	44

3.5	Phasenmaskierung	46
3.6	Phasendemodulation	47
3.6.1	Räumliche Phasendemodulation	48
3.6.2	Zeitliche Phasendemodulation	52
3.6.3	Bestimmung der absoluten Verformung durch Berücksichtigung der Randbedingungen	54
3.7	Aufnahme- und Auswertesoftware	56
4	Lockin-Speckle-Interferometrie	59
4.1	Prinzip der optischen Lockin-Speckle-Interferometrie (OLI)	59
4.2	Ausbreitung thermischer Wellen	61
4.3	Wärmeausdehnung von Festkörpern	62
4.4	Tiefenreichweite der optischen Lockin-Thermografie (OLT) und der OLI .	64
4.4.1	Tiefenreichweite bei eindimensionaler Wärmeleitung	65
4.4.2	Tiefenreichweite bei mehrdimensionaler Wärmeleitung	76
4.4.3	Experimentelle Untersuchungen zur Tiefenreichweite	81
4.4.4	Einfluss der Probendicke (Einschichtsystem)	87
4.5	Korrektur im Zeitbereich	88
4.6	Auflösung und Einfluss auf das Signal/Rauschverhältnis (SNR)	92
4.7	Einfluss bei inhomogener Beleuchtung	98
4.8	Einfluss des Brechungsindex der Luft	100
5	Erzeugung thermischer Wellen	103
5.1	Äußere Wärmequellen	103
5.1.1	Untersuchung der modulierten Lichtintensität	104
5.1.2	Multifrequenzanregung	106
5.2	Innere Wärmequellen	107
5.2.1	Widerstandsheizung	108
5.2.2	Ultraschallanregung	109
5.3	Hydrostatische Anregung	113
6	Anwendungen der Lockin-ESPI für Werkstoffe und Bauteile	117
6.1	Holzwerkstoffe	117
6.1.1	Tiefenaufgelöste Detektion von Lochstrukturen	117
6.1.2	Messungen an verdeckten Aststrukturen	118
6.2	Kohlestofffaserverstärkter Kunststoff (CFK)	119
6.2.1	CFK-Sacklochprobe	120
6.2.2	Schädigungsermittlung bei unterschiedlichen Impactenergien an CFK	121

6.2.3	Tiefenaufgelöste Messung an 12 J Impactschaden in CFK	129
6.3	Sandwichstrukturen	130
6.3.1	Detektion von Einschlüssen und Delaminationen	130
6.3.2	Strukturerkennung	132
6.4	Messungen der Lacktrocknung unter einer dünnen Schicht	134
7	Diskussion und Ausblick	137
8	Anhang	141
8.1	LabVIEW® GPU Plugin	141
8.2	Optische Lockin-Thermografie (OLT)	144
8.2.1	Messprinzip	144
8.2.2	Weitere Herleitungen der thermischen Eindringtiefen für OLT . .	146
8.3	Kennlinie der Lavaldüse	148
	Literaturverzeichnis	149

Verzeichnis der Abkürzungen

A/D-Wandler	Analog-Digital-Wandler
API	Application Programming Interface
CAI	Compression After Impact
CCD	Charge Coupled Device
CMOS	Complementary-Metal-Oxide-Semiconductor
Cg	C for graphics
CFK	Kohlenstofffaserverstärkter Kunststoff
CPU	Computer Power Unit
D/A-Wandler	Digital-Analog-Wandler
DLL	Dynamic Link Library
DFT	Diskrete Fourier Transformation
ESPI	Elektronische-Speckle-Pattern-Interferometrie
FEM	Finite-Elemente-Methode
FIFO	First In First Out
FSTM	Focus Slanted Transmission Mode
GFK	Glasfaserverstärker Kunststoff
GPU	Graphics Processing Unit
HeNe	Helium-Neon
IFB	Institut für Flugzeugbau
IKT-ZfP	Institut für Kunststofftechnik, Abteilung für Zerstörungsfreie Prüfung
LSM	Laser-Scanning-Mikroskop
LUS	Luftultraschall
LUT	Look-Up-Table
MCT	Mercury-Cadmium-Telluride
MAG	Multiaxialgelege
NETD	Noise Equivalent Temperature Difference
Nd:YAG	Neodym-Yttrium-Aluminium-Granat
OLI	Optisch angeregte Lockin-Interferometrie
OLT	Optisch angeregte Lockin-Thermografie

OpenGL	O pen G raphics L ibrary
PMMA	P olymethylmethacrylat (<i>Plexiglas</i> ®)
ROI	R egion of I nterest
SNR	Signal/Rauschverhältnis (S ignal-to- N oise R atio)
ULT	U ltraschallangeregte L ockin- T hermografie
ZfP	Z erstörungsfreie P rüfung

Verzeichnis der Formelzeichen

A	Amplitude
a	Blendendurchmesser
C	Integrationspfad
c	Spezifische Wärmekapazität
c_0	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
d	Schichtdicke
$d_{obj.}$	Mittlerer Durchmesser für objektive Speckle
$d_{subj.}$	Mittlerer Durchmesser für subjektive Speckle
d	Betrag des Verschiebungsvektors
f	Brennweite
f	Frequenz
F	Blendenzahl
$F(\omega, t)$	Optische Strahlungsintensität
h	Planksches Wirkungsquantum
I	Intensität
\underline{I}	Einheitsmatrix
I_G	Gleichlichtanteil
I_{ref}	Intensität vor der Verformung
I_{verf}	Intensität nach der Verformung
Im	Imaginärteil
j	Wärmestromdichte
\bar{K}	Sensitivitätsvektor
K	Konstante
K	Kompressionsmodul
$K(m, n)$	Filterkernel
$k(n)$	Faltungskoeffizient
\bar{k}	Wellenvektor
l	Länge
Δl	Längenänderung
m	Rekonstruierte Interferenzordnung

M	Optische Vergrößerung
$p(I)$	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Speckle
p	Druck
q	Pixeldurchmesser
R	Reflexionskoeffizient
Re	Realteil
\underline{S}_{ijkl}	Nachgiebigkeitstensor
t	Zeit
T	Temperatur
U_R	Referenzwelle
U_O	Objektwelle
U^*	Konjugiert komplexe Welle
\bar{u}	Deformationsvektor
V	Volumen
v	Spezifische Volumen
ΔV	Volumenänderung
V_s	Detektorsignal der Kamera
v_{ph}	Phasengeschwindigkeit thermischer Wellen
W	Wrapping-Operator
x, y	Ortskoordinaten
Z	Thermische Impedanz
α	Temperaturleitfähigkeit
α_{th}	Thermischer Ausdehnungskoeffizient
γ	Modulation der Speckles bei Phasenänderung
δ	Konstante Phasenverschiebung
Δ	Differenzoperator
ε	Emissionskoeffizient
$\underline{\varepsilon}_{ij}$	Verzerrungstensor
Θ_v	Beobachtungswinkel
Θ_d	Verschiebungswinkel
Θ_i	Beleuchtungswinkel
λ	Wellenlänge
λ	Wärmeleitfähigkeit
λ_{th}	Wellenlänge der thermischen Welle
λ_S	Wellenlänge der Wärmestrahlung
Λ	Synthetische Wellenlänge
μ	Thermische Eindringtiefe
ρ	Dichte

σ	Standardabweichung
σ	Komplexe Wellenzahl
σ	Stefan-Boltzmann-Konstante
$\underline{\sigma}(r, t)$	Spannungstensor
$\phi(x, y)$	Phase an Position x, y
ϕ_{th}	Phase der thermischen Welle
$\Delta\phi$	Phasendifferenz
ψ	Kontinuierliche Phase
ω	Kreisfrequenz

Zusammenfassung

Gegenstand dieser Arbeit ist die Entwicklung und Erprobung neuer dynamischer Speckle-Interferometrie-Verfahren für den Einsatz in der zerstörungsfreien Prüfung (ZfP). Dabei geht es um eine interferometrische Abbildung des durch thermische Wellen bedingten Verformungsfeldes, das durch verborgene Bauteilstrukturen modifiziert ist. Die Grundlage bildet ein Elektronisches-Speckle-Pattern-Interferometer, welches die Ausdehnung eines Objektes optisch, berührungsfrei und flächig messen kann. Die Verformung von Defektstellen oder Inhomogenitäten im Material muss sich von den intakten Stellen unterscheiden, um sie nachweisen zu können. Stand der bisherigen Technik war es, Defekte durch das kontinuierliche Erwärmen des Prüfkörpers sichtbar zu machen. Jedoch ist eine zuverlässige Defekterkennung schwierig, da sich auch die intakten Bereiche mit verformen. Defekte sind dann lediglich an kleinen lokalen Erhöhungen auf einer Gesamtkörperverformung zu erkennen. Der Defektkontrast ist daher sehr klein.

In dieser Arbeit wird gezeigt, dass durch eine modulierte Wärmeeinbringung in das Prüfobjekt und die Anwendung der Lockin-Technik auf die Speckle-Interferometrie die mit der kontinuierlichen Wärmeeinbringung verbundenen Nachteile überwunden werden. Diese Technik wurde bereits am IKP-ZfP (das jetzige IKT-ZfP) im Jahre 1992 patentiert und zuerst für die optische Lockin-Thermografie eingesetzt. Durch eine pixelweise Fouriertransformation der Sequenz, welche typischerweise aus mehreren tausend Bildern besteht, wird die gesamte Defektinformation über das Bauteil in nur zwei Bildern (Amplituden- und Phasenbild) komprimiert. Aus der so ermittelten Amplitude und Phase der Feldmodulation wird auf die Bauteilstruktur rückgeschlossen, womit sich Anwendungen in der ZfP ergeben. Der Anwender gewinnt zusätzliche Informationen über die Defekte. Durch Änderung der Modulationsfrequenz lässt sich die Tiefenreichweite der thermischen Wellen einstellen. Verschieden tief liegende Defekte in Holz und Kunststoffen konnten mit der neuen Lockin-Interferometrie detektiert und in ihrer Tiefenlage relativ zueinander aufgelöst werden. Damit könnten in der Praxis berührungsfreie Schichtdickenmessungen an opaken Materialien durchgeführt werden. Jedoch kann diese tiefenaufgelöste Messung durch sukzessive Frequenzvariation sehr zeitaufwendig sein, besonders bei niedrigen Anregungsfrequenzen. Diese Arbeit stellt am Beispiel einer Schräglochbohrung dar, dass durch die Modulation und Auswertung bei mehreren Fre-

quenzen eine tomografische Messung erfolgen kann. Damit reduziert sich die Messzeit erheblich.

Bei den Phasenbildern tragen hauptsächlich die Defekte zum Signal bei. Der störende Einfluss der Gesamtverformung (Hintergrundsignal) ist deutlich reduziert. Der Defekt-contrast und die Wahrscheinlichkeit zur Defekterkennung („Probability of Defect Detection“, POD) wird erhöht, weil das Signal/ Rauschverhältniss gegenüber einem Einzelbild aus der Verformungssequenz wesentlich verbessert wird. Erst dadurch konnten z.B. Wassereinschlüsse in einer CFK-Sandwichwaben-Struktur oder tiefliegende Bohrungen in Kunststoffen detektiert werden, die sich sonst nicht nachweisen ließen. Um die Tiefenreichweite besser zu verstehen und somit die Grenzen und Möglichkeiten dieses neuen ZfP-Verfahrens auszuloten, wurden analytische Ansätze und eine Finite-Elemente-Methode zur Berechnung eingesetzt. Ein Vergleich mit der optischen Lockin-Thermografie zeigt die Vor- und Nachteile zwischen der Temperatur- und der Verformungserfassung. Einflussfaktoren auf den Amplituden- und Phasenverlauf und Auflösungsgrenzen wurden besonders an definierten Modellproben untersucht.

Zuvor war es jedoch notwendig, ein transportables out-of-plane Interferometer zu konzipieren und aufzubauen. Die für die Aufnahme und Auswertung notwendige Software wurde ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit entwickelt. Zur Berechnung der ESPI-Phasenbilder diente der Prozessor einer Grafikkarte. Hierdurch ließen sich die Berechnungszeiten erstmals innerhalb der nachfolgenden Bildaufnahme durchführen. Daher brauchen die zur Berechnung notwendigen Bilder nicht mehr zwischengespeichert zu werden, so dass Speicherressourcen für weitere Modulationsperioden zur Verfügung stehen. So kann das Signal/Rauschverhältnis durch die zusätzliche Aufnahme von Bildern weiter verbessert werden.

Die Erzeugung von Temperaturänderungen an einem Prüfobjekt kann durch verschiedene Anregungsmethoden erfolgen. Diese werden aufgezeigt und deren Eignung für die Lockin-Speckle-Interferometrie diskutiert.

Messungen mit der Lockin-ESPI an verschiedenen Werkstoffen und Strukturen verdeutlichen das Potential dieser neuen Methode. Die Ergebnisse wurden auch mit anderen am IKT-ZfP vorhandenen ZfP-Verfahren verglichen. Es zeigte sich, dass dieses Verfahren bei luftfahrtrelevanten Fragestellungen (Schädigungscharakterisierung von Impacts in CFK, Einschlüsse in Wabenstrukturen oder Delaminationen) aufgrund seiner Sensitivität die bisherigen zerstörungsfreien Verfahren hervorragend ergänzt und somit ein beachtliches Zukunftspotential bei der Qualitätssicherung moderner Werkstoffe besitzt.

Abstract

This thesis deals with the development and testing of new dynamic speckle interferometric methods to be applied in non-destructive testing (NDT). The physical mechanism involved is interferometric imaging of periodical deformation fields caused by thermal waves which are modified by a hidden inner structure of a specimen. This method is based on an Electronic-Speckle-Pattern-Interferometer which optically and remotely measures the expansion of an object over a certain area. Defects or inhomogeneities can be detected only if the deformation caused by them is distinguishable from the one of the intact surrounding. Up to now defects have been detected by continuously heating the sample. However, a reliable detection is difficult since intact areas deform as well. Therefore, defects only become visible as a localized bump on a surface that itself has already deformed as a whole, thus yielding only a limited defect contrast.

This thesis shows that this disadvantage can be overcome by heating the object periodically and applying the Lockin technique to Speckle-Interferometry. This technique of Lockin-interferometry has already been patented by the IKP-ZfP (now IKT-ZfP) in 1992 and was first used for optically activated Lockin-Thermography. Via a pixel-wise Fourier transformation of the sequence, which typically consists of several thousand images, the entire defect information can be compressed into only two images (amplitude and phase image). Hidden structure is revealed by amplitude and phase of the field modulation, thus making it attractive for NDT. By changing the modulation frequency the depth range of the thermal waves can be adjusted. In wood and plastics, defects in different depths can be detected remotely with Lockin-interferometry and resolved with respect to their relative depth position. This way, layer thicknesses of opaque materials can be determined. However, this depth profiling by using one modulation frequency after the other can be very time-consuming - especially at low excitation frequencies. It is shown that by modulation and analysis at multiple frequencies in one single experiment a depth profiling can be carried out. This significantly reduces measuring times.

In phase images mainly the defects contribute to the signal. The interfering effect of the whole object deformation (background signal) is strongly reduced. This increases the defect contrast and the probability of defect detection (POD) by improvement of the signal-to-noise ratio as compared to just one single image of the deformation sequence.

This allows e.g. for the detection of moisture ingress in a CFK honeycomb structure or subsurface holes in plastics which could not be visualized otherwise. To improve the understanding of the depth range and thereby identify the limitations and potential of this new NDT method, analytical approaches and a finite-element-method were applied. A comparison with the results obtained with optical Lockin-Thermography shows the advantages and the disadvantages between temperature and deformation acquisition. Parameters affecting amplitude and phase as well as resolution limitations were primarily investigated for defined model samples.

At first a transportable out-of-plane interferometer had to be designed and constructed. The software for recording and analyzing the data was also developed in this thesis. The processor of a graphics card was used to calculate the ESPI phase images. This, for the first time, enabled the calculation within the frame time of the camera. As a result the frames required for calculations do not need to be cached which provides memory resources for more modulation periods. The signal-to-noise ratio is additionally improved by recording additional frames.

Temperature modulation can be induced on the testing object in various ways. These are presented and discussed regarding their applicability to Lockin-Speckle-Interferometry. Measurements performed with the Lockin-ESPI on different materials and structures illustrate the potential of this new method. The results are compared to those achieved by using other NDT techniques available at IKT-ZfP. It became evident, that due to its sensitivity this method complements the power of other modern non-destructive measurement techniques applied for aeronautic problems (damage evaluation of impact in carbon fibre reinforced materials, embeddings in honeycomb structures, or delaminations). Therefore it has a considerable potential for its use in future quality management systems of modern materials.

1 Einleitung

Bei den steigenden Ansprüchen an die Qualität von Werkstoffen und Bauteilen werden auch die Anforderungen an die zerstörungsfreien Prüfverfahren immer größer. Eine frühzeitige Defekterkennung kann nicht nur die Kosten senken, sondern die Lebenserwartung einer ganzen Struktur verlängern. Es ist daher wichtig, nicht nur im Produktionsprozess die Qualität sicherzustellen, sondern sie auch im späteren Einsatz zu gewährleisten. Wünschenswert sind schnelle Messmethoden, die große Flächen kontaktfrei und in kurzer Zeit mit einer hohen Auflösung messen. Derartige zerstörungsfreie Prüfverfahren (z.B. Fotogrammetrie, Röntgentechnik, Thermografie und Speckle-Interferometrie) sind bereits vorhanden und befinden sich in der ständigen Weiterentwicklung. Ein Verfahren aus der Speckle-Interferometrie ist z.B. die Elektronische-Speckle-Pattern-Interferometrie (ESPI), welche flächenhaft die Gesamtverformung eines Prüfobjektes aufnehmen und somit Fehler oder Inhomogenitäten detektieren kann. Damit jedoch Defekte im Material besser nachgewiesen und auch von nicht speziell ausgebildetem Prüfpersonal interpretiert werden können, sollte sich der Defekt von seiner Umgebung deutlich unterscheiden. Oftmals interessiert nicht nur, ob ein Defekt vorhanden ist, sondern in welcher Tiefe er sich befindet. Die Lockin-Speckle-Interferometrie, eine Kombination aus Wärmewellen, Lockin-Technik und Speckle-Verfahren, kann solche Anforderungen umsetzen.

Im Folgenden wird kurz auf die historische Entwicklung der Speckle-Interferometrie und der Wärmewellen eingegangen, um zu zeigen, dass beide Bereiche für sich schon einen enormen Entwicklungsfortschritt erreicht haben. Die Kombination der Anregung mit thermischen Wellen und der Detektion mittels Speckle-Interferometrie ermöglicht die Erschließung eines neuen aussichtsreichen Feldes in der zerstörungsfreien Prüfung.

1.1 Stand der Technik

1.1.1 Historische Entwicklung der Speckle-Interferometrie

Im Jahre 1948 legte der ungarische Physiker *Dennis Gábor* mit einem Modellversuch zur Realisierung des zweistufigen Abbildungsverfahrens unbewusst den Grundstein zur Entwicklung der Holografie [1]. Seine Experimente sollten ursprünglich das Auflösungsvermögen von Elektronenmikroskopen verbessern. Er zeigte, wie die Information über die Phasen des Zwischenbildes durch Überlagerung der vom Objekt ausgehenden Wel-

le und der Referenzwelle auf direktem Weg gewonnen werden konnte. Die Amplituden und Phaseninformationen konnten dadurch photographisch in einem Bild festgehalten werden. Dieses Verfahren nannte er Holografie, was so viel bedeutet wie „vollständig aufzeichnen“. Allerdings waren seine damaligen Möglichkeiten stark beschränkt, und sein Hologramm war mit einem Störbild überlagert. Außerdem gab es noch keine Lichtquellen mit entsprechender Kohärenzlänge und hoher Leistung, um die Aufnahme des Hologramms und die Rekonstruktion des Objekts fehlerfrei durchzuführen. Als im Jahre 1960 der erste Laser von Theodore H. Maiman (ein Rubinkristalllaser) und zwei Jahre später der HeNe-Laser erfunden wurden, begann die Renaissance der Holografie. Nun standen die notwendigen Lichtquellen zur Verfügung. Mit den Aufbauten von Leith und Upatniek [2], die auf den Grundgedanken von Gabor beruhten, konnten gute dreidimensionale Abbildungen von Objekten erzeugt werden. Das bei Gabor überlagerte Störbild wurde durch eine schräg zur Beleuchtungswellenfront einfallende Bezugswelle beseitigt. In den darauf folgenden Jahren entwickelten sich verschiedene Anwendungsfelder für die Holografie [3, 4, 5]. Die Rekonstruktion der Hologramme mittels kohärenter monochromatischer Lichtwellen führte auch zur Bildung von kleinen körnigen Fleckchen (*engl.* = *Speckle*), die zuerst als störende Nebenerscheinung empfunden wurden. Diese Struktur erscheint, wenn kohärente Wellen an einer rauen Oberfläche gestreut werden. Die Änderung der Weglänge zwischen Objekt und Detektor führt zu einer Intensitätsänderung bzw. zum Verschieben der Speckle. Erste Arbeiten, die den Speckle-Effekt untersuchten und nutzen, sind aus dem Jahre 1968 bekannt [6, 7]. Seit dieser Zeit wurden verschiedene Begriffe, wie Speckle-Interferometrie, Speckle-Fotografie aber auch Speckle-Moiré-Interferometrie benutzt, die jedoch die gleiche Methodik der Speckle verwenden. Der wesentliche Unterschied zur klassischen Holografie bestand nunmehr darin, dass das Objekt mit einer Linse und einer Blende auf einem belichteten Film abgebildet und die Speckleänderung verfolgt wurde. Ab dem Jahre 1971 kam das Verfahren ESPI auf, das eine Kombination von optischen und elektronischen Komponenten darstellt. Im Jahr zuvor wurde das Messprinzip vorgestellt mit der Idee der Überlagerung zweier kohärenter Wellen, der zufälligen Phasenverteilung und der Verschiebungsmessung der Speckle, wenn Aufnahmen vor und nach der Belastung des Objektes aufgenommen werden. Damit ließen sich in-plane und out-of-plane Verformungen detektieren. Die Amplituden- und Phaseninformationen wurden lange Zeit mit verschiedenen Arten von Fotomaterialien aufgezeichnet (z.B. Silberhalogenid-Emulsion, thermoplastische Aufzeichnungsmaterialien). Für eine schnelle und direkte Weiterverarbeitung der Hologramme waren Fotomaterialien aber nicht geeignet. Der Fotofilm wurde durch eine CCD-Kamera ersetzt, was die Messungen in Echtzeit begünstigte [8]. In den Folgejahren entstanden verschiedene Speckle-Messmethoden (z.B. Ein- und Zweistrahlinterferometer, Doppelpulsinterferometer), die auf der Grundlage der Interferometrie und des Speckle-Effektes arbeiten. Damit

waren flächenhafte Schwingungsuntersuchungen, Spannungs- und Verformungsmessungen durchführbar [9, 10, 11, 12, 13, 14].

Die Shearografie geht auf die Erfindung von Leendertz und Butters zurück, die im Jahr 1973 über die direkte Messung der ersten Ableitung der Verformung berichtet haben [15]. Weitere Untersuchungen daran folgten von Hung [16] und Steinchen [17, 18, 19]. Durch eine sogenannte Scheroptik wird das Bildfeld zweimal erzeugt und minimal zueinander verschoben überlagert. Je nachdem, in welcher Richtung das Bild geschert und das Objekt beleuchtet wird, können die verschiedenen Raumverformungsgradienten ermittelt werden. Das Interesse an den Speckle-Verfahren nahm seit Ende der siebziger Jahre wieder etwas ab. Es stieg erst wieder an, als sich Mitte der achtziger Jahre die Phasenschiebetechnik und daraus wiederum die Demodulationstechnik entwickelten und als durch Steigerung der Rechnerleistung die Bildaufnahme und die digitale Auswertung der Interferenzstreifen beschleunigt wurden. Dadurch konnten auch 3-d-Verformungsmessungen in Echtzeit digital ausgeführt und weiterverarbeitet werden [20]. Mittlerweile sind industrietaugliche Geräte entwickelt worden, die sehr kompakt und leicht zu bedienen sind. Der Anwenderbereich erstreckt sich über ein weites Feld, wie z.B. Astrophysik, Medizin, Mechanik und zerstörungsfreie Prüfung (ZfP).

1.1.2 Bisherige Lockin-Verfahren für die Wärmewellenmesstechnik

Bereits im Jahre 1824 untersuchte Fourier theoretisch die Eigenschaften thermischer Wellen [21], und Ångström [22] benutzte diese zur dynamischen Bestimmung der Temperaturleitfähigkeit. Für den Nachweis von Schichtdicken und verborgenen Strukturen wurden Wärmewellen erst Ende der siebziger Jahre im vorigen Jahrhundert eingesetzt [23, 24, 25, 26]. Die Messtechnik der Wärmewellen fand seither eine große Verbreitung und führte neben den konventionellen Verfahren wie Röntgen und Ultraschall zu einem großen eigenständigen Gebiet in der ZfP. Jedoch ist die Detektion von Wärmewellen nicht auf ein einzelnes Messverfahren beschränkt. Der Wärmewellennachweis kann primär durch die Temperaturerfassung, durch die Wärmestrahlung oder durch Sekundäreffekte ermittelt werden, wie z.B. die thermische Verformung, deren Nachweis wiederum direkt oder indirekt erfolgen kann. Beide Nachweismöglichkeiten werden im Folgenden näher erläutert.

Wärmewellennachweis durch Messung der Wärmedehnung

Wärmewellen entstehen an der Oberfläche von Festkörpern durch Temperaturmodulation und pflanzen sich durch den Wärmediffusionsprozess in das Bauteilinnere fort. Die periodische Absorption elektromagnetischer Wellen (z.B. Licht) erzeugt die notwendigen Temperaturänderungen an der Oberfläche. Die ersten erfolgreich eingesetzten Methoden

zum Nachweis von Wärmewellen gingen aus dem Gebiet der Photoakustik hervor. Diese wurde bereits von Bell im Jahre 1881 entdeckt, als er mit Hilfe des Sonnenlichtes die Oberflächentemperatur von Festkörpern modulierte und die Druckschwankungen aufgrund der Wärmeausdehnung in einem geschlossenen System mit einem Hörrohr registrierte [27]. Der Zusammenhang zwischen der optischen und der akustischen Modulation (Gasdruckmodulation) wurde erst viel später theoretisch beschrieben [28, 29, 30]. Der Schalldruck, der ein Sekundäreffekt der thermischen Ausdehnung und damit der Volumenänderung ist, wurde experimentell mit Hilfe von Mikrofonen in einer Gasdruckzelle erfasst [31, 32, 33, 34]. Zur Signalanalyse wurde ein Lockin-Verstärker nachgeschaltet, der die Amplituden- und Phaseninformation extrahierte. Die Lockin-Technik dient zum einen zur Verstärkung eines schwachen Messsignals, das mit einer Referenzfrequenz (Modulationsfrequenz) moduliert wird, und filtert außerdem Gleichspannungen, Wechselspannungen anderer Frequenzen oder Rauschen effizient heraus. Durch diese Signalaufbereitung, die mathematisch einer Fouriertransformation bei der Modulationsfrequenz entspricht, wird das Signal/Rauschverhältnis (SNR) verbessert. Bei den Messungen mit der Gasdruckzelle konnte durch die Positionserfassung des fokussierten Heizlasers auf der Probe und aus dem Volumenintegral des Schalldruckes eine zweidimensionale örtliche Abbildung erstellt werden [35]. Da jedoch die Dimension der zu untersuchenden Probe auf die Gasdruckzelle beschränkt war, suchte man nach alternativen Methoden. Die Dehnungsmessung direkt durch aufgeklebte Piezokeramiken zu ermitteln, war nicht sehr praktikabel. Fehlerhaft aufgebrachte Piezokeramiken konnten außerdem Defektstrukturen im Bauteil vortäuschen [36, 37, 38]. Durch den Kontakt zur Probe kann die thermische Welle zusätzlich durch die Veränderung des Wärmeflusses beeinflusst werden. Die Detektion von Wärmewellen sollte daher berührungsfrei erfolgen. Erste interferometrische Versuche, die modulierte Wärmedehnung zu messen, führte Ameri mit einem Michelson-Interferometer durch [39]. Die angegebene Empfindlichkeit der Amplitude lag bei 10^{-3} nm . Durch das Verschieben der Probe in x- und y-Richtung konnten Rasterabbildungen erstellt werden, die verborgene Strukturen unterhalb einer 800 nm Chromschicht zeigten. Theoretische Arbeiten zeigten, dass die Messung der elastischen Verformung empfindlicher auf Wärmeänderungen im Werkstoff reagiert als die Temperaturmessung [40]. Den Nachweis von thermischen Wellen mit weiteren verschiedenen punktuell messenden Interferometer-Anordnungen (symmetrische-, asymmetrische-, polarisationsoptische-, koaxiale- und taktile Interferometer) führte Sodnik durch [41]. Er erwähnte die Möglichkeit zur Nutzung der flächenhaft abbildenden Speckle-Interferometrie und der Doppelpulsholografie, nahm aber an, dass die Empfindlichkeit dieser Interferometer aufgrund der starken Dämpfung der Wärmewellen nicht ausreichen würde [42]. Jedoch zeigte Kaufmann bereits im Jahre 1987 mittels Stroboskop- und Doppelpuls-Interferometrieteknik die Wärmewellenausbreitung

am Beispiel einer dünnen Aluminiumplatte [43]. Die Temperaturmodulation an der Probenoberfläche erfolgte punktuell durch einen Laser. Aus dem Verlauf der Interferenzstreifen war zu erkennen, dass Wärmewellen besser für die ZfP geeignet waren als kontinuierliches Heizen. Er nutzte allerdings noch nicht den Vorteil der Lockin-Technik, um aus der Amplituden- und Phaseninformation die Wärmewelle zu rekonstruieren. Um den Streifenkontrast der Interferogramme zu erhöhen, empfahl er die Nutzung der Phasen-Schiebe-Methode, die er später auch einsetzte [44]. In einem Patent aus dem Jahre 1992 erwähnte Busse die Möglichkeit, die Speckle-Interferometrie (z.B. ESPI oder Shearografie) zusammen mit der Lockin-Technik zu benutzen, um anhand von Wärmewellen verborgene Defekte und Strukturen sichtbar zu machen [45]. Erste Lockin-ESPI Messungen wurden im Jahre 2002 vorgestellt [46]. Die daraus entstehenden Vorteile der Tiefenaufösungen konnten am Beispiel verborgener Hohlräume aufgezeigt werden.

1.2 Motivation und Zielsetzung dieser Arbeit

Die Motivation zu dieser Arbeit bestand zum einen darin, die Interpretation von Speckle-Interferometrie Ergebnissen zu vereinfachen. Das Auswerten der Streifenbilder ähnelt für manchen Benutzer mehr dem Lesen einer Wanderkarte. Durch das Umsetzen der Streifenbilder in ein stetiges Verformungsbild wird das Ergebnis zwar anschaulicher, jedoch mit dem Nachteil, dass der Dynamikbereich des Messfeldes sich nun über den gesamten Verformungsbereich erstreckt. Der Defektkontrast ist dann vor allem bei ESPI-Messungen

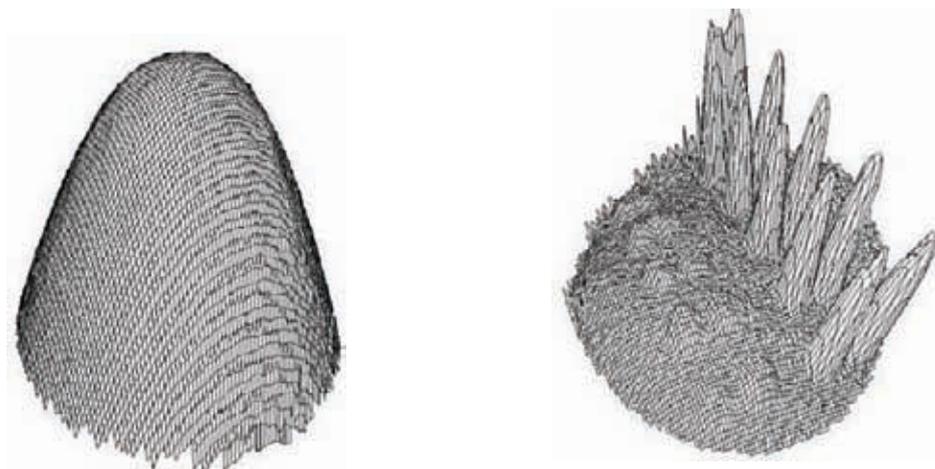


Abbildung 1.1: Beide Bilder zeigen eine thermisch belastete Platte mit Defekten. Bei dem konventionellen Verfahren ist infolge der Gesamtverbiegung des Prüfkörpers keine Defekterkennung möglich (links). Ziel der Arbeit: Verbesserung der Defekterkennung durch Extrahieren der relevanten Informationen (rechts).

reduziert (Abbildung 1.1 links). Defekte werden dann nur noch als ein kleiner pulsierender Hügel auf einem großen statischen Berg wahrgenommen. Eine weitere Motivation war, nicht nur das Signal/Rauschverhältnis für einen besseren Defektkontrast zu erhöhen, sondern auch mehr Informationen über die Defekte zu bekommen, z.B. über deren Tiefenlage unterhalb der Objektoberfläche.

Eine Lösung für ähnliche Problematik (Erkennung kleiner Effekte mit Modulationstechnik) wurde in früheren Arbeiten mit der aktiven Thermografie mittels thermischer Phasenauswertung umgesetzt [47, 48, 49].

Das generelle Ziel der vorliegenden Arbeit war es daher, die Idee der Effektmodulation aus dem Bereich der aktiven Lockin-Thermografie auf die Verformungsmessung mittels Speckle-Interferometrie zu transferieren und daraus ein neues Speckle-Interferometrie-Verfahren zu entwickeln, das die oben erwähnten Problemstellungen lösen kann. Der Weg zu diesem Ziel erfordert folgende Teilschritte:

1. Aufbau eines mobilen out-of-plane ESPI-Messsystems,
2. Entwicklung der notwendigen Aufnahme- und Auswertesoftware,
3. Verfahren an Grundlagenversuchen erproben (Untersuchung der Tiefenreichweite),
4. Untersuchung unterschiedlicher Anregungsquellen zur Erzeugung thermischer Wellen,
5. Praxistauglichkeit an Bauteilen auf den Prüfstand stellen und Leistungsfähigkeit des Verfahrens mit der anderer ZfP-Verfahren vergleichen.

Zu 1

Zum Beginn der Arbeit standen eine 3D-ESPI-Anlage und eine 1D-out-of-plane Mini-ESPI zur Verfügung, die nur statische Messungen zwischen 2 Verformungszuständen zuließen. Die 3D-ESPI-Anlage war nicht transportabel, und das Objekt konnte nur aus einem festen Blickwinkel untersucht werden. Der Strahlengang der 1D-out-of-plane Mini-ESPI war nicht justierbar und daher auch nicht optimierbar. Mit den Erfahrungen der beiden Anlagen wurde im Rahmen dieser Arbeit ein neues out-of-plane ESPI-Messsystem konzipiert, aufgebaut und erprobt. Das neue transportable System sollte einen freien Zugang zur Optik gewährleisten, und alle notwendigen Einstellungen, z.B. Intensitätseinstellung des Referenzstrahls, Objektausleuchtung usw., sollten außerhalb des Gerätes möglich sein. In den vorhandenen Anlagen wurden nur leistungsschwache Laserdioden eingesetzt. Da die Beleuchtungsstärke oft nicht ausreichte, wurde für die neue Anlage ein leistungsstärkerer Nd:YAG Laser vorgesehen. Eine modernere Kamera mit kleineren und lichtempfindlicheren Pixeln sollte den Messaufbau ergänzen.

Zu 2

Die Bediensoftware der beiden vorhandenen Anlagen erlaubte keine kontinuierlichen Messungen. Eine neue Software wurde benötigt, die eine dynamische Aufnahme der Verformung über einen bestimmten Zeitbereich ermöglichte. Da die Bildsequenz bei der Lockin-Auswertung in den Frequenzraum transformiert werden musste, war es besonders wichtig, Bilder in äquidistanten Zeitschritten aufzunehmen. Für die dynamischen Messungen sollten geeignete Algorithmen für die Interferogramm-Phasenberechnung und die Phasendemodulation benutzt werden. Aufgrund der zu erwarteten großen Datenmengen war eine optimierte Software zu entwickeln. Die Berechnung der Phasenbilder musste während der Messzeit erfolgen, um einen möglichst großen Speicherbereich für die Bildsequenz zur Verfügung zu haben. Dafür war der Einsatz kostengünstiger Grafikkarten zu erproben.

Außerdem musste eine Software zur Berechnung und Auswertung von thermischen Amplituden- und Phasenbildern entwickelt werden, die die anfangs erwähnten Untersuchungen erst ermöglichen konnten. Diese Software sollte auch mit verschiedenen Importfiltern ausgestattet sein, um z.B. Simulationsdaten einlesen und auswerten zu können.

Zu 3

Bewährte Techniken und Erkenntnisse sind nicht immer direkt übertragbar. Bei der Lockin-Thermografie geht es um die Modulation einer skalaren Größe, der Temperatur, bei der Lockin-Interferometrie hingegen um die Modulation eines Tensorfeldes, der Verformung.

Es war auch von Interesse, herauszufinden, ob thermische Phasenbilder bei der Verformung ähnlich robust sind wie bei der Lockin-Thermografie, wo Absorptionsunterschiede auf der Probenoberfläche den thermischen Phasenwinkel nicht stören.

Es ist bekannt, dass optische Interferenzverfahren sensibel auf Änderungen des Brechungsindex zwischen Objekt und Detektor reagieren. Ursache dafür sind im vorliegenden Fall Temperaturänderungen in der Luft, die durch das Aufheizen der Probenoberfläche entstehen. Also war der Einfluss der Änderungen des Brechungsindex auf den thermischen Phasenwinkel zu untersuchen, um eventuell Möglichkeiten zu finden, diesen Einfluss zu minimieren.

Da die Eindringtiefen thermischer Wellen material- und frequenzabhängig sind, sollte sich mit der Lockin-Interferometrie die Tiefenlage von Defekten untersuchen lassen. Theoretische und experimentelle Ermittlungen der Tiefenreichweite durch analytische und FE Rechnungen sollten die Möglichkeiten und Grenzen der Lockin-Interferometrie aufzeigen. Vergleiche zur optisch angeregten Lockin-Thermografie für den 1D, 2D und den 3D-Fall sollten Einflüsse von lateralen Wärmeflüssen aufzeigen.

Zu 4

Es war zu untersuchen, inwieweit die aus der Lockin-Thermografie bekannten Anregungstechniken zur Erzeugung einer Wärmewelle auf die Speckle-Interferometrie übertragbar sind.

Zu 5

Die Leistungsfähigkeit der neuen Lockin-Speckle-Interferometrie sollte an Materialien und Bauteilen mit verschiedenen Problemstellungen (Defekt- und Strukturerkennung, Tiefenauflösung,...) aufgezeigt und mit weiteren am Institut zur Verfügung stehenden ZfP-Methoden verglichen werden.

2 Messprinzip und Aufbau der Speckle-Interferometrie

Die Speckle-Interferometrie ist ein Oberbegriff für alle optischen Verfahren, die mit lasererzeugten Speckle berührungslos physikalische Größen messen können. Diese Arbeit verwendet das Verfahren der Elektronischen-Speckle-Pattern-Interferometrie (ESPI), um Verformungen flächenhaft zu erfassen und mit Hilfe thermischer Wellen Defekte oder Inhomogenitäten in Bauteilen und Materialien darzustellen. Dieses Kapitel stellt im ersten Teil den verwendeten Interferometeraufbau vor und zeigt dessen Empfindlichkeit zur Messung von Verformungen, deren Bewegungsrichtung aus der Objektebene heraus verfolgt wird (out-of-plane). Der apparative Einfluss auf die Speckle und die daraus resultierenden Grenzen für das Messverfahren werden im zweiten Teil erläutert. Am Ende dieses Kapitels wird der gesamte Messaufbau vorgestellt.

2.1 Interferometeranordnung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein mobiler ESPI-Messaufbau entwickelt, der eine hohe Empfindlichkeit für die out-of-plane Komponente und eine geringe Empfindlichkeit für die in-plane Bewegung haben sollte. Im Hinblick auf die praktische Nutzung sollten die optischen Komponenten gut zugänglich und einstellbar sein, außerdem sollten Messfeld und Strahlintensität an die Größe und Reflektivität der Objektoberfläche anpassbar sein.

Abbildung 2.1 zeigt die verwendete Interferometeranordnung zur Messung der out-of-plane Verformung. Ausgehend von einem frequenzverdoppelten Nd:YAG Laser wird der Strahl durch eine Keilplatte (W1) in einen Objekt- und Referenzstrahl aufgeteilt. Damit genügend Intensität für den Referenzstrahl zur Verfügung steht, wird die Reflexion von der Oberseite der Keilplatte verwendet. Für die Erzeugung der Phasenschiebung (siehe Kapitel 3.2) ist die Keilplatte an einem Piezosteller befestigt, um die Wegstrecke des Referenzstrahls manipulieren zu können. Der Laserstrahl wird durch ein Linsensystem aufgeweitet und beleuchtet das Objekt. Durch das Interferieren der reflektierenden Laserstrahlen an der rauen Objektoberfläche entstehen die Speckle (siehe Abschnitt 2.3). Wird das Objekt in der Größenordnung einer Lichtwellenlänge verformt, verändert

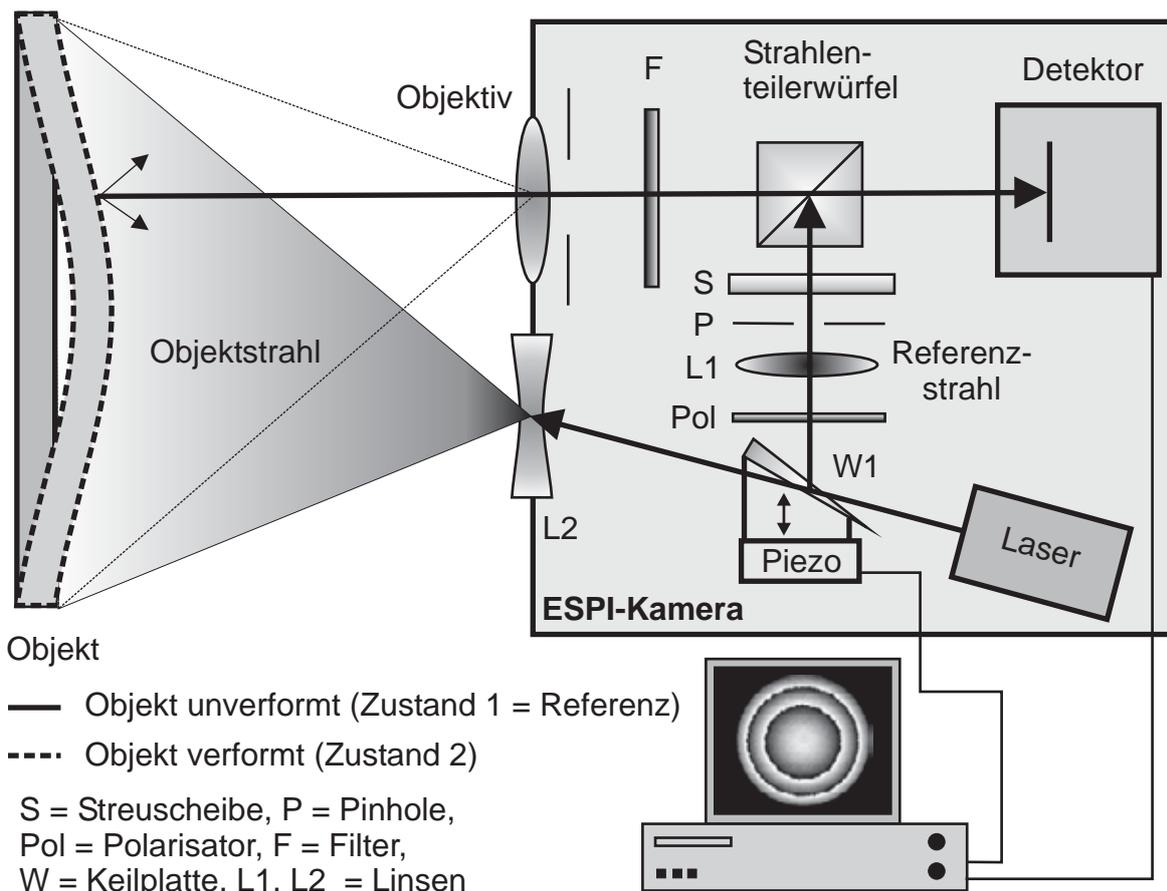


Abbildung 2.1: ESPI-Prinzip für die Erfassung der out-of-plane Komponente

sich die Verteilung der Speckle. Als Detektor wird eine CCD-Kamera benutzt, die das Speckle-Muster vor (= *Zustand 1*) und nach der Verformung (= *Zustand 2*) aufnimmt. Im Rechner werden die beiden Aufnahmen überlagert. Durch die Subtraktion zweier ähnlicher Strukturen entsteht ein örtliches Schwebungsmuster („*Moiré*“-Effekt). Der Abstand zweier benachbarter Streifen entspricht einer Objektveränderung von einer halben Wellenlänge, wenn lokale Verschiebungen in Richtung der optischen Achse erfasst werden (hier: $\lambda/2 = 0,266 \mu\text{m}$).

Für eine hohe out-of-plane Empfindlichkeit sollte sich der Objektstrahl parallel zur Beobachtungsrichtung befinden. Die Referenzstrahlintensität lässt sich mit einem Polarisationsfilter an die Reflektivität des Prüfobjektes anpassen. Durch die Verwendung einer Raumblyende (Pinhole) im Fokuspunkt der Linse L1 werden Störeffekte (z.B. hervorgerufen durch Beugungsmuster an Staubpartikeln) des Lichtes weggefiltert. Die verwendete Streuscheibe S erzeugt ein diffuses Lichtfeld. Durch den Strahlenteilerwürfel wird der Referenzstrahl mit dem Objektstrahl wieder überlagert. Da die Brennweite des Objektivs sehr kurz ist, wird die Distanz zwischen dem Objektiv und dem Detektor durch Zwischenabbildungen mit zwei weiteren Linsen überbrückt. Der Interferenzfilter F lässt nur

die vom Laser erzeugte Wellenlänge durch. Die Feldstärke der Referenzwelle U_R und der Objektwelle U_O überlagern sich,

$$U_{ges} = U_R + U_O = a_1 \cdot e^{i(\omega t - \phi_1)} + a_2 \cdot e^{i(\omega t - \phi_2)}. \quad (2.1)$$

Die vom Detektor ermittelte Intensität stellt den zeitlich quadratischen Mittelwert der Beleuchtungsamplitude dar

$$I = \frac{1}{T} \int_T |U_{ges}|^2 dt. \quad (2.2)$$

Die Zeitabhängigkeit der Wellen verschwindet, wenn die Intensität berechnet wird, die proportional zum Produkt der Amplituden ist:

$$I \propto U_{ges} U_{ges}^* = a_1^2 + a_2^2 + a_1 a_2 (e^{i(\phi_1 - \phi_2)} + e^{-i(\phi_1 - \phi_2)}) \quad (2.3)$$

wobei U_{ges}^* die konjugiert Komplexe von U_{ges} darstellt. Somit ist bei der Überlagerung zweier Wellen mit den Intensitäten I_R und I_O die Gesamtintensität am Detektor mit der Phasendifferenz $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$

$$I_{ges} = I_R + I_O + 2\sqrt{I_R I_O} \cos(\Delta\phi). \quad (2.4)$$

Wird die Phasendifferenz $\Delta\phi$ zu Null oder zu einem geradzahligen Vielfachen von 2π , erhält man konstruktive Interferenz,

$$\Delta\phi = 2m \cdot \pi, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (2.5)$$

Wird dagegen die Phasendifferenz ein ungeradzahliges Vielfaches von π , so ist die Interferenz destruktiv,

$$\Delta\phi = (2m + 1) \cdot \pi, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (2.6)$$

2.2 Sensitivitätsvektor

Mit Hilfe der Speckle-Interferometrie lässt sich die dreidimensionale Verformung eines Körpers aufnehmen und quantifizieren. Im allgemeinen Fall enthält man bei der Messung mit einem beliebigen Interferometer die Projektion des Deformationsvektors $\bar{u} = \Delta r$ auf den Empfindlichkeitsvektor \bar{k} . Die bei der Auslegung eines Interferometers entscheidenden Größen sind Beleuchtungs-, Verformungs- und Beobachtungsvektor. Um das Deformationsverhalten entlang einer Achse (z.B. out-of-plane) zu bestimmen, müssen die Sensitivitätsvektoren der beiden anderen Komponenten durch eine geeignete Wahl der Beleuchtungsrichtung in Bezug zur Beobachtungsrichtung zu Null gesetzt werden. Abbildung 2.2 zeigt den Zusammenhang zwischen den Vektoren. Ausgehend von einer Punktquelle O wird eine monochromatisch kohärente Lichtwelle an dem Punkt P_1

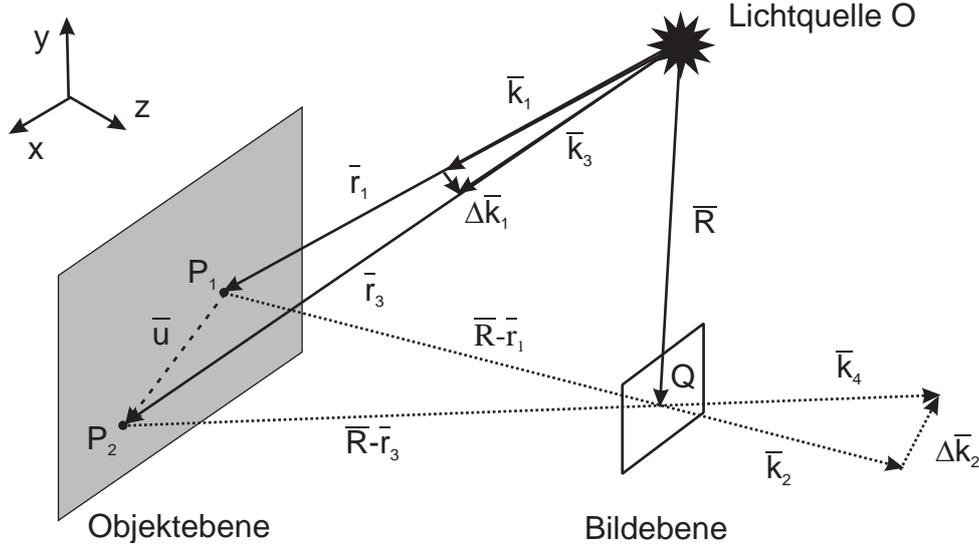


Abbildung 2.2: Messgeometrie zur Berechnung der Speckleempfindlichkeit [50].

reflektiert und in der Bildebene im Punkt Q abgebildet. Bei einer Objektverformung verschiebt sich der Punkt P_1 entlang des Vektors \bar{u} zu dem Punkt P_2 , was wiederum zu einer Änderung der optischen Weglänge führt. Die Objektverschiebung wird also durch eine Phasenänderung repräsentiert. Die Vektoren \bar{R} und \bar{r}_1 liegen in der Ebene O, P, Q , und \bar{k}_1 und \bar{k}_2 sind die entsprechenden Wellenvektoren der einfallenden- und reflektierten Lichtwelle. Ausgehend vom Betrag der Wellenvektoren von $2\pi/\lambda$ sind die Phasen der beiden Wellen, die die Bildebene erreichen, gegeben durch

$$\phi_1 = \bar{k}_1 \cdot \bar{r}_1 + \bar{k}_2 \cdot (\bar{R} - \bar{r}_1) + \phi_0 \quad (2.7)$$

und

$$\phi_2 = \bar{k}_3 \cdot \bar{r}_3 + \bar{k}_4 \cdot (\bar{R} - \bar{r}_3) + \phi_0, \quad (2.8)$$

wobei ϕ_1 und ϕ_2 die Phasen vor und nach der Verformung darstellen. ϕ_0 ist die zufällige Phase der Lichtquelle. Die Phasendifferenz ist

$$\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1. \quad (2.9)$$

Nach der Verschiebung zu P_2 sind die entsprechenden Wellenvektoren der Beleuchtungs- und Reflexionswelle gekennzeichnet durch \bar{k}_3 und \bar{k}_4 . Bei kleinen Änderungen von $\Delta\bar{k}_1$ und $\Delta\bar{k}_2$ sind die Wellenvektoren

$$\bar{k}_3 = \bar{k}_1 + \Delta\bar{k}_1 \quad \text{und} \quad \bar{k}_4 = \bar{k}_2 + \Delta\bar{k}_2. \quad (2.10)$$

Mit 2.9 folgt:

$$\Delta\phi = (\bar{k}_2 - \bar{k}_1) \cdot (\bar{r}_1 - \bar{r}_3) + \Delta\bar{k}_1 \cdot \bar{r}_3 + \Delta\bar{k}_2 \cdot (\bar{R} - \bar{r}_3). \quad (2.11)$$

In der Praxis sind die Strecken $|\bar{r}_1|$ und $|\bar{r}_2|$ wesentlich länger in Bezug zu $|\bar{u}| = |\bar{r}_3 - \bar{r}_1|$, so dass unter den Annahmen $\Delta\bar{k}_1 \perp \bar{r}_3$ und $\Delta\bar{k}_2 \perp (\bar{R} - \bar{r}_3)$ deren Produkte zu Null gesetzt werden und sich die Gleichung 2.11 reduziert zu:

$$\Delta\phi = (\bar{k}_2 - \bar{k}_1) \cdot \bar{u}. \quad (2.12)$$

Der Ausdruck $\bar{k}_2 - \bar{k}_1$ definiert den Sensitivitätsvektor \bar{K} , so dass gilt:

$$\Delta\phi = \bar{K} \cdot \bar{u}. \quad (2.13)$$

Diese Gleichung zeigt: Um die Deformationskomponente entlang einer Achse des Koordinatensystems zu erhalten, ist eine Interferometeranordnung erforderlich, die nur für eine Komponente empfindlich ist. Bei der Erfassung der Volumenausdehnung eines Festkörpers sind daher drei simultane Messungen mit verschiedenen Beleuchtungsrichtungen notwendig [20], oder die Beleuchtungsrichtung bleibt konstant und der Beobachtungsvektor wird variiert. Durch Lösen des Gleichungssystems erhält man die gesuchten Deformationskomponenten für den dreidimensionalen Fall:

$$\bar{u} = \bar{K}^{-1} \cdot \Delta\bar{\phi} \quad (2.14)$$

Für den Sensitivitätsvektor \bar{K} gilt allgemein:

$$\bar{K} = (\sin \theta, \quad 0, \quad 1 + \cos \theta). \quad (2.15)$$

Für genügend große Objektentfernungen ist der Sensitivitätsvektor bei der out-of-plane Komponente mit senkrechter Beleuchtungsrichtung

$$\bar{K} = (0, \quad 0, \quad 2). \quad (2.16)$$

Es ergibt sich somit eine Phasendifferenz von:

$$\Delta\phi = \frac{4\pi}{\lambda} \cdot d_z. \quad (2.17)$$

Die Empfindlichkeit eines Interferometers ist aufgrund der endlichen Abstände ortsabhängig, bei einer z.B. flächigen out-of-plane Messung verringert sich aber für die Bildpunkte außerhalb der optischen Achse die Empfindlichkeit, während die Sensitivität der in-plane Komponente zunimmt. Bei kleinen Abständen zwischen Objekt und Detektor müssen die einzelnen Vektoren \bar{K} für jeden Punkt der Messfläche neu berechnet werden. Bei kleinen Winkeln bis 15° ist der Fehler jedoch vernachlässigbar klein [50]. Dies ist durch einen genügend großen Messabstand zum Objekt erreichbar.

2.3 Speckle-Effekt

Der Speckle-Effekt beschreibt ein Phänomen, welches aus der Überlagerung von Wellenfeldern mit einer stochastischen Phasenverteilung entsteht. Mit dem Auge oder einem Bilddetektor wird eine körnige Struktur wahrgenommen. Diese entsteht bei der Beleuchtung optisch rauer Oberflächen mit kohärenten Laserlicht und der Betrachtung des rückgestreuten Lichtes. „Optisch rau“ wird ein Objekt bezeichnet, wenn die Oberflächenstruktur im Größenbereich der verwendeten Wellenlänge liegt. Nur wenige Objekte haben eine kleinere Oberflächenrauigkeit als die Wellenlänge des Laserlichtes. Damit diese trotzdem untersucht werden können, empfiehlt sich das Aufbringen rauer Schichten (z.B. Kreide). Dabei muss berücksichtigt werden, dass diese Schichten einen Einfluss bei der Untersuchung von Wärmewellen haben können, da sie eine zusätzliche Grenzschicht darstellen.

Die Überlagerung des kohärenten Lichtes aus Objekt- und Referenzstrahl führt zu einer statistischen Intensitätsverteilung der Speckle [51]

$$p(I) = \frac{1}{2\sigma^2} \exp\left(-\frac{I}{2\sigma^2}\right) \quad , I \geq 0. \quad (2.18)$$

Der negative Exponent zeigt, dass überwiegend dunkle Speckle ausgebildet sind, d.h. die Intensität des gesamten Bildes ist sehr niedrig. Da das Optimum des Signal/Rauschverhältnisses erst bei einer hohen Sättigung der Kamerapixel liegt, sollte die Intensitätsverteilung der Speckle bei den Messungen mit berücksichtigt werden.

Bei der Berechnung der Specklegröße muss zwischen objektiven und subjektiven Speckle unterschieden werden. Objektive Speckle werden ohne Abbildungsoptiken dargestellt, wie es bei der Holografie der Fall ist. Der mittlere Durchmesser für objektive Speckle ist bei einer kreisförmigen Apertur:

$$d_{obj.} = 1,22 \frac{L}{D} \lambda, \quad (2.19)$$

mit dem Durchmesser D der ausgeleuchteten Objektfläche und dem Abstand L zwischen Objekt und Detektor. Bei der Verwendung von Abbildungsoptiken, wie z.B. bei der ESPI, entstehen subjektive Speckle. Der mittlere Speckledurchmesser auf der Bildseite ist dann definiert nach [52]:

$$d_{subj.} \approx 1,22(1 + M)\lambda F \quad (2.20)$$

mit der Vergrößerung M und der aus der Fotografie bekannten Blendenzahl F ($= f/a$), wobei f die Brennweite und a der Blendendurchmesser sind. Ausgehend von der einfachen Linsentheorie ist die Specklegröße an einer streuenden Oberfläche (Objektseite) [51]

$$d_{subj.} \approx 1,22(1 + M) \cdot \lambda \cdot \frac{F}{M}. \quad (2.21)$$

Die Specklegröße kann demnach im Experiment an die Pixelgröße des Detektors angepasst werden, indem F oder M variiert werden.

2.4 Speckle-Dekorrelation

Der Messbereich eines Speckle-Interferometers ist durch die Speckle-Dekorrelation beschränkt. Dekorrelationen der Specklemuster treten bei Ganzkörperverschiebungen und -rotationen auf, wenn die jeweiligen Specklemuster sich vor und nach der Verformung des Objektes nicht mehr räumlich und in ihrer Phasensignatur zuordnen lassen. Ist die Phasenänderung innerhalb eines Speckle größer als 2π , dann dekorreliert die Phase komplett. Unter der Annahme, dass die Specklegröße gleich der Pixelgröße ist und sich die Beleuchtungs- und Beobachtungsrichtung senkrecht zur Objektebene befinden (Abbildung 2.3), werden im Folgenden verschiedene Einflussparameter für die Dekorrelation der Speckle untersucht.

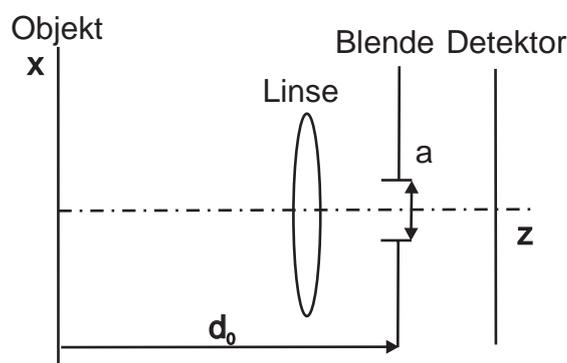


Abbildung 2.3: Definitionen für die Speckledekorrelation [50].

Out-of-plane Verschiebung

Bewegt sich das Objekt entlang der z -Achse, so ändert sich der zurückgelegte Weg der Lichtwellen zwischen Objekt und Detektor. Dabei kann die Differenz der Weglänge entlang des Detektorelements eine maximale Phasenverschiebung von 2π betragen. Die maximale Verschiebung Δz_1 berechnet sich mit $(x/d_0) \ll 1$ zu

$$\Delta z_1 = \frac{Mad_0^2}{1,22(1+M)fx} \quad (2.22)$$

wobei f die Brennweite der Linse und x der Abstand zwischen der optischen Achse und dem Detektorelement (Pixel) sind. Ist die Objektverschiebung größer als

$$\Delta z_2 = 1,22(1+M)\frac{fd_0\lambda}{Mxa}, \quad (2.23)$$

dann bewegen sich die Speckle über das Detektorelement hinaus und können nicht mehr miteinander korrelieren (unter der Annahme: Speckle- gleich Pixelgröße). Dies wird auch Speicherverlust genannt. Der kleinere der beiden Werte Δz_1 und Δz_2 beschränkt den Messbereich.

In-plane Verschiebung

Dehnt sich das Objekt in Richtung der Objektebene aus (also in x -und y-Richtung), so verschiebt sich das Specklemuster ebenfalls. Verschiebt sich das Objekt um

$$\Delta x_1 \approx \frac{Mad_0}{1,22(1+M)f} \quad (2.24)$$

so ändert sich analog zur out-of-plane Verschiebung die Phase eines Speckle innerhalb eines Pixels um 2π .

Speicherverlust tritt auf, wenn sich das Objekt um

$$\Delta x_2 \approx 1,22(1+M)\frac{\lambda f}{Ma} \quad (2.25)$$

verschiebt. Auch hier beschränkt der kleinere der beiden Werte den Messbereich.

Out-of-plane Drehung

Bei Erwärmung eines Festkörpers von außen entsteht ausgehend von dessen Oberfläche ein Temperaturgradient ins Körperinnere. Durch die in-plane-Bewegung krümmt sich die Oberfläche des Körpers und ändert dadurch den Beobachtungswinkel. Speckledekorrelation durch die Verkippung der Körperoberfläche tritt bei einem Winkel von

$$\theta = \frac{\lambda}{q} \approx \frac{Ma}{1,22(1+M)f} \quad (2.26)$$

auf. Die Größe q ist der Durchmesser eines Pixels. In diesem Fall entspricht dieser der Specklegröße.

In-plane Drehung

Die Drehung in der Objektebene führt ebenfalls zu einer Dekorrelation der Specklestreifen. Ist R der Abstand eines Punktes vom Drehungsmittelpunkt, so tritt Dekorrelation bei einem Winkel von

$$\alpha \approx \frac{q}{R} = 1,22(1+M)\frac{\lambda f}{MaR} \quad (2.27)$$

auf. Um die Gefahr einer Dekorrelation der Specklemuster zu verringern, sollte die Specklegröße möglichst groß sein, d.h. für eine bestimmte Wellenlänge des Laserlichtes sollte die Blende des Objektivs möglichst klein sein (also große Blendenzahl F). Zu große Speckle hingegen erhöhen den Fehler der Phasenberechnung. Die Starrkörperbewegung in der z-Richtung, nämlich in Richtung der Detektorebene, ist nicht sehr kritisch. Die Bewegung des Objektes in der ebenen Richtung (in-plane Verschiebung) ist dagegen sehr empfindlich und sollte daher so klein wie möglich sein.

2.5 Systemaufbau

Die interferometrische Messtechnik stellt aufgrund ihrer Sensitivität gegenüber Verformungen hohe Anforderungen an die mechanische Stabilität der Apparatur. Bei einer Verformungsauflösung, die im Bereich von $\lambda/10$ liegen kann, müssen besonders die tieffrequenten Schwingungen, wie z.B. Gebäudeschwingungen und Trittschall, durch Schwingungsdämpfer minimiert werden. Die optischen Komponenten dürfen sich nicht relativ zueinander bewegen. Abbildung 2.4 zeigt die entwickelte ESPI-Kamera mit eingezeichnetem Mittenstrahl. Alle optischen Komponenten sowie der Laser und der CCD-

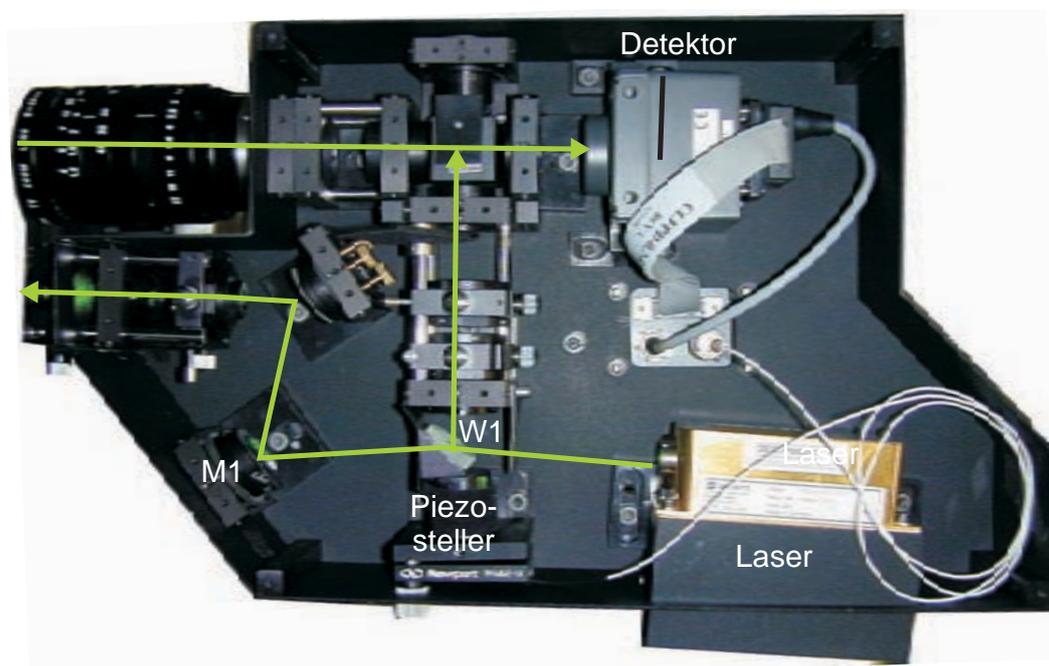


Abbildung 2.4: Entwickelte out-of-plane Kamera mit eingezeichneten Strahlengang.

Detektor wurden auf einer 5 mm dicken Bodenplatte aus Aluminium montiert. Dadurch ist eine genügend große thermische und mechanische Stabilität gegeben. Zur Minimierung von Reflexen in der ESPI-Kamera wurde das Gehäuse schwarz eloxiert und sandgestrahlt, um eine diffuse absorbierende Oberfläche zu erhalten. Ein mehrachsiger justierbarer Kamerastativ ist im Schwerpunkt der ESPI-Kamera montiert. Der Strahlenteilerwürfel, die Keilplatte W1 und der Spiegel M1 können außerhalb des Gehäuses verstellt werden. Mit Hilfe eines Objektivs mit verstellbarer Brennweite kann die Objektgröße an die Bildgröße angepasst werden. Die Abmessungen des kompletten Gerätes betragen $380 \times 220 \times 75 \text{ mm}^3$. Der ESPI-Messkopf ist an einem mobilen Messtisch aus Standardprofilen mit vier passiven pneumatischen Schwingungsdämpfern befestigt. Eine aufgesetzte Marmorplatte soll die Starrkörperbewegung des Tisches bei thermischer Bauteilbelastung vermindern.

Der Messrechner verfügt über eine Multifunktionsmesskarte mit vier D/A-Kanälen. Diese können durch separate FIFO-Speicher autonom von der CPU des Rechners betrieben werden, so dass für das Verrechnen der ESPI-Phasenbilder (siehe Kapitel 3) die gesamte Rechnerleistung zur Verfügung steht. Ein weiterer Vorteil liegt in der zeitlichen Synchronisation der vier Kanäle. Somit kann der D/A-Wandler hervorragend als Signalgenerator für selbst definierte Signale eingesetzt werden. Für eine Messung werden nur drei Kanäle benötigt. Ein Kanal produziert ein Triggersignal, um die Kamera im sogenannten Asynchron-Reset zu betreiben, d.h. die Kamera wird zeitlich mit dem Framegrabber synchronisiert. Der zweite Kanal gibt ein Stellsignal für den Piezogeber aus, welches über einen Verstärker bis zu einer Spannung von 500 V erhöht werden kann. Um ein Prüfobjekt thermisch zu belasten, wird die Absorption optischer Strahlung ausgenutzt, die von Lampen erzeugt wird. Diese Lampen werden durch den dritten Kanal über einen Lichtdimmer mit integrierter Phasenanschnitttechnik angesteuert. Der Messrechner besitzt außerdem einen Framegrabber mit CameraLink-Standard, um die analogen Pixelsignale in digitale Bildwerte umzuwandeln. Abbildung 2.5 zeigt den kompletten Messaufbau.



Abbildung 2.5: Messaufbau mit ESPI-Kamera, Lampen und Messtisch.

3 Signalverarbeitung

Das vorangegangene Kapitel beschrieb die optischen Grundlagen, zeigte die dazu notwendige entwickelte Hardware sowie die computerunterstützte Erfassung von Specklemustern zum Betreiben eines ESPI-Interferometers. Die erzeugten Specklemuster müssen nun mit geeigneten Bildverarbeitungstechniken weiterverarbeitet werden, um die eigentliche Verformungsinformation extrahieren zu können. Dafür gibt es zwei Möglichkeiten. Um eine qualitative Verformung zu erfassen, ist es ausreichend, die Specklemuster vor und nach der Verformung zu addieren oder zu subtrahieren. Das folgende Unterkapitel beschreibt das letztere Verfahren. Für eine quantitative Auswertung der Verformung sind z.B. Phasenschiebverfahren notwendig. Die daraus demodulierten Phasenwerte können dann in relative Verformungswerte umgerechnet werden. Dieses Kapitel beschreibt die chronologische Ablaufkette ausgehend von den erfassten und dann subtrahierten Rohbildern bis hin zu den demodulierten Verformungsbildern, die den Ausgangspunkt für die optische Lockin-Technik darstellen.

3.1 Subtraktionsverfahren

Am Anfang der Entwicklung der Speckle-Interferometrie wurden die Intensitätsbilder der Specklemuster zwischen zwei Verformungen subtrahiert. Durch Look-up Tabellen (LUT) kann diese Operation in Echtzeit ausgeführt werden. Jedoch ist damit nur eine qualitative Beobachtung der Verformung möglich, da die resultierenden Streifenmuster („Moirémuster“) keine Richtungsinformationen beinhalten. Die korrelierenden Punkte der beiden Verformungszustände ergeben ein resultierendes Signal von Null, während Bereiche mit unkorrelierten Speckle ein Signal ungleich Null ergeben. Die Intensitäten vor (I_{ref}) und nach (I_{verf}) einer Verformung sind nach Gleichung 2.4 [52]

$$I_{ref} = I_R + I_O + 2\sqrt{I_R I_O} \cos(\varphi_{ref}) \quad (3.1)$$

$$I_{verf} = I_R + I_O + 2\sqrt{I_R I_O} \cos(\varphi_{ref} + \Delta\varphi). \quad (3.2)$$

Mit der Annahme, dass die Detektorsignale der Kamera proportional zu den Lichtintensitäten sind, gilt für

$$\begin{aligned} V_S &= (V_{ref} - V_{verf}) \propto (I_{ref} - I_{verf}) = 2\sqrt{I_R I_O} [\cos \varphi_{ref} - \cos(\varphi_{ref} + \Delta\varphi)] \\ &= 4\sqrt{I_R I_O} \sin(\varphi_{ref} + \frac{\Delta\varphi}{2}) \sin \frac{\Delta\varphi}{2}. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Damit das Ergebnis als Bild auf dem Monitor erscheint, muss das Wechselsignal zuvor gleichgerichtet werden. Die Intensität I des Monitors ist proportional zu $|V_S|$, so dass sich

$$I = 4K \sqrt{I_{ref} I_{verf} \cdot \sin^2(\varphi_{ref} + \frac{\Delta\varphi}{2}) \cdot \sin^2(\frac{\Delta\varphi}{2})} \quad (3.4)$$

mit der Konstanten K ergibt. Entlang der Korrelationsstreifen mit konstanter Phase $\Delta\varphi$ ist die Intensität I gleichmäßig und verändert sich zwischen den Extremwerten I_{max} und I_{min} :

$$\begin{aligned} I_{max} &= 2K \sqrt{I_{ref} I_{verf}}, & \Delta\varphi &= (2m + 1)\pi, & m &= 0, 1, 2, \dots, \\ I_{min} &= 0, & \Delta\varphi &= 2m \cdot \pi, & m &= 0, 1, 2, \dots, \end{aligned} \quad (3.5)$$

Abbildung 3.1 zeigt ein Verformungsbild mit Korrelationsstreifen, das mit dem Sub-

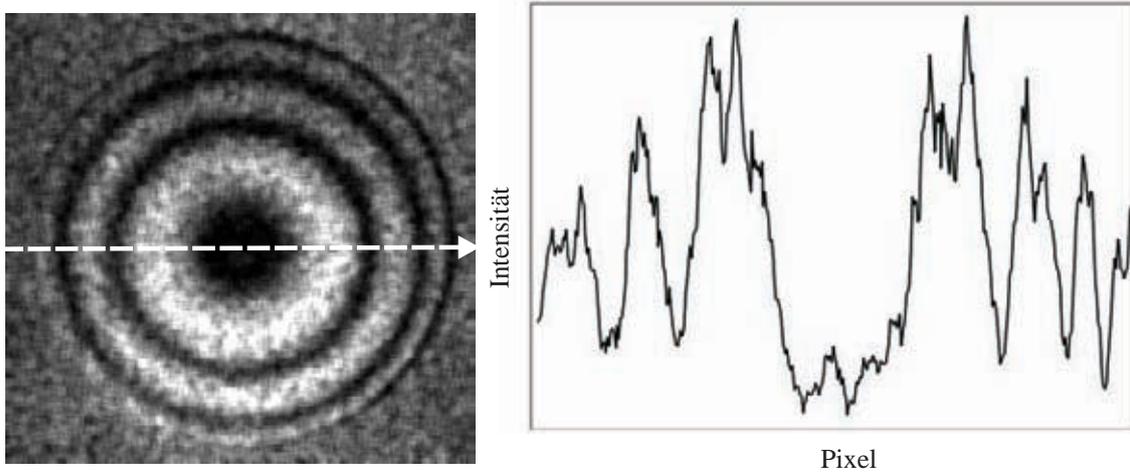


Abbildung 3.1: Korrelationsstreifen (*Moiré*-Streifen), erzeugt durch die Subtraktionsmethode (links), und Intensitätsverlauf entlang gestrichelter Linie (rechts).

traktionsverfahren erzeugt wurde. Deutlich ist hierbei die Signalabnahme zum Bildrand erkennbar, welche durch die Gauss-förmige Intensitätsverteilung des Lasers hervorgerufen wird. Die Streifenmuster müssen durch geeignete Filter, z.B. Tiefpassfilter, bearbeitet werden, um die Informationen für den Betrachter besser extrahieren zu können. Der Intensitätsabfall zum Bildrand kann mit der Hintergrundintensität verringert werden:

$$I_{opt} = \frac{I_{ref} - I_{verf}}{I_{ref}} \cdot 128. \quad (3.6)$$

3.2 Phasenschiebungsverfahren

Zur quantitativen Bestimmung der Phasenverteilung eines Interferogramms lassen sich unterschiedliche Verfahren anwenden. Diese sind in zwei Gruppen einteilbar, nämlich in zeitabhängige und räumliche Phasenschiebungsverfahren. In den Gleichungen 3.1 und

3.2 sind drei Unbekannte enthalten. Um also den Gleichlichtanteil $I_G = I_R + I_O$, die Modulation $2\sqrt{I_R I_O}$ und die gesuchte Phase $\Delta\phi$ zu ermitteln, sind mindestens drei Messungen pro Pixel durchzuführen. Der wesentliche Unterschied zwischen dem räumlichen und dem zeitlichen Phasenschieben besteht darin, dass bei dem zeitlichen Verfahren mehrere Aufnahmen mit veränderter Referenzphase durchgeführt werden müssen. Bei dem räumlichen Verfahren wird dagegen der Referenzstrahl verkippt und somit eine konstante Phasenschiebung zwischen benachbarten Punkten erzeugt. Zur Berechnung werden diese Punkte dann kombiniert. Hierbei kann die Phasenverteilung aus einem einzigen Interferogramm bestimmt werden. Jedoch ist diese Technik nicht so exakt wie das zeitliche Verfahren. Eine neue Möglichkeit wurde in [53] vorgestellt. Hierbei wird nicht mehr die Referenzphase zeitlich verändert, sondern mit Hilfe von verschiedenen orientierten $\lambda/4$ -Platten werden unterschiedliche Referenzphasen erzeugt und mit vier Objektbildern räumlich auf einem Detektor abgebildet. Jedoch wird dadurch die laterale Auflösung verringert. Allerdings werden zeitliche Phasenfehler dadurch eliminiert. Dieses Verfahren ist daher für Schwingungsmessungen geeignet.

In dieser Arbeit wurde das zeitliche Phasenschiebeverfahren angewendet, da die zu untersuchenden Objekte mit niederfrequenten thermischen Wellen belastet wurden. Nach der Piezokalibrierung zur Bestimmung der Phasenlage werden die verschiedenen Phasenschiebeverfahren, die für diese Arbeit eingesetzt wurden, nach der benötigten Anzahl der Interferogramme vorgestellt.

3.2.1 Phasenfindung

Beim Phasenschiebeverfahren wird die Phase der Referenzwelle gegenüber einer vom Objekt reflektierten Welle verschoben. Dies wird durch eine Veränderung des optischen Weges der Welle erreicht. Dabei spielt es keine Rolle, ob der Objekt- oder Referenzstrahl manipuliert wird. Bei dem vorgestellten out-of-plane Interferometer in Kapitel 2.1 wird die Keilplatte $W1$ in Richtung des Referenzstrahls durch einen Piezosteller verschoben. Für eine Phasenschiebung von z.B. $\pi/2$ (90°) ist nach Gleichung 2.17 eine Verschiebung um $\lambda/8$ erforderlich. Die Ansteuerung des Piezostellers erfolgt durch die Steuerspannung (0-5 V) des D/A-Wandlers und wird durch einen Spannungsverstärker bis auf 500 V erhöht. Der Piezokristall steuert entsprechend der angelegten elektrischen Spannung die Bewegung der Keilplatte (siehe Abbildung 2.1). Zur Einstellung einer Phasenlage von 2π zwischen Objekt- und Referenzstrahl muss der Piezosteller kalibriert werden. Dazu wird die Keilplatte durch den Piezokristall linear verschoben, und zeitgleich werden die Bildintensitäten mit der Kamera erfasst. Aus dem zeitlichen Verlauf der Intensität wird der Betrag der Differenz zwischen dem ersten Bild (bei der Piezo-Ausgangsspannung V_0) und den darauf folgenden Bildern mit einer anschließenden Mittelwertbildung über alle

Bildpixel berechnet

$$I = \langle I_{V_N} - I_{V_0} \rangle \quad (3.7)$$

und über die Steuerspannung aufgetragen (Abbildung 3.2). Der Mittelwert und die Standardabweichung wurden aus fünf Messungen ermittelt.

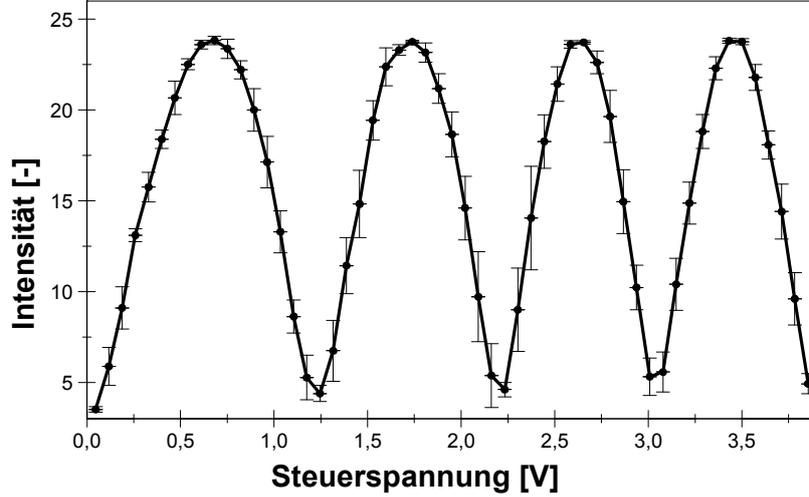


Abbildung 3.2: Intensitätsverlauf der Phasenverschiebung zwischen Objekt- und Referenzstrahl.

3.2.2 Drei-Interferogramm-Verfahren

Theoretisch sind für die Phasenberechnung nur drei Interferogramme mit unterschiedlicher Phasenlage notwendig. Daher wird dieses Verfahren häufig bei dynamischen Vorgängen angewendet. Bei einer konstanten Phasenverschiebung δ zwischen den einzelnen Aufnahmen I_n gilt [54, 55]:

$$\begin{aligned} I_1(x, y) &= I_0(x, y)(1 + \gamma(x, y) \cos(\phi(x, y) - \delta)) \\ I_2(x, y) &= I_0(x, y)(1 + \gamma(x, y) \cos(\phi(x, y))) \\ I_3(x, y) &= I_0(x, y)(1 + \gamma(x, y) \cos(\phi(x, y) + \delta)). \end{aligned} \quad (3.8)$$

Bei einer Phasenverschiebung von $\delta = \pi/2$ und Anwendung der Additionstheoreme ergibt sich:

$$\phi(x, y) = \arctan \left[\frac{I_1(x, y) - I_3(x, y)}{2I_2(x, y) - I_1(x, y) - I_3(x, y)} \right]. \quad (3.9)$$

Die Phase kann auch aus

$$\phi(x, y) = \arctan \left[\frac{I_3(x, y) - I_2(x, y)}{I_1(x, y) - I_2(x, y)} \right] \quad (3.10)$$

berechnet werden [56].

3.2.3 Vier-Interferogramm-Verfahren

Bei der Aufnahme von vier phasenverschobenen Interferogrammen gibt es verschiedene Möglichkeiten zur Berechnung der Phase. Die beiden bekanntesten werden nun kurz dargestellt.

Carré Verfahren

Beim *Carré*-Verfahren [57] wird die Interferenzphase für eine lineare Phasenschiebung δ mit unbekanntem Betrag ermittelt aus den Intensitäten:

$$\begin{aligned} I_1(x, y) &= I_0(x, y) \left[1 + \gamma(x, y) \cos \left(\phi(x, y) - \frac{3\delta}{2} \right) \right] \\ I_2(x, y) &= I_0(x, y) \left[1 + \gamma(x, y) \cos \left(\phi(x, y) - \frac{\delta}{2} \right) \right] \\ I_3(x, y) &= I_0(x, y) \left[1 + \gamma(x, y) \cos \left(\phi(x, y) + \frac{\delta}{2} \right) \right] \\ I_4(x, y) &= I_0(x, y) \left[1 + \gamma(x, y) \cos \left(\phi(x, y) + \frac{3\delta}{2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (3.11)$$

Damit kann die Phase berechnet werden zu:

$$\phi = \arctan \frac{\sqrt{\{3(I_2 - I_3) - (I_1 - I_4)\} \{(I_2 - I_3) + (I_1 - I_4)\}}}{(I_2 + I_3) - (I_1 + I_4)}. \quad (3.12)$$

Four-Bucket-Verfahren

Durch die Einfachheit des Algorithmus ist dieses Verfahren im Hinblick auf die Bildverarbeitung sehr beliebt, da im Vergleich zum *Carré*-Verfahren nur wenige Rechenoperationen notwendig sind. Zusätzlich besteht auch hier der Vorteil der Unempfindlichkeit gegenüber der genauen Einhaltung der Phasenschiebung. So erzeugt ein Phasenschiebefehler von 20% einen Fehler von $\pi/15$ [58, 59]. Wird eine konstante Phasenschiebung um jeweils $\pi/2$ durchgeführt, so ergeben sich die Intensitäten zu [60]:

$$\begin{aligned} I_1(x, y) &= I_0(x, y) [1 + \gamma(x, y) \cos(\phi(x, y))] \\ I_2(x, y) &= I_0(x, y) [1 + \gamma(x, y) \cos(\phi(x, y) + \pi/2)] \\ I_3(x, y) &= I_0(x, y) [1 + \gamma(x, y) \cos(\phi(x, y) + \pi)] \\ I_4(x, y) &= I_0(x, y) [1 + \gamma(x, y) \cos(\phi(x, y) + 3\pi/2)]. \end{aligned} \quad (3.13)$$

Die Lösung des Gleichungssystem nach ϕ ergibt

$$\phi(x, y) = \arctan \left[\frac{I_4(x, y) - I_2(x, y)}{I_1(x, y) - I_3(x, y)} \right]. \quad (3.14)$$

Bei der Verwendung weiterer Bilder mit Phasenschiebungen können aufgrund der Überbestimmtheit des Gleichungssystems verschiedene Berechnungsverfahren kombiniert werden. Für die Untersuchung sich schnell ändernder Prozesse sind jedoch Algorithmen mit höherer Bilderanzahl und der damit verbundenen niedrigen Framerate der Verformungsmessung weniger geeignet. In dieser Arbeit wurde meistens das Four-Bucket-Verfahren eingesetzt.

3.3 Berechnung der Phasenänderungen

3.3.1 Berechnung aus Differenzphasen

Die Ermittlung der Korrelationsstreifen aus Kapitel 3.1 zeigt qualitativ den Verformungszustand des Prüfobjektes. Aus dem cosinusförmigen Profilverlauf der Streifen ist keine Richtungsinformation der Verformung ableitbar. Jedoch kann bei der Berechnung aus den Differenzphasen (engl.= phase of difference) die Verformung durch die unstetige Funktion des Arcustangens auch quantitativ bestimmt werden. Aus den Gleichungen 3.1 und 3.2 erhält man dann mit Gleichung 3.14 für die Phasendifferenz in jedem Pixel:

$$\begin{aligned}\Delta\phi_d(x, y)' &= \phi_{verf} - \phi_{ref} \\ &= \arctan \left[\frac{I_{verf(4)}(x, y) - I_{verf(2)}(x, y)}{I_{verf(1)}(x, y) - I_{verf(3)}(x, y)} \right] \\ &\quad - \arctan \left[\frac{I_{ref(4)}(x, y) - I_{ref(2)}(x, y)}{I_{ref(1)}(x, y) - I_{ref(3)}(x, y)} \right]\end{aligned}\quad (3.15)$$

$$\Delta\phi_d(x, y) = \begin{cases} \Delta\phi_d(x, y)' + 2\pi & \Delta\phi_d(x, y)' < 0 \\ \Delta\phi_d(x, y)' & 0 \leq \Delta\phi_d(x, y)' \leq 2\pi. \end{cases}\quad (3.16)$$

Die berechneten Phasen ϕ_{ref} und ϕ_{verf} besitzen den durch den Arcustangens vorgegebenen Wertebereich von $(-\pi, \pi)$. Bei Addition oder Subtraktion ergibt sich für $\Delta\phi$ ein Wertebereich von $(-2\pi, 2\pi)$. Durch die Doppelwertigkeit muss die Phasendifferenz daher durch die Gleichung 3.16 angepasst werden, so dass ein eindeutig darstellbarer Wertebereich von $(-\pi, \pi)$ oder $(0, 2\pi)$ für die Differenzphasen gegeben ist.

In Gleichung 3.16 muss die Arcustangens-Funktion zwei Mal angewendet werden. Ein alternative Berechnung erhält man, wenn man von folgender Beziehung ausgeht:

$$\begin{aligned}\Delta\phi_d(x, y) &= \arctan \frac{\sin[\varphi_{ref}(x, y) - \varphi_{verf}(x, y)]}{\cos[\varphi_{ref}(x, y) - \varphi_{verf}(x, y)]} \\ &= \arctan \frac{\sin \varphi_{ref}(x, y) \cos \varphi_{verf}(x, y) - \cos \varphi_{verf}(x, y) \sin \varphi_{ref}(x, y)}{\cos \varphi_{ref}(x, y) \cos \varphi_{verf}(x, y) - \sin \varphi_{verf}(x, y) \sin \varphi_{ref}(x, y)}.\end{aligned}\quad (3.18)$$

Mit der Beziehung

$$\sin \phi(x, y) = I_4 - I_2 \quad , \quad \cos \phi(x, y) = I_1 - I_3 \quad , \quad (3.19)$$

folgt

$$\begin{aligned}\Delta\phi_d(x, y) &= \\ \arctan &\frac{(I_{verf(4)} - I_{verf(2)})(I_{ref(1)} - I_{ref(3)}) - (I_{verf(1)} - I_{verf(3)})(I_{ref(4)} - I_{ref(2)})}{(I_{verf(1)} - I_{verf(3)})(I_{ref(1)} - I_{ref(3)}) + (I_{verf(4)} - I_{verf(2)})(I_{ref(4)} - I_{ref(2)})}.\end{aligned}\quad (3.20)$$

Gleichung 3.20 benötigt gegenüber Gleichung 3.16 mehr Rechenoperationen. Jedoch ist der Unterschied bezüglich der Rechenzeit nicht signifikant, da in Gleichung 3.16 eine zusätzliche Arcustangens-Funktion berechnet werden muss, die gegenüber einer Addition oder Multiplikation mehr Rechenzeit benötigt. Der wesentliche Unterschied zwischen den beiden Berechnungsmethoden liegt in der Weiterverarbeitung der Daten. In Gleichung 3.20 kann der Imaginär- und der Realteil vor der Berechnung des Arcustangens gefiltert werden (siehe Kapitel 3.4).

3.3.2 Berechnung der Phasendifferenz

Eine weitere interessante Möglichkeit, den Unterschied der Phasen zwischen zwei veränderten Zuständen zu berechnen, stellt die Berechnung der Phasendifferenz (engl.=phase of differences) dar [61]. Anstelle der Aufnahme von drei oder vier phasenverschobenen Interferogrammen für den Referenz- und den Verformungszustand (siehe Kapitel 3.3.1), wird bei dieser Berechnungsmethode nur ein einziges Interferenzbild des Referenzzustandes aufgenommen und von der Anzahl der phasenverschobenen Interferogrammen des verformten Zustandes abgezogen (oder umgekehrt). Da hier nur eine Aufnahme für einen Zustand erforderlich ist, eignet sich diese Methode für dynamische Untersuchungen. Hierbei ist die Framerate der Kamera gleich der Abtastrate für die Verformungsmessung. Allerdings ist die Qualität der berechneten Phasendifferenz erheblich schlechter als bei der Berechnung aus Differenzphasen. Abbildung 3.3 zeigt die Berechnung des selben Datensatzes mit den beiden beschriebenen Methoden bei Anwendung des Four-Bucket-Algorithmus. Der Kontrastunterschied der Interferenzstreifen ist deutlich erkennbar. Bei der Berechnung der Phasendifferenz ist dem Bild eine körnige Struktur überlagert, deren Ursache in dem \sin -Term zu finden ist, welcher den überwiegenden Beitrag zu $\Delta\phi$ liefert [62]. Bei der Berechnung mit Gleichung 3.20 sind die verbleibenden Abweichungen nur eine Funktion der Specklephasen, welche zufällig sind. Diese hochfrequenten Störungen lassen sich mit den Phasenfiltern aus Kapitel 3.4 beseitigen.

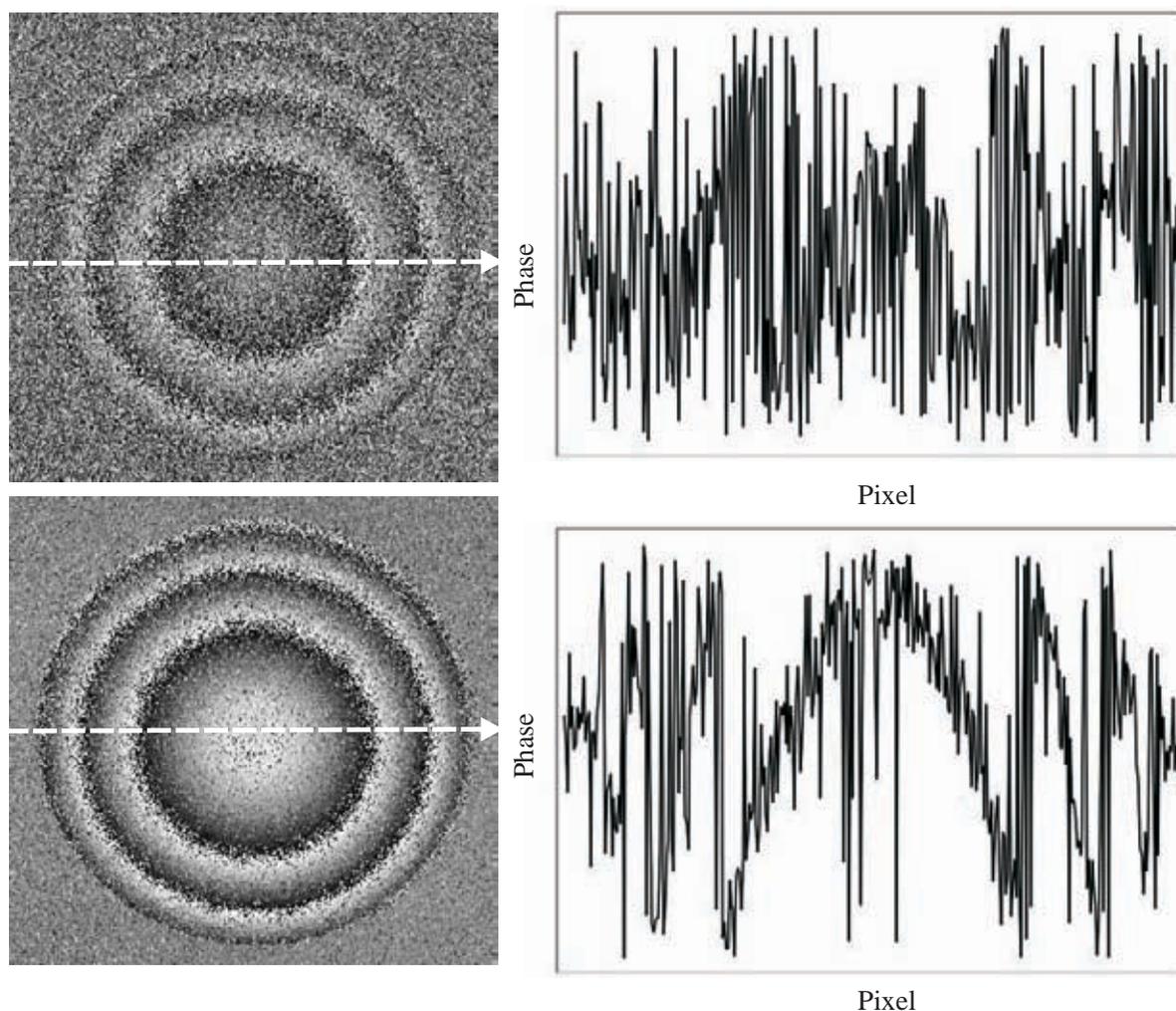


Abbildung 3.3: Berechnete Phasenänderungen (ungefiltert) an der Platte aus Abb. 3.1

Bild oben: Berechnung der Phasendifferenz

Bild unten: Berechnung aus der Differenz der Phase

Diagramme: Profilverläufe entlang der Pfeile von links nach rechts.

3.4 Phasenfilterung

Durch die unterschiedlichen Reflexionen des Prüfobjektes kann es zu Änderungen in der Modulationsamplitude von Pixel zu Pixel kommen. Besonders bei geringer Reflexion steigt das Signal-Rausch Verhältnis an. Daher ist es für die spätere Weiterverarbeitung der Daten wichtig, vereinzelt Messausreißer durch lokale Mittelungsfiler zu eliminieren. Für die spätere Phasendemodulation müssen Phasensprünge bestimmt werden. Das berechnete Phasenbild darf nicht direkt gefiltert werden, da es sonst zu einer Glättung der Phasensprünge kommt. Als praktikabel hat sich die Filterung von Nenner und Zähler vor der Berechnung des Arcustangens in Gleichung 3.20 erwiesen. Bei Verwendung von Gleichung 3.16 muss das Phasenbild dagegen in den Sinus- und Cosinusterm zu-

rück transformiert werden. Die Umwandlung einer Sägezahn-Funktion in eine Sinus- und Cosinusfunktion oder umgekehrt ist meistens in einer „Look-up-table“ (LUT) vorhanden und daher sehr einfach und schnell durchführbar. Nach Anwendung der Filterung kann dann das Phasenbild wieder über den Arcustangens berechnet werden. Für die Filterung der Phasenwerte wird oft ein Mittelwert- oder Median-Filter eingesetzt. Die Operator-matrix eines 3×3 Mittelwertfilters ist z.B.

$$K(x, y) = \frac{1}{9} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.21)$$

wobei $1/9$ der Normierungsfaktor der Matrix ist. Die Gewichtung der Phasenwerte kann durch die Größe des Kerns angepasst werden. Jedoch verringert eine zu große Kernel-matrix auch die Bildauflösung.

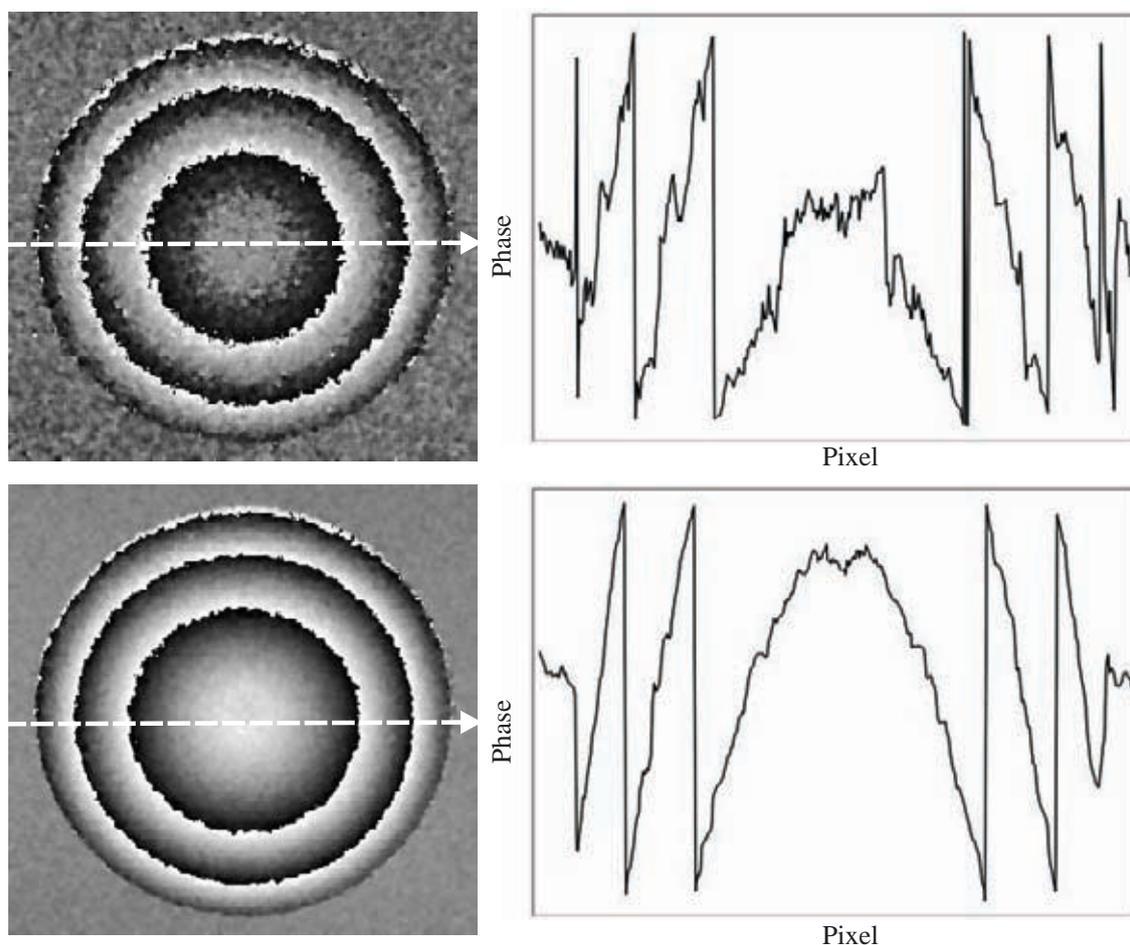


Abbildung 3.4: Mit 5×5 Medianfilter bearbeitete Phasenbilder aus Abb. 3.3 mit entsprechenden Profilverläufen.

3.5 Phasenmaskierung

Die Verarbeitung von Bildsequenzen erfordert aufgrund der großen Datenmengen schnelle Rechner und große Speicher. Damit große Datenmengen noch verarbeitet werden können, ist entweder die Bildauflösung zu reduzieren, oder die für die Weiterverarbeitung relevanten Teilbereiche müssen extrahiert (Region of interest = ROI) oder maskiert werden. Bei der Weiterverarbeitung werden nur die relevanten Bereiche berücksichtigt. Zum Beispiel können auch verrauschte Hintergrundbereiche im Bild maskiert werden, die durch niedrige Reflexionsintensitäten entstehen. Als Kriterium eignet sich der Modulationsgrad im Amplitudenbild. Konvergiert die Amplitudenmodulation gegen Null, so wird die berechnete Phase stochastisch. Jedoch muss hierbei zusätzlich die Amplitudeninformation berechnet werden, was wiederum die Speicherauslastung und die Rechenzeit erhöht.

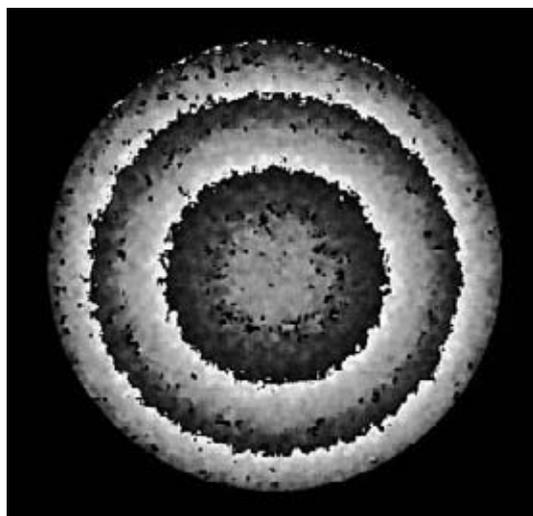


Abbildung 3.5: Maskiertes Phasenbild aus Abb. 3.4 oben.

Die Qualität der Phasenwerte kann durch eine Maskierung ebenfalls mit einbezogen werden. So können fehlerhafte Phasenwerte an den Sprungstellen der Arcustangensfunktion für weitere Rechnungen ausgeschlossen werden, um somit deren Einfluss auf das Endergebnis zu minimieren. Dies ist besonders bei der späteren Phasendemodulation wichtig, damit lokale Phasenbereiche nicht in falsche Höhengniveaus transformiert werden. Die Qualität der Phasenwerte kann durch einen Schwellwert festgelegt werden. Die Problematik besteht aber auch in der Wahl des richtigen Wertes. Eine Möglichkeit, den Schwellwert automatisch aus einer Phasenverteilung festzulegen, wird in [63] beschrieben. Abbildung 3.5 zeigt ein mit dieser Methode bearbeitetes Phasenbild. Zur besseren Darstellung wurde die Maske mit dem Phasenbild multipliziert. Die schwarz dargestellten Werte (entsprechen dem Wert Null) zeigen die Bereiche der Maske und werden für die

anschließende Phasendemodulation nicht berücksichtigt. Der für die Weiterverarbeitung interessante Bereich wurde manuell markiert (runde ROI). Die schlechten Phasenwerte konnten automatisch bestimmt und maskiert werden. Nach der Phasendemodulation ergibt sich die Möglichkeit, die maskierten schlechten Phasenwerte neu zu berechnen (z.B. durch Interpolation mit den Nachbarpunkten).

3.6 Phasendemodulation

Um aus einem Phasenbild, das durch Phasenschieben nach Abschnitt 3.2 entsteht, quantitativ ein dreidimensionales Verformungsergebnis zu erhalten, ist es notwendig, mit sogenannten *phase unwrapping*-Algorithmen die Plateaus an den Phasensprüngen anzugleichen [64, 65] („*Phasendemodulation*“ oder „*Phasenentfaltung*“). Solche Algorithmen werden auch bei anderen bildgebenden Verfahren mit Nutzung der Phaseninformation eingesetzt, z.B. bei der Radar-Interferometrie zur Bestimmung der Oberflächentopografie der Erde [66] oder bei dem Magnet-Resonanz-Verfahren in der Medizin [67]. Die Problematik dieser fachübergreifenden Algorithmen besteht darin, aus der lateralen Bildinformation in Form von Streifen die eigentliche Signalhöhe zu bestimmen. Aus mathematischer Sicht liegt das Ergebnis aufgrund der nicht kontinuierlichen Arcustangensfunktion in gefalteter Form (wrapped) vor. Die ortsabhängigen Phasenwerte $\phi(x, y)$ ergeben sich aus den kontinuierlichen Phasenwerten $\psi(x, y)$ durch die Anwendung des Wrapping-Operators W_L :

$$\phi(x, y) = W_L\{\psi(x, y)\} = \psi(x, y) \bmod 2\pi. \quad (3.22)$$

Die Werte im gefalteten Bild entsprechen den tatsächlichen Verformungswerten $h(x, y)$ modulo der synthetischen Wellenlänge Λ :

$$h(x, y) = \frac{\psi(x, y)}{2\pi} \cdot \Lambda \quad (3.23)$$

Bei der Ermittlung dynamischer Verformungen kommt neben dem zweidimensionalen Phasenzusammenhang noch die Zeitinformation hinzu. Erstmals wurde ein dreidimensionaler Phasendemodulations-Algorithmus im Jahre 2001 vorgestellt [68], der den Phasenverlauf entlang der Zeitachse für die Entfaltung mit berücksichtigt. Im Folgenden wird die räumliche Phasendemodulation beschrieben, was einer flächenhaften Rückfaltung innerhalb eines Bildes entspricht und bei der Verfolgung von dynamischen Vorgängen für jeden Zeitschritt durchgeführt werden muß. Anschliessend wird auf die zeitliche Phasendemodulation eingegangen. Die Umsetzung von Demodulationsalgorithmen in eine Computersprache führt meist zu komplexen Programmen, die für die Speicherauslastung und für die Ausführungszeit optimiert sein müssen. In der vorliegenden Dissertation wurden für die räumliche Phasendemodulation bereits optimierte Algorithmen aus [64] verwendet.

3.6.1 Räumliche Phasendemodulation

Das zweidimensionale Entfaltungsproblem wurde im Zusammenhang mit der Speckle-messtechnik erstmals 1980 erwähnt [69]. Die Schwierigkeiten bei der korrekten Ausführung eines Unwrapp -Algorithmus sind das Finden der Phasensprünge und das exakte Angleichen der einzelnen Phasenebenen. Dies kann durch folgende Störungen erschwert werden:

- Ungenauigkeiten in der Justage des Messaufbaus,
- Ungenauigkeiten bei der Phasenschiebung,
- Mechanische Schwingungen während einer Messung,
- Niedrige Intensitäten der Speckle und Rauschen der Kamera,
- Reflexe und Schatten, die Bereiche ergeben, welche keine sinnvollen Phaseninformation liefern,
- Risse und Kanten,
- Quantisierungsrauschen der A/D-Wandler.

Außerdem kann bei einer sehr hohen Streifendichte das Abtasttheorem nicht mehr erfüllt werden, was wiederum zu falschen Phasenadjustierungen führt. Prinzipiell gibt es zwei Lösungsansätze, in die sich Unwrapp-Algorithmen einteilen lassen:

1. Pfadabhängige Methoden
2. Pfadunabhängige Methoden.

Der Unterschied zwischen den beiden Methoden besteht im wesentlichen in der Reihenfolge der Verküpfungen zwischen den einzelnen Pixeln. Die pfadabhängigen Methoden beginnen bei der Entfaltung mit einem Startpunkt und bearbeiten davon ausgehend dessen Nachbarn, die wiederum Startpunkte für die weitere Entfaltung darstellen. Es entsteht ein Pfad, der sich durch das gesamte Messfeld erstreckt. Jedoch können sich einzelne Phasenfehler durch diese Methode aufsummieren.

Die pfadunabhängigen Methoden betrachten die Bilder als Ganzes. Als Grundlage dient dabei ein globales Optimierungskriterium. Eine Möglichkeit besteht beispielsweise in der Minimierung der Fehlerquadrate [64]. Diese Methode wird besonders bei stark verrauschten Phasenbildern in der Radar-Interferometrie verwendet. Bei den pfadunabhängigen Methoden handelt es sich um iterative Verfahren, deren Rechenaufwand im Vorhinein nicht abschätzbar ist. Die Rechenzeiten können bei einem Bild bis zu mehreren Stunden betragen, und der benötigte Speicherbedarf kann bis auf einige Gigabyte anwachsen.

Für diese Arbeit wurden nur die pfadabhängigen Methoden berücksichtigt, da für den Defektnachweis mit thermischen Wellen teilweise über 1000 Phasenbilder verwendet wurden.

Pfadabhängige Methode

Zur Veranschaulichung wird im Folgenden die eindimensionale Phasendemodulation in Abbildung 3.6 betrachtet. Basierend auf der eindimensionalen Analyse von Itoh [70] liefern Ghiglia u.a. in [64] eine systematische Behandlung des zweidimensionalen Lösungsprozesses. Ausgehend von einem Startpunkt r_0 bearbeitet der Algorithmus einen benachbarten Punkt und entfaltet diesen. Für den nächsten Schritt dient einer der bereits entfaltenen Punkte als Startpunkt. Die demodulierte Phase ergibt sich durch eine Integration der Phasendifferenzen. Eine weitere Formulierung des in Gleichung 3.22 ein-

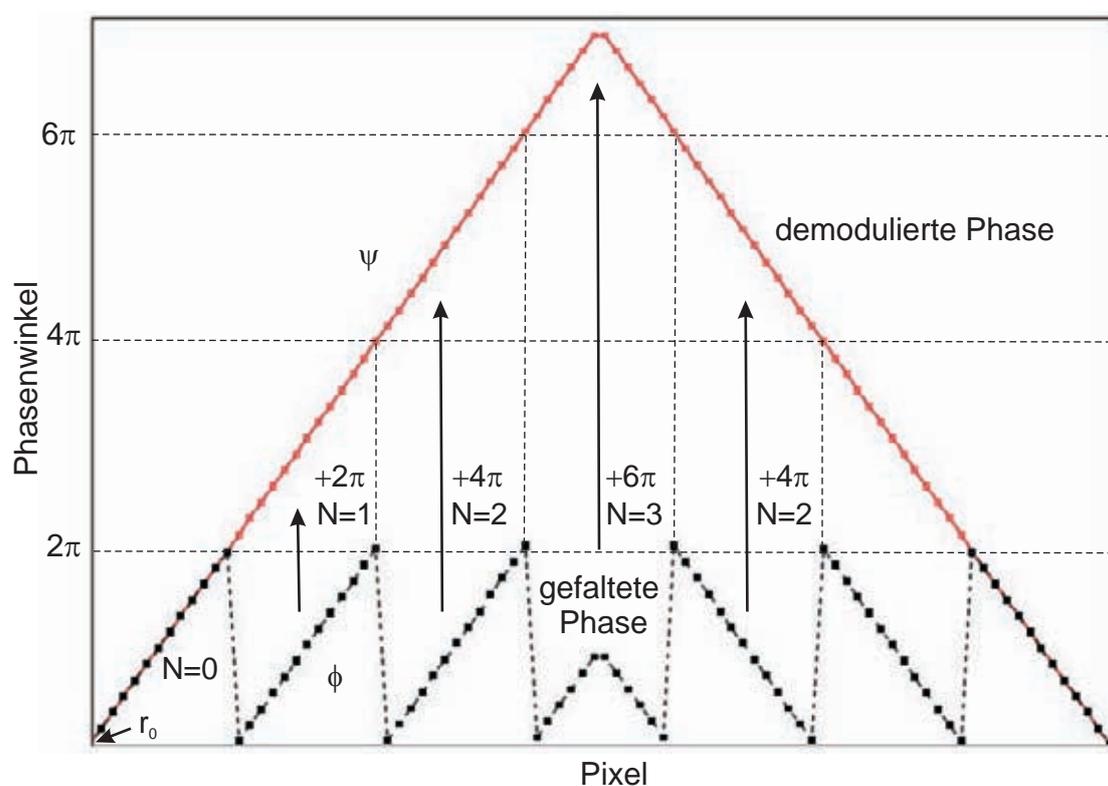


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung der Phasentfaltung.

geführten Wrapping-Operator ergibt [64, 71]:

$$W_L\{\psi(x, y)\} = \phi(x, y) = \psi(x, y) - 2\pi N_L(x, y). \quad (3.24)$$

Die ganzzahligen Faltungskoeffizienten N_L (Bias-Bild) bewirken, dass die gefalteten Phasenwerte ϕ im Intervall $[0, 2\pi]$ liegen. Zur weiteren Berechnung dient der Differenz-

operator Δ , der für die Zeilen- und Spaltenrichtung definiert ist mit:

$$\begin{aligned}\Delta_x\{\psi(x, y)\} &= \psi(x, y) - \psi(x - 1, y) \\ \Delta_y\{\psi(x, y)\} &= \psi(x, y) - \psi(x, y - 1).\end{aligned}\tag{3.25}$$

Die Berechnung der Differenzphasen der gefalteten Phasen nach Gleichung 3.24 ergibt dann:

$$\begin{aligned}\Delta_x W_1\{\psi(x, y)\} &= \Delta_x\{\psi(x, y)\} - 2\pi\Delta_x N_1(x, y), \\ \Delta_y W_1\{\psi(x, y)\} &= \Delta_y\{\psi(x, y)\} - 2\pi\Delta_y N_1(x, y).\end{aligned}\tag{3.26}$$

Eine weitere Anwendung des Wrapping-Operators führt zu:

$$\begin{aligned}W_2[\Delta_x W_1\{\psi(x, y)\}] &= \Delta_x\{\psi(x, y)\} - 2\pi[\Delta_x N_1(x, y) + N_2(x, y)] \\ W_2[\Delta_y W_1\{\psi(x, y)\}] &= \Delta_y\{\psi(x, y)\} - 2\pi[\Delta_y N_1(x, y) + N_2(x, y)]\end{aligned}\tag{3.27}$$

Diese Gleichungen beschreiben das Ergebnis der Faltung von Differenzen der gefalteten Phasenwerte in Zeilen- und Spaltenrichtung. Da die gefundenen Phasenwerte ϕ im Intervall $[0, 2\pi]$ liegen, impliziert dies, dass die Terme $[\Delta_x N_1(x, y) + N_2(x, y)]$ und $[\Delta_y N_1(x, y) + N_2(x, y)]$ verschwinden müssen, und in diesem Fall gilt für die Gleichungen 3.27:

$$\begin{aligned}\Delta_x\{\psi(x, y)\} &= W_2[\Delta_x W_1\{\psi(x, y)\}], \\ \Delta_y\{\psi(x, y)\} &= W_2[\Delta_y W_1\{\psi(x, y)\}].\end{aligned}\tag{3.28}$$

Beide Gleichungen eröffnen verschiedene Möglichkeiten der zweidimensionalen Entfaltung des Phasenfelds $\phi(x, y)$. Somit kann die kontinuierliche Phase $\psi(x, y)$ durch die Addition der Gradienten gewonnen werden. Wird bei der Demodulation mit der ersten Spalte begonnen, so folgt:

$$\psi(x, 1) = \psi(1, 1) + \sum_{n=2}^x W_2\{\Delta_x W_1[\psi(n, 1)]\}.\tag{3.29}$$

Mit dieser Startinformation lassen sich anschließend alle Zeilen nach dem Schema

$$\psi(x, y) = \psi(x, 1) + \sum_{m=2}^y W_2\{\Delta_y W_1[\psi(x, m)]\}\tag{3.30}$$

demodulieren. Zeilen- und Spaltenoperationen sind vertauschbar, so dass die Startinformation auch mit der Demodulation der ersten Zeile gewonnen werden kann. Zusammenfassend erfolgt die Entfaltung der Hauptwerte mittels dreier Operationen:

1. *Differenzieren* Δ (Bildung der Differenz benachbarter Phasenwerte)
2. *Falten* W (wrappen, d.h., Vergleich der Differenz mit einer Schwelle (π) zur Markierung der 2π - Phasendiskontinuitäten)
3. *Integrieren* Σ (aufaddieren aller Teilstücke unter Berücksichtigung der mod 2π - Phasensprünge).

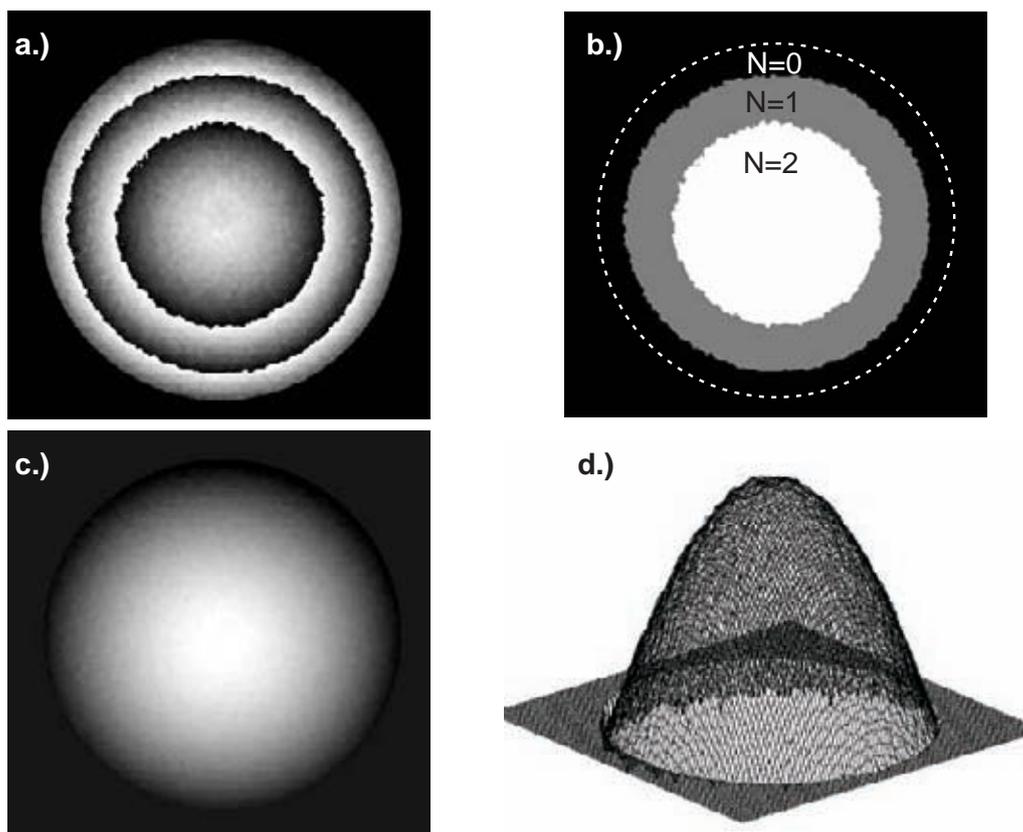


Abbildung 3.7: Demodulation eines Phasenbildes: *a.)* Phasenbild mod 2π *b.)* Bias-Bild mit ganzzahligem Faltungskoeffizienten N *c.)* demodulierte Phasenverteilung (2D-Intensitätsplot) *d.)* demodulierte Phasenverteilung (3D-Gitterlinienplot).

Gleichung 3.30 gilt jedoch nur für fehlerfreie Phasenwerte. Da die gemessenen Signale durch Störungen, Rauschen und Aliasingeffekte (siehe Anfang dieses Kapitels) beeinflusst werden, führt die einfache Integration zu teilweise erheblichen Fehlern. Daher müssen falsche Phasenwerte vorher ermittelt und bei der Integration ausgeschlossen oder sie dürfen erst zum Schluss mitberücksichtigt werden. Das Kriterium zur Findung solcher Fehler ist z.B. die Ermittlung von Inkonsistenzstellen (in der Literatur als *Residuen* bezeichnet), die sich ergeben, wenn das Integral nach Gleichung 3.31 entlang eines geschlossenen Weges C nicht gleich Null ist. Das Residuum liegt dann in der Fläche, die der geschlossene Weg umspannt,

$$\oint_C \nabla\phi \cdot dr \neq 0. \quad (3.31)$$

Hierbei wird ein 2×2 Fenster über die gefalteten Phasenwerte geschoben, und entsprechend Gleichung 3.31 werden die Residuen ermittelt und deren Vorzeichen bestimmt. Methoden, wie der Goldstein's Branch-Cut-Algorithmus [72], verbinden die positiven mit den dazugehörigen negativen Residuen durch Linien miteinander und sperren damit

fehlerhafte Integrationspfade. Abbildung 3.7 zeigt ein demoduliertes Phasenbild einer thermisch belasteten homogenen Kreisplatte aus Polymethylmethacrylat (PMMA).

3.6.2 Zeitliche Phasendemodulation

Bei der Untersuchung von dynamischen Vorgängen kommt zusätzlich zu den Ortskoordinaten noch die zeitliche Komponente hinzu. Der dadurch entstehende „Datenwürfel“ kann durch einzelne Schnitte entlang der Zeitachse demoduliert werden. Abbildung 3.8

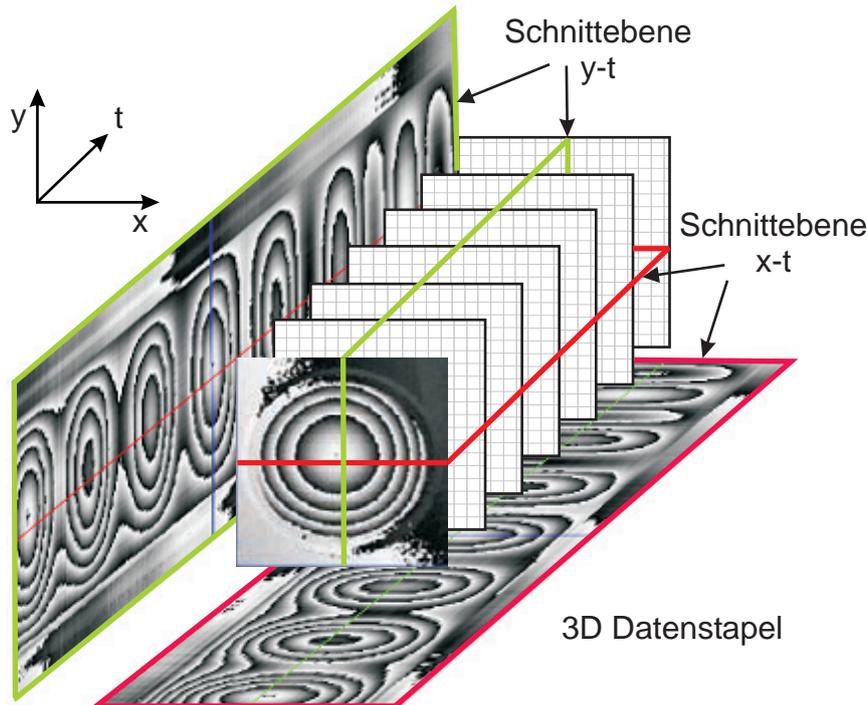


Abbildung 3.8: Aus einem Datenwürfel extrahierte Schnittebenen.

zeigt einen solchen Datenstapel mit zwei senkrecht zueinander geschnittenen Flächen. Die Schnittposition ist in der Skizze markiert. Es ist eine modulierte Verformung mit 8 Schwingungen entlang der Zeitachse sichtbar. Die Flächen können mathematisch wie in Kapitel 3.6.1 demoduliert werden. Natürlich muss auch hier das zeitliche Abtasttheorem erfüllt sein, damit die Phasensprünge entlang der Zeitachse korrekt detektiert werden können. Die Daten liegen dann gemäß Gleichung 3.22 mit Anwendung des Wrapping-Operators

$$\phi(x, t) = W_L\{\psi(x, t)\} = \psi(x, t) \bmod 2\pi, \quad (3.32)$$

beziehungsweise

$$\phi(t, y) = W_L\{\psi(t, y)\} = \psi(t, y) \bmod 2\pi \quad (3.33)$$

vor. Fehlerhafte Phasenanpassungen wirken sich jedoch bei dieser Methode besonders negativ auf dynamische Phasenmessungen aus, da sich ein eventueller Demodulationsfehler

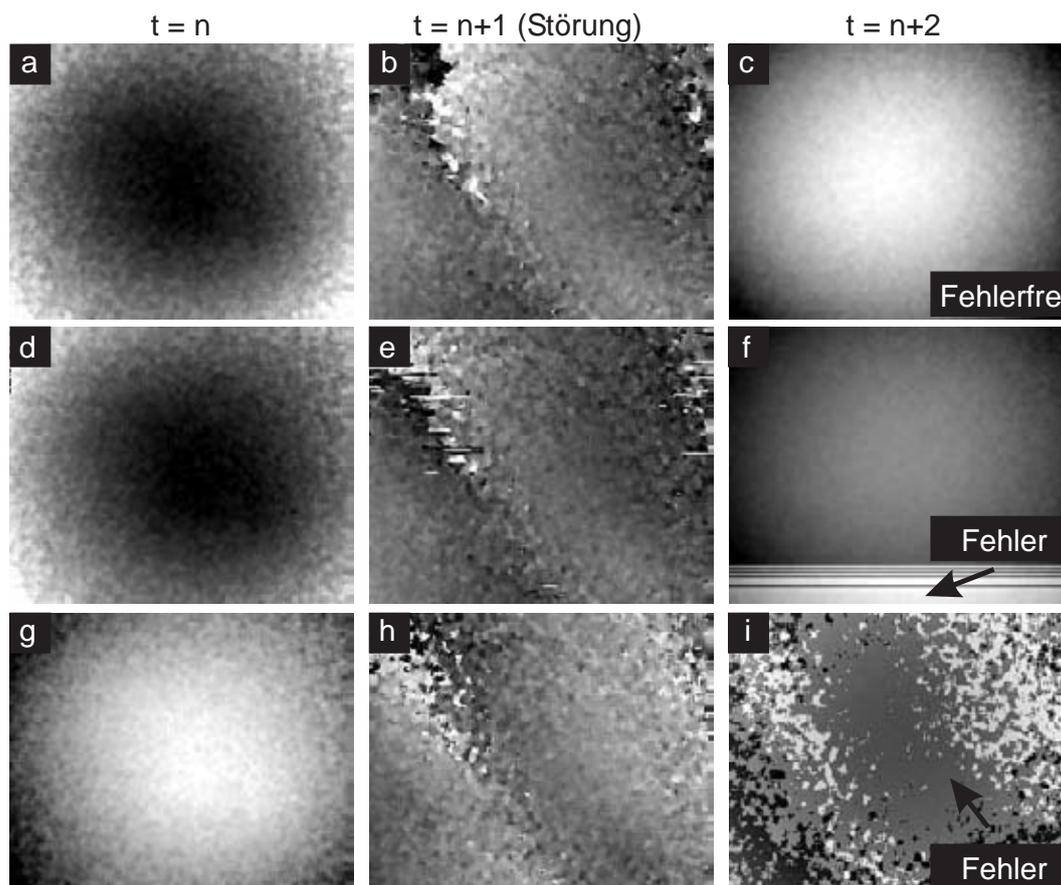


Abbildung 3.9: Fehlerfortpflanzung bei einer eingebrachten Störung zum Zeitpunkt $t=n+1$ mit verschiedenen Demodulationsmethoden ausgewertet.

a. – c.) Räumliche Phasendemodulation.

d. – f.) Zeitliche Phasendemodulation durch Entfaltung der y-t-Flächen. Falsch entfaltete y-t-Flächen sind als Linien in der x-y-Ebene sichtbar.

g. – i.) Zeitliche Phasendemodulation durch Entfaltung einzelner Pixelstäbe.

über einen weiten Zeitbereich erstrecken kann. Wird die verarbeitete Projektionsebene wieder in die Ausgangsebene zurücktransformiert (Bilderstapel), so werden die Fehlanpassungen als wandernde Linien wahrgenommen (siehe Abbildung 3.9 d.-f.). In dieser Abbildung wurde eine externe Störung zum Zeitpunkt $t=n+1$ aufgebracht, die zum Zeitpunkt $t=n+2$ wieder abgeklungen ist. Die Abbildungen 3.9 a.-c. zeigen das Verhalten der räumlichen Phasendemodulation. Zu jedem Zeitpunkt wird das entsprechende Bild demoduliert. Fehler, die nur zu einem bestimmten Zeitpunkt vorhanden sind, werden bei den nachfolgenden Berechnungen nicht berücksichtigt. Nachteilig ist bei der zeitlichen Entfaltung auch der erhöhte Rechenaufwand, da die Verkettung der einzelnen Teilstücke bei der Demodulation aufwendiger ist. Eine andere Vorgehensweise ergibt sich, wenn jeder Bildpunkt über den Zeitbereich getrennt betrachtet wird. Hierbei kann die

eindimensionale Methode von Itoh [70] herangezogen werden. Der Vorteil liegt darin, dass Fehlstellen (wie z.B. Löcher, Risse, Überblendungen) nicht vorher ausmaskiert werden müssen, da jeder Pixelstab isoliert bearbeitet wird. Bei Phasenwerten mit einem guten SNR muss der absolute kontinuierliche Phasenwinkel nicht mehr bestimmt werden (siehe Abschnitt 3.6.3). Dieser ist jedoch bei den anderen Methoden durch eine Betrachtung der Belastung und der jeweiligen Randbedingungen zu korrigieren. Nachteilig ist hier wiederum die Fehlerfortpflanzung bei nicht korrekt zurück gefalteten Phasenwerten. Im Gegensatz zur räumlichen Phasendemodulation, die kurze Störungen (z.B. mechanische Schwingung durch Trittschall) zeitlich begrenzt halten, werden bei der Phasendemodulation einzelner Pixelstäbe die Fehler summiert (siehe Abbildung 3.9 g.-i.). Die Folge ist, dass zwischen den Nachbarpixeln Sprünge auftreten.

3.6.3 Bestimmung der absoluten Verformung durch Berücksichtigung der Randbedingungen

Die eigentliche Verformung des Prüfobjektes kann durch die Verformung des Untergrundes, auf dem der Körper aufliegt, beeinflusst werden. Bei der Erwärmung des Prüfobjektes wird auch der Untergrund erwärmt. Dieser Einfluss wirkt sich auf die Gesamtverformung aus. Wandert ein neuer Phasensprung in die Bildebene des Objektes hinein und beim nächsten Zeitschritt wieder hinaus, so können ausgehend vom Startpunkt des Demodulationspfades die Phasenwerte um 2π falsch entfaltet sein. Der verwendete Algorithmus der räumlichen Phasendemodulation kann nur die unterschiedlichen Höhenniveaus zu einem Zeitpunkt (also nur in einem Bild) berücksichtigen. Zur zahlenmäßigen Auswertung eines Interferogramms wird jedoch die Bestimmung der absoluten Verformung notwendig. Abbildung 3.10 zeigt z.B. Fehler im Zeitverlauf einer thermisch-modulierten Kreisplatte (graue Kurve), die durch falsche Verformungswerte entstanden sind. Jeder Messpunkt der Kurve entspricht einem Verformungsbild. In der Vergrößerung sind fehlerhafte Phasenwerte deutlich in Form von Messausreißern erkennbar. Die Phasenwerte haben hierbei einen Signalunterschied von 2π . Schwieriger wird es, die Fehler an den Minima zu entdecken. Um solche Fehler zu beseitigen, ist es sinnvoll, sich die Randbedingungen näher anzuschauen und die Verformung entsprechend zu korrigieren. Die Randbedingungen setzen sich aus der Belastung und der Einspannung des Prüfobjektes zusammen. Zunächst ist es wichtig zu wissen, wo sich die nullte Ordnung befindet, d.h. an welcher Stelle der Probe sich die Oberfläche nicht verformen darf. Bei den in dieser Arbeit untersuchten Proben einfacher Geometrie (Rechteck- und Kreisplatten) müssen z.B. die out-of-plane Bewegungen an den Rändern einer fest eingespannten Kreisplatte oder die Verformung an den Ecken einer Rechteckplatte gleich Null sein. Außer an den kraftflussfreien Ecken können auch Umkehrpunkte von Zug- zu Druckbeanspruchung (Wendepunkte) oder Momenten-Nullpunkte betrachtet werden. Sollte sich die

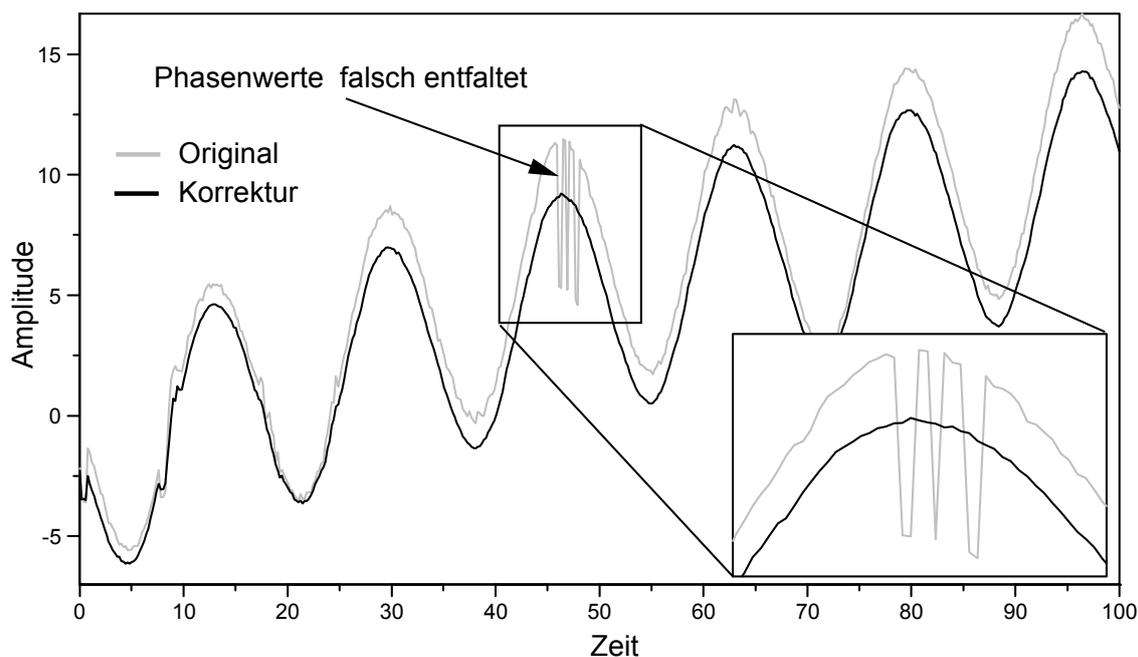


Abbildung 3.10: Zeitverlauf einer thermisch-modulierten Kreisplatte (ohne Berücksichtigung der Randbedingungen).

nullte Ordnung nicht im Untersuchungsgebiet befinden, da z.B. ein kleiner Bereich eines großen Bauteils untersucht wird und die Randbedingungen nicht vorgegeben sind, dann empfiehlt es sich, die Zwei-Wellenlängen- oder die Trägerstreifen-Methode anzuwenden [73, 74]. Ist die nullte Ordnung bekannt, so wird folgende Vorgehensweise gewählt, um den fehlerhaften Versatz (wie dieser z.B. in Abbildung 3.11 a. zu sehen ist) bei einer an den Rändern fest eingespannten Kreisplatte zu kompensieren:

Zuerst werden die Phasenwerte am Rand der Kreisplatte extrahiert und mit einem Median-Filter geglättet. Anschließend werden aus diesen Punkten die Koeffizienten für ein Polynom ersten Grades (Ebene) mit Hilfe der kleinsten Fehlerquadrate berechnet. Mit den erzeugten Koeffizienten können nun die Randpunkte neu berechnet werden (Abbildung 3.11 b.). Zur Erzeugung einer Referenzfläche wird für jeden Ortspunkt mit den Koeffizienten ein neuer Wert berechnet (Abbildung 3.11 c.). Durch die Subtraktion der alten Verformungswerte mit der Referenzfläche erhält man nun die korrigierte Verformung (Abbildung 3.11 c.). Bei einer an den Eckpunkten eingespannten Rechteckplatte muss die Verformung an diesen Stellen Null sein. Im Gegensatz zur Kreisplatte werden ebenfalls die gesamten Randpunkte extrahiert und gefiltert. Ausgehend von den Ecken wird eine neue Referenzfläche erzeugt und von den alten Verformungswerten subtrahiert. Abbildung 3.10 (schwarze Kurve) zeigt den Zeitverlauf der korrigierten Verformung. Die Unterschiede zwischen den beiden Verläufen sind hierbei ersichtlich. Im Vergleich zum ursprünglichen Signal sind die nicht korrekt demodulierten 2π Sprünge beseitigt. Der

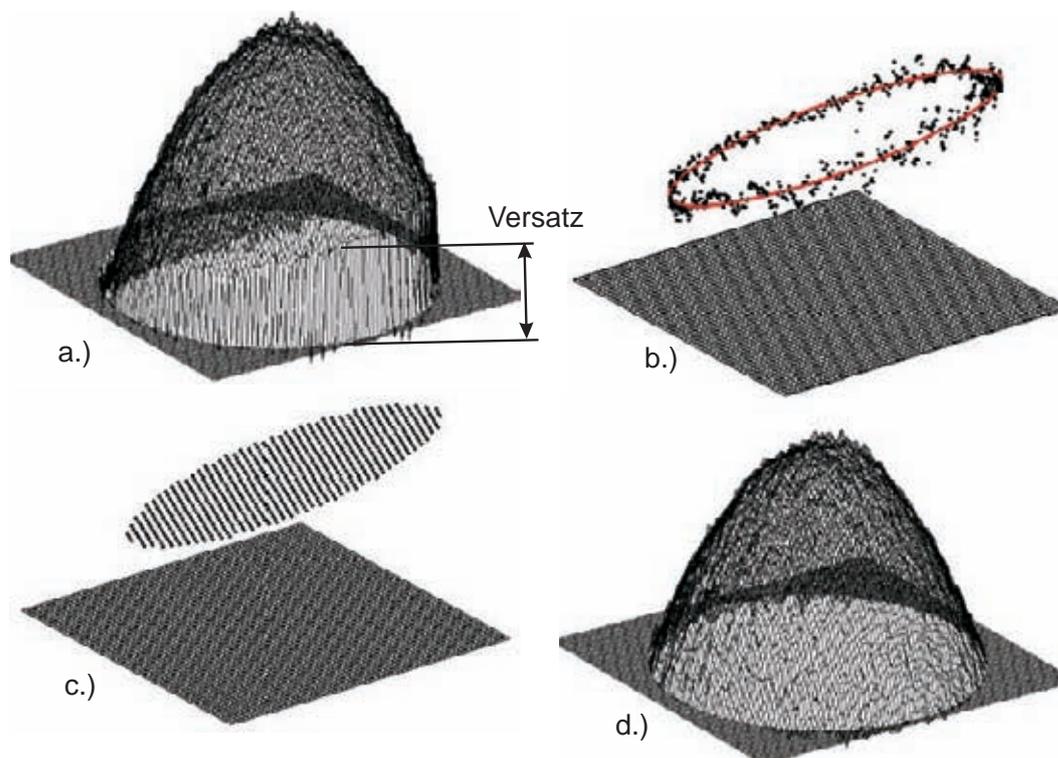


Abbildung 3.11: Korrektur der Verformungswerte an einer runden Platte:

- a.) Verkippung aufgrund falscher Randwerte
- b.) Extrahierter Randbereich (Punkte) mit neu berechneter Randlinie
- c.) Berechnung der Referenzfläche aus den ermittelten Koeffizienten
- d.) Neue Verformung durch Subtraktion der Referenzfläche.

Anstieg der Verformungswerte ist flacher, und das Rauschen ist reduziert. Die Korrektur der Verformungswerte muss für jeden Zeitschritt erfolgen. Bei der Erstellung der Software ist hierbei besonders auf eine optimierte Programmierung zu achten. Dies kann schon damit erreicht werden, dass nicht jeder Punkt der Referenzfläche einzeln, sondern die Ebene vektoriell berechnet wird.

3.7 Aufnahme- und Auswertesoftware

Die Aufnahme- und Auswertesoftware wurde im Rahmen dieser Arbeit mit der grafischen Programmiersprache *LabVIEW*[®] von National Instruments entwickelt. Da es sich bei der optischen Lockin-Interferometrie um ein flächenhaftes Messverfahren handelt, sind grundlegende Bildverarbeitungsfunktionen (z.B. Filter, Spreizung des dynamischen Bereichs durch Anpassen von Kontrast und Helligkeit, Maskierung, Linien- und Flächenextrahierung, usw.) in die Software einbezogen worden. Alle beschriebenen Algorithmen inklusive der Lockin-Auswertung sind ebenfalls implementiert. Bestehende Algorithmen

wie z.B. das Goldstein-Unwrapping wurden durch eine Dynamic Link Library (dll) eingebunden. Zusätzlich wurde im Auswertetool ein Importfilter für die FEM-Daten in Kapitel 4 zur Auswertung der Amplituden- und Phasenverläufe integriert.

Im Folgenden wird auf die Umsetzung der Software zur Berechnung der Differenzphasen nach Gleichung 3.20 näher eingegangen, da diese Berechnung nicht mehr über den Prozessor des Rechners (CPU), sondern mit Hilfe einer Grafikkarte erfolgt, was erst seit kurzem durch die Programmierung von Grafikkarten möglich ist.

Das Auflösungsvermögen moderner CCD-Kameras hat sich in den letzten Jahren erheblich gesteigert. Die zur Aufnahme der Specklebilder verwendete Kamera hat ein Messfeld von 1392×1024 Pixel. Die gestiegene Datenmenge kann jedoch nicht mehr von der CPU des Rechners bewältigt werden. Für die Berechnung der Gleichung 3.20 sind 8 Intensitätsbilder, bestehend aus $11,40 \cdot 10^6$ Pixel, zu berechnen. Dazu kommen für jedes Pixel 14 Grundrechenoperationen, eine Trigonometriefunktion sowie durch die Filterung zusätzliche Operationen hinzu. Um die Phasenbilder mit der Framerate (30Hz) der CCD-Kamera berechnen zu können, müsste hierbei auf speziell angepasste Bildverarbeitungskarten zurückgegriffen werden, die noch sehr teuer sind.

In den letzten Jahren wurden bereits von verschiedenen Autoren [75, 76, 77] Grafikkarten zur Berechnung von Hologrammen eingesetzt. Die Vorteile von Grafikkarten liegen in der großen Leistungsfähigkeit (moderne PC-Spiele berechnen und rendern die einzelnen Szenen im Videotakt) und den sehr geringen Anschaffungskosten als Folge der hohen Nachfrage. Jedoch verfügt *LabVIEW*[®] momentan nicht über die entsprechenden Funktionsbibliotheken, um den Prozessor einer Grafikkarte (GPU) zu nutzen. Dazu wurde in dieser Arbeit ein *LabVIEW*[®]*GPUPlugin* geschrieben. Der Kern der Grafikkarte basiert auf OpenGL, um die 3D Grafik Hardware anzusprechen. Dies erfolgt durch eine spezielle Programmiersprache, nämlich *Cg* (C for graphics) von *NVidia*[®]. Damit lassen sich kleine Programme schreiben - sogenannte Shader - die dann auf der Grafikkarte

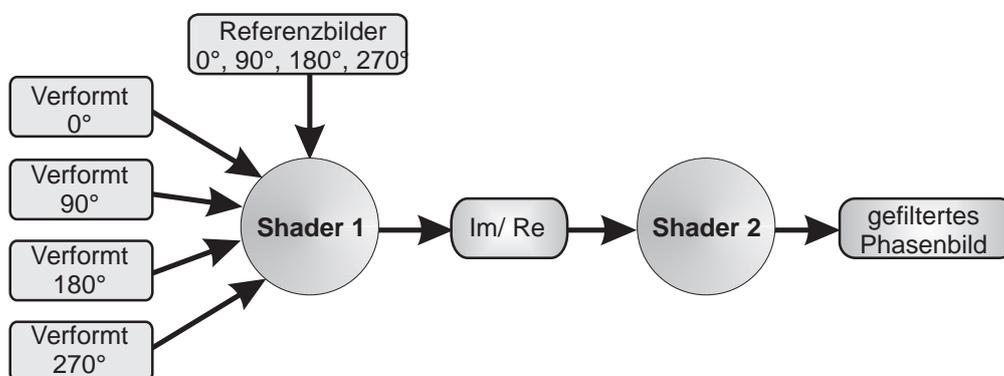


Abbildung 3.12: Darstellung der GPU Pipeline. Rechtecke sind Texturen, und Kreise sind Shader.

ausgeführt werden und die jeweilige Funktion implementieren.

Das *LabVIEW[®]GPUPlugin* besteht aus zwei Teilen: einer in C geschriebenen Bibliothek (DLL) und einem Satz von LabView-Programmen (siehe Anhang), welche die Funktionen in der Bibliothek aufrufen und letztendlich die Schnittstelle zum Benutzer darstellen. Die C Bibliothek ist dafür zuständig, alle verwendeten Schnittstellen (OpenGL, Cg, GLEW und GLUT - im Anhang beschrieben) anzusprechen, die für die Berechnung benötigten Ressourcen (Texturen und Shader) zu verwalten und nach außen hin eine einfache API für die Verwendung in *LabVIEW[®]* zu bieten.

Zur Berechnung des endgültigen Phasenbildes werden die 4 Referenzbilder zusammen in eine 4-kanalige 16-Bit floating point Textur abgespeichert. Das erste Bild wird im roten-, das zweite im grünen-, das dritte im blauen- und das vierte im Alphakanal deponiert und in einem Kopiervorgang zur GPU geschickt. Die einzelnen Intensitätsbilder des Verformungszustands werden direkt nach der Aufnahme in eine separate 1-Kanal 16-Bit floating point Texture gespeichert. Das Phasenbild wird auch in einer 1-Kanal 16-Bit Textur gespeichert. Darüber hinaus existiert noch eine 2-Kanal Zwischentextur, die nötig ist, weil heutige GPUs nicht gleichzeitig von einer Textur lesen und auf sie schreiben können. Darin wird der Real- und Imaginärteil abgelegt.

Wenn 4 Referenz- und Verformungsbilder vorliegen, kann die Berechnung durch das erste Shaderprogramm gestartet werden (Abbildung 3.12). Zuerst wird der Real- und Imaginäranteil aus den 8 Eingangsbildern berechnet und in 2 Zwischenbildern gespeichert. Da die beiden Bilder in einer einzigen Textur gespeichert sind, kann das zweite Programm diese nun gleichzeitig filtern und anschließend den Arcustangens berechnen und als Phasenbild speichern. Diese Schritte werden vollständig auf der GPU realisiert. Das Phasenbild muss dann noch von der GPU in den Hauptspeicher des Rechners geladen werden. Tabelle 3.1 zeigt einen Vergleich der Rechenzeiten zwischen einem CPU- und GPU-Prozessor.

Tabelle 3.1: Vergleich der Phasenbildberechnung inklusive einer 7×7 Filterung zwischen CPU- und GPU-Prozessor für verschiedene Bildgrößen. Die Framerate der Kamera betrug 33 ms, was bei 4 Bildern einer Aufnahmezeit von 132 ms entspricht. Dieser Wert ist in den Rechenzeiten mit berücksichtigt (**CPU**: Intel Core 2 CPU/ 2,67 GHz. **GPU**: NVIDIA GeForce 7900 GT).

Bildgröße [Pixel]	CPU (Zeit in ms)	GPU (Zeit in ms)	Verbesserung [%]
256 × 256	133	133	0
512 × 512	166	133	24,8
1024 × 1024	300	166	80,7
1392 × 1040	366	200	83,0

4 Lockin-Speckle-Interferometrie

Modulationsverfahren haben gegenüber der einfachen Beobachtung zeitabhängiger Abläufe den prinzipiellen Vorteil, dass durch die Auswertung bei der Modulationsfrequenz die Bandbreite und damit das Rauschen verringert wird, welches im Zeitsignal auftritt. Solche Messungen werden üblicherweise mit elektronischer Hardware durchgeführt („Lockin-Verstärker“), die außer den Signaleingang auch einen Referenzeingang hat. Das Messsignal wird mit dem periodischen Referenzsignal (das den Takt der Modulation angibt) korreliert, so dass nur Signalveränderungen bei dieser Modulationsfrequenz erfasst werden. Mathematisch entspricht das einer gleitenden monofrequenten Fouriertransformation. Das Prinzip hat sich z.B. in der Photoakustik beim Nachweis periodischer Oberflächenverformungen bewährt, die durch Interferometrie nachgewiesen wurden [39]. Es wurde auch gezeigt, wie punktuelle photothermische Messungen auf die pixelweise Auswertung thermografischer Bildsequenzen übertragbar sind, wenn man den zeitlichen Signalverlauf an jedem Pixel fouriertransformiert [39, 47]. Diese Lockin-Thermographie [47, 78, 79, 80] hat sich inzwischen in der Praxis bewährt [81]. Da Verbesserungsprinzipien häufig übertragbar sind, wird derselbe Schritt, der von der unmodulierten Thermographie zur Lockin-Thermographie (Messprinzip siehe Anhang) führte, nun an interferometrischen Abbildungsverfahren vollzogen.

4.1 Prinzip der optischen Lockin-Speckle-Interferometrie (OLI)

Die Übertragung dieser Erkenntnisse auf die OLI bedeutet, dass das Prüfobjekt z.B. mit einer intensitätsmodulierten Lampe (oder einer anderen modulierbaren Verformungsquelle, z.B. Mikrowellen oder induktiver Heizung) berührungslos angeregt wird. Durch die periodische Erwärmung der Oberfläche verformt es sich ebenfalls periodisch, wobei verborgene Diskontinuitäten (wie z.B. Delaminationen, Risse, Hohlräume) die Dynamik der Verformung beeinflussen. Hierbei spielen die thermischen Eigenschaften und Grenzflächen des Materials eine Rolle, da die von der Oberfläche ausgehenden thermischen Wellen an thermischen Strukturen reflektiert werden und so neben der Temperatur auch die Verformungsmodulation an der Oberfläche beeinflussen. Die von der modulierten Anregung erzeugten Verformungsänderungen werden interferometrisch abbildend

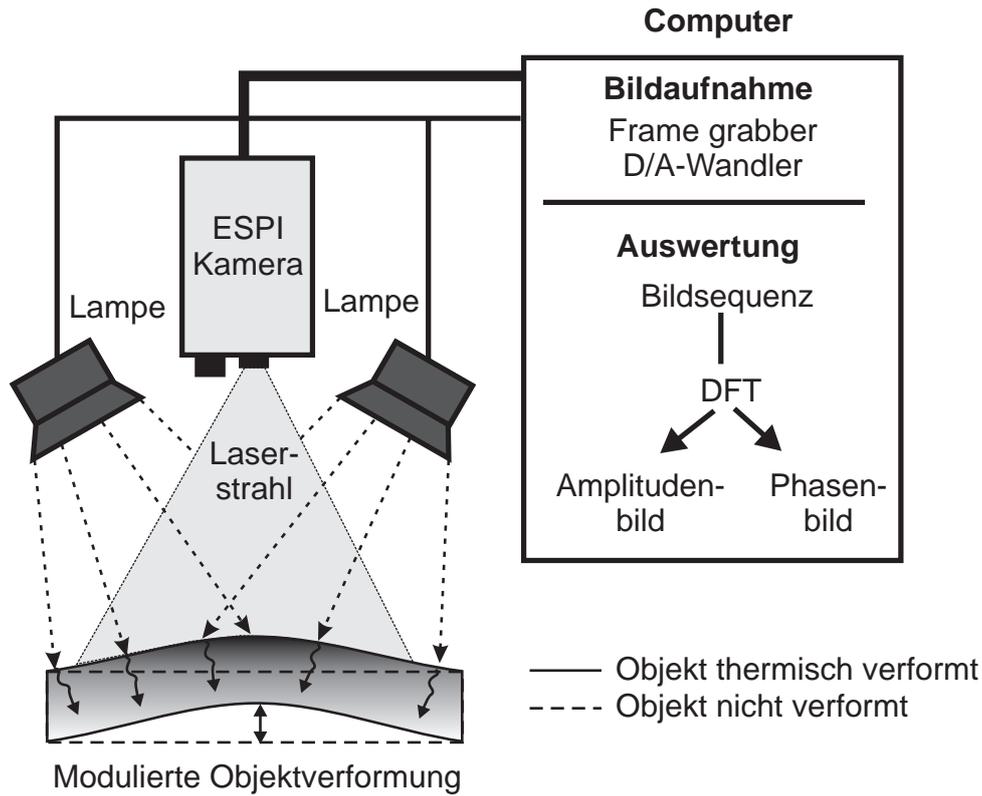


Abbildung 4.1: Prinzip der optischen Lockin-Speckle Interferometrie (OLI).

verfolgt (Abbildung 4.1). Das Speckle-Muster bewegt sich durch die modulierte Wärmezufuhr periodisch, wobei durch die Gesamterwärmung ein Gleichanteil überlagert sein kann. Lockin-Speckle-Interferometrie nutzt diese lokale periodische Bewegung als bildgebende Größe. Zunächst werden aus den Intensitätsbildern mit den Specklemustern die Phasen berechnet (siehe Abschnitt 3.2) und anschließend demoduliert (siehe Abschnitt 3.6). Um Defekte abbilden zu können, wird nun die zeitabhängige Höhe jedes Bildpunktes bei der Modulationsfrequenz der Beleuchtung fourieranalysiert. Die Auswertung des Zeitsignals erfolgt durch eine diskrete Fouriertransformation (DFT)

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)e^{-i\omega t} dt \approx \sum_i f(t)e^{-i\omega t} = \sum_i f(t)(\cos(\omega t) - i \sin(\omega t)) \quad (4.1)$$

mit der Anregungsfrequenz ω . So wird die Vielzahl einzelner Bilder, die während der Einwirkung eines modulierten Anregungssignals entstehen, zu nur zwei Bildern verdichtet: einem Amplitudenbild,

$$A(\omega) = \sqrt{\text{Re}(F(\omega))^2 + \text{Im}(F(\omega))^2}, \quad (4.2)$$

das die Stärke der lokalen Effektmodulation wiedergibt (d.h., mit welcher Amplitude sich der thermisch erzeugte Berg auf und ab bewegt), und einem Phasenbild,

$$\varphi(\omega) = \arctan \left(\frac{\operatorname{Im}F(\omega)}{\operatorname{Re}F(\omega)} \right), \quad (4.3)$$

das die normierte Verzögerung zwischen Anregung und Antwort zeigt. Da die Fouriertransformation einer gewichteten Mittelung des Bildstapels entspricht, sind die beiden so erhaltenen Bilder wesentlich rauschärmer als die Einzelbilder. Messtechnisch bedeutet diese Fourieranalyse eine schmalbandige Filterung eines Signals, wobei das Rauschen entsprechend der geringen Bandbreite reduziert wird - eben wie bei einem Lockin-Verstärker, der aus einem verrauschten Eingangssignal ein um etliche Zehnerpotenzen kleineres Nutzsignal extrahiert, weil er dessen Takt aus dem Referenzsignal kennt. Da die Phase aus der Quotientenbildung von Imaginär- und Realteil resultiert (Gleichung 4.3), ist das Phasenbild besonders unanfällig gegen örtliche Schwankungen der Anregungsamplitude, die z.B. durch inhomogene Beleuchtung, Reflexion und optische Struktur der Oberfläche auftreten kann. Außerdem besitzen Phasenbilder gegenüber Amplitudenbildern bei der Ausnutzung von thermischen Wellen eine erhöhte Tiefenreichweite [23, 82]. Die Vorteile und Unterschiede der Amplituden- und Phasensignale für die Verformungsmessung mittels OLI werden in Abschnitt 4.4 näher erläutert.

4.2 Ausbreitung thermischer Wellen

Thermische Wellen entstehen, wenn an der Oberfläche des Prüfobjektes eine Temperaturmodulation stattfindet. Dies kann z.B. berührungslos durch Absorption von optischer Strahlung erfolgen, die durch eine periodische Intensitätsänderung einer Lampe erzeugt wird. Dabei ist die Wärmestromdichte an der Probenoberfläche proportional zur Lichtintensität. Diese bewirkt eine zeitlich periodische Temperaturänderung, die sich als stark gedämpfte Welle in das Material ausbreitet. Die theoretische Beschreibung der „Wärmediffusion“ in das Bauteilinnere mit der Tiefenrichtung z lautet im eindimensionalen Fall bei konstanter Wärmeleitfähigkeit λ [82]:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T(z, t)}{\partial t} = 0. \quad (4.4)$$

Die Temperaturleitfähigkeit α , die statt der Wärmeleitfähigkeit bei allen dynamischen Prozessen die relevante Größe ist (weil sie die Wärmespeicherung berücksichtigt) ist materialabhängig [83]:

$$\alpha = \frac{\lambda}{\rho \cdot c}, \quad (4.5)$$

mit der Wärmeleitfähigkeit λ [$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$], der Dichte ρ [kg m^{-3}] und der spezifischen Wärmekapazität c [$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$]. Die Temperaturleitfähigkeit α gibt an, wie schnell sich

nach plötzlichen Temperaturänderungen wieder Gleichgewicht einstellt. Die Temperaturmodulation hat im stationären Fall (d.h. mit fester Phase und fester Amplitude, also eingeschwungen) eine zeitliche und örtliche Abhängigkeit, die als stark gedämpfte Welle beschreibbar ist. Diese "thermische Welle" ist eine Lösung der homogenen Wärmediffusionsgleichung (Gleichung 4.4) unter der Annahme eindimensionaler Wärmediffusion bei sinusförmiger Anregung

$$T(z, t) = T_0 \cdot e^{-\frac{z}{\mu}} \cdot e^{i(\omega t - \frac{z}{\mu})}. \quad (4.6)$$

Die Kreisfrequenz ω stellt die Anregungsfrequenz dar ($\omega = 2\pi \cdot f$), bei deren Frequenz (Lockin-Frequenz) das Zeitsignal später ausgewertet wird. Die thermische Eindringtiefe μ beschreibt das frequenzabhängige räumliche Abklingverhalten der thermischen Welle,

$$\mu = \sqrt{\frac{2 \cdot \alpha}{\omega}}. \quad (4.7)$$

Die thermische Eindringtiefe ist die Strecke, auf der die Amplitude der thermischen Welle auf $1/e$ ($\sim 37\%$) abfällt und die Phase sich um 1rad ($\sim 57\text{Grad}$) ändert. Die Abhängigkeit von der Modulationsfrequenz ist für Aussagen über die Defekttiefe im Material sowohl bei der Temperatur- als auch bei der Dehnungsdetektion nutzbar. Der Kehrwert $1/\mu$ kann als Wellenzahl interpretiert werden. Die thermische Wellenlänge λ_{th} entspricht dann $2\pi\mu$. Durch die starke Dämpfung der thermischen Welle ist das Auffinden von Defekten bis zu einem dreifachen der thermischen Eindringtiefe möglich. Der imaginäre Exponent in Gleichung 4.6

$$\varphi_{th} = \omega t - \frac{z}{\mu} \quad (4.8)$$

beschreibt die Phase der thermischen Welle. Hieraus lässt sich die Phasengeschwindigkeit der thermischen Welle ableiten:

$$v_{ph} = \frac{\partial z}{\partial t} = \sqrt{2 \cdot \alpha \cdot \omega} \quad (4.9)$$

Auch die Phasengeschwindigkeit ist von der Modulationsfrequenz abhängig. Bei Polymeren beträgt sie $0,7\text{ mm/s}$ bei 1 Hz , dagegen nur noch $0,07\text{ mm/s}$ bei $0,01\text{ Hz}$ [49]. Durch diese Dispersion sind thermische Wellen für Informationsübertragungen nicht geeignet, da die Übertragungsimpulse auseinander laufen würden.

4.3 Wärmeausdehnung von Festkörpern

Wärmeausdehnung ist die Längen- bzw. Volumenänderung eines Körpers bei einer Temperaturveränderung ΔT . Die relative Längenänderung $\Delta l/l$ beträgt

$$\frac{\Delta l}{l} = \alpha_{th} \Delta T, \quad (4.10)$$

wobei α_{th} der Wärmeausdehnungskoeffizient ist. Die relative Volumenänderung $\Delta V/V$ ist demnach näherungsweise

$$\frac{\Delta V}{V} = 3\alpha_{th}\Delta T. \quad (4.11)$$

Der Wärmeausdehnungskoeffizient ist ein Kennwert, der das Verhalten eines Stoffes in einem bestimmten Temperaturbereich darstellt. Einige Materialien, wie zum Beispiel CFK, können einen negativen Ausdehnungskoeffizienten haben. Im Fall von CFK ist dieser anisotrop. Wird ein Körper an seiner thermischen Ausdehnung gehindert, so baut

Tabelle 4.1: Wärmeausdehnungskoeffizient einiger Materialien [84].

Material	Ausdehnungskoeffizient $\alpha_{th} \times 10^{-6} 1/K$
Aluminium	23,8
Eisen	12
Polycarbonat	65
Polymethylmethacrylat (PMMA)	70 - 90
Kohlenstofffaser (HM 35 in Längsrichtung)	-0,5
Al_2O_3	8

sich folgender Druck auf (vorausgesetzt der Druck sei bei der Ausgangstemperatur gleich Null):

$$p = \frac{\Delta V}{V}K = 3 \cdot K \cdot \alpha_{th}\Delta T, \quad (4.12)$$

mit dem Kompressionsmodul K . Bei einer gegebenen Temperaturverteilung $T(r, t)$ ergibt sich die Druckverteilung $p(r, t)$ unter der Voraussetzung, dass alle Punkte ortsfest bleiben, zu:

$$p = \chi \cdot T(r, t), \quad (4.13)$$

mit der Abkürzung $\chi = 3K\alpha_{th}$. Für den Spannungstensor gilt in diesem Fall:

$$\underline{\sigma}(r, t) = \underline{I} \cdot p(r, t), \quad (4.14)$$

mit der Einheitsmatrix \underline{I} . Der Spannungstensor $\underline{\sigma}(r, t)$ setzt sich aus der thermischen Ausdehnung $\underline{\sigma}_{th}(r, t)$ und aus dem von der Verzerrung herrührenden Anteil $\underline{\sigma}_v(r, t)$ zusammen:

$$\underline{\sigma}(r, t) = \underline{\sigma}_{th}(r, t) + \underline{\sigma}_v(r, t) \quad (4.15)$$

Die zu erwartenden Verschiebungen bei der Messung mit der Lockin-ESPI liegen aufgrund der geringen Temperaturmodulation im Bereich von wenigen μm . Daher kann für das Materialverhalten das Hookesche Gesetz angewendet werden, das den linearen

Zusammenhang zwischen dem Spannungs- und Verzerrungstensor beschreibt. Im kartesischen Koordinatensystem ist der Verzerrungstensor definiert durch

$$\varepsilon_{ij} = \underline{S}_{ijkl} \cdot \sigma_{kl}, \quad (4.16)$$

mit dem Nachgiebigkeitstensor \underline{S}_{ijkl} . Aus den vorangegangenen Überlegungen wird klar, dass die genaue Bestimmung der Wärmedehnung sehr komplex und rechenintensiv ist. Zuerst muss die Temperaturverteilung im Körper bestimmt und daraus dann die Verzerrung berechnet werden. Zur Bestimmung der Tiefenreichweite der Lockin-ESPI muss aufgrund des Spannungstensors zwischen 1D, 2D und 3D Körpern unterschieden werden, da sich die einzelnen Spannungskomponenten gegenseitig beeinflussen. Für eindimensionale Dehnungen sind analytische Ansätze anwendbar. Komplexere Spannungszustände, wie z.B. in zwei- und dreidimensionalen Körpern, lassen sich durch Finite-Elemente Methoden ermitteln.

4.4 Tiefenreichweite der optischen Lockin-Thermografie (OLT) und der OLI

Die verschiedenen Mechanismen zur Signalerzeugung führen bei den beiden Verfahren OLT und OLI zu unterschiedlichen Signalverläufen und dadurch auch zu unterschiedlichen Eindringtiefen, bei denen ein Defekt im Bauteil noch erfasst werden kann. Die Tiefenreichweite von OLT Messungen ist für den eindimensionalen Fall, also bei Wärmeleitung in Stäben oder punktueller Anregung bei flächigen Objekten, durch analytische Lösungen ermittelbar. Thermische Wellen breiten sich jedoch durch die Diffusion im gesamten Bauteil aus. Dadurch ist auch ein lateraler Wärmeffluss gegeben. Die Amplituden- und Phasensignale werden bei der Verformungsmessung mit OLI nicht nur durch thermische Änderungen beeinflusst, sondern auch durch die inneren Spannungen, die durch in-plane-Verschiebungen hervorgerufen werden.

Die Tiefenreichweiten von OLT- und OLI-Messungen sind zum einen abhängig von der thermischen Eindringtiefe (Gl. 4.7), bis zu der sich die thermische Welle in das Bauteil bewegt, und zum anderen von der Reflexion an thermischen Grenzflächen, die durch eine Änderung der thermischen Impedanz entsteht. Ursachen sind z.B. Defekte wie Delaminationen und Risse. Die thermische Impedanz ist definiert durch:

$$Z = \frac{T}{j} \quad (4.17)$$

und beschreibt das Verhältnis der Temperaturamplitude T zur erzeugten Amplitude der Wärmestromdichte j ,

$$j = -\lambda \cdot \text{grad}T(z, t). \quad (4.18)$$

Das Einsetzen von Gleichung 4.6 zeigt die Abhängigkeit der thermischen Impedanz von der thermischen Eindringtiefe μ und der Wärmeleitfähigkeit λ :

$$Z = \frac{\mu}{\lambda} \frac{1}{(1+i)}. \quad (4.19)$$

Der Reflexionskoeffizient R ist daher an zwei benachbarten Medien

$$R_{12} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} = \frac{\mu_2 \cdot \lambda_1 - \mu_1 \cdot \lambda_2}{\mu_2 \cdot \lambda_1 + \mu_1 \cdot \lambda_2}. \quad (4.20)$$

4.4.1 Tiefenreichweite bei eindimensionaler Wärmeleitung

Tiefenreichweite der OLT

Im Folgenden soll der Einfluss des Reflexionskoeffizienten und der Tiefenreichweite bei eindimensionaler Wärmeleitung, d.h. keine Diffusion in x- und y-Richtung, näher betrachtet werden. Als Modell dient ein halbusendlicher Körper mit der Schichtdicke d , dessen Grenzfläche zwischen Körper und Schichtdicke durch den Reflexionskoeffizienten R_{12} definiert ist (Abb. 4.2). Als Anregung wird eine harmonische Temperaturmodulation an der Oberfläche ($z = 0$) vorgegeben. Die in das Bauteil wandernde thermische Welle (Gleichung 4.6) wird zwischen Medium 1 und Medium 2 reflektiert und überlagert sich der Modulation an der Oberfläche. Einige Ansätze zur Lösung dieses Problems und deren Auswirkungen auf den Amplituden- und Phasenverlauf werden im Folgenden kurz betrachtet.

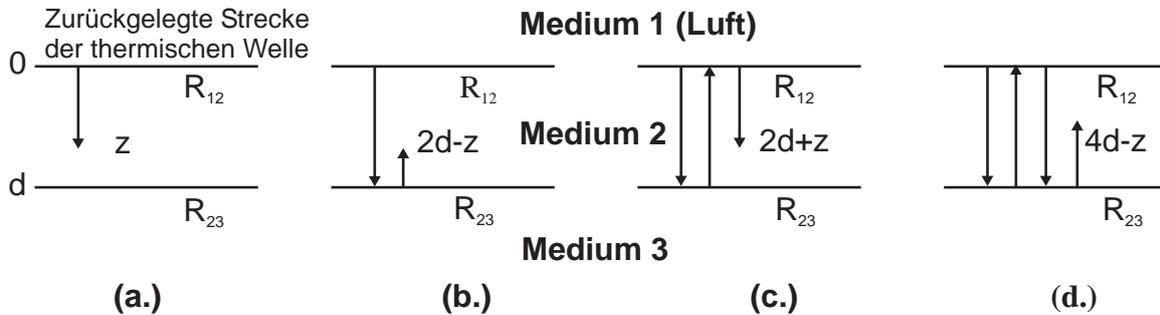


Abbildung 4.2: Reflexionen thermischer Wellen.

Abbildung 4.2 zeigt die Reflexionen thermischer Wellen an den Grenzflächen. Die orts- und zeitabhängige Temperaturverteilung für die in Abbildung 4.2 dargestellten Fälle ist:

$$\begin{aligned} (a.) \quad T(z, t) &= T_0 \cdot e^{-\frac{z}{\mu}} \cdot e^{i(\omega t - \frac{z}{\mu})} \\ (b.) \quad T(z, t) &= R_{23} \cdot T_0 \cdot e^{-\frac{(2d-z)}{\mu}} \cdot e^{i(\omega t - \frac{(2d-z)}{\mu})} \\ (c.) \quad T(z, t) &= R_{12} \cdot R_{23} \cdot T_0 \cdot e^{-\frac{(2d+z)}{\mu}} \cdot e^{i(\omega t - \frac{(2d+z)}{\mu})} \\ (d.) \quad T(z, t) &= R_{12} \cdot R_{23}^2 \cdot T_0 \cdot e^{-\frac{(4d-z)}{\mu}} \cdot e^{i(\omega t - \frac{(4d-z)}{\mu})} \end{aligned} \quad (4.21)$$

Das OLT- Verfahren erfasst nur die Temperatur an der Oberfläche. Für $z = 0$ lauten die Gleichungen:

$$\begin{aligned}
 (a.) \quad T_{R1}(0, t) &= T_0 \cdot e^{i\omega t} \\
 (b.) \quad T_{R2}(0, t) &= R_{23} \cdot T_0 \cdot e^{-\frac{(2d)}{\mu}} \cdot e^{i(\omega t - \frac{(2d)}{\mu})} \\
 (c.) \quad T_{R3}(0, t) &= R_{12} \cdot R_{23} \cdot T_0 \cdot e^{-\frac{(2d)}{\mu}} \cdot e^{i(\omega t - \frac{(2d)}{\mu})} \\
 (d.) \quad T_{R4}(0, t) &= R_{12} \cdot R_{23}^2 \cdot T_0 \cdot e^{-\frac{(4d)}{\mu}} \cdot e^{i(\omega t - \frac{(4d)}{\mu})}.
 \end{aligned} \tag{4.22}$$

Wegen der starken Dämpfung thermischer Wellen stellt an der Stelle $z = 0$ bereits Fall (b.) eine gute Näherung dar. Für die komplexe Oberflächentemperatur ergibt sich dann:

$$T_{Ob} = T_0 \cdot e^{i\omega t} (1 + R \cdot e^{-D} \cdot e^{-iD}), \tag{4.23}$$

mit

$$D = 2d/\mu \quad \text{und} \quad R_{23} = R.$$

Nach der Trennung von Real- und Imaginärteil ist die Amplitude

$$A = \sqrt{\left[1 + \frac{R}{e^D} \cdot \cos(-D)\right]^2 + R^2 \cdot e^{-2D} \cdot \sin^2(-D)} \tag{4.24}$$

und die Phase

$$\varphi = \arctan \frac{-\sin(D)}{R^{-1} \cdot e^D + \cos(D)}. \tag{4.25}$$

Die Amplituden- und Phasenverläufe sind in den Abbildungen 4.3 und 4.4 dargestellt. Der Einfluss des Reflexionskoeffizienten R auf den Amplituden- und Phasenverlauf ist deutlich erkennbar. Bei einem hohen Reflexionskoeffizienten und einer kleinen Schichtdicke ist die Signaländerung (Kontrast) am höchsten. Die Amplitude erfährt eine Änderung bis zu einer Schichtdicke von $d/\mu = 0,8$ und die Phase bis $d/\mu = 1,6$ [23]. Die Phase hat somit eine doppelt so große Reichweite wie die Amplitude. Die Abhängigkeit der thermischen Eindringtiefe von der Modulationsfrequenz (Lockin-Frequenz) ermöglicht es, die Tiefenreichweite gezielt einzustellen [29]. Die optische Lockin-Thermografie erlaubt somit die tiefenaufgelöste Bestimmung von thermischen Grenzflächen. Das Messen bei verschiedenen Frequenzen entspricht somit einer thermischen Tomografie. Für eine genauere Betrachtung müssen jedoch Mehrfachreflexionen mit berücksichtigt werden. In allgemeiner Form lassen sich die Temperaturen aus Gleichung 4.22 schreiben als

$$T_{Rn} = R_{12}^{(n-1)} \cdot R_{23}^n \cdot T_0 \cdot e^{-2n\frac{d}{\mu}} \cdot e^{i(\omega t - 2n\frac{d}{\mu})}. \tag{4.26}$$

Die sich an der Oberfläche ergebende Temperatur, die mit dem OLT-Verfahren erfasst werden kann, folgt aus der Summe der verallgemeinerten Reflexionsgleichung (Gleichung 4.26):

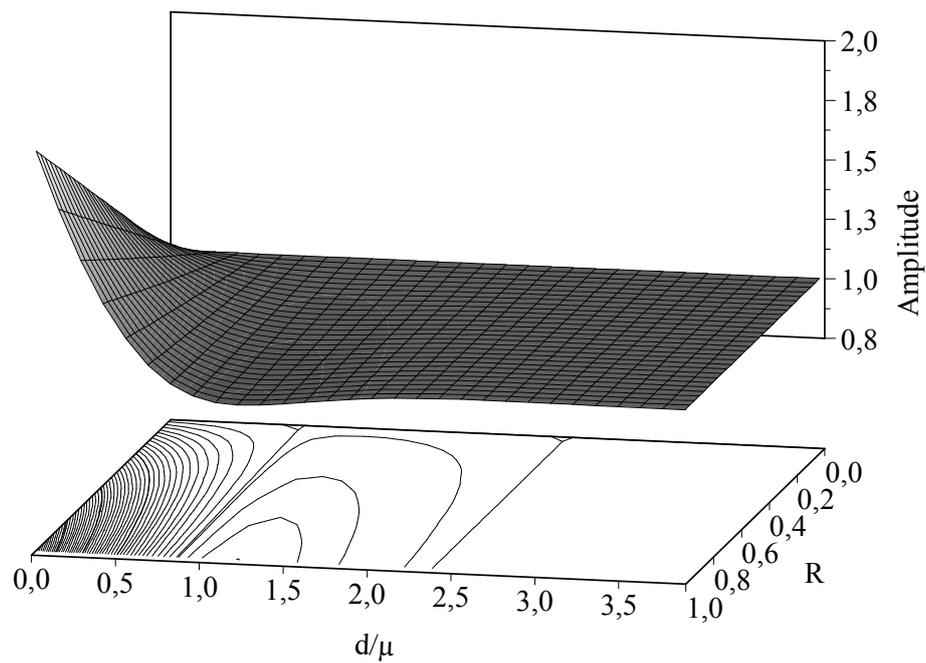


Abbildung 4.3: Amplitudenverlauf als Funktion der normierten Schichtdicke ohne Berücksichtigung von Mehrfachreflexionen. Die thermische Welle wird nur einmal an der Rückseite reflektiert.

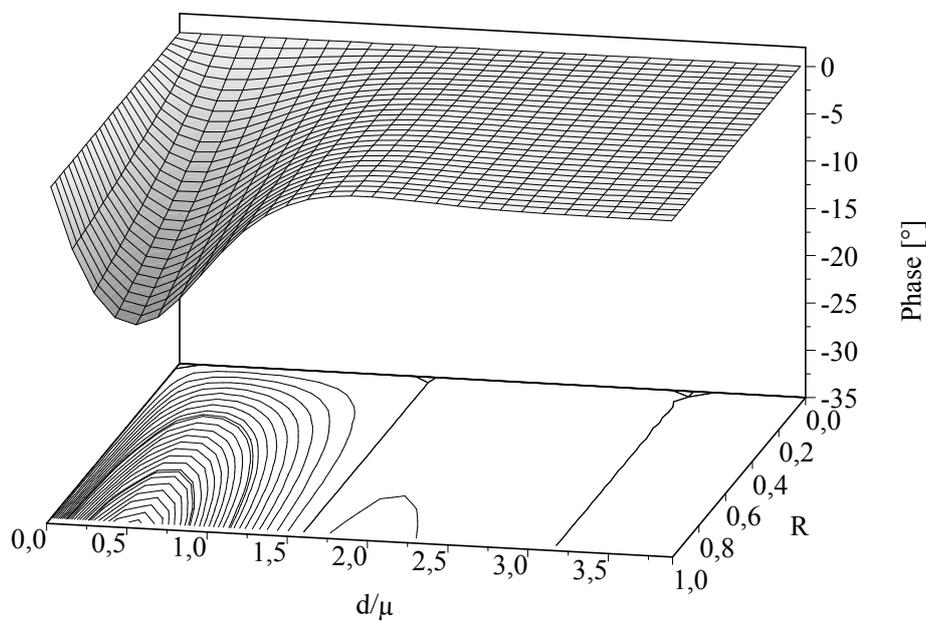


Abbildung 4.4: Phasenverlauf ohne Berücksichtigung von Mehrfachreflexionen.

$$T_R = \sum_{n=0}^{\infty} T_{Rn} \quad (4.27)$$

$$T_R = R_{12}^{-1} \cdot T_0 \cdot e^{i\omega t} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} R_{12}^n \cdot R_{23}^n \cdot e^{-2n\frac{d}{\mu}} \cdot e^{-i2n\frac{d}{\mu}} \quad (4.28)$$

Mit $R_{12} = 1$ (Medium 1 = Luft) und dem Grenzwert der geometrischen Reihe

$$\sum_{n=0}^{\infty} x^n = \frac{1}{1-x}. \quad (4.29)$$

berechnet sich die resultierende komplexe Temperatur zu

$$T_R = T_0 \cdot e^{i\omega t} \cdot \frac{R \cdot e^{-D} \left(\frac{e^D}{R} - \cos(-D) + i \sin(-D) \right)}{1 - 2 \cdot R \cdot e^{-D} \cdot \cos(-D) + R^2 \cdot e^{-2D}}. \quad (4.30)$$

Nach der Trennung von Real- und Imaginärteil ergibt sich für die Amplitude:

$$A = \frac{R}{e^D - 2 \cdot R \cdot \cos(-D) + e^{-D} \cdot R^2} \cdot \sqrt{\left[\frac{e^D}{R} - \cos(D) \right]^2 + \sin^2(-D)}, \quad (4.31)$$

und für die Phase:

$$\varphi = \arctan \frac{-\sin(D)}{R^{-1} \cdot e^D - \cos(D)}. \quad (4.32)$$

Im Anhang (Abbildungen 8.3 und 8.4) sind die Amplituden- und Phasenverläufe für den Fall von Mehrfachreflexionen (d.h. für eine unendliche Reihe) dargestellt. Die Phase unterscheidet sich im Gegensatz zur einfachen Reflexion nur durch einen Vorzeichenwechsel vor dem $\cos(D)$ Term.

Die bisherigen Überlegungen gingen von einer direkten harmonischen Temperaturmodulation an der Objektoberfläche aus, die z.B. mit Hilfe eines Peltierelements erzeugt werden kann. Für eine berührungsfreie Anregung durch intensitätsmodulierte Lampen muss die Temperaturmodulation durch Absorption der optischen Strahlung mit berücksichtigt werden. Durch die komplexe Impedanz thermischer Wellen (Gleichung 4.18) besteht eine Phasenverschiebung von 45° zwischen der Temperaturamplitude und der Wärme-flussamplitude.

Mandelis verwendet zur Bestimmung der Amplitude und der Phase die Greenfunktion, die durch das Definieren von Randbedingungen gelöst wird [85]. Die allgemeine Lösung für die Temperaturverteilung in Medium 2 für ein Zweischichtsystem lautet:

$$\theta(z, \omega) = \frac{F_0 (1 + R_{12})}{4\lambda\sigma} \left(\frac{[e^{-\sigma \cdot z} + R_{23} \cdot e^{-\sigma(2d-z)}]}{1 - R_{12}R_{23} \cdot e^{-2\sigma \cdot d}} \right) \quad (4.33)$$

mit der komplexen Wellenzahl

$$\sigma = \sqrt{\frac{i \cdot \omega}{\alpha}} = \frac{(1+i)}{\mu}, \quad (4.34)$$

und der Temperaturleitfähigkeit α . Hierbei erfolgt die Temperaturmodulation an der Oberfläche durch eine periodische Wärmestrahlung mit

$$F(\omega, t) = \frac{1}{2} F_0 \cdot (1 + e^{i\omega t}). \quad (4.35)$$

Die komplexe Temperatur an der Objekt Oberfläche folgt aus Gleichung 4.33 für $z=0$

$$\theta(z=0, \omega) = \frac{F_0(1+R_{12}) \cdot \mu}{4\lambda \cdot (1+i)} \left(\frac{1 + R_{23} \cdot e^{-(1+i) \cdot D}}{1 - R_{12} \cdot R_{23} \cdot e^{-(1+i) \cdot D}} \right). \quad (4.36)$$

Die Amplituden- und Phasenverläufe der thermischen Welle bei $z=0$ bei modulierter Anregung durch Oberflächenabsorption sind in Abhängigkeit des Reflexionskoeffizienten R_{23} in den Abbildungen 4.5 und 4.6 dargestellt. R_{12} wurde wiederum auf den Wert 1 gesetzt (Medium 1 gleich Luft). Beide Diagramme zeigen qualitativ ähnliche Verläufe wie die in Abbildung 8.3 und 8.4 und stimmen mit den aus der Literatur bekannten Kurven überein [23, 40, 86]. Die Werte für die Amplitude sind für beide Diagramme identisch. Die Phasenverschiebung von -45° infolge der Wärmestrahlung ist in Abbildung 4.6 deutlich erkennbar. Die Abbildungen 4.7 und 4.8 zeigen die Amplituden- und Phasenverläufe in Abhängigkeit von der normierten Dicke für verschiedene Werte des thermischen Reflexionskoeffizienten R_{23} . Die Größe dieses Faktors ist für die Erkennbarkeit von Defekten entscheidend. Der Defekt wird um so deutlicher abgebildet, je stärker sich R_{23} des Defektes (z.B. Delamination) und des umgebendem intakten Materials unterscheiden. Das Kontrastmaximum wird mit zunehmenden R_{23} größer. Die Phasenwerte für negative Reflexionskoeffizienten sind symmetrisch zur d/μ -Achse. Die Amplitudenwerte sind sowohl für negative als auch für positive Reflexionskoeffizienten immer größer als Null, da diese den Betrag in der komplexen Ebene darstellen. Eine Symmetrie wie bei den Phasenwerten ist jedoch nicht erkennbar. Bei OLT-Messungen lässt sich aus dem Verlauf der Amplituden- bzw. Phasenmessung der Reflexionskoeffizient R_{23} bestimmen und ermöglicht somit eine Aussage zur thermischen Impedanz im Medium 3. Die größere Tiefenreichweite der Phase gegenüber der Amplitude ist deutlich erkennbar.

Die Amplituden- und Phasenverläufe für den mehrdimensionalen Wärmetransport sollen durch Finite-Elemente (FE) bestimmt werden. Um die Anwendbarkeit dieser Methode überprüfen zu können, wurde zum Vergleich der eindimensionale Wärmetransport mit dieser Methode berechnet. Hierzu wurde ein Zweischichtsystem (zusammengesetzt aus Medium 1 = Aluminium und Medium 2 = PMMA) untersucht, was einem Reflexionskoeffizienten von $R = 0,9$ entspricht. Die Geometrie besteht aus einzelnen Stäbchen, deren Länge sich von 1mm bis 46mm erstreckt. Für das FE-Modell wurde eine modulierte Wärmestrahlung mit einer Frequenz von $f = 0,5\text{Hz}$ vorgegeben, was einer

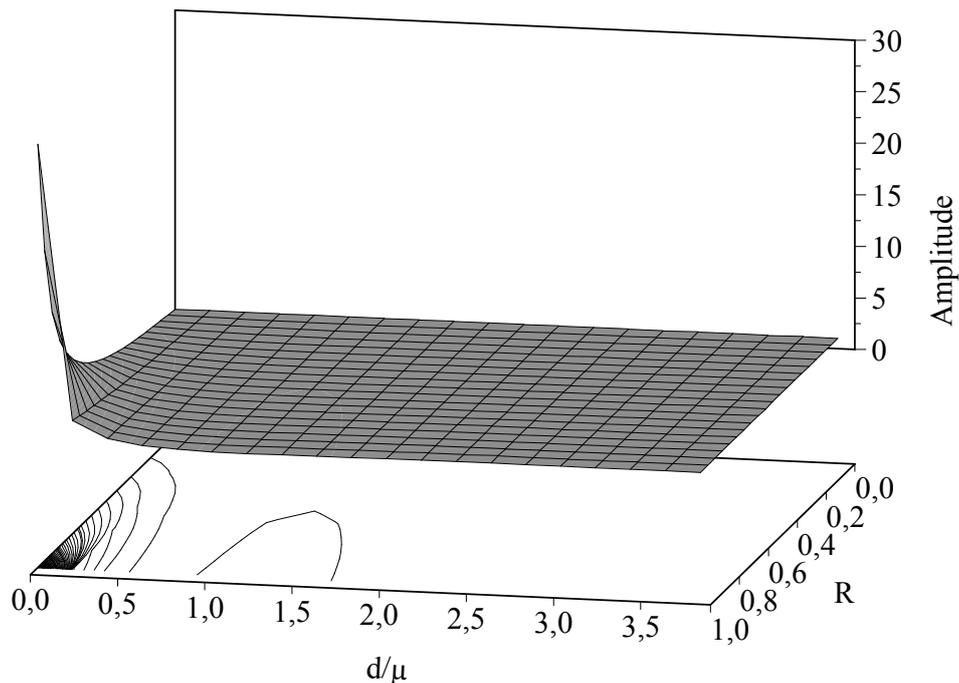


Abbildung 4.5: Amplitudenverlauf nach Gleichung 4.36 unter Berücksichtigung einer modulierten Wärmestrahlung ($R_{23} = R$, $F=1$, $\lambda=1$, $\mu=2$ und $R_{12} = 1$). Auf den Linien in der Ebene sind die Amplituden jeweils konstant.

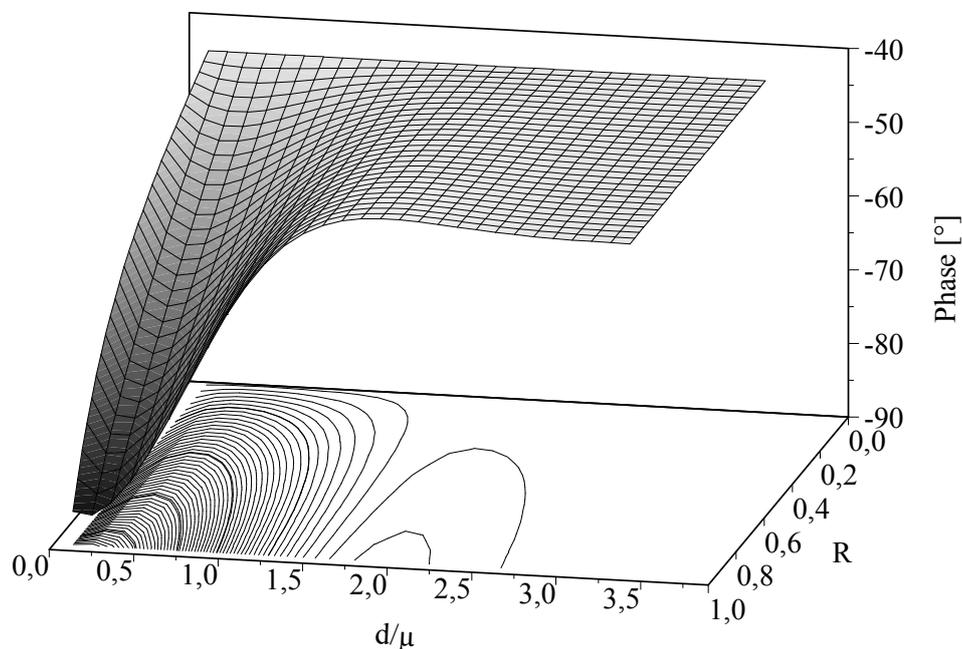


Abbildung 4.6: Phasenverlauf nach Gleichung 4.36 unter Berücksichtigung einer modulierten Wärmestrahlung ($R_{23} = R$, $F=1$, $\lambda=1$, $\mu=2$ und $R_{12} = 1$). Auf den Linien in der Ebene ist die Phase jeweils konstant.

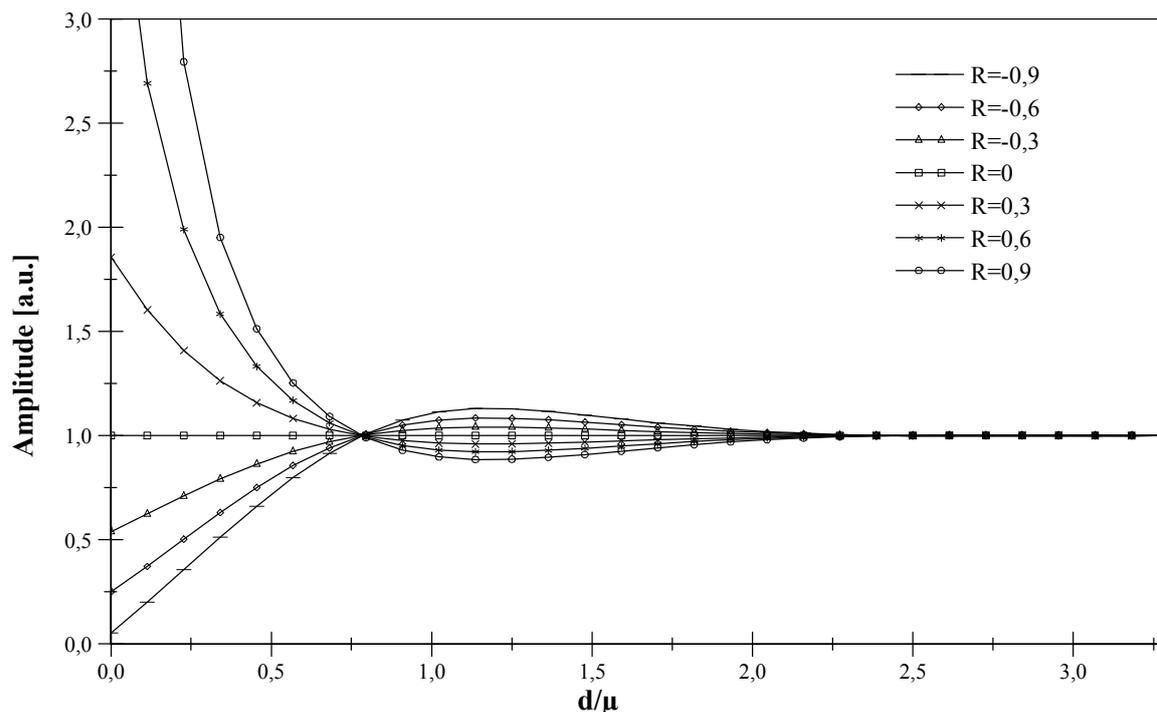


Abbildung 4.7: Amplitudenverlauf als Funktion des Reflexionskoeffizienten $R_{23} = R$. Die einzelnen Kurven sind normiert, bezogen auf den Wert bei $d/\mu=4$ (siehe auch [86]).

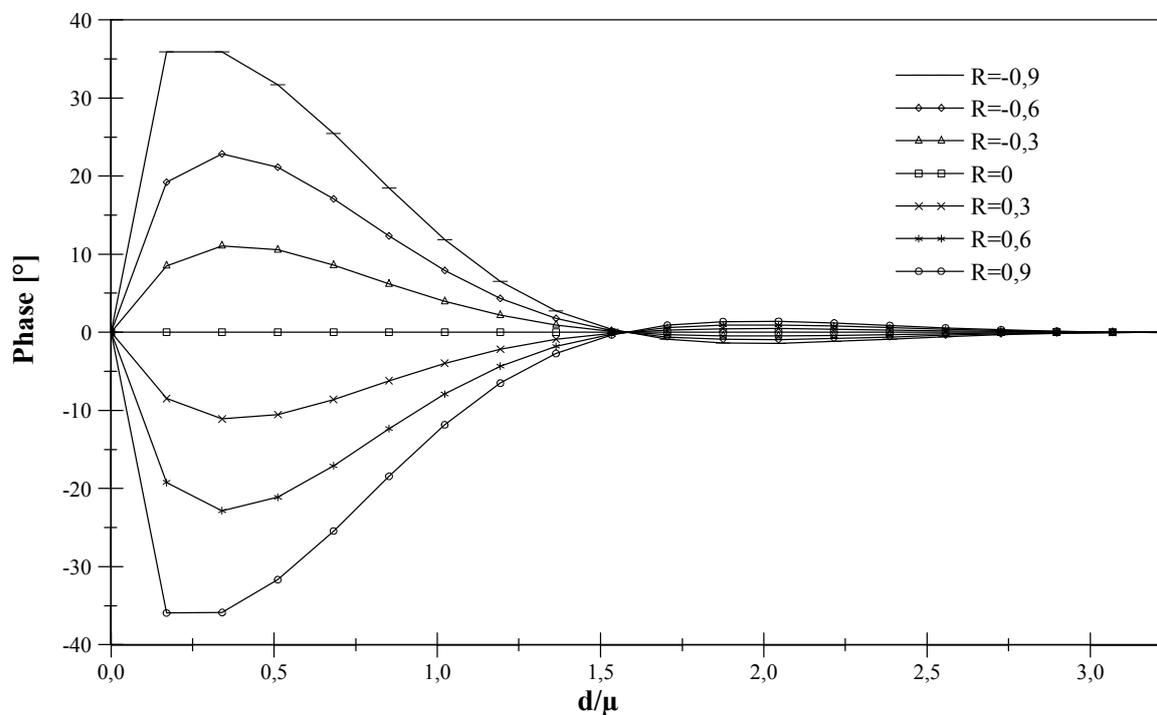


Abbildung 4.8: Phasenverlauf als Funktion des Reflexionskoeffizienten $R_{23} = R$. Der Phasenoffset von -45° wurde ausgeblendet (siehe auch [86]).

thermischen Eindringtiefe für Aluminium von $7,88\text{ mm}$ entspricht. Die zeitliche Temperaturverteilung an der Oberfläche wurde aus dem Modell extrahiert. Anschließend wurde die Amplituden- und Phasenverteilung mit dem Auswerteprogramm der Speckle-Interferometrie berechnet. Abbildung 4.9 zeigt den Phasenverlauf nach Gleichung 4.36 und dem Ergebnis der FE-Methode. Die sehr gute Übereinstimmung beider Kurven (maximale Abweichung $1,17^\circ$) zeigt, dass das FE-Model die physikalischen Eigenschaften der thermischen Wellen abbilden kann.

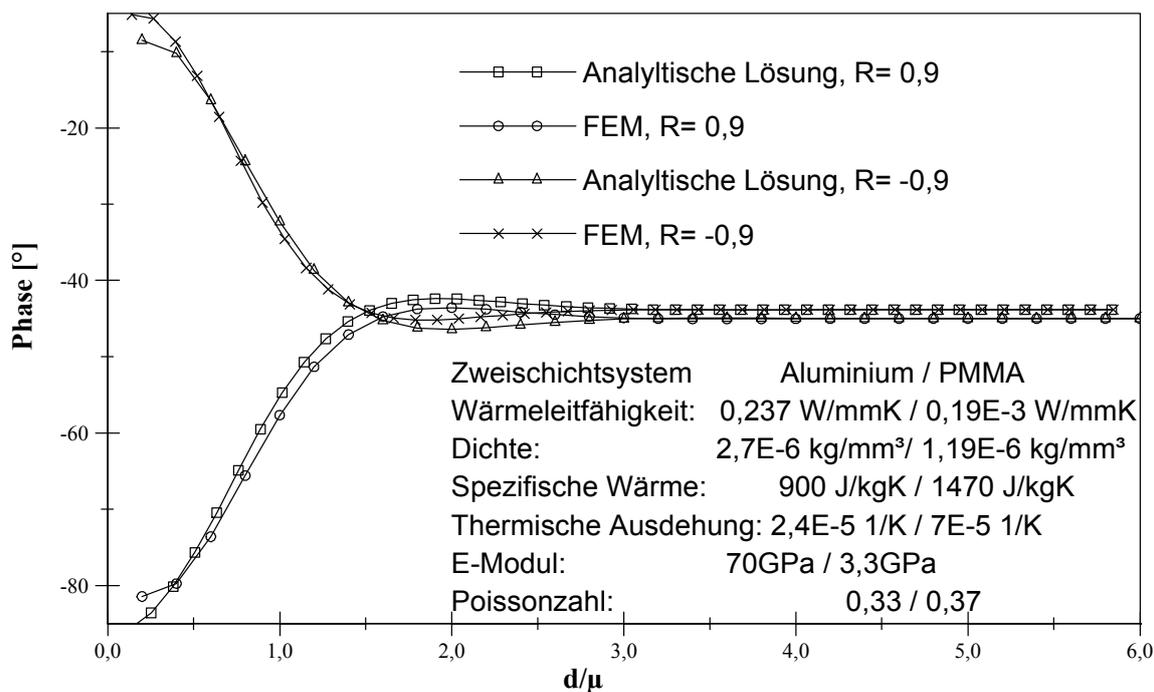


Abbildung 4.9: Vergleich von Phasenverläufen für zwei verschiedene Reflexionskoeffizienten, berechnet mit einer analytischen- und einer FE-Methode. Für die FE-Rechnung wurde ein Zweischichtsystem betrachtet, das aus unterschiedlich langen Aluminium/ PMMA - Stäbchen besteht. Dies ergibt einen Reflexionskoeffizient von $R = 0,9$ bzw. $R = -0,9$.

Tiefenreichweite der OLI

Zum Vergleich der Tiefenreichweiten von OLT und OLI soll im folgenden eine analytische Lösung beschrieben werden, die zusätzlich durch FE-Rechnungen gestützt wird. Im Gegensatz zum OLT-Verfahren, welches die Temperaturänderungen an der Oberfläche erfasst, wirkt sich beim OLI-Verfahren die Temperaturverteilung im gesamten Material auf die Dehnung aus. Die Längenänderung im eindimensionalen Fall lässt sich ebenfalls aus der Lösung der Greenfunktion (Gleichung 4.33) durch Integration entlang der Schichtdicke und durch Multiplikation des thermischen Ausdehnungskoeffizienten α_{th}

beschreiben:

$$\theta(z, \omega) = \frac{F_0 \cdot (1 + R_{12}) \cdot \alpha_{th}}{4 \cdot \lambda \cdot \sigma \cdot (1 - R_{12} \cdot R_{23} \cdot e^{-2\sigma \cdot d})} \int_0^d [e^{-\sigma \cdot z} + R_{23} \cdot e^{-\sigma(2d-z)}] dz \quad (4.37)$$

Nach Lösen des Integrals ergibt sich die komplexe Längenänderung:

$$\theta(z, \omega) = \frac{F_0 \cdot (1 + R_{12}) \cdot \mu^2 \cdot \alpha_{th}}{4 \cdot \lambda \cdot (1 + i)^2} \left(\frac{(1 - e^{-(1+i) \cdot D/2}) (1 + R_{23} \cdot e^{-(1+i) \cdot D/2})}{1 - R_{12} \cdot R_{23} \cdot e^{-(1+i) \cdot D}} \right). \quad (4.38)$$

Abbildungen 4.10 und 4.11 zeigen den Amplituden- und Phasenverlauf für die out-of-plane Längenänderung.

Der Einfluss von positiven Reflexionskoeffizienten R auf die Defekterkennung zwischen Medium 2 und 3 verhält sich bei den beiden Verfahren gegensätzlich. Bei OLT ist ein großes R vorteilhaft, während bei OLI ein kleines R besser ist. Dies ist damit erklärbar, dass die thermische Welle bei OLT zur Detektierung der thermischen Grenzfläche von der Oberfläche zur Grenzfläche und zurück laufen muss. OLI erfasst dagegen das integrale Dehnungssignal, d.h. die thermische Welle muss nur den Defekt erreichen. Um einen Vergleich zwischen OLT und OLI zu ermöglichen, sollte der Wert für den Reflexionskoeffizienten nahe ± -1 liegen. Mit geringer Stablänge nimmt die Amplitude der Längenänderung ab. Im Amplitudenverlauf der Längenänderung befindet sich ein Extremum bei $d/\mu = 2,1$ (Abbildung 4.12). Die Phase hingegen besitzt ein schwach ausgeprägtes Minimum bei $d/\mu = 4$ (Abbildung 4.13). Doppeldeutigkeiten in der Phase (Phasenumkehr), wie man sie aus der OLT kennt, sind hierbei nicht zu erwarten. Der Nulldurchgang der Amplitude liegt bei $d/\mu = 1,3$ und der der Phase bei $d/\mu = 3,1$. Sowohl die Amplitude als auch die Phase haben bei der OLI für den eindimensionalen Fall eine doppelt so große Reichweite wie bei der OLT (Amplitude: $d/\mu = 0,8$, Phase: $d/\mu = 1,6$). Dieser Unterschied wurde bereits durch Messungen mit einem aufgeklebten Piezoelement nachgewiesen [38].

Die Amplituden- und Phasenverläufe für die eindimensionale Verformung wurden auch mit der FE-Methode berechnet, um die Abweichung von der analytischen Lösung aus Gleichung 4.38 abschätzen zu können. Abbildung 4.14 zeigt die Ergebnisse, wobei für das FE-Modell die selben Materialdaten wie bei der Temperatur verwendet wurden. Die Reflexionskoeffizienten zwischen Aluminium und PMMA sind 0,9 beziehungsweise $-0,9$. Bei $R = 0,9$ (Schicht 2 = Aluminium, Schicht 3 = PMMA) ist der Signalverlauf der Phase unverändert (Vgl. Abbildung 4.6). Ein sehr starker Signalkontrast stellt sich bei negativem Reflexionskoeffizienten ein. Die Signalverläufe aus der analytischen Lösung stimmen auch hier recht gut mit denen der FE-Methode überein. Die Abweichungen im Phasenverlauf sind bei den positivem Reflexionskoeffizienten etwas höher und liegen bei $2,5^\circ$.

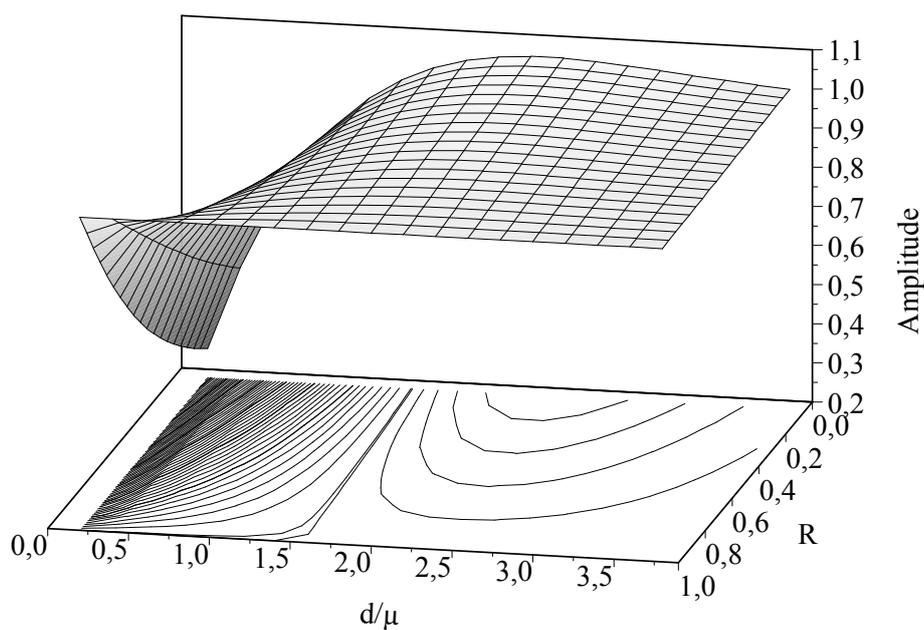


Abbildung 4.10: Amplitudenverlauf des Verformungssignals als Funktion des Reflexionskoeffizienten $R_{23} = R$ ($F=1$, $\lambda=1$, $\mu=2$, $\alpha_{th} = 1$ und $R_{12} = 1$).

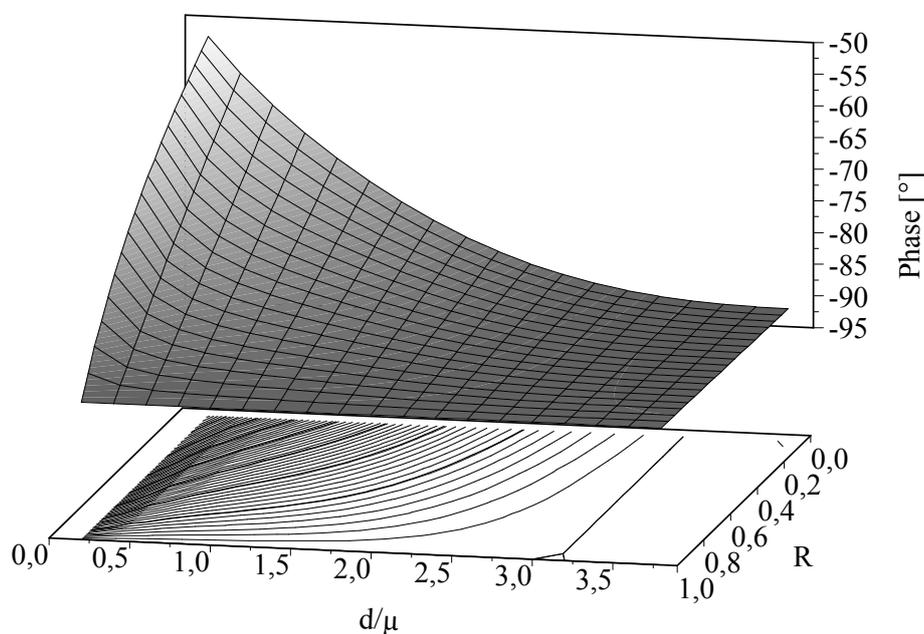


Abbildung 4.11: Phasenverlauf des Verformungssignals als Funktion des Reflexionskoeffizienten $R_{23} = R$ ($F=1$, $\lambda=1$, $\mu=2$, $\alpha_{th} = 1$ und $R_{12} = 1$).

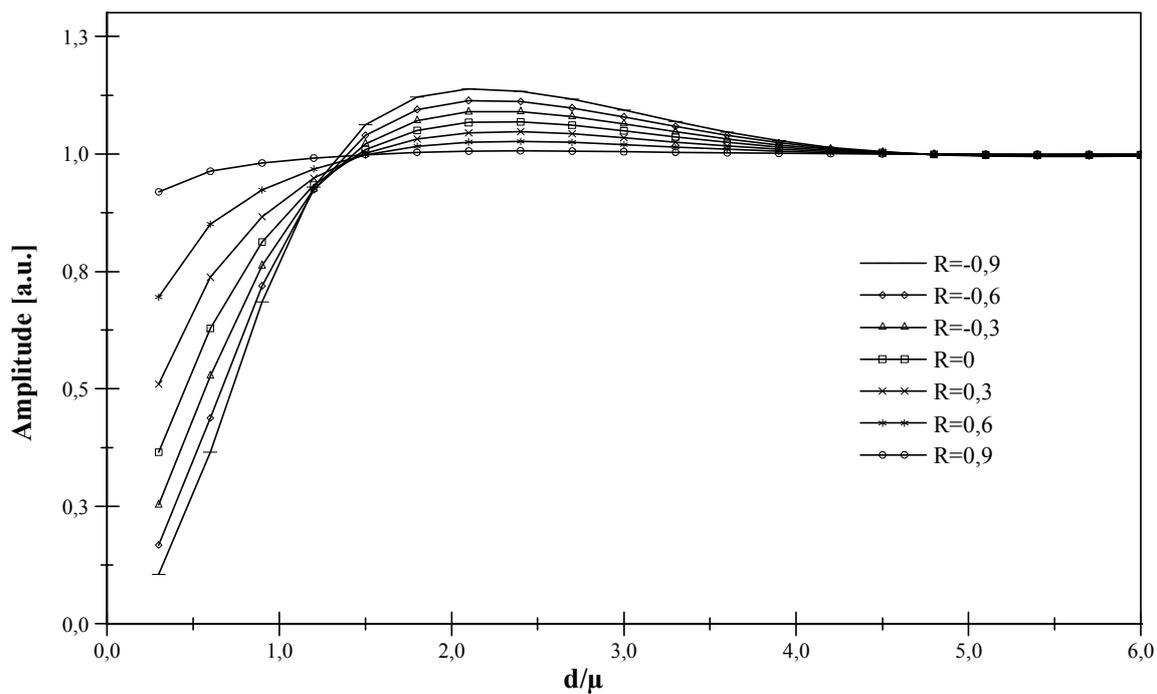


Abbildung 4.12: Amplitudenverlauf der out-of-plane Verformung als Funktion des Reflexionskoeffizienten $R_{23} = R$.

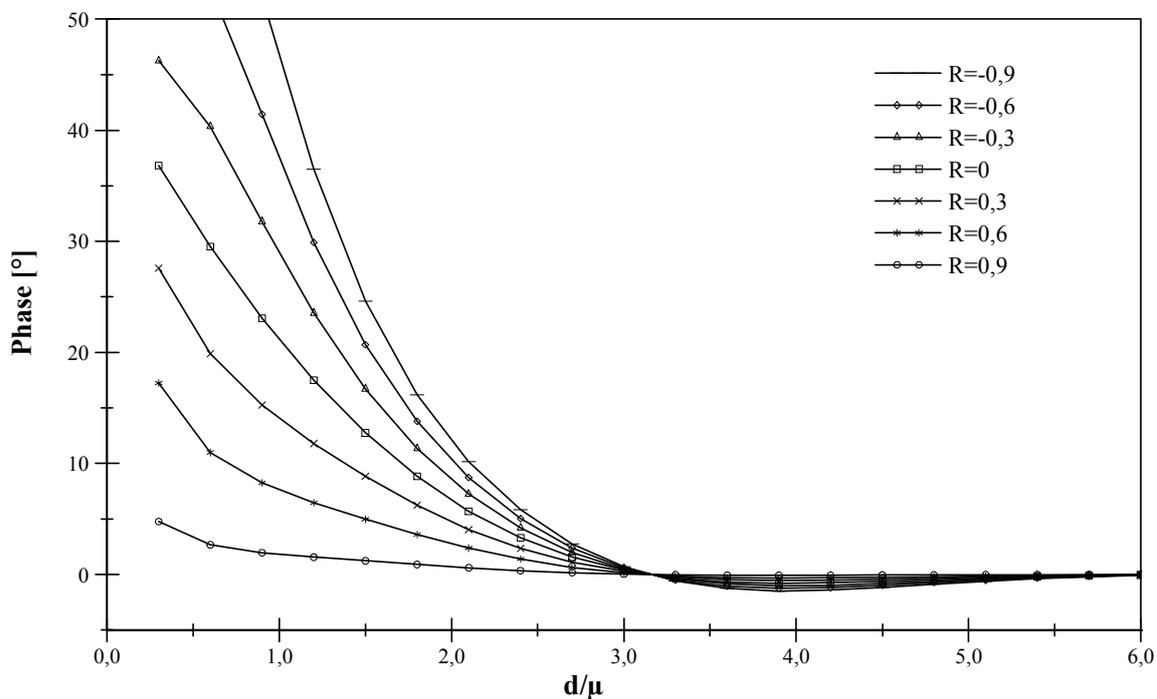


Abbildung 4.13: Phasenverlauf der out-of-plane Verformung als Funktion des Reflexionskoeffizienten $R_{23} = R$. Der konstante Phasenoffset von -90° wurde weggelassen.

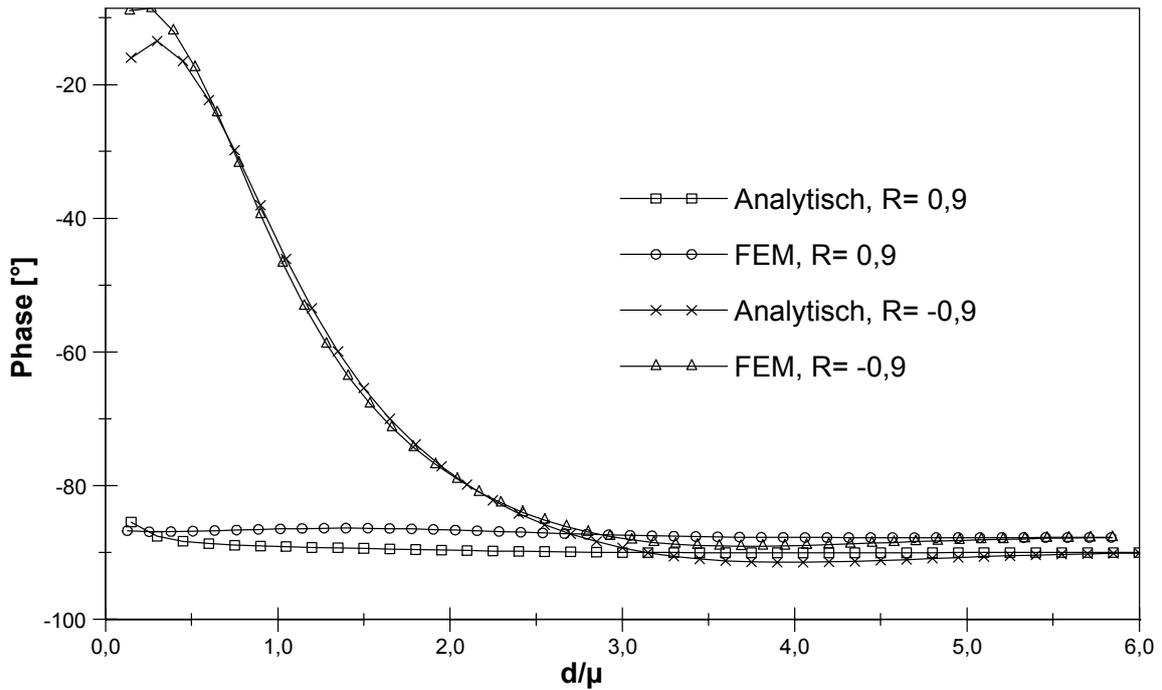


Abbildung 4.14: Phasenverlauf der Verformung, Vergleich der analytischen Lösung aus Gleichung 4.38 mit der FE-Methode für zwei verschiedene Reflexionskoeffizienten. Die verwendeten Materialdaten sind Abbildung 4.9 zu entnehmen.

4.4.2 Tiefenreichweite bei mehrdimensionaler Wärmeleitung

Thermische Wellen breiten sich durch den Diffusionsprozess nicht nur in Tiefenrichtung aus, sondern aufgrund von Temperaturgradienten auch lateral. Die mehrdimensionale Wärmeleitung kann nur in Flächen oder Körpern stattfinden. Der Amplituden- und Phasenverlauf wird an den Seitenrändern des Objektes beeinflusst, da es an diesen Stellen zu Reflexionen und Überlagerungen der thermischen Welle kommt [87, 88]. Bei Körpern werden die Verläufe der Verformung im Vergleich zur Temperatur stärker verändert, da die Temperatur ein Skalar ist und die Verformung durch einen Tensor 2. Stufe (Nachgiebigkeitstensor) beschrieben wird. Die Verformung ist also abhängig von der Geometrie und der Steifigkeit des Untersuchungsobjektes. Bei mehrdimensionalen Objekten sind daher Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Verformungskomponenten vorhanden. Die Ergebnisse der eindimensionalen Betrachtung haben gezeigt, dass der Signalkontrast und somit die Tiefenreichweite maßgeblich vom Reflexionskoeffizienten R an der Rückseite der untersuchten Schicht abhängig sind. Für die Defekterkennung bei der OLT sollte dieser Koeffizient einen möglichst großen positiven ($R = 1$) oder kleinen negativen Wert ($R = -1$) annehmen. Dagegen stellt sich ein guter Kontrast bei der Verformung nur bei sehr kleinem Reflexionskoeffizienten (negatives R) ein.

Im Folgenden wird der Einfluss der mehrdimensionalen Wärmeleitung auf die Tempe-

ratur und die Verformung mit Hilfe der FE-Methode untersucht. Dabei wird zwischen dem 2D und dem 3D Wärmefluss für zwei verschiedene Reflexionskoeffizienten ($R = 0,9$ und $R = -0,9$) unterschieden.

Tiefenreichweite der OLT

Für die Untersuchung der Tiefenreichweite der thermischen Wellen im mehrdimensionalen Fall wurden die gleichen Materialdaten wie im eindimensionalen Fall verwendet. Folgende Schichtaufbauten wurden für unterschiedliche Reflexionskoeffizienten untersucht:

1. Fall 1: Schicht 1 = PMMA, Schicht 2 = Aluminium (entspricht $R = -0,9$)
2. Fall 2: Schicht 1 = Aluminium, Schicht 2 = PMMA (entspricht $R = 0,9$).

Die FE-Berechnung wurde für beide Materialkombinationen mit der Anregungsfrequenz von 0,5 Hz durchgeführt, um die gleiche Frequenzauflösung zu gewährleisten. Zur Untersuchung der Tiefenreichweite wurde ein Keil betrachtet. Die Dicke des Keils wurde auf die thermische Eindringtiefe bei 0,5 Hz normiert. Um d/μ vergleichen zu können, musste die Geometrie der beiden Varianten angepasst werden. Für den 1. Fall ergab dies eine Keildicke der ersten Schicht von 0,04 bis 1,66 mm und für den 2. Fall eine Dicke von 1 bis 46 mm. Diese erstreckte sich auf eine Seitenlänge von 80 mm. Die zweite Schichtdicke war in beiden Fällen im Vergleich zur ersten Schicht unendlich dick (500 mm). Für die dritte Dimension wurde eine konstante Breite von 40 mm definiert.

Abbildung 4.15 zeigt den Amplituden- und Phasenverlauf für den 1. Fall, also für $R = -0,9$ im Vergleich zum eindimensionalen Wärmefluss. Für den 3D Körper ist der Signalverlauf an der Symmetrielinie dargestellt. Es ist zu sehen, dass jeweils für alle Dimensionen die Eindringtiefen gleich sind und dass sich die Werte für die Amplituden und Phasen nicht wesentlich ändern. Randeffekte wurden nicht beobachtet. Die Tiefenreichweite für die Amplitude liegt bei $d/\mu = 0,8$ und für die Phase bei $d/\mu = 1,6$.

Für die Materialkombination im 2. Fall ($R = 0,9$) kommt es aufgrund der hohen Wärmeleitfähigkeit von Aluminium zu Störeinflüssen. Abbildung 4.16 zeigt die Amplituden- und Phasenkurven für $R = 0,9$. Wie im eindimensionalen Wärmefluss schon ersichtlich war, sind die Kurven in ihrem Verlauf symmetrisch gespiegelt. Der Offset der Kurven hat sich im Vergleich zum 1D Fall minimal verschoben. Durch die modulierte flächige Erwärmung wird eine ebene Welle an der Oberfläche erzeugt, die sich in das Bauteilinnere bewegt. Jedoch treten nun Störeffekte an den Seiten auf, die die ebene Welle beim Eindringen in den Körper verzerren (Abbildung 4.17). Die Signaländerungen in der Amplitude und Phase sind bis $d/\mu = 1$ und ab $d/\mu = 4,5$ auf Reflexionen an den adiabaten Körperseiten zurückzuführen [87]. Dieser Effekt ist im Vergleich zum eindimensionalen Wärmefluss, bei dem dieser Effekt nicht auftritt, gut erkennbar. Zwischen dem 2D und

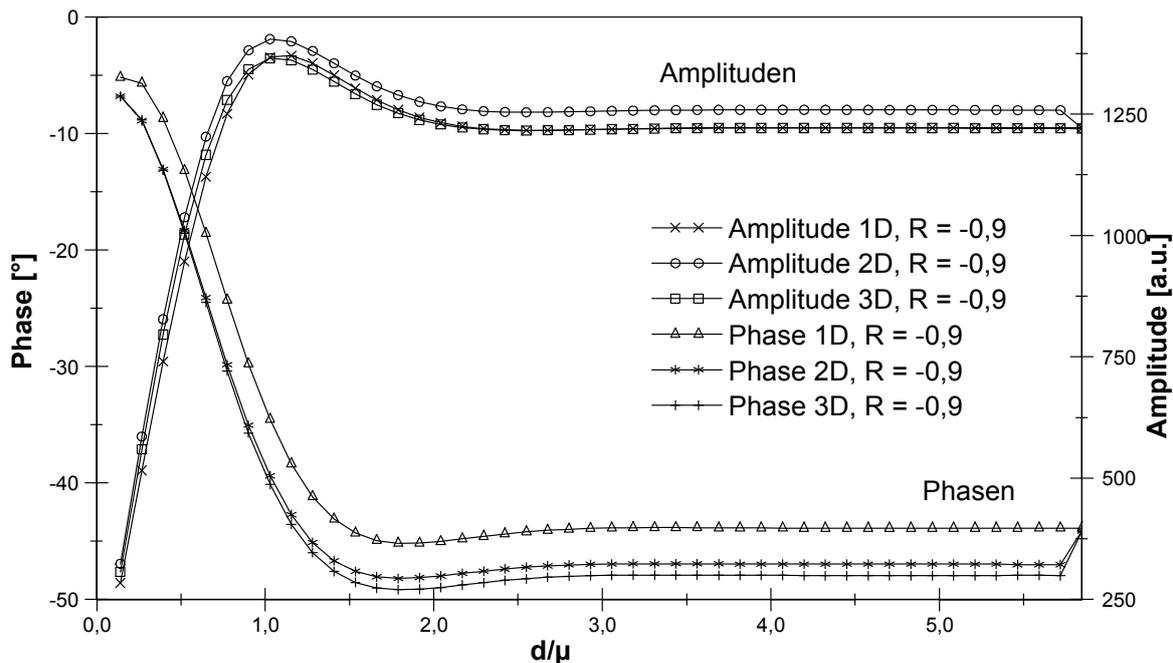


Abbildung 4.15: Amplituden- und Phasenverlauf der Temperatur für einen mehrdimensionalen Zweischichtkörper mit $R = -0,9$. Zum Vergleich ist der 1D Fall mit eingezeichnet.

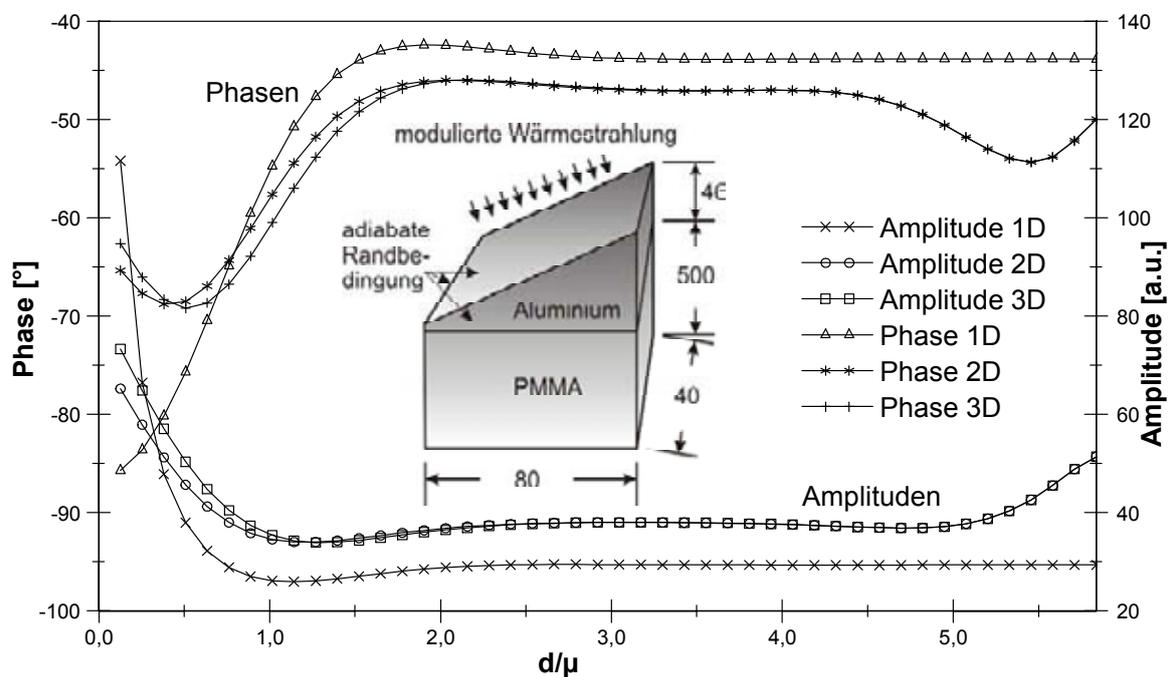


Abbildung 4.16: Amplituden- und Phasenverlauf für einen mehrdimensionalen Körper mit positiven Reflexionskoeffizienten ($R = 0,9$). Die Verzerrungen an den Rändern durch die adiabaten Randbedingungen und die daraus resultierenden Reflexionen sind deutlich erkennbar [87].

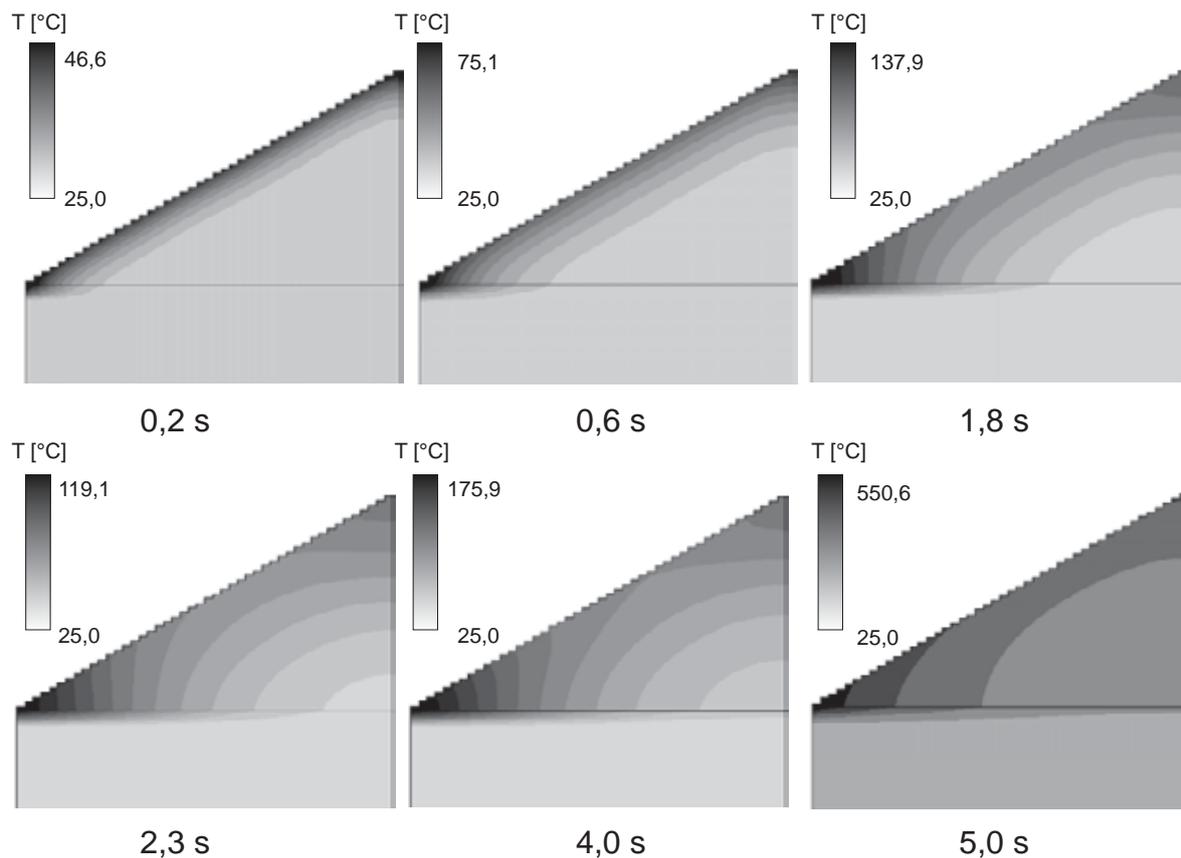


Abbildung 4.17: Zeitlicher Temperaturverlauf bei zweidimensionalem Wärmefluss. Die ebene thermische Welle wird aufgrund der zweiten Schicht und der Randeffekte verzerrt.

3D-Fall gibt es keine gravierenden Unterschiede in den Signalverläufen, da es keine Dickenvariation in der 3. Dimension gibt, die zu einem Temperaturgradienten und damit zu einem lateralen Wärmefluss führen würde.

Tiefenreichweite der OLI

Im Gegensatz zur Tiefenreichweite bei der Temperaturmodulation sind bei der Verformungsmodulation maßgebliche Änderungen im Amplituden- und Phasenverlauf zu erwarten. Abbildung 4.18 zeigt die Amplituden- und Phasenverläufe für den Fall mit $R = -0,9$. Die Amplitude nimmt mit zunehmender Dimension zu. Beim Phasenverlauf sind die Signale für den 1D- und 2D-Wärmefluss fast identisch. Die Reichweite, bis zu der sich die Phase noch ändert, beträgt hierbei $d/\mu = 3,1$, welches fast die doppelte Eindringtiefe der Phase des Temperatursignals ist. Dies entspricht den Aussagen aus früheren experimentellen und theoretischen Arbeiten [38, 40]. Interessanterweise reduziert sich die Tiefenreichweite bei einem dreidimensionalen Körper auf $d/\mu = 2$. Ein Grund dafür können die Einflüsse innerer thermisch induzierter Spannungen sein, die

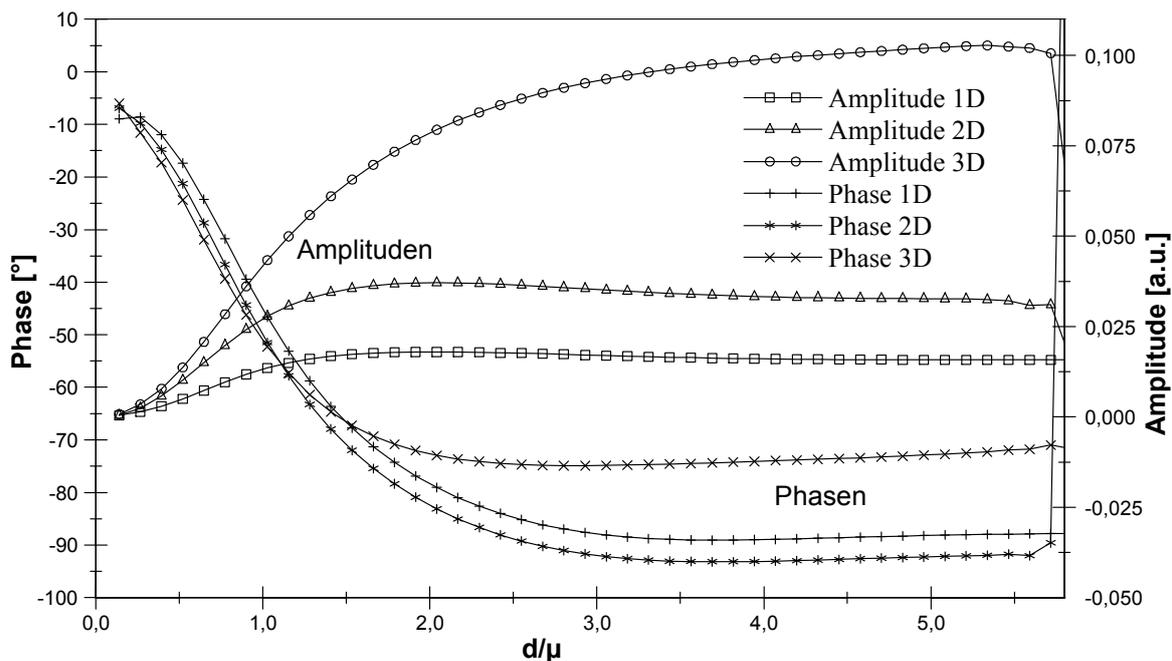


Abbildung 4.18: Amplituden- und Phasenverlauf der Verformung für den mehrdimensionalen Wärmefluss ($R = -0,9$).

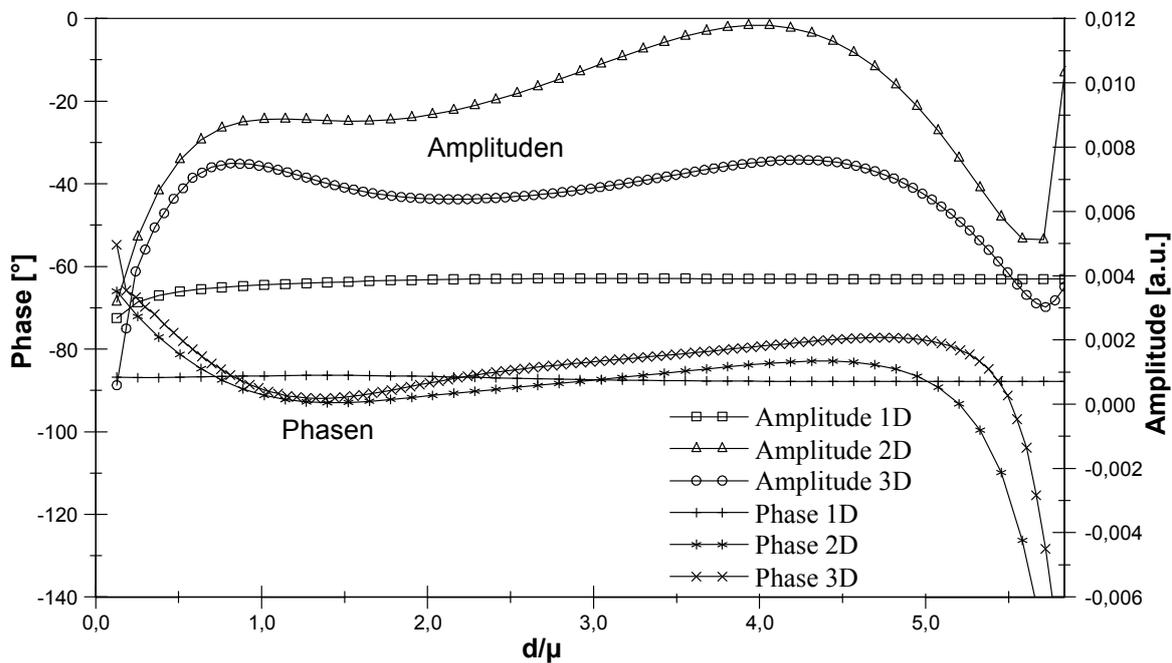


Abbildung 4.19: Amplituden- und Phasenverlauf der Verformung für den mehrdimensionalen Wärmefluss ($R = 0,9$). Der Amplitudenverlauf hängt von der Geometrie und der Steifigkeit des Objektes ab. Der große positive Reflexionskoeffizient führt bei der Verformung zu einer sehr geringen Phasenänderung.

ein thermoelastisches Signal erzeugen, das sich der thermischen Welle überlagert. Der Phasenoffset verschiebt sich im 3D-Fall zu kleineren Werten.

Bei einem hohen Reflexionskoeffizienten wird der thermoelastische Einfluss durch die zunehmend größer werdenden inneren Spannungen (hervorgerufen durch die in-plane Verschiebungen) verringert, was eine tiefenaufgelöste Messung erschwert. Abbildung 4.19 zeigt, wie besonders die Amplitudenverläufe beeinflusst werden. Während im 1D-Fall keine inneren Spannungen vorhanden sind, kommt es im 2D-Fall zu einem Ausbeulen, was zu einem Amplitudenmaximum bei $d/\mu = 4,3$ führt. Das Maximum nimmt an dieser Stelle für den 3D-Fall ab. Es entsteht jedoch bei $d/\mu = 1$ ein neues lokales Maximum. Dieses kann auch durch die Reflexionen der thermischen Welle an den adiabaten Seitenrändern beeinflusst sein (Vergleiche thermisches Signal in Abbildung 4.16). Besonders deutlich ist dies im Phasenverlauf ersichtlich. Bei dem gewählten Reflexionskoeffizienten sollte sich die Phase nicht mehr ändern (Vergleich mit 1D). Das Diagramm zeigt jedoch, dass sich die Phase gerade an den Randbereichen erheblich ändert. Die zusätzliche Dimensionierung des Keils in y-Richtung führt im 3D-Fall zu weiteren thermisch induzierten Eigenspannungen. Auch in diesem Fall sind die 3D-Kurven in der Bauteilmitte dargestellt. Prinzipiell ist es möglich, bei sehr kleinem Reflexionskoeffizienten durch die Variation der Modulationsfrequenz tiefenaufgelöste Messungen im Sinne einer thermoelastischen Tomografie durchzuführen.

4.4.3 Experimentelle Untersuchungen zur Tiefenreichweite

Experimentell wurden der Amplituden- und der Phasenverlauf für einen Epoxidkeil ermittelt, der fest mit einem Aluminiumkörper verbunden war. Der Reflexionskoeffizient zwischen den beiden Medien hat somit einen Wert von $R = -0,9$, was nach den theoretischen Überlegungen zu einem hohen Kontrast im Phasenverlauf der Verformung führen sollte. Der Epoxidkeil besitzt eine lineare Dickenvariation von $50 \mu m$ bis $2200 \mu m$ und eine Länge von $70,5 mm$ sowie eine Breite von $54,5 mm$. Um die optische Absorption der Probe zu erhöhen, wurde die Oberfläche mit einer dünnen Graphitschicht geschwärzt. Abbildung 4.20 zeigt die experimentell ermittelten Amplituden- und Phasenbilder, aufgenommen mit OLT und OLI bei der Modulationsfrequenz von $0,2 Hz$. Bei der Herstellung des Probekörpers sind Enthaftungen der Epoxidschicht an zwei Stellen entstanden, die sowohl im Amplituden- als auch im Phasenbild mit OLI deutlich sichtbar sind. Der Reflexionskoeffizient unterscheidet sich an diesen Stellen sehr deutlich, da sich Luft unter der Epoxidschicht befindet ($R \approx 1$). In den Thermografieaufnahmen sind diese Ablösungen bei der gewählten Frequenz noch nicht erfassbar. Die Tiefenreichweite der Verformungsmessung OLI scheint höher zu sein als bei der Temperaturmessung OLT. Dies bestätigen die früheren Arbeiten durch Messung der Verformung mittels Piezoelementen [38]. Die gestrichelten Linien zeigen die Positionen der in den Abbildungen 4.21 und 4.22

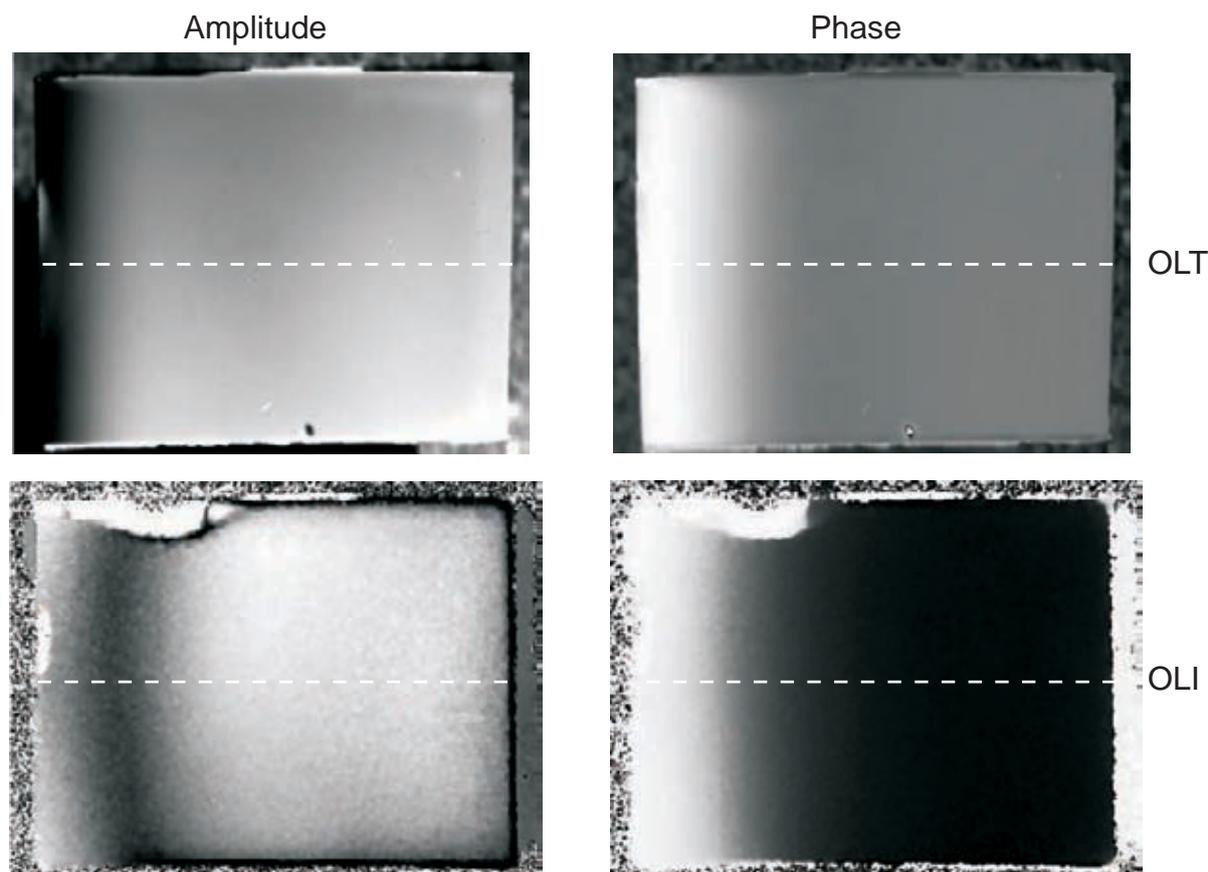


Abbildung 4.20: Amplituden (links)- und Phasenbilder (rechts), aufgenommen mit OLT (oben) und OLI (unten) für einen 3D-Keil. Der Reflexionskoeffizient zwischen Epoxidharz und Aluminium ist $-0,9$. Die Epoxidschichtdicke variiert von $50\mu\text{m}$ (linke Kante) bis $2200\mu\text{m}$ (rechte Kante). An zwei Stellen sind Ablösungen bei der OLI-Messung deutlich ersichtlich.

dargestellten Profilschnitte. Der Verlauf der thermischen Phasenkurve stimmt mit den theoretischen Überlegungen sehr gut überein. Um das Rauschen zu minimieren, wurden die beiden Kurven der OLT-Messung mit 20 Nachbarwerten entlang der gestrichelten Linie gemittelt. Der Phasenoffset ist systembedingt verschoben. Der Amplitudenverlauf stimmt bis $d/\mu = 3$ ebenfalls gut überein. Das weitere Steigen der Kurve kann durch ungleichmäßige Beleuchtung hervorgerufen sein. Die Tiefenreichweiten sind im Vergleich zur Theorie etwas höher ($d/\mu = 1,2$ für die Amplitude und $d/\mu = 2$ für die Phase). Die Ursache dafür kann an der Abweichung der thermischen Eindringtiefe μ liegen. Bei der Verformungsmessung wurde dieser Wert ebenfalls verwendet, was die Vergleichbarkeit der Tiefenreichweiten ermöglicht.

Amplituden- und Phasenverlauf wurden bei der Verformungsmessung aus drei Messungen gemittelt und die Standardabweichung als Fehlerbalken aufgetragen. Es ist gut erkennbar, dass die Abweichungen in der Phase, sowohl bei der Temperatur als auch bei

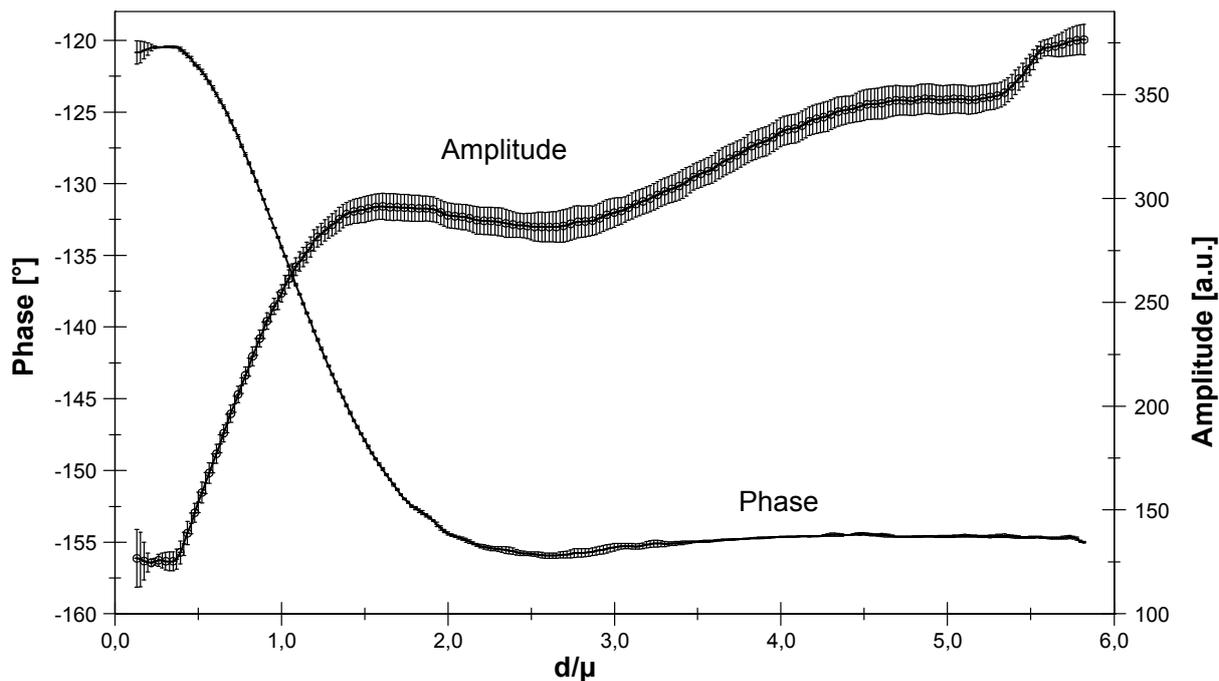


Abbildung 4.21: Gemitteltetes Amplituden- und Phasenprofil der OLT-Messung entnommen entlang der gestrichelten Linie aus Abbildung 4.20.

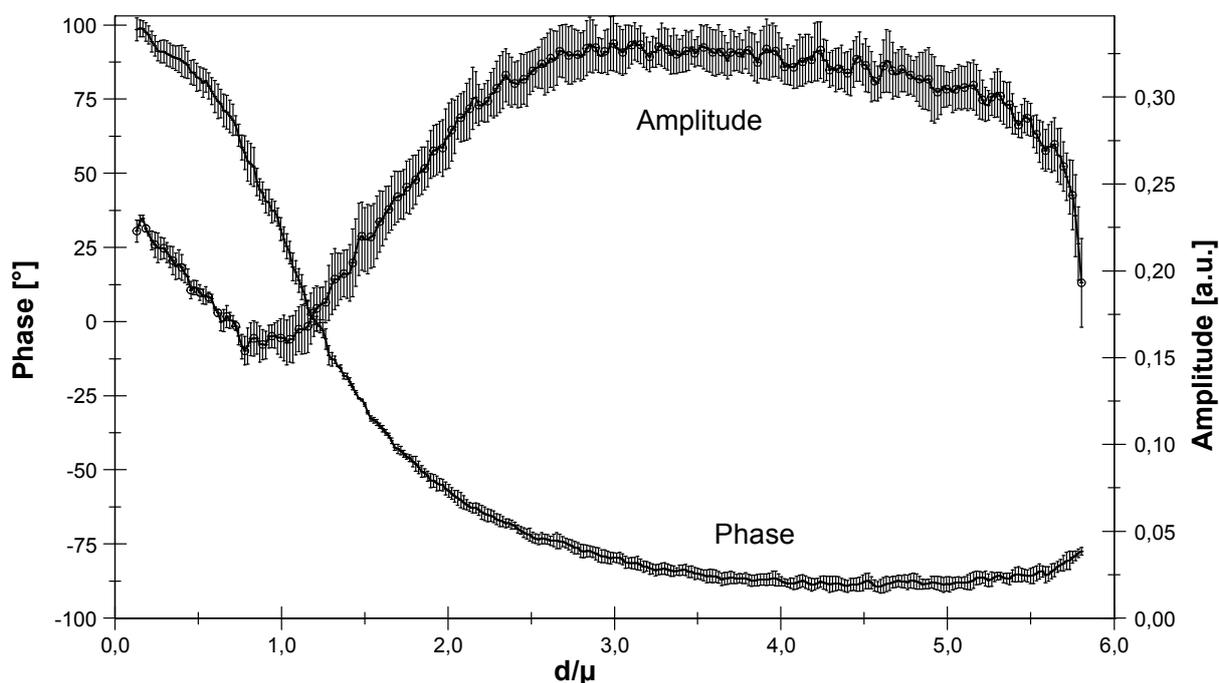


Abbildung 4.22: Gemitteltetes Amplituden- und Phasenprofil der OLI-Messung mit entsprechenden Fehlerbalken entnommen entlang der gestrichelten Linie aus Abbildung 4.20. Der Amplitudenverlauf zeigt ein lokales Minimum bei $d/\mu = 1$.

der Verformung, wesentlich geringer sind als in der Amplitude. Die Phasenänderung erstreckt sich über einen Bereich von 200° , was zu einem guten Kontrast führt. Ab $d/\mu \approx 3$ konvergiert die Phase zu -90° . Die Tiefenreichweite ist also um das 1,5 fache höher als bei der Thermografie. Jedoch gibt es in der Phase Abweichungen im Vergleich zur Theorie. Die Phase sollte an der dünnsten Stelle bei 0° beginnen und dann zu 90° konvergieren (siehe Abbildung 4.14). Der Amplitudenverlauf besitzt ein Minimum bei $d/\mu = 1$ und verändert merklich seinen Verlauf bis $d/\mu \approx 2,5$. Hierbei könnten neben thermischen Interferenzeffekten auch die Verformungen in der unteren Schicht (Aluminium) und das zeitliche Setzen des Referenzbildes eine Rolle spielen. Die Materialdicke von Aluminium wurde außerdem in der Theorie als unendlich angenommen (Dicke 500 mm). Im Experiment war die Dicke des Aluminiums aber nur 20 mm. Weitere Experimente zur Bestimmung des thermischen Amplituden- und Phasenverlaufes an einem Aluminiumkeil (Reflexionskoeffizient $R = 1$) wurden durch Luukkala durchgeführt [89].

Der Einfluss der Modulationsfrequenz auf die Tiefenreichweite wurde außerdem an einer

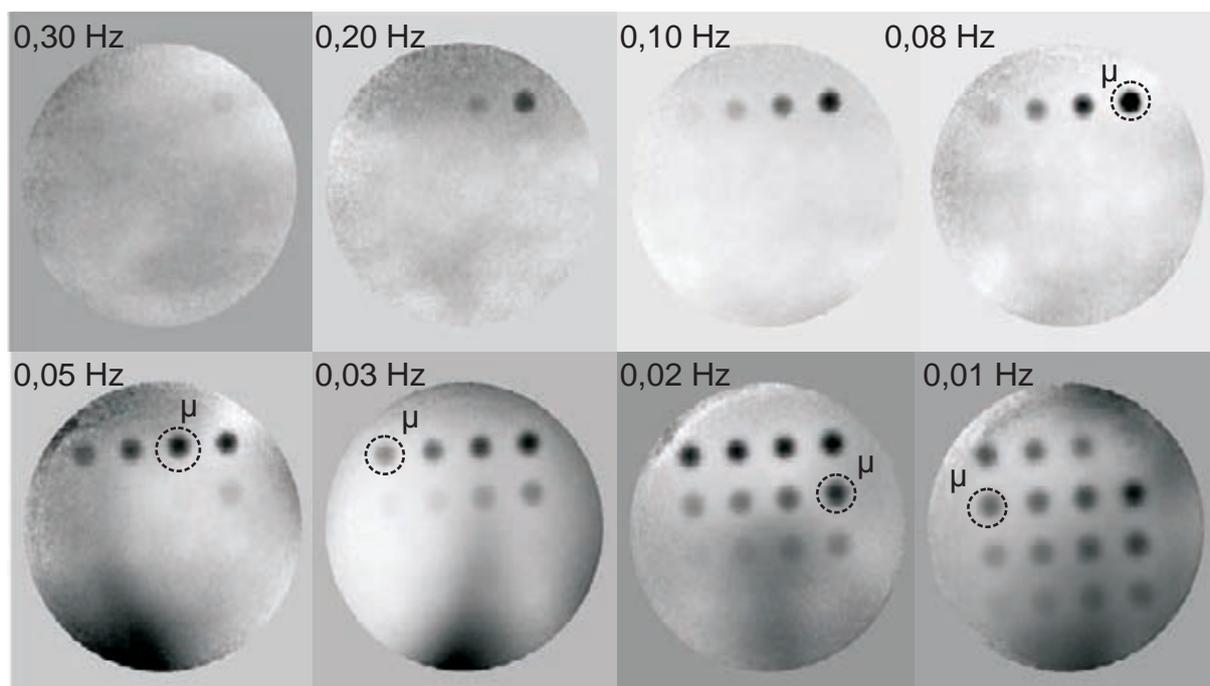


Abbildung 4.23: Messung der Tiefenreichweite an einer PMMA Lochprobe [90].

PMMA-Rundplatte (Durchmesser 120 mm, Dicke 10 mm) untersucht. In der Rückseite der Platte befand sich eine Lochmatrix. Die Restwandstärke der 16 Sacklochbohrungen (Durchmesser jeweils 10 mm) variierte linear von 0,6 bis 3,6 mm in einem Abstand von 0,2 mm. Die Vorderseite der transparenten glatten Platte wurde schwarz lackiert, um die Absorption der optischen Strahlung zu erhöhen und um eine Oberflächenstruktur zu erzeugen, die für die Bildung von Speckle notwendig ist. Abbildung 4.23 zeigt die Messer-

gebnisse an der Vorderseite bei verschiedenen Modulationsfrequenzen. Es ist deutlich ersichtlich, dass mit geringer werdender Frequenz die tieferliegenden Bohrungen detektiert werden. In einigen Aufnahmen ist eine Lochbohrung markiert, an der die Restwanddicke mit der jeweiligen thermischen Eindringtiefe μ der thermischen Welle übereinstimmt. In allen Aufnahmen waren Löcher detektierbar, die jenseits der thermischen Eindringtiefe endeten. Im Durchschnitt lag die Tiefenreichweite der detektierten Löcher bei $d/\mu = 1,7$, was der Tiefenreichweite bei OLT-Messungen entspricht. Eine Ursache der verminderten Tiefenreichweite ist die Tatsache, dass der Reflexionskoeffizient an den Bohrungen bei 1 liegt (thermische Impedanz bei dem Übergang zu Luft). Die theoretisch zu erwartenden Phasenänderungen sind bei diesem Wert sehr gering.

Bei der Frequenz von 0,08 Hz sind neben den Bohrungen mit den dunklen Phasen-

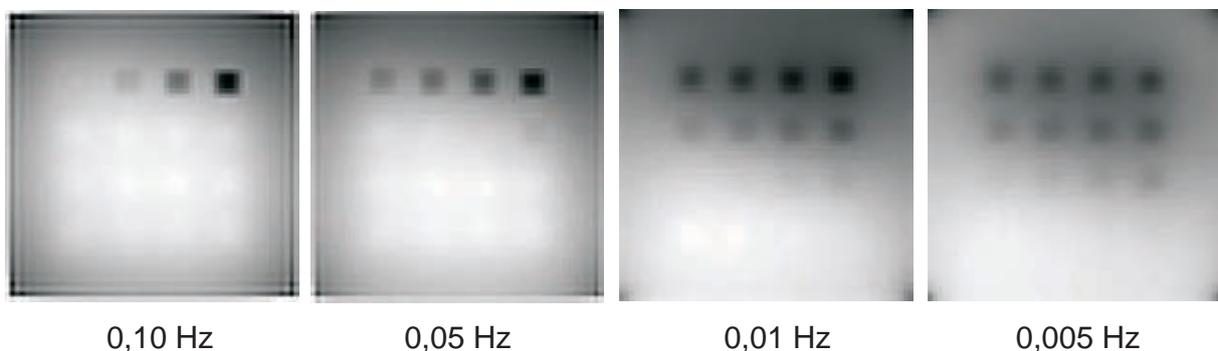


Abbildung 4.24: Simulierte Phasenbilder zur Abschätzung der Tiefenreichweite an einer PMMA-Lochplatte bei verschiedenen Frequenzen [91].

werten auch alle übrigen Löcher mit hellen Phasenwerten sichtbar. Auffallend ist auch, dass bei der Frequenz von 0,01 Hz der Kontrast an den oberflächennahen Bohrungen verringert ist bzw. fast verschwindet (Loch mit Restwandstärke von 0,6 mm). Eine Möglichkeit könnte das Erreichen der „Blind Frequency“ sein, also der Frequenz, bei der die Phasenkurve eine Kontrastumkehr hat und somit keine Information liefert. Dieses Phänomen ist bei der Lockin-Thermografie bekannt. Jedoch zeigen die theoretischen Phasenkurven der Verformung keine Kontrastumkehr bei einem großen positiven Reflexionskoeffizienten (Abbildung 4.13). Eine Kontrastumkehr könnte aber auch durch die Gesamt-Plattenverformung entstehen, wenn thermische Eigenspannungen die Richtung der Auslenkung ändern (Abschnitt 4.5).

Damit die Ergebnisse besser interpretiert werden können, wurde die thermische Verformung der Platte ebenfalls bei verschiedenen Frequenzen simuliert und die out-of-plane Komponente extrahiert. Um Phasenfehler infolge einer unregelmäßigen Diskretisierung zu vermeiden, wurde eine quadratische Platte mit rechteckigen Ausbrüchen untersucht. Damit konnte die Geometrie mit einem Netz nachgebildet werden, welches aus vielen Quadraten besteht. Die Restwandstärken und das Material entsprechen der Probe aus

dem Experiment. Abbildung 4.24 zeigt die simulierten Phasenbilder bei den entsprechenden Frequenzen. Auch hier wird deutlich, dass die Tiefenreichweiten von der Frequenz abhängig sind. Bei 0,1 Hz ist die gesamte Lochstruktur (heller Bereich) bereits wie im Experiment bei 0,08 Hz sichtbar. Weitere Untersuchungen im 3D-Modell haben ergeben,

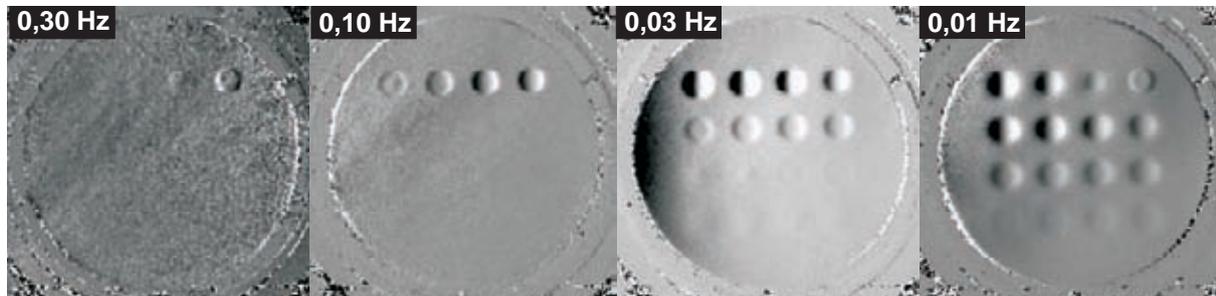


Abbildung 4.25: Lockin-Shearografie: Phasenbilder bei verschiedenen Frequenzen mit Scherung in x-Richtung (Messung P. Menner).

dass die lokalen weißen Bereiche als Folge der durch die Ausbrüche reduzierten Steifigkeit der Platte entstehen. Bei tieferen Frequenzen wird dieser Effekt durch den Einfluss des thermischen Signals überlagert und reduziert sich. Außerdem verringert sich auch hier der Kontrast an den Löchern mit einer geringen Restwandstärke. Dies liegt daran, dass thermische Wellen einem Diffusionsgesetz folgen und damit die Defekte bei tiefen Frequenzen verschmiert dargestellt werden. Eine Kontrastumkehr wie im Experiment konnte in der Simulation nicht beobachtet werden.

Die Vorteile der frequenzabhängigen Tiefenreichweiten thermischer Wellen waren an der selben Probe auch mit Lockin-Shearografie nachweisbar (Abbildung 4.25) [92]. Empfind-

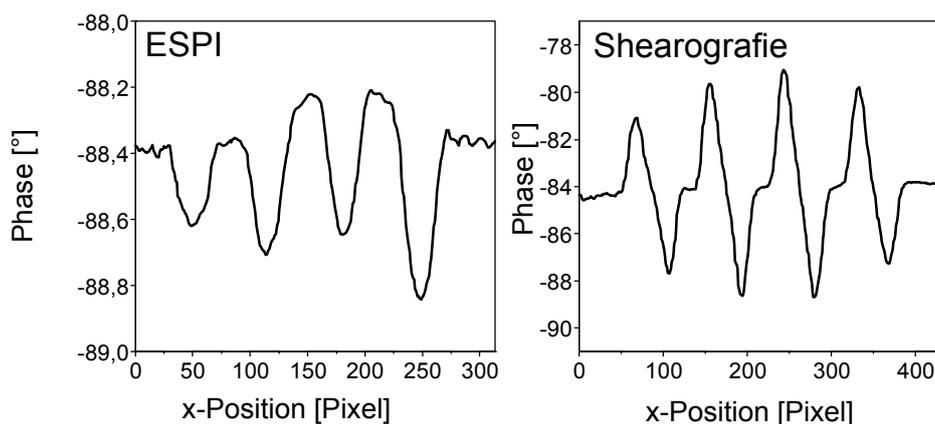


Abbildung 4.26: Profillinien der Phase entlang der obersten Lochreihe für ESPI und Shearografie (Scherung in x-Richtung) bei 0,04 Hz.

lichkeit und Richtung des Verformungsgradienten werden durch die Scherung beeinflusst.

Im thermischen Phasenbild der Shearografie bleibt der Gradientenverlauf erhalten (Abbildung 4.26). Eine Umkehrung des Phasenkontrastes, wie bei der Lockin-ESPI, konnte bei der Frequenz von 0,01 Hz ebenfalls festgestellt werden.

4.4.4 Einfluss der Probendicke (Einschichtsystem)

Wird eine Platte einseitig erwärmt, so entsteht zwischen Vorder- und Rückseite ein Temperaturgradient. Durch die in-plane Ausdehnung an der erwärmten Seite kommt es zu einer Gesamtdurchbiegung der Platte, falls die Rückseite nicht mit einem zweiten Körper fest verbunden ist. Die Auslenkung der Platte ist vom Temperaturgradienten, der

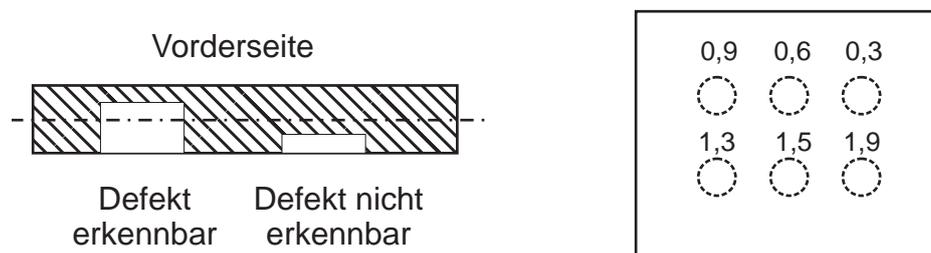


Abbildung 4.27: Skizze links: Defekte unterhalb der Biegelinie können von der Vorderseite nicht erfasst werden. Skizze rechts: Restwandstärken der verwendeten Proben, aus Abbildung 4.28.

Steifigkeit und der Geometrie abhängig. Hierbei ist besonders die Plattendicke relevant. Für die Defekterkennung sind nur Fehler erfassbar, die sich oberhalb der Biegelinie der Platte befinden (Abbildung 4.27 - Skizze links). Das Material ober- oder unterhalb des Defektes verschiebt sich immer in Richtung des geringeren Widerstandes.

Experimentell konnte dies an zwei gleich großen PMMA Proben ($81 \times 67 \text{ mm}^2$, Dicke 2 und 4 mm) nachgewiesen werden, an deren Rückseiten verschieden tiefe Bohrungen eingebracht wurden. Die Restwandstärken zur Vorderseite sind für beide Proben identisch (siehe rechte Skizze in Abbildung 4.27). Beide Proben wurden mit den gleichen Randbedingungen bei 0,1 Hz und 0,03 Hz untersucht. Für diese Frequenzen betragen die thermischen Eindringtiefen 0,64 und 1,16 mm. Abbildung 4.28 zeigt den Vergleich der beiden Proben. Bei 0,1 Hz sind jeweils die oberen Lochreihen detektierbar. Die weißen Bereiche innerhalb der Löcher sind auf das konische Einbringen der Bohrungen zurückzuführen. Die Höhendifferenz zwischen Lochmitte und -rand beträgt ca. $200 \mu\text{m}$. Bei der Modulationsfrequenz von 0,03 Hz ist die untere Lochreihe nur noch in der dickeren Probe (4 mm) erfassbar. Die unteren Löcher bei Plattendicke 2 mm liegen unterhalb der Plattenbiegeline.

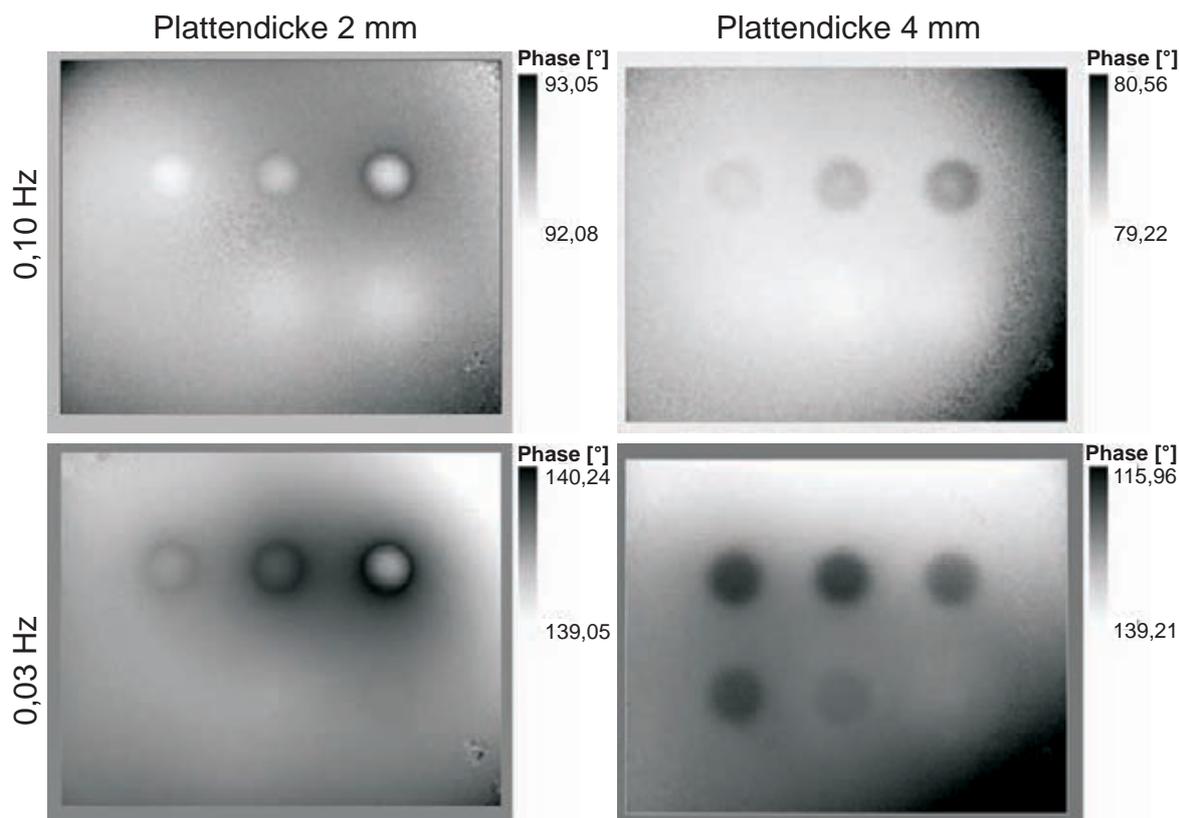


Abbildung 4.28: Phasenbilder einer 2 mm und einer 4 mm dicken PMMA-Platte. Die Restwandstärken der Bohrungen beider Platten sind identisch. Die unteren Bohrungen der 2 mm Platte befinden sich unterhalb der Symmetrielinie.

4.5 Korrektur im Zeitbereich

Die simulierten Amplituden- und Phasenverläufe aus Abschnitt 4.4 haben gezeigt, dass die durch modulierte Wärmestrahlung entstehende Körperbewegung, hervorgerufen durch innere thermische Spannungen, einen Einfluss auf die Amplitude und die Phase ausübt. Im Gegensatz zum OLT-Verfahren, welches die skalare Oberflächentemperatur erfasst, kann es durch den Zeitpunkt der Aufnahme des Referenzbildes, aber auch durch geometrische und steifigkeitsbedingte Randbedingungen und Einspannbedingungen, zu gegensätzlichen Bewegungen in der Körperverformung kommen. Man stelle sich eine homogene Platte vor, welche nicht am Rand sondern weiter zur Plattenmitte aufliegt (siehe Abbildung 4.30, Originalsignal). Durch Erwärmung der Platte entsteht eine gegensätzliche Bewegung zwischen Plattenmitte und Randbereich. An den aufliegenden Stellen der Platte ist die vertikale Bewegung gleich Null. Die Amplitude an der Wendelinie fällt dabei auf Null ab. An dieser Linie kommt es auch zu einem Phasensprung, der die Bilddynamik erheblich reduziert und somit kleinere Defekte überdeckt (Abbildung 4.29). Der Phasensprung ist durch Demodulation (Abschnitt 3.6) nicht zu beseitigen, da die Wendelinie

sich zeitlich nicht immer konstant an der selben Stelle befindet und es zu Phasenumkehrungen kommen kann, die wiederum zu Singularitäten führen. Es ist notwendig, die

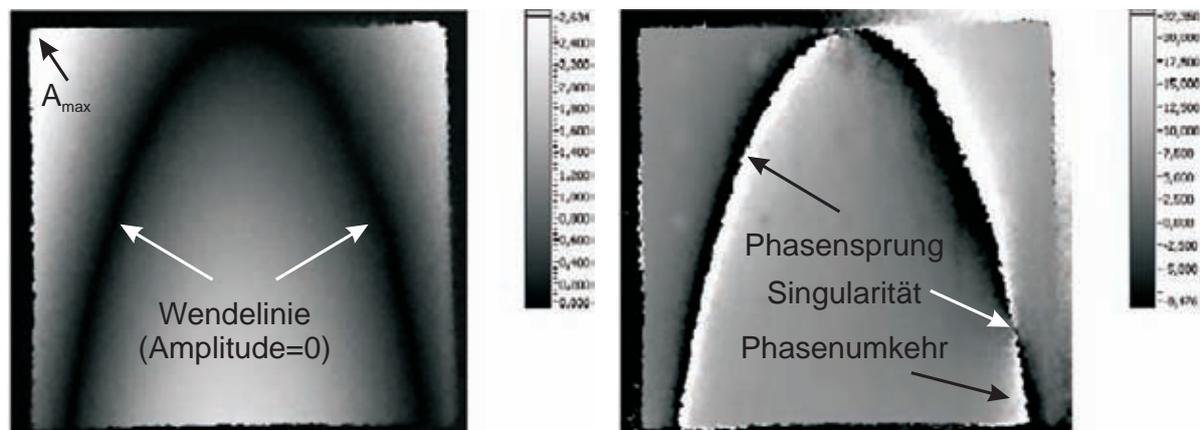


Abbildung 4.29: Amplituden- (links) und Phasenbild (rechts) einer Holzplatte mit auf der Rückseite eingebrachten Grundbohrungen. Die Wendelinie der Verformungsbewegung ist im Amplitudenbild deutlich ersichtlic (A=0). An dieser Linie entsteht im Phasenbild ein Sprung, der die Dynamik des Bildes reduziert. Defekte sind aufgrund der gegensätzlichen Objektbewegung nur schwer detektierbar.

Wendelinie zum Rand zu verschieben, um somit die Störungen in Bereiche des Bildes zu verlagern, wo diese den Anwender weniger stören. Hierzu muss jedes einzelne Bild aus der Sequenz korrigiert werden. Dabei darf jedoch nicht die Modulationsfrequenz manipuliert werden, da sonst das Signal/Rauschverhältnis beeinflusst werden kann. Eine Möglichkeit, die Wendelinie an den Rand zu verschieben, ist in Abbildung 4.30 zu sehen. Aus dem Offset der Eckpunkte der Platte wird zu jedem Zeitschritt eine Referenzfläche erzeugt, die von der Verformungsfläche subtrahiert wird. Bei Rundproben empfiehlt sich die Vorgehensweise aus Abschnitt 3.6.3. Das Verhalten der Platte entspricht dann einer Einspannung an den vier Ecken bzw. an den Rändern des Objektes.

Eine andere Möglichkeit, den Phasensprung zu eliminieren, zeigt Abbildung 4.31. Zu jedem Zeitschritt wird die Verformungsfläche mit dem Einzelwert des zeitlichen Pixelstabes der größten Modulationsamplitude überlagert. Die Bildpunkte mit einer geringeren Amplitudenmodulation, deren Phasenwerte dadurch stochastischer sind, werden stärker mit dem Punkt der maximalen Amplitude gewichtet. Die Spreizung des Dynamikbereiches der Phase wird dadurch kompensiert, ohne dass die wesentliche Bildinformation beseitigt wird. Es ist allerdings anzumerken, dass der absolute Phasenoffset eliminiert wird. Die Phasenwerte können nicht mehr mit dem theoretischen Materialmodell kalibriert werden. Bei der Erkennung von Defekten sind jedoch die entstehenden Phasenunterschiede von Interesse. Die Tiefenreichweite der thermischen Wellen wird von dieser Korrektur

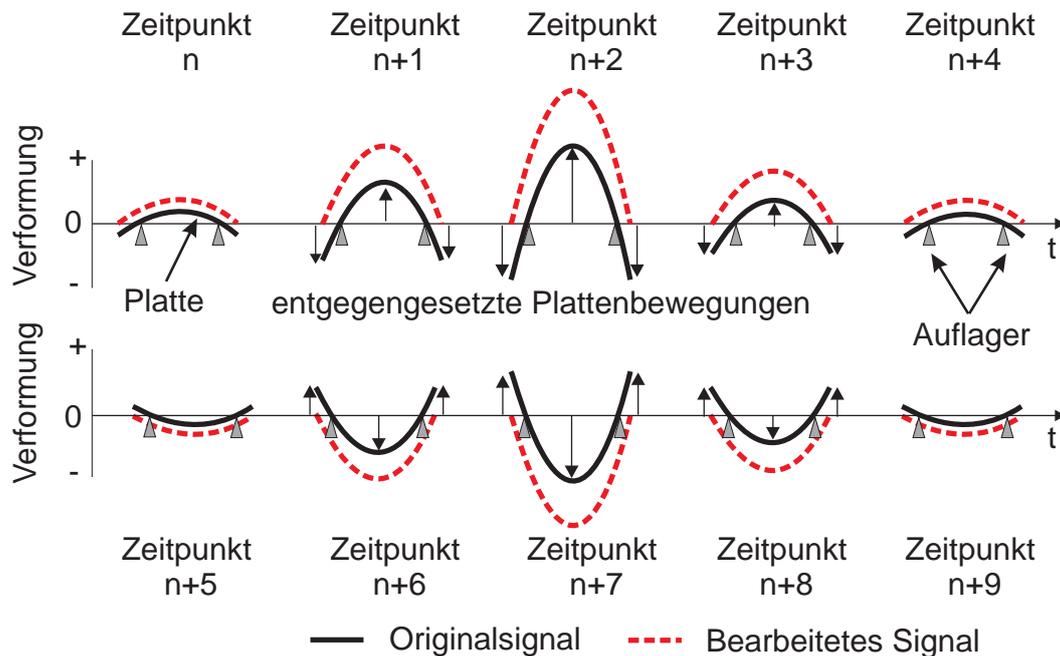


Abbildung 4.30: Korrektur des Zeitsignals für eine Modulationsperiode. Aus dem Offset der Ränder wird eine Referenzlinie (bzw. -fläche) ermittelt und von der Verformung des jeweiligen Zeitschrittes abgezogen.

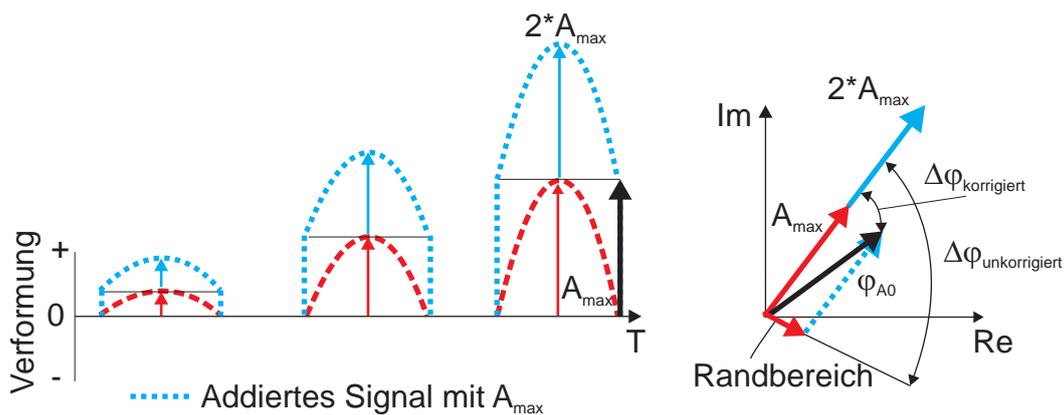


Abbildung 4.31: Korrektur des Zeitsignals durch die Überlagerung jedes einzelnen Verformungsbildes mit dem Wert durch A_{max} (links). In der Gausebene wird die Dynamikkompensation klar ersichtlich (rechts).

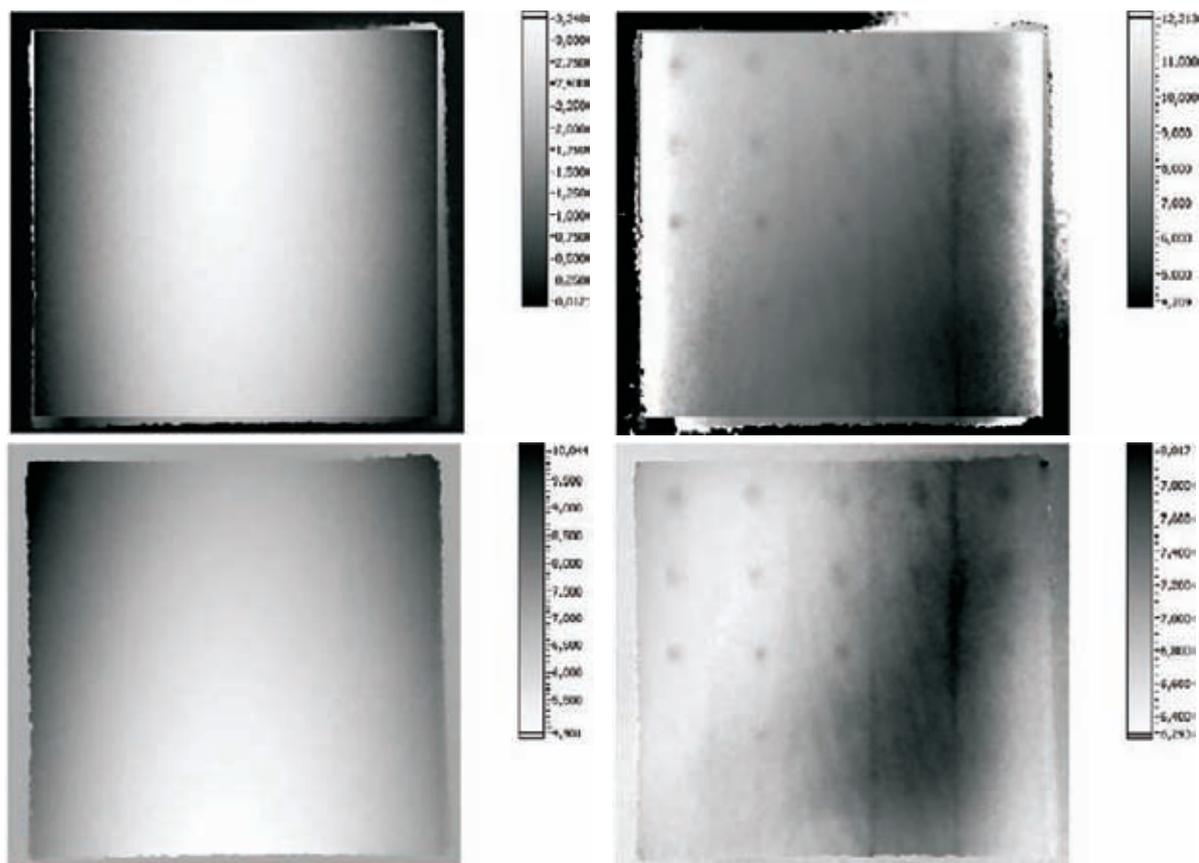


Abbildung 4.32: Neu berechnete Amplituden- (links) und Phasenbilder (rechts) der Holzplatte aus Abbildung 4.29 mit der Methode durch Kompensierung an den Ecken (oben) und durch pixelweise Überlagerung mit dem Zeitsignal des Bildpunktes der größten Amplitude (unten).

nicht beeinflusst. Abbildung 4.32 zeigt den Vergleich der beiden verwendeten Methoden. Bei der Korrektur mit den Eckpunkten der Platte ergibt sich in diesen Bereichen im Phasenbild eine stärkere Änderung der Phase als bei der Korrektur mit dem Wert der maximalen Amplitudenmodulation. Dies ist damit erklärbar, dass die Amplitudenwerte an den Eckpunkten sehr klein sind und die Phase dadurch ein größeres Rauschen erhält. Bei der Überlagerung jedes Pixelstabes mit dem Pixelstab der höchsten Amplitudenmodulation erhält jeder Punkt eine Grundamplitude und -phase (nämlich die von der Überlagerung mit dem Punkt bei A_{max}). Dadurch ist selbst die Dynamikspreizung vom Objekt zur Umgebung (Hintergrundsignal) kompensiert.

4.6 Auflösung und Einfluss auf das Signal/Rauschverhältnis (SNR)

Ein wichtiger Vorteil der Lockin-Technik ist die signifikante Verbesserung des Signal/Rauschverhältnisses (SNR). Hierzu wurde eine Rundplatte aus PMMA (*Plexiglas*[®]) untersucht, in deren Rückseite zwei Serien von Grundlöchern mit einer Tiefe von $0,7\text{ mm}$ und $1,4\text{ mm}$ eingebracht sind. Die Abstände innerhalb der Lochpaare reichen von $0,8$ bis $1,6 \cdot d_H$, wobei alle Löcher den Durchmesser $d_H = 10\text{ mm}$ haben. Um eine raue Oberfläche für die Bildung von Speckle zu erzeugen und um die Absorption der optischen Strahlung zu erhöhen, wurde die Platte an der untersuchten Frontseite mit einer dünnen schwarzen Lackschicht versehen. Die verwendete Modulationsfrequenz betrug $0,06\text{ Hz}$. In der Bildverarbeitung wird häufig zur Steigerung von SNR der arithmeti-

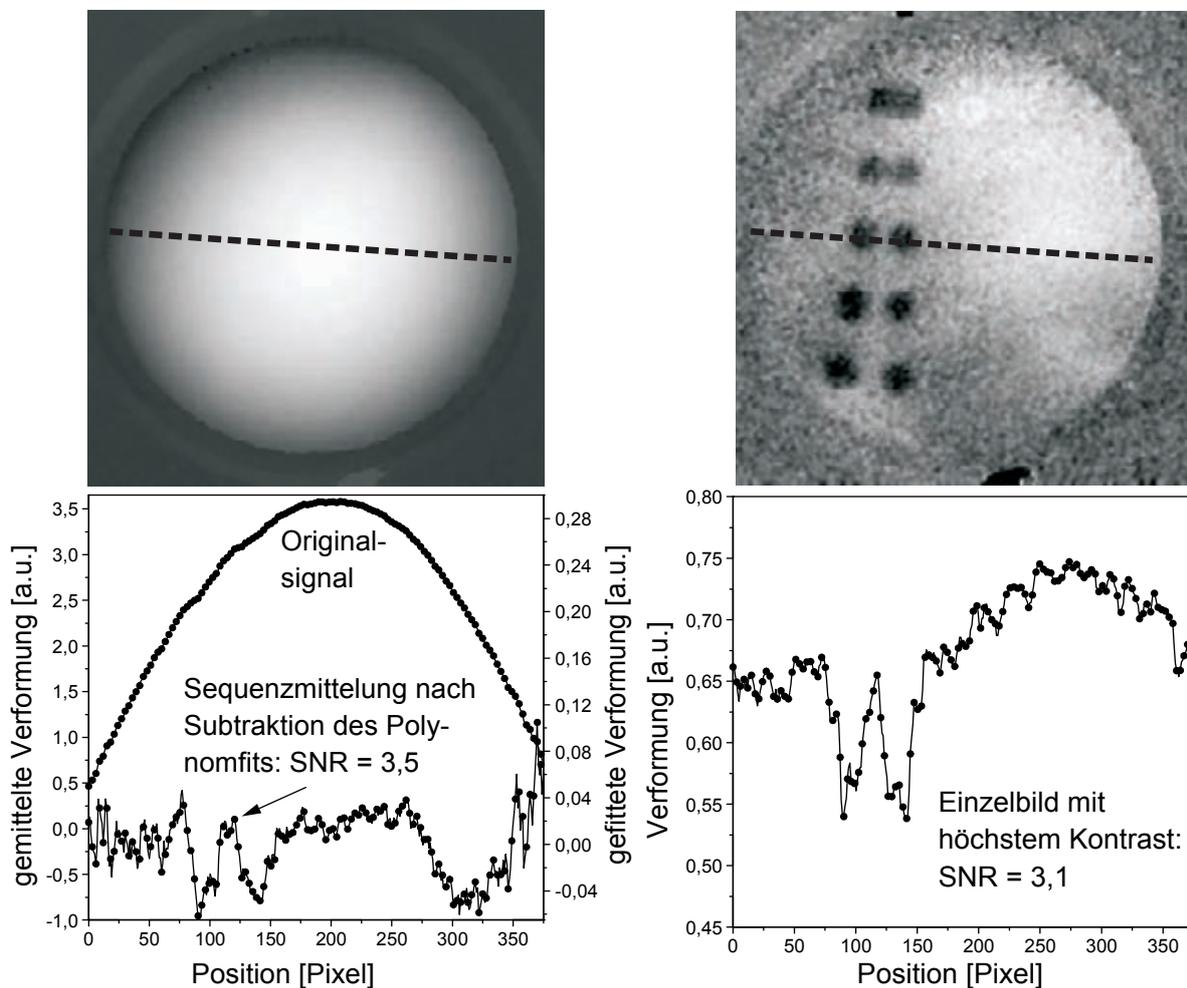


Abbildung 4.33: Ergebnis der arithmetischen Mittelung der Sequenz (links oben) und Einzelbild mit dem höchsten Kontrast aus der Bildsequenz (rechts oben). Unten: Entsprechende Profillinien aus den oberen Messungen.

sche Mittelwert aus der Bildsequenz berechnet, wobei das SNR mit der Wurzel aus der Bildanzahl steigt. Bei periodischen Prozessen ist diese Form der Signalverbesserung al-

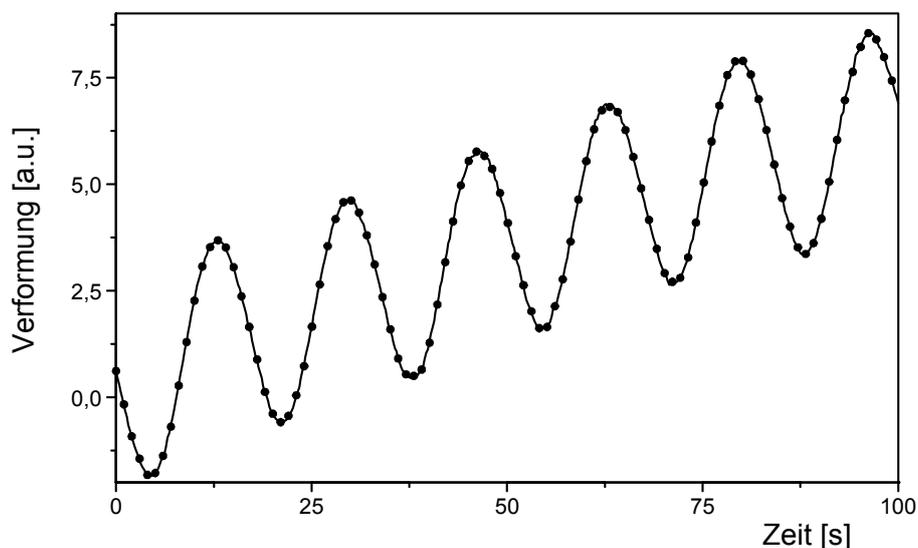


Abbildung 4.34: Zeitlicher Verlauf der Objektbewegung an einem Pixel des Bildstapels.

lerdings nicht immer brauchbar (Abbildung 4.33, links): Der arithmetische Mittelwert zeigt überwiegend die Krümmung der Platte, da bei der modulierten Erwärmung des Prüfobjektes auch der Gleichanteil steigt und dadurch kein stationärer Zustand eintritt (Abbildung 4.34). Erst durch einen Polynomfit lässt sich für die Sequenzmittelung ein SNR bestimmen ($SNR_{Mittelung} = 3,5$). Das Verformungsbild mit dem höchsten Kontrast aus der Bilder-(Zeit)sequenz (Abbildung 4.33 rechts) zeigt zwar die Löcher, die sich am nächsten zur Beobachtungsseite befinden ($0,7\text{ mm}$), das SNR entspricht jedoch in etwa dem der Sequenzmittelung ($SNR_{Einzelbild} = 3,1$). Die beiden Löcher mit einem Abstand von $0,8 \cdot d_H$ können nicht mehr als zwei einzelne Löcher erkannt werden. Insgesamt erscheinen die Kanten der Löcher im Verformungsbild sehr verschmiert. Im Gegensatz zur Gewinnung der Defektinformation aus einem Einzelbild ist es besser, die notwendigen Informationen aus der gesamten Sequenz durch eine diskrete Fouriertransformation (Gleichung 4.1) zu extrahieren. Das berechnete Amplitudenbild der Lockin-Messung zeigt den durchschnittlichen Modulationsgrad (Abbildung 4.35, links). Eine Bestimmung von SNR war in diesem Fall nicht möglich, da es zu keiner Signaländerung an der Position der verdeckten Lochstruktur kommt. Das berechnete Phasenbild (Abbildung 4.35, rechts) zeigt am deutlichsten die verborgenen Strukturen. Nur in diesem Bild ist die tiefer liegende Lochserie detektierbar. Die beiden Löcher mit einem Abstand von $0,8 \cdot d_H$ können im Gegensatz zu dem Einzelbild gerade noch als zwei einzelne Löcher detektiert werden. Die Durchbiegung der Platte spielt in der Phase also keine Rolle. Das SNR ist im Vergleich zur arithmetischen Sequenzmittelung fast um eine Größenordnung

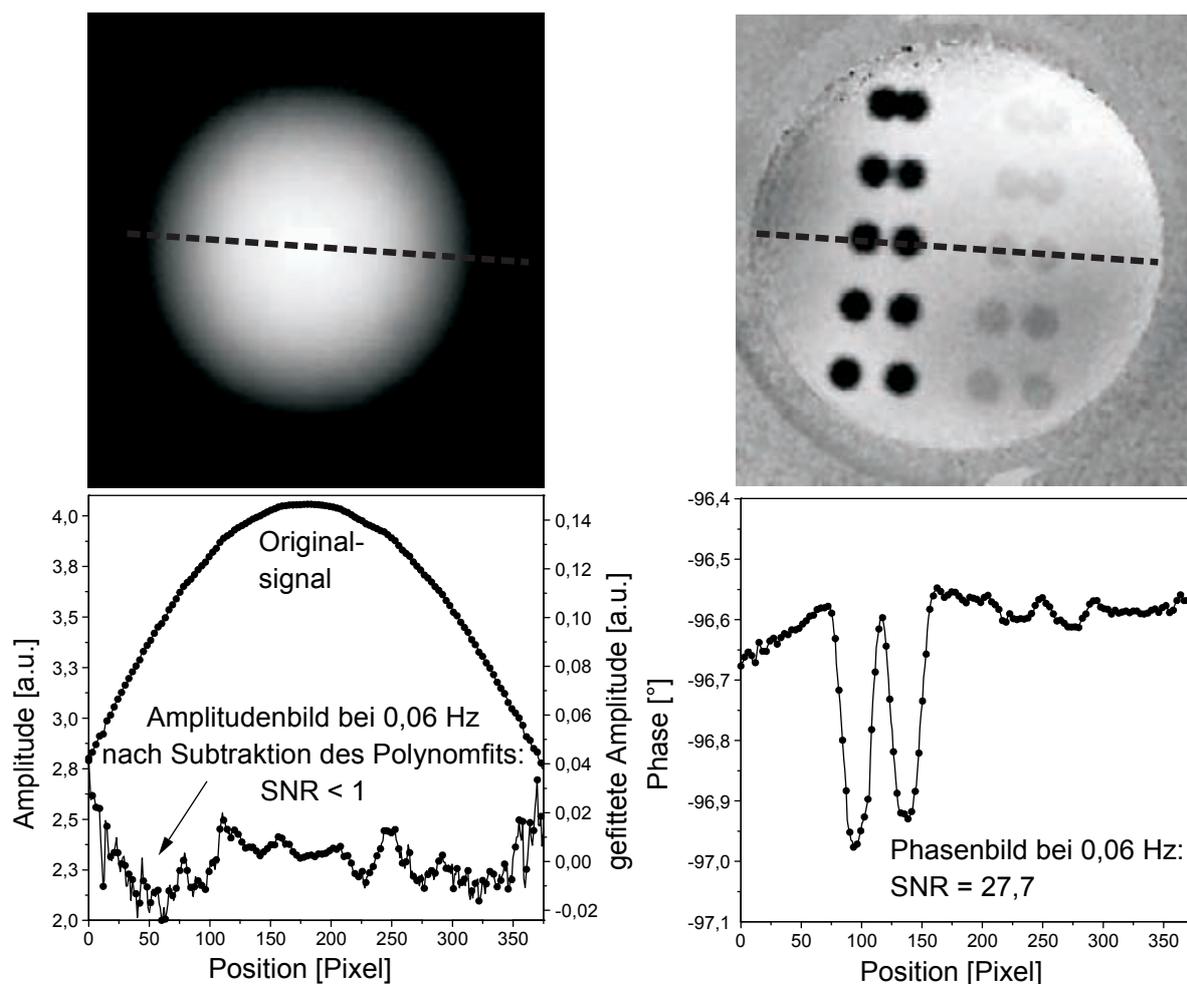


Abbildung 4.35: Amplituden- (links) und Phasenbild (rechts) bei 0,06 Hz. Unten: Entsprechende Profillinien aus den oberen Messungen.

erhöht ($SNR_{Phase} = 27,7$).

Für Lockin-Messungen stellt sich nun die Frage, in wie weit die Bild- und Periodenzahl einen Einfluss auf das SNR haben. Zunächst wurden Phasenbilder aus der selben Bildsequenz mit unterschiedlich vielen Zwischenbildern berechnet und verglichen (Abbildung 4.36). Auf den Phasenbildern ist deutlich erkennbar, dass sich das Rauschen mit zunehmender Anzahl von Bildern verringert. Bei dem oberen linken Bild ist das Nyquist-Abtasttheorem mit 16 Bildern und 6 Schwingungsperioden schon nicht mehr erfüllt. Ab 125 Bildern ist die tiefer liegende Lochreihe sicher detektierbar. Zwischen 250 und 500 Bildern sind keine sehr großen Veränderungen zu sehen. Abbildung 4.37 zeigt das SNR in Abhängigkeit der Bildanzahl in logarithmischer Darstellung. Das SNR verbessert sich, wie bei der arithmetischen Mittelung, mit der Wurzel aus der Bildanzahl des Bildstapels. Die Anzahl der aufgenommenen Schwingungsperioden hat allerdings keinen Einfluss auf das SNR (Abbildung 4.38). Die Phasenbilder wurden bei gleicher Bildmenge und verschiedener Anzahl von Perioden aus der selben Sequenz berechnet. Beim SNR von OLI-

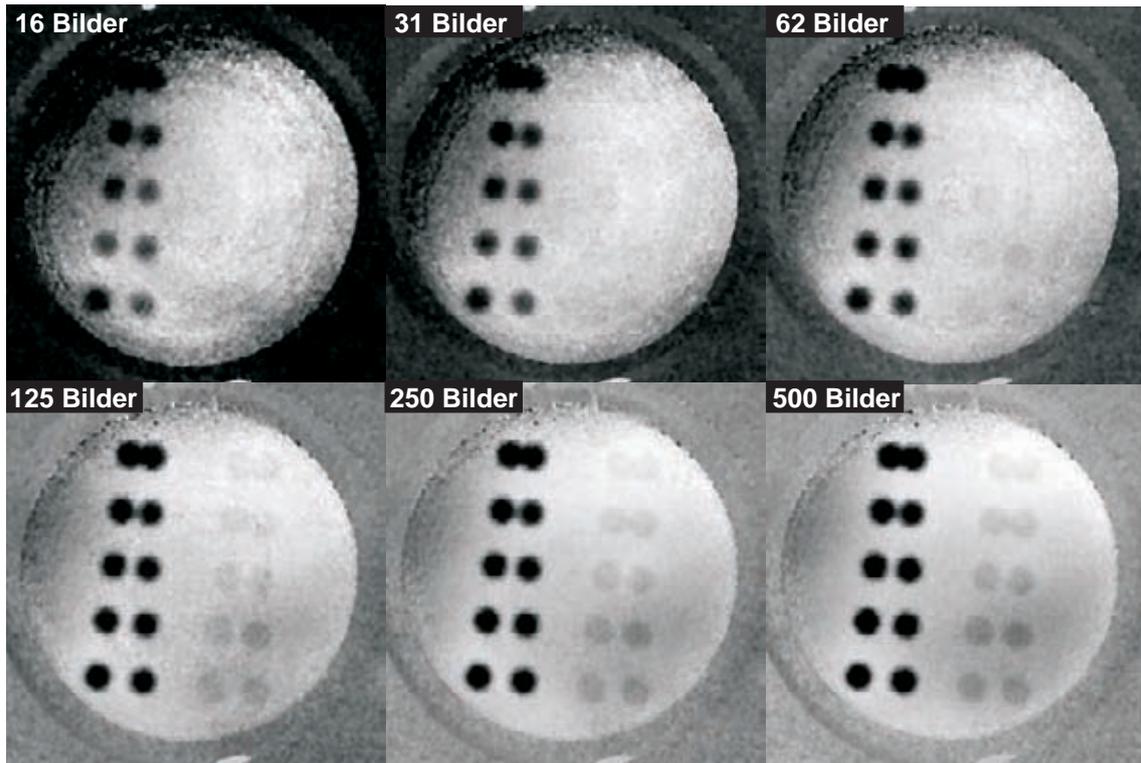


Abbildung 4.36: Berechnete Phasenbilder aus der selben Sequenz, aber mit verschiedener Bildanzahl.

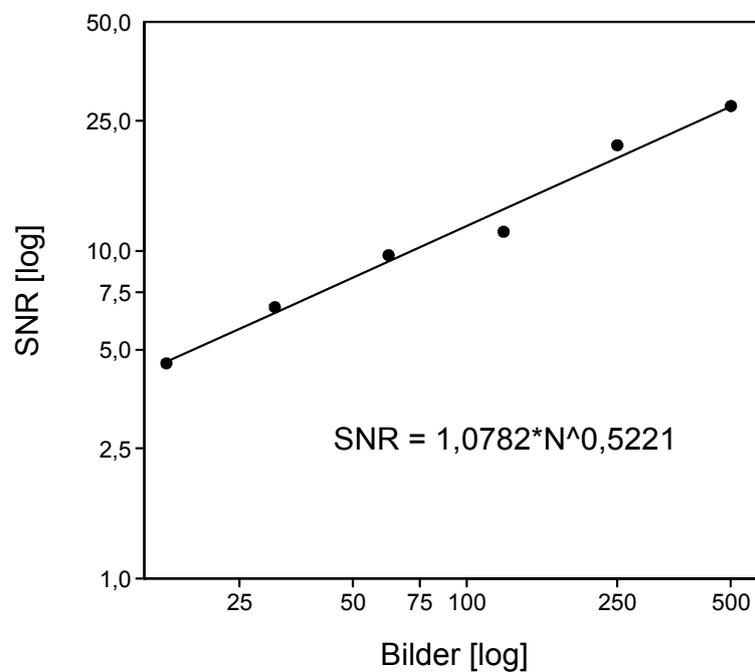


Abbildung 4.37: Ermittelte SNR aus Abbildungen 4.36 in Abhängigkeit der Bildanzahl.

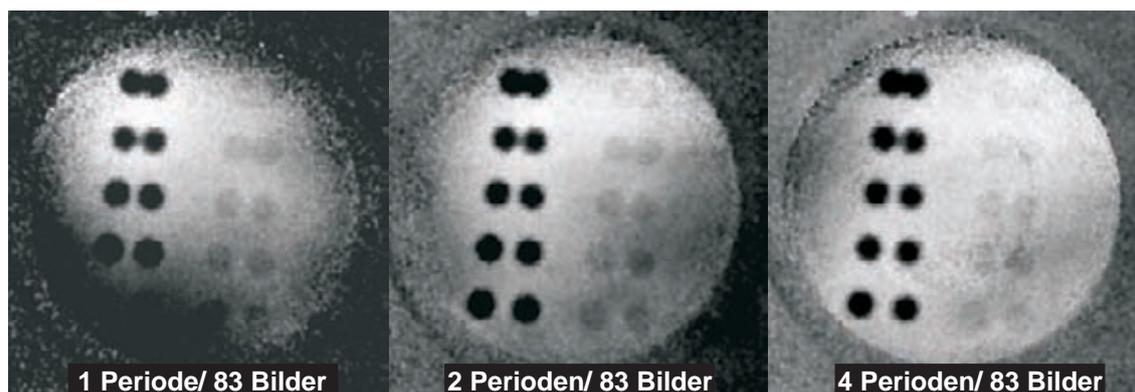


Abbildung 4.38: Berechnete Phasenbilder bei gleicher Bildanzahl und unterschiedlich aufgenommener Anzahl an Messperioden.

Messungen kommt es also nicht auf die Anzahl der aufgenommenen Perioden an, sondern auf die Bildmenge.

Die laterale Auflösung stellt den Zusammenhang zwischen scheinbarer und wahrer Defektgröße dar. Sie ist bei der Unterscheidbarkeit zweier benachbarter Defekte wichtig. Bei thermischen Wellen hängt die laterale Auflösung von der Frequenz ab: Wird die Lockin-Frequenz zu tief oder zu hoch gewählt, wird der Defekt möglicherweise gar nicht oder zu breit dargestellt. Die frequenzabhängige Auflösung wurde an einem Zweischichtsystem

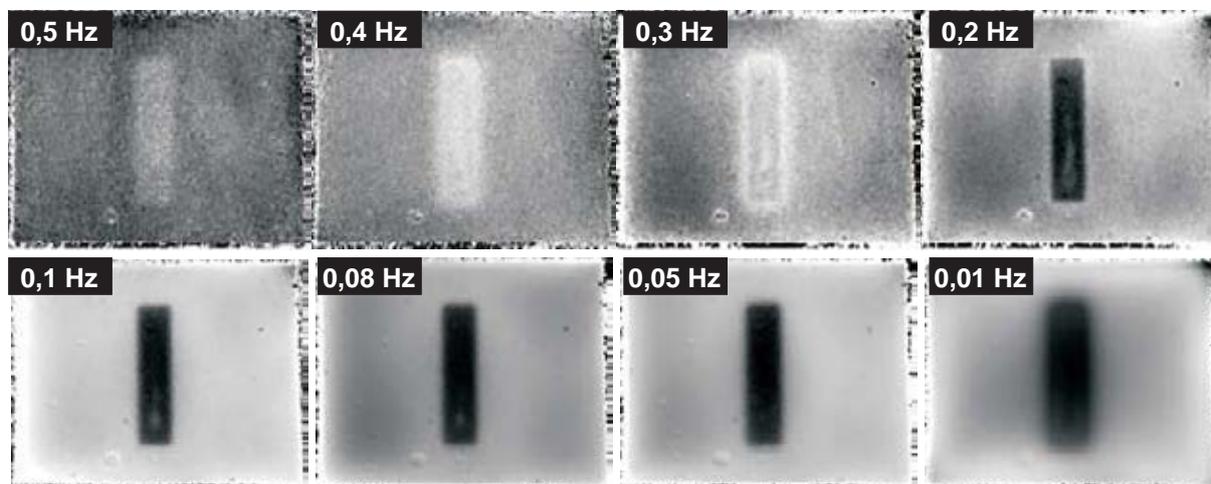


Abbildung 4.39: Laterale Auflösung einer verborgenen Rechteckstruktur bei verschiedenen Frequenzen.

(Epoxid/Aluminium - $81 \times 64 \times 16 \text{ mm}^3$) untersucht. Die Dicke der oberen Schicht aus Epoxid beträgt 6 mm. Innerhalb dieser Schicht befindet sich ein zusätzlicher Aluminiumkörper mit einer Fläche von ($38 \times 9 \text{ mm}^2$), der zuvor aus dem Grundkörper gefräst wurde. Die resultierende Restwandstärke zwischen diesem Körper und der Oberfläche beträgt 0,88 mm. Abbildung 4.39 zeigt Messergebnisse bei verschiedenen Frequenzen.

Ab 0,4 Hz ist die Struktur des rechteckigen Körpers zu sehen. Bei dieser Frequenz ist die thermische Eindringtiefe der Wärmewelle gleich 0,268 mm ($\lambda = 0,002 W/cm K$, $c = 1,851 J/g K$, $\rho = 1,2 g/cm^3$). Normiert auf die Tiefe der Struktur ergibt sich ein $d/\mu = 3,28$, was der theoretischen Tiefenreichweite von OLI bei dieser Materialkombination entspricht. Zwischen 0,2 Hz und 0,3 Hz kommt es zu einer Kontrastumkehr. Bei den tieferen Frequenzen erscheint die Rechteckstruktur wesentlich größer, da es an der Grenzfläche zu lateralem Wärmefluss kommt. Der beste visuelle Kontrast ist bei 0,1 Hz ($d/\mu = 1,64$). Dies entspricht in etwa der Tiefenreichweite des OLT-Verfahrens.

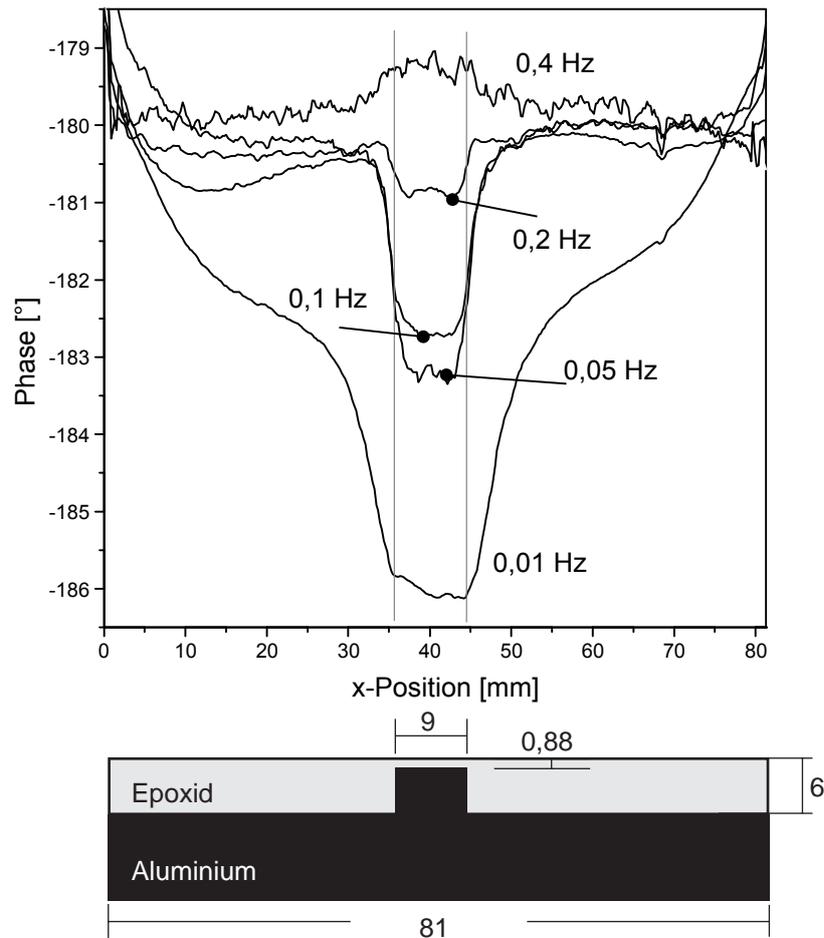


Abbildung 4.40: Profillinien aus Abbildung 4.39 entlang der Symmetrie der Platte (oben). Die eigentliche Strukturbreite ist mit zwei senkrechten Linien gekennzeichnet. Skizze des Probenquerschnitts entlang der Probenmitte (unten).

In Abbildung 4.40 sind einige Profilschnitte entlang der Symmetrielinie der Platten dargestellt. Es fällt auf, dass das SNR bei tieferen Frequenzen größer ist, jedoch erscheint die Rechteckstruktur bei der niedrigsten Frequenz auf den fast doppelten Wert verbreitert. Rauschbreite und laterale Auflösung hängen also auch hier zusammen.

4.7 Einfluss bei inhomogener Beleuchtung

Thermische Wellen in Körpern werden durch Absorption modulierter optischer Strahlung an der Probenoberfläche erzeugt. Die eingebrachte Energie in das Bauteil ist jedoch nicht immer homogen. Sowohl Halogenlampen als auch aufgeweitete Laserstrahlen weisen in grober Näherung einen gaußförmigen Intensitätsverlauf auf. Außerdem können die Topografie einer Oberfläche und Änderungen im Absorptionskoeffizienten zu Unterschieden in der Energiedichte führen [49]. Besonders das Amplitudenbild der Temperaturmodulation spricht empfindlich auf diese Einflüsse an. Abbildung 4.41 zeigt eine FE-Rechnung, bei der die Beleuchtungsstärken zwischen linker und rechter Probenseite verschieden sind ($F_{links}/F_{rechts} = 2/3$). Durch den Unterschied entsteht ein Gradient (Treppenstufe), der den Dynamikbereich für die Defekterkennung verschlechtert. Phasenbilder haben hierbei den großen Vorteil, dass sie nicht abhängig von der lokalen Modulationstiefe sind, da sich der Phasenwinkel aus der Division von Imaginär- und Realteil zusammensetzt (die Vorteile werden auch im ESPI-Phasenbild genutzt, siehe Kapitel 3). Störeinflüsse werden somit reduziert.

Abbildung 4.41 (rechts) zeigt das Phasenbild der Temperaturmodulation, bei dem die Unterschiede aufgrund der inhomogenen Beleuchtung unterdrückt sind. Die Dynamikbereich des Bildes (Kontrast) ist direkt auf die Defekte einstellbar.

Im Amplitudenbild der thermischen Ausdehnung ist der Effekt der ungleichmäßigen Erwärmung nicht so stark ausgeprägt wie bei der Temperaturamplitude (Abbildung 4.42). Der Spannungstensor wirkt hierbei wie ein örtlicher Tiefpassfilter (keine Treppenstufe). Das Maximum der Verformungsamplitude befindet sich nun etwas außerhalb des geometrischen Mittelpunktes der homogenen Probe. Die Defekte sind durch die thermischen Spannungen nicht detektierbar. Im Phasenbild der thermischen Ausdehnung (Abbildung 4.42-rechts) ist der Störeinfluss zwischen linker und rechter Probenhälfte wie im Phasenbild der Temperatur wirkungsvoll unterdrückt. Die Defekte (in diesem Fall von der Rückseite eingebrachte Löcher in verschiedenen Tiefen) sind bei der thermischen Ausdehnung nur im Phasenbild erkennbar.

Bei den hier vorgestellten Simulationen ist eine vollständige Absorption an der Probenoberfläche definiert worden. Den Einfluss der Absorptionstiefe auf den Amplituden- und Phasenverlauf untersuchten Rosencwaig und Gersho für den eindimensionalen Wärmetransport [29]. Dabei fanden sie heraus, dass sich der Phasenwinkel ändert, wenn die „optische Eindringtiefe“ (oder auch „Absorptionslänge“) variiert.

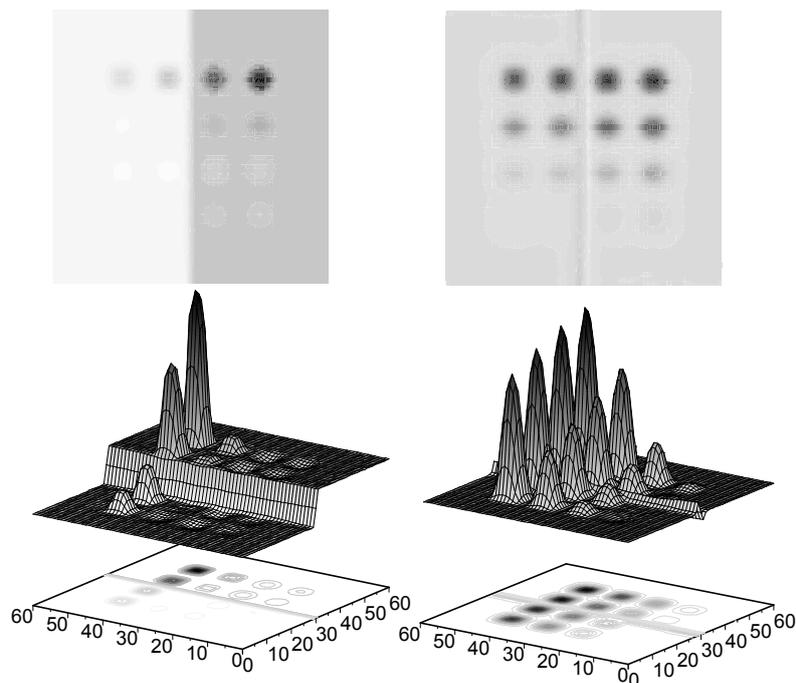


Abbildung 4.41: FE-Simulierte Amplituden- (links) und Phasenbilder (rechts) bei der Temperaturerfassung für eine unterschiedliche Wärmeeinbringung zwischen linker und rechter Probenhälfte ($F_{links}/F_{rechts} = 2/3$). Das Modell stellt eine PMMA-Platte dar mit in verschiedenen Tiefen eingebrachten Löchern auf der Rückseite.

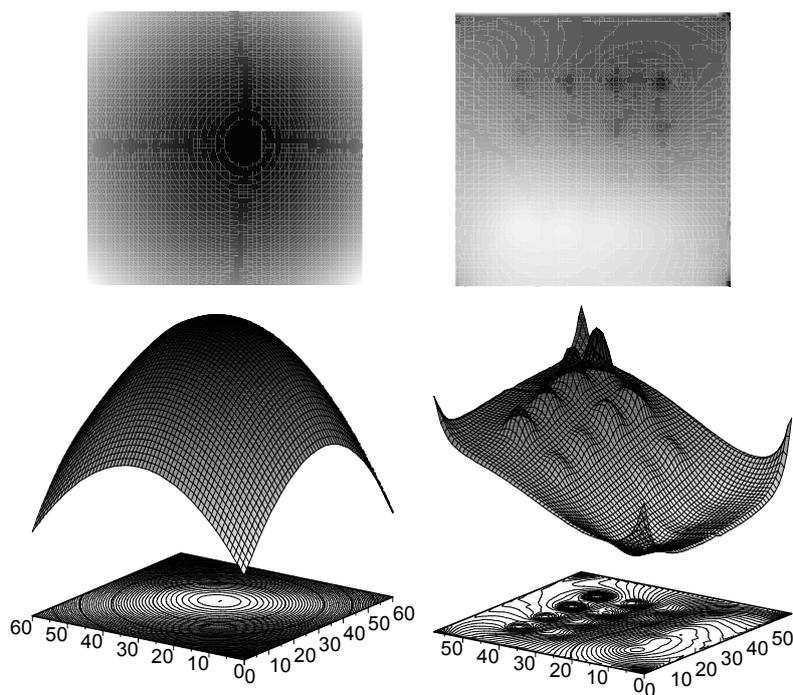


Abbildung 4.42: FE-simulierte Amplituden- (links) und Phasenbilder (rechts) bei der thermischen Ausdehnung in Analogie zu Abbildung 4.41.

4.8 Einfluss des Brechungsindex der Luft

Durch die modulierte Erwärmung der Oberfläche kann sich die Umgebungsluft mit erwärmen. Die Bildung von Speckle und deren Veränderungen ist abhängig von der geometrischen Weglänge der zurückgelegten Lichtstrahlen (siehe Kapitel 2). Ändert sich der Brechungsindex zwischen Objekt und Detektor, so wird die Geschwindigkeit des Lichtes beeinflusst. Die Speckle ändern ihre Phase und erzeugen somit eine scheinbare lokale Verformung des Objektes (siehe Abbildung 4.43, links). Bei der angewendeten zeitlichen

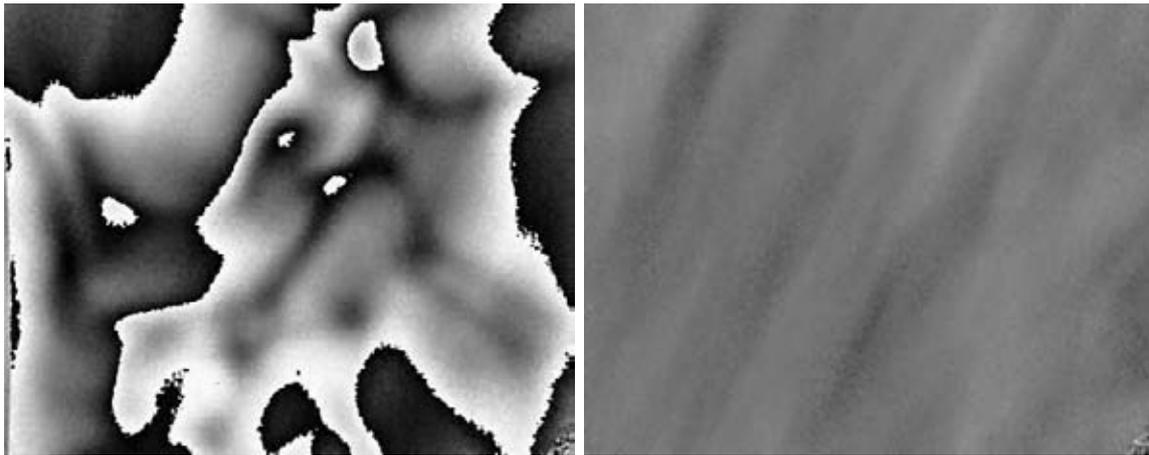


Abbildung 4.43: Scheinbare diffuse Verformung einer C-SiC Platte als Folge der lokal aufgewärmten Luft zwischen Objekt und Detektor (links). Während der Erzeugung einer laminaren Strömung sind die lokalen Störungen reduziert (Bild rechts). Die Strömung wurde von einem Eigenbaugebläse erzeugt und erfolgte von links unten nach rechts oben.

Phasenschiebetechnik können sich außerdem Fehler im Phasenbild der ESPI-Streifen durch Turbulenzen ergeben, da diese schnelle Änderungen hervorrufen. Die Unterschiede im Brechungsindex können auch genutzt werden, um Strömungen sichtbar zu machen, ähnlich dem Schlierentechnik-Verfahren. Der Effekt wird zusätzlich verstärkt, wenn der Detektor sich senkrecht über dem Messobjekt befindet und die Warmluft nach oben steigt. Bei Materialien mit einem geringen thermischen Ausdehnungskoeffizienten, wie z.B. C-SiC, muss das Objekt mit einer hohen Temperatur angeregt werden, um es thermisch zu verformen.

Eine Möglichkeit, die lokalen Änderungen im Brechungsindex zu reduzieren, ist die Erzeugung von laminarer Strömung zwischen Objekt und Detektor. Dazu wurden vier Lüfter verwendet, kombiniert mit einem Array aus kleinen Kanälen, welches als Beruhigungsstrecke dient. Abbildung 4.43 (rechts) zeigt ein homogenes Verformungsbild wenige Sekunden nach dem Einschalten der Lüfter.

Wie stark sich lokale Unterschiede im Brechungsindex auf den Phasenwinkel auswir-

ken können, wurde an einer PMMA-Probe mit einer eingebrachten Bohrung auf der Rückseite getestet. Abschnitt 4.7 hat gezeigt, dass Phasenbilder sehr robust gegenüber lokalen Änderungen sind, wie z.B. Unterschieden in der Absorption oder der Beleuchtungsstärke. Jedoch sind diese Änderungen räumlich immer konstant. Turbulenzen oder Veränderungen in den Luftmassen wandern räumlich über das Objekt und haben ein diffuses zeitliches Verhalten, d.h. sie erzeugen ein breites Frequenzspektrum. Dieses enthält dann natürlich auch Anteile bei der Lockin-Frequenz. Abbildung 4.44 (links) zeigt den Einfluss des Brechungsindex auf das Phasenbild. Die Frequenzanteile der Störungen spiegeln sich durch lokale Änderungen im Phasenbild wieder. Das rechte Bild zeigt dagegen ein homogenes Phasenbild, bei dem die Störungen unterdrückt wurden, indem eine über dem Objekt angebrachte Glasplatte das Aufsteigen von Warmluft verhinderte.

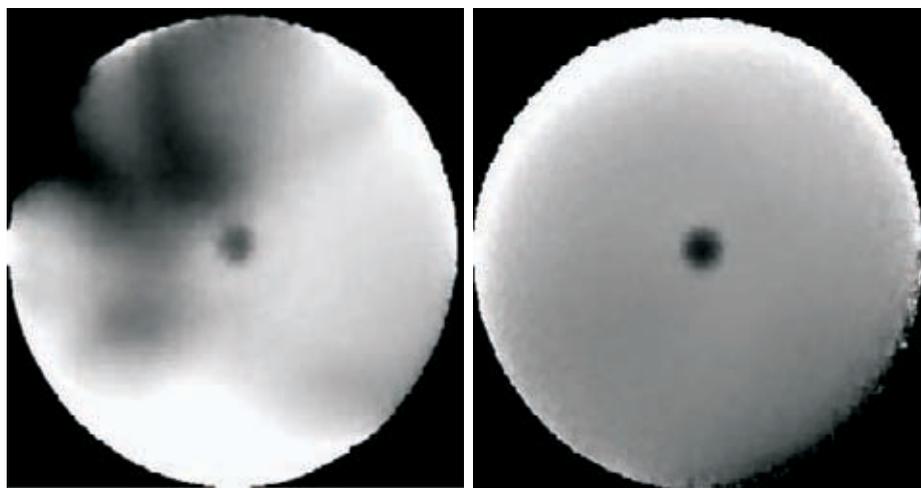


Abbildung 4.44: Phasenbilder, ausgewertet bei einer Modulationsfrequenz von $0,04 \text{ Hz}$ [93]. Der Einfluss auf lokale Änderungen im Brechungsindex (links) ist deutlich ersichtlich. Durch geeignete Unterdrückung der Störgröße (in diesem Fall durch das Anbringen einer Glasplatte über dem Objekt) kann der Einfluss lokaler Unterschiede im Brechungsindex reduziert werden (rechts).

5 Erzeugung thermischer Wellen

Zur Erzeugung thermischer Wellen lassen sich die aus den OLT-Verfahren bekannten Wärmequellen nutzen. Prinzipiell ist jede Wärmequelle geeignet, die durch das Modulieren einer physikalischen Größe periodische Temperaturänderungen erzeugt. Im Folgenden wird zwischen äußeren und inneren Wärmequellen sowie der hydrostatischen Anregung unterschieden. Die Anwendungsmöglichkeiten für die Lockin-Interferometrie werden gezeigt.

5.1 Äußere Wärmequellen

Äußere Wärmequellen erzeugen aufgrund von Wärmeleitung, Wärmestrahlung oder Konvektion eine Temperaturmodulation an der Probenoberfläche. Durch Absorption elektromagnetischer Wellen wird die Strahlungsenergie berührungsfrei in Wärme umgewandelt. Laser eignen sich hervorragend zur Anregung, da der Strahl sehr einfach mittels einer Optik zum Punkt, zur Linie oder Fläche gestaltet werden kann. Anfänglich wurde in der Photoakustik und später in der Thermografie das Objekt punktförmig abgerastert [30, 48], um somit eine flächenhafte Information über die thermischen Eigenschaften des Materials zu erhalten. Jedoch war die Messzeit bei solchen Anwendungen sehr lang im Vergleich zu einer flächigen Anregung. Wu benutzte in seiner Arbeit ein Array von Laserpunkten durch Verwendung eines Gitters und untersuchte zeitgleich mittels einer Thermografiekamera diese Punkte [49]. Bei Faserverbundwerkstoffen entstehen je nach Orientierung der Fasern Ellipsen, deren Längsachse die Lage der Fasern im Material widerspiegelt. Laser eignen sich auch gut für die Verformungsmodulation. Bei der Erfassung mit der Speckle-Interferometrie ist darauf zu achten, dass der Anregungslaser nicht die gleiche Wellenlänge wie der Detektionslaser hat, da sonst die Speckle dekorrelieren würden.

Die Verwendung von Blitzlampen hat sich bei der Puls-Phasen-Thermografie sehr gut bewährt, um dünne Schichtdicken oder Fehler unter Lacken zu detektieren [94]. Jedoch sind Blitzlampen in der Speckle-Interferometrie nur bedingt einsetzbar. Die durch den breiten Wellenlängenbereich der Blitzlampe hervorgerufene Speckle-Dekorrelation und die Überbelichtung im Detektor führen zwar nur zu kurzen Störungen. Jedoch entsteht bei der Entladung einer Blitzlampe durch die kurzzeitige Erwärmung der Luft und der

daraus entstehenden Expansion der Luft eine akustische Welle. Diese kann das Messobjekt zu störenden Körperschwingungen anregen, was experimentell bei der ESPI-Anlage beobachtet wurde.

Einen modulierten Luftstrom bei der Verformungsmessung mit der Speckle-Interferometrie einzusetzen, würde durch die beschriebene Änderung im Brechungsindex zu weiteren Problemen führen (siehe Abschnitt 4.8).

Prinzipiell können auch andere Wellenlängenbereiche genutzt werden, deren Energie durch Dämpfung im Material in Wärme umgesetzt wird, wie z.B. Mikrowellen oder induktive Heizung. In dieser Arbeit wurden meistens Halogenstrahler eingesetzt. Im Folgenden wird ihr Modulationsverhalten untersucht und der sich daraus ergebende Anwendungsbereich aufgezeigt.

5.1.1 Untersuchung der modulierten Lichtintensität

Für die Beleuchtung wurden 4 Lampen vom Typ PAR 64 der Firma OMNILUX mit jeweils einer elektrischen Leistungsaufnahme von 1 kW eingesetzt. Die Farbtemperatur erreicht dabei einen Wert von ca. 3200 K. Zur Modulation der Lampen wurde ein Phasenanschnitt-Dimmer (Typ: SDK-AN-13) verwendet, der eine maximale Ausgangsleistung von 3,7 kW liefern kann. Zur Messung der Lichtintensität diente eine Fotodiode vom Typ BPW 21, die laut Hersteller einen linearen Fotostrom im Bereich von 10^{-2} bis 10^5 Lux liefert. Vor den Lampen wurden Filter eingesetzt, die die Wellenlängen im sichtbaren Spektrum unterdrücken, um Beeinflussungen bei der Messlaserwellenlänge von 532 nm zu vermeiden. Die Modulierbarkeit der Lampen wurde bei 5 verschiedenen Frequenzen untersucht.

Abbildung 5.1 zeigt die Zeitverläufe und die entsprechenden Frequenzspektren für 5 verschiedene Frequenzen. Es wurden für jede Frequenz 12 Schwingungen bei einer Modulationsamplitude von 50 % der Maximalleistung aufgenommen. Die Modulationsamplitude nimmt ab 0,5 Hz bis 5 Hz deutlich ab. Ab 3 Hz sind die Lampen für die Lockin-Technik nicht mehr brauchbar, da die eingebrachte modulierte Energie zu gering ist. Der Frequenzgang der Amplitudenmodulation entspricht näherungsweise einem Tiefpassverhalten mit einer Grenzfrequenz von 0,5 Hz (Abfall auf $\frac{1}{\sqrt{2}} = 3\text{db}$ der Asymptote für $f = 0$ bzw. Schnitt dieser Asymptote mit $1/f$ - Asymptote, siehe Abbildung 5.2). Gerade bei Materialien mit einer hohen Temperaturleitfähigkeit wären größere Modulationsamplituden und höhere Frequenzen erforderlich. Eine Alternative ist die Verwendung mehrerer Lampen mit einer kleineren Glühwendel oder eines Lasers oder einer Kombination aus Chopper und Lichtquelle. Durch die thermische Trägheit der benutzten Glühwendeln steigt die Anzahl der Einschwingperioden mit zunehmender Frequenz. Vor einer Messung sollten deshalb mehrere Einschwingperioden erfolgen. Unterhalb von 0,5 Hz entstehen zusätzlich Nichtlinearitäten.

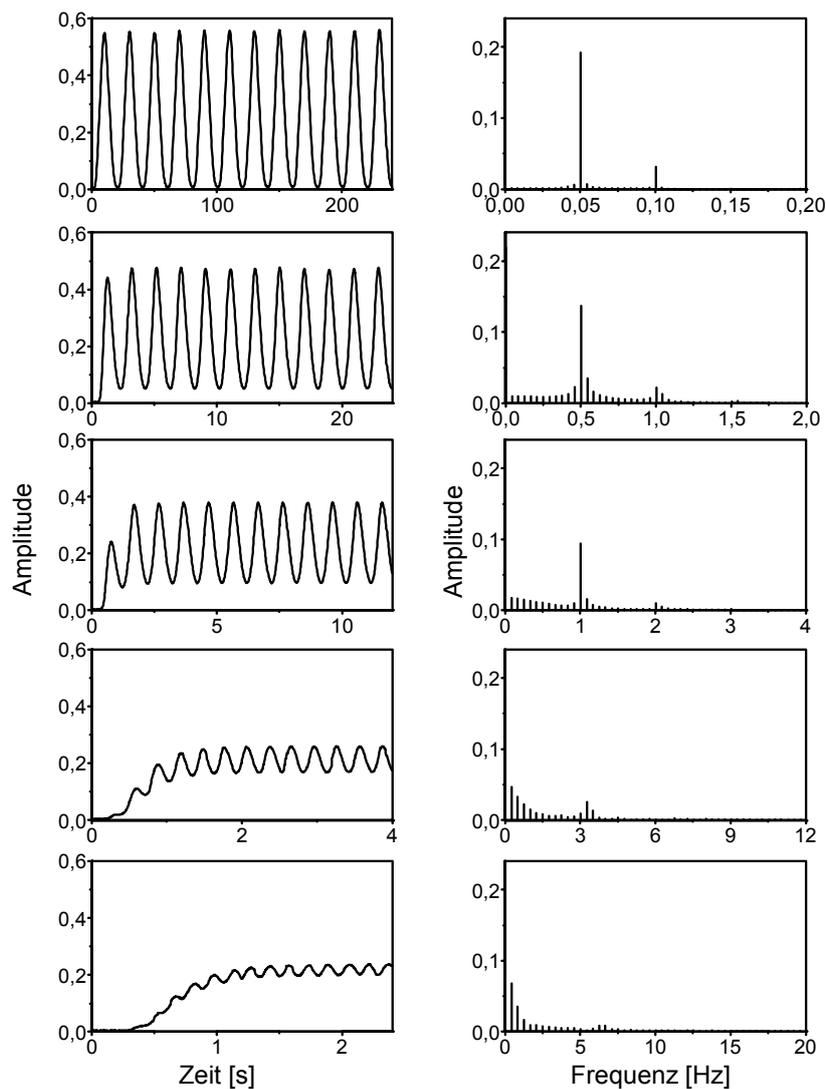


Abbildung 5.1: Zeitverläufe (links) und Frequenzspektren (rechts) der verwendeten Halogenlampen.

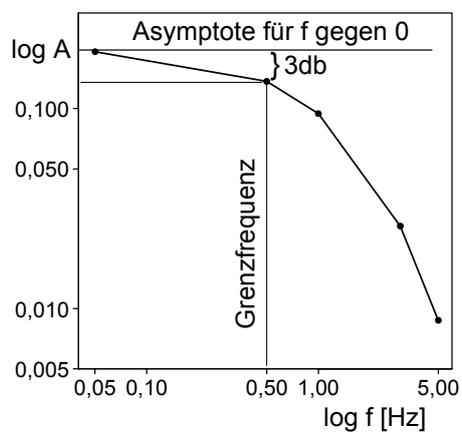


Abbildung 5.2: Frequenzgang der Amplitudenmodulation. Ein Abfall der Amplitudenmodulation von 3 dB wird bei der Frequenz von 0,5 Hz erreicht.

5.1.2 Multifrequenzanregung

Die Tiefenreichweite thermischer Wellen ist frequenzabhängig (Abschnitt 4.4). Für die „thermo-elastische“ Tomografie müssen daher Messungen bei verschiedenen Frequenzen durchgeführt werden. Der Zeitaufwand, der durch das Nacheinanderschalten mehrerer tieffrequenter Messungen entsteht, lässt sich nur dadurch vermeiden, dass man diese vielen langsamen Messungen nicht nacheinander („seriell“) durchführt, sondern parallel. Die thermische Welle wird hierbei durch die periodische Beleuchtung mit intensitätsgesteuerten Lampen auf der ganzen Oberfläche simultan bei verschiedenen vorher definierten Frequenzen erzeugt. Zugleich wird die Verformung mit der Lockin-ESPI registriert. Aufgrund der Multifrequenzanregung des Bauteils lässt sich Information aus verschiedenen Tiefenlagen gewinnen. Ein ähnliches Prinzip nutzt die Puls-Phasen-Thermografie („Burst-Phase-Thermography (BPT)“), bei der ein Puls in Form eines Blitzes ein breitbandiges Spektrum liefert [95]. In Analogie zur Ultraschalltechnik, die lokale Laufzeiten

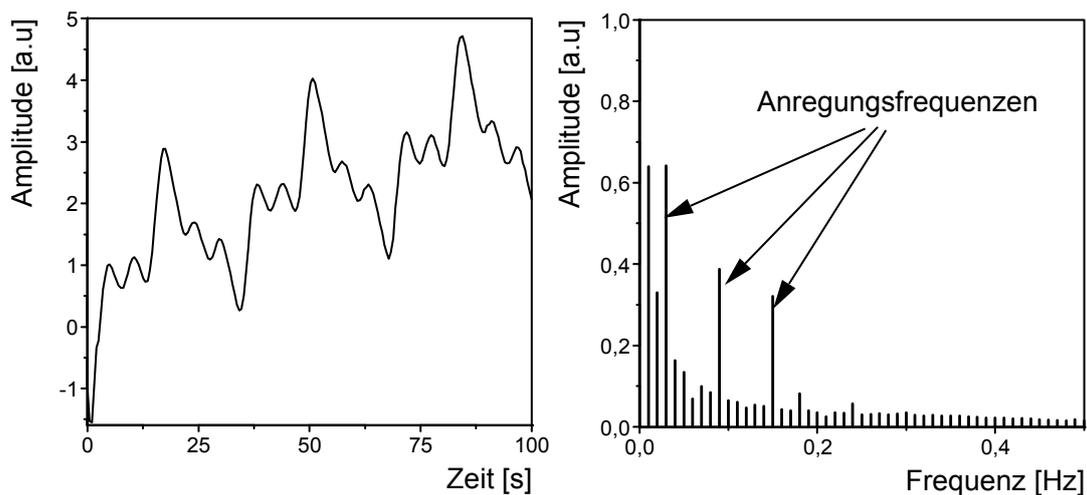


Abbildung 5.3: Zeit- und Frequenzsignal der Verformung. Die Mischung der 3 Frequenzen ist deutlich erkennbar [90].

ermittelt, lassen sich die im thermischen Antwortspektrum enthaltenen Frequenzen einer bestimmten Defekttiefe zuordnen. Hohe Frequenzen zeigen daher den oberflächennahen Bereich, während tiefe Frequenzen Informationen über Defekte im Bauteilinneren liefern. Daher ist es sinnvoll, die aufgezeichnete Verformungssequenz bei mehreren Frequenzen auszuwerten, um die Defekte einer bestimmten Tiefenlage zuordnen zu können.

Die Machbarkeitsuntersuchung der Multifrequenzanregung erfolgte an einer PMMA-Probe ($83,5 \times 62 \times 9 \text{ mm}^3$). Zwei Schräglochbohrungen (beide Durchmesser 5 mm), die in unterschiedlicher Tiefe eingebracht wurden, sollten den Defekt im Material simulieren. Die Restwandstärke an der jeweils dünnsten Stelle war 0,5 bzw. 1 mm. Die Probe wurde

mit einem Signal aus drei überlagerten Frequenzen (0,15 Hz, 0,09 Hz und 0,03 Hz) angeregt. Abbildung 5.3 zeigt Zeitverlauf und Frequenzspektren an einer zufällig gewählten Position. Es ist deutlich sichtbar, dass höhere Frequenzen stärker gedämpft werden als niedrigere. Daher ist es sinnvoll, die Frequenzen schon im Anregungssignal unterschiedlich stark zu gewichten, d.h. die Amplitude der höheren Frequenzen sollten wesentlich größer sein als bei tieferen. Nach der Aufnahme der zeitlichen Verformung wurden die

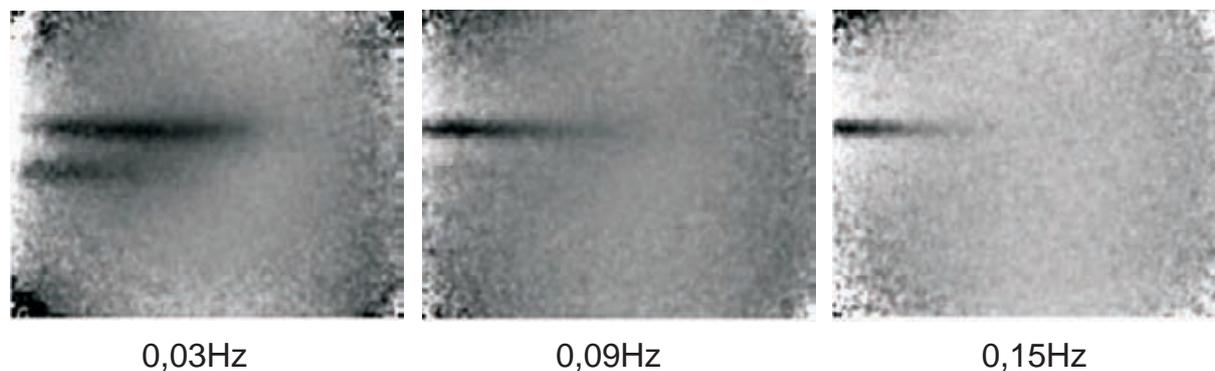


Abbildung 5.4: Verschiedene Phasenbilder, berechnet aus einer mehrfrequenten Sequenz. Die Restwandstärke der beiden Bohrungen wird von links nach rechts immer größer [90].

Phasenbilder bei den drei Anregungsfrequenzen berechnet (Abbildung 5.4). Bei 0,15 Hz ist nur die Struktur der Bohrung zu sehen, die sich am nächsten zur Oberfläche befindet. Bei der mittleren Frequenz von 0,09 Hz ist der tiefere Bereich des Schrägloches sichtbar. Bei der tiefsten Anregungsfrequenz von 0,03 Hz ist auch die Struktur des zweiten Loches zu sehen. Die beiden Bohrungen werden jedoch durch die Diffusion unscharf abgebildet. Dieses Beispiel zeigt, dass die Informationen bei den einzelnen Frequenzen trotz der Überlagerung mehrerer Signale sehr schmalbandig extrahiert werden können.

5.2 Innere Wärmequellen

Bei der bisher beschriebenen flächigen externen Wärmezufuhr kommt es zur Ausdehnung des gesamten Objektes, wobei das Verformungsfeld durch einen Defekt gestört wird. Defekterkennung bedeutet also, diese lokalen Unterschiede im Verformungsfeld zu erfassen. Das kann bei komplex strukturierten Bauteilen schwierig sein. Daher wären defektselektive Anregungsmethoden von Vorteil, die nur die geschädigten Bereiche im Material ansprechen und somit markieren. Der Defekt muss dabei selbst als Wärmequelle fungieren. Temperaturveränderungen im Inneren des Objektes führen dann zu einer thermischen Expansion, die den Defekt durch eine Beule an der Oberfläche sichtbar machen.

5.2.1 Widerstandsheizung

Bei elektrischen Leitern kommt es aufgrund von ohmschen Verlusten zu einer Erwärmung und damit zu einer Ausdehnung des umgebenden Materials. Ist z.B. ein Schaltkreis infolge eines Kurzschlusses defekt, so können sehr große Ströme fließen, die dann zu „Hotspots“ führen. Diese heißen Stellen werden üblicherweise mit einer Wärmebildkamera detektiert. Sind die elektrischen Schaltungen jedoch in einem Kunststoff eingegossen,

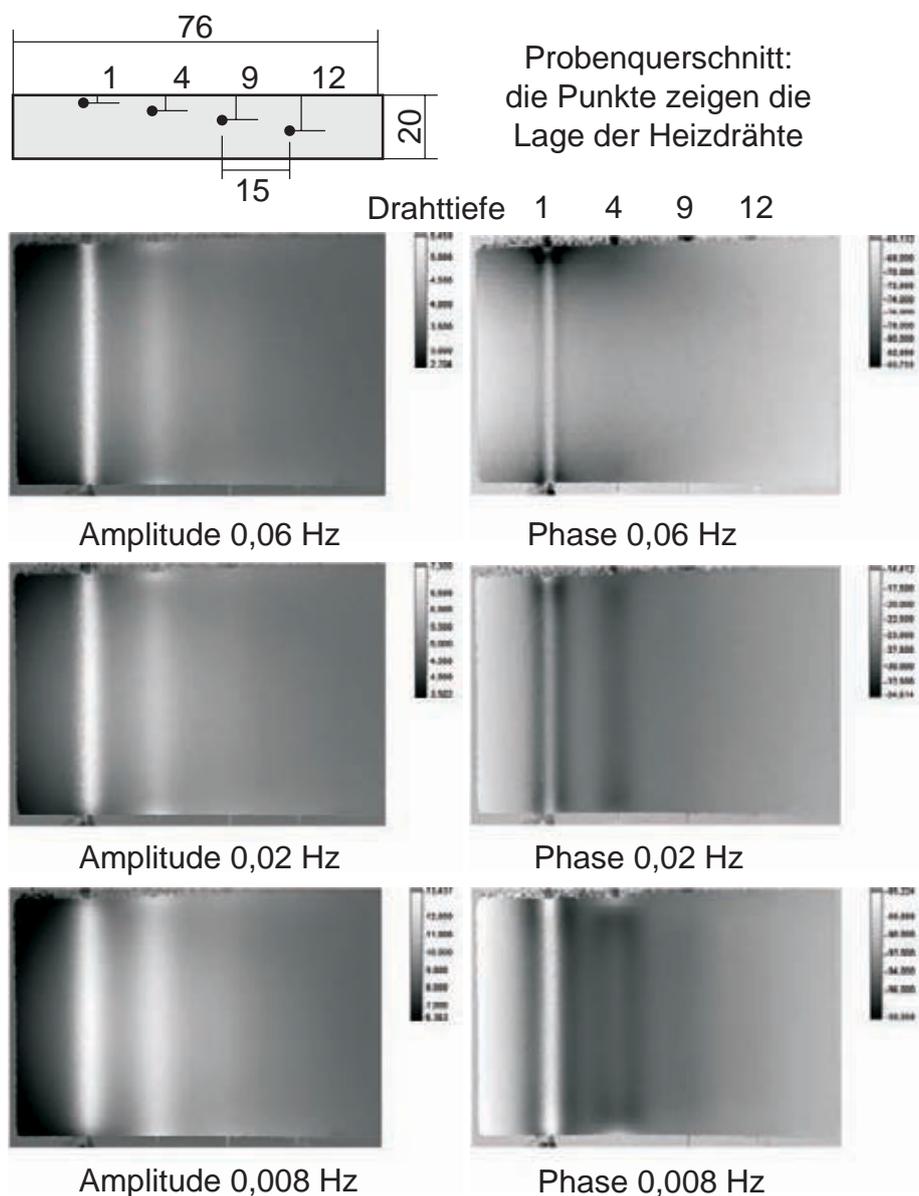


Abbildung 5.5: Amplituden- und Phasenbilder von in Epoxidharz eingebetteten Heizdrähten bei verschiedenen Modulationsfrequenzen.

um den Schaltkreis elektrisch zu isolieren und vor Schmutz zu schützen, kann die Detektion erheblich beeinträchtigt sein. Wird ein Material im Inneren erwärmt, so wirkt sich die lokale thermische Ausdehnung zeitgleich bis zur Oberfläche aus. Daher stellte

sich die Frage, ob es möglich ist, durch eine periodische Stromzufuhr thermische Wellen anzuregen und somit die Vorteile der Lockin-Technik auszunutzen, z.B. zur Tiefenlokalisierung von Leiterbahnen.

Dazu wurde ein Körper ($76 \times 53 \times 20 \text{ mm}^3$) aus Epoxidharz untersucht, in den 4 Widerstandsdrähte in verschiedenen Tiefen (1 mm, 4 mm, 9 mm und 12 mm) eingebettet waren. Bei einer konstanten elektrischen Spannung wurde der elektrische Strom moduliert und parallel die out-of-plane Verformung gemessen. Abbildung 5.5 zeigt die Amplituden- und Phasenbilder der Probe bei verschiedenen Frequenzen. In den Amplitudenbildern sind immer die zwei Drähte sichtbar, die sich am nächsten unter der Oberfläche befinden (1 und 4 mm). Die Tiefenreichweite ist bei der Amplitude nicht von der thermischen Tiefenreichweite abhängig, sondern nur von der Temperaturamplitude und dem thermischen Ausdehnungskoeffizienten. Bei der Änderung der Frequenz der Strommodulation ist daher auch kein Einfluss im Signal erkennbar. Eine zunehmende Unschärfe ist bei geringer werdender Frequenz beobachtbar, die aufgrund der Wärmediffusion entsteht. Im Phasenbild ist eine scheinbare Frequenzabhängigkeit der zu detektierenden Drähte ersichtlich. Diese ist jedoch nicht gegeben, da es sich hier um eine Transmissionsanordnung handelt. Die Tiefenreichweite thermischer Wellen wird bei dieser Messanordnung nur begrenzt durch das Rauschen. Da bei tiefen Frequenzen der Modulationsgrad steigt, ist der Widerstandsdraht in 4 mm Tiefe zu sehen.

5.2.2 Ultraschallanregung

Mechanische Defekte haben unter dynamischer Belastung im allgemeinen höhere mechanische Verluste (darstellbar durch die von der Hysteresekurve umschlossene Fläche im Spannungs-Dehnungsdiagramm) als intakte Bereiche. Eine Anregung mit elastischen Wellen durch eine angekoppelte Ultraschallsonotrode führt bei einigen Fehlerarten (z.B. bei kraftschlüssigen Rissen oder Delaminationen) zu einer Schallschwächung und dadurch zur lokalen irreversiblen Umsetzung mechanischer Energie in Wärme. Die dabei erzeugte Wärmemenge pro Volumen und Zeit ist zur Anzahl der pro Zeit durchlaufenen Hystereseyklen proportional. Die entstehende Wärme am Defekt kann zum einen direkt mit Thermografie [96, 97] oder indirekt mit der Speckle-Interferometrie detektiert werden [98, 99]. Die Ultraschall-Interferometrie erfasst die defektbedingte Erwärmung nicht über die lokal erhöhte thermische Abstrahlung, sondern über die Verformung des Bauteils, die dadurch entsteht, dass sich der Defekt thermisch ausdehnt: Im Ultraschallfeld erzeugt der Defekt an der Probenoberfläche eine thermische Beule, die ihn defektselektiv markiert. Schäden erscheinen dabei hintergrundfrei. Im Unterschied zur konventionellen Vibrometrie, die Bauteilresonanzen (Stehwellen) z.B. für schnelle Defektprüfungen ausnutzt, ist es hierbei wichtig, Stehwelleneffekte zu vermeiden, um keine geometriebedingte Erwärmungs- bzw. Empfindlichkeitsstruktur zu erzeugen. Die Probleme mit dieser mo-

nofrequenten Ultraschallanregung lassen sich durch Frequenzmodulation der elastischen Anregungswellen vermindern [100]. Dabei wird die Ultraschallfrequenz um eine bestimmte Bandbreite, z.B. von 15 bis 25 kHz, moduliert. In der Probe bildet sich ein laufendes diffuses Wellenfeld aus. Die unempfindlichen Schwingungsknoten (geringe Amplituden) und die störenden Schwingungsbäuche (hohe Amplituden) werden somit reduziert.

Abbildung 5.6 (unten links) zeigt eine CFK-Probe ($100 \times 150 \times 5 \text{ mm}^3$) mit verschiedenen Schädigungen (seitliche Delaminationen, 2 Impaktschäden und eine einlamierte Folie). Die Probe wurde mit Ultraschall ca. 3 s mit einer elektrischen Leistung von 200 Watt

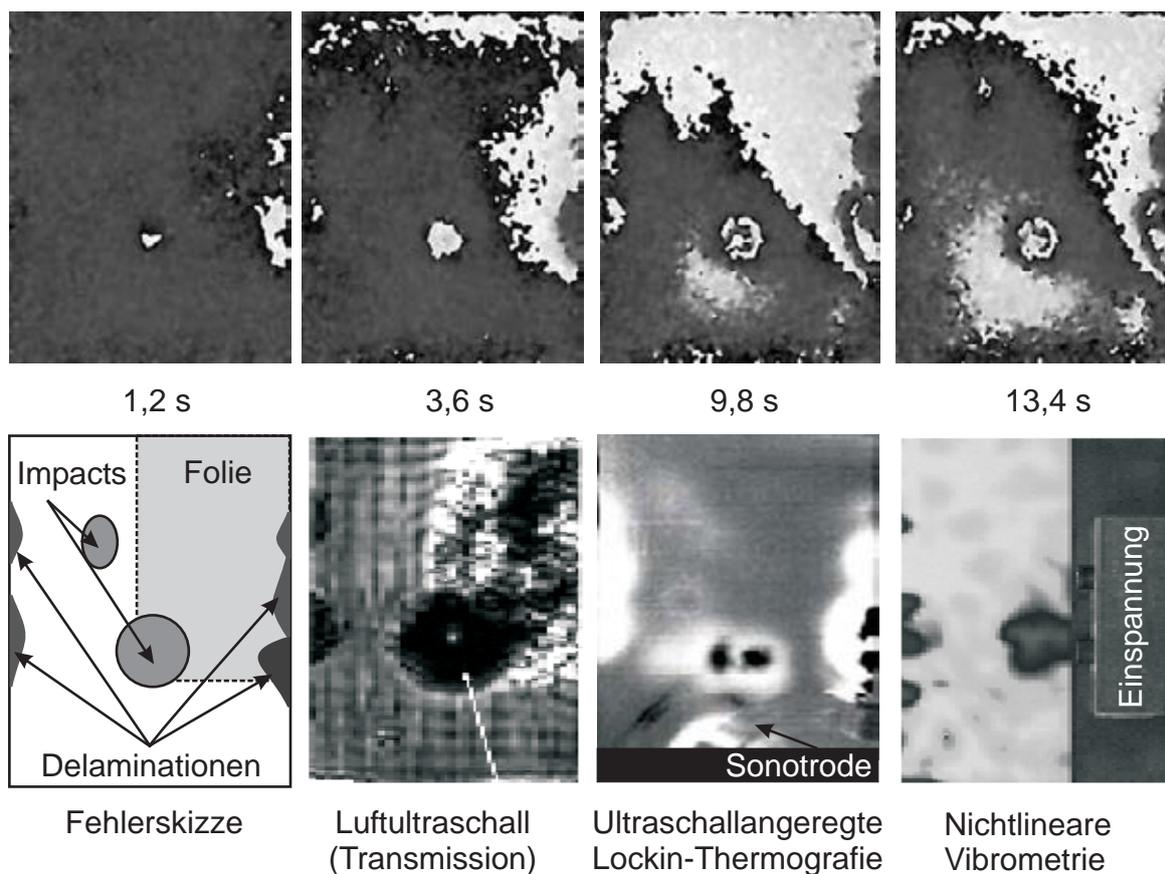


Abbildung 5.6: Bilder oben: Einige ESPI-Aufnahmen zu verschiedenen Zeitpunkten nach der Anregung. Bilder unten (von links nach rechts): Fehlerskizze der untersuchten Probe. Impedanzunterschiede der Probe, gemessen mit Luftultraschall. Erzeugte Wärmeänderungen, gemessen mit ultraschallangeregter Lockin-Thermografie und Messung von Höherharmonischen mit der nichtlinearen Vibrometrie.

bei einer Frequenz von 20 kHz angeregt. Erst danach wurde die Verformungssequenz mit der ESPI-Kamera aufgenommen, was somit die Abkühlung der Defekte zeigt (Abbildung 5.6 oben). Nach bereits 1,2 s waren der Impact in der Plattenmitte und die rechten seitlichen Delaminationen als lokale Beulen sichtbar. Nach 13,4 s konnten alle

Schäden detektiert werden. Bei dieser Messung wurde deutlich, dass nur die Fehlerbereiche zu einer Ausdehnung führen. Störende Ganzkörperverschiebungen wie bei externer flächiger Wärmeeinbringung treten hier nicht auf. Die Probe wurde mit drei weiteren Verfahren untersucht (Abbildung 5.6 unten). Bei der Luftultraschallmessung (LUS) in Transmission, die die Impedanzunterschiede darstellt, ist die Folie, die am rechten oberen Viertel der Platte einlaminiert ist, deutlich erkennbar (Messung: R. Stoessel). Bei der ESPI-Aufnahme ist diese Folie ebenfalls noch wahrnehmbar. Rechts daneben ist eine Messung mit Ultraschall-Lockin-Thermografie (ULT) zu sehen (Messung: T. Zweschper). Die Abbildung zeigt deutlich die durch die Hysterese erzeugte Wärme. Die nichtlineare Vibrometrie (Aufnahme rechts) stellt das „Klappern“ des Impactschadens und der Randbereiche dar, welches sich in Form von Höherharmonischen der Anregungsfrequenz bemerkbar macht (Messung: N. Krohn). Alle Verfahren zeigen aufgrund unterschiedlicher Detektionseigenschaften die Fehlerstellen im Material. Es sind gute Übereinstimmungen untereinander feststellbar.

Ultraschallangeregte ESPI-Messungen können jedoch nicht während der Anregung erfolgen, da die Amplitude der Sonotrode den Messbereich der Verformungsmessungen übersteigen würde (bereits 10 ESPI-Streifen entsprechen einer Auslenkung von nur $2,9 \mu\text{m}$, die Amplitude des piezoelektrischen Konverters ist ca. $10 \mu\text{m}$ bei einer Leistung von 100%). Auch wenn die Ultraschallamplitude reduziert wird, sind noch 4 Aufnahmen zur Berechnung eines ESPI-Phasenbildes notwendig. Dabei müssen die Objektbewegungen zwischen den Aufnahmen sehr klein sein, um Phasenfehler zu vermeiden. Die Nutzung der Ultraschallanregung für die Erzeugung thermischer Wellen mit anschließender Lockin-Auswertung wäre nur mit erheblichem Aufwand realisierbar. Eine Möglichkeit wäre eine gepulste Ultraschallmodulation, bei der die Zeit zwischen den Pulsen zur Verformungsmessung dient. Die Pulsamplitude müsste einem Sinusverlauf folgen. Der zeitliche Abstand zwischen 2 Pulsen wird dabei aus dem Abklingverhalten eines Pulses bestimmt, welcher abhängig ist von der Geometrie der Probe und der Dämpfung im Material.

Die ultraschallangeregte Speckle-Interferometrie ist ein neues Verfahren, welches zusätzlich Informationen über den Zustand eines Objektes liefern kann. Das folgende Beispiel zeigt den Vergleich zwischen konventionell optischer und ultraschallangeregter ESPI. Als Messobjekt diente ein Segment einer Flugzeuglandeklappe ($850 \times 240 \times 4 \text{ mm}^3$) aus CFK, deren Rückseite mit drei Stringern versteift ist (siehe Skizze in Abbildung 5.7 oben links). Der gebrochene mittlere Stringer führte zu einer Ablösung von der Außenhaut. Die Struktur wurde zunächst mit optischer Modulation und später mit Ultraschallanregung untersucht. Die Aufnahmen eines Bildausschnitts von ca. $20 \times 25 \text{ cm}^2$ (grauer Bereich in der Skizze in Abbildung 5.7) entstanden während des Abkühlens [99]. Bei thermischer Anregung ist die Delamination der Außenhaut vom Stringer 2 aufgrund der

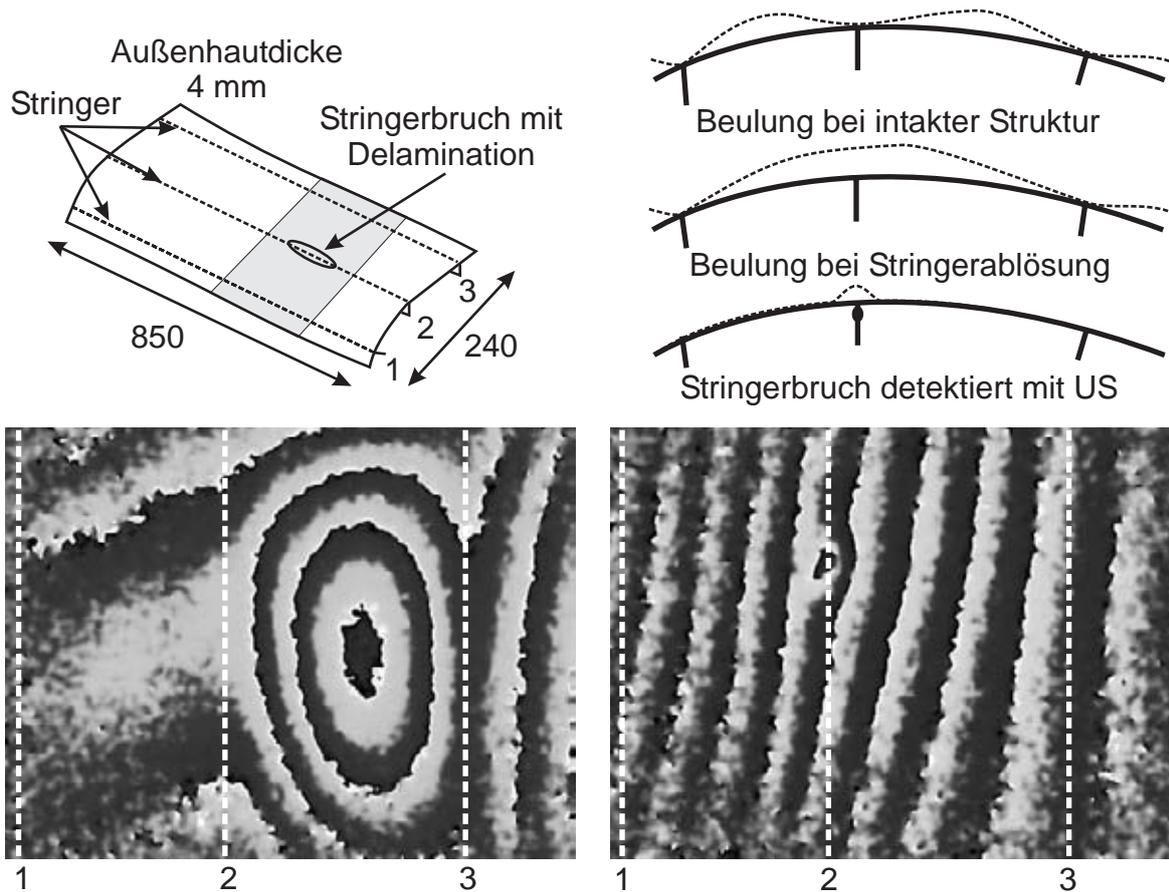


Abbildung 5.7: Vergleich zwischen konventioneller Erwärmung (links) und Ultraschallanregung (rechts) an einer Landeklappe. Die Außenhaut ist infolge eines Stringerbruches delaminiert. Die Skizzen (oben rechts) zeigen die Biegelinie der Außenhaut bei intakter Struktur und bei Delamination (bei äußerer Erwärmung) sowie die Biegelinie eines lokalen Defektes bei Ultraschallanregung.

inhomogenen Ausdehnung gut sichtbar (hohe Streifenordnungen bedeuten eine große „out-of-plane“ Bewegung). Bei einer intakten Struktur wären geschlossene Streifen zwischen den Stringern zu beobachten gewesen, da sich die Außenhaut nur zwischen den Verstärkungen ausdehnen kann (siehe Biegelinien der Beulung). Ein Vergleich mit Stringer 3 verdeutlicht dies. Jedoch ist der eigentliche Bereich des Stringerbruches nicht zu sehen. Er ist erst bei Ultraschallanregung detektierbar (Bild rechts). Die lokale Ausdehnung zeigt dabei die erhöhte Grenzflächenreibung im Bereich des Bruches. Die hohen Streifenordnungen sind auf die Verschiebung des Bauteils beim Einkoppeln des Ultraschalls zurückzuführen, nicht auf eine auch denkbare Gesamterwärmung. Die hohe Streifenordnung ist durch einen geeigneten Aufbau eliminierbar oder, wie oben erwähnt, durch die Aufnahme des Referenzbildes nach der Ultraschalleinleitung.

5.3 Hydrostatische Anregung

Geschlossene Hohlräume, wie z.B. Poren und Delaminationen, komprimieren bzw. expandieren, wenn der Umgebungsdruck verändert wird. Das Belasten eines Prüfkörpers mit hydrostatischer Kraft durch eine Druck- oder Vakuumkammer hat den Vorteil, dass an der gesamten Oberfläche eine gleichmäßige Krafteinwirkung stattfindet. Wird ein

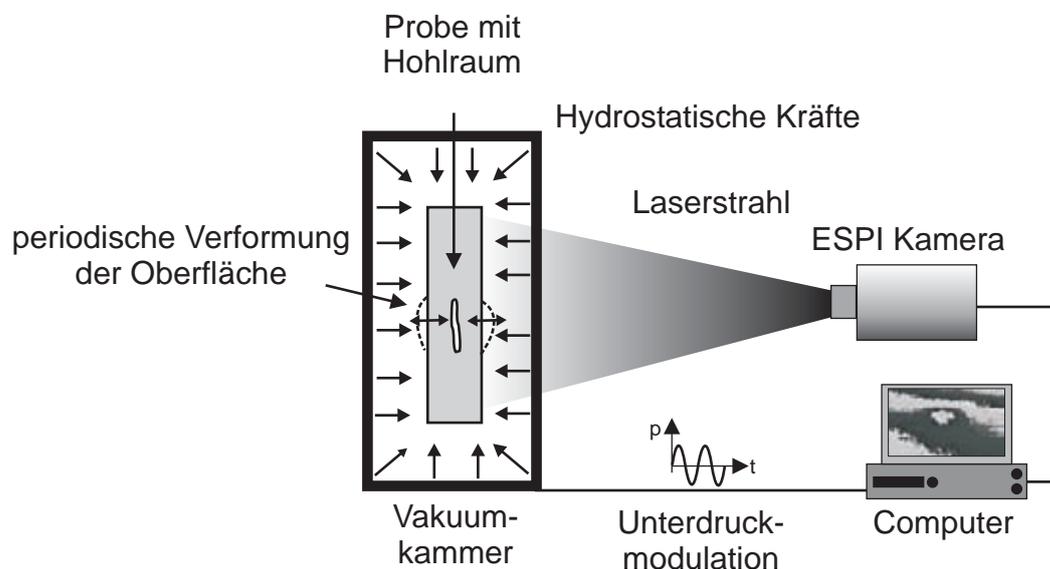


Abbildung 5.8: Prinzip der modulierten hydrostatischen Anregung.

Prüfobjekt mit einer lokalen geschlossenen Delamination einem Unterdruck ausgesetzt, so dehnt sich nur die Oberfläche über dem Defekt aus (Abbildung 5.8). Der kleine Berg markiert wie bei der Ultraschallanregung den Defekt. Die lokale Ausdehnung kann dann direkt mit ESPI erfasst werden. Wird der Druck sinusförmig moduliert, so würden nur an den Oberflächen über den Defektstellen periodische Verformungsänderungen stattfinden. Hierbei würde das Amplitudenbild für eine Defektdarstellung besser geeignet erscheinen, da es die Intensität der Modulation wiedergibt. Jedoch sind die so einfach scheinenden Vorgänge in einer Druckkammer komplexer. Die Druckänderung im System bewirkt auch eine Temperaturänderung. Das Verhältnis zwischen Druck, Temperatur und Volumen wird durch die thermische Zustandsgleichung beschrieben und lautet für ideale Gase

$$p \cdot v = R \cdot T, \quad (5.1)$$

wobei v das spezifische Volumen und R die spezifische Gaskonstante darstellen. Letztere hängt über die Molmasse von der Gasart ab. Wird der Druck moduliert, so ändert sich die Temperatur bei konstantem Volumen. Abbildung 5.9 zeigt das Verhältnis zwischen dem modulierten Unterdruck und der Temperatur. Fällt der Druck in der Kammer, so fällt auch die Temperatur. Auch hier ist ein Einschwingen der Temperatur wie bei der

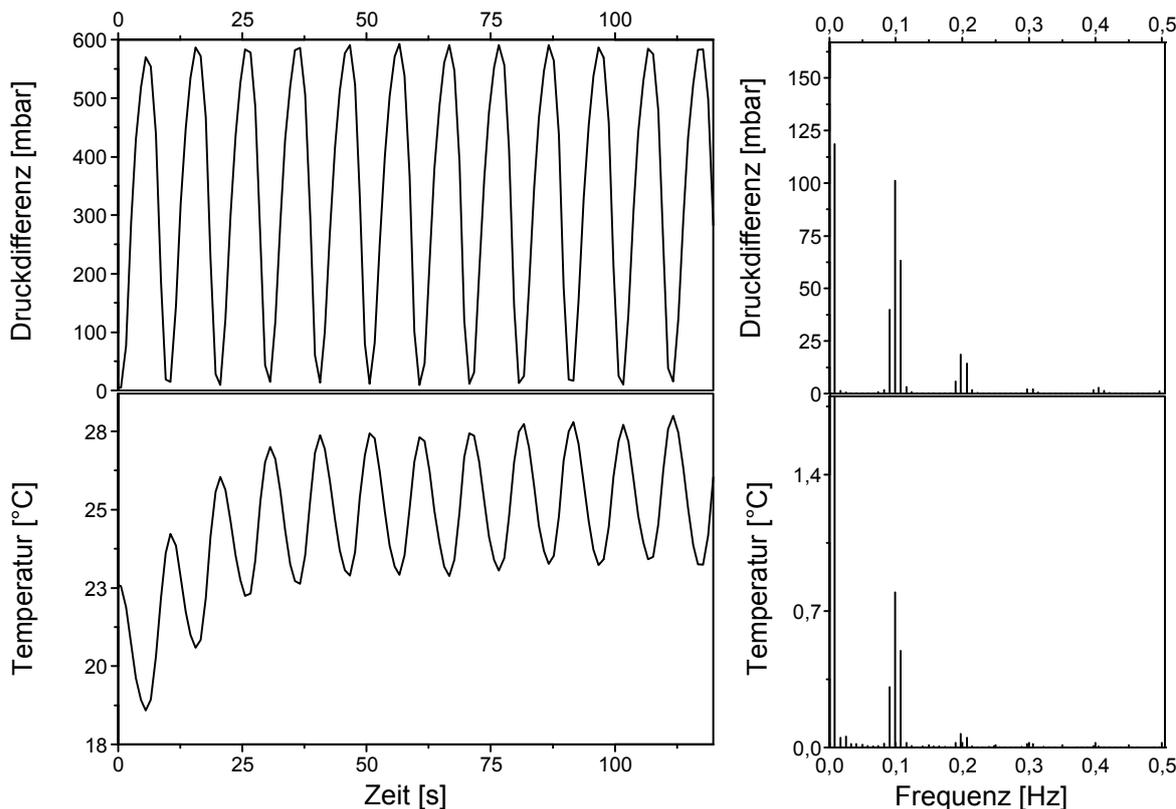


Abbildung 5.9: Druck- und Temperaturverlauf, gemessen in einer Vakuumkammer. Die Druckdifferenz ist bezogen auf den Umgebungsdruck.

optischen Anregung mit Lampen beobachtbar. Die Temperaturamplitude innerhalb der Vakuumkammer kann abhängig von der Frequenz bis 5°C betragen. Die Frequenzspektren zeigen wiederum Höherharmonische, die auf das nichtlineare Verhalten des Drucks zurückzuführen sind. Der Unterdruck wird durch das Durchströmen einer Lavaldüse erzeugt und funktioniert nach dem Venturi-Prinzip. Zur Modulation des Unterdruckes wird dabei der Überdruck vor der Lavaldüse mit einem Regelventil gesteuert. Die Kennlinie des Unterdruckes in Abhängigkeit des Betriebsdruckes ist im Anhang (Abbildung 8.6) dargestellt.

Bei der hydrostatischen Modulation wirken zum einen der Druck und zum anderen die Temperatur und damit die thermische Ausdehnung auf das Prüfobjekt ein. Durch die Temperaturänderung in der Vakuumkammer wird das Objekt von allen Seiten gleichmäßig moduliert. Ein Durchbiegen des Prüfobjektes infolge eines Temperaturgradienten zwischen Vorder- und Rückseite, wie bei der optischen Anregung mit Lampen, stellt sich nicht ein. Ein Nachteil der hohen Temperaturänderungen innerhalb des Systems ist die damit verbundene Änderung des Brechungsindex, was wiederum zu einer Phasenänderung der Speckle führt (siehe Abschnitt 4.8).

Die Vakuumkammer besteht aus einem Aluminiumrohr, welches an einer Seite mit einer

Glasplatte versehen ist. Diese Seite ist gegenüber dem Rohr geneigt, um Reflexionen des Laserlichts von der Glasplatte in die Kamera zu vermeiden. Durch die Änderungen des Brechungsindex wandern die Streifen der Phasensprünge parallel entlang der Neigung. Um diesen Einfluss zu reduzieren, könnten die Speckle-Intensitätsbilder pixelweise für jeden Verformungszustand soweit verschoben werden, bis die scheinbare Verformungsänderung verschwunden ist.

Untersuchungen erfolgten an einer dünnen CFK-Platte ($40 \times 40 \times 1 \text{ mm}^3$), die durch

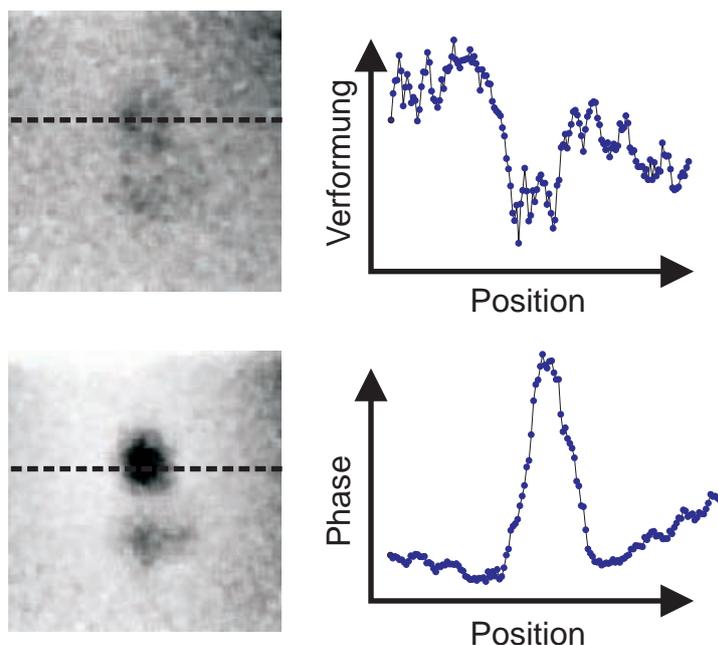


Abbildung 5.10: Vergleich zwischen konventioneller (Bild oben) und Lockin-Vakuumanregung (Bild unten). Die jeweiligen Profilschnitte zeigen deutlich die Verbesserung der Defekterkennung bei der modulierten Anregung.

einen Impact geschädigt worden war. Die Energie des Impacts war so gering, dass sich die Fasern an der Rückseite nicht herauslösten. Jedoch gab es eine Delamination innerhalb des Materials. Die Modulation des Druckes betrug nur wenige Millibar. Dadurch war die Belastung der Probe minimal. Abbildung 5.10 zeigt das Bild mit dem höchsten Defekt-contrast der Sequenz. Es ist schwierig, den Defekt zu identifizieren. Mit der Profillinie entlang der gestrichelten Linie kann der Defekt zwar erkannt werden, jedoch ist das SNR sehr klein. Im Phasenbild, berechnet mit der Lockin-Frequenz der Druckanregung, wird der Defektbereich deutlicher sichtbar. Die Profillinie zeigt die Verbesserung des SNR um das 9-fache gegenüber der konventionellen Technik.

6 Anwendungen der Lockin-ESPI für Werkstoffe und Bauteile

6.1 Holzwerkstoffe

Holz ist ein natürlicher Werkstoff, der aufgrund seiner Eigenschaften in vielen Bereichen eingesetzt wird. Dieses Material ist in zahlreichen Qualitätsstandards verfügbar. In der Möbelindustrie wird z.B. Edeldholz als Furnier eingesetzt. Das darunter liegende billigere und meist minderwertige Holz dient dabei als verdeckte tragende Struktur. Die beiden Holzarten werden miteinander verleimt. Klebefehlerbedingte Delaminationen und verborgene Strukturen, wie z.B. Äste, können mit der optischen Lockin-Interferometrie detektiert werden.

6.1.1 Tiefenaufgelöste Detektion von Lochstrukturen

Die Erkennung simulierter Defekte in verschiedenen Tiefen und deren lateraler Auflösung wurde an einer Modellholzprobe untersucht (hergestellt und freundlicherweise zur Verfügung gestellt von Herrn K. Koppenhöfer und Herrn B. Ritter aus Schwäbisch Gmünd). Die Probe besteht aus einem Holzkern mit einer Lochmatrix, deren Durchmesser sich von 2 bis 10 mm erstreckt. Die Löcher sind an der Vorderseite durch Furnier mit treppentartig variierender Dicke beschichtet (Abbildung 6.1.1 oben). Die Holzplatte wurde mit drei verschiedenen Modulationsfrequenzen untersucht. Die Löcher mit einem Durchmesser von 6 bis 10 mm konnten unter allen Furnierdicken im Phasenbild detektiert werden. Die Variation der Lochdurchmesser ist gut erkennbar. Unterhalb 4 mm Lochdurchmesser können die Bohrungen nicht mehr detektiert werden. Der Grund für die zu geringe laterale Auflösung könnte das Verschließen der Bohrungen durch hineingelaufenen Klebstoff sein. Die Unterschiede in den Furnierdicken sind nicht direkt messbar. Die Variation der Schichtdicke äußert sich in einer unterschiedlichen Detektierbarkeit der Löcher. Ein Grund dafür ist der geringe Unterschied der thermischen Impedanz zwischen Furnier- und Kernschicht. Dies konnte mit der OLT-Messung bestätigt werden. (Abbildung 6.1.1 oben rechts). Die Unterschiede in der Steifigkeitsstruktur sind in den ESPI-Phasenbildern, besonders an der zweiten Furnierschicht von rechts, erkennbar. Diese stimmt mit dem optischen Bild in der Skizze gut überein.

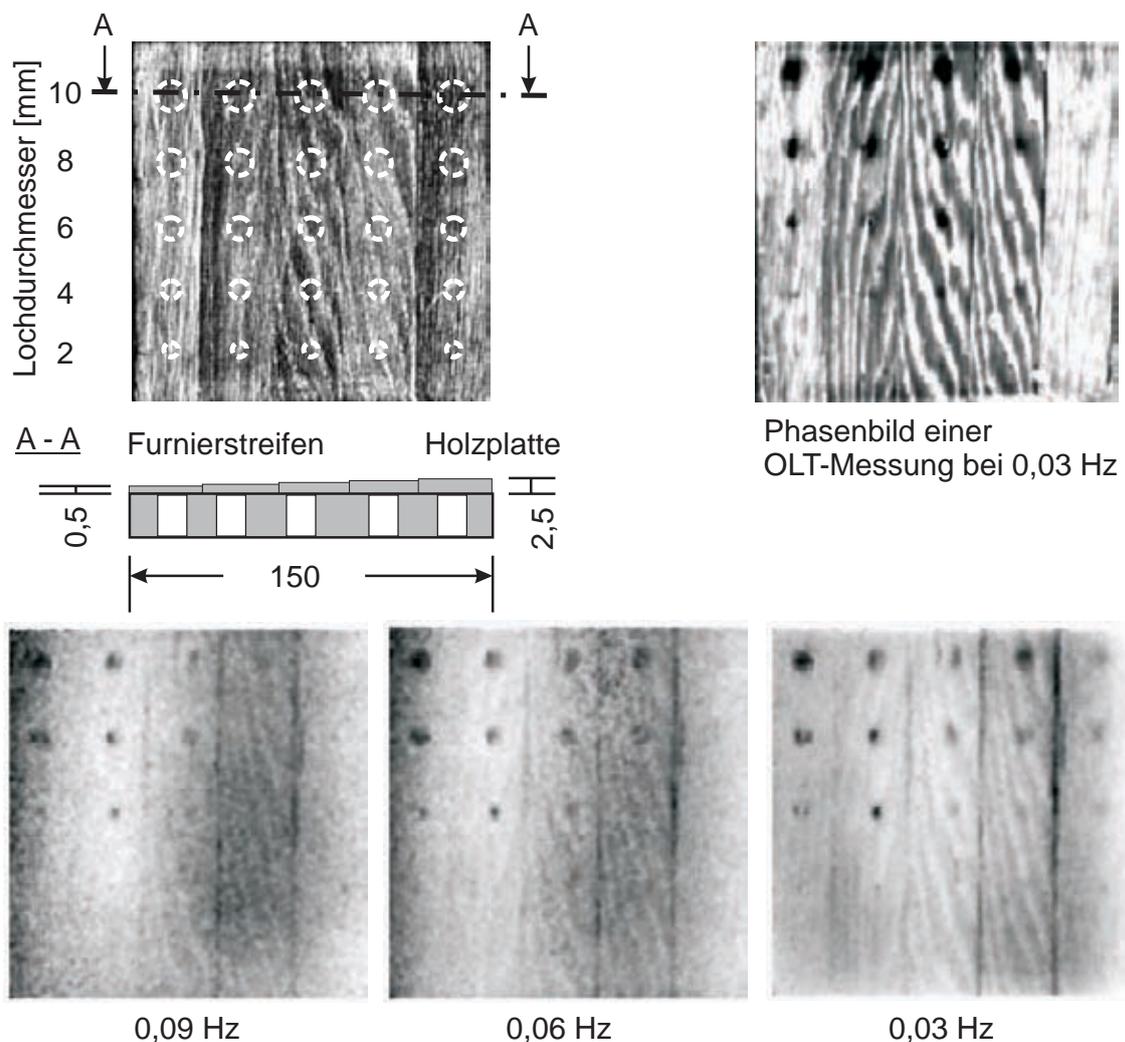


Abbildung 6.1: Modellprobe zur Untersuchung des Einflusses von Tiefenlage und Größe verborgener Defekte (oben links). Die Defekte sind durch unterschiedliche Bohrungen (weiß gestrichelte Kreise) in einer Holzplatte simuliert.

6.1.2 Messungen an verdeckten Aststrukturen

Wird Holz in Bauwerken als tragende Struktur verwendet, ist es wichtig zu wissen, an welchen Stellen sich verborgene Äste befinden. Diese können aufgrund ihrer Anisotropie zu Spannungskonzentrationen führen. Die Faserorientierung im Ast unterscheidet sich von der im umgebendem Material. Abbildung 6.2 zeigt eine Messung an einer Holzplatte, deren Dimension und Aufbau der Probe aus Abbildung 6.1.1 entspricht. Jedoch sind bei dieser Probe keine Bohrungen unter dem Furnier vorhanden. Neben den beiden Einschlüssen ist die Aststruktur deutlich erkennbar. Die Dicke der Furnierstreifen nimmt von links nach rechts treppenartig zu (0,5 bis 2,5 mm). Die Struktur hinter dem Furnier ist durch die Jahrringstruktur um den Ast gekennzeichnet. Mit zunehmender Furnierdicke sind Defekte dieser Struktur nicht mehr detektierbar.

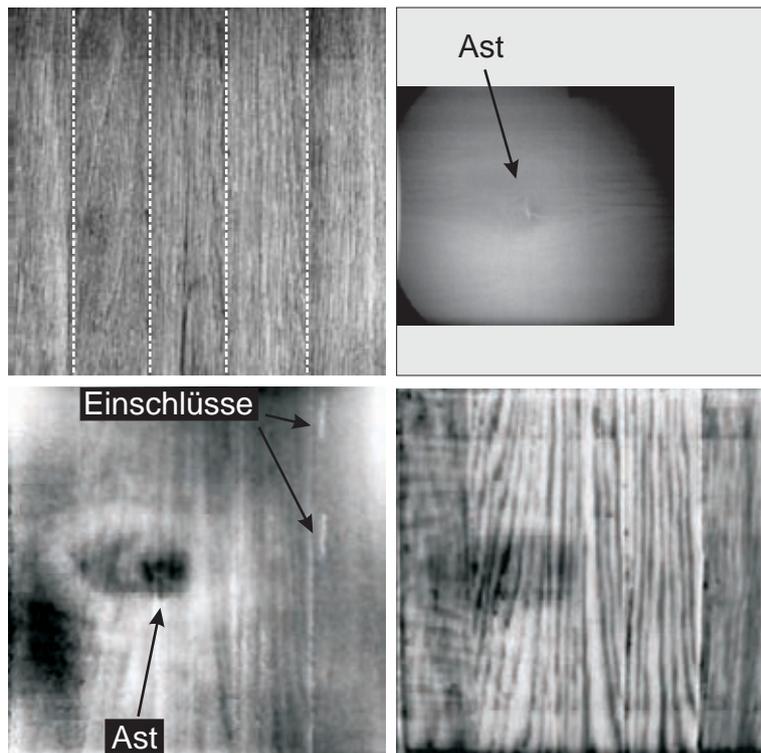


Abbildung 6.2: Holzprobe mit verdecktem Ast unter verschiedenen dicken Furnierstreifen: Links oben: Foto der Vorderseite. Rechts oben: Röntgenaufnahme. Unten links: Phasenbild bei 0,02 Hz, aufgenommen mit OLI. Unten rechts: Phasenbild bei 0,02 Hz, aufgenommen mit OLT.

6.2 Kohlestofffaserverstärkter Kunststoff (CFK)

Moderne Faserverbundwerkstoffe, wie CFK oder GFK, werden aufgrund ihrer hohen spezifischen Festigkeit schon seit geraumer Zeit in der Automobil- und Luftfahrtindustrie eingesetzt. Der Anteil an Strukturelementen aus CFK steigt in der Luftfahrt immer weiter an. Ein Beispiel ist das neue Passagierflugzeug A380 von Airbus, bei dem bereits 22 % der Struktur aus Faserverbundwerkstoffen besteht [101]. Das gesamte Seitenleitwerk mit einer Höhe von ca. 14 m, das Höhenleitwerk, der Flügelkasten und die Druckkalotte mit einem Durchmesser von mehr als 6 m werden komplett aus CFK hergestellt. Die Qualität wird momentan durch Ultraschall mit Squirter-Technik geprüft. Problematisch sind jedoch noch die Inspektionen und die Kontrolle von Reparaturen an dem fertigen Produkt.

Im Folgenden werden typische Defekte untersucht und die Ergebnisse mit denen anderer ZFP-Verfahren verglichen.

6.2.1 CFK-Sacklochprobe

In Faserverbundstrukturen ist der Wärmefluss aufgrund der Faserorientierungen unterschiedlich stark ausgeprägt. Die eingebrachte Wärme wird entlang der Fasern besser abgeleitet als quer dazu. Um die Tiefenreichweite in CFK abzuschätzen, wurde eine Modellprobe ($100 \times 100 \times 9 \text{ mm}^3$) mit Multiaxialgelege (MAG) untersucht. Der Unterschied zu konventionellem CFK ist, dass die einzelnen Faserbündeln in einer Ebene durch ein Maschensystem (bestehend aus Kett-Nähfäden) mit den anderen Lagen zusammengehalten wird. Der Vorteil ist der, dass die Rovings bei komplizierten Bauteilstrukturen (z.B. bei kleinen Radien) ihre Position und Ausrichtung durch die Kettfäden beibehalten. Die Nähfäden bestehen aus texturiertem Polyestergerne. Die Strukturierung ist an der Vorder- und Rückseite unterschiedlich, wie Aufnahmen mit einem Laser-Scanning-Mikroskop (LSM) zeigen (Abbildung 6.3). Nach der Aushärtung im Autoklaven wurden in die Rückseite der Modellprobe Löcher mit unterschiedlichen Tiefen und Durchmessern eingebracht (Abbildung 6.3 - Probe hergestellt von H. Wagner (IFB)) und anschließend bei einer Frequenz von 0,1 Hz mit OLI und OLT untersucht. Bei dieser Frequenz ist die

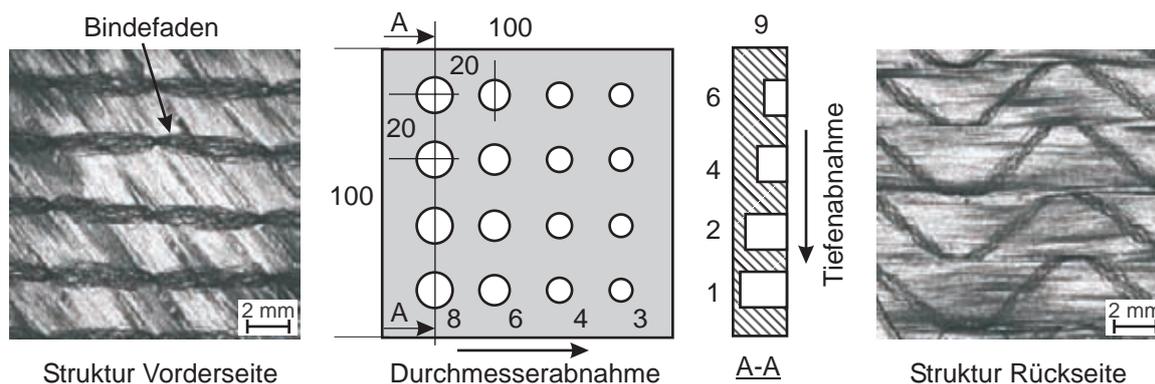


Abbildung 6.3: Mitte: Skizze der Modellprobe. Links und rechts: LSM-Aufnahmen der MAG-Struktur von der Vorder- und Rückseite(Teilausschnitte).

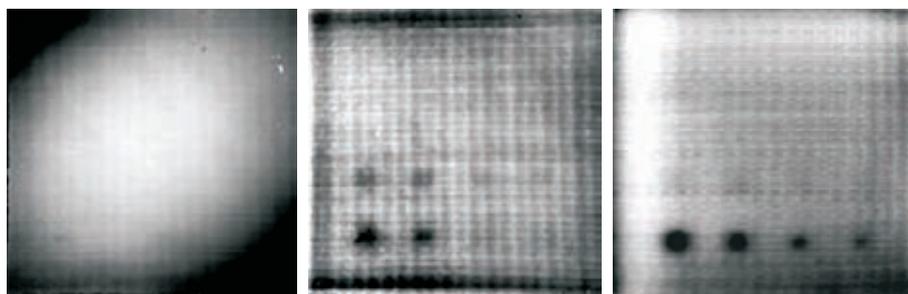


Abbildung 6.4: Bild links: OLI-Einzelbild aus der Sequenz. Phasenbilder der Tiefenreichweite von OLI (mitte) und OLT (rechts, [102]) bei 0,1 Hz.

theoretische thermische Eindringtiefe für dieses Material ca. 1,1 mm [102]. Abbildung 6.4 (Bild links) zeigt ein Einzelbild aus der OLI Sequenz. Die rückseitig eingebrachten Löcher sind zwar nicht erkennbar, jedoch ist die Struktur der Nähfäden ersichtlich. Der Kontrastunterschied wird im Phasenbild noch deutlicher (Abbildung 6.4 - mitte). Hier ist die störende Objektverformung reduziert, und die ersten beiden Lochreihen sind gut zu erkennen. Die somit erreichte Messgrenze ist also mindestens 2 mm. Bei einer Verringerung der Modulationsfrequenz könnten noch Löcher mit einer Restwandstärke von 4 mm detektiert werden. Die am tiefsten liegende Lochreihe wäre jedoch nicht mehr messbar, da diese sich unterhalb der Biegelinie befindet (siehe Abschnitt 4.4.4). Die Löcher mit einem Durchmesser unterhalb von 6 mm sind nicht sichtbar. Zum Vergleich mit den OLI-Ergebnissen wurde die Probe bei der gleichen Frequenz (Abbildung 6.4 - rechts) mit der OLT gemessen. Hierbei sind zwar alle Löcher in der untersten Reihe detektierbar, jedoch ist der Kontrast der Löcher in der zweiten, tiefer liegenden Reihe nur noch sehr gering. Die Verformungsmessung gibt diese Lochreihe besser wieder. Die Tiefenreichweite ist bei OLI größer als bei OLT. Allerdings stören kleine Löcher das Verformungsfeld weniger. Daher können diese mit OLI nicht detektiert werden. Der Einfluss des Polyestergeräts spiegelt sich auch in der lateralen Auflösung der Bohrungen wieder. Während im Phasenbild der OLT die Löcher rund wiedergegeben werden, erscheinen diese in der OLI Messung entlang der Polyesterfäden ausgefranst. Diese verhindern nämlich die Ausdehnungen der oberen Lagen.

6.2.2 Schädigungsermittlung bei unterschiedlichen Impactenergien an CFK

Die häufigste Defektart, die an einer Faserverbundstruktur in der Luftfahrt während der Montage oder im Betrieb auftritt, ist der Impactschaden, der durch den Aufprall von Fremdkörpern (z.B. fallen gelassenes Werkzeug) entsteht. Diese Art von Schäden ist sehr kritisch, da das Schädigungsverhalten von Kunststoffen anders ausgeprägt ist, als z.B. bei Metallen. Während diese sich aufgrund ihres plastischen Materialverhaltens bei Überbeanspruchung deutlich verformen, sind Schädigungen auf der Einschlagseite in Kunststoffen äußerlich kaum wahrnehmbar. Die oberste Laminatschicht an der Rückseite wird durch den Aufschlagimpuls abgelöst (Abbildung 6.5). Bei einem Impactschaden sind zwei wesentliche Schädigungszonen zu beobachten: Zum einen wird das Material unterhalb des Einschlags durch Druckspannungen belastet, und zum anderen entsteht über die Tiefe ein Schädigungskonus, der wiederum durch Schubspannungen ausgelöst wird.

Im Rahmen des Sonderforschungsbereiches 381 wurde die Schädigungsentwicklung von CFK-Platten ($150 \times 100 \times 4,3 \text{ mm}^3$) aus Multiaxialgelegen untersucht. Ziel war es hierbei, den Schädigungsverlauf mit ZfP-Verfahren zu charakterisieren und die bleibende Druck-

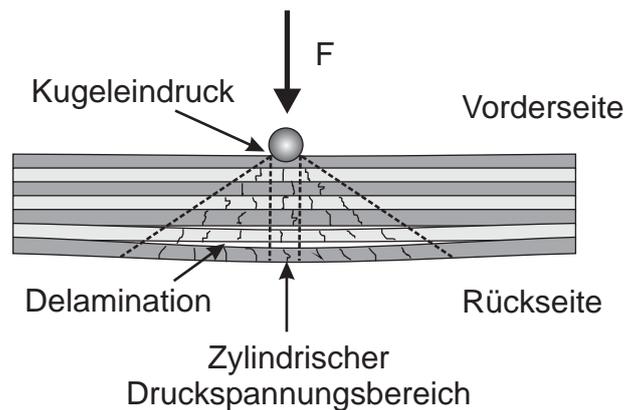


Abbildung 6.5: Schadensausbreitung von Impactschäden in CFK.

restfestigkeit (CAI, compression after impact) zu ermitteln. Die Schädigung der Proben erfolgte durch einen Fallbolzen (Masse: 3,975 kg, Radius der Kugel: 12,5 mm). Die Platten haben einen quasi-isotropen Aufbau $[2(\pm 45^\circ, 0^\circ/90^\circ)]_S$. Der Fallbolzen wurde aus Höhen von 8 bis 100 cm beschleunigt. Die entsprechenden Fallenergien liegen dann in einem Bereich zwischen 3 bis 40 J. Die Größe der Plattenschädigungen lässt sich durch die

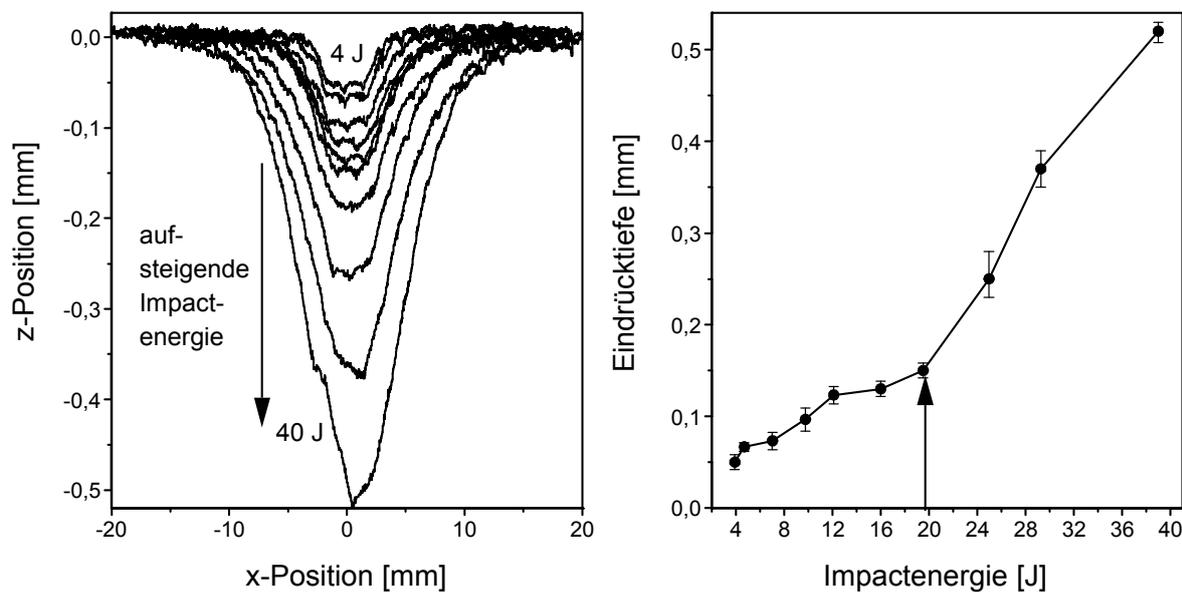


Abbildung 6.6: Profillinien (links: LSM-Messungen) und daraus ermittelte Eindrücktiefen an der Vorderseite in Abhängigkeit der Impactenergie (rechts).

eingebrauchten Energien charakterisieren. Da im Normalfall die Einschlagsenergie nicht bekannt ist, kann der Schädigungsgrad durch die Eindrücktiefe, die der Fremdkörper hinterlässt, bestimmt werden. Abbildung 6.6 zeigt die gemessenen Eindrücktiefen an den Plattenvorderseiten, welche im Vergleich zu Metallen sehr gering sind. Ein linea-

rer Zusammenhang zwischen den Impactenergien und den Eindringtiefen ist erkennbar. Das plötzliche Ansteigen des Verlaufes ab einer Energie von ca. 20 J (siehe Pfeil) ist auf das Ablösen der hintersten Lagen durch den Aufschlagimpuls zurückzuführen. Durch die reduzierte Festigkeit dringt die Kugel tiefer in das Material ein. Um den Schädigungsbereich zu untersuchen, fanden Messungen an der Vorder- und Rückseite mit der OLI statt. Durch die Voruntersuchungen aus Abschnitt 6.2.1 wurde die Modulationfrequenz für alle Proben auf 0,1 Hz festgelegt. Damit sind die Defekte bis in einer Tiefe von 2 mm lokalisierbar. Abbildung 6.7 zeigt einige OLI-Phasenwinkelmessungen von der Vorder- und Rückseite der geschädigten Proben. Deutlich ist die Schädigungszunahme mit steigender Impactenergie zu erkennen. Die Defekte können sowohl von der Vorder- wie auch von der Rückseite bereits ab einer Energie von 4 J nachgewiesen werden. Bei der Betrachtung der beiden Seiten ist der für Lamine typische Schädigungskegel besonders gut ersichtlich. Die Messungen an der Rückseite zeigen, dass zwischen 7 J und 12 J die Faserablösung beginnt. Die Orientierung der Enthftung ist 45° und liegt erwartungsgemäß entlang der Faserrichtung der letzten Lage. Zwischen 12 J und 20 J sind die Bereiche zwischen Druck- und Schubbeanspruchung im Phasenwinkel unterscheidbar. Die Fasern an der Rückseite beginnen sich am Randbereich der Druckzone zu lösen und wandern mit zunehmender Impactenergie zum Plattenrand hin. Ab einer Impactenergie von 30 J sind die Verformungen im Bereich der abgelösten Fasern so groß, dass es zu Fehlern im zeitlichen Demodulieren der ESPI-Phasenbilder kommt. Der thermische Phasenwinkel erscheint an diesen Stellen dunkel. Um die Qualität der OLI-Messungen einschätzen zu können, wurden die selben Proben mit der OLT nochmals bei der Modulationsfrequenz von 0,1 Hz vermessen. Abbildung 6.8 zeigt die entsprechenden OLT-Phasenbilder (Messungen: T. Liebert). Zunächst fällt auf, dass die Messergebnisse besonders die Struktur der Kettfäden zeigen. Das erschwert die Erkennung von Impactschäden bei niedrigen Energien. Die unterschiedliche Wärmeleitung zwischen dem Polyestergerüst und den CFK-Fasern führt zu einer Änderung im thermischen Phasenwinkel. In den OLI-Ergebnissen ist dieser Einfluss nicht erkennbar. Der Kontrast der Schädigungszonen ist im Vergleich zu den OLI-Messungen an den Vorderseiten geringer. Die Schäden sind an dieser Seite erst ab einer Impactenergie von 10 J erkennbar, auf der Rückseite hingegen schon ab 5 J. Bei der Betrachtung der Schädigungsbereiche auf der Rückseite ist erkennbar, dass das thermische Signal besonders empfindlich auf Faserablösungen reagiert. Die Fasern lösen sich dabei nicht zentral an einer Stelle ab, sondern beginnen sich an zwei Punkten zu enthaften (siehe Phasenbild bei 7 J). Der Delaminationsbereich, welcher durch die Druckspannungen erzeugt wurde, ist wie bei den OLI-Messungen ebenfalls erkennbar. Bei den Impactenergien von 30 J und 40 J sind mit OLT auf der Vorderseite im Zentrum der Schädigung kleine dunkle Bereiche erkennbar, die den zylindrischen Druckspannungsbereich markieren (Abbildung 6.5). Bei den OLI-Messungen dekorrelierten

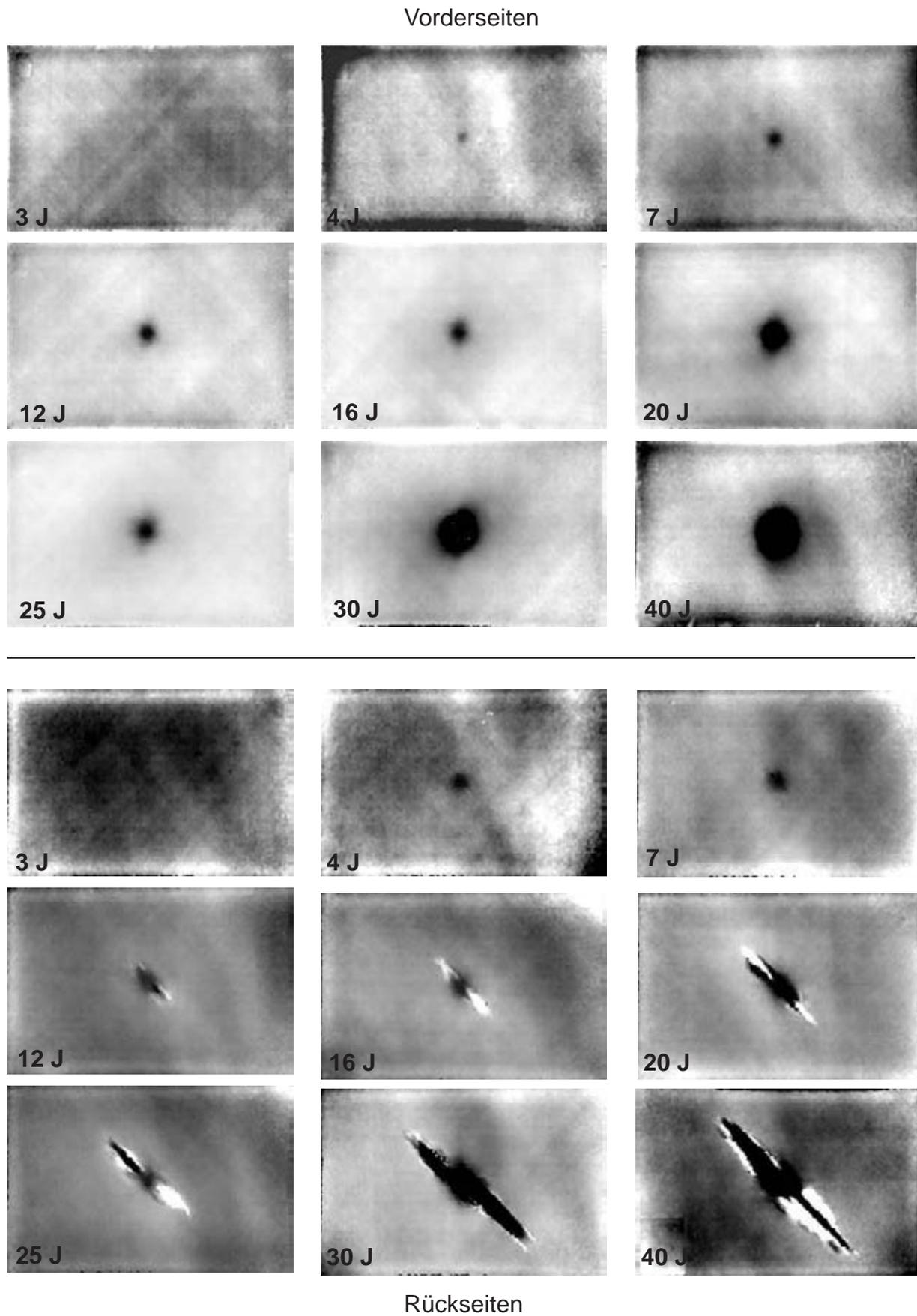


Abbildung 6.7: Phasenbilder bei 0,1 Hz der Vorder- und Rückseiten bei verschiedenen Impactenergien gemessen mit optischer Lockin-ESPI (OLI).

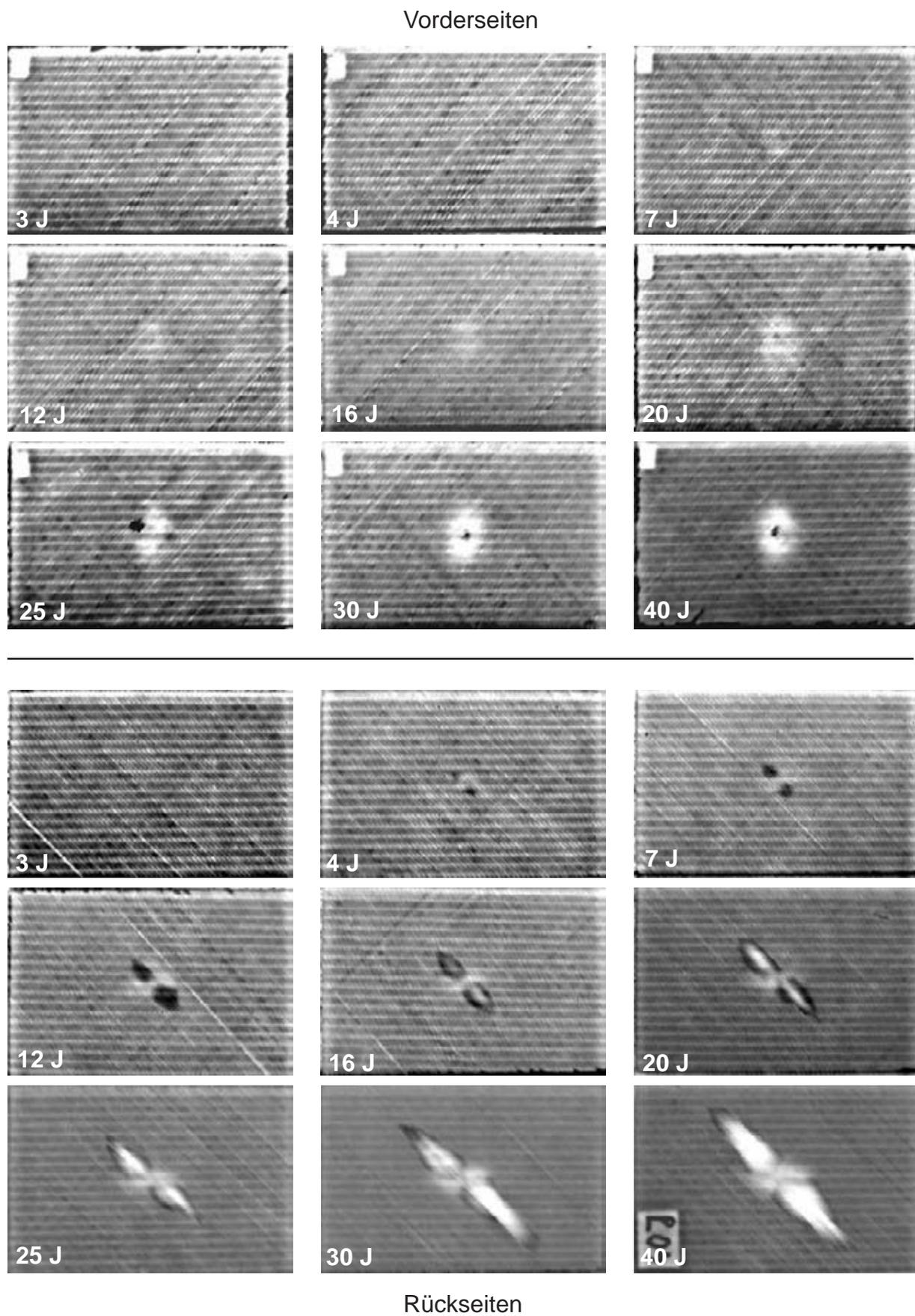


Abbildung 6.8: Phasenbilder bei 0,1 Hz der Vorder- und Rückseiten bei verschiedenen Impactenergien gemessen mit optischer Lockin-Thermografie (OLT).

hier die Speckle, weil sich Risse an der Oberfläche ausbildeten.

Für eine tiefere Auswertung der Schädigungsflächen wurden die Phasenbilder durch einen Schwellwert binarisiert. Ein automatisiertes Setzen des Schwellwertes, wie es bei Impactmessungen mit der Röntgenrefraktion gelang [103], war hier nicht erfolgreich, da die Phasenwinkelverteilung im Histogramm keinen exakten Gaussverlauf besitzt und somit der Schwellwert nicht mit der notwendigen Genauigkeit bestimmt werden konnte. Abbildung 6.9 zeigt die extrahierten Schadensflächen aus den OLI- und OLT-Messungen bei manuellem Setzen des Schwellwertes. An der Vorderseite (Diagramm links) scheint

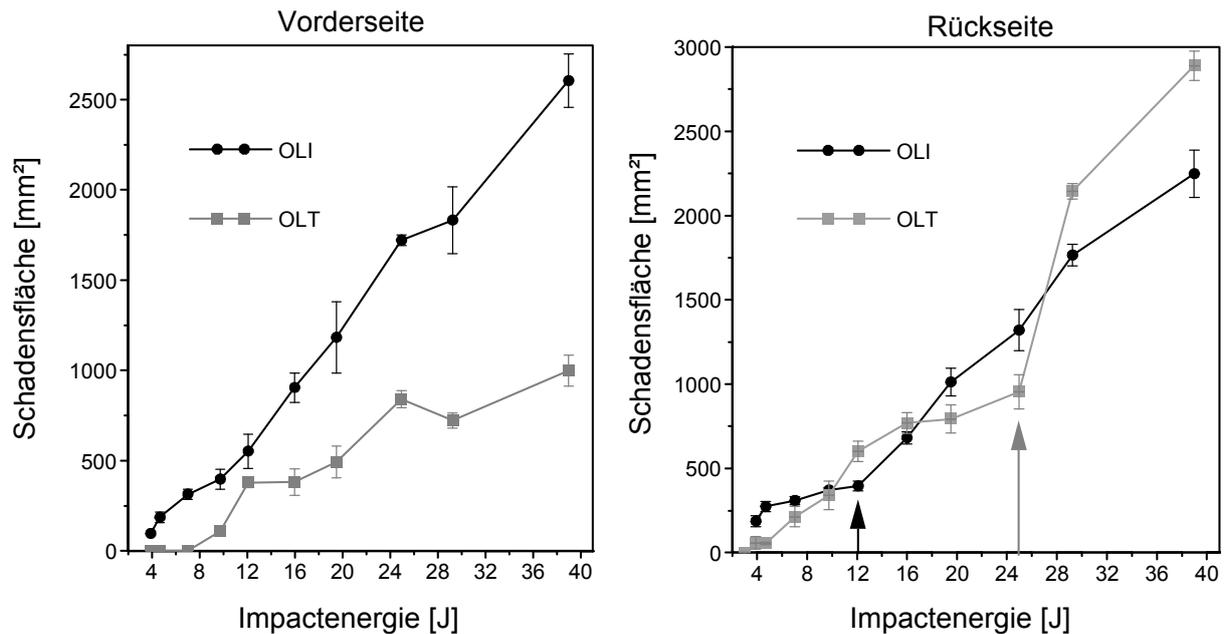


Abbildung 6.9: Detektierte Schadensfläche für die Vorder- und Rückseite aus den OLI- und OLT-Messungen.

ein linearer Zusammenhang zwischen Schadensfläche und Impactenergie sowohl für OLI als auch für OLT zu bestehen. Die Verformungsmessungen reagieren hierbei empfindlicher auf das Nachlassen der Festigkeit als das Temperatursignal auf die thermischen Grenzflächen infolge von Delaminationen. OLI erfasst demnach Schädigungen schon ab 4 J, OLT erst ab 10 J. Der Anstieg des Signalverlaufes ist bei OLI stärker ausgeprägt als bei OLT. Bei der Rückseite (Abbildung 6.9 - rechts) ist die Größe der detektierten Schadensfläche ähnlich. Hierbei unterscheiden sich beide Signalverläufe nur durch die Lage der Punkte, bei denen der jeweilige Verlauf plötzlich stärker ansteigt (mit Pfeilen markiert). An diesen Punkten sprechen die beiden Verfahren auf die Faserablösung an der Rückseite an. Im Vergleich zur gemessenen Eindringtiefe an der Vorderseite, bei der es ab 20 J zu einer Anstiegsänderung infolge der Faserablösung kommt (Abbildung 6.6), ist bei der Verformungsmessung mit OLI eine Veränderung schon ab 12 J festzustellen. LSM-Untersuchungen an der Rückseite zeigten bei einer Impactenergie von 10 J im

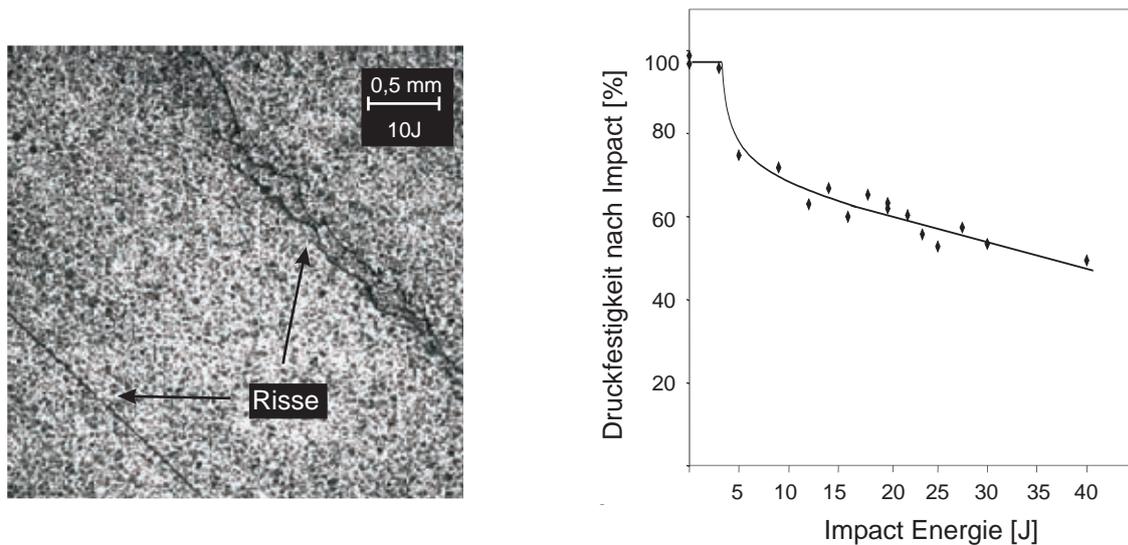


Abbildung 6.10: Bild: LSM-Aufnahme von der Plattenrückseite im Bereich des Impacts bei der Energie von 10 J. Diagramm: Normierte Druckrestfestigkeit in Abhängigkeit der Impactenergien [104].

Bereich der Einschlagstelle bereits Risse entlang der Faserorientierung der letzten Lage (Abbildung 6.10, Bild). Dagegen steigt die Schadensfläche in den OLT-Messungen erst ab einer Impactenergie von 25 J merklich an. Im Rahmen des Sonderforschungsbereiches 381 wurden an einer gleichen Probenserie die Druckrestfestigkeiten ermittelt. Das Diagramm in Abbildung 6.10 zeigt bis 10 J eine deutliche Reduzierung der Restfestigkeit, die dann vergleichsweise geringfügig und linear weiter absinkt. Eine Korrelation dieses Ergebnisses mit dem Verlauf der gemessenen Schadensfläche auf der Rückseite ist erkennbar und bestätigt somit die OLI-Messungen.

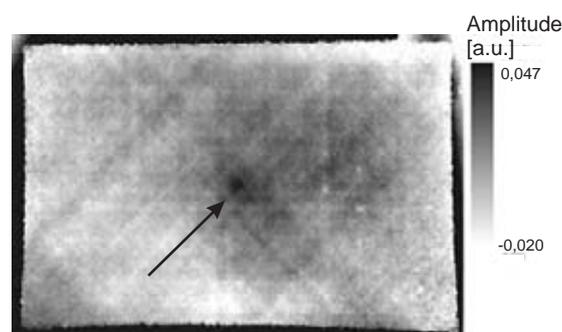


Abbildung 6.11: Amplitudenbild eines 3 J Impacts von der Rückseite bei 0,013 Hz.

Es sei erwähnt, dass durch die Temperaturmodulation bei den Lockin-ESPI-Messungen aufgrund des Plattenvolumens kein eingeschwungener Zustand (stationärer Fall) erreicht wurde. Der Gleichanteil der Verformung steigt durch die ständige Energiezuführung.

Wird das Amplitudenbild bei der kleinsten noch auflösbaren Frequenz berechnet, so können durch den Wärmestau um den Defekt noch zusätzliche Informationen gewonnen werden. Abbildung 6.11 zeigt das Amplitudenbild der Platte mit dem 3 J Impact von der Rückseite, berechnet mit der kleinsten noch auflösbaren Frequenz. Es ist deutlich zu sehen, dass im Bereich der Einschlagstelle eine Struktur zu erkennen ist, die auf eine bleibende Schädigung hindeutet. Bei Strukturen nahe der Oberfläche scheinen Amplitudenbilder sehr sensitiv auf kleine Veränderungen anzusprechen.

Untersuchungen mit weiteren ZfP-Verfahren

Zum Vergleich wurden CFK-Proben aus dem vorherigen Abschnitt mit zwei weiteren Verfahren untersucht: Der nichtlinearen Vibrometrie und dem schräg eingeschallten Luftultraschall (FSTM, Focus Slanted Transmission Mode). Die Methoden und deren Anwendungen für die ZfP sind in [105] und [106] beschrieben. Abbildung 6.12 zeigt Messergebnisse dieser beiden Verfahren an einigen ausgewählten Platten. Das FSTM-Verfahren

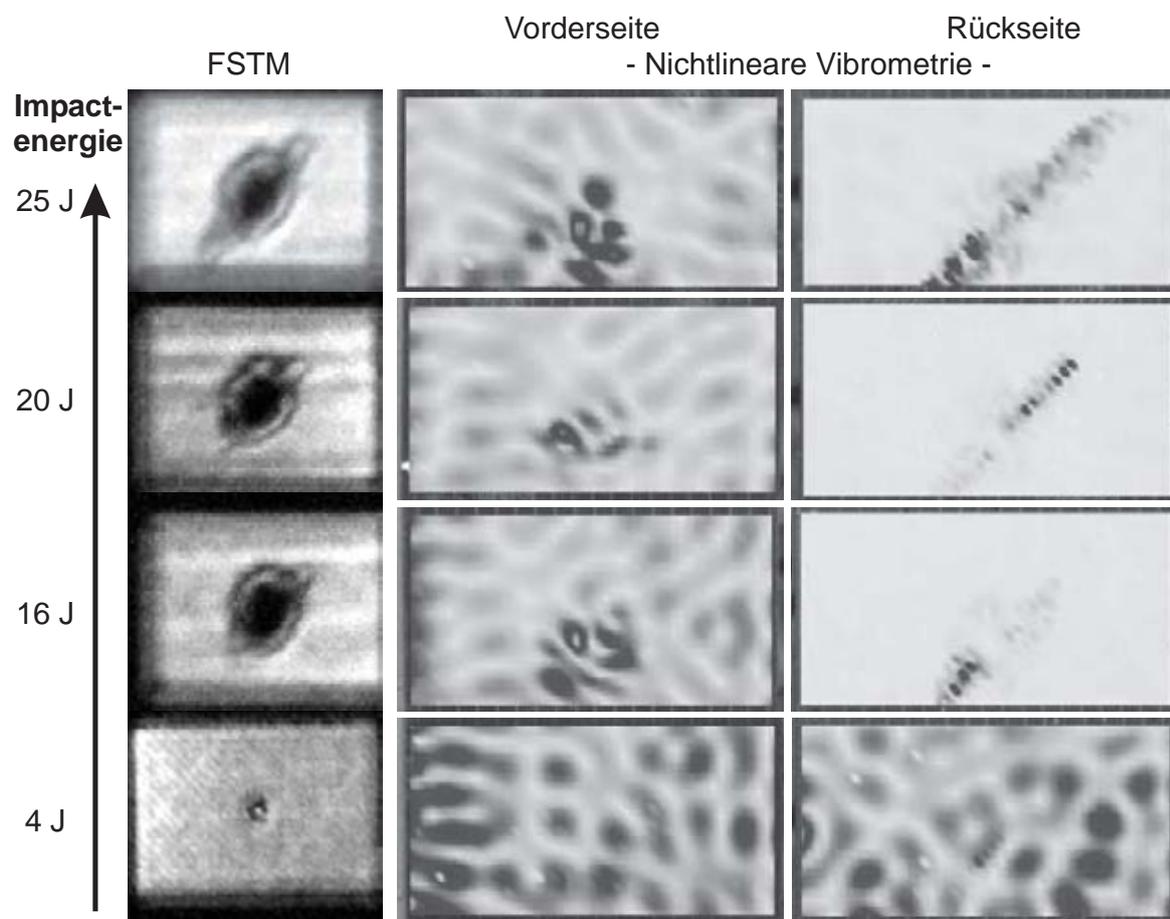


Abbildung 6.12: Darstellung verschiedener Impactstärken gemessen mit FSTM (Reihe links, Messung: D. Döring) und nichtlineare Vibrometrie [105] (Messungen zeigen Teilausschnitte der Platten).

reagiert sehr empfindlich auf kleinste Materialinhomogenitäten. Die Schadensflächen erscheinen wesentlich größer als bei den OLI- und OLT-Messungen. Ob es sich um die wahre Schadensgröße handelt, müsste zerstörend durch Schliffbilder nachgewiesen werden. Nachteil dieser Methode ist jedoch, dass das Messsignal von einem Integral über die gesamte Materialdicke abhängt und somit die Schadensflächen zwischen Vorder- und Rückseite nicht getrennt werden.

Mit der nichtlinearen Vibrometrie können die Schädigungen zwischen der Vorder- und Rückseite unterschieden werden. Allerdings ist die laterale Auflösung der Defektflächen sehr gering.

Die beiden genannten Verfahren haben gegenüber den OLI- und OLT-Verfahren den Nachteil, dass diese die Probe abscannen müssen und somit die Messzeiten wesentlich länger sind.

6.2.3 Tiefenaufgelöste Messung an 12 J Impactschaden in CFK

Wie schon in den vorangegangenen Kapiteln erwähnt, ist die Tiefenreichweite thermischer Wellen frequenzabhängig. Am Beispiel der 12 J geschädigten CFK-Platte aus der im Abschnitt 6.2.2 vorgestellten Probenserie wurden frequenzabhängige Messungen an der Rückseite durchgeführt (Abbildung 6.13). Bei der höchsten Frequenz von 0,5 Hz sind nur

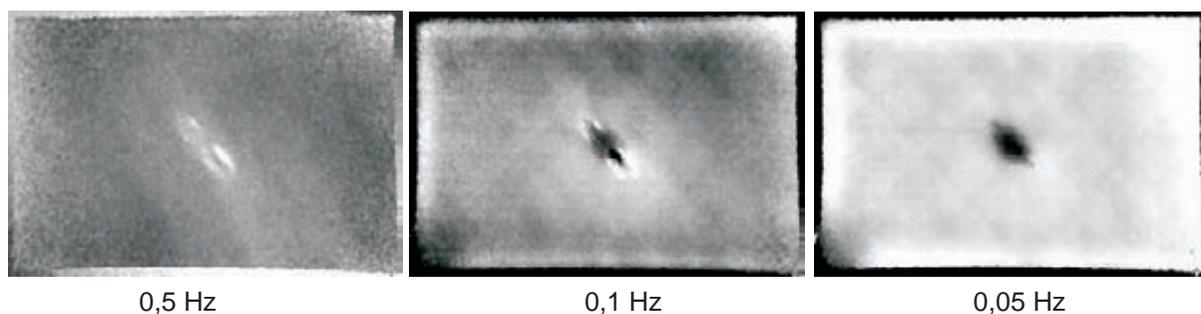


Abbildung 6.13: Phasenbilder bei verschiedenen Frequenzen von der Plattenrückseite. Die Probe wurde mit einer Energie von 12 J geschädigt.

die Bereiche der Faserablösungen von der ersten Lage erkennbar. Wird die Modulationsfrequenz reduziert, so dringt die Wärme tiefer in das Material ein. Die Druckzone und die Faserablösungen sind bei 0,1 Hz ersichtlich. Bei der tiefsten Frequenz von 0,05 Hz verschwindet der Kontrast der obersten abgelösten Fasern.

6.3 Sandwichstrukturen

6.3.1 Detektion von Einschlüssen und Delaminationen

Sandwichstrukturen zeichnen sich durch eine hohe Festigkeit bei gleichzeitig geringem Gewicht aus. Daher ist dieses Material für die Luft- und Raumfahrtindustrie geeignet. Die kritischen Bereiche dieser Strukturen sind die Verbindungsstellen vom Wabenkern zu den Deckschichten, die oftmals aus CFK oder GFK bestehen. Einschlüsse von Wasser durch permanente Druckwechsel im Flugzeug oder Herstellungsfehler, wie das Volllaufen der Waben mit Klebstoff, erhöhen das Gewicht und verringern die Festigkeit. Mit der

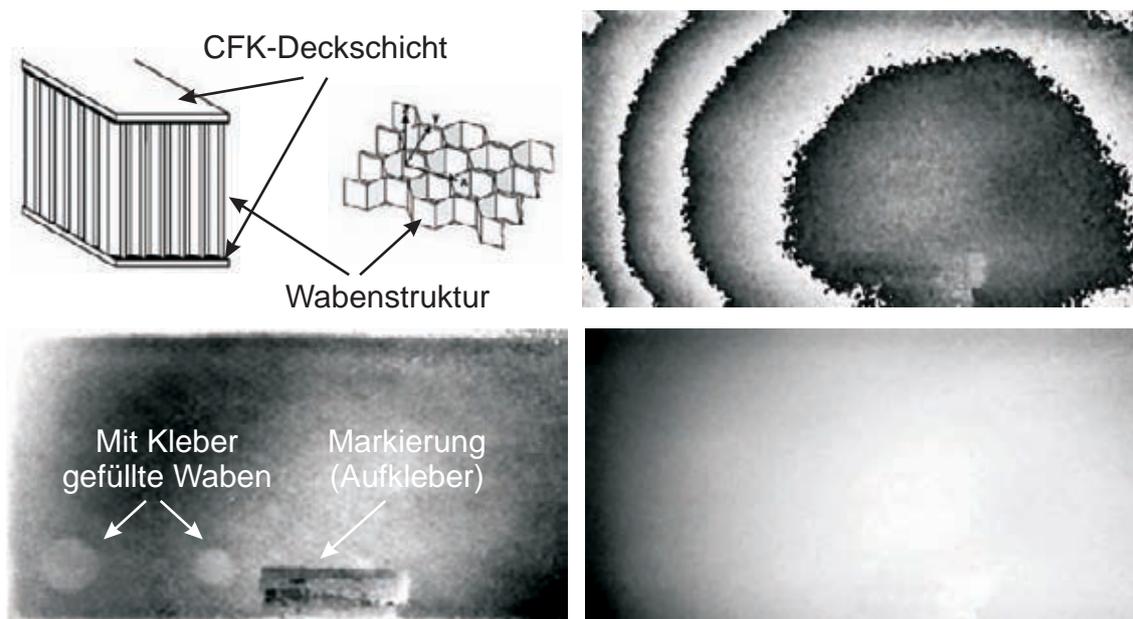


Abbildung 6.14: CFK-Sandwichplatte mit NOMEX-Waben. Oben rechts: Einzelnes ES-PI Streifenbild aus der Sequenz. Unten rechts: Dazugehöriges demoduliertes Phasenbild. In der Mitte ist nur die Probenbeschriftung sichtbar. Unten links: Phasenbild bei der Lockin-Frequenz 0,06 Hz. Die Messung zeigt zwei simulierte Fehlstellen [107].

Lockin-ESPI wurde an einer CFK-Wabenplatte ($420 \times 170 \times 13 \text{ mm}^3$) mit einem Kern aus NOMEX-Waben untersucht, ob gefüllte Wabenstrukturen unter einer 1 mm dicken CFK-Schicht zu lokalisieren sind. Die Bildsequenz ließ zu keinem Zeitpunkt die Defektbereiche erkennen (Abbildung 6.14 - Bilder rechts). Im Einzelbild ist in der Mitte der Platte nur die Beschriftung zu sehen. Das aus der Sequenz extrahierte Phasenbild zeigt dagegen die beiden gefüllten Wabenbereiche. Eine weitere Schadensart bei Sandwichwaben stellen Delaminationen zwischen Wabenkern und Deckschicht dar. Dazu wurde eine GFK-Sandwichstruktur ($100 \times 46 \times 13 \text{ mm}^3$) mit einem Aluminiumkern untersucht. Nach der Theorie sollte ein guter Kontrast bei einer Delamination zu erwarten sein (sie-

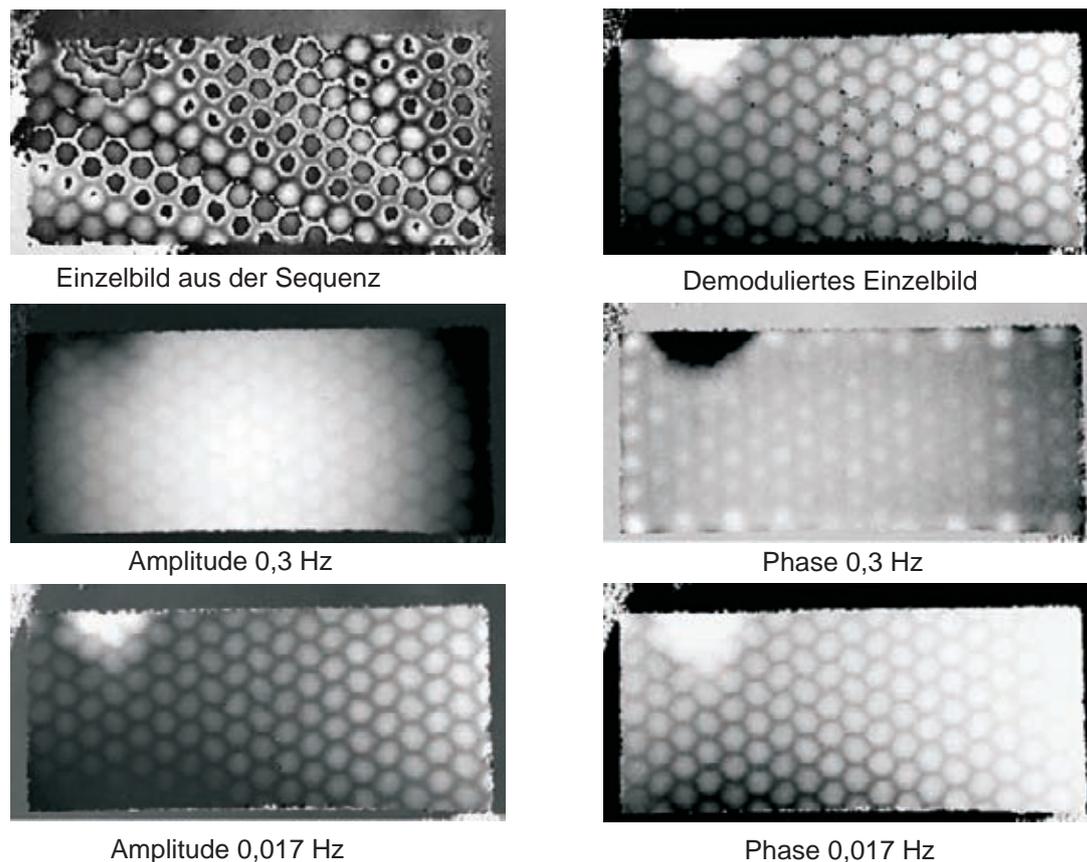


Abbildung 6.15: GFK-Sandwich mit Aluminium. Bilder oben: ESPI-Streifenbild mit dem besten Kontrast aus der Sequenz und das entsprechende demodulierte Phasenbild. Bilder Mitte: Amplituden- und Phasenbild, ausgewertet bei der Anregungsfrequenz von 0,3 Hz. Bilder unten: Auswertung bei der kleinsten noch auswertbaren Frequenz.

he Kapitel 4.4), da der Reflexionskoeffizient bei dieser Materialkombination negativ ist. Abbildung 6.15 (oben links) zeigt ein ESPI-Streifenbild. Schon bei der Elimination der Streifen durch das Unwrapping werden die Wabenstruktur und auch die Delamination zwischen der Außenhaut (0,5 mm, GFK) und dem Aluminiumkern ersichtlich. Das Amplitudenbild, ausgewertet bei der Anregungsfrequenz von 0,3 Hz, lässt die Delamination nur schwer erkennen, da sich ein Gradient von der Mitte zum Randbereich erstreckt. Das Phasenbild bei 0,3 Hz zeigt ebenfalls sehr deutlich den Delaminationsbereich. Die Struktur der Waben ist hierbei nicht erkennbar. Die Randbereiche (helle Flecken) sind stärker ausgeprägt. Die Untersuchung der GFK-Oberfläche durch ein konfokales Laser-Scanning-Mikroskop zeigt jeweils in der Mitte einer Wabe poröse Bereiche (Abbildung 6.16). Vermutlich reagiert das Phasenbild sensitiv auf Festigkeitsänderungen innerhalb der GFK-Schicht. Die hellen Flecken im Phasenbild könnten Indikatoren für die Porosität sein. Da der Kontrast der Waben und der Delamination während der Modulation

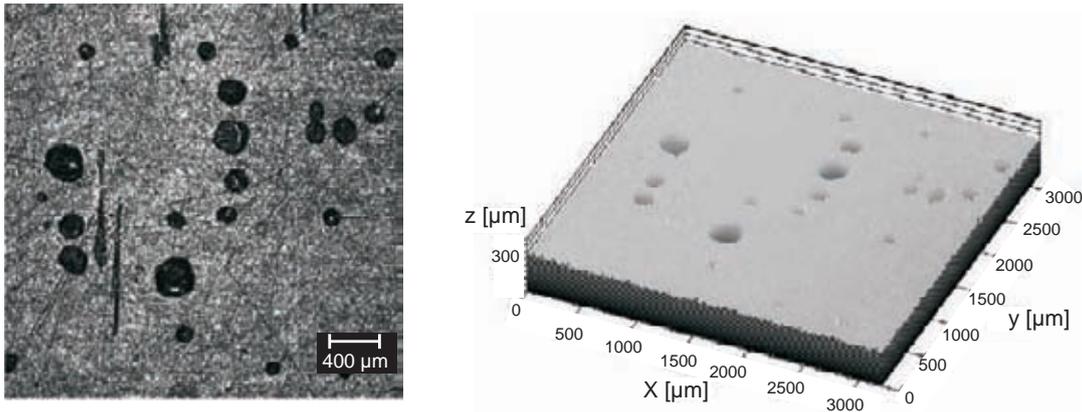


Abbildung 6.16: LSM-Aufnahme der Oberfläche zwischen den Waben.

immer weiter anstieg, lag die Vermutung nahe, dass eine Frequenzbewertung in der Nähe des Gleichanteils (bei der kleinsten noch auswertbaren Frequenz) auch zu Informationen im Amplituden- und Phasenbild führen sollte. Abbildung 6.15 (Bilder unten) zeigt die entsprechenden Auswertungen für die kleinste noch auflösbare Frequenz. Beide Bilder lassen sehr deutlich die Wabenstruktur und die Delamination erkennen. Hieraus könnten sich weitere Auswertetechniken ergeben, da die wesentlichen Bildinformationen durch Korrelationen mit den verschiedenen Frequenzen extrahiert werden können.

6.3.2 Strukturerkennung

Anders als bei Honigwaben-Sandwiches kann Wasser in Faltwabenstrukturen problemlos abfließen. Diese Art von Struktur bietet als einzige eine Drainagemöglichkeit. Das ist wichtig im Flugzeugbau, weil sich im Flugbetrieb durch die permanenten Druck- und Temperaturwechsel Kondenswasser bildet, das die Mechanik beschädigen könnte, wenn es gefriert. Die hohe Flexibilität der Falten erlaubt ein breites Anwendungsspektrum, das von Leichtbau-Sandwiches über Brandschutzwände bis hin zu Klimaverkleidungen reicht, die eine beliebig gestaltete Luftzirkulation ermöglichen.

Die verwendete Probe besteht aus zwei GFK Deckplatten ($149 \times 120 \times 2,2 \text{ mm}^3$), deren Abstand durch die Faltwaben 30 mm beträgt (hergestellt und freundlicherweise zur Verfügung gestellt von R. Kehrle, IFB). Die Lage der Faltwaben reicht bis 5 mm zum Rand der Deckschichten. Die Faltwabenstruktur kann durch Aneinanderreihung einzelner Faltenstücke geformt und in beliebiger Größe hergestellt werden. Die Übergänge der Papierfalten werden geklebt. An diesen Stoßstellen ist dann die Steifigkeit verändert.

Abbildung 6.17 zeigt einen Vergleich zwischen einer konventionellen ESPI-Messung und einer OLI-Messung. Das demodulierte Streifenbild lässt zwar eine Struktur erkennen, jedoch ist die gesamte Faltstruktur nur im Phasenbild deutlich detektierbar. Das SNR ist im Phasenbild am größten. Die linke und die rechte Faltwabe sind in der Mitte verklebt,

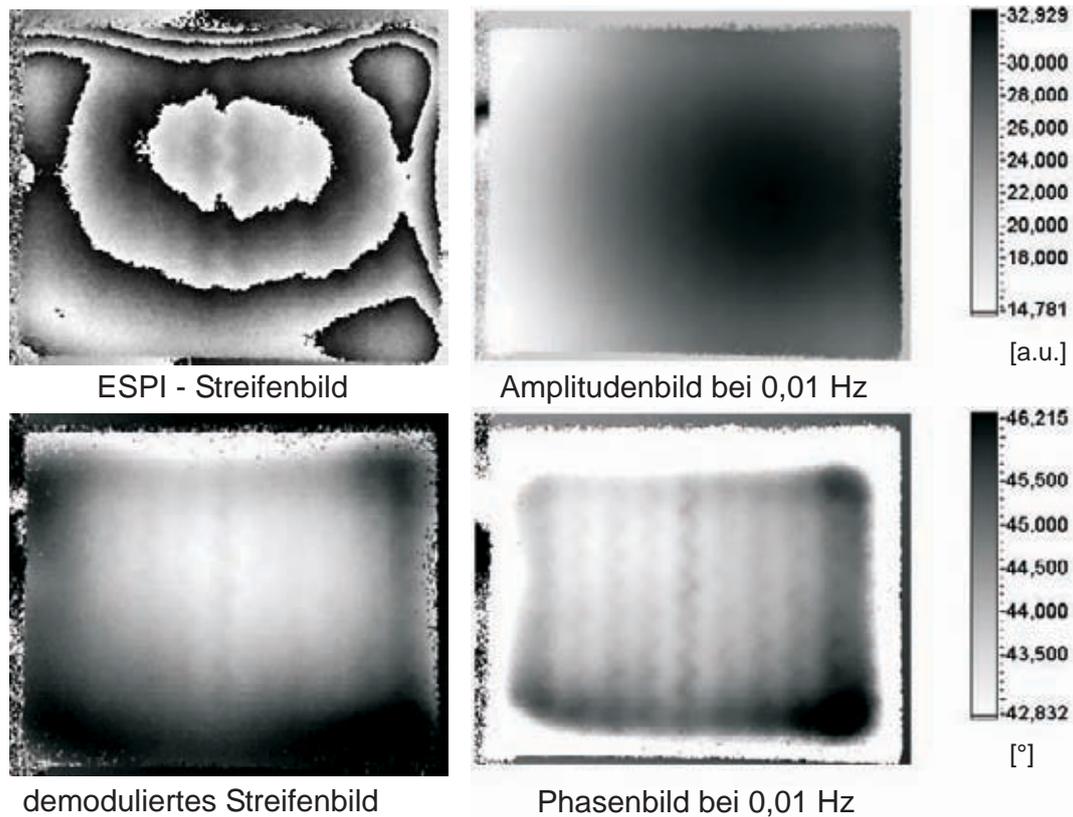


Abbildung 6.17: OLI-Messung an einer Sandwichstruktur mit Falzwaben. Der Wabenkern besteht aus zwei Segmenten, die in der Mitte auf Stoß miteinander verklebt sind. Die beiden linken Bilder zeigen eine Aufnahme aus der Sequenz mit dem höchsten Defektkontrast. Die Bilder rechts zeigen das Amplituden- und Phasenbild.

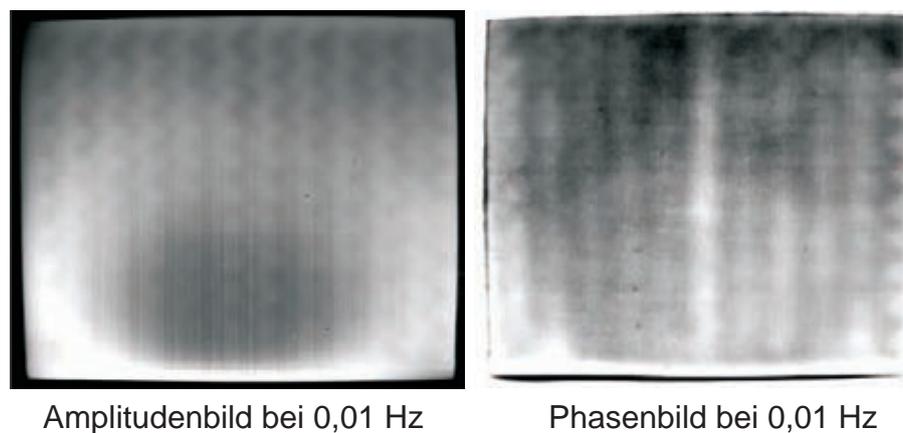


Abbildung 6.18: OLT-Messung an der Falzwabe aus Abbildung 6.17.

dadurch wird der Phasenwinkel beeinflusst. Der helle Rand im Phasenbild kennzeichnet den Bereich, in dem sich keine Faltenwaben befinden. In Abbildung 6.18 ist eine OLT-Messung bei der gleichen Frequenz zu sehen. Das Phasenbild zeigt eine schlechtere Auflösung der Faltenwaben im Vergleich zu der OLI-Messung. Das Amplitudenbild gibt die Struktur zwar wieder, jedoch ist ein Großteil aufgrund der Überbelichtung einzelner Pixel ausgeblendet. Die Stoßkante der beiden Faltenwaben ist im Amplitudenbild nicht von der übrigen Wabenstruktur unterscheidbar.

6.4 Messungen der Lacktrocknung unter einer dünnen Schicht

Der experimentelle Befund, dass das OLI-Verfahren für Zweischichtsysteme mit einem negativen Reflexionskoeffizienten sehr empfindlich ist (Kapitel 4.4.3), ist für die Erkennung kleiner Veränderungen auch in tiefer liegenden Schichten relevant. Aus OLT-Untersuchungen ist bekannt, dass die Trocknung von Lack den Phasenwinkel beeinflusst [48, 108, 109]. Die Frage stellt sich nun, ob das Lockin-ESPI-Verfahren diese Änderung ebenfalls durch die Verformungsänderung detektieren kann.

Für einen Modellversuch wurde eine Probe aus Aluminium hergestellt, auf dessen Fläche ($230 \times 50 \text{ mm}^2$) ein Schriftzug („TEST“) mit lösungsmittelhaltigen Lack aufgebracht wurde. Während der Lack noch nass war, wurde eine Lage *Tesa*[®] aufgeklebt (Abbil-

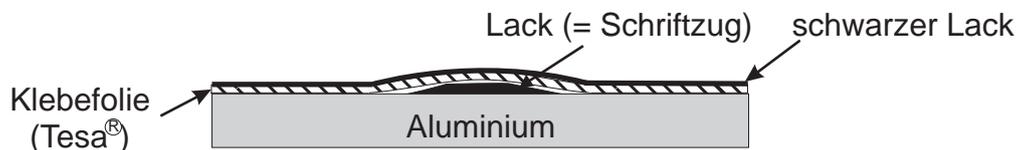


Abbildung 6.19: Skizze der Modellprobe zur Untersuchung der Lacktrocknung.

dung 6.19). Diese simulierte eine dünne Schicht und wurde oben schwarz lackiert, um den Schriftzug zu verdecken und um die Absorption der optischen Strahlung zu erhöhen. Abbildung 6.20 zeigt das Phasenbild der OLI-Messung. Der Schriftzug „TEST“ ist deutlich erkennbar. In der zeitlichen Sequenz, aus der dieses Phasenbild berechnet wurde, konnte in keinem Einzelbild der Schriftzug erkannt werden.

Bei einer späteren Messung (nach ca. 1 Woche) war der Schriftzug mit OLI kaum nachweisbar (Abbildung 6.20 unten). Zwischenzeitlich hatte sich die Konsistenz des Schriftzuges durch Lösungsmitteldiffusion verändert, dadurch waren die Eigenschaften denen der benachbarten Materialien ähnlicher und somit der Reflexionskoeffizient verringert. Außerdem dürfte sich auch die Dicke des Schriftzuges verändert haben. An einigen Stellen sind Ablösungen von der Klebefolie erkennbar (in der Abbildung mit Pfeilen markiert),

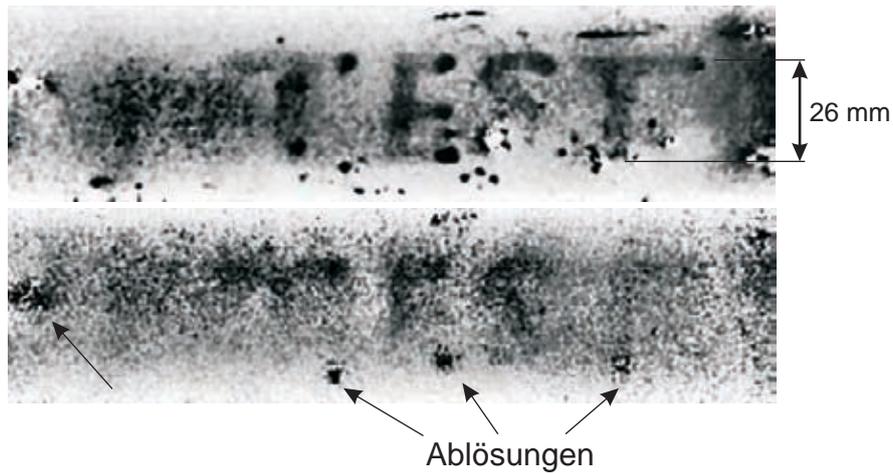


Abbildung 6.20: Oben: Phasenbild bei 0,6 Hz bei nassen Lack. Unten: Phasenbild bei 0,6 Hz nach der Lacktrocknung (1 Woche später).

die schon während der Lacktrocknung vorhanden waren. Diese entstanden möglicherweise infolge von Staubpartikeln, die den flächigen Kontakt der Klebefolie zum Aluminium lokal behinderten.

Die OLI-Methode ermöglicht die Erkennung von Veränderungen, die in einem kleinen Bereich einer weichen Schicht auf einem wesentlich steiferen Untergrund ablaufen. Die Empfindlichkeit der Methode könnte sich somit sogar zur Verfolgung von Trocknungs- und Diffusionsvorgängen eignen.

7 Diskussion und Ausblick

Die Arbeit behandelt die Weiterentwicklung der beiden klassischen Speckle-Interferometrie-Verfahren, ESPI und Shearografie, zu effektmodulierten Verfahren im Hinblick auf den Einsatz in der zerstörungsfreien Prüfung. Daraus entstanden die beiden Lockin-Interferometrie-Verfahren (OLI), nämlich Lockin-ESPI und Lockin-Shearografie. Im Folgenden werden die Schwierigkeiten bei der Entwicklung und auch die sich daraus neu ergebenden Möglichkeiten und Einschränkungen dieses Verfahrens diskutiert sowie weiterer Forschungsbedarf und Anwendungspotential aufgezeigt.

Anfänglich stand zu befürchten, dass die Datenmenge des primär entstehenden Bildstapels jeden zur Verfügung stehenden Rechner überfordern würde (Aufnahme von 3600 Bildern in 2 Minuten bei einer Auflösung von 1392×1040 Pixel). Es zeigte sich dann aber, dass dieses Problem vermeidbar ist, wenn die Bilder schon während der Aufnahme verarbeitet werden. Daher wurde eine Software geschrieben, bei der die ganzen Phasenberechnungen und -filterungen von einer konventionellen Grafikkarte ausgeführt werden. Bei der vollen Bildauflösung ließ sich gegenüber der Berechnung mit dem Prozessor des verwendeten Rechners eine Verbesserung von 83 % erreichen. Rechnerseitig steht der Weiterentwicklung von Lockin-ESPI also nichts entgegen, wenn die Rechenprozesse auf weitere Grafikkarten verteilt würden. Es ist sogar in Umkehrung des ursprünglichen Transferweges damit zu rechnen, dass die Lockin-Thermografie von diesen Verbesserungen in der Bearbeitung von Bildstapeln profitieren kann.

Die Vorteile der Bauteilanregung mit optisch induzierten thermischen Wellen haben gegenüber der kontinuierlichen Erwärmung gezeigt, dass das Signal/ Rauschverhältnis in einem „thermischen“ Phasenbild wesentlich besser ist (um etwa eine Größenordnung) als in dem Einzelbild mit dem höchsten Kontrast oder dem Ergebnis aus der arithmetischen Mittelung der Bildsequenz. Experimentell konnte die Verbesserung des SNR am Beispiel einer PMMA-Platte bei einer optischen Modulation bestimmt werden. Dabei zeigte sich, dass das SNR im Phasenbild nur durch die Anzahl der aufgenommenen Verformungsbilder und nicht durch die Anzahl der aufgenommenen Messperioden beeinflusst wird. Auch bei der hydrostatischen Modulation konnte eine Verbesserung von SNR beobachtet werden. Damit ist es möglich, auch Defekte nachzuweisen, die mit der konventionellen Technik nicht detektierbar sind.

Phasenbilder haben im Vergleich zu Amplitudenbildern oder Einzelbildern den weiteren

Vorteil, dass die Defekte auf einem nahezu homogenen Hintergrund abgebildet werden. Das Problem, dass Defekte wie ein Maulwurfhügel auf einem großen Berg erscheinen und damit schwer erkennbar sind, konnte so gelöst werden, dass der große Berg in eine Ebene umgewandelt wird, auf der sich der Maulwurfhügel aufgrund seiner Dynamik klar heraushebt. Das liegt anschaulich daran, dass die Gesamtverformung überall praktisch gleichphasig erfolgt.

Die Unempfindlichkeit von Phasenbildern gegenüber einer inhomogenen Ausleuchtung oder Wärmeeinbringung konnte theoretisch für das OLT- und OLI-Verfahren nachgewiesen werden. Phasenbilder haben allerdings auch ihre Grenzen: Die Empfindlichkeit interferometrischer Verfahren auf Änderungen im Brechungsindex zwischen Objekt und Detektor sind bekannt. Turbulente Luftströmungen haben eine große Bandbreite im Frequenzspektrum. Diese können trotz der schmalbandigen Filterung das Phasenbild beeinflussen. Eine Möglichkeit diesen Einfluss zu verringern, wäre die Erzeugung einer laminaren Strömung. Die momentan eingesetzten Lüfter mit den nachgeschalteten Kanälen zur Beruhigung der Strömung sind jedoch noch nicht ideal und müssten weiter optimiert werden.

Für die Untersuchung dynamischer Prozesse mit der Speckle-Interferometrie wurden verschiedene Algorithmen zur Berechnung und zur anschließenden Demodulation der Phase untersucht. Die zeitliche Demodulation der Phase ist so schnell, dass sie innerhalb der Aufnahmezeit durchgeführt werden könnte. Allerdings ist diese Methode sehr anfällig bei Störungen (z.B. Schwingungen bei der Berührung der Anlage), da sich die Fehler ab dem Zeitpunkt der Störung fortsetzen. Die räumliche Phasendemodulation ist zwar unanfälliger gegenüber Störungen in den Phasensprüngen, aber dafür langsamer. Für zukünftige Arbeiten wäre für dynamische Verformungsuntersuchungen eine Kombination aus räumlichen und zeitlichen Demodulations-Algorithmen denkbar.

Bei der Verformung ergab sich ein anderes Problem der Phasenauswertung, welches bei dem OLT-Verfahren nicht auftritt: Je nach dem Zeitpunkt des Referenzbildes bei einer modulierten Bewegung können sich Bereiche eines Objektes gegensinnig bewegen. An den Wendelinien der Modulationstiefe kehrt sich die Phase um und verschlechtert somit den Defektkontrast, da der Dynamikbereich des Bildes von -180° bis 180° aufgespreizt wird. Eine Lösung hierfür ist eine Korrektur im Zeitbereich, die die Dynamikaufweitung kompensiert.

Ein weiterer Schwerpunkt lag in der Ermittlung der Tiefenreichweite der OLI und in dem Vergleich mit dem OLT-Verfahren. Durch die Änderung der Modulationsfrequenz ist die Tiefenreichweite thermischer Wellen einstellbar. Damit war es mit den beiden Speckle-Verfahren erstmals möglich, Defekte tiefenaufgelöst nachzuweisen. Amplituden- und Phasenkontrast sind hierbei maßgeblich von dem Reflexionskoeffizienten an der Grenzschicht zum Defekt abhängig, der je nach Materialkombination zwischen -1 und

1 liegt. Für OLT-Messungen ist der Kontrast für Werte nahe -1 und 1 am größten. Dagegen wird bei OLI-Messungen der Kontrast nur im Bereich $R \approx -1$ sehr groß. Bei der Tiefenreichweite muss auch zwischen ein- und mehrdimensionaler Wärmeleitung unterschieden werden. Im eindimensionalen Fall haben analytische Lösungen bestätigt, dass die Tiefenreichweite der Verformungsmessung etwa doppelt so groß ist wie bei der OLT. Die Berechnung mit der FE-Methode konnte dieses Ergebnis bestätigen und somit darlegen, dass die Amplituden- und Phasenverläufe in Abhängigkeit der Schichtdicke mit Hilfe der FEM gelöst werden können. Bei mehrdimensionaler Wärmeleitung zeigte sich, dass sich die Amplituden- und Phasenverläufe bei OLT-Messungen für ein Zweischichtsystemen mit negativen Reflexionskoeffizienten für den 1D- bis 3D-Fall kaum veränderten. Bei einem positiven Reflexionskoeffizienten traten dagegen bei den 2D- und 3D-Fall Verzerrungen an den adiabaten Rändern auf. Die thermischen Wellen werden an diesen Grenzflächen reflektiert und überlagern sich. Bei OLT-Messungen müssen daher die Ergebnisse an den Objekträndern kritisch betrachtet werden, um Fehlinterpretationen zu vermeiden. Der Abstand, um den es hier geht, entspricht etwa der thermischen Eindringtiefe. Die Amplituden- und Phasenverläufe der Verformung (OLI) sprechen auch auf die Geometrie und die Steifigkeit des Prüfobjektes an. Die Phase reagiert dabei weniger sensitiv auf die Objektgeometrie als die Amplitude. Phasenauswertungen sind nur für negative Reflexionskoeffizienten sinnvoll. Eine Anwendung hierfür wäre z.B. die Messung der Ablösung von Kunststoff auf Metall. Für große positive Reflexionskoeffizienten nahe 1 tendiert der Phasenkontrast bei Verformungsmessungen gegen Null. Besonders Delaminationen haben oft einen Reflexionskoeffizient von 1 , da die Luft wie ein thermischer Isolator wirkt. Trotzdem können solche Defekte durch eine kleine Phasenänderung noch nachgewiesen werden. Experimentell wurden die Tiefenreichweiten an einer PMMA-Platte mit Lockin-ESPI und -Shearografie gemessen. Allerdings ist noch unklar, warum Phasenumkehrungen im Experiment mit ESPI und Shearografie beobachtet werden konnten, die sich in den FE-Ergebnissen nicht widerspiegeln. Ein weiterer experimenteller Vergleich an einem Epoxid/ Aluminiumkeil mit OLT ist mit dem früheren Befund [38] konsistent, dass das OLI-Verfahren eine größere Tiefenreichweite hat. Für Praxisanwendungen sind schnelle Tiefen-Messungen wünschenswert. In dieser Arbeit konnte am Beispiel einer Modelllochprobe gezeigt werden, dass durch die parallele Anregung und Auswertung bei mehreren Frequenzen eine Defekt-Tomografie bei nur einer Messung stattfinden kann. Da tiefe Frequenzen im Material weniger gedämpft werden als hohe Frequenzen, sollten die Anregungsamplituden der jeweiligen Frequenzen entsprechend gewichtet werden. In zukünftigen Arbeiten müsste dann das optimale Verhältnis der Anregungsamplituden geklärt werden.

Bei der Erzeugung periodischer Temperaturänderungen auf einem Messobjekt ist es wichtig, die Anregungsquellen näher zu betrachten. Durch Intensitätsmessungen der ver-

wendeten Halogenlampen stellte sich heraus, dass diese nur bis zu einer Frequenz von circa 3 Hz modulierbar sind. Die thermische Trägheit der Glühwendel in einer Lampe reduziert ab dieser Frequenz die Modulationstiefe, die der Grenzfrequenz eines Tiefpasses in der Elektrotechnik entspricht. Um Materialien mit einer großen Wärmeleitfähigkeit messen zu können, wie z.B. Metalle, werden jedoch höhere Frequenzen benötigt. Hier würde sich eine modulierbare Laserlichtquelle empfehlen. Natürlich wäre auch eine Kombination aus mechanischem Chopper und Lichtquelle denkbar. Als weitere Wärmequellen für die Anregung thermischer Wellen wurden Messungen mit Widerstandsdrähten, Ultraschallanregung und Unterdruck-Modulation untersucht. Bei der Ultraschallanregung stellte sich heraus, dass momentan aufgrund der großen Konverterbewegungen während der Anregung keine Lockin-ESPI-Messungen möglich sind.

Die vorgestellten Anwendungen der Lockin-ESPI für Werkstoffe und Bauteile zeigen das Potential des neuen Verfahrens. Ausgehend von tiefenaufgelösten Strukturmessungen an Holz, über die Detektion von Fehlern in Sandwichstrukturen, bis zur Messung von Lacktrocknung unter dünnen Schichten konnte ein breites Anwendungsspektrum der Lockin-ESPI aufgezeigt werden. Die Ergebnisse bei der Charakterisierung geschädigter CFK-Platten aus Multiaxialgelege korrelierten mit den Messergebnissen der Eindrücktiefen aus dem Aufprall des Fremdkörpers. Vorteile der OLI gegenüber der OLT zeigten sich hierbei in der Auflösung von Schäden mit geringer Impactenergie. Vergleiche mit anderen ZFP-Verfahren, wie z.B. Ultraschall und nichtlineare Vibrometrie, bestätigten die Ergebnisse. Apparativ sind momentan noch keine Messungen an Materialien mit hoher Wärmeleitfähigkeit (z.B. Metalle) möglich, da die Aufnahme bei hohen Modulationsfrequenzen durch die geringe Framerate der Kamera (30 Hz) begrenzt ist. Ein Vergleich mit der praxistauglicheren Lockin-Shearografie wird momentan erarbeitet [110]. Die Wissensübertragung von der Lockin-ESPI über die Lockin-Shearografie bis zur Lockin-Fotogrammetrie könnte weitere Anwendungen und Möglichkeiten für den industriellen Einsatz erschließen.

8 Anhang

8.1 LabVIEW[®] GPU Plugin

Im Folgenden werden die einzelnen LabVIEW Funktionen zur Berechnung der Differenzphase näher erläutert. Abbildung 8.1 zeigt die Ablaufkette der einzelnen aufzurufenden Funktionen.

GPUInit

Dieses Modul ist verantwortlich für die Initialisierung des gesamten Plugins und muss unbedingt aufgerufen werden, bevor weitere GPU Funktionen benutzt werden. Die Initialisierung verläuft in folgenden Schritten:

1. Erstellen eines OpenGL Kontextes mit passendem Pixelformat (32-Bit Framebuffer)
2. Initialisierung von GLEW und Überprüfung, ob die benötigten Extensions verfügbar sind (ARB fragment program, EXT framebuffer object und EXT pixelbuffer object)
3. Initialisierung von Cg und Setzen eines passenden Profils für die Hardware
4. Eintritt in die GLUT Ereignisschleife (aber ohne vorher ein sichtbares Fenster zu öffnen)

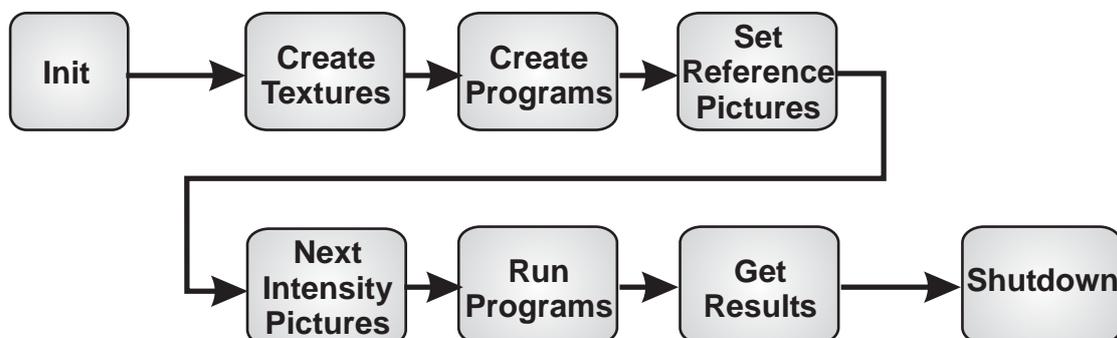


Abbildung 8.1: Ablaufgraph der LabVIEW Module.

Wenn alle Schritte erfolgreich abgelaufen sind, ist das Plugin vollständig initialisiert, die Grafikkarte befindet sich im korrekten Zustand und die Berechnungen können gestartet werden. Andernfalls wird eine Zeichenkette mit der Ursache am Fehlerausgang ausgegeben.

GPUShutdown

GPUShutdown ist die inverse Operation von GPUInit und sollte dann ausgeführt werden, wenn keine Berechnungen mehr durchgeführt werden sollen. Das Modul schließt den aktuellen OpenGL Kontext, deallokiert den belegten Speicher auf der GPU und gibt sonstige Ressourcen, wie etwa FBOs, frei.

SPCreateTextures

Diese ESPI-spezifische Funktion allokiert alle benötigten Texturen mit den jeweiligen Parametern und Grössen im Speicher der Grafikkarte und speichert intern die Zeiger auf die einzelnen Texturen. Diese Handles werden von den GPU Programmen benötigt. Daher muss dieses Modul vor SPCreatePrograms ausgeführt werden.

SPCreatePrograms

SPCreatePrograms erstellt und kompiliert die zur Berechnung des Phasenbilds benötigten Cg Programme und speichert diese intern ab. Da manche Programme zur Kompilierungszeit die Grösse der Bilder kennen müssen, kann dieses Modul erst nach einem erfolgreichen Durchlaufen von SPCreateTextures ausgeführt werden.

SPSetReferencePictures

Mit SPSetReferencePictures werden die 4 Referenzbilder vom IMAQ Format in ein 16-Bit Graustufenformat konvertiert und in die 4 Farbkanäle der Referenztextur kopiert. Diese Operation kopiert Daten aus dem Hauptspeicher über den Bus (AGP oder PCIe) in den Speicher der Grafikkarte, auf den die GPU Programme dann zugreifen können. Dies muss vor Beginn der ersten Berechnung geschehen.

SPNextIntensityPictures

Nachdem man die 4 Referenzbilder gesetzt hat, kann man nun mit diesem Modul das nächste Intensitätsbild auf die Grafikkarte laden. Diese Operation wird durch den Einsatz von Pixel Buffer Objects beschleunigt, hängt aber trotzdem noch von der Durchsatzrate des Busses ab. Intern werden 4 Bilder in einer Art Ringstruktur gespeichert, d.h., man ruft diese Funktion für jedes aufgenommene Bild auf und startet nach dem vierten

die Berechnung. Beim fünften Aufruf wird einfach das erste Bild überschrieben, beim sechsten Aufruf das zweite Bild usw..

SPRunPrograms

Wenn 4 Referenzbilder und 4 Intensitätsbilder in den Grafikspeicher geladen wurden, kann mit Hilfe von `SPRunPrograms` die eigentliche Berechnung des Phasenbilds gestartet werden. Das erste Fragmentprogramm erzeugt aus den 8 Bildern zwei separate (Real- und Imaginärteil), die das zweite Programm dann gleichzeitig filtert und danach den Arcustangens berechnet, welcher das Phasenbild liefert.

SPGetResults

Nach Beendigung der Berechnung muss das Phasenbild noch vom Grafikspeicher in den Hauptspeicher kopiert und in ein LabView Array konvertiert werden. Das Modul `SPGetResult` erledigt dies und liefert das Phasenbild im Array Format. Dies ist die zeitaufwendigste Funktion im gesamten LabView GPU Paket, daher wird versucht, die zum Kopieren benötigte Zeit durch eine Asynchronität zu verstecken.

Zur Umsetzung wurden weitere Bibliotheken und Begriffe verwendet, die kurz erklärt werden:

OpenGL

Ist eine frei verfügbare Bibliothek, welche in der Regel bereits beim Betriebssystem vorinstalliert ist. Das Kürzel OpenGL steht für Open Graphics Library und benennt damit den eigentlichen Sinn dahinter: eine einheitliche Schnittstelle für Programme, um eine Grafikkarte anzusprechen.

GLUT

Das OpenGL Utility Toolkit, kurz GLUT, ist eine Programmierschnittstelle, um betriebssystemunabhängige OpenGL Programme zu schreiben. Eine derartige Bibliothek wird benötigt, weil OpenGL zwar eine einheitliche Schnittstelle zur 3D Hardware bietet, aber keinerlei Funktionalität zum Erstellen von GL Kontexten, Verwalten von Fenstern oder zum Zugriff auf Keyboard- oder Mausdaten bietet. OpenGL geht von der Annahme aus, dass alle Vorgänge, die zum Erzeugen von Bildern nötig sind, wie etwa das Öffnen eines Fensters und die Initialisierung der Hardware, bereits vom Programm erledigt wurden. Diese Dinge sind jedoch vom jeweilig verwendeten Betriebssystem abhängig, und müssten für jedes Programm neu erstellt werden. GLUT bietet genau diese Funktionalität auf eine einheitliche Weise.

GLEW

Im Gegensatz zu DirectX (eine ähnliche Programmierschnittstelle von Microsoft) hat

OpenGL einen sehr langsamen Entwicklungsprozess. Neue Features werden nur langsam in den Standard übernommen und müssen von einem Komitee beschlossen werden. OpenGL verfolgt einen Alles- oder Nichts-Ansatz; eine Hardware ist nur dann mit einer spezifischen OpenGL Version konform, wenn wirklich alle definierten Funktionen zu 100% unterstützt werden. Der Vorteil ist, das man eine sehr stabile Schnittstelle hat und sicher sein kann, dass ältere Programme mit neueren Versionen funktionieren, da OpenGL strikt abwärtskompatibel ist. Der Nachteil wird bei den heutigen, äußerst rasanten Entwicklungszyklen offensichtlich: Neue Fähigkeiten aktueller Hardware werden im OpenGL Kern nicht unterstützt.

Daher wurden „Extensions“ eingeführt, welche hardware-spezifische Erweiterungen des Standards zulassen. Diese können wesentlich schneller definiert und dem Programmierer jedoch mit dem Nachteil zugänglich gemacht werden, dass verschiedene Hersteller auch verschiedene Schnittstellen für dieselbe Funktionalität bieten. Im Laufe der Zeit wurden die gebräuchlichsten Extensions allerdings vom OpenGL ARB (Architecture Review Board) zuerst standardisiert und dann zu einem späteren Zeitpunkt in den OpenGL Kernstandard eingebunden. Dieser Prozess dauert in der Regel mehrere Jahre.

Der OpenGL Extension Wrangler, kurz GLEW, ist eine Bibliothek, die dem Programm eine einheitliche und betriebssystem-unabhängige Schnittstelle zur Verwaltung und Benutzung von Extensions bietet.

In dem LabView Plugin wird GLEW dazu verwendet, um Zugriff auf Funktionalität zu erlangen, die für GPGPU Anwendungen dringend benötigt werden. Dazu gehören die Extensions ARB_fragment_program, EXT_framebuffer_object und EXT_pixelbuffer_object.

8.2 Optische Lockin-Thermografie (OLT)

8.2.1 Messprinzip

Die optische Lockin-Thermografie ist wie die optische Lockin-ESPI ein flächenhaftes Verfahren, welches nicht nur die gleiche Bauteilanregung benutzt, sondern deren Auswertung ebenfalls zu einem Amplituden- und Phasenbild führt. Als Detektor wird in der OLT eine Infrarotkamera benutzt, die die integrale Abstrahlung M eines Körpers („Stephan-Boltzmann-Gesetz“) - idealerweise im ganzen Spektralbereich - aufnimmt. Diese kann berechnet werden über Integration des Planckschen Strahlungsgesetzes:

$$M = \varepsilon \cdot \int_0^{\infty} M_{\lambda_s} d\lambda_s = \varepsilon \cdot \int_0^{\infty} \frac{2\pi \cdot c_0^2 \cdot h}{\lambda_s^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h \cdot c_0}{\sigma \cdot T \cdot \lambda_s}} - 1} d\lambda_s = \sigma \cdot \varepsilon \cdot T^4 \quad (8.1)$$

(Plancksches Wirkungsquantum $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ J·s, Lichtgeschwindigkeit im Vakuum $c_0 = 2,998 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$, Wellenlänge der Strahlung λ_s , Boltzmann-Konstante $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ W·m·K⁻⁴, Emissionskoeffizienten ε und Temperatur T). Dieses Gesetz sagt aus, dass die

Infrarotbilder der Thermografiekamera die Temperatur des Bauteils in der vierten Potenz, aber gewichtet mit dem lokalen Emissionskoeffizienten, darstellt. In Wirklichkeit richten sich die Integrationsgrenzen nach dem spektralen Empfindlichkeitsbereich des Detektorsignals (z.B. Quecksilbercadmiumtellurid = MCT). Heutiger Stand der Technik sind Flächendetektoren (Focal Plane Array Kameras), die aus z.B. 640×512 Detektorelementen bestehen, wobei jedes Pixel jeweils einen Bildpunkt ergibt. Derzeit sind Temperaturauflösungen (auch genannt NETD = Noise Equivalent Temperature Difference) bis zu 15mK möglich. Der Detektor (typischerweise MCT) wird dafür auf 77K gekühlt.

Im Gegensatz zur optisch angeregten Lockin-ESPI, die durch Folgeeffekte der thermischen Ausdehnung die thermischen Wellen zur Defekterkennung nutzt, wird bei der OLT das Temperaturfeld der Oberfläche direkt erfasst. Zur Anregung des Bauteils wird ein aufgeweiteter Laserstrahl oder auch intensitätsmodulierte Halogenlampen eingesetzt (Abb. 8.2). Damit ist es wie bei der OLI möglich, auch großflächige Bauteile in kurzer

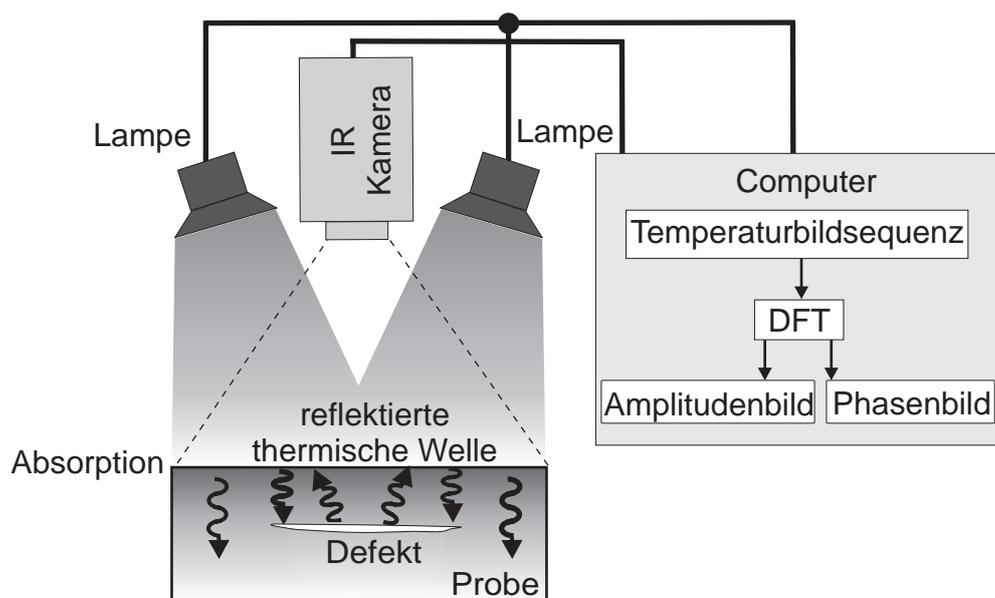


Abbildung 8.2: Prinzip und Aufbau der Optischen-Lockin-Thermografie (OLT).

Zeit zu untersuchen. Die Lockin-Auswertung erfolgt durch eine Fouriertransformation über alle Bildpixel des Temperaturbildstapels, wobei die Lockin-Funktion an jedem Pixel simuliert wird (wie auch bei OLI) und damit der Lockin-Thermografie den Namen gibt. Das berechnete Phasenbild der OLT zeigt die thermische Grenzflächen - die durch Defekte erzeugt werden - eines Bauteils, da die Wärmewellen innerhalb der thermischen Eindringtiefe z.B. auch von der Probenrückseite reflektiert werden.

8.2.2 Weitere Herleitungen der thermischen Eindringtiefen für OLT

1D-Wärmeleitung unter Berücksichtigung von Mehrfachreflexionen

Nachfolgend sind Amplituden- und Phasenverlauf unter der Berücksichtigung von Mehrfachreflexionen dargestellt (siehe Gleichungen 4.31 und 4.32).

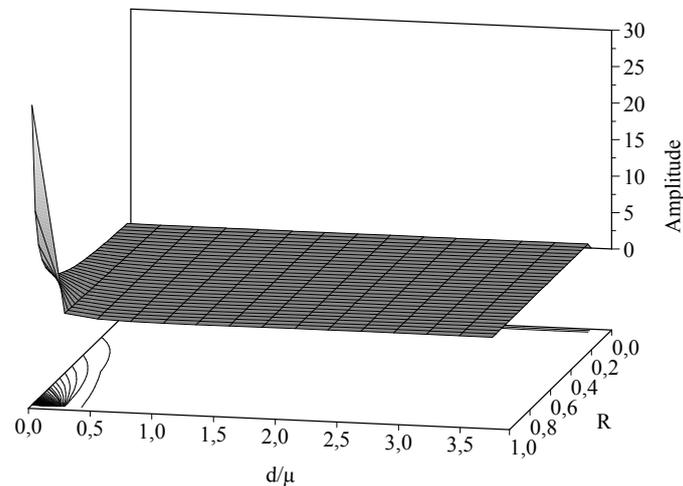


Abbildung 8.3: Amplitudenverlauf als Funktion der normierten Schichtdicke, berechnet nach Gleichung 4.31. Die Linien gleicher Amplitude sind in die Ebene projiziert.

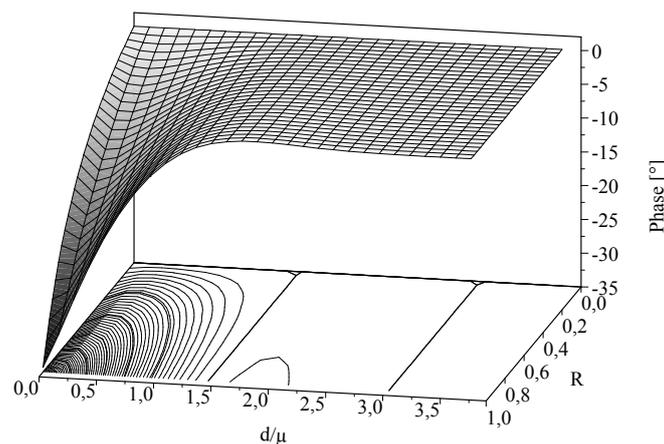


Abbildung 8.4: Phasenverlauf als Funktion der normierten Schichtdicke, berechnet nach Gleichung 4.32. Die Linien gleicher Phase sind in die Ebene projiziert. Sie erstrecken sich weiter in die Ebene hinaus als in Abbildung 8.3 und zeigen schon dadurch die größere Tiefenreichweite der Phase.

Transmissionskurven für den 1D bis 3D Fall

Wird das OLT-Verfahren in einer Transmissionsanordnung (Anregung und Detektion befinden sich auf den gegenüberliegenden Seiten) betrieben, so ergeben sich folgende mit der FE-Methode berechnete Verläufe (Abbildung 8.5).

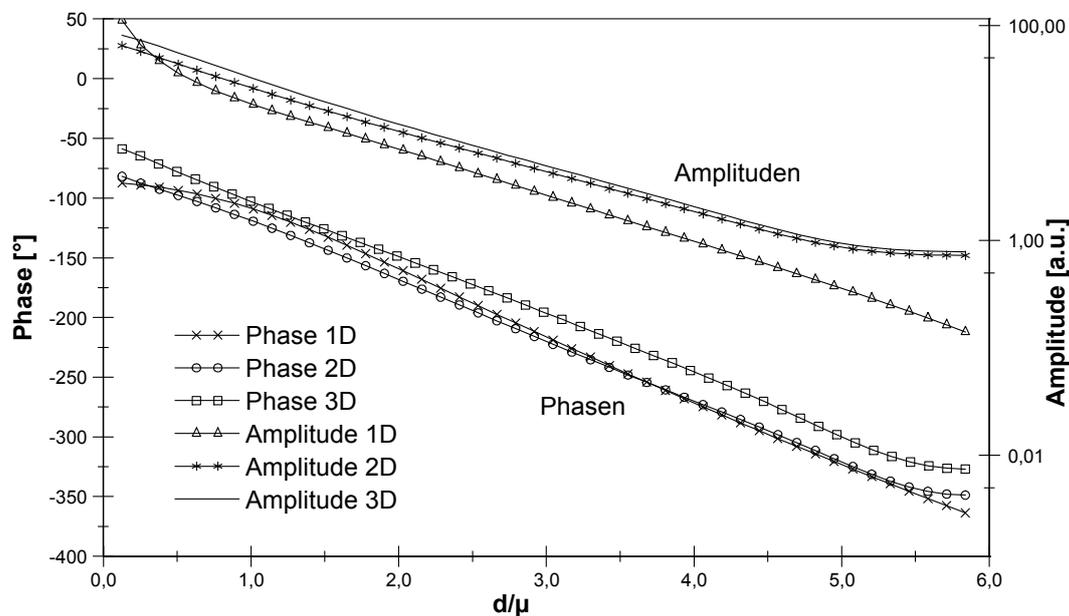


Abbildung 8.5: Amplituden- und Phasenverlauf, berechnet mit FEM für den 1D, 2D und 3D Fall. Für die FE-Rechnung wurde ein Zweischichtsystem, bestehend aus Aluminium und PMMA, betrachtet. Dies ergibt einen thermischen Reflexionskoeffizienten von $R = 0,9$.

8.3 Kennlinie der Lavaldüse

Für die modulierte Erzeugung des Vakuums in Kapitel 5.3 wurde eine Lavaldüse eingesetzt, deren Vakuumherzeugung vom Betriebsdruck abhängig ist (Abbildung 8.6).

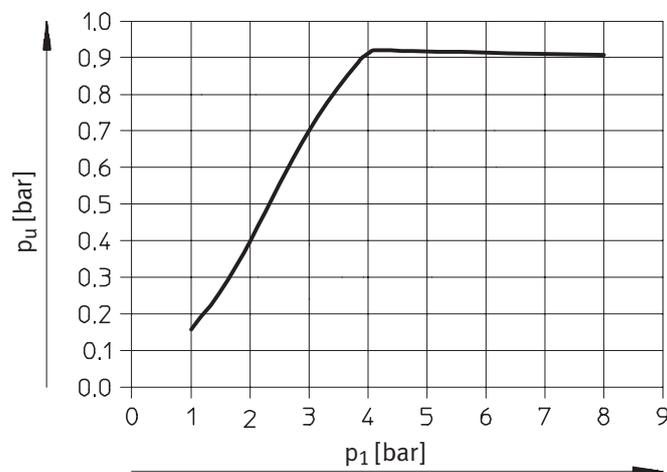


Abbildung 8.6: Kennlinie der Lavaldüse: Unterdruck p_u in Abhängigkeit vom Betriebsdruck p_1 .

Literaturverzeichnis

- [1] GABOR, D.: Microscopy by reconstructed wavefronts. In: *Proc. Roy. Soc. London*, 1949, S. 454–487
- [2] LEITH, E. N. ; UPATNIEKS, J.: Reconstructed wavefronts and communication theory. In: *J. Opt. Soc. Amer.* 52 (1962), S. 1123–1130
- [3] DE VELIS, J.B. ; REYNOLDS, G.O.: *Theory and Applications of Holography*. Menlo Park, London : Addison-Wesley, 1967
- [4] KIEMLE, H. ; RÖSS, D.: *Einführung in die Technik der Holographie*. Frankfurt/Main : Akad. Verlagsges., 1969
- [5] SMITH, H.M.: *Principles of Holography*. New York : John Wiley & Sons, Inc., 1975
- [6] GROH, G.: Engineering Uses of Laser-Produced Speckle Patterns. In: ROBERTSON, E. R. (Hrsg.) ; HARVEY, J. M. (Hrsg.): *Symposium on the Engineering Uses of Holography*. University of Strathclyde, Glasgow : Cambridge University Press, 1968
- [7] BURCH, J. M. ; TOKARSKI, J. M. J.: Production of multiple beam fringes from photographic scatters. In: *Optica Acta* 15 (1968), Nr. 2, S. 101–111
- [8] RASTOGI, P. K.: *Digital speckle pattern interferometry and related techniques*. Chichester : John Wiley & Sons Ltd, 2001
- [9] ARCHBOLD, E. ; BRUCH, J. M. ; ENNOS, A. E. ; TAYLOR, P. A.: Visual observations of surface vibration nodal patterns. In: *Nature* 222 (1969), Nr. 5190, S. 263–265
- [10] ARCHBOLD, E. ; ENNOS, A. E.: Displacement measurement from double-exposure laser photographs. In: *Optica Acta* 19 (1972), Nr. 4, S. 253–271

- [11] ELIASSON, B. ; MOTTIER, F.: Determination of granular radiance distribution of a diffuser and its use for vibration analysis. In: *Journal of the Optical Society of America* 60 (1971), Nr. 5, S. 559
- [12] TIZIANI, H.: Analysis of mechanical oscillations by speckling. In: *Appl. Opt.* 11 (1972), Nr. 12, S. 2911
- [13] BURCH, J. M.: Laser Speckle Metrology. In: *SPIE Seminar-In-Depth on Developments in Holography*. Bellingham, 1971
- [14] KÖPF, U.: Ein kohärent-optisches Verfahren zur Messung mechanischer Schwingungen. In: *Optik* 33 (1971), S. 517
- [15] LEENDERTZ, J. A. ; BUTTERS, J. N.: An image-shearing speckle-pattern interferometer for measuring bending moments. In: *Journal of Physics E: Scientific Instrument* 6 (1973), S. 1107–1110
- [16] HUNG, Y. ; HU, C. ; TAYLOR, C.: Surface Measurements by Speckle-Moiré and Speckle-Shearing Interferometry. In: *Experimental Mechanics* 14 (1974), S. 281
- [17] STEINCHEN, W. ; YANG, L.: *Digital Shearography: Theory and Application of Digital Speckle Pattern Shearing Interferometry*. Bellingham, Wash. : SPIE Optical Engineering Press, 2003
- [18] SCHUTH, M.: *Aufbau und Anwendung der Shearografie als praxisgerechtes, optisches Prüf- und Meßverfahren zur Dehnungsanalyse, Qualitätssicherung und Bauteiloptimierung*, Universität Gesamthochschule Kassel, Dissertation, 1996
- [19] YANG, L. X.: *Grundlagen und Anwendungen der Phasenschiebe-Shearografie zur zerstörungsfreien Werkstoffprüfung, Dehnungsmessung und Schwingungsanalyse*, Universität Gesamthochschule Kassel, Dissertation, 1997
- [20] RITTER, S. ; BUSSE, G.: 3D Electronic-Speckle-Pattern-Interferometrie (ESPI) in der zerstörungsfreien Werkstoff- und Bauteilprüfung. In: *Deutsche Gesellschaft für Zerstörungsfreie Prüfung e. V.* Garmisch-Partenkirchen, 1993, S. 491–498
- [21] FOURIER, J.: Théorie du mouvement de la chaleur dans les corps solides, 1re Partie. In: *Mémoires de l' Académie des Sciences* 4 (1824), S. 185–225
- [22] ANGSTRÖM, M. A. J.: New method of determining the thermal conductivity of bodies. In: *Phil. Mag.* 25 (1863), S. 130–142, 337–338
- [23] BUSSE, G.: Optoacoustic phase angle measurement for probing a metal. In: *Appl. Phys. Lett.* 35 (1979), Nr. 10, S. 759–760

- [24] WONG, Y. H. ; THOMAS, R. L. ; POUCH, J. J.: Subsurface structures of solids by scanning photoacoustic microscopy. In: *Appl. Phys. Lett.* 35 (1979), S. 368–369
- [25] PAO, Y.-H.: *Optoacoustic Spectroscopy and Detection*. New York : Academic Press, 1977
- [26] LUUKKALA, M.: Photoacoustic microscope PAM. In: *Proc. IEEE Ultrasonics Symp.* (1979), S. 412–415
- [27] BELL, A. G.: Upon the production of sound by radiant energy. In: *Phil. Mag.* 11 (1881), S. 510–528
- [28] PARKER, J. G.: Optical absorption in glass: Investigation using an acoustic technique. In: *Appl. Opt.* 12 (1973), S. 2974–2977
- [29] ROSENCWAIG, A. ; GERSHO, A.: Theory of the photoacoustic effect with solids. In: *J. Appl. Phys.* 47 (1976), Nr. 1, S. 64–69
- [30] ROSENCWAIG, A.: Theoretical aspects of photoacoustic spectroscopy. In: *J. Appl. Phys.* 49 (1978), S. 2905–2910. – 11
- [31] ROSENCWAIG, A.: Thermal wave microscopy with photoacoustics. In: *J. Appl. Phys.* 51 (1980), S. 2210–2211. – 14
- [32] ROSENCWAIG, A.: *Photoacoustics and photoacoustic spectroscopy*. New York : John Wiley and Sons, 1980. – 16
- [33] BUSSE, G. ; OGRABEK, A.: Optoacoustic images. In: *J. Appl. Phys.* 51 (1980), S. 3576–3578
- [34] LUUKKALA, M.: Photoacoustic microscopy at low modulation frequencies. In: *Scanned image microscopy*. London : Academic Press, 1980, S. 273–299
- [35] WONG, Y. H. ; THOMAS, R. L. ; HAWKINS, G. F.: Surface and subsurface structure of solids by laser photoacoustic spectroscopy. In: *Appl. Phys. Lett.* 32 (1978), S. 538–539
- [36] HORDVIK, A. ; SCHLOSSBERG, H.: Photoacoustic technique for determining optical absorption coefficients in solids. In: *Appl. Opt.* 16 (1977), S. 101–107
- [37] ROSENCWAIG, A.: Photoacoustic microscopy. In: *American Lab.* 11 (1979), S. 39–49. – 13
- [38] BUSSE, G. ; ROSENCWAIG, A.: Thermal wave piezoelectric and microphone detection for non-destructive evaluation: a comparison. In: *J. Photoacoustics* 1 (1983), S. 365–369

- [39] AMERI, S. ; ASH, E. A. ; NEUMAN, V. ; PETTS, C. R.: Photodisplacement imaging. In: *Electronic Lett.* 17 (1981), S. 337–338
- [40] OPSAL, J. ; ROSENCWAIG, A.: Thermal-wave depth profiling: Theory. In: *J. Appl. Phys.* 53 (1982), S. 4240–4246
- [41] SODNIK, Z. ; TIZIANI, H.-J.: Photothermal interferometry for nondestructive sub-surface defect detection. In: *Opt. Commun.* 58 (1986), S. 295–299
- [42] SODNIK, Z.: *Photothermische Interferometrie*, Institut für Technische Optik, Universität Stuttgart, Dissertation, 1990
- [43] KAUFMANN, G. H. ; VEST, C. M.: Thermal waves visualized by holographic interferometry. In: *Applied Optics / Lasers, Photonics, and Environmental Optics* 26 (1987), Nr. 14, S. 2799–2803
- [44] KAUFMANN, G. H. ; VIOTTI, M. R. ; GALIZZI, G. E.: Flaw detection using temporal speckle pattern interferometry and thermal waves. In: OSTEN, W. (Hrsg.) ; NOVAK, E. (Hrsg.): *Proc. of SPIE* Bd. 5532. Bellingham, 2004, S. 300–307
- [45] BUSSE, G. *Patent DE 4203272- C2*. 1992
- [46] GERHARD, H. ; BUSSE, G.: Use of ultrasound excitation and optical-lockin method for speckle interferometry deformation-measurements. In: *Nondestructive Characterisation of Materials XI*. Berlin : Springer-Verlag, 2003, S. 525–534
- [47] BUSSE, G. ; WU, D. ; KARPEN, W.: Thermal wave imaging with phase sensitive modulated thermography. In: *J. Appl. Phys.* 71 (1992), S. 3962–3965
- [48] KARPEN, W.: *Berührungslose und zerstörungsfreie Prüfung von Kunststofflackierungen mit thermischen Wellen*, Institut für Kunststoffprüfung und Kunststoffkunde, Universität Stuttgart, Dissertation, 1993
- [49] WU, D.: *Lockin-Thermographie für die zerstörungsfreie Werkstoffprüfung und Werkstoffcharakterisierung*, Institut für Kunststoffprüfung und Kunststoffkunde, Universität Stuttgart, Dissertation, 1996
- [50] CLOUD, G.: *Optical Methods of Engineering Analysis*. Cambridge : University of Cambridge, 1995
- [51] DAINTY, C.: *Topics in Applied Physics*. Bd. 9: *Laser speckle and related phenomena*. Springer Verlag, 1975

- [52] JONES, R. ; WYKES, C.: *Holographic and Speckle Interferometry. A discussion of the theory, practice and application of the techniques.* Cambridge : Cambridge University Press, 1983
- [53] MILLERD, J. ; BROCK, N. ; HAYES, J. ; NORTH-MORRIS, M. ; KIMBROUGH, B. ; WYANT, J.: Pixelated Phase-Mask Dynamic Interferometers. In: OSTEN, W. (Hrsg.): *Fringe 2005*, Springer, 2005, S. 640–647
- [54] DÖRBAND, B.: Die 3-Interferogramm-Methode zur automatischen Streifenbewertung in rechnergesteuerten digitalen Zweistrahlinterferometern. In: *Optik* 60 (1982), Nr. 2, S. 161–174
- [55] FRANTZ, L. M. ; SAWCHUK, A.A. ; VON DER OHE, W.: Optical phase measurement in real time. In: *Applied Optics* 18 (1979), Nr. 19, S. 3301–3306
- [56] WYANT, J.C. ; CREATH, K.: Recent advances in interferometric optical testing. In: *Laser Focus/ Electro Optics* (1985), S. 118–132
- [57] CARRÉ, P.: Installation et utilisation de comparateur photoélectrique et interférentiel du Bureau International des Poids et Mesures. In: *Metrologia* 2 (1966), Nr. 1, S. 13–23
- [58] TIZIANI, H. J.: *Optische Messtechnik / Messe Laser 1993.* München, 1993. – Forschungsbericht
- [59] RITTER, S.: *Die Speckle-Pattern-Interferometrie und ihre Anwendung in der zerstörungsfreien Prüfung*, Institut für Kunststoffprüfung und Kunststoffkunde, Universität Stuttgart, Diplomarbeit, 1993
- [60] KOLIOPOULOS, C. L.: *Interferometric Optical Phase Measurement*, University of Arizona, Diss., 1981
- [61] MOORE, A. J. ; TYRER, J. R. ; SANTOYO, F. M.: Phase extraction from electronic speckle pattern interferometry addition fringes. In: *Applied Optics* 33 (1994), S. 7312–7320
- [62] VETTER, H.: *Verformungsmessung mit gestörten Interferogrammen*, Institut für Technische Optik, Universität Stuttgart, Dissertation, 2005
- [63] PRITT, M. D.: Phase unwrapping by means of multigrid techniques for interferometric SAR. In: *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing* 34 (1996), Nr. 3, S. 728–738

- [64] GHIGLIA, D. ; PRITT, M.: *Two-Dimensional phase unwrapping: theory, algorithms, and software*. New York : John Wiley & Sons, Inc., 1998
- [65] ROBINSON, D. W. ; REID, G. T.: *Interferogram Analysis*. London : IOP Publishing Ltd, 1993
- [66] CURLANDER, J. ; DONOUGH, R. M.: *Synthetic Aperture Radar, Systems and Signal Processing*. New York : John Wiley & Sons, Inc., 1991
- [67] GLOVER, G. H. ; SCHNEIDER, E.: Three point Dixon technique for true water/fat decomposition with inhomogeneity correction. In: *Magnetic Resonance Medicine* 18 (1991), S. 371–383
- [68] HUNTLEY, J. M.: Three-dimensional noise-immune phase-unwrapping algorithms. In: *Applied Optics* 40 (2001), S. 3901
- [69] COCKE, W. J.: Computer simulation comparisons of speckle image reconstruction techniques. In: *International Optical Computing Conference*. Washington DC, 1980
- [70] ITOH, K.: Analysis of phase unwrapping problem. In: *Applied Optics* 21 (1982), Nr. 14, S. 2470
- [71] OSTEN, W.: *Digitale Verarbeitung und Auswertung von Interferenzbildern*. Akademie Verlag Berlin, 1991
- [72] GOLDSTEIN, R. M. ; ZEBKER, H. A. ; WERNER, C. L.: Satellite radar interferometry: two-dimensional phase unwrapping. In: *Radio Science* 23 (1988), Nr. 4, S. 713–720
- [73] PLOTKOWSKI, P. D. ; HUNG, Y. Y. ; HOVANESIAN, J. D. ; GERHART, G. R.: Improved fringe carrier technique for unambiguous determination of holographically recorded displacement. In: *Optical Engineering* 24 (5) (1985), S. 754–756
- [74] SCHNARS, U. ; JÜPNER, W.: Messung von Absolutverformungen mit Methoden der holografischen Interferometrie und der Elektronischen Specklemuster-Interferometrie. In: *Laser und Optoelektronik* 24 (1) (1992), S. 59–63
- [75] RITTER, A. ; BÖTTGER, J. ; DEUSSEN, O. ; KÖNIG, M. ; STROTHOTTE, T.: Hardware - based rendering of full - parallax synthetic holograms. In: *Applied Optics* 38 (1999), S. 1364–1369
- [76] PETZ, C. ; MAGNOR, M.: Fast hologram synthesis for 3D geometry models using graphics hardware. In: JEONG, T. H. (Hrsg.): *SPIE proceedings* Bd. 5005. Bellingham, USA : SPIE, 2003, S. 266–275

- [77] HAIST, T. ; REICHERTER, M. ; BURLA, A. ; SEIFERT, L. ; HOLLIS, M. ; OSTEN, W.: Fast hologram computation for holographic tweezers. In: OSTEN, W. (Hrsg.): *Fringe 2005, The 5th International Workshop on Automatic Processing of Fringe Patterns*. Berlin : Springer, 2005, S. 126–133
- [78] CARLOMAGNO, G. M. ; BERADI, P. G.: Unsteady thermotopography in non-destructive testing. In: *3rd Biannual Exchange*. St. Louis/ USA, Aug. 24-26 1976, S. 33–39
- [79] BEAUDOIN, J. L. ; MÉRIENNE, E. ; DANJOUX, R. ; EGÉE, M.: Numerical system for infrared scanners and application to the subsurface control of materials by photothermal radiometry. In: *Infrared Technology and Applications*, SPIE 590, 1985, S. 287
- [80] KUO, P. K. ; FENG, Z. J. ; AHMED, T. ; FAVRO, L. D. ; THOMAS, R. L. ; HARTIKAINEN, J.: Parallel thermal wave imaging using a vector lock-in video technique. In: HESS, P. (Hrsg.) ; HEIDELBERG, J. P. (Hrsg.): *Photoacoustic and Photothermal Phenomena*. Springer Verlag, 1987, S. 415–418
- [81] BUSSE, G.: Lockin thermography. In: MALDAGUE, X. (Hrsg.): *Nondestructive Testing Handbook* Bd. 3. Columbus, OH : American Society for Nondestructive Testing Inc., 2001, S. 318–327
- [82] BUSSE, G.: *Rasterbildverfahren mit optisch erzeugten Wärmewellen in der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung*. 1984. – Habilitationsschrift, Universität Stuttgart
- [83] CARSLAW, H. S. ; JAEGER, J. C.: *Conduction of Heat in Solids*. Amen House, London E.C.4 : Oxford University Press, 1959
- [84] DOMININGHAUS, H.: *Die Kunststoffe und ihre Eigenschaften*. Berlin Heidelberg : Springer-Verlag, 1998
- [85] MANDELIS, A.: *Mathematical Methods and Green Functions*. New York : Springer, 2001
- [86] BENNETT, C. A. ; PATTY, R. R.: Thermal wave interferometry: a potential application of the photoacoustic effect. In: *Appl. Opt.* 21 (1981), Nr. 1, S. 49–54
- [87] 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
- [88] JACKSON, W. B. ; AMER, N. M.: Piezoelectric photoacoustic detection: theory and experiment. In: *Appl. Phys.* 51 (1980), S. 3343–3353. – 7

- [89] LEHTO, A. ; JAARINEN, J. ; TIUSANEN, T. ; JOKINEN, M. ; LUUKKALA, M.: Magnitude and phase in thermal wave imaging. In: *Electronic Letters* 17 (1981), Nr. 11, S. 364–365
- [90] GERHARD, H. ; BUSSE, G.: Thermal Waves for Imaging of Defects with Lockin-Speckle Interferometry. In: *Strain* 43 (2007), Nr. 3, S. 229–234
- [91] GERHARD, H. ; HESSELBACH, F. ; BALLHAUSE, D. ; BUSSE, G.: Lockin-Speckle-Interferometry: Advances in Dynamic Object Excitation for Defect Visualization. In: THOMPSON, D. O. (Hrsg.) ; CHIMENTI, D. E. (Hrsg.): *Review of progress in QNDE* Bd. 26B. New York : Plenum Press, 2007, S. 1564–1571
- [92] GERHARD, H. ; MENNER, P. ; BUSSE, G.: Neue Möglichkeiten und Anwendungen der Lockin-Speckle-Interferometrie für die zerstörungsfreie Prüfung. In: *20. Stuttgarter Kunststoff-Kolloquium*, 2007
- [93] GERHARD, H. ; BUSSE, G.: Lockin-ESPI interferometric imaging for remote non-destructive testing. In: *NDT & E International* 39 (2006), S. 627–635
- [94] MALDAGUE, X. ; MARINETTI, S. ; BUSSE, G. ; COUTURIER, J. P.: Possible applications of pulse phase thermography. In: ZHANG, S. (Hrsg.): *Progress in Natural Science* Bd. 6 9th International Conference on Photoacoustic and Photothermal Phenomena, 1996, S. 80–82
- [95] MALDAGUE, X.: Pulse phase infrared thermography. In: *J. Appl. Phys.* 79 (1996), Nr. 5, S. 2694–2698
- [96] HENNEKE, E. G. ; REIFSNIDER, K. L. ; STINCHCOMB, W. W.: Thermography. An NDI method for damage detection. In: *J. of Metals* 31 (1979), S. 11–15
- [97] MIGNOGNA, R. B. ; GREEN, R. E. J. ; HENNEKE, E. G. ; REIFSNIDER, K. L.: Thermographic investigations of high-power ultrasonic heating in materials. In: *Ultrasonics* 7 (1981), S. 159–163
- [98] SALERNO, A. ; DANESI, S. ; WU, D. ; RITTER, S. ; BUSSE, G.: Ultrasonic loss angle imaging with speckle interferometry . In: *Proceedings 5th International Congress on Sound and vibration*. University of Adelaide, 1997
- [99] GERHARD, H. ; BUSSE, G.: Ultraschallangeregte Verformungsmessung mittels Speckle Interferometrie. In: *DGZfP Berichtsband BB79-CD. 6. Kolloquium, Qualitätssicherung durch Werkstoffprüfung* Bd. 11. Zwickau, 2001, S. 9

- [100] ZWESCHPER, T. ; DILLENZ, A. ; RIEGERT, G. ; SCHERLING, D. ; BUSSE, G.:
Ultrasound excited thermography using frequency modulated elastic waves. In:
Insight 45 (2003), Nr. 3, S. 178–182
- [101] THOMALLA, V. K. ; STEINKE, S.: *Der Airbus A380 - Technik in neuer Dimension*.
Stuttgart : Motorbuch Verlag, 2005
- [102] RIEGERT, G.: *Induktions-Lockin-Thermografie - ein neues Verfahren zur zerstö-
rungsfreien Prüfung*, Institut für Kunststofftechnik, Universität Stuttgart, Disserta-
tion, 2007
- [103] BULLINGER, O.: *Röntgenrefraktionsverfahren für die zerstörungsfreie Charakte-
risierung nichtmetallischer Werkstoffe- Möglichkeiten und Grenzen-*, Institut für
Kunststoffprüfung und Kunststoffkunde, Universität Stuttgart, Dissertation, 2005
- [104] RIEGERT, G. ; KEILIG, Th. ; AOKI, R. ; DRECHSLER, K. ; BUSSE, G.: Schäd-
igungscharakterisierung an NCF-Laminaten mittels Lockin-Thermographie und Be-
stimmung der CAI-Restfestigkeiten. In: *19. Kunststoff-Kolloquium*, 2005, S. 5/V2
- [105] PFLEIDERER, K.: *Frequenzkonversion aufgrund nichtlinearer akustischer Phäno-
mene: Grundlagen und Anwendung zur defektselektiven zerstörungsfreien Prüfung*,
Institut für Kunststoffkunde und Kunststoffprüfung, Univerität Stuttgart, Disserta-
tion, 2006
- [106] SOLODOV, I. ; DÖRING, D.: Ultrasonics for NDE of Fiber-Composite Materials.
In: BUSSE, G. (Hrsg.) ; KRÖPLIN, B.-H. (Hrsg.) ; WITTEL, F. K. (Hrsg.): *Damage
and its Evolution in Fiber-Composite Materials: Simulation and Non-Destructive
Evaluation*, ISD Verlag, 2006, S. 17–36
- [107] GERHARD, H. ; BUSSE, G.: Two new techniques to improve interferometric
deformation-measurement: Lockin and Ultrasound excited Speckle-Interferometry.
In: OSTEN, Wolfgang (Hrsg.): *Fringe 2005*. Berlin : Springer, 2005, S. 530–538
- [108] BUSSE, G. ; VERGNE, D. ; WETZEL, B.: Photothermal nondestructive inspection
of paint and coatings. In: *Photoacoustic and photothermal phenomena* (1988), S.
427–429
- [109] BUSSE, G. ; KARPEN, W.: Photothermische Schichtdickenmessung von Lacken auf
Kunststoffen. In: *Neue Entwicklung bei der Lackierung von Kunststoffen* (1990),
S. 204–212
- [110] MENNER, P.: *Entwicklung einer mobilen Lockin-Shearografie-Anlage für die zerstö-
rungsfreie Werkstoffprüfung*, Institut für Kunststofftechnik, Universität Stuttgart,
Diplomarbeit, 2007

Lebenslauf

Name: Henry Gerhard

Geburtstag/-Ort: 23.12.1974 in Zwickau (Sachsen)

Schulischer und beruflicher Werdegang

1981 - 1990	Polytechnische Oberschule in Zwickau
1990 - 1993	Gymnasium in Zwickau
05.1993	Allgemeine Hochschulreife
07.1993 - 06.1994	Grundwehrdienst
WS 94/95 - SS 96	Grundstudium der Luft- und Raumfahrttechnik an der Universität Stuttgart
09.1996	Vordiplom
WS 96/97 - WS 00	Hauptstudium Luft- und Raumfahrttechnik an der Universität Stuttgart
WS 96/97	Fachpraktikum bei dem Satellitenhersteller DORNIER in Immenstadt in der Abteilung für Raumfahrtsysteme
1999	Studienarbeit am Institut für Aero- und Gasdynamik in Zusammenarbeit mit der Firma Bosch
2000	Diplomarbeit bei dem Turbinenhersteller MTU - AERO ENGINES in München
11.2000	Hauptdiplom
seit 12.2000	Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Kunststoffprüfung und Kunststoffkunde (das jetzige Institut für Kunststofftechnik) der Universität Stuttgart